

Тепловые процессы в технике. 2025. Т. 17. № 4. С. 171–178  
Thermal processes in engineering, 2025, vol. 17, no. 4, pp. 171–178

Научная статья  
УДК 536.2  
URL: <https://tptmai.ru/publications.php?ID=185065>  
EDN: <https://www.elibrary.ru/RAFPUF>

## Тепломассоперенос на затупленных носовых частях высокоскоростных летательных аппаратов в условиях аэродинамического нагрева

О.В. Тушавина 

*Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), Москва, Российская Федерация*  
*tushavinaov@mai.ru* 

**Аннотация.** В представленной работе разработана приближенно-аналитическая модель для анализа тепловых нагрузок на затупленных носовых частях высокоскоростных летательных аппаратов (ВЛА) в условиях аэродинамического нагрева. На основе решения системы уравнений диссоциирующего пограничного слоя в переменных Дородницына-Лиза получены замкнутые выражения, позволяющие определить конвективные и диффузионные тепловые потоки в передней критической точке. Уравнения баланса, объединяющие конвективно-кондуктивные, диффузионные и лучистые тепловые потоки, использованы для расчета температуры поверхности затупления, что обеспечивает учет взаимного влияния различных механизмов теплопереноса в условиях высоких скоростей и химической диссоциации газа. Проведено численное моделирование, охватывающее широкий диапазон чисел Маха, концентраций атомарных компонент в бинарном газе и коэффициентов каталитической рекомбинации, что позволило установить количественные зависимости между этими параметрами и тепловыми характеристиками поверхности. Результаты демонстрируют значительное влияние степени каталитической активности материала на распределение тепловых потоков: увеличение коэффициента рекомбинации приводит к росту диффузионной составляющей теплопереноса, что в сочетании с конвективным нагревом существенно повышает температуру поверхности.

**Ключевые слова:** тепломассоперенос, высокоскоростные летательные аппараты, аэродинамический нагрев, конвективные тепловые потоки, диффузионные тепловые потоки, каталитическая рекомбинация, теплозащитные материалы, уравнения Дородницына-Лиза

**Финансирование.** Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (Грант РФФ № 23- 19-00684), выданного Московскому авиационному институту

**Для цитирования.** Тушавина О.В. Тепломассоперенос на затупленных носовых частях высокоскоростных летательных аппаратов в условиях аэродинамического нагрева // Тепловые процессы в технике. 2025. Т. 17. № 4. С. 171–178. URL: <https://tptmai.ru/publications.php?ID=185065>

Original article

## Heat and mass transfer on blunt nose sections of high-speed aircraft under aerodynamic heating

O.V. Tushavina✉

Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, Russian Federation  
tushavinaov@mai.ru✉

**Abstract.** This study presents an approximate analytical model for analyzing thermal loads on blunt nose sections of high-speed aircraft (HSA) under aerodynamic heating conditions. By solving the system of equations for a dissociating boundary layer in Dorodnitsyn-Les variables, closed-form expressions were derived to determine convective and diffusive heat fluxes at the forward stagnation point. The balance equations, integrating convective-conductive, diffusive, and radiative heat fluxes, were employed to calculate the surface temperature of the blunt body, ensuring a comprehensive account of mutual interactions between different heat transfer mechanisms under high-speed gas flow and chemical dissociation. Numerical simulations were conducted across a wide range of Mach numbers ( $M$ ), atomic species concentrations in binary gas mixtures, and catalytic recombination coefficients, establishing quantitative relationships between these parameters and surface thermal characteristics. The results highlight the substantial impact of material catalytic activity on heat flux distribution: an increase in the recombination coefficient amplifies the diffusive heat transfer component, which, combined with convective heating, significantly elevates surface temperatures. Analysis of threshold values for key parameters ( $M$ , concentration, catalytic efficiency) identified critical conditions leading to temperatures that trigger mass ablation of thermal protection materials, enabling the formulation of guidelines for material selection and thermal management system design.

The research underscores the necessity of integrated consideration of both gasdynamic and chemical-kinetic factors when predicting HSA thermal regimes, particularly at hypersonic speeds where gas dissociation and catalytic effects dominate. The derived closed-form expressions and numerical correlations can optimize thermal protection coatings, reduce structural mass, and enhance vehicle reliability under extreme thermal environments. This work contributes to advancing thermal load prediction methodologies by offering an analytical tool for rapid assessment of critical parameters without resource-intensive CFD simulations. Furthermore, the study provides a framework for determining operational limits of thermal protection materials by correlating surface temperature thresholds with flight envelope constraints. The obtained dependencies reveal nonlinear interactions between Mach number and catalytic activity: at lower  $M$ , radiative cooling partially mitigates convective heating, while at higher  $M$ , dissociation-driven diffusion fluxes become predominant. Parametric studies demonstrate that maintaining surface temperatures below ablation thresholds requires a trade-off between catalytic efficiency (to reduce atomic species concentration) and material emissivity (to enhance radiative cooling). The proposed model bridges the gap between simplified engineering methods and high-fidelity simulations, offering a balance between accuracy and computational efficiency for preliminary design stages. By polynizing parameter variation limits, the research establishes safety margins for HSA thermal protection systems, ensuring compliance with mass loss constraints under transient heating scenarios.

**Keywords:** heat and mass transfer, high-speed aircraft, aerodynamic heating, convective heat fluxes, diffusive heat fluxes, catalytic recombination, Mach numbers, thermal protection materials, critical point, Dorodnitsyn-Lize equations

**Funding.** The work was carried out with the financial support of the Russian Science Foundation (Russian Foundation for Basic Research Grant No. 23-19-00684), issued to the Moscow Aviation Institute.

**For citation.** Tushavina O.V. Heat and mass transfer on blunt nose sections of high-speed aircraft under aerodynamic heating. *Thermal processes in engineering*. 2025, vol. 17, no. 4, pp. 171–178. (In Russ.). URL: <https://tptmai.ru/publications.php?ID=185065>

### Введение

Полет высокоскоростной летательных аппаратов (число Маха не ниже 5) в плотных слоях атмосферы сопровождается интенсивным аэродинамическим нагревом носовых затупленных частей ВЛА, особенно для малых радиусов затупления (от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров) и больших удлинений носовых частей (отношение длины носовой части к радиусу затупления). Наибольшие тепловые потоки и температуры наблюдаются в передней критической точке (ПКТ) и ее окрестности. Возникает основная проблема теплового проектирования ВЛА при его аэродинамическом нагреве разработаны математические методы расчета тепловых потоков и температур поверхности ПКТ, подобраны геометрические и теплофизические характеристики (ТФХ) теплозащитных материалов так, чтобы температура в ПКТ и ее малой окрестности не превышала температуры фазовых превращений теплозащитного материала (ТМ) – плавление, испарение, возгорание. Тогда гарантируется, что в остальных точках ВЛА температура поверхности не достигнет температуры фазовых превращений. В этой связи разработка методов расчета динамических, тепловых и диффузионных пограничных слоев чрезвычайно актуальна. Экспериментально-технологическими методами также задачи решались в работах авторов [1–4].

Методы определения тепловых потоков и поверхностей ВЛА подробно рассматривались в монографиях [5–10], а также в работах [11–13].

Рассматривается следующая система уравнений динамического, диффузионного и теплового пограничных слоев в переменных Дородницына-Лиза [5]:

– уравнение сохранения импульса

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left( D \frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} \right) + f \times \frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} + \frac{2\bar{x}}{u_e} \frac{du_e}{d\bar{x}} \left[ \frac{\rho_e}{\rho} - \left( \frac{\partial f}{\partial \eta} \right)^2 \right] = 0; \quad (1)$$

– уравнение концентраций (уравнение неразрывности для каждого компонента смеси)

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{D}{Sm} \frac{\partial \bar{C}_i}{\partial \eta} \right) + f \frac{\partial \bar{C}_i}{\partial \eta} = \frac{2\bar{x}f\bar{C}_i}{C_{ie}} \frac{d(C_{ie})}{d\bar{x}} - \frac{2\bar{x}w_i}{\rho \rho_e u_e^2 \mu_e r_0^{2s} C_{ie}}; \quad (2)$$

– уравнение сохранения энергии

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{D}{Pr} \frac{\partial \bar{I}}{\partial \eta} \right) + f \frac{\partial \bar{I}}{\partial \eta} = \frac{2\bar{x}}{I_e} \frac{\partial \bar{I}}{\partial \eta} \frac{dI_e}{d\bar{x}} + \left[ \frac{D}{Sm} \left( \frac{1}{Le} - 1 \right) \sum_i \frac{h_i C_{ie}}{I_e} \frac{\partial C_e}{\partial \eta} \right] + \frac{u_e^2}{I_e} \left[ \left( 1 - \frac{1}{Pr} \right) D \frac{\partial f}{\partial \eta} \frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} \right], \quad (3)$$

где

$$D = \rho \mu / \rho_e \mu_e, \quad Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda} \quad \text{– число Прандтля,}$$

$$Sm = \frac{\mu}{\rho D_{12}} \quad \text{– число Шмидта,} \quad Le = \frac{Pr}{Sm} \quad \text{– число Льюиса.}$$

Система обыкновенных дифференциальных уравнений (1)–(3) является нелинейной и для ее решения используются численные методы. Однако существует ряд частных случаев, для которых можно получить аналитические решения. Для решения этой системы необходимо задать граничные условия на внешней границе «e» и внутренней границы «w» пограничного слоя.

При  $y = 0, \eta = 0$ :

$$\frac{\partial f(0)}{\partial \eta} = \frac{u_w}{u_e} = 0; \quad (4)$$

$$f(0) = f_w, \quad \text{если есть унос массы} \\ \text{и } f(0) = 0, \quad \text{если нет уноса массы;} \quad (5)$$

$$\bar{C}_i(0) = \bar{C}_{iw} = \frac{C_{iw}}{C_{ie}}, \quad (6)$$

$$\bar{I}(0) = \bar{I}_w = \frac{I_w}{I_e}. \quad (7)$$

При  $y \rightarrow \infty, \eta \rightarrow \infty$ :

$$\frac{\partial f(\infty)}{\partial \eta} = \frac{\partial f_e}{\partial \eta} \rightarrow 1; \quad (8)$$

$$f(\infty) = f_e \rightarrow 0; \quad (9)$$

$$\bar{C}_i(\infty) = \bar{C}_{ie} \rightarrow 1; \quad (10)$$

$$\bar{I}(\infty) = \bar{I}_e \rightarrow 1. \quad (11)$$

В (1)–(11) введены следующие обозначения:

$$\bar{x} = \int_0^x \rho_e u_e \mu_e r_0^{2s} dx, \quad (12)$$

$$\eta = \frac{\rho_e u_e r_0^s}{\sqrt{2\bar{x}}} \int_0^y \frac{\rho}{\rho_e} dy \quad (13)$$

– переменные Дородницына-Лиза;  $f$  – относительная функция тока;  $f'(\eta) = f(\eta) / f_e$ ,  $C_i = C(\eta) / C_e$  – относительные концентрации  $i$ -й компоненты газа;  $\bar{I}(\eta) = I(\eta) / I_e$  – относительная энтальпия;  $\rho, \mu$  – плотность и динамическая вязкость газа;  $r_0$  – радиус точки тела, отсчитываемый от его предельной оси;  $w_i$  – скорость образования  $i$ -го компонента; индексы:  $e$  – наружная граница пограничного слоя;  $w$  – граница тела.

### Материалы и методы

На линии полного торможения, проходящей через переднюю критическую точку, предельная компонента скорости  $u(0, y) = 0$ , а поперечная  $v(0, y) \neq 0$ . Однако производная  $\frac{\partial u(0, y)}{\partial x} \gg 0$ , в соответствии с чем на этой линии приходится

оперировать не скоростью невязкого потока, а производной  $\frac{du_e}{dx}$ , при чем [7]

$$\left. \frac{du_e}{dx} \right|_0 = \frac{1}{R_0} \sqrt{\frac{p_0}{\rho_0}}, \quad (14)$$

где  $R_0, p_0, \rho_0$  – радиус затухания плотности торможения соответственно.

Определим вначале диффузионный тепловой поток.

$$q_D = \rho_w D_{12} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial y} \right)_w, \quad (15)$$

где  $\alpha = C_A$  – концентрация атомарной компоненты, бинарные смеси, состоящей из атомов кислорода и азота (легкого компонента) и молекул кислорода и азота (тяжелого компонента). Поскольку реакции рекомбинации атомарной компоненты являются источником диффузионного потока, то  $\partial \alpha / \partial y$  пропорциональна массовой концентрации атомов  $\rho_w \alpha_w$ .

$$\rho_w D_{12} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial y} \right)_w = (k_R \rho \alpha)_w, \quad (16)$$

где коэффициент пропорциональности  $k_R$  – скорость реакции рекомбинации.

Разделив равенство (16) на  $\alpha_e$ , вводя безразмерную концентрацию  $\bar{\alpha} = \alpha(\eta) / \alpha_e$  получим, используя переменные Дородницына-Лиза (1), (2).

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\alpha}}{\partial \eta} &= \frac{\partial \bar{\alpha}}{\partial y} / \frac{\partial \eta}{\partial y} = \\ &= \frac{(k_R \rho \bar{\alpha})_w}{\rho_w D_{12}} \left( \frac{2 \int_0^x \rho_e u_e \mu_e r_0^{2s} dx}{\rho_e u_e r_0^s \rho / \rho_e} \right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (17)$$

где  $s = 1$  – для осесимметричного,  $s = 0$  – для плоского случая.

При  $x \rightarrow 0$  интеграл в числителе выражения (17) в пределе равен выражению  $(2 \rho_e u_e \mu_e r_0^{2s} x)^{1/2}$ , поэтому из (17) при  $x \rightarrow 0$  имеем

$$\frac{\partial \bar{\alpha}(0)}{\partial \eta} = \left[ \frac{\rho_e \mu_e}{2(\partial u_e / dx)_0} \right]^{1/2} \frac{(k_R)_w}{\rho_w D_{12}} \bar{\alpha}(0). \quad (18)$$

Из точного решения уравнения (9) при  $Sm \neq 1$  и  $D \neq 1$  и нулевой правой части имеем [5]

$$\frac{\partial \bar{\alpha}(0)}{\partial \eta} \approx 0,47 Sm^{1/3} (1 - \bar{\alpha}(0)), \quad (19)$$

где коэффициент 0,47 определен из разложения

$$f(\eta) = \frac{\partial^2 f(0)}{\partial \eta^2} \frac{\eta^2}{2} + \dots \approx \frac{0,47}{(\rho \mu / \rho_e \mu_e)^{1/2}}. \quad (20)$$

Тогда из (18), (19) получим

$$\begin{aligned} \bar{\alpha}(0) &= \\ &= \frac{1}{1 + \left[ \frac{\rho_e \mu_e}{2(\partial u_e / dx)_0} \right]^{1/2} \frac{(k_R)_w}{0,47 Sm^{1/3} \rho_w D_{12}}}. \end{aligned} \quad (21)$$

Подставляя (21) в (19) вместо  $\bar{\alpha}(0)$ , и учитывая, что  $\rho_w D_{12} = \mu / Sm$ , а также  $\rho_w \mu_w = \rho_e \mu_e$  получим поток атомарной компоненты  $\bar{\alpha}(0)$  в стенку в критической точке с учетом степени рекомбинации  $k_R$

$$\frac{\partial \bar{\alpha}(0)}{\partial \eta} = 0,47 Sm^{1/3} \varphi, \quad (22)$$

где

$$\varphi = \left\{ 1 + \frac{0,47 Sm^{-2/3} [2(\partial u_e / dx)_0 \rho_e \mu_e]^{1/2}}{\rho_w (k_R)_w} \right\}^{-1},$$

при использовании  $\rho_w \mu_w = \rho_e \mu_e$ .

Определим теперь конвективный тепловой поток в ПКТ из точного решения уравнения энергии (10) при  $Pr \neq 1$  и  $D = \frac{\rho \mu}{\rho_e \mu_e} \neq 1$ , и нулевой правой части имеем по аналогии с (19)

$$\bar{T}'(0) = 0,47 Pr^{1/3} [1 - \bar{T}'(0)]. \quad (23)$$

Используя соотношение

$$q = \lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \rho D_{12} h_A^0 \frac{\partial \alpha}{\partial y}, \quad (24)$$

переменные Дородницына-Лиза (1), (2),

$$\left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_w = \frac{\lambda}{c_{pw}} \frac{\partial I}{\partial y} \Big|_w, \quad (25)$$

$$\left( \rho D_{12} h_A^0 \frac{\partial \alpha}{\partial y} \right)_w = (q_w)_{\text{оуф.}}, \quad (26)$$

$$\bar{I} = \frac{I}{I_e}, \quad (27)$$

$$\bar{\alpha} = \frac{\alpha}{\alpha_e}, \quad (28)$$

можно показать, что суммарный тепловой поток в стенку (24) в критической точке для «замороженного» пограничного слоя определяется выражением [3]

$$\begin{aligned} q_w &= \frac{(I_e)_f}{Pr} (2)^{s/2} \left[ \left( \frac{du_e}{dx} \right)_0 \right]^{1/2} \times \\ &\times \left[ \bar{T}'_f(0) + Le \frac{h_A^0 \alpha_e \bar{\alpha}(0)}{(I_e)_f} \right]. \end{aligned} \quad (29)$$

Для реагирующего пограничного слоя ( $k_R \neq 0$ ) граничные условия  $\bar{T}'_f(0)$  и  $\bar{\alpha}'(0)$  определяются соотношениями (23), (22) соответственно.

Подставляя их в (30) и учитывая парциальное значение энтальпии

$$I_f = I - \sum_i C_i h_i^0 = I - \alpha h_A^0, \quad (30)$$

получим конвективно-диффузионный тепловой поток реагирующего пограничного слоя с рекомбинацией атомарной компоненты  $k_R \neq 0$  в критической точке:

$$\begin{aligned} q_w &= 0,66 Pr^{-2/3} (\rho_e \mu_e)^{1/2} \left[ \left( \frac{du_e}{dx} \right)_0 \right]^{1/2} \times \\ &\times (I_e - h_w) \left[ 1 + (Le^{2/3} \times \varphi - 1) \frac{h_e}{I_e - h_w} \right]. \end{aligned} \quad (31)$$

Температуру в критической точке можно определить из балансового соотношения между подводимыми к этой точке тепловыми и диффузионными потоками, с одной стороны, и отводимыми за счет излучения от стенки и теплопроводности внутрь тепловой защиты ЛА – с другой, то есть

$$q_{\lambda}|_{\text{мела}} = q_{\lambda}|_{\text{газа}} + q_{\text{дифф.}} - q_{\varepsilon}, \quad (32)$$

где  $q_{\lambda}|_{\text{мела}}$  – теплота, отводимая внутрь тела теплопроводностью материала тела  $\lambda$ ,  $q_{\varepsilon}$  – теплота, отводимая излучением по закону Стефана–Больцмана со степенью черноты поверхности тела, равной  $\varepsilon$ ,  $q_{\lambda}|_{\text{газа}}$  – конвективный подвод теплоты от газа к поверхности тела,  $q_{\text{дифф.}}$  – подвод теплоты за счет диффузии и химических реакций рекомбинации с учетом каталитичности стенки.

Таким образом, температуру в критической точке тела можно определить из соотношения

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{мела}} \frac{T_w - T_{\text{нач}}}{\delta_{\text{мела}}} = \\ = 0,66 \text{Pr}^{-2/3} (\rho_e \mu_e)^{1/2} \left[ \left( \frac{du_e}{dx} \right)_0 \right]^{1/2} (I_e - h_w) \times \\ \times \left[ 1 + (\text{Le}^{2/3} \varphi - 1) \frac{h_e}{I_e - h_w} \right] - \varepsilon \sigma T_w^4, \end{aligned} \quad (33)$$

где  $\varphi$  определяется соотношением, входящем в (22),  $T_{\text{нач}}$  – начальная температура тела,  $h_w = c_{pw} T_w + \alpha_w h_A^0$ , число Льюиса и энтальпия газа потенциального течения  $\text{Le} = \text{Pr} / \text{Sm}$ ,  $h_e = c_{pe} T_e + \alpha_e h_A^0$ .

### Результаты

По формулам (31)–(33) проведены расчеты тепловых потоков и температур поверхности  $T_w$  в критической точке в зависимости от скорости полета (чисел Маха) и константы скорости рекомбинации  $k_R$  атомарной компоненты. Результаты представлены на рисунках 1–4.

На рисунках 1–2 представлены результаты расчетов тепловых потоков  $q_w$  и температур  $T_w$  в критической точке затупленного тела с радиусом затупления  $R_0 = 0,02$  м в зависимости от чисел Маха набегающего потока  $M_{\infty}$  и скорости рекомбинации  $k_R$  атомарной компоненты в диапазоне  $k_R \in (1;15)$  на высоте  $H = 40$  км при степени диссоциации  $\alpha = 0,25$ .

Как и следовало ожидать тепловые потоки и температуры монотонно возрастают с увеличением  $M_{\infty}$  при одном и том же  $k_R$  и значительно возрастают с ростом скорости рекомбинации  $k_R$  на каталитической стенке. При этом следует отметить, что с увеличением константы скорости рекомбинации  $k_R$  от 1 до 15 тепловые потоки и температуры стенки сначала резко возрастают, а затем рост (с увеличением  $k_R$ ) существенно замедляется для одних и тех же чисел  $M_{\infty}$ .

Кроме этого, при числах Маха, превышающих число 20, начиная с  $k_R = 5$  и выше, температура стенки в критической точке превышает 2000 К, что может сопровождаться уносом массы теплозащитного покрытия.

На рисунках 3, 4 представлены аналогичные результаты для степени диссоциации  $\alpha = 0,5$ , причем результаты качественно и количественно не отличаются от результатов для  $\alpha = 0,25$ , а значения тепловых потоков и температур несколько выше, чем при  $\alpha = 0,25$ , что естественно.

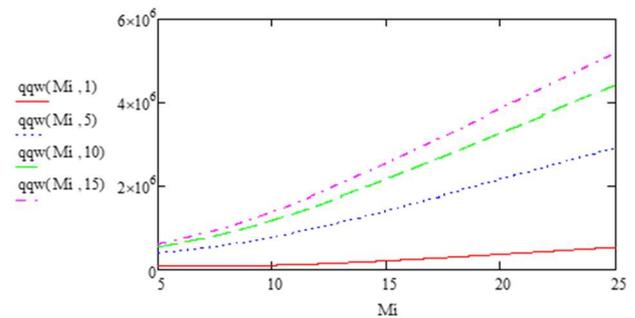


Рис. 1. Изменения тепловых потоков в критической точке в зависимости от чисел Маха и скорости рекомбинации атомарной компоненты для  $\alpha = 0,25$ : 1 –  $k_R = 1$ ; 2–5; 3–10; 4–15

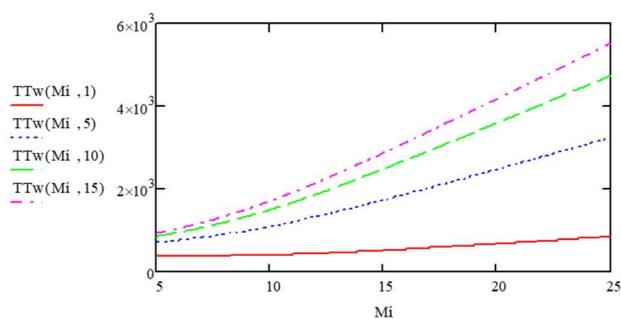


Рис. 2. Изменение температуры в критической точке в зависимости от числа Маха и скорости рекомбинации атомарной компоненты для  $\alpha = 0,25$ : 1 –  $k_R = 1$ ; 2–5; 3–10; 4–15

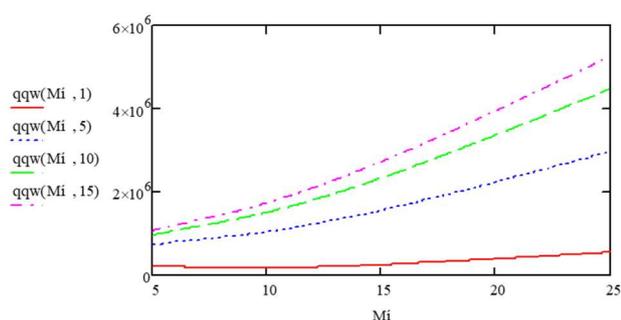


Рис. 3. Изменение тепловых потоков в критической точке в зависимости от чисел Маха и скорости рекомбинации для  $\alpha = 0,5$ : 1 –  $k_R = 1$ ; 2–5; 3–10; 4–15

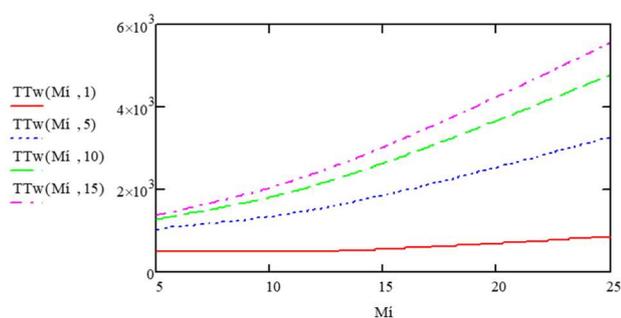


Рис. 4. Изменение температур в критической точке в зависимости от чисел Маха и скорости рекомбинации атомарной компоненты для  $\alpha = 0,5$ : 1 –  $k_R = 1$ ; 2–5; 3–10; 4–15.

### Обсуждение

1. Разработан приближенно-аналитический метод определения тепловых потоков и температур в передней критической точке носового затупления высокоскоростного летательного аппарата при их аэродинамическом нагреве.

2. Получены явные выражения для определения конвективных и диффузионных тепловых потоков, а также температуры поверхности на основе итерационного решения уравнения ба-

ланса конвективно-кондуктивного, диффузионного и лучистого тепловых потоков.

3. Получены и проанализированы результаты расчетов тепловых потоков и температур в широком диапазоне чисел Маха, набегающего потока и константы скорости рекомбинации атомарной компоненты бинарной смеси газов.

4. Показано, что при числах Маха, превышающих 20 и константы скорости рекомбинации выше 5 температура в критической точке при полете на высоте 40 км, превышает 2000 К, что может приводить к нежелательному уносу массы теплозащитного материала.

### Список источников

1. Тушавина О.В., Пронина П.Ф., Егорова М.С. Определение тепловых потоков и температур поверхности элементов конструкций высокоскоростных летательных аппаратов при обтекании диссоциирующим потоком газа // СТИН. 2023. № 12. С. 37–40.
2. Тушавина О.В., Егорова М.С. Задачи тепломассопереноса в химически реагирующих пограничных слоях на затупленных телах // Ученые записки Казанского университета. Серия: Физико-математические науки. 2023. Т. 165. № 3. С. 294–306.
3. Tushavina O.V., Egorova M.S., Pronina P.F. Modeling of heat transfer in a plate made of composite material in the presence of a thermal energy sink // Lobachevskii Journal of Mathematics. 2024. Т. 45. № 5. С. 2403–2409.
4. Пронина П.Ф., Тушавина О.В. Теплоперенос в средах с конечной скоростью распространения тепловых возмущений // СТИН. 2024. № 12. С. 44–47.
5. Дорронс У.Х. Гиперзвуковые течения вязкого газа. Изд-во Мир. 1966. 440 с.
6. Сотник Е.В., Никитин П.В. Катализ и излучение в системах тепловой защиты космических аппаратов. М.: Янус-К, 2013. 336 с.
7. Краснов Н.Ф. Аэродинамика тел вращения. М.: Машиностроение, 1964. 572 с.
8. Авдеевский В.С., Галицейский Б.М., Глебов Д.А. и др. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике. М.: Машиностроение, 1992. 624 с.
9. Формалев В.Ф., Колесник С.А. Математическое моделирование сопряженного тепломассопереноса между вязкими газодинамическими течениями и анизотропными телами. М.: Изд. ЛЕНАЛД, 2022. 348 с.
10. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 392 с.
11. Суржиков С.Т. Расчетное исследование аэротермодинамики обтекания затупленных тел на примере анализа экспериментальных данных. М.: ИПМех. РАН, 2011. 192 с.
12. Волков Д.П., Заричняк Ю.П., Пилипенко Н.В. Конвективный теплообмен в волокнистых материалах // Тепловые процессы в технике. 2023. Т. 15. № 4.

13. Зинкевич В.П., Ненарокомов А.В. Моделирование теплового потока в экранно-вакуумной теплоизоляции с применением уточненной математической модели // Тепловые процессы в технике. 2024. Т. 16. № 10.

#### References

1. Tushavina OV, Pronina PF, Egorova MS. Determination of heat fluxes and surface temperatures of structural elements of high-speed aircraft when flowing around a dissociating gas stream. *STIN*. 2023;(12):37–40. (In Russ.).
2. Tushavina OV, Egorova MS. Problems of heat and mass transfer in chemically interacting boundary layers on blunted bodies. *Scientific Notes of Kazan University. Series: Physical and mathematical sciences*. 2023;165(3): 294–306. (In Russ.).
3. Tushavina OV, Egorova MS, Pronina PF. Modeling of heat transfer in a plate made of composite material in the presence of a heat energy absorber. *Mathematical Journal named after Lobachevsky*. 2024;45(5):2403–2409.
4. Pronina PF, Tushavina OV. Heat transfer in media with a finite propagation velocity of thermal disturbances. *STIN*. 2024;(12):44–47. (In Russ.).
5. Dorrons UH. *Hypersonic flows of viscous gas*. Mir; 1966. 440 p. (In Russ.).
6. Nikitin PV, Sotkin EV. *Catalysis and radiation in spacecraft thermal protection systems*. Moscow: Yanus-K; 2013. 336 p. (In Russ.).
7. Krasnov NF. *Aerodynamics of bodies of rotation*. Moscow: Mashinostroenie; 1964. 572 p. (In Russ.).
8. Avduevsky VS, Galitseisky BM, Glebov DA et al. *Fundamentals of heat transfer in aviation and rocket and space technology*. Moscow: Mashinostroenie; 1992. 624 p. (In Russ.).
9. Formalev VF, Kolesnik SA. *Mathematical modeling of coupled heat and mass transfer between viscous gas-dynamic flows and anisotropic bodies*. Moscow: LENAND; 2022, 348 p. (In Russ.).
10. Polezhaev YuV, Yurevich FB. *Thermal protection*. Moscow: Energiya, 1976. 392 p. (In Russ.).
11. Surzhikov ST. *Computational investigation of aerothermodynamics of blunt body flow using the example of experimental data analysis*. Moscow: IPMeh. RAS; 2011. 192 p. (In Russ.).
12. Volkov DP, Zarichnyak YuP, Pilipenko NV. Convective heat transfer in fibrous materials. *Thermal processes in engineering*. 2023;15(4):2023. (In Russ.).
13. Zinkevich VP, Nenarokomov AV. Modeling of heat flow in screen-vacuum thermal insulation using a refined mathematical model. *Thermal processes in engineering*. 16(10):2024. (In Russ.).