

## ВЛИЯНИЕ АЭРОДИНАМИКИ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА НА КОРИДОР ВХОДА И НАГРЕВ В АТМОСФЕРЕ ПЛАНЕТ

Н. И. Сидняев

*Представлены результаты исследований по влиянию аэродинамических характеристик космического летательного аппарата на его движение и нагрев в атмосфере планет. Показано, что увеличение аэродинамического качества при малых углах входа в атмосферу приводит к снижению перегрузок, улучшению характеристик маневренности и повышению интегральных суммарных тепловых потоков, а увеличение подъемной силы и лобового сопротивления приводит к снижению плотности теплового потока. Теплозащита основана на принципе поглощения тепловых потоков (независимо от методов осуществления), весовые затраты на нее будут наименьшими при минимальном значении интегрального теплового потока. Следовательно, космический аппарат должен быть настолько мал, насколько позволят компоновочные условия размещения приборной базы и полезного груза. Постулируется, что такие летательные аппараты, вероятно, пригодны для входа в атмосферу с орбитальными и со сверхорбитальными скоростями. Утверждается, что если тепловая защита основана на принципе излучения тепла с поверхности, то для ограничения температуры поверхности нужны сравнительно большие для данного полезного груза размеры летательного аппарата. Такие космические аппараты с высокой подъемной силой и (или) способные иметь большое лобовое сопротивление оказываются применимыми при орбитальных скоростях входа в атмосферу. Однако с увеличением скорости входа в атмосферу плотности тепловых потоков становятся особенно высокими и охлаждение излучением может стать практически неосуществимым, что негативно сказывается на аппаратуре систем управления.*

**Ключевые слова:** космический аппарат, траектория, температура, атмосфера, аэродинамика, сопротивление.

### Введение

При входе космических аппаратов (КА) в плотные слои атмосферы основное внимание уделяется траекториям, при которых летательный аппарат, войдя в атмосферу со сверхорбитальной скоростью, затем снова выходит из нее уже с орбитальной скоростью. Верхние слои атмосферы, особенно большая часть термосферы и экзосфера, находятся в области приземного космического пространства и ближнего космоса. Условия полетов в этой части космического пространства, кроме физических параметров состояния верхней атмосферы, в значительной степени определяются радиационной и метеорной обстановкой. Эти вопросы заслуживают специального рассмотрения. Физические характеристики верхней атмосферы существенно сказываются на изменении аэродинамических характеристик спутников.

Если у планеты нет атмосферы или она есть, но очень разреженная, то для мягкой посадки на эту планету придется затратить почти столько же энергии, сколько для выхода из поля тяготения этой планеты. Но если у планеты есть достаточно плотная атмосфера, то можно сэкономить эту энергию (а значит, и связанную с ней массу первоначально запасенного топлива), используя силу сопротивления  $X$ .

Итак, пусть аппарат массы  $m$ , имеющий площадь крыла  $S$ , движется со скоростью  $v$  в атмосфере планеты с радиусом  $r_0$  «почти параллельно» ее поверхности на высоте  $y = h$ , где плотность атмосферы равна  $\rho$ . Тогда подъемная сила  $Y = c_y \rho v^2 S$  (коэффициент  $c_y$  зависит, как известно, от многих факторов: угла атаки, характера обтекания – сплошное, свободномолекулярное и др.) должна

уравновешивать вес аппарата, падающего на планету с центробежным ускорением  $v^2/r_0$ :  $c_y \rho v^2 S = m(g - v^2/r_0)$ . Из этого соотношения видно, что на большой высоте, где плотность атмосферы мала и поэтому стремится к нулю и подъемная сила (левая часть уравнения), аппарат должен двигаться вокруг планеты со скоростью  $v_1 = \sqrt{r_0 g}$  – первой космической скоростью. Наоборот, в нижних слоях атмосферы плотность достаточна для того, чтобы крылатый аппарат мог двигаться со скоростями, много меньшими космической; здесь центробежное ускорение пренебрежимо мало по сравнению с ускорением тяготения. Тогда нужно лететь на такой высоте, где плотность атмосферы не меньше чем  $\rho_{\min} = mg/S c_y v^2$ . Можно определить и ту предельную высоту, не ниже которой можно держаться «на крыле» при данной скорости полета  $v$ . На рис. 1, где по оси ординат отложена высота, а по оси абсцисс – скорость, показаны эти два участка: участок  $CD$  для нижних сплошных слоев атмосферы и  $AB$  – вне условной «границы» атмосферы (для аппарата, имеющего вторую космическую скорость).

Итак, получена кривая  $CDAB$ , выше которой аппарат не может поддерживаться атмосферой: при любой данной скорости (меньше первой космической) подъемной силы будет не хватать, если мы заберемся на большую высоту, чем указывает эта кривая. Или иначе, на любой заданной высоте скорость аппарата не может быть меньше значения  $v_{\min}$ , лежащего на этой кривой. Поэтому «запрещенная» область значений заштрихована.

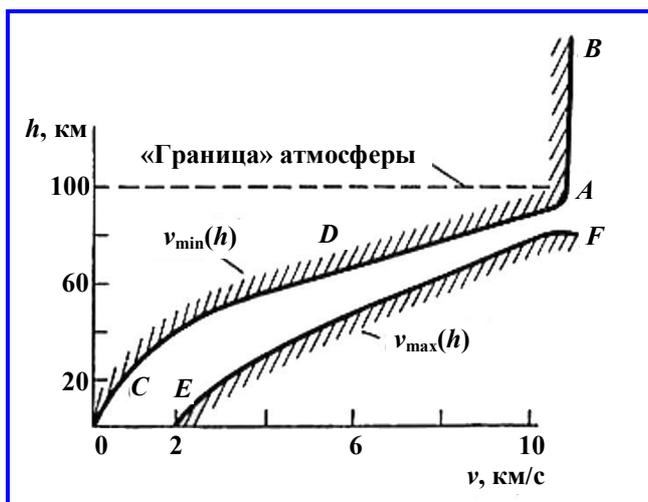


Рис. 1. Коридор входа КА

Необходимо отметить, что каждый килограмм воздуха, движущегося с большой сверхзвуковой скоростью  $v$  относительно аппарата, несет энергию, равную  $v^2/2$ , а этих килограммов в единицу времени на единицу площади попадает  $\rho v$ . И все это тепло, по предположению, уходит от аппарата за счет излучения, которое в единицу времени уносит с единицы площади энергию  $\sigma T^4$ . Потребуем, чтобы температура поверхности не превышала температуру плавления  $T_{пл}$ . Итак,  $v^2 \rho v / 2 \leq \sigma T_{пл}^4$ .

Таким образом, скорость аппарата не может быть больше определенного для каждой высоты значения  $v_{max}$ . Эта кривая  $EF$  приведена на рис. 1. Если использовать несущие и тормозящие свойства атмосферы, то есть садиться на планету на крылатом аппарате, то в плоскости координат высота – скорость «траектория» не может проходить выше кривой  $CDAB$  (крылья не будут держать аппарат) и ниже кривой  $EF$  (выгорают). Обе эти кривые построены для условий посадки на планету. Видно, что с увеличением скорости расстояние между этими кривыми – ширина «коридора входа» достигает минимального значения (значит, особенно на этой высоте требуется контроль). Эти кривые нигде не касаются и не пересекаются. Итак, пусть аппарат возвращается на Землю в условиях нестационарного планирования в атмосфере, используя несущие поверхности для поддержания в воздухе и весь корпус для торможения – но, конечно, так, чтобы не выйти из рассмотренного «коридора».

Убыль кинетической энергии аппарата из-за торможения связана, разумеется, с ее превращением в тепло. Работа силы сопротивления в еди-

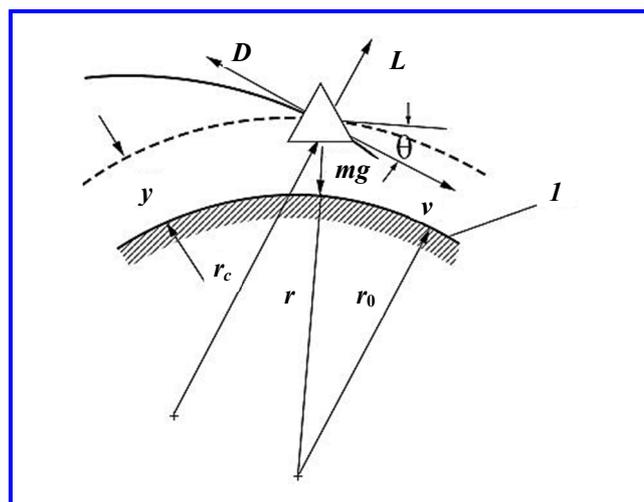


Рис. 2. Траектория движения КА:  
I – поверхность планеты

ницу времени (мощность силы сопротивления) равна  $Q = Xv = c_x S \rho v^3$ . Исследуем, как эти величины зависят от скорости аппарата. Из условия равновесия сил в проекции на вертикаль в горизонтальном полете, можно выразить плотность на некоторой высоте в функции от скорости на той же высоте:

$$\rho = \frac{v_1^2 - v^2}{v^2} \frac{m}{c_y S r_0}$$

Подставляя это выражение плотности в формулу для мощности силы сопротивления, получим:

$$Q = \frac{c_x m}{c_y r_0} v (v_1^2 - v^2)$$

При  $v = 0$  и  $v = v_1$  мощность равна нулю, и в этом случае она достигает наибольшего значения где-то «по дороге», при торможении спускаемого аппарата от первой космической скорости до посадки. Можно показать (либо построив график зависимости мощности от скорости, либо приравняв нулю ее производную по скорости), что это наибольшее значение достигается при  $v = v_1/\sqrt{3} = 4,5$  км/с. Можно указать и пределы значений высоты полета, при которой будет происходить наиболее интенсивный разогрев тормозящегося аппарата.

### 1. Движение по баллистической траектории

При изучении движения планирующего КА в атмосфере планеты мы будем исходить из основных уравнений и придерживаться обозначений, показанных на рис. 2 и 3.

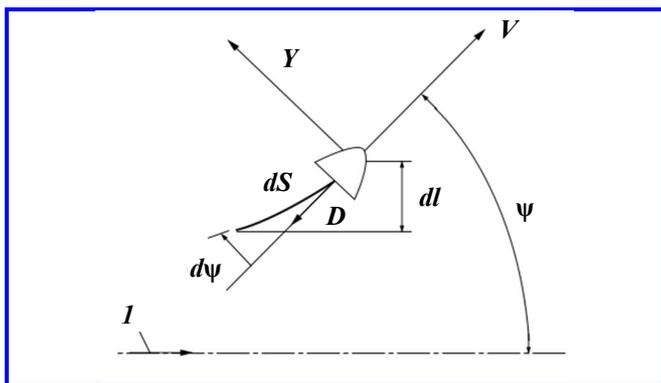


Рис. 3. Силы, действующие на КА:  
I – направление входа в атмосферу

Вертикальная плоскость:

$$L - mg \left( \frac{r_0}{r} \right)^2 \cos \theta = - \frac{mV^2}{r_c}, \quad (1)$$

$$D + mg \left( \frac{r_0}{r} \right)^2 \sin \theta = - \frac{m}{2} \frac{dV^2}{dS}, \quad (2)$$

горизонтальная плоскость:

$$Y = mV^2 \frac{d\psi}{dS}, \quad (3)$$

$$dl \approx dS \sin \psi, \quad (4)$$

где  $\theta$  – местный отрицательный угол наклона траектории к горизонту;  $g$  – ускорение силы тяжести;  $S$  – длина дуги в направлении движения.

Уравнения (1) и (2) получены для неподвижной планеты и ее атмосферы из условий баланса сил и ускорений в направлениях действия подъемной силы и силы лобового сопротивления соответственно. Использование второго закона механики для боковой силы и соответствующего ей ускорения дает уравнение (3), где боковое перемещение  $dl$ , как видно из соотношения (4), пропорционально синусу угла направления полета в горизонтальной плоскости  $\psi$  при условии, если боковое смещение мало по сравнению с продольным перемещением  $dS$ .

Для упрощения задачи движения КА в атмосфере применялись многочисленные методы преобразований этой системы уравнений [1 – 6]. При малых углах входа, предполагая, что при входе в атмосферу сила лобового сопротивления преобладает над коллинеарной составляющей силы тяжести, уравнения (1) и (2) можно преобразовать в простое дифференциальное уравнение второго порядка (5) и уравнение (3) – в уравнение (6).

Вертикальная плоскость:

$$\frac{1}{C_D A} \frac{d}{dz} \left( C_D A \frac{df}{dz} \right) + \frac{I}{f} (1 - e^{-z}) + J = 0. \quad (5)$$

Горизонтальная плоскость:

$$\frac{d\psi}{dz} + \frac{1}{2} \frac{Y}{D} = 0, \quad (6)$$

где

$$f = \frac{1}{\alpha} \frac{p}{p_0} = e^{-\beta y}, \quad z = \ln \bar{V}^2, \quad I = \frac{\beta}{r_0} \left( \frac{m}{C_D A \rho_0 \alpha} \right)^2,$$

$$J = \frac{\sqrt{\beta r_0}}{2} \left( \frac{L}{D} \right),$$

$$\theta = \frac{1}{\sqrt{\beta r_0}} \frac{df}{dz}; \quad \bar{V} = \frac{V}{\sqrt{g r_0}},$$

$$G = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\beta r_0}{I}} f e^2 \sqrt{1 + \left( \frac{L}{D} \right)^2 + \left( \frac{Y}{D} \right)^2}. \quad (7)$$

Здесь  $A$  — характерная площадь, относительно которой подсчитаны аэродинамические коэффициенты. В соотношении (7) отмечается, что функция плотности  $f$  пропорциональна отношению местной плотности  $\rho$  на высоте  $y$  к плотности на уровне моря  $\rho_0$  и для земной атмосферы с хорошей степенью приближения изменяется по экспоненте с изменением высоты  $y$ . Независимая переменная  $z$  равна  $\ln \bar{V}^2$ , где  $\bar{V}$  – отношение скорости полета к круговой скорости у поверхности Земли. Параметры  $I$  и  $J$  зависят от свойств планеты и атмосферы. В параметр  $I$  входит также масса, характерная площадь и коэффициент лобового сопротивления КА, а  $d$  параметр  $J$  – подъемная сила [7 – 11]. Отметим, что от этих величин зависит и угол наклона траектории полета к местному горизонту  $\theta$ , и суммарная перегрузка  $G$ . Первый (5) член пропорционален скорости изменения угла наклона траектории к местному горизонту с изменением скорости полета и обычно мал при сравнительно крутом входе баллистического снаряда в атмосферу [1]. Второй член пропорционален разности между весом и центробежной силой при полете по траектории, практически эквидистантной поверхности планеты. Третий член, который пропорционален аэродинамическому качеству, будет играть основную роль в нашем исследовании. Особенно полез-

ное приближенное решение уравнения (5) соответствует планированию КА [6], при котором первый член уравнения пренебрежимо мал, а второй и третий члены сбалансированы так, что сумма подъемной силы, веса и центробежной силы равна нулю. Отсюда получается, что  $f = -I/J(1 - e^{-z})$ . При этих условиях с помощью уравнений (6) и (7) получаем соотношения, описывающие движение в атмосфере спутника с постоянными коэффициентами подъемной силы и лобового сопротивления [3]:

$$G_{\max} = \sqrt{1 + \left(\frac{D}{L}\right)^2 + \left(\frac{Y}{D}\right)^2}, \quad (8)$$

$$S_{\max} = \frac{r_0}{2} \frac{L}{D} \ln \left( \frac{1}{1 - V_E^2} \right) \rightarrow \infty, \text{ так как } \overline{V}_E \rightarrow 1, \quad (9)$$

$$l_{\max} = \frac{\pi^2}{48} r_0 \left(\frac{L}{D}\right)_0^2 + \dots \quad (10)$$

Индекс 0 при  $(L/D)^2$  в выражении (10) означает, что это отношение берется при угле крена, равном нулю. Соотношения (8) и (9) теряют смысл при  $L/D \rightarrow 0$  и соотношение (10) становится неточным при значениях  $(L/D)_0$ , приблизительно больших единицы. Тем не менее, эти уравнения показывают качественную картину влияния подъемной силы, лобового сопротивления и боковой силы на движение КА в атмосфере. Так, с увеличением аэродинамического качества снижаются перегрузки и возрастают как продольная дальность, так и дальность по боку, и, так как максимум боковой дальности достигается при угле крена, равном  $45^\circ$ , это соответствует случаю равенства боковой и подъемной сил. Заслуживает внимания и то, что продольная дальность значительно сильнее зависит от скорости входа, нежели от отношения  $L/D$ . Этот факт и значительная дополнительная возможность изменять продольную дальность посредством изменения момента входа в атмосферу указывают на целесообразность использования несущей способности КА для получения боковой дальности крена.

Возвращаясь к уравнению (5), необходимо отметить, что оно в равной степени как при постоянных, так и при переменных коэффициентах аэродинамических сил, как показано в работах [6 – 12], выведено специально для получения упрощенных решений в виде разложения функции  $f(z)$  в ряд по степени  $(z - z_0)$  в случае входа в атмосферу с постоянными коэффициентами подъемной силы и лобового сопротивления.

В случае полета в атмосфере по секущей траек-

тории пригодное решение [3] в виде ряда будет следующим:

$$f(z) = k_0 \sqrt{I} e^{-z_0/2} \left[ 1 - \frac{1}{2k_0^2} \left( e^{z_0} - 1 + k_0 e^{z_0/2} \frac{J}{\sqrt{I}} \right) \times \right. \\ \left. \times (z - z_0)^2 - \frac{1}{6k_0^2} (z - z_0)^3 \right],$$

где

$$k_0^2 - \frac{k_0}{2} e^{z_0/2} \frac{J}{\sqrt{I}} (z_E - z_0)^2 - \\ - \left[ \frac{e^{z_0} - 1}{2} (z_E - z_0)^2 - \frac{1}{6} (z_E - z_0)^3 \right] = 0$$

и индекс 0 соответствует условиям полета в момент прохождения нижней точки траектории в атмосфере. Как отмечено в работах [4 – 8], при входе в атмосферу с параболической скоростью по секущей траектории при положительной подъемной силе достаточно ограничиться только двумя первыми членами этого разложения функции  $f(z)$ . При отрицательной подъемной силе такое упрощение справедливо, если  $z_E - z_0 \leq 1$ . Заметим также, что уравнение (6) для бокового движения сравнительно простое; так, при постоянном значении  $Y/D$ , очевидно, что изменение направления бокового движения в горизонтальной плоскости прямо пропорционально отношению  $Y/D$  и изменению величины параметра  $z$  в процессе торможения в атмосфере независимо от типа входа. Движение и нагрев КА в атмосфере, конечно, органически взаимосвязаны. Ввиду этого рассмотрим уравнения конвективного теплообмена, выраженные через переменные  $f, z$  и другие принятые в исследовании параметры. Здесь укажем, а позднее подтвердим [3, 4, 8, 9], что полетные числа Рейнольдса  $Re$  на участке траектории полета в атмосфере, для которого характерны высокие плотности конвективных тепловых потоков, как правило, будут порядка миллиона или менее. В таких случаях пограничный слой у поверхности КА обычно оказывается в значительной степени ламинарным и выражение для плотности теплового потока может быть записано в следующей форме:

$$\dot{q} = C_q (\alpha \rho_0)^{1/2} (g r_0)^{3/2} \left( \frac{f}{d} \right)^{1/2} e^{3z/2}, \quad (11)$$

где  $C_q$  – константа, зависящая от геометрии омываемой поверхности и от свойств атмосферы [3].

Можно сказать [3, 8], что интенсивность теплопередачи при ламинарном режиме изменяется прямо пропорционально корню квадратному из плотности атмосферы и обратно пропорционально корню квадратному из характерного размера тела и пропорционально кубу скорости полета. Это выражается в явном виде непосредственно функциональной зависимостью  $q$  от  $f$ ,  $z$  и характерного размера  $d$  в формуле (11). Здесь удобно преобразовать это соотношение в дифференциальное уравнение, в котором  $z$  будет независимой переменной:

$$\frac{dq}{dz} = -C_q \frac{gr_0}{(\alpha\rho_0)^{1/2}} \frac{m}{C_D A} \frac{e^z}{(fd)^{1/2}}. \quad (12)$$

Использованные здесь значения  $C_q$  взяты из работы [13]. В окрестности передней критической точки  $C_q = 4,08 \cdot 10^{-8}$  ккал·с<sup>2</sup>/кг<sup>1/2</sup>·м<sup>3</sup> для  $\bar{V}_E = 1,0$  и  $C_q = 5,01 \cdot 10^{-8}$  ккал·с<sup>2</sup>/кг<sup>1/2</sup>·м<sup>3</sup> для  $\bar{V}_E = \sqrt{2}$ . На конической поверхности:  $C_q = 3,26 \cdot 10^{-8} \sin \delta \sqrt{\cos \delta}$  ккал·с<sup>2</sup>/кг<sup>1/2</sup>·м<sup>3</sup>, где  $\delta$  – угол наклона поверхности к направлению полета. В качестве характерного размера принято: для окрестности критической точки – радиус кривизны лобовой поверхности и для конической поверхности – главный радиус кривизны.

Совместное решение уравнения (12) с уравнением (5), связывающим  $f$  с переменной  $z$ , позволяет определить интегральный конвективный теплоток на единицу поверхности, а затем и суммарный теплоток по всей поверхности КА, поступающий за время полета КА в атмосфере. Как и при изучении движения, полезно рассмотреть уравнения нагрева КА на режиме стационарного планирования в атмосфере с орбитальной скоростью. Эти соотношения приведены в работе [3] в следующей форме:

$$\dot{q}_{\max} = C_q \frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{3}} g^{3/2} r_0 \sqrt{\frac{m}{C_L A d}} \quad \text{при } \bar{V} = \sqrt{\frac{2}{3}}, \quad (13)$$

$$q = C_q \frac{\pi}{2\sqrt{2}} g r_0^{3/2} \sqrt{\frac{L}{D} \left( \frac{m}{C_D A d} \right)}, \quad (14)$$

$$Q = C_Q \frac{\pi}{2\sqrt{2}} g r_0^{3/2} \sqrt{\frac{L}{D} \left( \frac{m d}{C_D} \right)}. \quad (15)$$

Во-первых, отметим, что, согласно соотно-

шению (13), плотность конвективного теплового потока  $q$  изменяется прямо пропорционально корню квадратному из массовой нагрузки на единицу площади несущей поверхности и обратно пропорционально корню квадратному из коэффициента подъемной силы и характерного размера омываемого элемента поверхности КА. Таким образом, для снижения интенсивности нагрева при заданной массе КА желательнее увеличение его размеров и коэффициентов подъемной силы. Из соотношения (14) видно, что интегральный конвективный тепловой поток  $q$ , поступающий к единице площади поверхности, также снижается с увеличением размеров КА. Кроме того, величина  $q$  становится меньше при снижении величины  $L/D$  и при увеличении коэффициента лобового сопротивления КА. Заметим, наконец, что полный интегральный конвективный тепловой поток  $Q$  также уменьшается при снижении аэродинамического качества, однако, в отличие от  $\dot{q}$  и  $q$ , величина  $Q$  уменьшается и при уменьшении размеров поверхности, а следовательно, и величины КА. В таком случае можно предположить, что для данной массы КА, теплозащита которого основана на принципе излучения тепла с поверхности, его размеры будут сравнительно большими и он будет иметь высокую несущую способность, тогда как КА с теплозащитой, основанной на принципе поглощения тепла, будет сравнительно небольшим со значительным лобовым сопротивлением при низком аэродинамическом качестве. Большинство из представленных и рассмотренных результатов изучения движения заимствовано из работ [9 – 18], в которых используются соотношения (5) и (6), где  $\alpha = 0,715$  и  $\beta = 1/7560$  м в соответствии с моделью атмосферы Земли ARDC [3] и  $r_0 = 6,4 \cdot 10^6$  м.

## 2. Возврат космического аппарата в атмосферу с орбитальной скоростью

Влияние аэродинамического качества КА на максимальную отрицательную перегрузку и на его способность к боковому маневру при входе в атмосферу с орбитальной скоростью под углом  $\theta_E$ , близким к нулю, показано на рис. 4.

Очевидно, что максимальная перегрузка при нулевом аэродинамическом качестве не является недопустимо большой даже для КА с человеком на борту, а при величине  $L/D$  порядка 0,5 и более перегрузки снижаются до значений, близких к значениям при обычном полете.

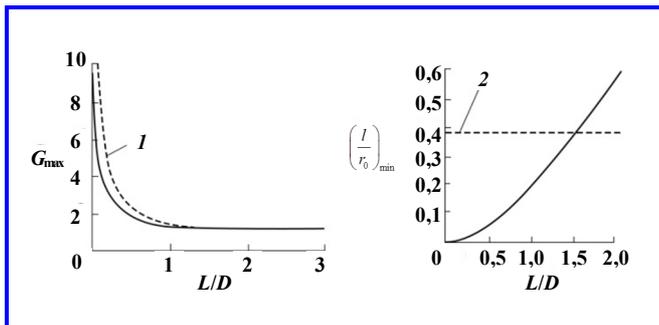


Рис. 4. Перегрузки и боковая дальность:

1 –  $G_{\max} = \sqrt{1 + (D/L)^2}$ ; 2 – расстояние между соседними витками орбиты;  $\bar{V}_E = 1, \theta_E \rightarrow 0$

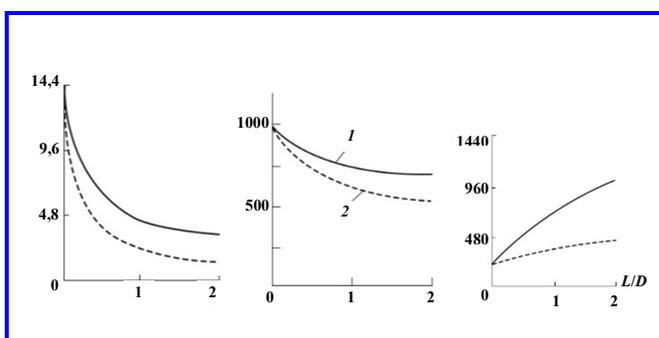


Рис. 5. Максимальный нагрев и температуры: 1 – критическая точка; 2 – боковая поверхность;  $\bar{V}_E = 1; \theta_E \rightarrow 0$

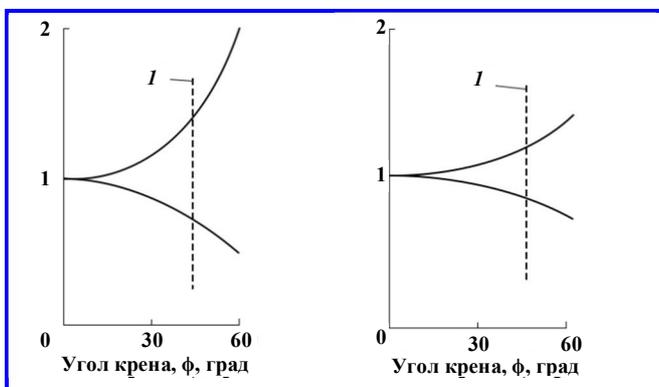


Рис. 6. Влияние крена на движение и нагрев: 1 – максимальная боковая дальность;  $\bar{V}_E = 1, \theta_E \rightarrow 0$

Здесь же показано, что возрастание максимальной дальности бокового смещения с увеличением  $(L/D)_0$  до 1, как и было получено по теории стационарного планирования, происходит по квадратичной зависимости, дающей величины значения  $(l/r_0)_{\max}$  около 0,2 или менее, которые соответствуют не более чем половине расстояния между соседними витками орбиты по земной поверхности. Для бокового маневра порядка расстояния между соседними витками орбиты тре-

буется иметь  $L/D$  порядка 1,5. Результаты расчетов аэродинамического нагрева КА, имеющего форму полуконуса, при входе в атмосферу с орбитальной скоростью под углом близким к нулю, приведены на рис. 5. Такая форма КА была выбрана с целью упрощения вычислений [3] и, по существу, не нарушает общности исследований зависимости аэродинамического нагрева от массы, размеров и аэродинамических характеристик КА, совершающих спуск в атмосфере.

Предполагается, что ось вращения образующей конической поверхности параллельна направлению движения; таким образом, при малой степени затупления носовой части аэродинамические характеристики такой формы в соответствии с ньютоновской теорией аппроксимируются следующим соотношением:

$$C_L = (4/\pi)\sin\delta\cos\delta L/D = (2/\pi)\text{ctg}\delta.$$

Из рис. 5 и 6 видно, что секундный и интегральный удельные тепловые потоки значительно выше в окрестности передней критической точки, чем на некотором среднем элементе боковой поверхности, расположенном вдали от носовой части КА. Очевидно, что с увеличением  $L/D$  при постоянном  $C_D Ad/m$  заметно снижается максимальное значение плотности теплового потока в окрестности передней критической точки и на боковой поверхности. В меньшей степени, но тем не менее заметно снижаются уровни соответствующих равновесных температур поверхности. На практике обычно не остается постоянным и влияние  $L/D$  на интенсивность нагрева, может измениться и даже может иметь характер, обратный показанному на рис. 5, в зависимости от того, как с изменением  $L/D$  изменяется параметр  $C_D Ad/m$ . Однако интенсивность нагрева и равновесные температуры поверхности в окрестности критической точки, как было показано на основе теории равновесного планирования, будут минимальными при максимальной подъемной силе, которая у рассматриваемых КА и КА многих других конфигураций будет или может быть при аэродинамическом качестве порядка 0,5. Из графиков, приведенных на рис. 5, следует, что максимум равновесной температуры поверхности в окрестности передней критической точки КА, совершающего спуск в атмосфере, не может превосходить температуры порядка  $1700 \div 2000 \text{ }^\circ\text{C}$ , а на среднем элементе боковой поверхности – температуры порядка  $900 \div 1100 \text{ }^\circ\text{C}$ .

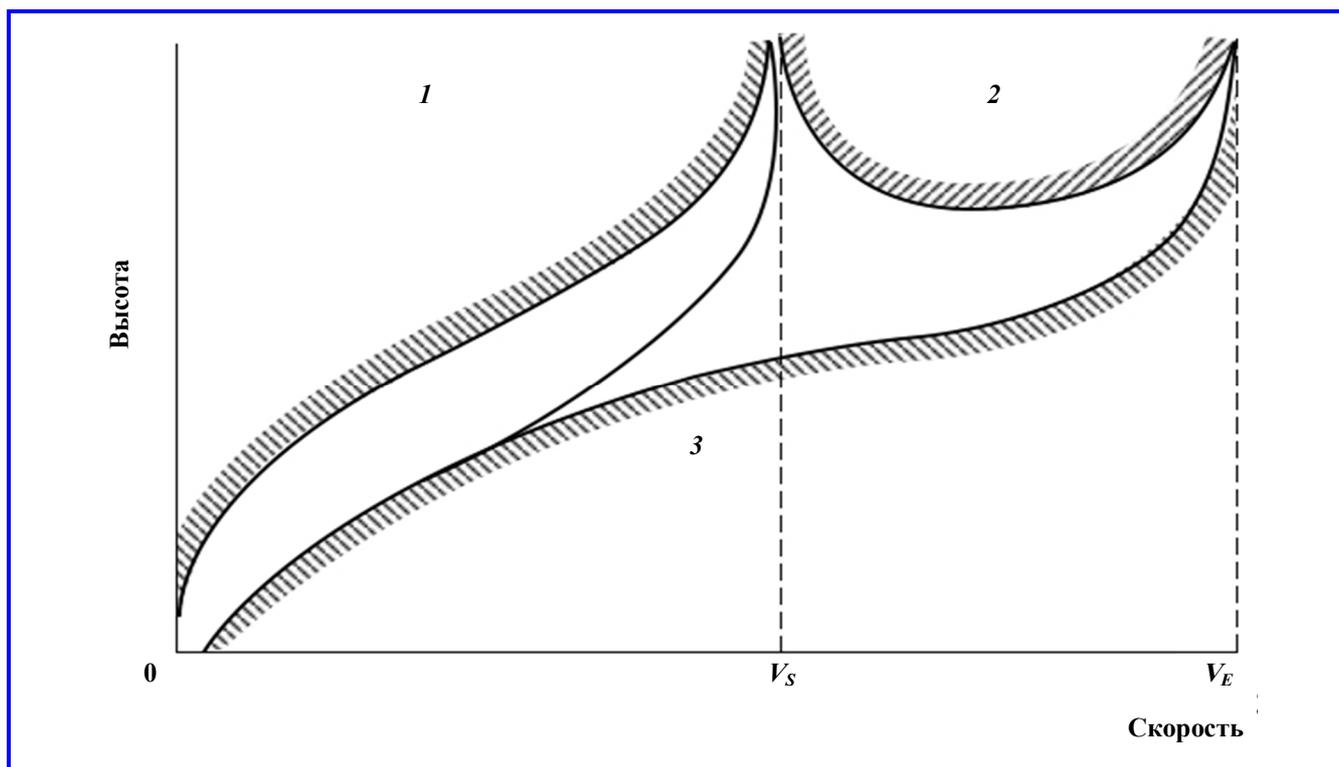


Рис. 7. Схема режимов полета: 1 – медленно; 2 – высоко; 3 – быстро

Из рис. 5 ясно, что, как и ожидалось, удельный и полный интегральные тепловые потоки существенно возрастают с увеличением  $L/D$ . Вследствие больших величин тепловых потоков, реализующихся за время снижения в атмосфере при более высоких значениях  $L/D$ , можно предположить, что для минимизации веса теплозащиты при этих условиях может быть использован радиационный метод охлаждения. На рис. 6 показано влияние угла крена летательного аппарата на величины  $G$ ,  $S$ ,  $\dot{q}$ ,  $q$  и  $Q$ . Из графиков видно, что это влияние не очень велико вплоть до угла крена, равного  $45^\circ$ , при котором достигается максимальная дальность бокового маневра.

На рис. 7. показаны возможные изменения скорости  $V$  и высоты  $y$  полета КА (в виде коридора плоскости  $(V, y)$ ). Над верхней границей коридора (при скорости полета, меньшей чем орбитальная) КА движется слишком медленно для таких высот и не может предотвратить свое снижение до тех пор, пока, снижаясь, не попадет в коридор. Ниже нижней границы скорость КА при этих высотах слишком велика, поэтому перегрузки и (или) интенсивность нагрева превышают допустимый уровень. Таким образом, границы коридора на рис. 7 определяют ограни-

чения по скорости и высоте, за пределы которых орбитальный КА не должен попадать ни в случае возврата с орбиты, ни при аварийном выведении на нее.

### 3. Вход в атмосферу со сверхорбитальной скоростью

Если КА совершает полет со сверхорбитальной скоростью в области над верхней границей коридора возможных траекторий, показанного на рис. 8, он не в состоянии затормозиться в такой степени, чтобы избежать выхода из атмосферы, и может уйти опять на большие расстояния обратно в космическое пространство. С другой стороны, если при входе в атмосферу со сверхорбитальной скоростью полет совершается в области, которая ниже коридора, то скорости настолько велики, что, как и в случае суборбитальных скоростей, невозможно избежать превышения допустимых пределов по перегрузкам и (или) по интенсивности нагрева.

Для более конкретного описания возможных траекторий полета при сверхорбитальных скоростях полезно рассмотреть рис. 9, на котором показан подход к планете по двум граничным траекториям.

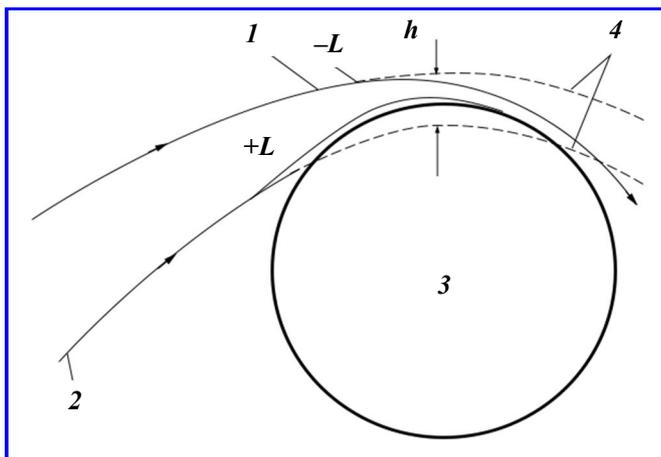


Рис. 8. Определение коридора, в котором возможно торможение летательного аппарата: 1 – верхняя траектория; 2 – нижняя траектория; 3 – планета; 4 – траектории, соответствующие коническим сечениям

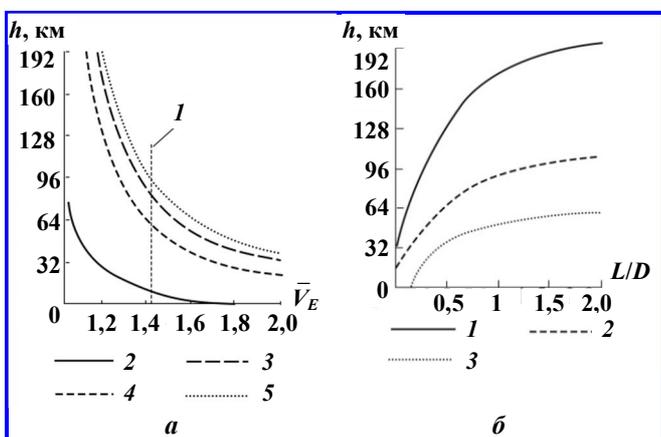
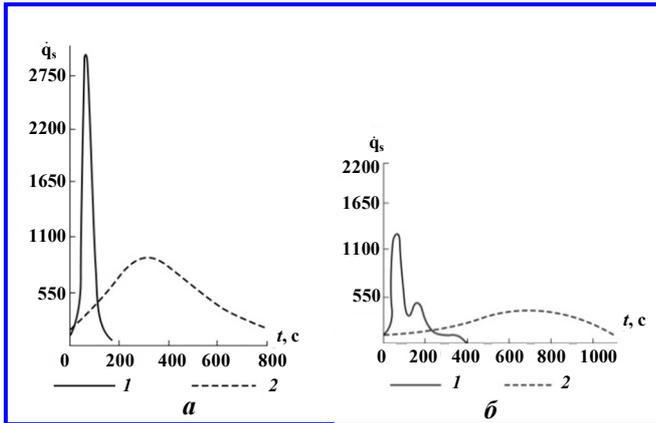


Рис. 9. Глубина коридора и перегрузки: а –  $G_{\text{MAX}} = 10$ ; 1 – параболическая скорость; 2 –  $L/D = 0$ ; 3, 5 –  $L/D = 2$ ; 4 –  $L/D = 0,5$ ; б –  $\bar{V}_E \approx \sqrt{2}$ ; 1 –  $G_{\text{MAX}} = 20$ ; 2 –  $G_{\text{MAX}} = 10$ ; 3 –  $G_{\text{MAX}} = 5$

Сплошными линиями на рис. 8 показаны действительные траектории полета летательного аппарата в атмосфере, штриховыми – фиктивные параболические или гиперболические траектории, которые имели бы место в случае замены планеты и ее атмосферы эквивалентной точечной массой. Определим глубину коридора  $h$ , измеренную в километрах, как разность между эффективными перигеями граничных гиперболических траекторий [9]. Чем больше величина  $h$ , тем менее жесткие требования предъявляются к точности управления летательным аппаратом во время подхода к планете. Как видно из рис. 8 глубину коридора можно увеличить с помощью отрицательной подъемной силы на верхней граничной траектории (как средство избежать выхода из атмосферы со сверхорбитальной скоростью) и положитель-

ной подъемной силы на нижней граничной траектории (как средство избежать проникновения на слишком малые высоты со слишком большими скоростями). Величина  $h$ , конечно, связана (см., например, работы [4 – 9]) как с аэродинамическими и массовыми характеристиками КА, совершающего полет в атмосфере, так и с ограничениями по нагреву и перегрузкам, которые допускаются для их конструкций и полезных грузов. Максимальные перегрузки будут у нижней границы коридора. Связь между этими перегрузками и глубиной коридора в зависимости от величины сверхорбитальной скорости входа в атмосферу Земли и от аэродинамического качества показана на рис. 9. При определении глубин коридора, приведенных на рис. 9,  $L/D$  бралось постоянным по величине и отрицательным на верхней граничной траектории до точки, в которой скорость становилась орбитальной, на нижней траектории – положительной; траектория рассчитывалась с этим отношением  $L/D$  до точки, в которой угол наклона траектории к местному горизонту становился равным нулю. При этом предполагалось, что после достижения нулевого угла наклона нижней граничной траектории коэффициенты аэродинамических сил могут изменяться так, чтобы не произошло выхода из атмосферы со сверхорбитальной скоростью.

Отметим сначала, что при значении  $G_{\text{max}} = 10$ , которое может быть приемлемым для КА с человеком на борту, с увеличением скорости входа в атмосферу величина  $h$  заметно снижается. С другой стороны, величина  $h$  возрастает с увеличением отношения  $L/D$ , особенно в пределах от 0 до 0,5; этот эффект показан на рис. 9, б, для нескольких значений  $G_{\text{max}}$  при параболической скорости входа. Ясно, что путем увеличения  $L/D$  независимо от величины можно заметно увеличить глубину коридора и даже при малых  $L/D$  можно иметь достаточно большие приемлемые размеры коридора входа в атмосферу, если  $G_{\text{max}}$  не слишком мала. Так, например, если допустимая величина  $G_{\text{max}} = 10$ , КА с  $L/D = 0,5$  может иметь глубину коридора для входа в атмосферу с параболической скоростью порядка 80 км, при умеренных возможностях управления [4, 9, 16 – 22] эта глубина вполне достаточна для возврата с Луны и при других сравнительно близких к Земле полетах. В случае более дальних космических полетов, при которых скорости возврата на Землю будут гиперболическими, глубины коридоров входа в атмосферу КА с  $L/D = 0,5$  будут существенно уменьшаться, приближаясь к величине порядка 24 км при  $G_{\text{max}} = 10$  и  $\bar{V}_E = 2$ .



**Рис. 10. Изменение нагрева по времени полета:**  
**a** – участок снижения:  $\bar{V}_E = \sqrt{2}$ ,  $\bar{V}_X \approx 1$ ;  
**б** – конечный участок торможения:  $\bar{V}_Y \approx 1$ ;  
**1** — нижняя траектория; **2** – верхняя траектория

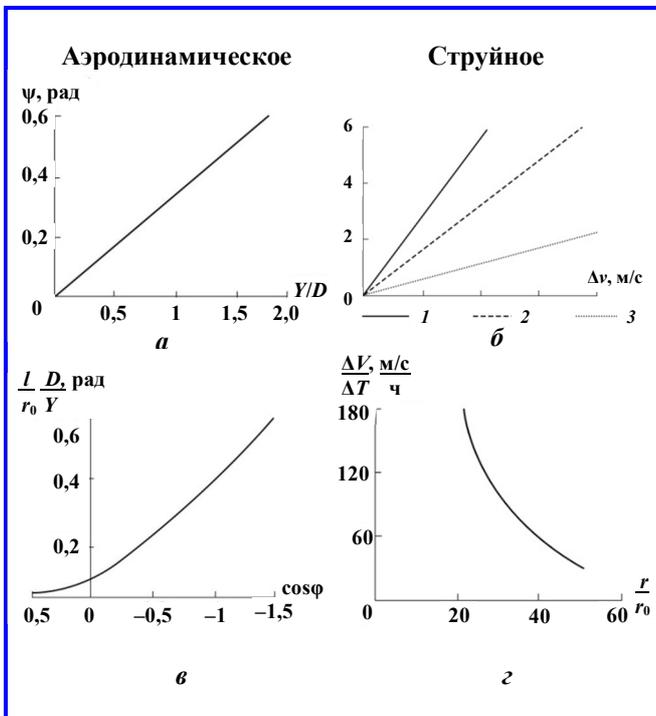
Рассмотрим аэродинамический нагрев, которому подвергаются КА, движущиеся по граничным траекториям. Максимальная интенсивность аэродинамического нагрева обычно реализуется на тех же траекториях спуска в атмосфере, на которых и перегрузка максимальная, тогда как интегральный тепловой поток бывает максимальным на траекториях с минимальными перегрузками. В соответствии с этим особенно интересно исследовать интенсивность нагрева и равновесные температуры поверхности на нижних граничных траекториях, тогда как удельный и полный интегральные тепловые потоки представляют особый интерес на верхних граничных траекториях.

На основании вышеизложенного рассмотрим аэродинамический нагрев КА с малым аэродинамическим качеством на верхней и нижней граничных траекториях. На рис. 10 показано изменение секундных тепловых потоков в окрестности передней критической точки КА по времени его полета вдоль этих траекторий для случая входа в атмосферу с параболической скоростью при  $L/D = 0,5$  и  $m/C_{DA} = 1550 \text{ кг/м}^3$ .

Из рис. 10 видно, что в процессе торможения скорости полета от параболической до эллиптической на нижней граничной траектории максимальный секундный тепловой поток достигает величины порядка  $3000 \text{ ккал/м}^2\text{с}$ , а полное время нагрева будет всего лишь  $200 \text{ с}$ . Полное время нагрева на верхней граничной траектории более чем в четыре раза продолжительнее, однако максимум плотности теплового потока значительно меньше и составляет величину порядка  $800 \text{ ккал/м}^2\text{с}$ .

Предполагается, что условия полета по промежуточным траекториям коридора будут находиться в пределах, соответствующих граничным траекториям. В свете установленных данных по условиям возврата в атмосферу с орбиты спутника полагаем, что боковой маневр КА не изменит характер движения и аэродинамического нагрева. Отметим особенности бокового маневра бокового маневра с точки зрения сравнения эффективности маневра в атмосфере с маневром в космическом пространстве, совершаемым с помощью реактивной тяги. На рис. 11, **a** показано изменение направления полета  $\psi$  в горизонтальной плоскости за время торможения скорости в атмосфере от параболической до орбитальной в зависимости от отношения боковой силы к силе лобового сопротивления.

Такое изменение направления полета можно интерпретировать как поворот плоскости орбиты; на рис. 11, **б** показан соответствующий поворот орбиты в космическом пространстве, который происходит под воздействием боковой реактивной силы.



**Рис. 11. Маневрирование при снижении ( $\bar{V}_E = \sqrt{2}$ ):**  
**a** – зависимость направления полета при  $\bar{V}_X = 1$ ;  
**б** – боковой маневр  $r/r_0 = 50, 30, 10$ ; **в** – максимальное боковое смещение; **г** – влияние боковой реактивной силы на время снижения

Однако было приблизительно подсчитано, что такие коридоры приемлемы для тех точностей, которые будут обеспечены лучшими перспективными системами управления [16 – 22].

В обоих случаях значения  $m/C_{DA}$  считались одинаковыми при одинаковых абсолютных значениях  $L/D$ .

Очевидно, что с помощью аэродинамических сил при больших величинах отношения  $Y/D$  можно изменять направление движения в значительной степени. Однако мы уже наблюдали, что трудности, вытекающие из проблемы аэродинамического нагрева при входе в атмосферу с параболической скоростью, могут помешать использованию КА с высоким аэродинамическим качеством. Это накладывает соответствующие ограничения на величину отношения  $Y/D$ , так что практически возможный боковой маневр с помощью аэродинамических сил не превышает угла поворота плоскости орбиты на несколько десятых радиана. С другой стороны, с помощью реактивной тяги, если поворот плоскости орбиты совершается далеко от точки входа в атмосферу, можно получить значительный боковой маневр. Большие повороты плоскости орбиты наиболее рационально осуществлять с помощью реактивной силы на больших расстояниях от Земли, тогда как относительно малые боковые маневры для тонкого управления траекторией движения в атмосфере могут быть осуществлены с помощью аэродинамических сил.

В связи с этим интересно заметить, основываясь на расчетных данных, представленных на рис. 11, в, что максимальное боковое смещение в атмосфере при входе с параболической скоростью будет того же порядка, что и при входе в атмосферу с орбиты спутника, если маневры совершаются на верхней граничной траектории коридора. Однако по мере приближения траектории входа в атмосферу к нижней граничной траектории коридора величина возможного бокового смещения уменьшается и становится у нижней границы на порядок меньше, чем у верхней границы. И, наконец, существенным является влияние боковой реактивной силы на продолжительность приближения к Земле (рис. 11, з). При столь многочисленных способах, пригодных для маневрирования в космическом пространстве, кажется маловероятным, что потребуются большие боковые маневры в атмосфере при входе в нее со сверхорбитальными скоростями.

#### 4. Результаты исследования

Обоснованность выдвинутых предположений может быть показана при изучении режимов аэродинамического нагрева и обтекания, в условия которых попадает КА в процессе снижения в атмосфере. Эти режимы показаны на рис. 12. [17 – 25]. Можно предположить [26 – 30], что условие сплошного потока, обтекающего КА обычных раз-

меров, сохраняется до тех пор, пока длина пути свободного пробега молекул в атмосфере не превосходит величины порядка 3,0 м. Это условие выполняется на высотах до 75 000 м, тогда как торможение и нагрев сравнительно компактных космических летательных аппаратов проходит на меньших высотах. Это достаточно наглядно подтверждается на рис. 12, на котором видна область максимальной интенсивности нагрева для широкого класса КА, входящих в атмосферу с параболической скоростью. В этот класс аппаратов включены и аппараты с аэродинамическим качеством  $L/D = 0,5$ .

Из рис. 12 следует также справедливость предположения о том, что полетные числа  $Re$  не превосходят одного миллиона. Однако здесь уместно предостережение, что некоторые эксперименты в ударных трубах по изучению обтекания затупленных тел воздушным потоком с высокой энтальпией, соответствующей скорости  $V \leq 4150$  м/с [19 – 32], показывают, что переходные числа  $Re$  могут быть в диапазоне  $Re = (0,5 \div 1,0) \cdot 10^6$ . В таком случае при входе КА в атмосферу по траектории, близкой к нижней границе коридора, на его поверхности может быть существенно турбулентный пограничный слой. В соответствии с этим секундные и интегральные тепловые потоки на нижней граничной траектории могут быть значительно выше.

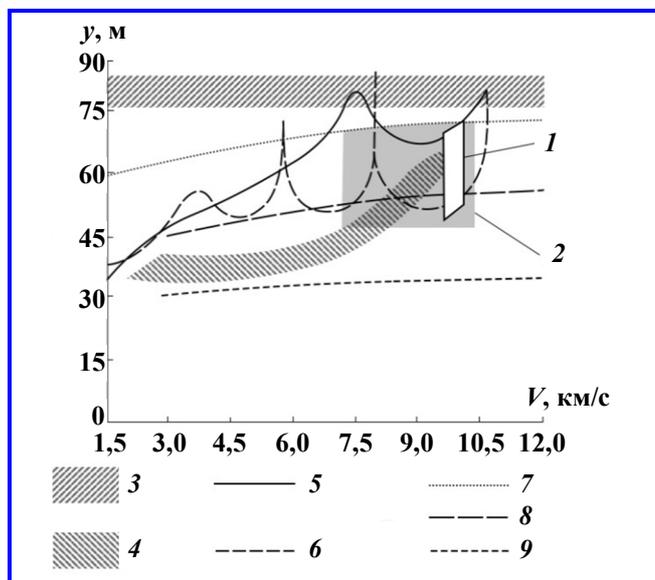


Рис. 12. Области режимов обтекания и нагрева:  
 1 – максимальная плотность лучевых тепловых потоков;  
 2 – максимальные конвективные тепловые потоки;  
 3 – верхняя траектория; 4 – равновесное состояние;  
 5 – верхняя траектория; 6 – нижняя траектория;  
 7 –  $Re = 10^5$ ; 8 –  $Re = 10^6$ ; 9 –  $Re = 10^7$

Действительно, для крайнего из возможных случаев полностью турбулентного обтекания КА с  $L/D = 0,5$ , нагрев которого иллюстрировался на рис. 12, подсчитано, что интегральный удельный тепловой поток на нижней граничной траектории может быть того же порядка, что и на верхней граничной траектории, где режим обтекания ламинарный. В этих условиях требования к теплозащитному сублимирующему покрытию могут быть более жесткими на нижней граничной траектории, чем на верхней, поскольку эффективная теплоемкость сублимирующего вещества будет снижаться вследствие снижения эффективности «уноса» при турбулентном течении [20 – 26]. Отметим, что нижняя заштрихованная зона на рис. 12 проходит своей серединой по линии, на которой конвективный нагрев может под влиянием неравносности снизиться до уровня, составляющего приблизительно 70% от уровня нагрева при химически равновесном состоянии возмущенного потока. Отметим также, что коридор входа в атмосферу с параболической скоростью при  $L/D = 0,5$  проходит по значительно большим высотам, чем эта граница, и выше, чем область максимальной интенсивности аэродинамического нагрева.

Влияние неравносности становится более явным, конечно, с уменьшением плотности и, значит, с увеличением высоты [21, 22]. Примеры результатов этих расчетов в диапазоне значений  $L/D$  приведены на рис. 13, где показано влияние неравносности на интенсивность нагрева в окрестности передней критической точки. По графикам, приведенным на рис. 13, видно, что интенсивность нагрева химически не реагирующей поверхности КА на верхней граничной траектории, рассчитанная с учетом неравносности состояния потока, может быть на 60% ниже, чем без учета неравносности, и на нижней граничной траектории – на 30%.

Можно получить и данные по снижению интегральных тепловых потоков, однако для реализации любого из этих «снижений» необходимо иметь химически не реагирующую поверхность. Одним из методов получения такой поверхности может быть применение покрытия из окиси кремния, однако в работе [18 – 22] показано, что даже при больших высотах входа в атмосферу присутствие умеренно холодной поверхности и, возможно, сублимирующего материала в пограничном слое может поддерживать процесс рекомбинации молекул вблизи стенки, который и будет увеличивать нагрев, приближая его к уровню нагрева в равновесных условиях [20 – 26].

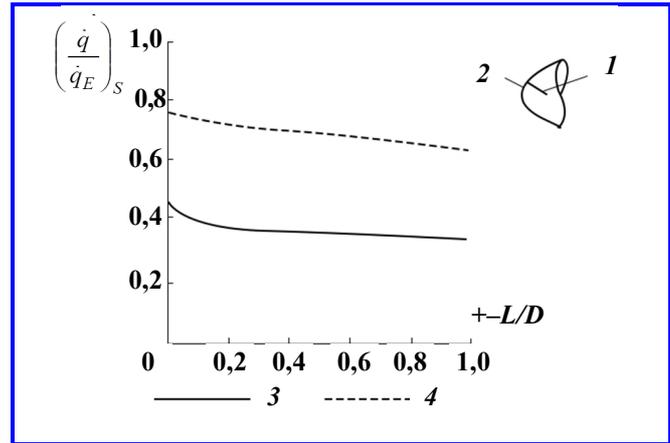


Рис. 13. Неравносный конвективный нагрев: 1 – R; 2 – не реагирующая поверхность; 3 – верхняя траектория; 4 – нижняя траектория;  $\bar{V}_E = \sqrt{2}$ ;  $G_{max} = 10$ ;  $m/C_{D}A = 470 \text{ кг/м}^3$ ;  $R = 1,5 \text{ м}$

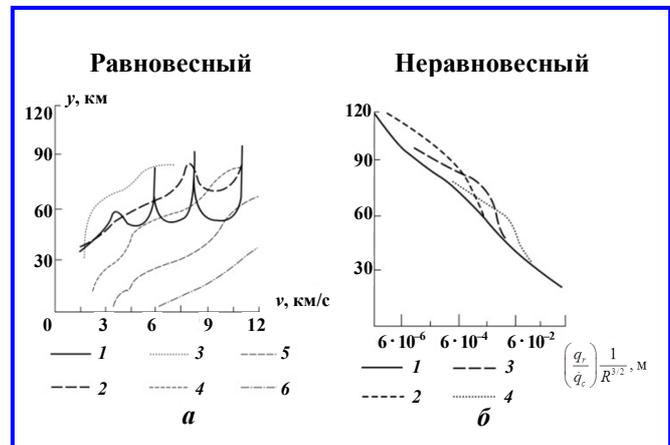


Рис. 14. Радиационный нагрев: а: 1 – нижняя траектория; 2 – верхняя траектория; 3; 4; 5; 6 –  $6 \cdot 10^{-3}$ ;  $6 \cdot 10^{-2}$ ;  $6 \cdot 10^{-1}$ ;  $6 \cdot 10^1$ ; б:  $V = 7600 \text{ м/с}$ ; 1 – неравносный; 2 –  $R = 1 \text{ м}$ ; 3 –  $R = 0,1 \text{ м}$ ; 4 –  $R = 0,01 \text{ м}$

Максимум интенсивности радиационного нагрева будет в начале входа в атмосферу с параболической скоростью, а эта область перекрывается областью максимальных плотностей конвективных тепловых потоков. Конечные результаты его расчетов представлены на рис. 14 [12, 30, 31]. Показано, что относительно по сравнению с плотностью конвективных тепловых потоков интенсивность радиационного нагрева в условиях равновесности возрастает с увеличением радиуса кривизны лобовой поверхности КА, с уменьшением высоты и соответственно с увеличением плотности и особенно с увеличением скорости полета. При входе в атмосферу с достаточно большой гиперболической скоростью оказывается вполне возможным, что, в зависимости от формы и траектории КА, радиационный нагрев может преобладать над конвективным.

С другой стороны, на рис. 14 показано, что при входе в атмосферу с параболической скоростью равновесный радиационный нагрев в окрестности передней критической точки КА, например с  $R = 0,3$  м,  $L/D = 0,5$  и  $m/C_D A = 470$  кг/м<sup>3</sup>, может составлять малую долю равновесного конвективного нагрева.

Из приведенных результатов видно, что при этой скорости входа в атмосферу неравновесное излучение на больших высотах может быть на порядок более интенсивным, чем равновесное. Очевидно, также будет и при сверхорбитальных скоростях. Действительно, в области максимальной интенсивности нагрева (рис. 14) лучевые и конвективные секундные тепловые потоки находятся приблизительно в следующем соотношении:  $(\dot{q}_r/\dot{q}_c)_s = KR^{3/2} \rho^{3/4} V^1$ .

Так, например, сублимирующий теплозащитный слой может служить очень эффективным препятствием для конвективных теплоточков и сравнительно слабо противостоять нагреву от излучения. Последнее возможно, если наружная поверхность не изменена либо естественным путем (например, при обугливания), либо искусственно таким образом, чтобы препятствовать радиационному нагреву.

Важно заметить, что в расчетах траекторий снижения в атмосфере всегда закладывалось предположение, что полет происходит с постоянными коэффициентами аэродинамических сил. Поэтому уместно выяснить, как влияет изменение или регулирование аэродинамических коэффициентов на эту часть траектории входа в атмосферу. При входе в атмосферу с параболической скоростью и при условии, что вдоль нижней граничной траектории  $G_{\max} = 10$  с помощью так называемого «полного регулирования» от  $C_L$  на начальном участке снижения до  $C_L = 0$  (и  $C_{D\text{mir}}$ ) в конце снижения при  $(L/D)_{\min} = 3$  можно увеличить глубину коридора в 3 – 4 раза. Как и следовало ожидать, при данном  $(L/D)_{\max}$  меньшее «регулирование» дает меньшее увеличение глубины коридора и при меньших  $(L/D)_{\max}$  эффект регулирования будет меньшим. Таким образом, при значениях  $(L/D)_{\max} \leq 5$ , регулирование сравнительно слабо влияет на глубину коридора. Обычно с увеличением глубины коридора возрастает интенсивность нагрева, которая, конечно, достаточно велика даже в случае, когда скорость входа в атмосферу параболическая. При входе в атмосферу с параболической скоростью возможно ограничиться глубиной коридора, соответствующей отношению  $L/D$  порядка 0,5 или менее. Поскольку в этом случае с помощью ре-

гулирования нельзя сильно увеличить глубину коридора (при  $L/D \approx 0,5$ ), то оно не является необходимым. Однако, если создать системы в достаточной степени жизнеспособные в условиях интенсивного нагрева, встречающихся при полетах в коридоре с большой глубиной, регулирование в сочетании с более высокими значениями величины  $L/D$  – эффективное средство увеличения глубины коридора.

Изучено большое число разновидностей компоновочных схем, включая предельные случаи существенно измененной баллистической формы и существенно преобразованных форм несущих корпусов. Баллистическая схема, как было показано, имеет свои полезные качества. Одним из главных достоинств является наличие почти плоского переднего торца, который увеличивает коэффициент лобового сопротивления и снижает конвективные тепловые потоки, а значит, и вес теплозащиты. Кроме того, они могут быть статически и динамически устойчивыми во всем диапазоне скоростей и при достаточном удлинении могут иметь характеристики, удовлетворяющие требованиям более или менее обычного полета и посадки с малыми скоростями. Самолетная схема имеет по существу плоскую нижнюю поверхность, которая достаточно удобна для осуществления радиационной теплозащиты, основанной на принципе излучения. Корпус при такой схеме находится в сравнительно менее теплонапряженных условиях, поскольку при больших углах атаки, с которыми осуществляется снижение в атмосфере, оказывается с подветренной стороны. Эта схема будет, конечно, сравнительно хорошо приспособленной к обычному полету и к посадке с малыми скоростями.

Средства управления КА, имеющими подъемную силу, заслуживают специальных замечаний. Чтобы обеспечить их эффективность во всем диапазоне полетных скоростей, высот и углов ориентации в пространстве, требуется особое внимание к их конструкции. Более того, необходимо иметь в виду, что средства управления, когда они используются для выполнения крутых маневров или для значительного увеличения лобового сопротивления, подвергаются особенно интенсивному нагреву. Гиперзвуковое обтекание несущего корпуса с работающими средствами управления, которые оказываются при этом под сильно нагретым светящимся слоем газа. В случаях, когда требуется обеспечить приемлемые условия входа в атмосферу и обычные летно-посадочные характеристики, конструкции таких КА должны, конечно, иметь в той или иной степени компромиссное решение. С

увеличением скорости входа такое компромиссное решение может стать трудно достижимым вследствие того, что возрастающая интенсивность нагрева требует более компактных форм, для которых характерно низкое аэродинамическое качество. Такие формы будут сравнительно неприспособленными к обычному полету с малой скоростью. Если же возможность такого полета важна, то подходящим средством его осуществления может быть КА, форма которого должна быть изменяемой. Идея создания КА переменной геометрической формы, конечно, не нова, однако представляет некоторый интерес рассмотрение возможности создания схемы, которая достаточно компактна и имеет большое лобовое сопротивление в одном предельном случае, допустим, при входе в атмосферу с параболической скоростью, и которая в достаточной степени увеличивается в размерах с одновременным снижением лобового сопротивления в другом предельном случае – в случае полета с малой скоростью. Возможная схема такого типа может иметь крылья, которые в процессе торможения КА при входе в атмосферу сложены на подветренной стороне компактного корпуса, а при достижении малых скоростей полета раскрыты с тем, чтобы обеспечить сравнительно хорошие летные характеристики на конечном участке траектории снижения в атмосфере. Такая компоновочная схема действительно может иметь сравнительно хорошие сверхзвуковые характеристики, если предусмотрен воздухозаборник для реактивного двигателя, открывающийся при сбросе носового обтекателя, и раскрытые крылья принимают обычную форму, спроектированную с учетом их полезной интерференции с областью частично заторможенного потока, создаваемой корпусом КА [32].

В качестве заключительного вопроса полезно обратить внимание на проблемы входа в атмосферы других планет нашей солнечной системы. С этой стороны полезно рассмотреть данные по перегрузкам и нагреву в атмосферах Марса, Венеры и Юпитера, отнесенные к перегрузкам и нагреву в атмосфере Земли при входе в них с орбитальной и параболической скоростями. Например, в работах [3, 7 – 9], приведены оценочные данные по свойствам планет и их атмосфер, а также расчеты входа КА в атмосферы этих планет.

При входе с орбитальной скоростью в атмосферу Марса перегрузка более чем в 2 раза, а нагрев на целый порядок меньше, чем в атмосфере Земли, и, соответственно, проблемы входа будут менее сложными. Можно считать, что при входе с орбитальной скоростью в атмосферу Венеры про-

блемы перегрузок и нагрева будут того же порядка, что и в атмосфере Земли; в атмосфере Юпитера перегрузки в несколько раз больше и нагрев на 1 – 2 порядка интенсивнее, чем при входе в атмосферу Земли. Если накладываются ограничения, что предельные перегрузки должны быть во всех случаях одинаковыми и скорости выхода должны быть орбитальными, то глубина коридора возможных траекторий входа с параболической скоростью в атмосферу Венеры приблизительно такая же, как и в атмосферу Земли, тогда как глубина коридора входов в атмосферу Юпитера может быть примерно в 2 раза больше, а в атмосферу Марса – на порядок больше, чем глубина коридора возможных траекторий входа в атмосферу Земли. Таким образом, проблема нагрева в атмосфере Венеры может быть того же порядка трудности, что и в атмосфере Земли; в атмосфере Марса она может быть существенно менее трудной, а в атмосфере Юпитера – на 1 – 2 порядка более трудной, чем проблема нагрева в атмосфере Земли. Ввиду того что наши знания об атмосферах других планет ограничены [22 – 32]), очень рискованно основываться на количественных данных.

### Заключение

Полеты КА осуществляются в более высоких слоях верхней атмосферы. В нижних слоях ионосферы плотность воздуха еще настолько значительная, что, например, спутник не в состоянии совершить здесь даже один полный оборот вокруг Земли. Верхние слои ионосферы, по-видимому, являются нижней границей движения спутников почти по неизменным орбитам, поскольку плотность здесь чрезвычайно мала. Например, относительная плотность воздуха на высоте 80 км над экватором составляет  $4,951 \cdot 10^{-5}$ , а на высоте 800 км она равна  $2,68 \cdot 10^{-12}$ . Так как сила сопротивления воздуха телу, движущемуся в воздушной среде, прямо пропорциональна относительной плотности, сила аэродинамического сопротивления на высоте 80 км в  $2 \cdot 10^7$  раз больше, чем на высоте 800 км. В потоке разреженного газа аэродинамические силы, действующие на тело, являются результатом сложения импульсов, передаваемых телу молекулами, которые ударяются об его поверхность и отражаются от нее. Эти силы можно вычислить, если известно, как движутся молекулы после удара, как они отражаются от поверхности тела.

Общая картина движения и конвективного нагрева при входе в атмосферу с орбитальной скоростью кажется достаточно понятной и подтвер-

жденной значительным объемом теоретических и экспериментальных сведений. Однако с увеличением скорости входа в атмосферу могут играть важную роль и оказывать заметное влияние на нагрев дополнительные явления, которые в настоящее время до конца неясны. К таким явлениям относятся химическая неравновесность состояния воздуха в пристеночном пограничном слое, вследствие которой при химически не реагирующей поверхности может снижаться конвективный нагрев; существенное тепловое излучение разогретого сжатого слоя, которое под влиянием неравновесности состояния газа может сильно возрасти и значительная степень ионизации воздуха, которая ведет к увеличению количества тепла, передаваемого к поверхности КА, а значит, и к усилению его нагрева. С увеличением скорости входа в атмосферу наиболее заметно растет радиационный нагрев, который действительно может стать основным фактором в проблеме нагрева КА, входящего в атмосферу с гиперболической скоростью (рис. 4). В этом случае могут понадобиться формы КА с меньшей степенью затупления носовой части и большего удлинения, чем те, которые получаются из рассмотрения одного только конвективного нагрева. Оказывается также, что предположение о ламинарности режима обтекания планирующих КА, которые входят в атмосферу по траекториям, близким к нижней границе коридора, находится на грани достоверности. Следовательно, нужны экспериментальные исследования переходного и турбулентного режимов обтекания в условиях входа в атмосферу со сверхорбитальной скоростью.

Очевидно также, что должно быть больше уделено внимания изучению как движения, так и нагрева в условиях входа в атмосферу с переменными коэффициентами аэродинамических сил. В вопросе компоновочных форм КА, способных к возврату в атмосферу, имеет значение тот факт, что могут найти свое применение аппараты как с фиксированной, так и с переменной геометрией; однако основные трудности настоящего времени лежат, несомненно, в недостатке подобных аэродинамических данных и данных по нагреву типовых форм КА с соответствующими средствами управления.

Поскольку затрагивается проблема входа в атмосферы других планет, указывается, например, что проблемы движения и нагрева в атмосфере Марса будут существенно менее трудными, чем в атмосфере Земли, тогда как в атмосфере Венеры сложность этих проблем может быть того же порядка, что и в земной атмосфере. Вход в атмосферу Юпитера оказывается почти без исключения в значительной сте-

пени более трудным, чем вход в атмосферу Земли. Однако достоверному количественному изучению этих проблем должно предшествовать более активное развитие знания этих атмосфер.

### Литература

1. Обзор методик исследования обтекания гиперзвуковым потоком газа тел с разрушающимся покрытием / Н. И. Сидняев // Теплофизика и аэромеханика. – 2004. – Т. 11. – № 4. – С. 501 – 522.
2. Распространение лучистой энергии внутри аблирующего тела / Л. П. Каданов // Теплопередача. – 1961. – Т. 83. – № 2. – С. 147 – 160.
3. Сидняев Н. И. Обтекание гиперзвуковых летательных аппаратов в условиях поверхностного разрушения / Н. И. Сидняев. – Москва : Физматлит, 2017. – 302 с.
4. Нестационарное оплавление тел под действием аэродинамического нагрева / С. К. Матвеев // Вестник Ленинградского университета. – 1964. – № 13. – С. 159 – 162.
5. Тепло- и массообмен на поверхности стеклографитовых материалов в высокотемпературном газовом потоке / В. В. Горский, Ю. В. Полежаев // Механика жидкости и газа. – 1972. – № 6. – С. 71 – 87.
6. Экспериментальное исследование влияния массообмена на аэродинамические характеристики тела вращения сложной формы / Н. И. Сидняев // Известия вузов. Авиационная техника. – 2005. – № 2. – С. 25 – 30.
7. Исследование аэродинамических характеристик тел вращения с проникаемым наконечником при обтекании гиперзвуковым потоком / Н. И. Сидняев // Прикладная механика и техническая физика. – 2007. – Т. 48. – № 2. – С. 12 – 20.
8. О применении полной термохимической модели разрушения углерода к задаче разрушения углепластика в условиях нестационарного нагрева / В. В. Горский, А. В. Запривода // Теплофизика высоких температур. – 2014. – Т. 52. – № 2. – С. 240 – 245.
9. Термохимическое разрушение углепластика при многократном импульсном нагружении / А. М. Гришин, А. Д. Парашин, А. С. Якимов // Физика горения и взрыва. – 1993. – Т. 29. – № 1. – С. 87.
10. Numerical solution of the problem of gas efflux from a closed volume into atmosphere / N. I. Sidnyaev // Technical physics letters. – Vol. 31. – № 1. – 2005. – P. 17 – 24.
11. Теоретическое исследование термохимического разрушения графита в высокоэнтальпийном воздухе / А. Г. Гофман, А. М. Гришин // Прикладная механика и техническая физика. – 1984. – № 4. – С. 107 – 114.
12. Влияние неравновесных химических процессов на сублимацию графита / Р. Л. Бейкер // Ракетная техника и космонавтика. – 1977. – Т. 15. – № 10. – С. 21 – 29.
13. Учет влияния вязкостных эффектов на обтекание и аэродинамические характеристики комбинированных головных частей ракет / Н. И. Сидняев // Вестник МГТУ. Сер. Машиностроение. – 2006. – № 2 (63). – С. 17 – 34.
14. Computational Modeling of Surface Catalysis for Graphite Exposed to High-Enthalpy Nitrogen Flow /

- A. Anna, I. D. Boyd, V. Colombo [et al.] // NATOAVT-199/RSM-0029. – 2012. – P. 5 – 12.
15. A review of reaction rates and thermodynamic and transport properties for an 11- species air model for chemical and thermal non-equilibrium calculations to 30 000 K / R. N. Gupta, J. M. Yoss, R. A. Thompson [et al.] // NASA-RP-1232. – 1990. – P. 6 – 17.
16. Исследование влияния теплопереноса сферического наконечника на сверхзвуковое обтекание комбинационного тела вращения / Н. И. Сидняев // Известия вузов. Авиационная техника. – 2006. – № 2. – С. 32 – 36.
17. Study of heat and mass transfer for hypersonic flow past a complex body of revolution / N. I. Sidnyaev // Thermophysics and Aeromechanics. – 2006. – Vol. 13. – No. 1. – P. 2 – 16.
18. Атлас магнитного поля Земли / А. А. Соловьев, А. В. Хохлов, Е. А. Жалковский [и др.] ; под ред. Гвишиани А. Д., Фролова А. В., Лапшина В. Б. – Москва : ГЦ РАН, 2012. – 364 С.
19. Солнечно-земная физика и ее приложения / В. Д. Кузнецов // Успехи физических наук. – 2012. – Т. 182. – № 3. – С. 327 – 336.
20. Солнечные источники космической погоды / Кузнецов В. Д. ; под ред. Григорьева А. И. и Зеленого Л. М. // Труды Международной конференции «Влияние космической погоды на человека в космосе и на Земле». – Москва : ИКИ РАН, 2013. – Т. 1. – С. 11 – 27.
21. Космическая погода и риски космической деятельности / В. Д. Кузнецов // Космическая техника и технологии. – 2014. – № 3 (6). – С. 3 – 13.
22. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. Кинетическая теория / М. Н. Коган. – Москва : Наука, 1967. – 440 с.
23. Modelling Aerodynamic Atmospheric Effects on the Space Vehicle Surface Based on Test Data / O. G. Freedlander, A. P. Nikiforov // ESA WPP-066. – 1993. – P. 154 – 225.
24. Bird G. A. Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows / G. A. Bird. – Oxford : Clarendon Press, 1994. – P. 275 – 315.
25. A New Model for the Differential Cross Section of a Polyatomic Gas / C. Cercignani, M. Lampis // Proc. of 20th Int. Symp. on Rarefied Gas Dynamics. – 1997. – P. 731 – 736.
26. Application of the Cercignani-Lampis Scattering Kernel to Direct Simulation Monte Carlo Calculations / R. G. Lord // Proc. of 17th Int. Symp. on Rarefied Gas Dynamics. – 1991. – P. 1427 – 1433.
27. Some Further Extensions of the Cercignani-Lampis Gas-Surface Interaction Model / R. G. Lord // Phys. Fluids. – 1995. – Vol. 7. – N. 5. – P. 1159 – 1161.
28. Gas-Surface Interaction Model Influence on Predicted Performance of Microelectromechanical System Resistojet / A. D. Ketsdever, E. P. Muntz // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. – 2001. – Vol. 15. – № 3. – P. 302 – 307.
29. Monte Carlo Simulation of Reentry Flows Based Upon a Three-Temperature Model / S. Utah, H. Arai // Proc. of 23rd Int. Symp. on Space Technology and Science. – 2002. – Vol. 1. – P. 1209 – 1214.
30. Gas-Surface Interaction Effect on Round Leading Edge Aerothermodynamics / W. F. N. Santos // Brazilian Journal of Physics. – 2007. – Vol. 37. – No. 2A. – P. 337 – 348. – DOI : 10.1590/S0103-97332007000300004.
31. Assessment of Gas-Surface Interaction Models for Computation of Rarefied Hypersonic Flows / J. F. Padilla, I. Boyd // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. – 2009. – Vol. 23. – No. 1. – P. 96 – 105. – DOI : 10.2514/1.36375.
32. Gas-Surface Interaction Model Evaluation for DSMC Applications / D. C. Wadsworth, D. B. Van Glider, V. K. Dogra // Proc. of 23rd Int. Symp. on Rarefied Gas Dynamics. – 2003. – P. 965 – 972.

Поступила в редакцию 15.04.2022

*Николай Иванович Сидняев, доктор технических наук, профессор, e-mail: Sidnyaev@bmstu.ru.  
(Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана).*

## INFLUENCE OF AERODYNAMICS SPACECRAFT TO THE ENTRANCE CORRIDOR AND HEATING IN THE ATMOSPHERE OF PLANETS

N. I. Sidnyaev

*The article presents studies of the influence of the aerodynamic characteristics of a spacecraft on its movement and heating in the atmosphere. It is shown that an increase in aerodynamic quality at small angles of entry into the atmosphere leads to a decrease in overloads, to an improvement in maneuverability characteristics and an increase in the integral total heat fluxes, while an increase in lift and drag leads to a decrease in the heat flux density. Thermal protection is based on the principle of heat flux absorption (regardless of the implementation methods), the weight costs for it will be the lowest with the minimum value of the integral heat flux, which leads to the conclusion that the spacecraft should be as small as the layout conditions for placing the instrument base and payload allow. It is postulated that such aircraft are probably suitable for entering the atmosphere with orbital and superorbital speeds. It is argued that if the thermal protection is based on the principle of radiation of heat from the surface, then to limit the surface temperature, the relatively large dimensions of the aircraft are needed for this payload. Such spacecraft with a high lifting force and (or) capable of having a large drag are applicable at orbital entry*

speeds into the atmosphere. However, with an increase in the rate of entry into the atmosphere, the densities of heat flows become especially high and cooling by radiation can become practically impossible, which negatively affects the equipment of control systems.

**Key words:** spacecraft, trajectory, temperature, atmosphere, aerodynamics, drag.

### References

1. Review of procedures for researching hypersonic gas flow around bodies with a collapsing coating / N. I. Sidniaev // Thermophysics and aeromechanics. – 2004. – Vol. 11. – No. 4. – P. 501 – 522.
2. Propagation of radiant energy inside ablating body / L. P. Kadanov // Thermal transmission. – 1961. – Vol. 83. – No. 2. – P. 147 – 160.
3. Sidniaev N. I. Flow on hypersonic aircraft under conditions of surface destruction / Sidniaev N. I. – Moscow : Fizmatlit, 2017. – 302 p.
4. Non-stationary melting of bodies under aerodynamic heating / S. K. Matveev // Bulletin of Leningrad State University. – 1964. – No. 13. – P. 159 – 162.
5. Heat and mass transfer on the surface of glass carbon materials in a high-temperature gas flow / V. V. Gorskii, Iu. V. Polezhaev // Fluid and gas mechanics. – 1972. – No. 6. – P. 71 – 87.
6. Experimental research of the impact of mass transfer on the aerodynamic characteristics of rotation body of complex shape / N. I. Sidniaev // Bulletin of Universities. Aerotechnics. – 2005. – No. 2. – P. 25 – 30.
7. Research of aerodynamic characteristics of rotation bodies with a permeable tip at hypersonic flow / N. I. Sidniaev // Applied mechanics and engineering physics. – 2007. – Vol. 48. – No. 2. – P. 12 – 20.
8. On application of complete thermochemical model of carbon destruction to the problem of carbon fiber destruction under conditions of non-stationary heating / V. V. Gorskii, A. V. Zaprivoda // High-temperature thermophysics. – 2014. – Vol. 52. – No 2. – P. 240 – 245.
9. Thermochemical destruction of carbon fiber under repeated impulse loading / A. M. Grishin, A. D. Parashin, A. S. Iakimov // Combustion, Explosion, and Shock Waves. – 1993. – Vol. 29. – No 1. – P. 87.
10. Numerical solution of the problem of gas efflux from a closed volume into atmosphere / N. I. Sidnyaev // Technical physics letters. – Vol. 31. – № 1. – 2005. – P. 17 – 24.
11. Theoretical research of thermochemical destruction of graphite in high-enthalpy air / A. G. Gofman, A. M. Grishin // Applied mechanics and physics. – 1984. – No. 4. – P. 107 – 114.
12. Impact of non-equilibrium chemical processes on graphite sublimation / R. L. Beiker // Rocket engineering and cosmonautics. – 1977. – Vol. 15. – No. 10. – P. 21 – 29.
13. Consideration of viscous effect on the flow and aerodynamic characteristics of combined missile heads / N. I. Sidniaev // Bulletin of BMSTU. 'Mashinostroyeniye' Series. – 2006. – No. 2 (63). – P. 17 – 34.
14. Computational Modeling of Surface Catalysis for Graphite Exposed to High-Enthalpy Nitrogen Flow / A. Anna, I. D. Boyd, V. Colombo [et al.] // NATOAVT-199/RSM-0029. – 2012. – P. 5 – 12.
15. A review of reaction rates and thermodynamic and transport properties for an 11- species air model for chemical and thermal non-equilibrium calculations to 30 000 K / R. N. Gupta, J. M. Yoss, R. A. Thompson [et al.] // NASA-RP-1232. – 1990. – P. 6 – 17.
16. Research of the impact of heat and mass transfer of a spherical tip on the supersonic flow on a combined rotation body / N. I. Sidniaev // Bulletin of Universities. Aircraft engineering. . – 2006. – No. 2. – P. 32 – 36.
17. Research of heat and mass transfer for hypersonic flow past a complex body of revolution / N. I. Sidnyaev // Thermophysics and Aeromechanics. – 2006. – Vol. 13. – No. 1. – P. 2 – 16.
18. Atlas of the Earth's magnetic field / A. A. Solovev, A. V. Khokhlov, E. A. Zhalkovskii [et al.], edited by Gvishiani A. D., Frolova A. V., Lapshina V. B. – Moscow : Geophysical Center of the Russian Academy of Sciences, 2012. – 364 p.
19. Solar-terrestrial physics and its applications / V. D. Kuznetsov // Advances in Physical Sciences. – 2012. – Vol. 182. – No 3. – P. 327 – 336.
20. Solar sources of space weather / Kuznetsov V. D. : edited by Grigoreva A. I. and Zelenyi L. M. // Proceedings of International Conference 'Impact of Space Weather on Humans in Space and on Earth'. – Moscow : Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences, 2013. – Vol. 1. – P. 11 – 27.
21. Space weather and the risks of space activities / V. D. Kuznetsov // Space engineering and technologies. – 2014. – No. 3 (6). – P. 3 – 13.
22. Kogan M. N. Dynamics of rarefied gas. Kinetic theory / M. N. Kogan . – Moscow : Nauka, 1967. – 440 p.
23. Modeling aerodynamic atmospheric effects on the space vehicle surface based on test data / O. G. Freedlander, A. P. Niki-forov // ESA WPP-066. – 1993. – P. 154 – 225.
24. Bird G. A. Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows / G. A. Bird. – Oxford : Clarendon Press, 1994. – P. 275 – 315.
25. A New Model for the Differential Cross Section of a Polyatomic Gas / C. Cerciganani, M. Lampis // Proc. of 20th Int. Symp. on Rarefied Gas Dynamics. – 1997. – P. 731 – 736.

26. Application of the Cercignani-Lampis Scattering Kernel to Direct Simulation Monte Carlo Calculations / R. G. Lord // Proc. of 17th Int. Symp. on Rarefied Gas Dynamics. – 1991. – P. 1427 – 1433.
27. Some Further Extensions of the Cercignani-Lampis Gas-Surface Interaction Model / R. G. Lord // Phys. Fluids. – 1995. – Vol. 7. – N. 5. – P. 1159 – 1161.
28. Gas-Surface Interaction Model Influence on Predicted Performance of Microelectromechanical System Resistojet / A. D. Ketsdever, E. P. Muntz // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. – 2001. – Vol. 15. – №. 3. – P. 302 – 307.
29. Monte Carlo Simulation of Reentry Flows Based Upon a Three-Temperature Model / S. Utah, H. Arai // Proc. of 23rd Int. Symp. on Space Technology and Science. – 2002. – Vol. 1. – P. 1209 – 1214.
30. Gas-Surface Interaction Effect on Round Leading Edge Aerothermodynamics / W. F. N. Santos // Brazilian Journal of Physics. – 2007. – Vol. 37. – No. 2A. – P. 337 – 348. – DOI : 10.1590/S0103-97332007000300004.
31. Assessment of Gas-Surface Interaction Models for Computation of Rarefied Hypersonic Flows / J. F. Padilla, I. Boyd // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. – 2009. – Vol. 23. – No. 1. – P. 96 – 105. – DOI : 10.2514/1.36375.
32. Gas-Surface Interaction Model Evaluation for DSMC Applications / D. C. Wadsworth, D. B. Van Glider, V. K. Dogra // Proc. of 23rd Int. Symp. on Rarefied Gas Dynamics. – 2003. – P. 965 – 972.

*Nikolay Ivanovich Sidnyaev, Doctor of Technical Sciences, Professor, e-mail: Sidnyaev@bmstu.ru.  
(Bauman Moscow State Technical University).*