

---

**УДК 629.7.063 (075.8)**

**Тепло – и массообмен на проницаемой поверхности системы тепловой защиты спускаемого космического аппарата малой формы<sup>1</sup>.**

**Федорченко Е.А., Никитин П.В.,**

*Аннотация.* Представлены результаты анализа тепло-массообмена при разрушении поверхностного слоя тепловой защиты спускаемого космического аппарата малой формы, совершающего баллистический спуск на Землю. Выполнен расчёт траекторных параметров и теплообмена на поверхности спускаемого космического аппарата на гиперзвуковом участке полёта. По результатам расчёта проведена серия экспериментов на высокотемпературном газодинамическом стенде с целью определения теплозащитных характеристик ряда ТЗМ. Выбран теплозащитный материал поверхностного слоя системы тепловой защиты КЛА. Проведена оценка толщины разрушения данного слоя.

Ключевые слова: тепло-массообмен, гиперзвуковая скорость, тепловая защита, траекторные параметры, энтальпия торможения, орбитальный полёт, баллистический спуск, газодинамический стенд.

Используемые сокращения:

КА – космический аппарат;  
КЛА – космический летательный аппарат;  
СКА – спускаемый космический аппарат;  
ТЗМ – теплозащитный материал;  
ТЗ – тепловая защита,  
ОКС – орбитальная космическая станция,  
ПКТ - передняя критическая точка

**Введение:**

Исследования межпланетного пространства и планет Солнечной системы требует разработки инновационных проектов дальнейшего развития космической техники. В этом

---

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты № 09-08-00169-а и 11-08-00828-а.

плане одним из таких проектов, имеющих большое прикладное значение, является оперативная доставка на Землю с орбитальных космических станций (ОКС) информации, свободной от помех и искажений, возникающих при использовании телеметрических систем.

Успешное решение такой задачи возможно благодаря использованию специальных КЛА малых форм, отстреливаемых с борта ОКС и совершающих для посадки на Землю баллистический полёт в плотных слоях атмосферы с гиперзвуковой скоростью.

Как известно, /1/, /2/ прохождение плотных слоев атмосферы по баллистической траектории вызывает экстремальные тепловые и газодинамические нагрузки. Например, полёт таких КЛА в атмосфере с гиперзвуковой скоростью устанавливает уровень интенсивных тепловых потоков, воздействующих на конструкцию аппарата и реализующих его тепловой режим (аэродинамический нагрев). Понятно, что научное прогнозирование тепловых и газодинамических нагрузок на аппарат, умение рассчитать его тепловой режим, определяет надёжность выполнения поставленной перед аппаратом программы на завершающей её стадии – возвращении на Землю.

Аэродинамика обтекания гиперзвуковым потоком формирует траекторию полёта аппарата, устойчивость его движения, т.е., в конечном счёте, определяет координаты посадки аппарата в расчётном заданном районе.

Успешное выполнение указанных задач однозначно связано с сохранением изначальной формы (геометрии) СКА. Последнее возможно только при создании надёжной и оптимальной по массе и характеристикам системы тепловой защиты аппарата.

Проектирование такой тепловой защиты для СКА малой формы являлось целью дипломной работы.

В работе в качестве прототипа формы спускаемого аппарата была выбрана оболочка космического аппарата «Экспресс», который разработан в ГКНПЦ им. М.В. Хруничева (рис. 1).

Для выполнения указанной цели в работе решены следующие задачи:

- проведен расчёт траекторных параметров орбитального космического аппарата выбранной формы, совершающего баллистический спуск в атмосфере Земли с гиперзвуковой скоростью;

- проанализированы физико-химические особенности механизма тепло – и массообмена на непроницаемой поверхности КЛА при обтекании гиперзвуковым потоком<sup>2</sup>;
- составлен алгоритм и проведён расчёт конвективного теплообмена на непроницаемой поверхности КЛА при полёте в плотных слоях атмосферы;
- выбран теплозащитный материал (ТЗМ) поверхностного слоя системы тепловой защиты и определены экспериментально его теплозащитные характеристики;
- составлен алгоритм и проведён расчёт теплообмена на проницаемой поверхности СКА при термохимическом разрушении выбранного полимерного теплозащитного материала;
- проведен анализ результатов расчёта теплообмена на непроницаемой и проницаемой поверхности КЛА;
- на основе основных положений теории подобия рассчитана и спроектирована физическая модель КЛА для проведения экспериментальных исследований теплообмена в лабораторных условиях на высокотемпературных газодинамических стендах кафедры «Авиационно-космической теплотехники» МАИ;
- проведен расчёт толщины разрушения (уноса) поверхностного слоя выбранного ТЗМ за время полёта СКА по баллистической траектории.

## **1. Расчёт траекторных параметров орбитального СКА при баллистическом полёте в атмосфере Земли.**

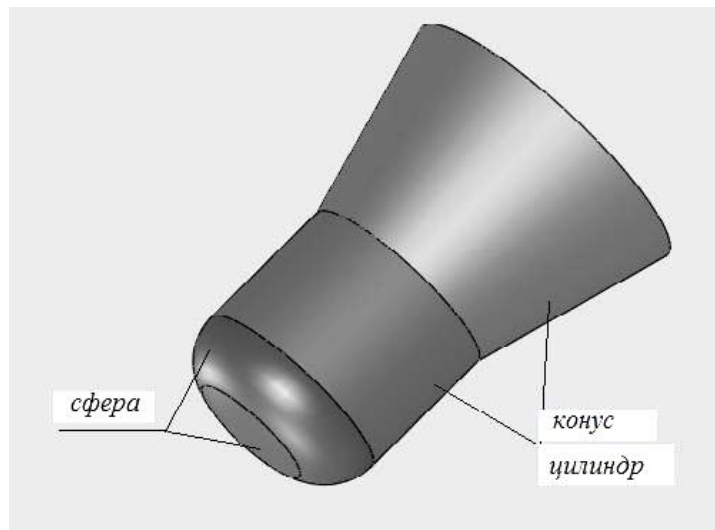
**Постановка задачи.** Рассматривается вход космического спускаемого аппарата малой формы (рис. 1) с околоземной круговой орбиты в плотные слои атмосферы Земли. Полёт в атмосфере осуществляется по баллистической траектории в поле действия газодинамических сил набегающего потока и сил тяготения Земли. Расчёт траекторных параметров проводился, начиная с высоты 90 км, наиболее плотных слоях атмосферы.

Как показано на рис. 1, форма спускаемого аппарата сложная, представляющая сочетание сферического притупления, цилиндрического отсека, который в кормовой

---

<sup>2</sup> В процессе теплообмена поверхность называют непроницаемой, если на ней отсутствуют источники (стоки) массы. В противном случае, поверхность именуется проницаемой.

части замыкается усеченным конусом. Общая масса спускаемого аппарата 420 кг. Габаритные размеры спускаемого КА 1310x1010мм. Угол конусности  $\gamma = 15^\circ$ .



**Рисунок 1. Форма спускаемого космического аппарата «Экспресс».**

**Расчёт траекторных параметров.**

Скорость полёта во времени  $V(\tau)$ . Расчёт скорости полёта по баллистической траектории проведён с использованием известного соотношения для входа КЛА с круговой орбиты в атмосферу планеты /1/:

$$V(\tau) = V_{\text{вх}} \cdot \exp \left[ \left( -\frac{\sigma_x \cdot g \cdot \rho_H}{2 \cdot \beta \cdot \sin \Theta_{\text{вх}}} \right) \cdot e^{-\beta \cdot H(\tau)} \right], \quad (1)$$

где  $V_{\text{вх}}$  – скорость орбитального полёта КЛА,  $H(\tau)$  – изменение высоты полёта во времени,

$\theta_{\text{вх}}$  – угол входа в атмосферу с орбитальной траектории,  $\sigma_x = \frac{C_x \cdot F_{\text{мид}}}{m \cdot g}$  – баллистический

коэффициент,  $\beta$  – коэффициент атмосферы планеты, для Земли  $\beta = 0,142$ , [1/км].

Изменение во времени энтальпии торможения  $I_0(\tau)$ . Изменение энтальпии торможения по траектории спуска рассчитывалась с использованием известного из термодинамики выражения:

$$I_0(\tau) = I_H(\tau) + \frac{V_\infty^2(\tau)}{2}, \quad (2)$$

где  $I_H(\tau)$  – изменение энтальпии атмосферы по высоте полёта  $H(\tau)$ ,  $V_\infty(\tau)$  – изменение во времени скорости СКА на траектории баллистического спуска (1).

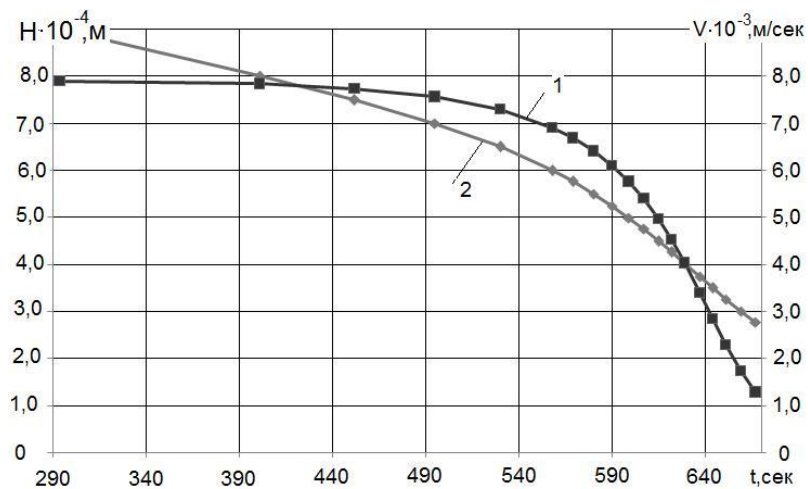
Изменение во времени давления торможения  $p_0(\tau)$ . Расчёт изменения давления торможения  $p_0(\tau)$  по траектории спуска проводился с использованием уравнения Гюгонио в виде /3/:

$$p_0(\tau) = p_H(\tau) \cdot \left[ \left( \frac{k+1}{2} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \cdot \left( \frac{2}{k-1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \cdot \frac{[M_H(\tau)]^{\frac{2k}{k-1}}}{\left\{ \frac{2k}{k-1} \cdot [M_H(\tau)]^2 - 1 \right\}^{\frac{1}{k-1}}} \right], \quad (3)$$

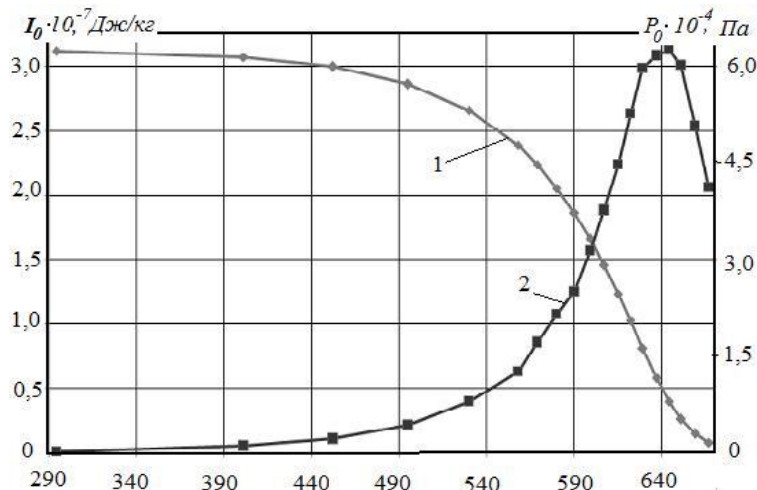
где  $p_H(\tau)$  – атмосферное давление на высоте подлёта в данный момент времени (таблица стандартной атмосферы),  $M_H(\tau)$  – число Маха, соответствующее скорости полёта КЛА на данной высоте,  $k = C_p/C_v$ .

Изменение температуры торможения  $T_0(\tau)$ . Изменение температуры торможения определялось с использованием рассчитанных ранее значений энтальпии торможения  $I_0(\tau)$  и давления торможения  $P_0(\tau)$ , с последующим применением справочных данных в виде зависимости  $I_0 = f(p_0, T_0)$  /9/.

Результаты расчёта изменения указанных траекторных параметров во времени представлены на рисунках.



**Рисунок 2. Изменение высоты и скорости спуска по времени**  
1- изменение скорости, 2 – изменение высоты



**Рисунок 3. Изменение энтальпии торможения и давления торможения по времени спуска.**

1 – изменение энтальпии торможения, 2 - изменение давления торможения.

## 2. Расчет теплообмена на непроницаемой поверхности

Аэродинамический нагрев в сочетании с газодинамическим напором являются наиболее мощными факторами воздействия на конструкцию КЛА. Причина их возникновения связана термо-газодинамикой обтекания поверхности аппарата набегающим вязким гиперзвуковым потоком.

Процессы термо-газодинамики, тепло-массообмена и химической кинетики, возникающие при этом в химически активном турбулентном пограничном слое, определяют интенсивность конвективного теплообмена на непроницаемой стенке.

Расчёт задачи конвективного теплообмена в таких условиях сводится к решению многопараметрической математической модели, включающей систему нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных /1/, /4/.

Решение подобных математических моделей проводится численными методами с привлечением мощного математического программного обеспечения /5/, /6/. Например, в последние годы широкое применение нашёл программный комплекс ANSYS /7/. При решении задач, связанных с турбулентными течениями широко используется « $k - \epsilon$ » - модель.

Тем не менее, даже при современной компьютерной технике и программным обеспечением решение подобных задач численными методами требует громадных затрат временного ресурса. В этой связи в дипломной работе для расчёта теплообмена на

непроницаемой поверхности, обтекаемой гиперзвуковым потоком, использовался наиболее простой инженерный метод, основанный на применении алгебраических критериальных соотношений Фея - Ридделла /2/.

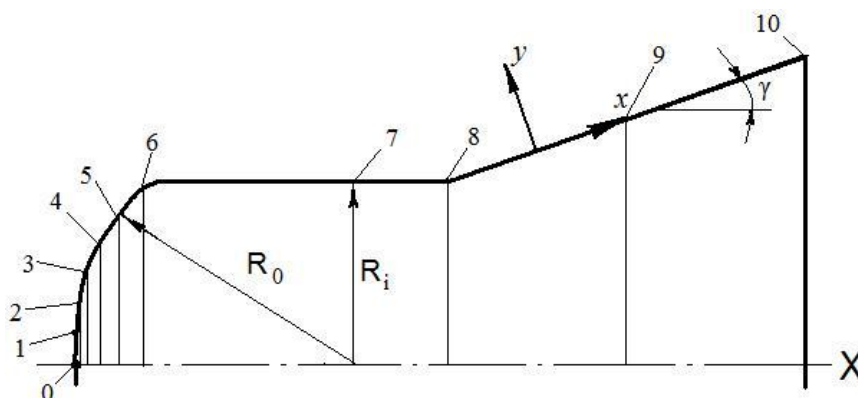
На базе таких соотношений составлен алгоритм решения задачи, при этом процесс решения осуществлялся с привлечением программы Excel - 95/97, а также новой версии Excel 2000.

Ниже приводится составленный алгоритм расчёта задачи.

### 2.1. Алгоритм решения задачи.

Для проведения расчёта теплообмена на поверхности СКА его поверхность разбивается на расчетные участки. На рисунке 4 представлена расчётная схема спускаемого аппарата малой формы<sup>3</sup>.

Расчет теплообмена проводится по составленному ниже алгоритму для каждого  $i$ -го расчётного сечения с учётом ламинарного или турбулентного режимов течения.



**Рисунок 4. Расчетная схема спускаемого КА малой формы.**

На рисунке: 0 - передняя критическая точка,  $i = 1, \dots, 10$  номера расчётных сечений СКА,  $\gamma = 15^\circ$  – угол полуконусности.

Алгоритм расчёта конвективного теплообмена на поверхности притупленного тела сводится к следующим этапам.

Проводится расчет теплообмена: в передней критической точке, в области передней критической точки и вне области передней критической точки (боковая поверхность КЛА) /1/.

<sup>3</sup> С целью сокращения времени расчёта в работе выбрано всего лишь 11 расчётных сечений на поверхности СКА.

### 2.2.1. Расчет теплообмена в передней критической точке.

Тепловой поток в передней критической точке притупленного сферой тела рассчитывается с использованием критериального соотношения Фея – Ридделла в виде:

$$q_0 = 0,763 \cdot \text{Pr}_w^{-0,6} \cdot (\rho_0 \cdot \mu_0)^{0,4} \cdot (\rho_w \cdot \mu_w)^{0,1} \cdot \left(\frac{du}{dx}\right)^{0,5} \cdot \left[1 + (Le^n - 1) \frac{I_D}{I_0}\right] \cdot (I_0 - I_w), \quad (4)$$

где показатель  $n$  критерия  $Le$  выбирается в зависимости от состояния пограничного слоя /1/;

- энтальпия диссоциации  $I_D$  молекул, входящих в состав многокомпонентной высокотемпературной смеси, рассчитывалась по соотношению:

$$I_D = \sum_{i=1}^n [I_i^0 \cdot (C_{i,0} - C_{i,w})], \quad (5)$$

где  $I_i^0$  - энтальпия образования атомов,  $C_{i,0}$  и  $C_{i,w}$  - массовые концентрации атомов на внешней границе пограничного слоя при температуре торможения (индекс "0") и на непроницаемой поверхности при температуре  $T_w$  (индекс "w"),

- градиент скорости:

$$\frac{du}{dx} = \frac{C}{R_0} \cdot \sqrt{\frac{2(P_0 - P_H)}{\rho_0}}, \quad (6)$$

где коэффициент  $C = \sqrt{1 - \frac{P_H}{P_0}}$ , радиус притупления сферы  $R_0$ ,  $\rho_0$  - плотность при температуре торможения  $T_0$  и давлении торможения  $P_0$  в передней критической точке (рис. 4),  $P_H$  - давление атмосферы на высоте полета;

- критерий Льюиса-Семенова для многокомпонентной высокотемпературной газовой смеси в виде:

$$Le = \frac{\rho_0 \cdot D_{12} \cdot C_P}{\lambda}. \quad (7)$$

Рассчитывался по параметрам торможения для диссоциированного воздуха;

- изобарическая теплоемкость смеси рассчитывалась по формуле:

$$C_P = \sum_{i=1}^n [C_i \cdot C_{p,i}] \quad (8),$$

- плотность смеси:



$$\rho_0 = \frac{P_0}{R_{см} \cdot T_0} \quad (9),$$

$R_{см}$  – газовая постоянная смеси;

- коэффициент теплопроводности смеси, рассчитывался по формуле /8/ или определялся с использованием справочных данных /9/:

$$\lambda_{см} = 0,5 \left[ \sum_{i=1}^n X_i \cdot \lambda_i + \left( \sum_{i=1}^n \frac{X_i}{\lambda_i} \right)^{-1} \right], \quad (10)$$

где  $X_i$  - мольная доля  $i$ -го компонента,  $X_i = C_i \frac{\mu}{\mu_i}$ ,  $\mu_i$  и  $\mu_{см}$  – мольные массы  $i$ -ой

компоненты и смеси, соответственно,  $\mu_0$  и  $\mu_w$  - коэффициенты динамической вязкости смеси в выражении (4). Определяются из таблиц /9/ для многокомпонентной

высокотемпературной смеси при давлении,  $P_0$  и температуре  $T_0$  торможения и температуры поверхности  $T_w$ , соответственно;

- коэффициент бинарной диффузии смеси /8/:

$$D_{1,2} = 2,6 \cdot 10^{-7} \cdot T^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{\left[ \frac{\mu_1 + \mu_2}{\mu_1 \cdot \mu_2} \right]^{0,5}}{P_0 \cdot \sigma_{1,2}^2 \cdot \Omega_{1,2}^{1,1}}, \left[ \frac{M^2}{\text{сек.}} \right]. \quad (11)$$

При расчёте принималось, что при высокой температуре газа в пограничном слое его атомы и молекулы при столкновении взаимодействуют, как абсолютно упругие шары. В таком случае, выражение в знаменателе формулы (11) упрощается, в виду того, что:

$$\sigma_{1,2}^2 \cdot \Omega_{1,2}^{1,1} = d_{1,2}^2, \text{ где, в свою очередь, } d_{1,2} = \frac{d_1 + d_2}{2}$$

$d_1$  и  $d_2$  – диаметры атомов и молекул, в ангстремах, соответственно (справочные данные /1/).

### 2.2.2. Расчет теплообмена в области передней критической точки /1/.

В этой области течение развивается из передней критической точки и, постоянно ускоряясь, распространяется вдоль поверхности тела по оси  $x$  к его периферии до «звуковой линии» (см. рис. 4). На этом участке скорость течения прямо пропорциональна

координате  $x$  по поверхности КЛА, т.е.  $u(x) = \beta \cdot x$ . Где  $\beta = \frac{du}{dx}$  - градиент скорости на поверхности, рассчитывается по формуле (6).

В зависимости от скорости набегающего потока и размеров тела на его поверхности могут установиться три режима течения: ламинарный, переходный и турбулентный. В связи с этим алгоритм расчета теплообмена между набегающим потоком и поверхностью тела составляется согласно установившемуся режиму.

### Расчет теплообмена при ламинарном режиме течения.

Плотность теплового потока рассчитывалась с использованием модифицированного уравнения конвективного теплообмена Ньютона в виде:

$$q_{0,i} = \left( \frac{\alpha}{C_p} \right)_{0,i} (I_{e,i} - I_{w,i}), \quad (12)$$

где  $I_e$  - энтальпия восстановления набегающего потока /1/,  $I_w$  - энтальпия газа набегающего потока при температуре стенки  $T_w$ .

Таким образом, как следует из (12), для того, чтобы рассчитать плотность теплового потока,  $q_{0,i}$  в любом расчётном сечении поверхности КЛА, необходимо уметь

определять значение параметра теплообмена  $\left( \frac{\alpha}{C_p} \right)_{0,i}$  в каждом сечении. В работе для

расчёта указанного параметра использовалось соотношение Фея - Ридделла в виде:

$$\left( \frac{\alpha}{C_p} \right)_0 = 0,763 \cdot \frac{\mu_w}{x_{эф}} \cdot \sqrt{\text{Re}_{эф,W}} \cdot \text{Pr}_w^{-0,6} \cdot \left( \frac{\rho_e \cdot \mu_e}{\rho_w \cdot \mu_w} \right)^{0,4} \cdot [1 + (Le^n - 1)] \cdot \frac{I_D}{I_e} \quad (13),$$

В критерии Рейнольдса характерный размер  $x_{эф}$  рассчитывается с использованием интегрального соотношения:

$$x_{эф} = \frac{\int_0^x \rho_w \cdot u(x) \cdot R^2(x) \cdot dx}{\rho_w \cdot u(x) \cdot R^2(x)} \quad (14).$$

Таким образом, рассчитав с помощью (13) параметр теплообмена,  $\left( \frac{\alpha}{C_p} \right)_0$ , и, подставив его значение в выражение (12), получают значение плотности теплового

потока,  $q_{0,i}$  на любом расчетном бесконечно малом участке, принадлежащем области передней критической точки сферы.

Данный алгоритм можно было бы использовать в инженерной практике и для расчета теплообмена в любой вызывающей интерес зоне на поверхности летательных аппаратов произвольной формы. Однако, не смотря на кажущуюся простоту алгоритма, такой подход не всегда возможен из-за ряда трудностей, обусловленных тем, что в критериальном соотношении (12) не известен ряд определяющих параметров. Например, не всегда возможно установить аналитически закон изменения скорости потока,  $u(x)$  на произвольной криволинейной поверхности летательных аппаратов. Не поддается также прямой оценке закон изменения температуры  $T_w(x)$  по поверхности и др. Возникают также трудности при определении коэффициентов динамической вязкости,  $\mu_e$  и  $\mu_w$  от температуры, особенно при высоких уровнях температуры восстановления  $T_e$ . Кроме того, из-за обилия различных формул возникают значительные несоответствия при расчете коэффициентов бинарной диффузии  $D_{ij}$ .

Все это приводит к тому, что задачу теплообмена на криволинейной поверхности приходится решать сложными численными методами, используя математическую модель пограничного слоя в виде системы нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных.

### **Расчет теплообмена при турбулентном режиме течения.**

При реальных полётах в атмосфере космических летательных аппаратов с гиперзвуковой скоростью на его поверхности возникают течения, характеризующиеся громадными значениями чисел Рейнольдса. Такие течения обладают особыми свойствами, известными как "турбулентность". Термо-газодинамика и теплообмен таких течений в большой степени отличаются от аналогичных процессов ламинарных течений. Это объясняется тем, что турбулентное движение газа характеризуется возникновением нерегулярных пульсаций (флуктуаций) параметров, которые по своей природе хаотичны. Их точное математическое описание в полной степени невозможно, даже в случае применения специальных методов статистической механики.

В случае турбулентного режима течения, как и в случае ламинарного, плотность теплового потока в любом сечении на боковой поверхности КЛА произвольной формы подчиняется закону конвективного теплообмена Ньютона в виде:

$$q_{0,i} = \left( \frac{\alpha}{C_p} \right)_{0,i,\text{тур}} (I_{e,i} - I_{w,i}), \quad (15)$$

где, как и ранее,  $I_{e,i}$  - энтальпия восстановления набегающего потока в расчётном сечении, а  $I_{w,i}$  - энтальпия газа при температуре стенки в расчётном сечении.

При этом параметр теплообмена,  $\left( \frac{\alpha}{C_p} \right)_{0,i,\text{тур}}$  рассчитывался с использованием критериальных соотношений для турбулентного теплообмена, полученных для тел различной формы. Например, в случае турбулентного теплообмена в потоке с продольным градиентом давления (обтекание тела криволинейной формы), расчет параметра теплообмена осуществляется с помощью критериального соотношения вида:

$$\left( \frac{\alpha}{C_p} \right)_{0,i,\text{тур}} = 0,0296 \cdot \text{Re}_{w,i,\text{эф.}}^{0,8} \cdot \text{Pr}_{w,i}^{-0,6} \cdot \frac{\mu_{w,i}}{x_{\text{эф.},i}} \cdot \left( \frac{T_{w,i}}{T_{e,i}} \right)^{0,4} \cdot \left( 1 + \frac{k-1}{2} \cdot r \cdot M_i^2 \right)^{0,11}, \quad (16)$$

где коэффициент восстановления  $r = \sqrt[3]{\text{Pr}_w}$ .

Кроме того, здесь следует заметить, что в соотношении (16) физические параметры и критерий подобия должны рассчитываться для каждого расчётного сечения криволинейной поверхности. Поэтому в качестве характерного размера в критерии  $\text{Re}_{w,\text{эф.},i}$  введена эффективная длина  $x_{\text{эф.},i} / 4$ . Расчёт  $x_{\text{эф.},i}$  проводится с использованием интегрального соотношения в виде:

$$x_{\text{эф.},i} = \frac{\int_0^x R_i^{\frac{5}{4}}(x) \cdot \rho_{w,i} \cdot u_i(x) \cdot dx}{R_i^{\frac{5}{4}}(x) \cdot \rho_{w,i} \cdot u_1(x)}. \quad (17)$$

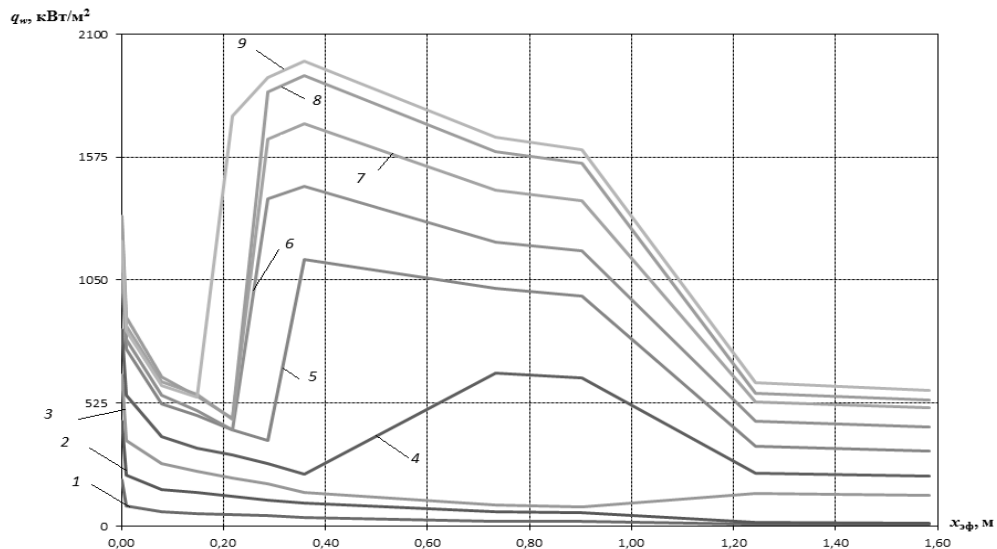
В отдельных случаях, когда в области передней критической точки скорость потока не велика, а перепады температуры по толщине пограничного слоя значительные (например, обтекание высокотемпературной сверхзвуковой струей притупленных сферой моделей), расчет параметра теплообмена можно проводить с использованием соотношения:

$$\left(\frac{\alpha}{C_p}\right)_{0,i,\text{тип}} = 0,0375 \cdot \text{Re}_w^{0,8} \cdot \text{Pr}_w^{-0,6} \cdot \frac{\mu_w}{R_0} \cdot \left(\frac{\rho_x}{\rho_w}\right)^{0,6} \cdot (\bar{X})^{0,6} \cdot \left(\frac{2}{k}\right)^{0,4} \quad (19),$$

где  $R_0$  - радиус притупления, критерий,  $\text{Re}_w = \frac{\rho_w \cdot u_x \cdot R_0}{\mu_w}$ ,  $u_x$  и  $\rho_w$  - скорость и плотность газа в расчетной точке "x" на поверхности тела, соответственно,  $\bar{X} = x/R_0$  - безразмерная координата,  $x$  - расстояние по образующей от передней критической точки до расчетной,  $k = C_p/C_v$  - показатель адиабаты.

Результаты расчёта теплообмена на непроницаемой поверхности СКА представлены в виде графических зависимостей на рис.5.

Характер изменения плотности тепловых потоков объясняется режимом течения (ламинарным, переходным и турбулентным) на поверхности спускаемого аппарата.



**Рисунок 5. Изменение плотности теплового потока  $q_0$  в непроницаемую стенку по поверхности спускаемого аппарата в диапазоне высот траектории от 90 до 50 км.**

1 – 90км, 2 – 80км, 3 – 75км, 4 – 70км, 5 – 65км, 6 – 60км, 7 – 57,5км, 8 – 55км, 9 – 50км

### 3. Теплообмен на проницаемой поверхности.

Естественный, самопроизвольный процесс просачивания газа через поверхность стенки реализуется при интенсивном её нагреве. В этом случае температура поверхности теплозащитного покрытия достигает больших значений и материал тепловой защиты подвергается физико-химической эрозии, термохимическому разрушению. Это разрушение сопровождается, например, процессами деструкции полимеров, окислением, нитрированием, сублимацией других классов ТЗМ. В ходе этих процессов образовавшиеся на поверхности газообразные продукты разрушения ТЗМ поступают (вдуваются) в пограничный слой, внося в него дополнительную массу. В результате пограничный слой увеличивает толщину, а, следовательно, термическое сопротивление, уменьшая, т.е. блокируя тем самым тепловой поток в стенку.

Наличие процесса вдува газа в пограничный слой сильно снижает плотность теплового потока в стенку. Этот процесс вызывает деформацию профилей распределения по толщине пограничного слоя скорости, энтальпии и массовой концентрации компонентов /1/, /2/.

В таком случае, при наличии разрушения поверхностного слоя ТЗМ уравнение баланса тепловых потоков на проницаемой стенке принимает вид:

$$q_0 - q_w - q_{\text{вд}} = 0. \quad (21)$$

В этом уравнении:  $q_0$  - плотность теплового потока в передней критической точке в непроницаемую стенку (отсутствие вдува).

Согласно /1/

$$q_0 = \left( \frac{\alpha}{C_P} \right)_0 (I_0 - I_w); \quad (22)$$

$q_w$  - плотность теплового потока в передней критической точке в проницаемую стенку (наличие вдува). Согласно /1/

$$q_w = \left( \frac{\alpha}{C_P} \right)_w (I_0 - I_w); \quad (23)$$

$q_{\text{вд}}$  - плотность теплового потока, заблокированного вдувом. Установлено /10/, /11/, что плотность теплового потока  $q_{\text{вд}}$  пропорциональна тепловому потоку, затраченному на

изменение энтальпии массового расхода вдуваемого в пограничный слой газа от энтальпии на проницаемой поверхности  $I_w$ , до энтальпии торможения  $I_0$ , т.е.

$$q_{\text{вод}} = \gamma \cdot \dot{m}_w \cdot (I_0 - I_w), \quad (24)$$

где  $\gamma$  - коэффициент пропорциональности, параметр вдува газа через проницаемую стенку. Согласно [2/

$$\gamma = 0,6 \cdot \left( \frac{\bar{\mu}_e}{\bar{\mu}_{\text{охл.}}} \right)^{0,24} \cdot \left( \frac{I_{w,\text{охл.}}}{I_e} \right)^{-0,03} \quad (25).$$

Преобразуем (21) с учетом (22), (23) и (24), получим:

$$\left( \frac{\alpha}{C_p} \right)_0 \cdot (I_0 - I_w) - \left( \frac{\alpha}{C_p} \right)_w \cdot (I_0 - I_w) = \gamma \cdot \dot{m}_w \cdot (I_0 - I_w)$$

Сократив и преобразовав, окончательно получим:

$$\frac{\left( \frac{\alpha}{C_p} \right)_w}{\left( \frac{\alpha}{C_p} \right)_0} = 1 - \gamma \cdot \frac{\dot{m}_w}{\left( \frac{\alpha}{C_p} \right)_0}. \quad (26)$$

Далее введём понятие безразмерной скорости уноса массы  $\bar{G}_w$  в вид

$$\bar{G}_w = \frac{\dot{m}_w}{\left( \frac{\alpha}{C_p} \right)_0} \quad (27).$$

В таком случае (26) принимает вид:

$$\frac{\left( \frac{\alpha}{C_p} \right)_w}{\left( \frac{\alpha}{C_p} \right)_0} = 1 - \gamma \cdot \bar{G}_w. \quad (28)$$

Выражение (28), используя (22) и (23), просто преобразуется к виду:

$$\frac{q_w}{q_0} = 1 - \gamma \cdot \bar{G}_w \quad (29)$$

Таким образом, показано, что для любой точки проницаемой поверхности КЛА между  $q_0$  и  $q_w$  имеет место функциональная зависимость  $q_w = f(q_0)$  при одинаковых параметрах набегающего потока.

В ряде работ установлено, что эта зависимость стадийная. Она определяется интенсивностью процесса вдува газа в пограничный слой, т.е. величиной  $\gamma \cdot \bar{G}_w$ . Для широкого диапазона этой величины может быть представлена выражениями стадийной аппроксимации:

- умеренный, «линейный» вдув:

$$\left( \frac{\alpha}{C_p} \right) = 1 - \gamma \cdot \bar{G}_w, \text{ при } 0 < \gamma \cdot \bar{G}_w < 0,4; \quad (30)$$

- интенсивный, «параболический» вдув:

$$\left( \frac{\alpha}{C_p} \right) = 1,012 - 1,16\gamma \cdot \bar{G}_w + 0,325(\gamma \cdot \bar{G}_w)^2, \quad (31)$$

при  $0,4 < \gamma \cdot \bar{G}_w < 1,2$ ;

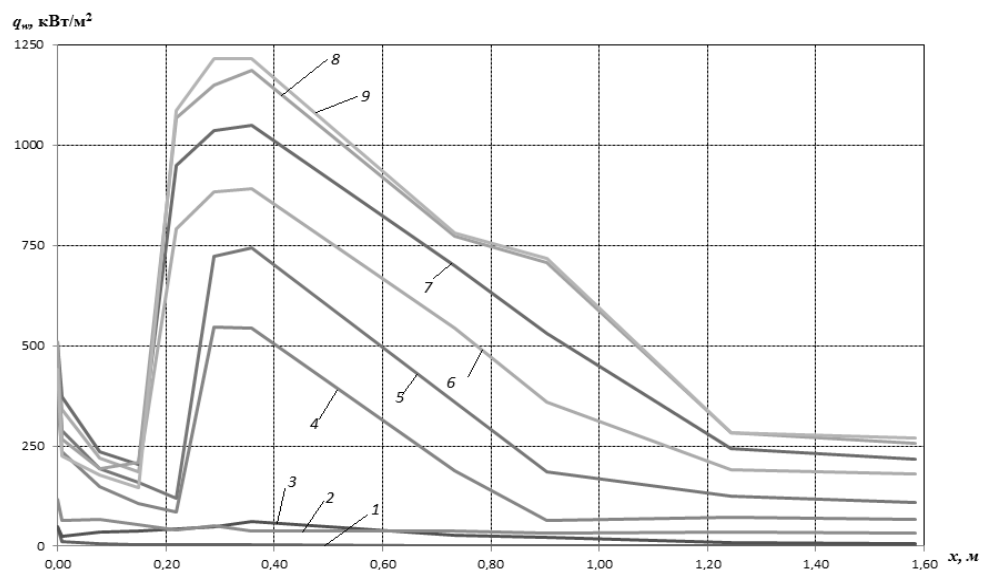
- экстремальный, «экспоненциальный» вдув

$$\left( \frac{\alpha}{C_p} \right) = \exp \left[ -0,37 \left( \frac{\bar{M}_e}{\bar{M}_{\text{Oxл}}} \right)^{0,7} \cdot \bar{G}_w \right], \text{ при } 1,2 < \gamma \cdot \bar{G}_w < 8. \quad (32)$$

По представленному выше алгоритму проведен расчёт плотности теплового потока  $q_w = f(x)$  по поверхности спускаемого космического аппарата с учётом вдува газа в пограничный слой. В качестве материала теплозащитного покрытия в первом приближении был выбран полимерный ТЗМ - фторолон. Плотность полимера  $\rho = 1800 \text{ кг/м}^3$ , мольная масса продуктов разложения бралась равной  $1/2 \mu_{\text{Oxл}} = 44$ .

Результаты расчётов представлены на рисунке 6.

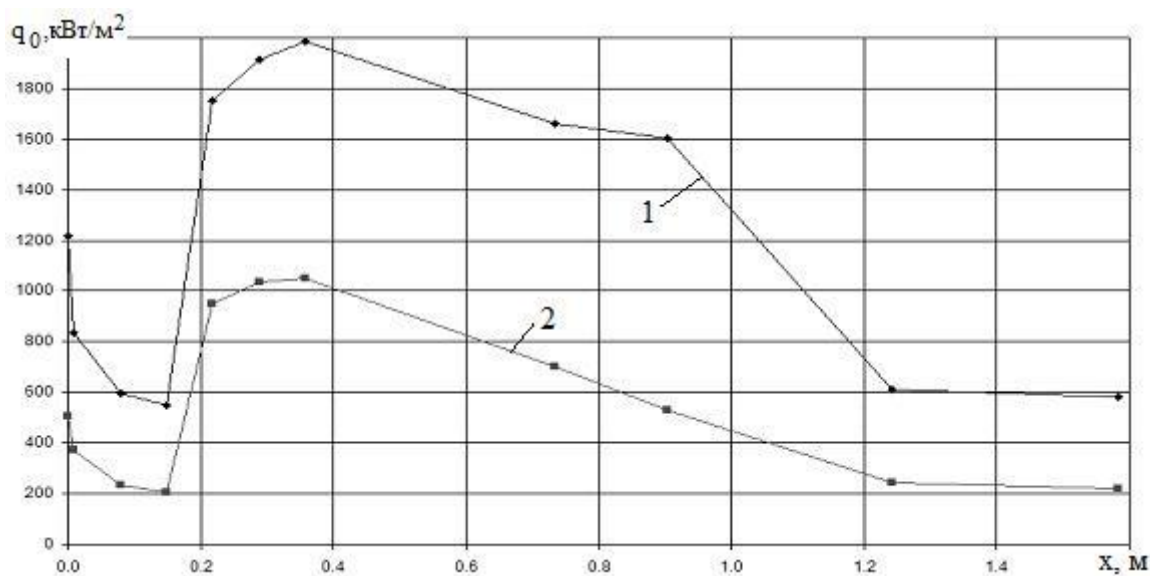




**Рисунок 6. Изменение плотности теплового потока  $q_w$  в проникаемую стенку по поверхности спускаемого аппарата в диапазоне высот траектории от 90 до 40 км.**

1- 90км, 2 – 80км, 3 – 75км, 4 – 60км, 5 – 57,5км, 6 – 50км, 7 – 45км, 8 – 42,5км, 9 – 40км

Сравнение результатов влияния блокировки теплового потока эффектом вдува продуктов разрушения фторолона представлены на рис.7.



**Рисунок 7. Сравнение плотности тепловых потоков в непроницаемую и проникаемую стенки на высоте 50 км.**

1 – плотность теплового потока в непроницаемую стенку,  
 2 – плотность теплового потока в проникаемую стенку  
 $q_0$  — плотность теплового потока в непроницаемую стенку (при отсутствии вдува),  $q_w$  — плотность теплового потока в проникаемую стенку (при наличии вдува продуктов деструкции фторолона).

#### 4. Разработка модели КЛА для экспериментального исследования теплообмена на высокотемпературных газодинамических стендах.

Для экспериментального исследования распределения плотности тепловых потоков по непроницаемой поверхности КЛА малой формы разработана его экспериментальная модель в масштабе  $M 1:10$ . В некоторых расчётных сечениях на поверхности модели установлены неохлаждаемые калориметры регулярного режима таблеточного типа. Схема модели представлена на рисунке 8.

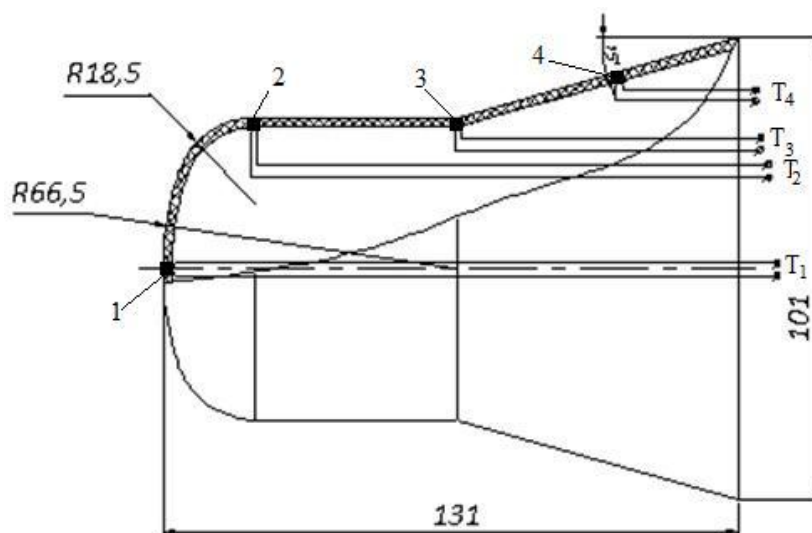
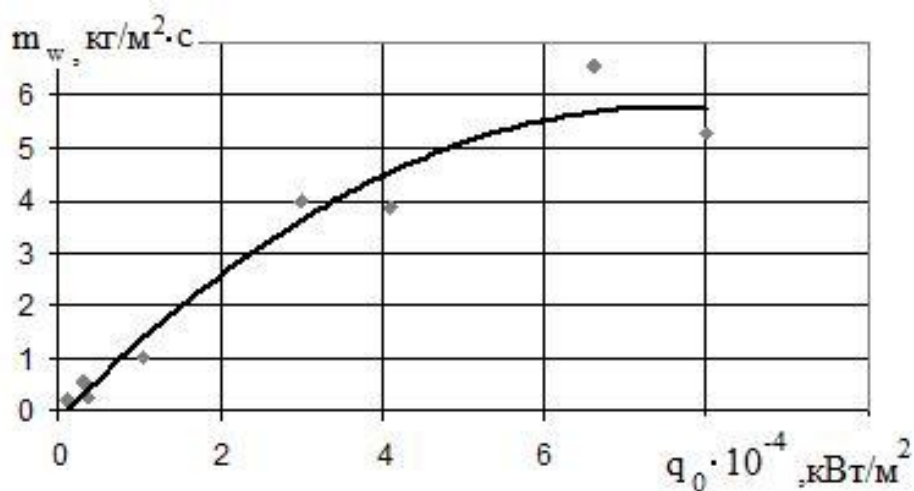


Рисунок 8: Схема экспериментальной модели спускаемого КА «Экспресс».

1, 2, 3, 4 – калориметры, Т – клеммы термопар калориметров.

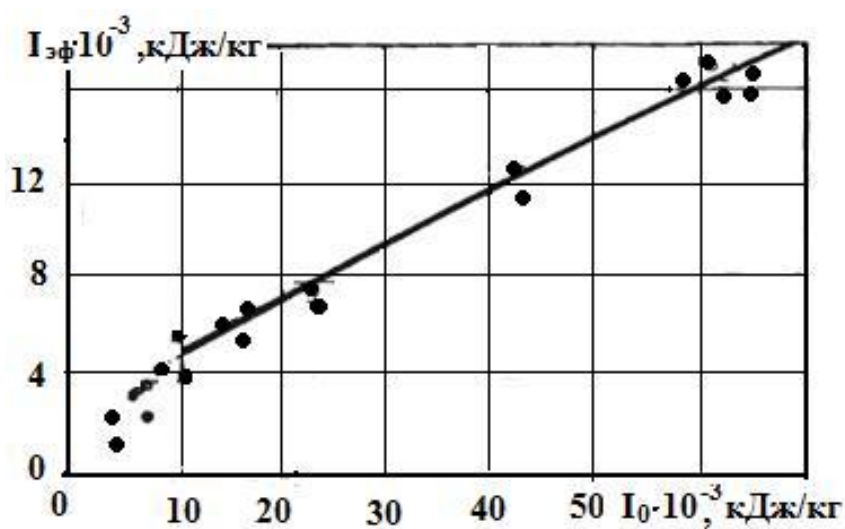
#### 5. Определение толщины уноса фторолона по поверхности КЛА малой формы за время полёта по траектории спуска.

В заключение работы проведен расчёт толщины разрушения фторолона по поверхности спускаемого аппарата за время его полёта по баллистической траектории. Базовыми данными для расчёта являлись графические зависимости, представленные на рис. 9 и рис. 10.



**Рисунок 9. Зависимость скорости уноса массы фторолона от плотности теплового потока.**

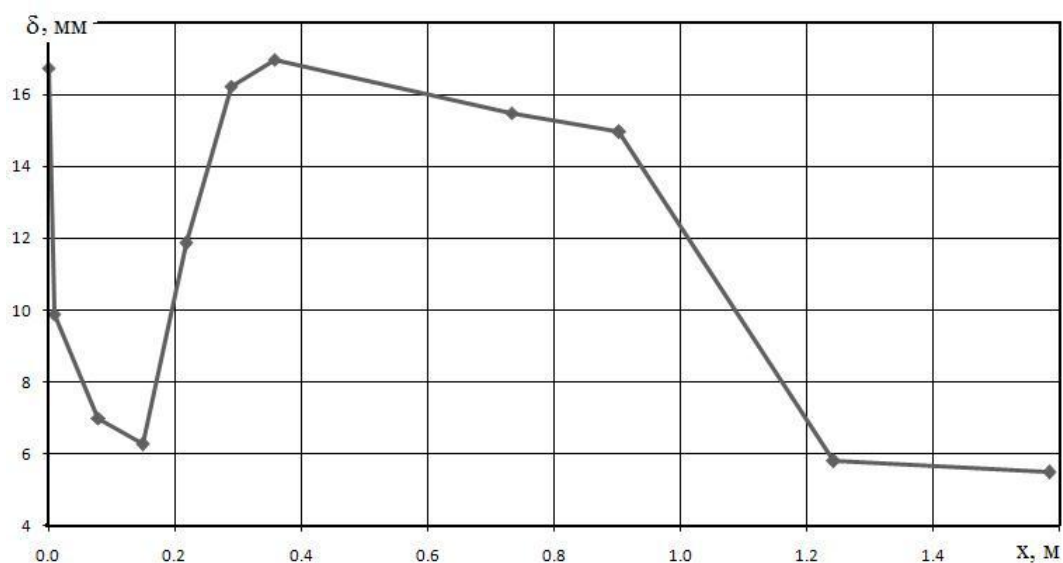
Точки - эксперимент



**Рисунок 10. Зависимость эффективной энтальпии фторолона от энтальпии торможения набегающего потока.**

Точки - эксперимент

По результатам расчёта на рисунке 11 приведён график изменения толщины уноса фторолона по поверхности КЛА



**Рисунок 11. Изменение унесённой толщины теплозащитного покрытия из фторолона по поверхности спускаемого КЛА.**

Видно, что толщина уноса покрытия из фторолона достаточно велика. Следовательно, данный теплозащитный материал нежелательно использовать на рассматриваемом аппарате.

#### **Выводы.**

1. Составлен алгоритм и проведён расчёт теплообмена на непроницаемой и проницаемой поверхности спускаемого КЛА малой формы по траектории баллистического спуска аппарата.
2. Спроектирована модель КЛА малой формы для проведения экспериментальных исследований на высокотемпературном газодинамическом стенде.
3. По результатам расчёта теплообмена по поверхности КЛА при его баллистическом спуске в атмосфере Земли составлен алгоритм и проведён расчёт толщины уноса фторолона, выполняющего функцию разрушаемой тепловой защиты. Показано, что для рассчитанной баллистической траектории КЛА толщина разрушаемого покрытия из фторолона, выбранного в качестве ТЗП КЛА в первом приближении, превышает 15мм. В этой связи требуется замена фторолона на другой теплозащитный материал с повышенными теплозащитными характеристиками. В качестве такого ТЗМ рекомендован композиционный материал стеклопластик.

### **Список литературы:**

1. Никитин П.В. Тепловая защита. Учебник высшей школы. – М.: Изд-во МАИ, 2006, 510с.
2. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. – М.: Энергия, 1976, 390с.
3. Лойтянский Л.Г. «Механика жидкости и газа». Изд. «Наука». М.: 1973, 847с.
4. Авдеевский В.С. Галицкий Б.М., Данилов Ю.И. и др. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической теплотехнике/ Под ред. Авдеевского В.С., Кошкина В.К. – М.: Машиностроение, 1991, 520с.
5. Агофонов В.П., Вертушкин А.А. Неравновесные физико-химические процессы в аэротермодинамике. – М.: Машиностроение, 1972.
6. Ковалев В. Л. Гетерогенные каталитические процессы в аэротермодинамике. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. — 224 с. — ISBN 5 – 9221 – 0198 - 6.
7. Каплун А.Б., Морозов Е.М., Олферьева М.А. ANSYS в руках инженера: Практическое руководство. Изд.2, стереот. 2004. 272 с
8. Гиршфельдер Дж., Кертис Ч., Берд Р. «Молекулярная теория газов и жидкостей». М.: ИЛ, 1961, 929с
9. Варгафтик Н.Б., Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. – М.: Физматгиз, 1963.
10. Анфимов Н.А. «Тепло – и массообмен в окрестности критической точки при вдуве и отсосе различных разов через поверхность тела». – «Механика жидкости и газа». 1966, №1.
11. Анфимов Н.А., Альтов В.В. «Теплообмен, трение и массообмен в ламинарном многокомпонентном пограничном слое при вдуве инородных газов». – «Теплофизика высоких температур», 1965, №3, с. 409...420.

### **Сведения об авторах:**

Федорченко Екатерина Александровна инженер ГКНПЦ им. М.В. Хруничева, *e-mail*: [lenafed87@mail.ru](mailto:lenafed87@mail.ru).

Никитин Пётр Васильевич, профессор Московского авиационного института (национального исследовательского университета), д.т.н.,  
*e-mail*: [petrunecha@gmail.ru](mailto:petrunecha@gmail.ru)