

Тепловые процессы в технике. 2024. Т. 16. № 10. С. 476–486
Thermal processes in engineering, 2024, vol. 16, no. 10, pp. 476–486

Научная статья
УДК 533.6.011.6
URL: <https://tptmai.ru/publications.php?ID=184116>
EDN: <https://www.elibrary.ru/JVZMBN>

Моделирование влияния несимметричного обтекания на процесс обгара затупленного клина из углерод-углеродного композитного материала при высокоскоростном полете с заданным углом атаки

В.В. Горский¹, М.Ю. Бродский²✉, А.А. Никитин³

^{1,2}АО «ВПК «НПО машиностроения», Реутов, Российская Федерация

¹МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация

³АО «Концерн «Моринформсистема-Агат», Москва, Российская Федерация

²m.yu.brodskij@vpk.npomash.ru✉

Аннотация. На современном этапе развития техники при проектировании высокоскоростных летательных аппаратов существует объективная необходимость оснащения их абляционной тепловой защитой. При этом траектории высокоскоростных летательных аппаратов обычно содержат участки, на которых полет осуществляется с ненулевыми углами атаки.

В этой связи представляет определенный интерес проведение исследования влияния, оказываемого несимметричным обтеканием на абляцию углерод-углеродных композитных материалов на кромках аэродинамических поверхностей при высоких сверхзвуковых скоростях полета. Данная статья базируется на результатах предыдущих работ научной школы «ВПК «НПО машиностроения». Используемые модели и методики основываются на результатах фундаментальных экспериментов и прошли проверку практикой.

Ключевые слова: несимметричное обтекание, затупленный клин, обгарная форма тела, летящего под углом атаки, ламинарно-турбулентный теплообмен, УУКМ

Для цитирования. Горский В.В., Бродский М.Ю., Никитин А.А. Моделирование влияния несимметричного обтекания на процесс обгара затупленного клина из углерод-углеродного композитного материала при высокоскоростном полете с заданным углом атаки // Тепловые процессы в технике. 2024. Т. 16. № 10. С. 476–486. URL: <https://tptmai.ru/publications.php?ID=184116>

Original article

Modeling the effect of asymmetric flow on the process of overburning a blunted wedge made of carbon-carbon composite material during high-speed flight with a given angle of attack

V.V. Gorsky¹, M.Yu. Brodsky^{2✉}, A.A. Nikitin³

^{1,2}JSC “MIC “NPO of Mechanical Engineering”, Reutov, Russian Federation

¹Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation

³JSC Concern “Morinformsystem-Agat”, Moscow, Russian Federation

²m.yu.brodskij@vpk.npomash.ru✉

Abstract. At the present stage of technology development, when designing high-speed aircraft, there is an objective need to equip them with ablative thermal protection. In this case, the trajectories of high-speed aircraft usually contain areas where the flight is carried out with non-zero angles of attack. In this regard, it is of particular interest to conduct a study of the effect of asymmetric flow on the ablation of carbon-carbon composite materials on the edges of aerodynamic surfaces at high supersonic flight speeds.

One of the problems solved in the design of aircraft capable of long term high-speed flight in dense layers of the Earth's atmosphere is the intensive aerodynamic heating of their structural elements. As the enthalpy of deceleration of the incoming flow increases with increasing flight speed, the aircraft construction materials are exposed to increasingly intense heat fluxes, resulting in their ablation. The ablation process during flight modifies the geometry of the aircraft, determining its current shape at each moment of time. The purpose of the study conducted in this article is to analyze the evolution of the geometry of a heat-loaded structural element, which initially has the shape of a blunted wedge made of carbon-carbon composite material, which is burned for a long time during flight with constant values of altitude, speed and angle of attack. It is known that the ablation rate of the material at different points of the aircraft surface is not the same and depends on local pressure values and the intensity of heat fluxes determined by the flow process. Decisive influence the heat exchange on the surface of the aircraft is influenced by processes occurring in a relatively thin boundary layer. The transition from a laminar to a turbulent layer leads to a significant increase in the intensity of heat supply to the surface of the apparatus, as a result of which. The gasification of the material is becoming more intensive.

This article is based on the results of previous work of the scientific school of the MIC NPO of Mechanical Engineering. The models and techniques used are based on the results of fundamental experiments and have been tested by practice.

Keywords: asymmetric flow, blunted wedge, overgrown shape of the body flying at an angle of attack, laminar-turbulent heat exchange, cccm

For citation. Gorsky V.V., Brodsky M.Yu., Nikitin A.A. Modeling the effect of asymmetric flow on the process of overburning a blunted wedge made of carbon-carbon composite material during high-speed flight with a given angle of attack. *Thermal processes in engineering*. 2024, vol. 16, no. 10, pp. 476–486. (In Russ.). URL: <https://tptmai.ru/publications.php?ID=184116>

Введение

Одной из проблем, решаемых при проектировании летательных аппаратов, могущих осуществлять длительный высокоскоростной полет в плотных слоях атмосферы Земли, является ин-

тенсивный аэродинамический нагрев элементов их конструкции. По мере того, как с увеличением скорости полета возрастает энтальпия торможения набегающего потока, материалы конструкции ЛА подвергаются все более интенсивному

воздействию тепловых потоков, вследствие чего происходит их абляция. Процесс абляции в течение полета видоизменяет геометрию ЛА, определяя в каждый момент времени его текущую обгарную форму [1].

Целью исследования, проводимого в данной статье, является анализ эволюции геометрии теплонагруженного элемента конструкции, имеющего первоначально форму притупленного клина, выполненного из углерод-углеродного композитного материала (УУКМ), длительное время подвергающегося обгару на участке полета с постоянными значениями высоты, скорости и угла атаки.

Известно, что скорость абляции материала в различных точках поверхности ЛА не одинакова и зависит от местных величин давления и интенсивности тепловых потоков, определяемых процессом обтекания. Решающее влияние на теплообмен на поверхности ЛА оказывают процессы, происходящие в относительно тонком пограничном слое. Переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный приводит к значительному возрастанию интенсивности подвода тепла к поверхности аппарата [2], следствием чего становится более интенсивная газификация материала. При этом, независимо от метода расчета конвективного теплообмена в пограничном слое, для его проведения необходимо знать распределение давления и скорости газа на поверхности тела.

Так же не вызывает сомнений, что распределение давления по поверхности ЛА зависит от его угла атаки. Ненулевые углы атаки или скольжения приводят к появлению в процессе расчета абляции сложных, не симметричных обгарных форм. Точное моделирование обтекания в таких условиях сопряжено с рядом сложностей [3, 4].

Все это приводит к необходимости решения комплексной сопряженной задачи обтекания, нагрева и обгара элемента конструкции из УУКМ [5]. Для решения подобных задач могут быть использованы инженерные методики, основанные на использовании приближенных подходов, подробно проанализированные, в частности, в работе [6].

Нижеприведенные результаты исследования получены в условиях теплового нагружения стенки, которые могут реализовываться при длительном управляемом полете аппарата с высокой сверхзвуковой скоростью.

Рассматриваемые условия движения клина в атмосфере

В данном исследовании расчеты обгарной формы проводились для двух траекторий движения объекта в атмосфере Земли, параметры которых приведены на рис. 1. Здесь зеленой и фиолетовой линиями, соответственно изображены зависимости угла атаки α и скорости полета V от времени τ , идентичные для обеих траекторий. Красной линией показана зависимость высоты H от τ для траектории, включающей нырок с участком горизонтального полета на высоте 20 км. Синей пунктирной линией приведена траектория полета на высоте 30 км без маневров.

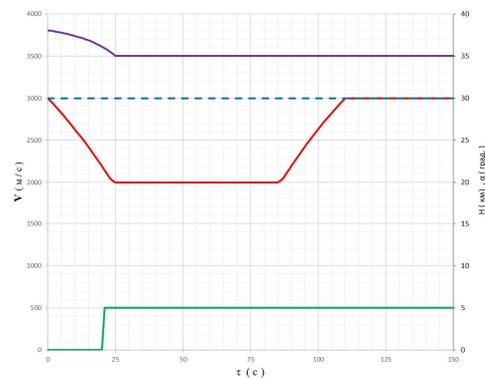


Рис. 1. Зависимость условий обтекания клина от времени

В исследовании принято: что параметры движения на всех участках траекторий изменяются без переходных процессов и могут быть описаны линейной интерполяцией.

Был проведен расчет обгарной формы клина, соответствующей полету по заданным линиям движения от 0 по 150 секунды.

Исходная геометрия подвергающегося обгару клина

В качестве объекта, подвергающегося обгару, эволюция формы которого рассматривается в данном исследовании, был выбран клин, изготовленный из УУКМ.

В начальный момент времени клин имеет форму затупленного скруглением симметричного треугольного профиля со следующими характеристиками:

- радиус затупления равен 0,1 м;
- угол полураствора клина равен 7° ;
- криволинейная координата s отсчитывается по образующей, от точки ее пересечения с плоскостью симметрии клина.

Используемая методика расчета давления газа на поверхности сферически затупленного клина, летящего под углом атаки

В данной работе для расчета давления на поверхности сферически затупленного клина, летящего с заданным углом атаки, используется инженерный подход, базирующийся на определении локальных углов атаки для точек его поверхности.

В статье [7] было показано, что поскольку в качестве аргумента в алгебраических зависимостях, используемых для затупленного тела обтекаемого под нулевым углом атаки, выступает угол ϑ между касательной, проведенной к его образующей, и плоскостью симметрии, существует возможность использования этих зависимостей, для клиньев и конусов, обтекаемых под известным ненулевым углом атаки, если заменить в них угол ϑ на угол ϑ_A между касательной, проведенной к образующей локального клина, и вектором скорости набегающего потока \vec{V}_g . При этом, естественно:

$$\vartheta_A = \vartheta + \tilde{\alpha}. \quad (1)$$

В этой статье для определения давления p газа на всей поверхности клина применяется формула Ньютона, записанная в виде:

$$p_w = p_\infty + (p_0 - p_\infty) \sin^2 \vartheta_A; \quad (2)$$

где p_∞ – давление набегающего потока, а p_0 – давление в передней критической точке, по формуле Ренкина–Гюгонио.

Значения давления в точках поверхностях обтекаемого высокоскоростным потоком клина полученные с помощью формулы Ньютона хорошо согласуются с результатами численного моделирования проведенного с использованием коммерческого программного пакета FloEFD 2021 при условии, что локальные углы атаки больше нуля. На рис. 2 показаны значения безразмерного давления на подветренной и наветренной сторонах затупления клина в момент достижения высоты 20 километров на 25 секунде полета. Здесь используется следующая цветовая маркировка графиков: красной и оранжевой кривыми соответственно изображены графики значений, полученных с помощью коммерческого расчетного пакета FloEFD для подветренной (нижней) и наветренной (верхней) образу-

ющих. Графики значений, полученных методом Ньютона, приводятся зеленым цветом для подветренной и фиолетовым для наветренной образующих.

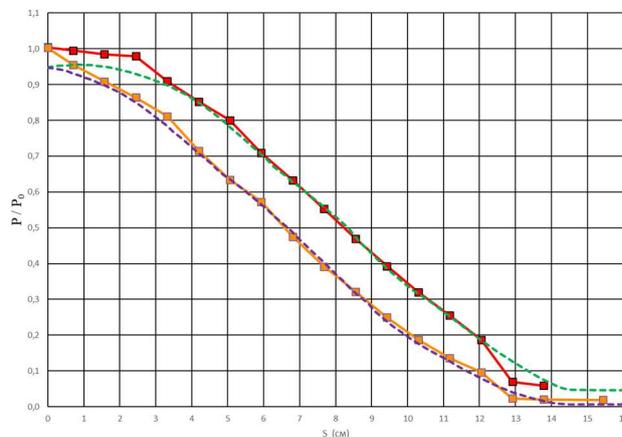


Рис. 2. Давление на подветренной и наветренной образующих затупления при угле атаки 5°

В свою очередь, для расчета скорости течения газа в точках на поверхности клина применяется формула Бернулли вида:

$$u_i = \sqrt{2 \times h_{00} \times \left[1 - (p_i/p_0)^{(\gamma-1)/\gamma} \right]}, \quad (3)$$

где h_{00} – энтальпия торможения набегающего потока, а γ – коэффициент адиабаты.

Расчет интенсивности тепловых потоков

Для расчета интенсивности теплообмена на всей поверхности клина используется предложенный В.С. Авдеевским метод эффективной длины [8] с определением термодинамических и газодинамических свойств воздуха, как функции энтальпии и давления, при помощи аппроксимационных формул [9]. При расчете каждому значению координаты s ставится в соответствие пластина длиной $x_{\text{eff,L}}(s)$, параллельная плоскости симметрии клина, и отстоящая от нее на расстоянии $r(s)$.

Удельный тепловой поток, подводимый к поверхности тела, рассчитывается по формуле:

$$q_w(s) = \left\{ \text{St}_L(s) \times [h_{r,L}(s) - h_w(s)] \times \left[1 - \Gamma(s) \right] + \text{St}_T(s) \times [h_{r,T}(s) - h_w(s)] \times \Gamma(s) \right\} \times \rho_\infty V_\infty, \quad (4)$$

где St_L и St_T – числа Стантона, для ламинарного и турбулентного режимов течения газа в пограничном слое.

Для ламинарного режима течения число Стантона принималось равным:

$$St_L(s) = \frac{q_{w,L}(s)}{[h_{r,L}(s) - h_w(s)] \times \rho_\infty \times V_\infty} = \frac{0,332 \times Pr^{-2/3} \times F_{Str,L}}{\sqrt{Re_{\infty,R^*}}} \times \quad (5)$$

$$\times \sqrt{\frac{\rho_{Ecc}(s)}{\rho_\infty} \times \frac{\mu_{Ecc}(s)}{\mu_\infty} \times \frac{u_{mm}(s)}{V_\infty} / \frac{x_{Eff,L}(s)}{R^*}}; \quad (6)$$

$$x_{Eff,L}(s) = \int_0^s [r'(s') B_L(s')]^2 ds' / [r'(s) B_L(s)]^2; \quad (6)$$

$$B_L(s) = \sqrt{\rho_{Ecc}(s) \mu_{Ecc}(s) u_{mm}(s)} [h_{r,L}(s) - h_w(s)]; \quad (7)$$

$$h_{Ecc} = 0,5(h_w + h_{mm}) + 0,22(h_{r,L} - h_{mm}); \quad (8)$$

$$h_{r,L} = h_{mm} + (h_{00} - h_{mm}) \sqrt{Pr}; \quad (9)$$

$$Re_{\infty,R^*} = \frac{\rho_\infty V_\infty R^*}{\mu_\infty}. \quad (10)$$

Для турбулентного:

$$St_T(s) = \frac{q_{w,T}(s)}{[h_{r,T}(s) - h_w(s)] \times \rho_\infty \times V_\infty} = \frac{0,0296 \times Pr^{-0,6} \times F_{Str,T}}{Re_{\infty,R^*}^{0,2}} \times \quad (11)$$

$$\times \left[\frac{\rho_{Ecc}(s)}{\rho_\infty} \times \frac{u_{mm}(s)}{V_\infty} \right]^{0,8} \left[\frac{\mu_{Ecc}(s)}{\mu_\infty} / \frac{x_{Eff,T}(s)}{R^*} \right]^{0,2};$$

$$x_{Eff,T}(s) = \int_0^s [r'(s') \times B_T(s')]^{1,25} ds' / [r'(s) \times B_T(s)]^{1,25}; \quad (12)$$

$$B_T(s) = [\rho_{Ecc}(s) \times u_{mm}(s)]^{0,8} \times \mu_{Ecc}^{0,2}(s) \times [h_{r,T}(s) - h_w(s)]; \quad (13)$$

$$h_{Ecc} = 0,5(h_w + h_{mm}) + 0,22(h_{r,T} - h_{mm}); \quad (14)$$

$$h_{r,T} = h_{mm} + (h_{00} - h_{mm}) \sqrt[3]{Pr}. \quad (15)$$

Здесь:

$\rho_\infty, V_\infty, \mu_\infty$ – значения плотности, скорости и коэффициента динамической вязкости, в газовом потоке, натекающем на тело;

R^* – характерный линейный размер тела, м;

ρ_{Ecc}, μ_{Ecc} – плотность и коэффициент динамической вязкости газа в состоянии его термодинамического равновесия, соответствующие локальному значению давления и определяющей энтальпии Эккерта h_{Ecc} [10], кг/м³ и кг/(м×с);

u_{mm}, h_{mm} – среднемаховые скорость и энтальпия невязкого течения идеального газа в пограничном слое [11], м/с и Дж/кг;

$h_{00}, h_{r,L}$ – энтальпии торможения и восстановления газового потока;

h_w – энтальпия газа при температуре стенки;

F_{Str} – функция усиления теплообмена за счет шероховатости стенки;

Pr – число Прандтля;

Re_{∞,R^*} – число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам набегающего потока и характерному линейному размеру тела;

Γ – коэффициент перемежаемости (степень турбулентности течения газа в пограничном слое).

Для расчета F_{Str} используется корреляционная зависимость [12]:

$$F_{Str,L} = \max[1; 3,01 \cdot \lg(\eta_L) + 23,1 \cdot \eta_L^{0,606} - 6,27]; \quad (16)$$

$$\eta_L = \frac{b_{Rou,L}}{\delta_L} Re_0^{0,2}, \quad (17)$$

где в качестве δ_L используется толщина потери импульса в пограничном слое на гладкой стенке, а в качестве $b_{Rou,L}$ – среднеквадратическая высота бугорков.

$$Re_0 = \frac{\rho_\infty V_\infty R_{Sph}}{\mu_{id,0}} \quad (18)$$

Здесь R_{Sph} – радиус затупления клина, а $\mu_{id,0}$ – коэффициент динамической вязкости газа в точке торможения.

Параметр Γ задается в виде функции текущего числа Рейнольдса Re_{Tr} , характерного для течения газа в пограничном слое. В данной работе для этой цели используется формула вида:

$$\Gamma = \begin{cases} 0, \Xi \leq 0; \\ \Xi^2 (3 - 2\Xi), \Xi \in (0, 1); \\ 1, \Xi \geq 1; \end{cases} \quad (19)$$

$$\Xi = \frac{Re_{Tr} - Re_{Tr,1}}{Re_{Tr,2} - Re_{Tr,1}}. \quad (20)$$

Здесь индексы 1 и 2 относятся к значениям числа Рейнольдса, ограничивающим положение так называемой «переходной области» на поверхности тела.

Для расчета критических чисел Рейнольдса Re_1 и Re_2 использовались формулы из работ [13, 14]:

$$Re_1 = \min(215 / d^{0.7}, 300); \quad (21)$$

$$d = R_{Free} + \frac{b_{Rou,Tr}}{g} / \left[0,1 \times G_w + (1 + 0,25 \times G_w) \times \frac{\rho_{mm}}{\rho_w} \right]. \quad (22)$$

$$Re_2 = \sqrt{2} Re_1 \left\{ 1 + (\sqrt{2} - 1) \times \sin \left[\max(0, \alpha_{Eff}) \right] \right\}. \quad (23)$$

Здесь R_{Free} – отношение кинетической энергии свободной турбулентности в набегающем газовом потоке к кинетической энергии этого потока, считающаяся в данной работе равным нулю;

G_w – массовая скорость вдува газа в пограничный слой, измеренная в долях от коэффициента теплообмена на непроницаемой стенке.

α_{Eff} – эффективный угол атаки, под которым понимается угол между вектором скорости летательного аппарата и плоскостью, касательной к поверхности клина.

При проведении всех расчетов в данной статье принимались следующие допущения:

– размер шероховатости стенки Δ_L по отношению к усилению конвективного теплообмена в ламинарном пограничном слое равен Δ_T ;

– размер шероховатости стенки Δ_T по отношению к месторасположению переходной области на поверхности изделия равен $\Delta_T \sqrt{2\pi}$;

– шероховатость стенки в части ее влияния, как на месторасположение переходной области на поверхности изделия, так и на усиление конвективного теплообмена принята равной $\Delta_T = 40$ мкм.

Расчет уноса материала

В данной публикации используется методика расчета скорости абляции углерода Ю.Д. Пчелкина [15] с параметрами скорости окисления из работы [16]. Расчет проводится в квазистационарной постановке. Режим окисления принимается диффузионным. Уравнение теплового баланса на теплонепроницаемой стенке записывается в форме:

$$\left(A_{h,im} - \gamma_{Blow} \times G_{Abl} / L \right) \times (h_{00} - h_{w,Air}) - \varepsilon_w \times \sigma \times T_w^4 = G_{Abl} \times (\Delta Q_w / L + dh_C). \quad (24)$$

Где:

$A_{h,im}$ – коэффициент теплообмена на непроницаемой стенке, кг/(м²с);

G_{Abl} – массовая скорость абляции материала, кг/(м²с);

γ_{Blow} – коэффициент вдува паров материала в пограничный слой;

h_{00} – энтальпия торможения набегающего потока воздуха, Дж/кг;

$h_{w,Air}$ – энтальпия воздуха при температуре стенки;

ε_w – степень черноты стенки;

σ – константа Стефана – Больцмана, Вт/(м²К⁴);

T_w – температура стенки, К;

ΔQ_w – тепловой эффект физико-химических превращений, протекающих на стенке, Дж/кг;

dh_C^s – приращение энтальпии конденсированного углерода при нагреве его от исходного состояния до температуры стенки Дж/кг;

L – отношение массовых скоростей абляции и газификации УУКМ в данной работе принимается равным 1, так как в данной работе делается допущение о пренебрежимо малом вкладе эрозии в процесс абляции УУКМ.

При этом для теплового эффекта физико-химических превращений ΔQ_w , протекающих на стенке, используется его значение, равное 31,4 МДж/кг.

В свою очередь, для расчета приращения энтальпии конденсированного углерода используется аппроксимационная зависимость, построенная на базе информации, приведенной в работе [17].

Построение обгарной формы

Для построения текущей обгарной формы клина используется прямой явный метод. Конструкция рассматриваемого затупленного клина условно подразделяется на два элемента: (цифры 1 и 2 на рис. 3). В процессе обгара расчетные узлы, расположенные на поверхности первого из них, перемещаются параллельно плоскости или оси тела, а узлы, расположенные на боковой поверхности клина, по нормали к ней. При необходимости, чтобы избежать разрыва профиля поверхности в области стыковки элементов проводится операция обеспечения выпуклости формы путем отсечения лишнего материала элемента 1. Граница между первым и вторым элементами расположена на расстоянии 20 см от передней точки клина вне области интенсивной абляции.

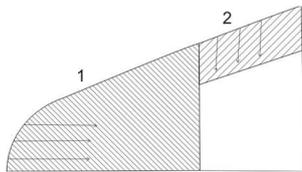


Рис. 3. Перемещение узлов расчетной сетки

Результаты расчетов

На рис. 4 и 5 черным цветом изображены кривые, которые соответствуют исходному профилю подвергающегося обгару клина, синим – обгарным формам для варианта траектории с движением на высоте 30 км. Зеленые и красные кривые относятся к варианту траектории, содержащему «нырок» с полетом на высоте 20 км. При этом красная кривая изображает обгарную форму клина после 60 секунд полета на высоте 20 км ($\tau = 85$ с), а зелеными линиями приводятся расчетные обгарные формы клина в момент его возвращения на высоту 30 км ($\tau = 110$ с) и спустя 40 секунд полета ($\tau = 150$ с).

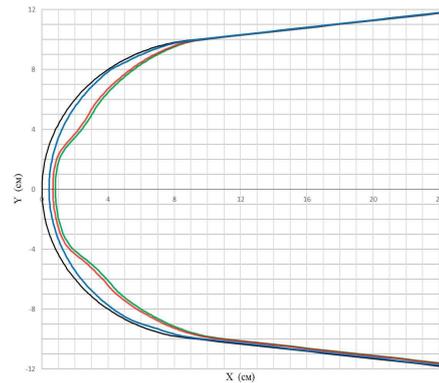


Рис. 4. Обгарные формы клина в момент $\tau = 110$ для каждой траектории, и в момент $\tau = 85$ с для траектории со снижением до 20 км

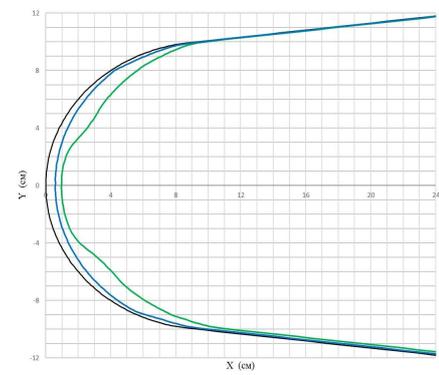


Рис. 5. Обгарные формы клина в момент $\tau = 150$

Наиболее ярко изменения геометрии профиля, вызванные обгаром, проявляются в области затупления.

Заметно, что обгар, в условиях «нырка» на высоту 20 км, характеризуется тенденцией к образованию выпукло-вогнутой формы. В окрестностях точки торможения заметен несимметричный выступ. В его передней части различима плоская область, ориентированная перпендикулярно набегающему потоку. За ее пределами угол образующих к продольной оси в начале плавно возрастает, а затем на продолжительном участке принимает постоянное значение.

Очевидно, что необходимым условием для образования подобной геометрии является наличие области, где тепловые потоки, определяющие скорость абляции, не уменьшаются, а напротив возрастают по мере удаления от точки торможения. Поскольку с изменением формы тела, изменяются и влияющие на скорость абляции условия течения, представляет интерес рассмотреть динамику тепловых потоков в различные моменты времени.

На рис. 6–11 сплошными линиями приведены графики зависимости коэффициента теплообмена A на непроницаемой стенке от криволинейного расстояния от начала образующей S в моменты времени $\tau = 25, 85, 110$ с. Пунктирными линиями приведены значения давления P , обезразмеренного путем его отнесения к $\rho_{\infty} V_{\infty}^2$, где ρ_{∞} – плотность набегающего потока, а V_{∞} – его скорость.

При этом, здесь и ниже используется следующая цветовая маркировка графиков: красные и зеленые кривые относятся соответственно к подветренной (нижней) и наветренной (верхней) сторонам клина для варианта расчета с траекторией, включающей нырок. Синие и фиолетовые кривые относятся к подветренной и наветренной сторонам клина, подвергающегося обтеканию в условиях полета на высоте 30 километров.

Точки начала турбулентности пограничного слоя отмечены маркером в форме ромба, точки, в которой течение становится полностью турбулентным – маркером в форме квадрата.

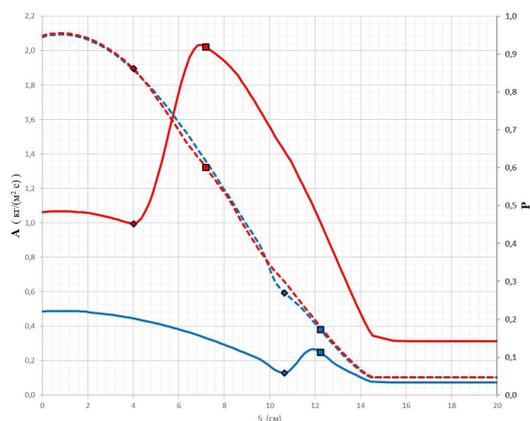


Рис. 6. Коэффициент теплообмена (A) и обезразмеренное давление (P) на подветренной стороне клина в момент времени $\tau = 25$ с

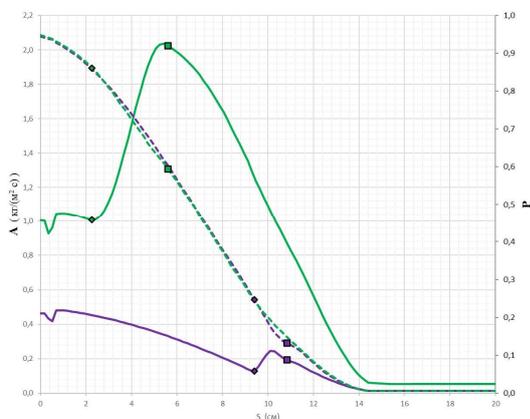


Рис. 7. Коэффициент теплообмена (A) и обезразмеренное давление (P) на наветренной стороне клина в момент времени $\tau = 25$ с

Хорошо заметно, что в момент $\tau = 25$ с, когда заканчивается снижение и начинается горизонтальный участок траектории, давление на поверхности плавно уменьшается от точки торможения до сопряжения затупления и клина, где принимает постоянное значение, определяемое углом образующей к потоку. Коэффициент теплообмена снижается по мере удаления от точки торможения в ламинарной области пограничного слоя, а затем резко возрастает в следствие турбулизации течения, после чего опять уменьшается по мере возрастания толщины погранслоя.

При этом, максимальные значения коэффициента теплообмена одинаковы для наветренной и подветренной стороны, но наблюдаются на разном расстоянии от начала образующей, так как ламинарная область течения в след за точкой торможения смещается на подветренную сторону тела.

Аналогичная картина наблюдается для варианта траектории без нырка, однако, величины коэффициента теплообмена значительно ниже, а значения числа Рейнольдса, соответствующие ламинарно-турбулентному переходу из-за меньшей плотности среды на высоте 30 километров, достигаются на большем расстоянии от точки торможения, где толщина пограничного слоя выше.

Ламинарно-турбулентный переход в более холодной области потока с развитым пограничным слоем не способен оказывать определяющее влияния на обгарную форму.

За пределами скругления коэффициенты теплообмена на подветренных поверхностях ожидаемо выше, чем на наветренных. При этом с уменьшением высоты полета до 20 км коэффициент теплообмена на подветренной стороне возрастает на большую величину, чем на наветренной.

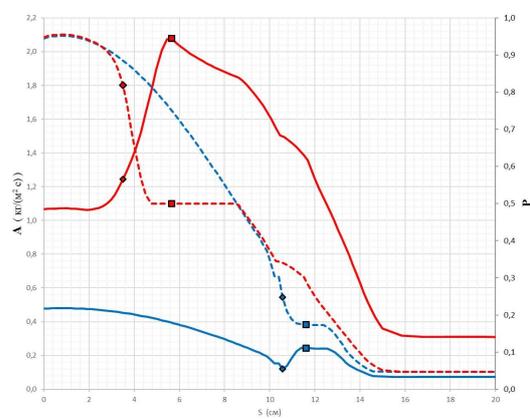


Рис. 8. Коэффициент теплообмена (A) и обезразмеренное давление (P) на подветренной стороне клина в момент времени $\tau = 85$ с

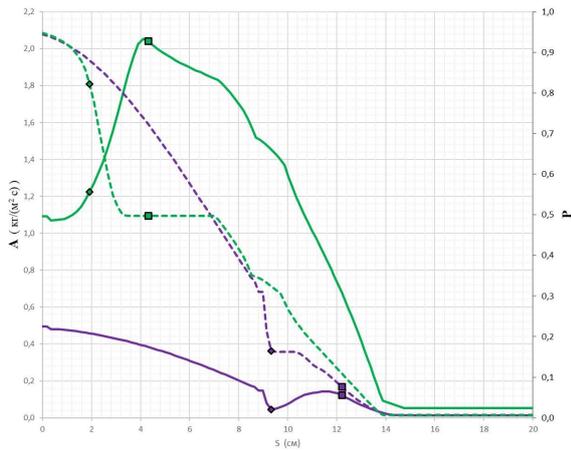


Рис. 9. Коэффициент теплообмена (A) и безразмерное давление (P) на наветренной стороне клина в момент времени $\tau = 85$ с

В следствии обгара происходит утрата симметричности профиля клина и образование выступа, что изменяет картину течения. В ламинарной области течения, вблизи точки торможения на поверхности образуется зона, выглядящая как уплощенная передняя поверхность выступа, где давление практически не изменяется с удалением от точки торможения.

На уплощенной передней поверхности выступа величины скорости газа и коэффициента теплообмена практически не изменяются, а значит скорость уноса материала и кривизна поверхности остаются постоянными. Затем, в области расположенной на границе передней поверхности выступа происходит быстрое падение давление и разгон потока, начинается турбулизация погранслоя. Далее, на участке выступа с постоянным углом образующей, давление постоянно. За пределами выступа давление падает до точки сопряжения сферы и конуса.

По мере образования выступа область перехода ламинарного течения в турбулентное смещается ближе к точке торможения. При этом условия разрушения материала на уплощенной, в следствие абляции, передней поверхности выступа, где течение ламинарное, а давление близко к давлению торможения, отличаются от условий на остальной поверхности тела.

Очевиден вывод, что значительное влияние на обгарную форму тела оказывает положение области перехода ламинарного течения в турбулентное. Турбулентность течения определяется числом Рейнольдса, которое в рассматриваемой постановке является функцией криволинейного

расстояния (S) от точки торможения. Положение точки торможения в свою очередь зависит от угла атаки.

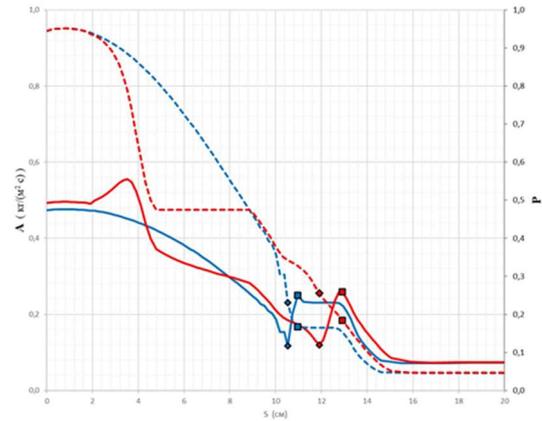


Рис. 10. Коэффициент теплообмена (A) и безразмерное давление (P) на подветренной стороне клина в момент времени $\tau = 110$ с

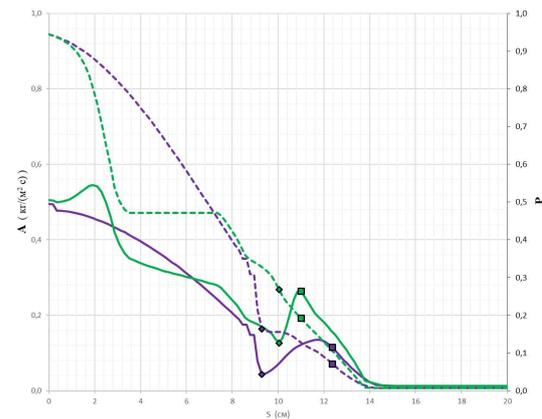


Рис. 11. Коэффициент теплообмена (A) и безразмерное давление (P) на наветренной стороне клина в момент времени $\tau = 110$ с

После завершения «нырка» и возвращения, подвергавшегося обгару на высоте 20 км клина на высоту 30 км, область ламинарно-турбулентного перехода занимает положение, где она располагалась до начала снижения. При этом, она оказывается дальше от точки торможения, чем находилась бы в случае непрерывного полета на высоте 30 км.

Максимальные значения коэффициента теплообмена наблюдаются на границе уплощенной передней поверхности выступа, где происходит быстрое ускорение потока. При этом из-за положения точки торможения на подветренной стороне оно оказывается в полтора раза дальше от начала образующей, чем на наветренной.

Выводы

– Определяющее влияние на обгарную форму тела оказывает положение области перехода ламинарного течения в турбулентное. Турбулизация течения в рассматриваемых условиях считается зависящей от расстояния до точки торможения и высоты полета.

– При условиях движения тела в атмосфере Земли, приводящих к образованию выступа, условия на его лобовой поверхности сильно отличаются от остальных участков клина.

– При полете с углом атаки обгарная форма теряет симметричность, так как выступ в след за точкой торможения смещается на подветренную сторону тела.

– Выступ может существовать длительное время после исчезновения условий, приведших к его формированию.

Заключение

Показано, что в рассмотренных условиях обтекания затупленных клиньев унос материала приводит к значительному изменению их геометрии, что должно приводить к кардинальному изменению их аэродинамических характеристик [18], что подлежит обязательному учету в процессе проектирования изделий РКТ. При расчете траекторий и проектировании систем управления требуется принимать во внимание несимметричность обгарной формы и возрастающее аэродинамическое сопротивление на конечном участке полета.

Список источников

1. Горский В.В., Реш В.Г. Исследование азотермохимического разрушения углеродного материала в струе продуктов сгорания ЖРД // *Материалы XXXIV симпозиума по механике и процессам управления, посвященного 90-летию академика В.П. Макеева* (23–25 декабря 2014 года, г. Миасс Челябинской обл.). М.: РАН, 2014. Т. 1. С. 97–108.
2. Горский В.В., Саввина А.Г. Конвективный теплообмен и трение в тонком ламинарно-турбулентном пограничном слое на непроницаемой боковой поверхности затупленных конусов малого удлинения // *Вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. Серия "Машиностроение"* 2021. № 3. С. 25–37.
3. Valio-Laurin R. Laminar Heat Transfer on three-dimensional blunt nosed Bodies in hypersonic Flow // *ARS Journal*. 1959. V. 29, № 2. pp. 123–129.
4. Алифанов О.М., Ненарокомов А.В. Трехмерная граничная обратная задача теплопроводности // *Теплофизика высоких температур*. 1999. Т. 37. № 2. С. 231–238.
5. Горский В.В., Ватолина Е.Г., Братчев А.В. и др. (ред.) *Математическое моделирование тепловых и газодинамических процессов при проектировании летательных аппаратов*. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2011. 212с.
6. Лунев В.В. *Течение реальных газов с большими скоростями*. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. 760 с.
7. Горский В.В., Бродский М.Ю. Алгоритм газодинамического расчета на асимметричных конусах методом локальных клиньев и конусов // *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Серия «Машиностроение»*. 2023. № 1. С. 22–37.
8. Авдудевский В.С. Приближенный метод расчета трехмерного пограничного слоя на линии растекания // *Изв. АН СССР. ОТН. Механика и машиностроение*, 1962. № 2. С. 11–16.
9. Горский В.В., Ватолина Е.Г. Аппроксимационные формулы для расчета энтальпии равновесного воздуха в широком диапазоне изменения температур и давлений // *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Естественные науки*. 2002. № 2. С. 76–83
10. Эккерт Е. Инженерные методы расчета ламинарного и турбулентного пограничного слоя при обтекании поверхностей с постоянным давлением и температурой потока газа большой скорости // *Вопросы ракетной техники*. 1957. № 4. С. 3.
11. Лунев В.В. Метод среднемассовых величин для пограничного слоя с поперечной неоднородностью // *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа*. 1967. № 1. С. 127.
12. Землянский Б.А., Лунев В.В., Власов В.И. и др. (ред.) *Конвективный теплообмен летательных аппаратов*. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2014. 377 с.
13. Anderson A.D. Surface roughness effect. Boundary layer transition data correlation and analysis // *Passive Nosetip Technology (PANT) Program*. 1974. Part III, SAMSO TR-74-86.
14. Горский В.В., Носатенко П.Я. Математическое моделирование процессов тепло – и массообмена при азотермохимическом разрушении композиционных теплозащитных материалов на кремнеземной основе. М.: Научный мир, 2008. 255 с.
15. Пчелкин Ю.Д. Приближенный метод расчета уноса массы углеродных материалов в высокотемпературном потоке // *Космонавтика и ракетостроение*. 2014. № 2. С. 19–24.
16. Горский В.В., Ковальский М.Н., Оленичева А.А. Об определении кинетики окисления углерода атомарным кислородом на базе анализа абляционных экспериментов в струях электродуговых установок // *Инженерно-физический журнал*. 2017. Т. 90. № 1. С. 133–137.
17. Гурвич Л.В., Хачкурузов Г.А., Медведев В.А. и др. (ред.) *Термодинамические свойства индивидуальных веществ*. М.: Изд-во АН СССР, 1962. Т. 2. 919 с.
18. Пахомов Ф.М., Антонов В.А., Костин Г. Ф. и др. *Теоретико-экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания тел выпукло-вогнутой кон-*

фигурации / Вестник Томского государственного университета. 2009. № 4. С. 93–97.

References

- Gorskij VV, Resh VG. Investigation of aerothermochemical destruction of carbon material in a jet of liquid propellant combustion products. *Materialy XXXIV simpoziuma po mehanike i processam upravlenija, posvjashhennogo 90-letiju akademika V.P. Makeeva (23–25 dekabrja 2014 goda, g. Miass Cheljabinskoi obl.)*. Moscow: RAN; 2014. pp. 97–108. (In Russ.).
- Gorskij VV, Savvina AG. Convective heat transfer and friction in a thin laminar-turbulent boundary layer on an impermeable lateral surface of blunted cones of small elongation. *Vestnik MGTU im. N.E. Baumana. Serija «Mashinostroenie»*. 2021;(3):25–37. (In Russ.).
- Valio-Laurin R. Laminar Heat Transfer on three-dimensional blunt nosed Bodies in hypersonic Flow. *ARS Journal*. 1959;29(2):123–129.
- Alifanov OM, Nenarokomov AV. Three-dimensional boundary inverse problem of thermal conductivity. *Thermophysics of high temperatures*. 1999;37(2):231–238. (In Russ.).
- Gorskii VV, Vatolina EG, Bratchev AV et al. (ed.) *Mathematical modeling of thermal and gas dynamic processes in the design of aircraft*. Moscow: Publishing House of Bauman Moscow State Technical University; 2011. 212 p. (In Russ.).
- Lunev VV. *The flow of real gases at high speeds*. Moscow: FIZMATLIT; 2007. 760 p. (In Russ.).
- Gorskii VV, Brodskii MYu. The algorithm of gas dynamic calculation on asymmetric cones by the method of local wedges and cones. *Vestnik MGTU im. N.E. Baumana. Seriya «Mashinostroenie»*. 2023;(1):22–37. (In Russ.).
- Avduevskii VS. An approximate method for calculating a three-dimensional boundary layer on a spreading line. *Izv. AN SSSR. OTN. Mekhanika i mashinostroenie*. 1962; (2):11–16.
- Gorskii VV, Vatolina EG. Approximation formulas for calculating the enthalpy of equilibrium air in a wide range of temperatures and pressures. *Vestnik MGTU im. N.E. Baumana. Estestvennye nauki*. 2002;(2):76–83. (In Russ.).
- Ekkert E. Engineering methods for calculating laminar and turbulent boundary layers when high-velocity gas flows around surfaces with constant pressure and temperature. *Voprosy raketnoi tekhniki*. 1957;4:3. (In Russ.).
- Lunev VV. The method of average mass quantities for a boundary layer with transverse inhomogeneity. *Izv. AN SSSR. Mekhanika zhidkosti i gaza*. 1967;1:127.
- Zemlyanskii BA, Lunev VV, Vlasov VI et al. (ed.) *Convective heat exchange of aircraft*. Moscow: FIZMATLIT; 2014. 377 p. (In Russ.).
- Anderson AD. Surface roughness effect. Boundary layer transition data correlation and analysis. *Passive Nositip Technology (PANT) Program. 1974. Part III, SAMSO TR-74-86*.
- Gorskii VV, Nosatenko PYa. *Mathematical modeling of heat and mass transfer processes during aerothermochemical destruction of composite heat-shielding materials based on silica*. Moscow: Scientific World; 2008. 255 p. (In Russ.).
- Pchelkin YuD. An approximate method for calculating the mass entrainment of carbon materials in a high-temperature flow. *Kosmonavtika i raketostroenie*. 2014(2): 19–24. (In Russ.).
- Gorskii VV, Koval'skii MN, Olenicheva AA. On the determination of the kinetics of carbon oxidation by atomic oxygen based on the analysis of ablation experiments in electric arc jets. *Inzhenerno-fizicheskii zhurnal*. 2017; 90(1):133–137. (In Russ.).
- Gurvich LV, Khachkuruzov GA, Medvedev VA et al. (ed.) *Thermodynamic properties of individual substances*. Moscow: Publishing House of the USSR Academy of Sciences; 1962. V. 2. 919 p. (In Russ.).
- Pakhomov FM, Antonov VA, Kostin GF et al. Theoretical and experimental investigation of supersonic flow around bodies of convex-concave configuration. *Vestnik Tomskogo gosudarstvennogo universiteta*. 2009;4:93–97. (In Russ.).