

УДК 533.6.011.6 : 536.24

А.А. Глазунов, В.Д. Гольдин, В.Г. Зверев, С.Н. Устинов**АЭРОДИНАМИЧЕСКИЙ НАГРЕВ ТОПЛИВНЫХ БАКОВ
КОСМИЧЕСКОГО РАЗГОННОГО БЛОКА ПРИ СПУСКЕ В АТМОСФЕРЕ**

Приводится методика расчета траектории и характеристик аэродинамического нагрева космического разгонного блока «Фрегат» при сходе с рабочей орбиты и спуске в атмосфере Земли. В рамках термодинамического подхода решена задача о повышении давления паров в баках за счет нагрева и испарения жидкой фазы топлива. На примере схода разгонного блока с солнечно-синхронной орбиты рассчитаны термодинамические параметры, напряжения в оболочках, высота и энергетический эквивалент взрывного разрушения баков в зависимости от степени заполнения остатками компонентов жидкого топлива.

Ключевые слова: *космический разгонный блок, атмосфера Земли, траектория спуска, аэродинамический нагрев, топливные баки, давление паров, разрушение оболочек.*

Для решения задач обеспечения вывода в космическое пространство полезных грузов наряду с ракетами-носителями (РН) используются разгонные блоки (РБ). Они выполняют функции межорбитальных буксировщиков, обеспечивая перемещение космических аппаратов (КА) с опорных на целевые орбиты, их ориентацию и направление на отлетные и межпланетные траектории.

РБ «Фрегат» (РБФ) разработан в НПО им. С.А. Лавочкина в качестве унифицированной верхней ступени РН среднего и тяжелого класса [1, 2]. Он позволяет выполнять ориентацию и стабилизацию головного блока на активных и пассивных участках траектории и выводить КА на высокоэнергетические, геостационарные (ГСО), геопереходные (ГПО), а также приполярные солнечно-синхронные (ССО) орбиты. Особенность ССО заключается в том, что КА проходит над каждым заданным районом в одно и то же местное время, что позволяет проводить съемки и наблюдения в одинаковых условиях освещенности. Такую орбиту имеют современные ресурсные спутники Земли, осуществляющие мониторинг ее поверхности.

Первый запуск РБФ по программе летных испытаний был успешно осуществлен в феврале 2000 г. в составе РН «Союз». Применение РБФ и его последующих модификаций позволяет решать ранее недоступные задачи по массам и орбитам выводимых грузов и повышает конкурентоспособность России на международном рынке космических услуг. В частности, планируется использование РБФ на западноевропейской РН «Ариан-5» с космодрома Куру во Французской Гвиане для развертывания системы спутниковой навигации «Галилео».

После окончания миссии РБФ в околоземном пространстве и отделения от орбитального блока происходит его увод с рабочей орбиты, постепенное снижение и торможение в плотных слоях атмосферы. В процессе спуска аппарат подвергается интенсивному аэродинамическому нагреву, в результате чего значительная часть РБФ сгорает в атмосфере, а часть фрагментов достигает поверхности Земли, образуя эллипс рассеяния.

Процесс разрушения РБФ зависит от многих факторов и может протекать по различным сценариям. Наиболее неблагоприятный из них – взрывной характер разрушения, приводящий к нежелательному увеличению площади рассеяния обломков. Этому обстоятельству способствует наличие остатков компонентов жидких топлив в баках РБФ. При их испарении резко повышается давление, напряжения в баках могут превысить предел прочности материала оболочек, в результате чего становится возможным разрушение конструкции, смещение и взрывообразное реагирование высокоэнергетических компонентов горючего и окислителя.

В настоящее время в соответствии с природоохранными законодательствами большинства стран актуальными являются вопросы оценки воздействия ракетно-космической техники (РКТ) на окружающую среду и околоземное пространство на всех этапах ее создания и эксплуатации. Среди негативных последствий ракетно-космической деятельности (РКД) следует отметить техногенное и химическое загрязнение территорий в районах падения отделяющихся частей средств выведения и сброса токсичных остатков компонентов жидких ракетных топлив. Задачи обеспечения экологической безопасности требуют анализа последствий возникновения аварийных и нештатных ситуаций при эксплуатации РКТ и, в частности, разгонных блоков.

Цель работы – разработка инженерной методики расчета траектории, характеристик аэродинамического нагрева топливных баков РБФ при сходе с рабочей орбиты и спуске в атмосфере Земли для анализа высоты и критических условий его разрушения.

Общая характеристика РБФ

Конструктивную основу РБФ составляет блок баков маршевой двигательной установки, выполненный в виде шести сваренных между собой металлических сфер равного диаметра (рис. 1) [1, 2]. Четыре из них используются в качестве топливных баков (по два горючего и окислителя), две – в качестве приборных

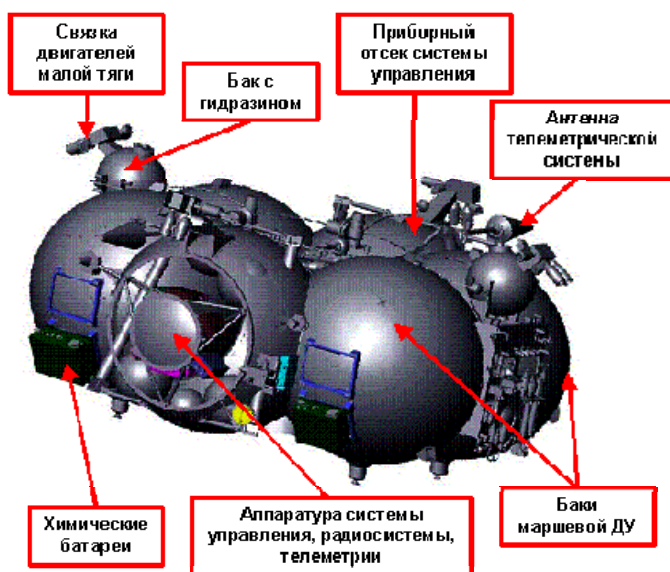


Рис. 1. Внешний вид РБ «Фрегат»

отсеков герметичного и негерметичного исполнения. РБФ имеет габаритные размеры: высота $\sim 1,5$ м, диаметр (описанный) $\sim 3,35$ м. Диаметр топливных баков $d = 1,36$ м, объем $1,306$ м³, толщина оболочки $\Delta = 1,85 \cdot 10^{-3}$ м. Начальная масса при максимальной заправке топливом ~ 6385 кг, конечная масса ~ 950 кг.

МДУ предназначена для создания импульсов скорости, работает на токсичной самовоспламеняющейся топливной паре «горючее НДМГ – окислитель АТ».

НДМГ (официальное название гептил) – несимметричный диметилгидразин, химическая формула $(\text{CH}_3)_2\text{N-NH}_2$, по структуре близок к аммиаку. В обычных условиях – бесцветная жидкость, дымящаяся на воздухе, обладает высокой летучестью, стабильна в области эксплуатационных температур (от -50 до $+50$ °С) при полной герметичности объема. Основные физико-химические характеристики: плотность в жидкой фазе $\rho_r = 790$ кг/м³, удельная теплоемкость жидкой фазы $c_{\text{liq}}(\text{НДМГ}) = 2,717 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К); молярная масса $m(\text{НДМГ}) = 60$ кг/кмоль; теплота испарения $Q(\text{НДМГ}) = 5,831 \cdot 10^5$ Дж/кг [3 – 5]. Удельная теплоемкость газовой фазы при постоянном объеме в диапазоне температур $T = 200 - 600$ К и парциальное давление насыщенных паров аппроксимируются формулами

$$c_v(\text{НДМГ}) = -154,682 + 6,379T - 0,0033T^2 \quad [\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})],$$

$$\ln(p_{\text{gas}}) = 12,761 - 4284,9/T \quad [\text{атм}].$$

АТ – азотный тетраоксид, химическая формула N_2O_4 , тяжелая летучая жидкость. Основные физико-химические характеристики: плотность $\rho_{\text{ок}} = 1446$ кг/м³, удельная теплоемкость жидкой фазы $c_{\text{liq}}(\text{АТ}) = 1,78 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К); молярная масса $m(\text{АТ}) = 92$ кг/кмоль; теплота испарения $Q(\text{АТ}) = 4,191 \cdot 10^5$ Дж/кг [3 – 5]. Удельная теплоемкость газовой фазы при постоянном объеме в диапазоне температур $T = 200 - 600$ К и парциальное давление насыщенных паров аппроксимируются формулами вида

$$c_v(\text{АТ}) = 233,34 + 2,2153T - 0,0014T^2 \quad [\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})],$$

$$\ln(p_{\text{gas}}) = 13,741 - 4032,4/T \quad [\text{атм}].$$

Для наддува баков в процессе работы дополнительно используется инертный газ – гелий (He) с молярной массой $m(\text{He}) = 4$ кг/кмоль; удельной теплоемкостью при постоянном объеме $c_v = 3,119 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К).

Математическая модель расчета траектории при спуске в атмосфере

Рассмотрим движение аппарата в целом по траектории до момента разгерметизации баков. Будем предполагать, что Земля имеет форму шара, из аэродинамических сил будем учитывать только силу лобового сопротивления. В этом случае траектория спуска описывается системой уравнений движения, которые в полускоростной системе координат имеют вид [6]

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{F}{M} + g \sin \theta; \quad (1)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{g}{V} \cos \theta + \frac{V}{R} \cos \theta + 2\omega \cos \varphi \sin \Psi; \quad (2)$$

$$\frac{d\Psi}{dt} = \frac{V}{R} \operatorname{tg} \varphi \sin \Psi \cos \theta + 2\omega (\cos \varphi \cos \Psi \operatorname{tg} \theta + \sin \varphi); \quad (3)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{V}{R} \cos \varphi \cos \theta; \quad (4)$$

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{V \sin \Psi \cos \theta}{R \cos \varphi}; \quad (5)$$

$$\frac{dH}{dt} = -V \sin \theta. \quad (6)$$

Здесь t – время; V – скорость объекта; θ – угол между вектором скорости и касательной плоскостью к поверхности Земли, при спуске $\theta > 0$; Ψ – азимут движения объекта (угол между проекцией скорости на касательную к поверхности Земли плоскость и направлением на север, отсчитываемый по часовой стрелке); φ – широта (в северном полушарии $\varphi > 0$, в южном $\varphi < 0$); λ – долгота (к востоку от Гринвича $\lambda > 0$, к западу $\lambda < 0$); H – высота полета; $R = R_0 + H$ – расстояние до центра Земли, $R_0 = 6,371 \cdot 10^6$ м; $g = g_0 [R_0 / (R_0 + H)]^2$ – ускорение свободного падения, $g_0 = 9,81$ м/с²; $\omega = 7,292 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹ – угловая скорость вращения Земли; M – масса аппарата; $F = 0,5 C_x \rho V^2 S_{\text{mid}}$ – сила лобового сопротивления; C_x – коэффициент сопротивления; S_{mid} – площадь миделева сечения аппарата;

В отличие от распространенного приближения в физической теории метеоров и метеоритов [7] в рассматриваемых случаях угол наклона траектории к горизонту θ не является постоянным. Ускорение Кориолиса также оказывает влияние на траекторию и описывается членами с угловой скоростью вращения Земли ω в уравнениях (2), (3).

Для задания плотности ρ атмосферы в зависимости от высоты H полета использовались данные таблицы стандартной атмосферы [8]. При $H < 80$ км она вычислялась путем линейной интерполяции данных по формуле

$$\ln \rho = \ln \rho_{k-1} + \frac{H - H_{k-1}}{H_k - H_{k-1}} \ln \left(\frac{\rho_k}{\rho_{k-1}} \right),$$

где $H_{k-1} \leq H \leq H_k$, индекс k соответствует табличным значениям.

При $H > 80$ км, температура считалась постоянной, равной 199 К, а плотность определялась по формуле

$$\rho = \rho_s \exp(-(H - H_s) / H_*),$$

где $H_* = 5,95$ км, индекс s соответствует $H = 80$ км.

Для определения силы аэродинамического сопротивления принималось, что РБФ представляет собой цилиндр диаметром $D = 3,36$ м с коэффициентом $C_x = 2$ и $S_{\text{mid}} = 8,87$ м².

Масса РБФ определялась по формуле

$$M = M_b + 2k(M_1 + M_2),$$

где $M_1 = 1032$ кг, $M_2 = 1889$ кг – масса НДМГ и АТ в полных баках, k – доля первоначального объема баков, занятого топливом, $M_b = 941,5$ кг – масса объекта без топлива.

На рис. 2 приведены результаты расчета спуска РБФ с солнечно-синхронной орбиты (ССО) до высоты разгерметизации баков. Использовались следующие начальные данные задачи: высота $H_0 = 120$ км, скорость относительно Земли $V_0 = 8061$ м/с, угол входа $\theta_0 = 1,12^\circ$, азимут $\Psi_0 = -22,83^\circ$, широта $\varphi_0 = -68,03^\circ$, долгота $\lambda_0 = -103,38^\circ$.

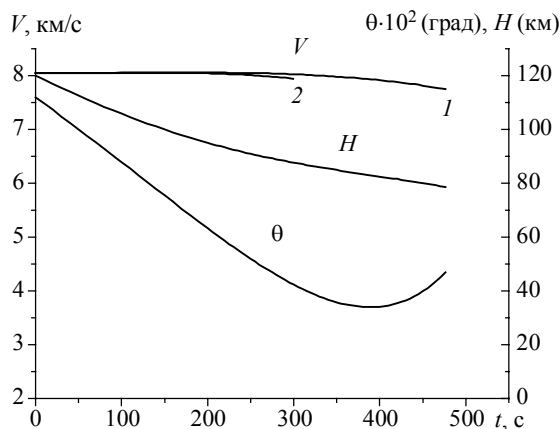


Рис. 2. Скорость, высота полета и угол наклона траектории в зависимости от времени при спуске РБФ с ССО. V : 1, 2 – $k = 0,5; 0,1$; H, θ – $k = 0,5$

Так как угол входа θ_0 в атмосферу с этой орбиты очень мал, то для пологой траектории спуска характерны большие высоты. До 300 с полета скорость РБФ практически не меняется. Влияние аэродинамического торможения на больших высотах проявляется слабо и доля остатка компонентов топлива k в баках незначительно влияет на параметры траектории спуска (кривые 1, 2 рис.2). Несмотря на то, что абсолютное изменение величины угла наклона θ невелико, в силу его малости относительное изменение является значительным ~ 3 раза. В результате зависимость высоты H от времени на рис. 2 отличается от линейной.

На рис. 3 показано изменение скорости РБФ в зависимости от высоты полета. Кривая 1 соответствует заполнению баков наполовину ($k = 0,5$) и может рассматриваться в качестве нештатной ситуации при спуске, кривая 2 – 10 %-му наличию остатков топлива. Видно, что расслоение скорости начинается с высот ~ 100 км и на момент разгерметизации баков составляет $\sim 7,75$ и $7,95$ км/с для кривых 1 и 2 соответственно.

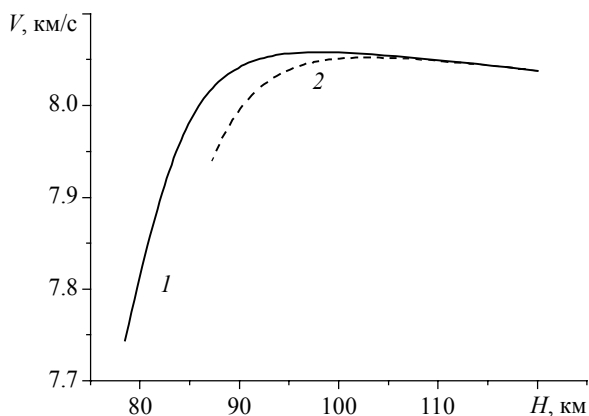


Рис. 3. Зависимость скорости полета от высоты при спуске РБФ с ССО. 1, 2 – $k = 0,5; 0,1$

Изложенная методика расчета траектории использовалась при определении тепловой нагрузки к РБФ в процессе его спуска с солнечно-синхронной орбиты.

Аэродинамическая тепловая нагрузка

Определение тепловой нагрузки к спускаемому аппарату требует применения различных математических моделей для решения задачи обтекания в каждой точке траектории. Выбор моделей определяется характерными числами Маха (М), Рейнольдса (Re) и Кнудсена (Kn):

$$M = \frac{V}{a}, \quad Re = \frac{\rho V L_*}{\mu_*}, \quad Kn = \frac{l}{L_*} = \frac{M}{Re},$$

где a – скорость звука, L_* – характерный размер аппарата, μ_* – коэффициент вязкости, l – длина свободного пробега на высоте полета.

В задачах входа в атмосферу на основной части траектории число $M \gg 1$. На больших высотах число $Kn \gg 1$ и обтекание происходит в свободно-молекулярном (СМ) режиме; ниже $Kn \sim 1$ и реализуется кинетический режим, описание которого требует решения уравнения Больцмана, при $Kn \ll 1$ обтекание происходит в режиме сплошной среды. При этом, для невысоких чисел Re обтекание рассматривается в режиме вязкого ударного слоя (ВУС), при больших Re течение разбивается на область невязкого ударного слоя и тонкого пограничного слоя (ПС) у поверхности тела. Последний определяет аэродинамический нагрев, так как в атмосфере Земли при скоростях ниже второй космической излучение ударного слоя незначительно. Для высот полета $H > 60$ км режим течения в пограничном слое является ламинарным.

На рис. 4 приведены значения чисел Kn и Re при спуске РБФ с ССО, в качестве характерного размера выбран диаметр бака горючего, $L_* = 1,36$ м. Видно, что в начальной точке траектории $Kn > 1$, при высотах $H < 100$ км, где происходит наибольший нагрев, $Re \gg 1$ и $Kn \ll 1$.

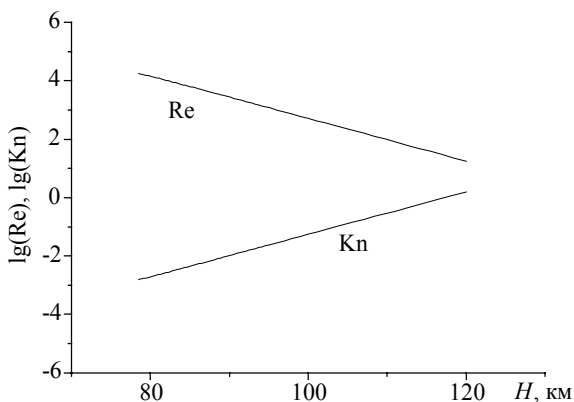


Рис. 4. Числа Кнудсена Kn и Рейнольдса Re в зависимости от высоты полета при спуске РБФ с ССО

В настоящее время имеется достаточно большое количество работ в области гиперзвуковой аэродинамики затупленных тел при различных режимах обтекания: СМ, ВУС, ПС [9 – 12]. Расчет обтекания сложно-составной формы аппарата в

каждой точке траектории по различным моделям представляет собой сложную задачу, поэтому целесообразно применение приближенного подхода с использованием на начальном участке траектории модели СМ-обтекания, на основном – модели ПС.

Для любой ориентации РБФ при спуске один из топливных баков находится на наветренной стороне и, следовательно, подвергается наибольшему нагреву. Поэтому можно использовать приближенную оценку теплового потока при обтекании его сферической лобовой части без учета взаимодействия с другими элементами конструкции. При этом траектория спуска рассчитывается для всего объекта в целом.

Тепловой поток q к лобовой части сферической поверхности бака может быть представлен в виде

$$q = q_0 f(\alpha), \quad (7)$$

где q_0 – тепловой поток в передней критической точке (ПКТ), α – центральный угол сферы, отсчитываемый от ПКТ.

Определим сомножители q_0 и $f(\alpha)$. Для расчета теплового потока в СМ-режиме предполагалось, что молекулы воздуха при столкновении с поверхностью тела полностью теряют нормальную составляющую скорости

$$q_0 = \frac{1}{2} \rho V^3, \quad f(\alpha) = \cos^3 \alpha. \quad (8)$$

Для режима ламинарного ПС используется формула J.A. Fay, F.R. Riddel [13], в [14] дается ее аппроксимации в зависимости от параметров полета. Для распределения теплового потока по поверхности сферы используется формула И.Н. Мурзинова [15, 16]

$$q_0 = 0,578 \cdot 10^{-3} r^{-1/2} (\rho / \rho_0)^{1/2} V^{3,15}, \quad f(\alpha) = 0,55 + 0,45 \cos 2\alpha, \quad (9)$$

где r – радиус сферы в см, V – скорость полета в м/с, q_0 выражено в Вт/м².

После интегрирования (7) по углу α можно получить формулу для потока энергии на лобовую поверхность

$$q_{\Sigma} = 2\pi r^2 A q_0, \quad (10)$$

где $A = 0,25$ и $0,4$ для СМ-обтекания и режима ПС. Переход от одной формулы к другой происходит в точке траектории, в которой значения q_0 , вычисленные по (8) и (9), совпадают.

Расчет давления в топливных баках

При спуске в атмосфере под действием аэродинамического нагрева повышается температура баков, происходит испарение жидкой фазы, растут внутреннее давление и напряжение в оболочках, что может привести к их разрыву. Определение давления в баках требует решения задачи теплообмена при заданной тепловой нагрузке.

Для этого необходимо учитывать передачу тепла в оболочке, обмен энергией между оболочкой, жидкой и газовой фазами внутри баков, процессы перемешивания содержимого. Данная задача имеет большую степень неопределенности, связанную с ориентацией, вращением, колебаниями баков в процессе спуска, что сказывается на движении жидкости и газа в баках и, следовательно, на интенсивности теплообмена. Поэтому целесообразно применение термодинамического подхода,

основанного на предположении, что все компоненты внутри бака имеют одинаковую температуру и находятся в состоянии термодинамического равновесия.

В каждом из баков присутствуют 3 компонента: инертный газ (He), топливо в жидкой фазе (X_{liq}), пары топлива в газовой (X_{gas}) фазе. До момента полного испарения жидкой фазы давление может быть определено следующим образом.

Полное давление газа в баке складывается из парциальных давлений газовых компонент, которые удовлетворяют уравнению состояния:

$$p = p(\text{He}) + p(X_{\text{gas}}), \quad p(\text{He}) = \rho(\text{He}) \frac{R_A}{m(\text{He})} T, \quad (11)$$

где R_A – универсальная газовая постоянная, $\rho(\text{He})$, $m(\text{He})$ – плотность и молярная масса гелия.

Парциальное давление паров топлива определяется кривой упругости паров, из уравнения состояния можно определить плотность $\rho(X_{\text{gas}})$:

$$p(X_{\text{gas}}) = f_X(T) \approx \exp\left(B_X - \frac{A_X}{T}\right), \quad p(X_{\text{gas}}) = \rho(X_{\text{gas}}) \frac{R_A}{m(X)} T, \quad (12)$$

где A_X , B_X – константы в аппроксимации кривой упругости паров. Плотности газовых компонент могут быть выражены через их массы и объем газовой фазы:

$$\rho(\text{He}) = \frac{M(\text{He})}{V_{\text{gas}}}, \quad \rho(X_{\text{gas}}) = \frac{M(X_{\text{gas}})}{V_{\text{gas}}}. \quad (13)$$

Кроме того, должен выполняться закон сохранения массы

$$\rho(X_{\text{liq}})(V - V_{\text{gas}}) + \rho(X_{\text{gas}})V_{\text{gas}} = M(X) = kM_0, \quad (14)$$

где V – полный объем бака, M_0 – масса топлива при полном заполнении бака, k – доля заполнения бака остатками топлива в начале спуска.

При заданных значениях $M(\text{He})$, $M(X)$, V , T давление определяется из системы уравнений (11) – (14). Процесс вычислений строится следующим образом. При начальной температуре $T = T_0$ давление $p = p_0$ известно. Это позволяет определить начальное значение объема газовой фазы $V_{\text{gas},0}$ и массы гелия $M(\text{He})$:

$$p_0(X_{\text{gas}}) = f_X(T_0),$$

$$p_0(\text{He}) = p_0 - p_0(X_{\text{gas}}), \quad \rho_0(\text{He}) = \frac{p_0(\text{He})m(\text{He})}{R_A T_0}, \quad \rho(X_{\text{gas}}) = \frac{p_0(X_{\text{gas}})m(X)}{R_A T_0},$$

$$V_{\text{gas},0} = \frac{\rho(X_{\text{liq}})V - kM_0}{\rho(X_{\text{liq}}) - \rho(X_{\text{gas}})} = \frac{(1-k)M_0}{\rho(X_{\text{liq}}) - \rho(X_{\text{gas}})}, \quad M(\text{He}) = \rho(X_{\text{gas}})V_{\text{gas},0}. \quad (15)$$

При произвольной температуре порядок вычислений следующий:

$$p(X_{\text{gas}}) = f_X(T),$$

$$\rho(X_{\text{gas}}) = \frac{p(X_{\text{gas}})m(X)}{R_A T}, \quad V_{\text{gas}} = \frac{(1-k)M_0}{\rho(X_{\text{liq}}) - \rho(X_{\text{gas}})},$$

$$p(\text{He}) = p_0(\text{He}) \frac{T}{T_0} \frac{V_{\text{gas},0}}{V_{\text{gas}}}, \quad p = p(\text{He}) + p(X_{\text{gas}}). \quad (16)$$

В (16) формула для определения парциального давления гелия получена из (11) с учетом (13) и постоянства массы гелия. В результате вычислений полное давление в баке является функцией начальных условий и текущей температуры.

Описанный расчет давления пригоден до тех пор, пока полностью не испарится жидкая фаза. Температуру T_* , при которой это произойдет, можно определить из условия

$$M(X_{\text{gas}}) = \rho(X_{\text{gas}})V_{\text{gas}} = M(X) = kM_0. \quad (17)$$

При $T > T_*$ давление в баке будет расти линейным образом с ростом температуры:

$$p = p_* T / T_*, \quad (18)$$

где p_* — давление в момент достижения полного испарения жидкой фазы.

Об изменении давления в баках окислителя (*a*) и горючего (*б*) с ростом температуры и при различной доле k их заполнения можно судить по кривым 1–3 на рис. 5 (согласно (20) — см. далее, — давление с точностью до множителя совпадает с напряжением). Начальное давление в баках $p_0 = 6,5 \cdot 10^5$ Па, температура $T_0 = 293$ К. Излом на кривых 1–3 соответствует моменту полного испарения жидкости: при малых k жидкая фаза полностью испаряется до достижения температуры разрушения, и в дальнейшем осуществляется нагрев только газовой фазы. В этом случае давление в баках растет линейно с ростом температуры. Видно, что по сравнению с окислителем для горючего (рис. 5, *б*) излом на кривых 1, 2 сдвигается в область более высоких температур. Наличие давления внутри топливных баков обуславливает напряженное состояние оболочек.

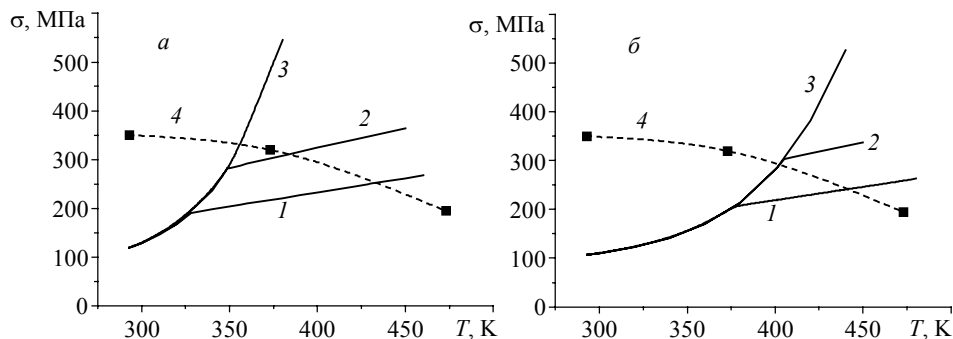


Рис. 5. Максимальные напряжения в оболочках баков окислителя (*a*) и горючего (*б*) в зависимости от температуры. 1–3 — $k = 0,01; 0,02; 0,1$, 4 — предел прочности материала

Напряжения в оболочках топливных баков

Для оценки условий разрушения баков рассмотрим задачу об определении напряженного состояния оболочки полой сферы под действием внутреннего давления p . На больших высотах $\sim 60 - 100$ км в атмосфере Земли внешнее давление практически отсутствует и можно считать равным нулю.

Пусть r_{in} и r_{out} — внутренний и наружный радиусы оболочки бака толщиной $\Delta = r_{\text{out}} - r_{\text{in}}$. В сферических координатах (см. рис. 6) с началом в центре сферы тензор напряжений имеет диагональный вид с ненулевыми компонентами главных напряжений $\sigma_r, \sigma_\varphi, \sigma_\theta$, причем растягивающие компоненты напряжений $\sigma_\varphi = \sigma_\theta$ равны между собой в силу осевой симметрии. Дифференциальные уравне-

ния теории упругости допускают точное решение, и выражения для напряжений имеют следующий вид [17]:

$$\sigma_r = \frac{p r_{in}^3}{(r_{in}^3 - r_{out}^3)} \left(\frac{r_{out}^3}{r^3} - 1 \right), \quad r_{in} \leq r \leq r_{out}, \quad (19)$$

$$\sigma_\varphi = \sigma_\theta = -\frac{p r_{in}^3}{(r_{in}^3 - r_{out}^3)} \left(1 + \frac{r_{out}^3}{2r^3} \right).$$

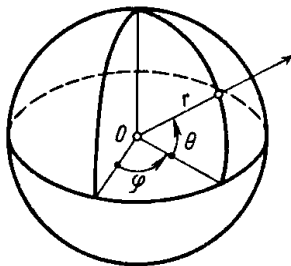


Рис. 6. Сферическая система координат для расчета напряжений в оболочках топливных баков

Анализ формул (19) показывает, что растягивающее напряжение σ_φ по своей величине намного превышает сжимающее напряжение σ_r и мало меняется по толщине оболочки. Максимум $(\sigma_\varphi)_{\max}$ находится при $r = r_{in}$, т.е. на внутренней поверхности топливных баков, и имеет следующее значение:

$$r = r_{in} : (\sigma_\varphi)_{\max} = -\frac{p}{(r_{in}^3 - r_{out}^3)} \frac{(2r_{in}^3 + r_{out}^3)}{2} \approx \frac{p}{2} \frac{r_{out}}{\Delta}. \quad (20)$$

При приближенной оценке $(\sigma_\varphi)_{\max}$ через толщину оболочки Δ учитывалось, что $\Delta \ll r_{in}$, а $r_{in} \approx r_{out}$ имеют близкие значения (тонкая оболочка). Таким образом, $(\sigma_\varphi)_{\max}$ повышается с ростом внутреннего давления газов и уменьшается с увеличением толщины оболочки. Как следует из (20), при прочих равных условиях бак большего размера испытывает большие напряжения. В качестве критерия разрушения оболочки примем условие достижения максимальных напряжений $(\sigma_\varphi)_{\max}$ в оболочке бака предела прочности σ конструкционного материала, зависящего от температуры:

$$(\sigma_\varphi)_{\max} \geq \sigma(T), \quad (21)$$

График зависимости σ от температуры показан кривой 4 на рис. 5. Из него видно, что предел прочности σ падает почти в три раза с 350 до 130 МПа при увеличении температуры с 300 до 600 К, что повышает вероятность разгерметизации баков РБФ при аэродинамическом нагреве и росте внутреннего давления газов.

Используя (21) и рассчитанные значения давления паров, можно получить напряжения в оболочках топливных баках в зависимости от температуры и, сопоставляя их с пределом прочности σ материала оболочки, – критическую температуру разгерметизации баков. Определяя ее затем при движении РБФ в атмосфере, можно найти высоту разрушения баков.

На рис. 5 показаны максимальные напряжения в оболочках бака окислителя (а) и горючего (б) в зависимости от температуры при различном значении коэффициента k заполнения бака в момент начала спуска. Видно, что при малых $k = 1 - 2 \%$ жидкая фаза полностью испаряется до момента достижения предела разрушения. При больших k к моменту разрушения часть окислителя остается в жидкой фазе, и в этом случае предельные значения напряжения и критической температуры перестают зависеть от k .

В табл. 1, 2 приведены значения массы жидкого топлива в момент начала спуска, а также значения массы жидкой фазы, температуры и давления на момент разрушения баков окислителя и горючего. Результаты, приведенные в строке таблиц при $k = 0^*$, соответствуют разрушению баков при начальном давлении в силу снижения предела прочности материала с ростом температуры.

Таблица 1

**Термодинамические параметры в момент разрыва
и тротиловый эквивалент процесса разрушения бака окислителя РБФ**

k	$M_{\text{лиq } 0}, \text{ кг}$	$M_{\text{лиq } k}, \text{ кг}$	$T, \text{ К}$	$p, \text{ МПа}$	$G_{\text{ТНТ}}, \text{ кг}$
0^*	—	—	590	0,65	—
0,01	18,9	0	430	1,36	4,0
0,02	37,8	0	383	1,69	4,7
0,1	189	147	356	1,77	4,2
0,25	472	437	356	1,77	3,5
0,5	945	922	356	1,77	2,3

Таблица 2

**Термодинамические параметры в момент разрыва
и тротиловый эквивалент процесса разрушения бака горючего РБФ**

k	$M_{\text{лиq } 0}, \text{ кг}$	$M_{\text{лиq } k}, \text{ кг}$	$T, \text{ К}$	$p, \text{ МПа}$	$G_{\text{ТНТ}}, \text{ кг}$
0^*	—	—	608	0,58	—
0,01	10	0	437	1,30	5,7
0,02	21	2	401	1,56	6,1
0,1	103	86	401	1,56	5,5
0,25	258	244	401	1,56	4,6
0,5	516	506	401	1,56	3,0

Тротиловый эквивалент взрывного разрушения оболочек

Мощность взрывного разрушения баков может быть оценена независимо от высоты, на которой это происходит, по методикам, принятым в промышленности. Сосуды под давлением с высокоэнергетическими газами и жидкостями представляют собой источники потенциальной опасности [18], поэтому их эксплуатация регламентируется нормативными документами [19]. Оценка механического действия взрывного разрушения топливных баков требует знания энергии взрыва, или тритилового эквивалента (ТЭ). ТЭ – мера энерговыделения, выраженная в количестве ВВ тринитротолуола (ТНТ), выделяющем при взрыве равное количество энергии. Удельная энергия взрывчатого разложения ТНТ по данным [19, 20] полагалась равной $Q_{\text{ТНТ}} = 4,52 \text{ МДж/кг}$.

При разгерметизации сосуда с высокоэнергетическими газами и жидкостями в энергию взрыва $E_{\text{взр}}$, МДж, переходит не только химическая энергия, но и потен-

циальная энергия сжатого газа [19]:

$$E_{\text{expl}} = [Q_{\text{gas}} M_{\text{gas}} + Q_{\text{liq}} M_{\text{liq}}] + \frac{(p - p_{\text{out}}) V_p (1 - k)}{(\gamma - 1)}, \quad (22)$$

где Q_{gas} , Q_{liq} – удельные теплоты химических превращений вещества в газовой и жидкой фазах, МДж/кг; M_{gas} , M_{liq} – масса газа и жидкости в сосуде на момент взрыва, кг; p , p_{out} – давление газа в сосуде и окружающей атмосфере, МПа; V_p – объем сосуда, м³; k – коэффициент заполнения сосуда жидкой фазой; γ – показатель адиабаты.

Приравняв энергию E_{expl} разрушения сосуда к энергии $E_{\text{ТНТ}} = Q_{\text{ТНТ}} G_{\text{ТНТ}}$ взрыва ТНТ массой $G_{\text{ТНТ}}$, находим ТЭ:

$$G_{\text{ТНТ}} = E_{\text{expl}} / Q_{\text{ТНТ}} \quad [\text{кг}]. \quad (23)$$

Горючее НДМГ и окислитель АТ по отдельности являются химически устойчивыми соединениями, поэтому для них $Q_{\text{gas}} = Q_{\text{liq}} = 0$. Этого можно ожидать и на момент разрушения сосуда под действием внутреннего давления паров. Значения показателя адиабаты γ для паров горючего НДМГ, окислителя АТ при различной температуре брались по данным [3 – 5].

В табл. 1 и 2 в последнем столбце приведены рассчитанные значения тротилового эквивалента $G_{\text{ТНТ}}$ взрывного разрушения баков окислителя и горючего в зависимости от коэффициента k заполнения остатками топлива. Из таблиц видно (третий столбец), что при 2 %-м заполнении ($k = 0,02$) баков всё жидкое топливо испаряется и переходит в газовую фазу. Этой ситуации отвечают наибольшие значения ТЭ для НДМГ и АТ.

Нагрев топливных баков при спуске РБФ с орбиты

Для определения зависимости температуры от времени и, следовательно, высоты разрушения, необходимо рассмотреть задачу о тепловом состоянии РБФ при воздействии аэродинамической тепловой нагрузки.

Материал оболочки представляет собой металл с большим коэффициентом теплопроводности. Это позволяет пренебречь распределением температуры по глубине и вдоль поверхности и считать ее зависящей только от времени.

При спуске РБФ с орбиты возможны два предельных сценария развития тепловых процессов в баках:

1) теплообмен между оболочкой и внутренним содержимым затруднен; нагревается главным образом оболочка, и разрыв происходит в точках неоднородности материала (при начальном давлении в окрестности сварных швов ввиду снижения предела прочности материала);

2) теплообмен достаточно интенсивен; бак разрывается под действием давления паров компонентов топлива.

При реализации первого сценария тепловое состояние оболочки баков не зависит от их внутреннего содержимого, и вся тепловая нагрузка идет на нагрев оболочки. В этом случае при указанных выше предположениях температура оболочки может быть определена из уравнения

$$c_M M(M) \frac{dT}{dt} = q_{\Sigma}, \quad (24)$$

где c_M – теплоемкость, $M(M) = 4\pi r^2 \Delta \rho_M$ – масса, ρ_M – плотность материала, Δ – толщина оболочки; r – радиус бака; q_{Σ} – поток энергии, определенный по формуле

(10). Так как температура разгерметизации баков не превышает 700 К, то тепловой поток, излучаемый в атмосферу поверхностью оболочек баков, пренебрежимо мал по сравнению с конвективным потоком q_Σ .

Уравнение (24) решается одновременно с системой уравнений (1) – (6), определяющей движение по траектории, тепловая нагрузка вычисляется по формулам (8) – (10). Расчет прекращается, когда начальное напряжение в оболочке сравнивается при текущей температуре с пределом прочности материала.

На рис. 7 показаны высота полета, тепловой поток в точке торможения и температура бака окислителя в зависимости от времени при спуске РБФ с ССО для первого сценария теплообмена. Так как в данном случае передача тепла внутрь бака не учитывается, то температуры оболочек баков окислителя и горючего совпадают. Видно, что к моменту разгерметизации бака на 170-й секунде полета тепловой поток достигает значений ~ 120 кВт/м² на высоте ~ 100 км. Результаты определения высоты разгерметизации баков по первому сценарию приведены в табл. 3 в первой строке при $k = 0^*$.

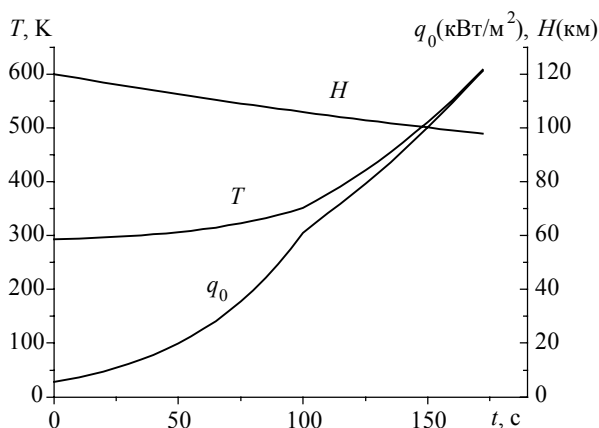


Рис. 7. Высота полета, тепловой поток в точке торможения, температура* оболочки бака окислителя (горючего) в зависимости от времени при спуске РБФ с ССО. * – без учета внутреннего теплообмена

При реализации второго сценария считается, что теплообмен между оболочкой бака и его содержимым интенсивен, поэтому оболочка бака, жидкая и газовая фазы имеют одинаковые температуры. В этом случае применение первого начала термодинамики к баку в целом с учетом испарения жидкости приводит к следующему уравнению:

$$\left[c_M M(M) + c(X_{liq}) M(X_{liq}) + c_v(He) M(He) + c_v(X_{gas}) M(X_{gas}) \right] \frac{dT}{dt} = q_\Sigma - Q(X) \frac{dM(X_{gas})}{dt} - p \frac{dV_{gas}}{dt}. \quad (25)$$

Здесь c_M , $c(X_{liq})$, $c_v(He)$, $c_v(X_{gas})$ и $M(M)$, $M(He)$, $M(X_{liq})$, $M(X_{gas})$ – значения удельной теплоемкости (для газа – при постоянном объеме) и массы для оболочки, жидкой фазы; гелия, газовой фазы топлива; V_{gas} , p – объем газовой фазы и давление газа в баке.

Для замыкания уравнения (25) необходимо подставить значения $M(X_{\text{gas}})$ и V_{gas} из (16):

$$V_{\text{gas}} = \frac{(1-k)M_0}{\rho(X_{\text{liq}}) - \rho(X_{\text{gas}})}, \quad M(X_{\text{gas}}) = \frac{(1-k)M_0\rho(X_{\text{gas}})}{\rho(X_{\text{liq}}) - \rho(X_{\text{gas}})}. \quad (26)$$

Так как они зависят только от температуры, то после применения преобразований

$$\frac{d\rho(X_{\text{gas}})}{dT} = \frac{\rho(X_{\text{gas}})}{T} \left[\frac{A_X}{T} - 1 \right], \quad \frac{dM(X_{\text{gas}})}{dT} = \frac{(1-k)M_0\rho(X_{\text{liq}})}{[\rho(X_{\text{liq}}) - \rho(X_{\text{gas}})]^2} \frac{d\rho(X_{\text{gas}})}{dT},$$

$$\frac{dV_{\text{gas}}}{dT} = \frac{1}{\rho(X_{\text{liq}})} \frac{dM(X_{\text{gas}})}{dT}$$

уравнение (25) приводится к виду

$$(cM)_{\text{eff}} \frac{dT}{dt} = q_{\Sigma}, \quad (27)$$

$$(cM)_{\text{eff}} = c_M M(M) + c(X_{\text{liq}})M(X_{\text{liq}}) + c_v(\text{He})M(\text{He}) + c_v M(X_{\text{gas}}) +$$

$$+ \left[Q(X) + \frac{p}{\rho(X_{\text{liq}})} \right] \frac{dM(X_{\text{gas}})}{dT}. \quad (28)$$

Формула (28) используется до момента полного испарения жидкой фазы в баках, после этого надо принять

$$\frac{dM(X_{\text{gas}})}{dT} = 0.$$

Уравнение (27) решается по времени вместе с системой уравнений траектории полета (1) – (6) до достижения значений температуры разгерметизации.

На рис. 8 показана динамика изменения температуры баков окислителя (а) и горючего (б) вдоль траектории спуска с ССО при различных значениях коэффициента k заполнения. Излом на кривых соответствует моменту полного испарения жидкой фазы. Сравнение значений температуры показывает, что при расчете теплового состояния баков по второму сценарию теплообмена ее уровень по сравнению с кривой б (первый сценарий) оказывается более низким. Это связано, с одной

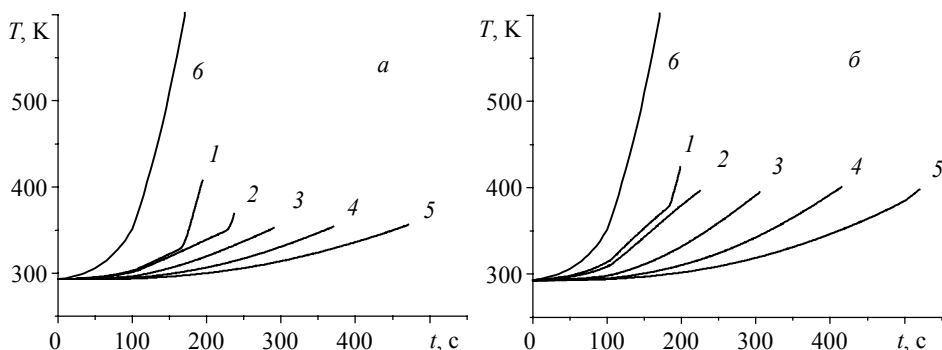


Рис. 8. Температура баков окислителя (а) и горючего (б) в зависимости от времени при спуске РБФ с ССО с учетом нагрева топлива. 1 – 5 – $k = 0,01; 0,02; 0,1; 0,25; 0,5$, 6 – оболочка, без учета внутреннего теплообмена

стороны, с затратами тепловой нагрузки на нагрев содержимого бака, с другой – нагрев топлива в баке приводит к значительному повышению давления, в результате чего разгерметизация наступает раньше.

На рис. 9 показана температура баков окислителя (а) и горючего (б) в зависимости от высоты полета для различной степени их заполнения при спуске РБФ с ССО. Увеличение доли жидкой фазы (коэффициент k) приводит к замедлению роста температуры при той же тепловой нагрузке, в результате чего разрыв бака происходит на более низкой высоте. Согласно кривым 5 рисунка, при $k = 0,5$ значения критической высоты составляют 79 км и 76 км для бака окислителя и горючего соответственно.

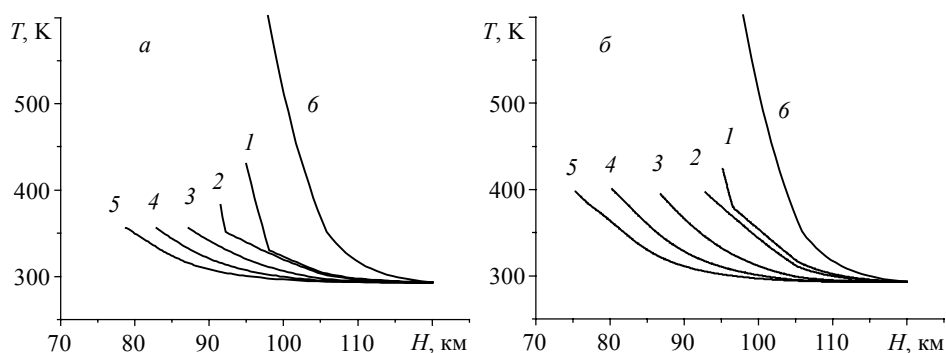


Рис. 9. Температура баков окислителя (а) и горючего (б) в зависимости от высоты при спуске РБФ с ССО с учетом нагрева топлива. 1 – 5 – $k = 0,01; 0,02; 0,1; 0,25; 0,5$, 6 – оболочка, без учета внутреннего теплообмена

В табл. 3 приведены значения высоты разрушения баков для различных значений коэффициента заполнения k при спуске с ССО. Расчетные значения высоты разрушения при $k > 0$ дают нижнюю оценку их реальной величины, так как получены в предположении однородности температуры баков. При более низкой интенсивности теплообмена между оболочкой и внутренней областью баков температура жидкой фазы будет ниже температуры оболочки, что понизит затраты энергии на нагрев жидкости. Это приведет к более интенсивному нагреву оболочки и, следовательно, к большей высоте разрушения. Анализ таблицы показывает, что высоты разрушения баков окислителя и горючего при одинаковой степени заполнения близки друг к другу. Это означает, что условия их разрушения достигаются почти одновременно.

Таблица 3

**Высота разгерметизации баков РБФ при спуске с ССО
в зависимости от степени заполнения остатками топлива**

k	Бак окислителя		Бак горючего	
	$M_{\text{лиq } 0}$, кг	H , км	$M_{\text{лиq } 0}$, кг	H , км
0*	-	98,1	-	96,4
0,01	18,9	95,0	10,3	95,1
0,02	37,8	91,5	20,6	93,8
0,1	189	87,2	103	88,6
0,25	472	82,9	258	82,6
0,5	945	78,8	516	76,1

Заключение

1. Разработана инженерная методика расчета траектории и характеристик аэродинамического нагрева топливных баков РБФ при сходе с рабочей орбиты и спуске в атмосфере Земли для оценки высоты и термодинамических условий его разрушения.

2. Показано, что при сходе РБФ с солнечно-синхронной орбиты уровень тепловых потоков на момент разрушения баков достигает величины 120 кВт/м^2 .

3. На основе термодинамического подхода решена задача о тепловом состоянии топливных баков РБФ по траектории спуска с учетом и без учета теплообмена оболочек с внутренним содержимым. Исследована динамика роста давления внутри баков под действием аэродинамического нагрева и испарения жидкой фазы топлива.

4. Определены термодинамические параметры, высота полета, напряжения в оболочках и тротиловый эквивалент взрывного разрушения баков под действием внутреннего давления в зависимости от степени их заполнения остатками топлива при сходе РБФ с солнечно-синхронной орбиты и спуске в атмосфере Земли. Показано, что при заполнении менее чем на 10 % их разрушение происходит на высотах выше 87 км.

ЛИТЕРАТУРА

1. Асюшкин В.А., Ишин С.В., Куликов С.Д. и др. Разгонный блок «Фрегат» // Сборник научных трудов НПО им. С.А.Лавочкина. М.: Блок-Информ-Экспресс, 2000. Вып. 2. С. 219–226.
2. Асюшкин В.А., Ишин С.В., Пичхадзе К.М. и др. Разгонный блок «Фрегат» – максимальная эффективность при минимальных затратах // Полет. 2006. № 10. С. 3–8.
3. Греков А.П., Веселов В.Я. Физическая химия гидразина. Киев: Наукова думка, 1979. 254 с.
4. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочное издание: в 4 т. / Л.В. Гурвич, И.В. Вейц, В.А. Медведев и др. 3-е изд., перераб. и расширен. Т. I. Кн. 2. М.: Наука, 1978. 328 с.
5. Физические величины: Справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др.; под ред. И.С. Григорьевой, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
6. Лебедев А.А., Герасюта Н.Ф. Баллистика ракет. М.: Машиностроение, 1974. 241 с.
7. Стулов В.П., Мурский В.Н., Вислый А.И. Аэродинамика болидов. М.: Наука. Физматлит, 1995. 240 с.
8. Стандартная атмосфера. Параметры ГОСТ 4401-73. М., 1977.
9. Hayes W.D., Probstein R.F. Hypersonic Flow Theory. New York and London: Academic Press, 1959 (русский перевод: Хейз, Пробстин. Теория гиперзвуковых течений. М.: ИЛ, 1962).
10. Пилюгин Н.Н., Тирский Г.А. Динамика ионизованного излучающего газа. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1989. 305 с.
11. Лунев В.В. Течения реальных газов с большими скоростями. М.: Физматлит, 2007. 760 с.
12. Зинченко В.И. Математическое моделирование сопряженных задач теплообмена. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1985. 221 с.
13. Fay J.A., Riddell F.R. Theory of stagnation point heat transfer in dissociated air // J. Aeronaut. Sci. 1958. V. 25. P. 73–85, 121. Русский перевод: Фэй Дж., Риддел Ф. Теоретический анализ теплообмена в лобовой точке, омываемой диссоциированным воздухом // Проблемы движения головной части ракет дальнего действия. – М.: ИЛ, 1959. С. 217–256.
14. Martin J.J. Atmospheric Entry – An Introduction to Its Science and Engineering. 1966. Old Tappan. NJ: Prentice-Hall, P. 351 (русский перевод: Мартин Дж. Вход в атмосферу. М.: Мир, 1969. 320 с.).

15. Мурзинов И.Н. Ламинарный пограничный слой на сфере в гиперзвуковом потоке равновесно диссоциирующего воздуха // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1966. № 2. С. 184–188.
16. Землянский Б.А., Степанов Г.В. О расчете теплообмена при пространственном обтекании тонких затупленных конусов гиперзвуковым потоком воздуха // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1981. № 5. С. 173–177.
17. Прочность, устойчивость, колебания: справочник. Т. 1 / под ред. И.А. Биргера, Я.Г. Пановко. М.: Машиностроение, 1968. 831 с.
18. Marshall V. Major Chemical Hazards. Ellis-Horwood, Chichesters, UK, 1987. Русский перевод: Маршалл В. Основные опасности химических производств. М.: Мир, 1989.
19. Руководство по анализу опасности аварийных взрывов и определению параметров механического действия. РБГ-05-039-96. Нормативный документ. (www.complexdoc.ru). М.: НТЦ ЯРБ Госатомнадзор России, 2000. 80 с.
20. Baker W., Cox P., et al. Explosion Hazards and Evaluation. Amsterdam – Oxford – New York: Elsevier Scientific Publishing Company, 1983 (русский перевод: Бейкер У., Кокс П. и др. Взрывные явления. Оценка последствий. М.: Мир. 1986).

Статья поступила 01.07.2011 г.

Glazunov A.A., Gol'din V.D., Zverev V.G., Ustinov S.N. AERODYNAMIC HEATING OF FUEL TANKS OF A SPACE UPPER STAGE AT DESCENT IN THE ATMOSPHERE. A technique for calculating the trajectory and aerodynamic heating characteristics of the Fregat upper stage at leading away from the working orbit and descent in the atmosphere of the Earth is presented. The problem about increasing pressure in fuel tanks caused by heat loading and by liquid fuel evaporation is solved using the thermodynamic approach. Thermodynamic parameters, tanks shells stress, height, and the trinitrotoluene equivalent of explosive destruction of tanks depending on liquid fuel filling are calculated by an example of leading away an upper stage from the sun-synchronous orbit.

Key words: space upper stage, Earth's atmosphere, descending trajectory, aerodynamic heating, fuel tanks, vapor pressure, destruction of tank shells.

GLAZUNOV Anatoliy Alekseevich (Tomsk State University)

E-mail: gla@niipmm.tsu.ru

GOL'DIN Victor Danilovich (Tomsk State University)

E-mail: vdg@math.tsu.ru

ZVEREV Valentin Georgievich (Tomsk State University)

E-mail: zverev@niipmm.tsu.ru

USTINOV Svyatoslav Nikolaevich (Lavochkin Research and Production Association)

E-mail: ust@laspace.ru