

УДК 536.46:629.782

Математическое моделирование термоэмиссионной тепловой защиты при высокоэнтальпийном обтекании конуса, затупленного по сфере*

К.Н. Ефимов, Е.Л. Лобода, В.А. Овчинников, А.С. Якимов

Томский государственный университет

E-mail: yakimovas@mail.ru

Сформулирована и исследована математическая модель процесса нестационарного сопряженного теплообмена системы термоэлектронной тепловой защиты при сверхзвуковом обтекании составной оболочки. Проведены оценки влияния испарения (эмиссии) электронов с поверхности эмиттера на понижение температуры составной оболочки термоэмиссионной тепловой защиты. Исследовано влияние разных углов атаки на режимы теплообмена в системе многоэлементной термоэлектронной тепловой защиты. Получено качественное согласование результатов расчета с известными данными.

Ключевые слова: сопряженный теплообмен, термоэмиссионная тепловая защита, эмиттер, коллектор, охладитель.

Введение

При конструировании гиперзвуковых летательных аппаратов (ГЛА) актуальным является проведение исследований, связанных с созданием систем тепловой защиты от внешнего нагрева. Температура некоторых участков тела при полете может достигать 2200–2700 К [1, 2]. Следует отметить, что имеется достаточно много различных методов пассивной, активной и комбинированной тепловой защиты [1–6]. Одним из перспективных вариантов решения этой проблемы является использование термоэмиссионной технологии [7–11] — электронного охлаждения в результате тепловой эмиссии электронов с поверхности эмиттера. Данный метод позволяет преобразовывать тепловую энергию, полученную от конвективного нагрева ГЛА, непосредственно в электрическую. Для решения поставленной задачи необходимо с учетом сложной природы взаимодействия высокоскоростных потоков с теплозащитным материалом (рис. 1а) развить физическое и математическое моделирование работы таких систем, когда сами элементы конструкции летательного аппарата в большой мере участвуют в процессе их охлаждения (рис. 1б). Применение этого подхода позволит моделировать системы активной термоэлектронной тепловой защиты (АТЭТЗ) ГЛА в условиях, которые соответствуют реальным нагрузкам вдоль их траектории.

* Работа выполнена при финансовой поддержке фонда Д.И. Менделеева (грант № 8.2.15.2018).

В АТЭТЗ происходит множество взаимосвязанных явлений [11]: тепловых, эмиссионных, электрических, плазменных, адсорбционных и др. Экспериментальные исследования термоэлектронных установок довольно сложны и дорогостоящи [12, 13], поэтому уделяется большое внимание математическому моделированию протекающих в них процессов [8–11, 14–18].

В настоящей статье, в отличие от ранних работ [9, 10], представлена и исследована модель многоэлементной АТЭТЗ в трехмерной постановке (рис. 1а). Задача решается в сопряженной постановке [3, 6], так как это позволяет существенно повысить точность определения тепловых характеристик по сравнению с отдельными оценками теплообмена. Также в работе исследуется влияние параметров многоэлементной АТЭТЗ на температуру конструкций ГЛА и электрические характеристики термоэмиссионных преобразователей (ТЭП).

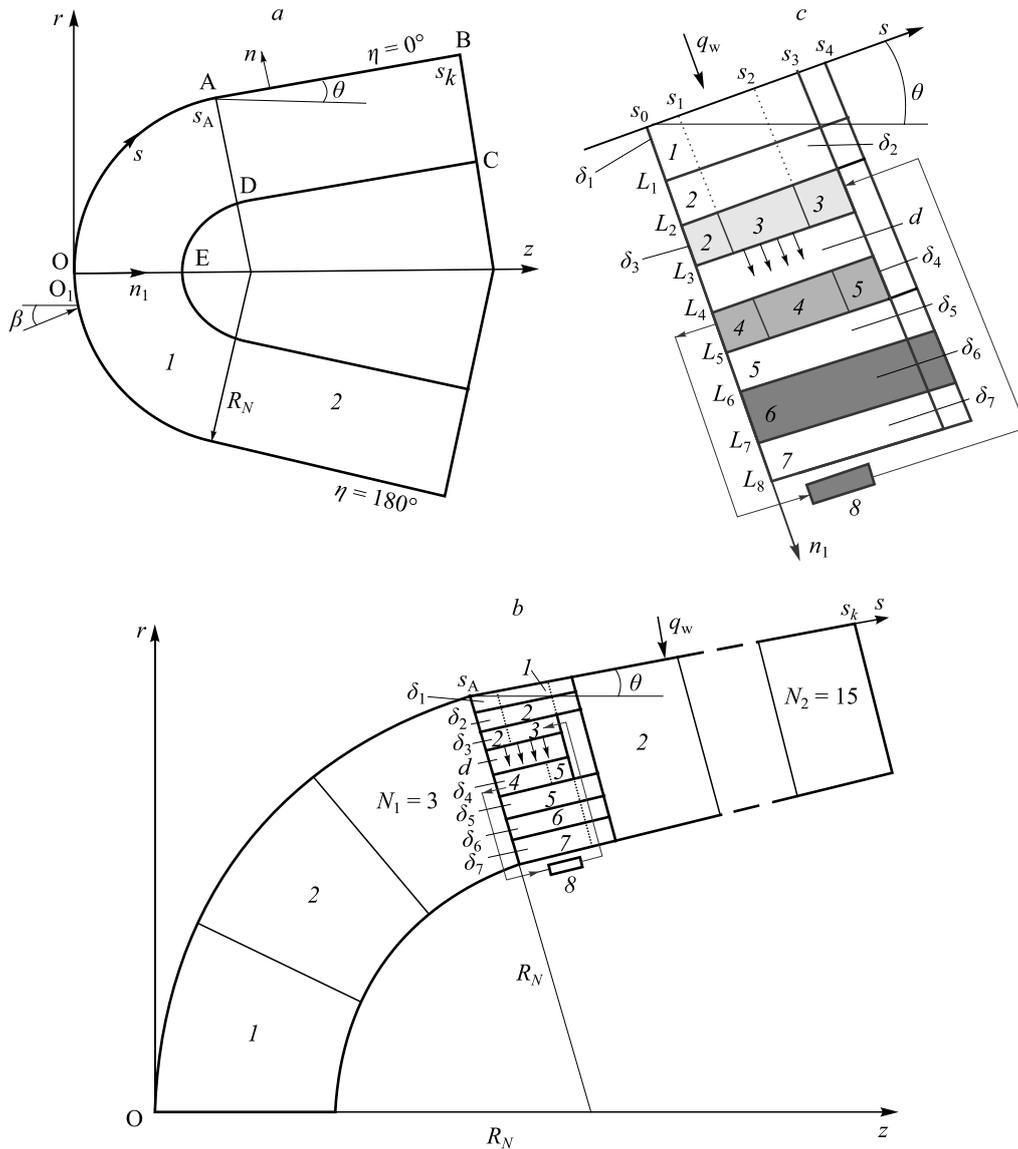


Рис. 1. Схема конструкции обтекаемого тела с электрогенерирующим элементом. а — конус, затупленный по сфере в пространстве, б — расположение ЭГЭ в сечении $\eta = 0$, в — типичный ЭГЭ АТЭТЗ.

1. Постановка задачи

Рассматривается многоэлементная конструкция из электрогенерирующих элементов (ЭГЭ) (см. рис. 1*b*). Проанализируем сначала типичную схему ЭГЭ [9, 10] и исследуем задачу о теплообмене внутри такого ЭГЭ, под которым понимается составная область с теплоизолированной стенкой при $s = s_k$, $0 \leq n_1 \leq L_8$, $0 \leq \eta \leq 2\pi$ (рис. 1*b*). Координата n_1 направлена от поверхности вглубь оболочки (см. рис. 1*a*). Эмиттерная часть типового ЭГЭ состоит из трех слоев. Слой 1 — внешняя область из тантала Ta [19, 20] (см. рис. 1*c*), слой 2 — эмиттерная изоляция из карбида циркония ZrC, слой 3 включает изолятор из ZrC (2), собственно эмиттер из вольфрама W (3) и вольфрамовый токоввод (3). Коллекторная часть типового ЭГЭ состоит из четырех слоев. Слой 4 включает в себя молибденый Mo токовывод (4), собственно коллектор из молибдена (4) и изолятор из Al_2O_3 (5). Слои 5, 7 являются емкостями теплоносителя из Al_2O_3 . Слой 6 служит в качестве охлаждающего твердофазного носителя. Слой 8 — потребитель (электрическая нагрузка). Эмиттерная и коллекторная части составляют термоэмиссионный элемент. На рис. 1*c* параметр d соответствует величине межэлектродного зазора (МЭЗ). Величины L_j , $j = 1, \dots, 8$ обозначают расстояния от начала координат по координате n_1 для слоев 1–3, зазора и слоев 4–7. Величины δ_j , $j = 1, \dots, 7$ соответствуют толщинам слоев 1, 2, ..., 7. Область Q , включающая $\{L_2 \leq n_1 \leq L_5, s_3 \leq s \leq s_4, 0 \leq \eta \leq 2\pi\}$, в типовом ЭГЭ занята воздухом (рис. 1*b*, 1*c*). На рис. 1*b* представлена схема распределения элементов многоэлементной АТЭТЗ на сферической и конической оболочках тела. Схема каждого элемента идентична описанному выше для типового ЭГЭ. В данной задаче $N_1 = 3$ — количество ЭГЭ на сферической части тела, $N_2 = 15$ — количество ЭГЭ на конической части тела.

Исследование характеристик ЭГЭ основывается на вольтамперных характеристиках изотермического ТЭП [11–14, 16], которые в свою очередь являются интегральными характеристиками многообразных процессов в МЭЗ и на электродах [11, 15–17] и определяются переносом частиц и энергии в плазме, ионизационными, адсорбционными и другими процессами.

Для исследования процессов в АТЭТЗ необходимо решать самосогласованную задачу, состоящую из электрической и тепловой моделей. В результате её решения будут получены распределения потенциальных, токовых, тепловых и других искомым характеристик. В качестве основы используется электрическая модель [14], расширенная на более общий случай: коллектор не эквипотенциален и электропроводности электродов и коммутационных деталей зависят от их температуры [9, 10].

Для нахождения прототипов ГЛА, на которых может быть оправдана установка АТЭТЗ, необходимо знать уровень тепловых потоков, снимаемых с внешней открытой оболочки эмиттера (слой 3 на рис. 1*c*) и внешней поверхности коллектора (слой 4 на рис. 1*c*) за счет электронного охлаждения и процессов излучения. Эти величины зависят от тепловых состояний эмиттерной и коллекторной частей, которые определяются уровнем аэродинамического нагрева внешней поверхности ГЛА. Тепловые потоки для внешних открытых частей слоев 3 и 4 описываются следующим образом [11, 14]:

$$q_{L_3} = -(q_1 + q_\varepsilon + q_{Cs}), \quad q_{L_4} = q_2 + q_\varepsilon + q_{Cs}, \quad (1)$$

$$q_1 = J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) [\varphi_1(T_{1,3} / T_{Cs}) / e + 2kT_{1,3} / e], \quad (2)$$

$$q_2 = J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) [\varphi_2(T_{2,4} / T_{Cs}) / e + 2kT_{1,3} / e], \quad (3)$$

$$q_\varepsilon = \sigma \varepsilon_s (T_{1,3}^4 - T_{2,4}^4), \quad q_{Cs} = (\lambda_{Cs} / d)(T_{1,3} - T_{2,4}), \quad (4)$$

где φ_j , $j = 1, 2$ — работа выхода материалов эмиттера и коллектора, $J = J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V)$ — вольт-амперная характеристика изотермического ТЭП, алгоритм расчета которого приведен в работе [10], ΔV — разность напряжения между эмиттером и коллектором, k — постоянная Больцмана, e — заряд электрона, σ — постоянная Стефана–Больцмана, λ_{Cs} — коэффициент теплопроводности паров цезия в межэлектродном зазоре, ε_s — приведенная излучательная способность поверхности эмиттера и коллектора; первые нижние индексы 1 и 2 в правой части формул (2)–(4) отвечают параметрам эмиттера и коллектора, вторые — номеру слоя δ_j , ($j = 1, \dots, 7$), Cs — парам цезия.

Объемное джоулево тепловыделение эмиттера и коллектора, являющееся источником тепла в уравнении теплопроводности для соответствующего электрода, запишется как [10]

$$G_1^{(i)}(s, \eta) = \frac{\xi_1 I_1^2(s, \eta)}{S_1^2}, \quad G_2^{(i)}(s, \eta) = \frac{\xi_2 I_2^2(s, \eta)}{S_2^2}, \quad i = 1, 2,$$

где
$$I_1(s, \eta) = 2\pi R_1 \int_{s_1}^s J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) ds, \quad I_2(s, \eta) = 2\pi R_2 \int_s^{s_2} J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) ds,$$

$$I_1(s, \eta) + I_2(s, \eta) = I_R, \quad S_1 = 2\pi\delta_3(R_1 + \delta_3/2), \quad S_2 = 2\pi\delta_4(R_2 - \delta_4/2), \quad R_1 = R_N - L_3, \\ R_2 = R_N - L_4, \quad R_N \text{ — радиус сферического затупления, } \xi_j, j = 1, 2 \text{ — коэффициенты электропроводности эмиттера и коллектора.}$$

Отметим, что вольтамперные характеристики изотермического ТЭП зависят также от величины МЭЗ, давления насыщенных паров цезия, работы выхода эмиттера и коллектора [11–13].

В работах [3, 21] были выполнены оценки времен релаксации в газовой и конденсированной фазах. На основании этих оценок характеристики сопряженного теплообмена находятся из решения квазистационарных уравнений пространственного пограничного слоя при различных режимах течения. Тепловое состояние сферически затупленного конуса определяется из решения нестационарного уравнения сохранения энергии для составной оболочки в конденсированной фазе.

Для модели химически равновесного воздуха и при использовании гипотезы «пассивности» и равенства чисел Льюиса для всех компонентов, равных единице, система уравнений пространственного пограничного слоя в естественной системе координат, связанной с внешней поверхностью обтекаемой оболочки, имеет вид [3, 6] (рис. 1а):

$$\frac{\partial}{\partial s}(\rho u r_w) + \frac{\partial}{\partial n}(\rho v r_w) + \frac{\partial}{\partial \eta}(\rho w) = 0, \quad (5)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial s} + v \frac{\partial u}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial u}{\partial \eta} - \frac{w^2}{r_w} \frac{\partial r_w}{\partial s} \right) = -\frac{\partial P_e}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu_\Sigma \frac{\partial u}{\partial n} \right), \quad (6)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial w}{\partial s} + v \frac{\partial w}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial w}{\partial \eta} + \frac{uw}{r_w} \frac{\partial r_w}{\partial s} \right) = -\frac{1}{r_w} \frac{\partial P_e}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu_\Sigma \frac{\partial w}{\partial n} \right), \quad (7)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial H}{\partial s} + v \frac{\partial H}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial H}{\partial \eta} \right) = \frac{\partial}{\partial n} \left\{ \frac{\mu_\Sigma}{Pr_\Sigma} \left[\frac{\partial H}{\partial n} + (Pr_\Sigma - 1) \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{u^2 + w^2}{2} \right) \right] \right\}, \quad (8)$$

$$P = \rho h (\gamma_{ef} - 1) / \gamma_{ef}, \quad P = P_e(s, \eta), \quad H = h + (u^2 + w^2) / 2, \quad (9)$$

$$\mu_\Sigma = \mu + \Gamma \mu_T, \quad Pr_\Sigma = \frac{(\mu + \Gamma \mu_T) Pr Pr_T}{\mu Pr_T + \Gamma \mu_T Pr},$$

где нижние индексы обозначают следующее: Σ — суммарная величина, w — поверхность обтекаемого тела, ef — эффективное значение, e — значение на внешней границе пограничного слоя.

Задача расчета характеристик теплообмена в многослойной оболочке с использованием естественных координат сводится к решению системы уравнений [3, 10] на конической и сферической частях тела. Сначала выпишем уравнение теплопроводности для первого и второго слоя эмиттерной верхней конической части оболочки $s_A < s < s_k$, где вдоль продольной координаты s может находиться до N_2 ЭГЭ с фиксированной длиной: $s_{3,i} - s_{0,i}$, $i = 1, 2, \dots, N_2$, $s_{0,1} = s_A$. Здесь $s_{0,i}$ — начальное значение, а $s_{3,i}$ — конечное значение ЭГЭ по координате s ; индексы: А — граница сопряжения сфера–конус (рис. 1а), k — конечное значение по координате s . Между образцами ЭГЭ находится газовая среда (прослойка воздуха в области Q , имеющая размер $\{L_2 \leq n_1 \leq L_5, s_{3,i} \leq s \leq s_{4,i}, i = 1, 2, \dots, N_2 - 1\}$). Уравнение теплопроводности для первого и второго слоёв верхней (эмиттерной конструкции) конической части оболочки имеет вид:

$$c_{pj}(T_{1,j})\rho_j \frac{\partial T_{1,j}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n_1} \left[\lambda_j(T_{1,j}) \frac{\partial T_{1,j}}{\partial n_1} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\lambda_j(T_{1,j}) \frac{\partial T_{1,j}}{\partial s} \right] + \frac{1}{r_2^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\lambda_j(T_{1,j}) \frac{\partial T_{1,j}}{\partial \eta} \right],$$

$$j = 1, 2, 0 < n_1 < L_2, s_A < s < s_k. \quad (10)$$

Остальные уравнения для конической части тела записываются следующим образом:

— уравнение теплопроводности для третьего слоя (изоляция из ZrC) верхней (эмиттерной) конической части оболочки:

$$c_{p2}(T_{1,3})\rho_2 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n_1} \left[\lambda_2(T_{1,3}) \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n_1} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\lambda_2(T_{1,3}) \frac{\partial T_{1,3}}{\partial s} \right] + \frac{1}{r_2^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\lambda_2(T_{1,3}) \frac{\partial T_{1,3}}{\partial \eta} \right],$$

$$L_2 < n_1 < L_3, s_{0,i} < s < s_{1,i}, i = 1, 2, \dots, N_2; \quad (11)$$

— уравнение сохранения энергии для третьего слоя (собственно эмиттер из W) верхней конической части оболочки:

$$c_{p3}(T_{1,3})\rho_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n_1} \left[\lambda_3(T_{1,3}) \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n_1} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\lambda_3(T_{1,3}) \frac{\partial T_{1,3}}{\partial s} \right] + \frac{1}{r_2^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\lambda_3(T_{1,3}) \frac{\partial T_{1,3}}{\partial \eta} \right] + G_1^{(2)},$$

$$L_2 < n_1 < L_3, s_{1,i} < s < s_{3,i}, i = 1, 2, \dots, N_2; \quad (12)$$

— уравнение теплопроводности для газовой среды между ЭГЭ на верхней (эмиттерной) конической части оболочки:

$$c_p(T)\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n_1} \left[\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial n_1} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial s} \right] + \frac{1}{r_2^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right],$$

$$\rho = PM/(RT), L_2 < n_1 < L_3, s_{3,i} < s < s_{4,i}, i = 1, 2, \dots, N_2 - 1; \quad (13)$$

— уравнения сохранения энергии на конической нижней (собственно коллектор из Mo) части тела:

$$c_{p4}(T_{2,4})\rho_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n_1} \left[\lambda_4(T_{2,4}) \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n_1} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\lambda_4(T_{2,4}) \frac{\partial T_{2,4}}{\partial s} \right] +$$

$$+ \frac{1}{r_2^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\lambda_4(T_{2,4}) \frac{\partial T_{2,4}}{\partial \eta} \right] + G_2^{(2)}, L_4 < n_1 < L_5, s_{0,i} < s < s_{2,i}, i = 1, 2, \dots, N_2; \quad (14)$$

— уравнение теплопроводности для четвертого слоя (изоляция из Al_2O_3) на нижней (коллекторной) конической части оболочки:

$$c_{p5}(T_{2,4})\rho_5 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n_1} \left[\lambda_5(T_{2,4}) \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n_1} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\lambda_5(T_{2,4}) \frac{\partial T_{2,4}}{\partial s} \right] + \frac{1}{r_2^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\lambda_5(T_{2,4}) \frac{\partial T_{2,4}}{\partial \eta} \right], \quad L_4 < n_1 < L_5, \quad s_{2,i} < s < s_{3,i}, \quad i = 1, 2, \dots, N_2; \quad (15)$$

— уравнение теплопроводности для воздушной прослойки между ЭГЭ на нижней (коллекторной) конической части оболочки:

$$c_p(T)\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n_1} \left[\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial n_1} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial s} \right] + \frac{1}{r_2^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right],$$

$$\rho = PM/(RT), \quad L_4 < n_1 < L_5, \quad s_{3,i} < s < s_{4,i}, \quad i = 1, 2, \dots, N_2 - 1; \quad (16)$$

— уравнение теплопроводности для трех последних слоев (ёмкости из Al_2O_3 и газового охладителя) на нижней (коллекторной) конической части оболочки:

$$c_{pj}(T_{2,j})\rho_j \frac{\partial T_{2,j}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n_1} \left[\lambda_j(T_{2,j}) \frac{\partial T_{2,j}}{\partial n_1} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\lambda_j(T_{2,j}) \frac{\partial T_{2,j}}{\partial s} \right] + \frac{1}{r_2^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\lambda_j(T_{2,j}) \frac{\partial T_{2,j}}{\partial \eta} \right],$$

$$j = 5, 6, 7, \quad L_5 < n_1 < L_8, \quad s_A < s < s_k, \quad i = 1, 2, \dots, N_2. \quad (17)$$

На сферической части тела (область l на рис. 1а) вдоль продольной координаты s находятся N_1 ЭГЭ с расположением по s как на конической части оболочки. Уравнение теплопроводности для первого и второго слоя верхней эмиттерной конструкции на сферической части оболочки имеет вид:

$$c_{pj}(T_{1,j})\rho_j \frac{\partial T_{1,j}}{\partial t} = \frac{1}{r_1 H_1} \left\{ \frac{\partial}{\partial n_1} \left[r_1 H_1 \lambda_j(T_{1,j}) \frac{\partial T_{1,j}}{\partial n_1} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\frac{r_1}{H_1} \lambda_j(T_{1,j}) \frac{\partial T_{1,j}}{\partial s} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{H_1}{r_1} \lambda_j(T_{1,j}) \frac{\partial T_{1,j}}{\partial \eta} \right] \right\}, \quad j = 1, 2, \quad 0 < n_1 < L_2, \quad 0 < s < s_A. \quad (18)$$

Остальные уравнения для сферической части тела записываются следующим образом:

— уравнение теплопроводности для третьего слоя (изоляция из ZrC) верхней (эмиттерной) сферической части оболочки:

$$c_{p2}(T_{1,3})\rho_2 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial t} = \frac{1}{r_1 H_1} \left\{ \frac{\partial}{\partial n_1} \left[r_1 H_1 \lambda_2(T_{1,3}) \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n_1} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\frac{r_1}{H_1} \lambda_2(T_{1,3}) \frac{\partial T_{1,3}}{\partial s} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{H_1}{r_1} \lambda_2(T_{1,3}) \frac{\partial T_{1,3}}{\partial \eta} \right] \right\}, \quad L_2 < n_1 < L_3, \quad s_{0,i} < s < s_{1,i}, \quad s_{0,1} = 0, \quad i = 1, \dots, N_1; \quad (19)$$

— уравнение сохранения энергии для третьего слоя (собственно эмиттер из W) верхней сферической части оболочки:

$$c_{p3}(T_{1,3})\rho_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial t} = \frac{1}{r_1 H_1} \left\{ \frac{\partial}{\partial n_1} \left[r_1 H_1 \lambda_3(T_{1,3}) \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n_1} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\frac{r_1}{H_1} \lambda_3(T_{1,3}) \frac{\partial T_{1,3}}{\partial s} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{H_1}{r_1} \lambda_3(T_{1,3}) \frac{\partial T_{1,3}}{\partial \eta} \right] \right\} + G_1^{(1)}, \quad L_2 < n_1 < L_3, \quad s_{1,i} < s < s_{3,i}, \quad i = 1, \dots, N_1; \quad (20)$$

— уравнение теплопроводности для воздушной прослойки между ЭГЭ на верхней (эммитерной) сферической части тела:

$$c_p(T)\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r_1 H_1} \left\{ \frac{\partial}{\partial n_1} \left[r_1 H_1 \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial n_1} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\frac{r_1}{H_1} \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial s} \right] + \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{H_1}{r_1} \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] \right\}, \quad L_2 < n_1 < L_3, \quad s_{3,i} < s < s_{4,i}, \quad i = 1, \dots, N_1; \quad (21)$$

— уравнение сохранения энергии на сферической нижней (собственно коллектор из Мо) части тела:

$$c_{p4}(T_{2,4})\rho_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial t} = \frac{1}{r_1 H_1} \left\{ \frac{\partial}{\partial n_1} \left[r_1 H_1 \lambda_4(T_{2,4}) \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n_1} \right] + \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial s} \left[\frac{r_1}{H_1} \lambda_4(T_{2,4}) \frac{\partial T_{2,4}}{\partial s} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{H_1}{r_1} \lambda_4(T_{2,4}) \frac{\partial T_{2,4}}{\partial \eta} \right] \right\} + G_2^{(1)}, \\ L_2 < n_1 < L_3, \quad s_{0,i} < s < s_{2,i}, \quad s_{0,1} = 0, \quad i = 1, \dots, N_1; \quad (22)$$

— уравнение теплопроводности для четвертого слоя (изоляция из Al_2O_3) нижней (коллекторной) сферической части оболочки:

$$c_{p5}(T_{2,4})\rho_5 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial t} = \frac{1}{r_1 H_1} \left\{ \frac{\partial}{\partial n_1} \left[r_1 H_1 \lambda_5(T_{2,4}) \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n_1} \right] + \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial s} \left[\frac{r_1}{H_1} \lambda_5(T_{2,4}) \frac{\partial T_{2,4}}{\partial s} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{H_1}{r_1} \lambda_4(T_{2,4}) \frac{\partial T_{2,4}}{\partial \eta} \right] \right\}, \\ L_4 < n_1 < L_5, \quad s_{2,i} < s < s_{3,i}, \quad i = 1, \dots, N_1; \quad (23)$$

— уравнение теплопроводности для воздушной прослойки между ЭГЭ на нижней (коллекторной) сферической части конструкции:

$$c_p(T)\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r_1 H_1} \left\{ \frac{\partial}{\partial n_1} \left[r_1 H_1 \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial n_1} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\frac{r_1}{H_1} \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial s} \right] + \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{H_1}{r_1} \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] \right\}, \quad L_4 < n_1 < L_5, \quad s_{3,i} < s < s_{4,i}, \quad i = 1, \dots, N_1; \quad (24)$$

— уравнение теплопроводности для трех последних слоев (ёмкости из Al_2O_3 и твердофазного газового охладителя) на нижней (коллекторной) сферической части тела:

$$c_{pj}(T_{2,j})\rho_j \frac{\partial T_{2,j}}{\partial t} = \frac{1}{r_1 H_1} \left\{ \frac{\partial}{\partial n_1} \left[r_1 H_1 \lambda_j(T_{2,j}) \frac{\partial T_{2,j}}{\partial n_1} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\frac{r_1}{H_1} \lambda_j(T_{2,j}) \frac{\partial T_{2,j}}{\partial s} \right] + \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{H_1}{r_1} \lambda_j(T_{2,j}) \frac{\partial T_{2,j}}{\partial \eta} \right] \right\}, \quad j = 5, 6, 7, \quad L_5 < n_1 < L_8, \quad 0 < s < s_A, \quad (25)$$

$$r_1 = (R_N - n_1) \sin(\bar{s}), \quad H_1 = \frac{R_N - n_1}{R_N}, \quad \bar{s} = \frac{s}{R_N}, \quad r_2 = (R_N - n_1) \cos \theta + (s - s_A) \sin \theta,$$

где u, v, w — компоненты линейной скорости в пограничном слое в естественной системе координат (s, n, η) , ρ — плотность газовой среды, P — давление, μ — динамическая вязкость, h — энтальпия, Γ — коэффициент перемежаемости, γ_{ef} — эффективное

значение адиабаты; r_w, r_i ($i = 1, 2$), H_1 — коэффициенты Ламе, T — температура, t — время, $c_{pj}, \lambda_j, \rho_j$ ($j = 1, \dots, 7$) — соответственно коэффициенты удельной теплоемкости, теплопроводности и плотность слоев конструкций АТЭТЗ, M — молекулярная масса газа, R — универсальная газовая постоянная, θ — угол конусности, β — угол атаки, n_1 — нормаль к поверхности, направленная вглубь оболочки; $G_i^{(j)}$ ($i = 1, 2, j = 1, 2$) — значения источников тепловыделения, приведенные в работе [10], Pr — число Прандтля; индексы T и 0 отвечают характеристикам турбулентного переноса и начальным условиям, нижние индексы 1, 2 соответствуют параметрам эмиттера и коллектора, верхние индексы (1), (2) — сферической и конической частям тела, черта сверху — безразмерная величина.

Начальные условия для рассматриваемой задачи имеют вид:

$$T_1|_{t=0} = T|_{t=0} = T_2|_{t=0} = T_0. \quad (26)$$

Граничные условия в газовой фазе записываются следующим образом:

— на внешней границе пограничного слоя при $n \rightarrow \infty$

$$u \rightarrow u_e(s, \eta), w \rightarrow w_e(s, \eta), h \rightarrow h_e(s, \eta), \quad (27)$$

где u_e, w_e, h_e и P_e в (9) определяются из решения системы уравнений Эйлера [22];

— на поверхности обтекаемого тела при $n = 0$

$$u(s, \eta) = 0, w = 0, v = 0, (0 < s < s_k). \quad (28)$$

При $0 \leq \eta < 2\pi$ на обтекаемой внешней поверхности оболочки ОАВ имеют место условия [3, 6]

$$\frac{\mu}{Pr} \left(\frac{\partial h}{\partial n} \right) \Big|_w - \varepsilon_1 \sigma T_{1,w}^4 = -\lambda_1 \left(\frac{\partial T_{1,1}}{\partial n_1} \right) \Big|_w, \quad 0 < s < s_k, \quad n = n_1 = 0. \quad (29)$$

На линиях сопряжения $n_1 = L_j, j = 1, 2$ и $n_1 = L_i, i = 5, 6, 7$ в областях 1 и 2 (рис. 1) выставляются условия идеального контакта и равенства температур:

$$\begin{aligned} \lambda_i \frac{\partial T_{1,i}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_i-0} &= \lambda_{i+1} \frac{\partial T_{1,i+1}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_i+0}, \quad i = 1, 2, \\ \lambda_{i-1} \frac{\partial T_{2,i-1}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_i-0} &= \lambda_i \frac{\partial T_{2,i}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_i+0}, \quad i = 5, 6, 7, \\ T_{1,i} \Big|_{n_1=L_i-0} &= T_{1,i+1} \Big|_{n_1=L_i+0}, \quad i = 1, 2, \\ T_{2,i-1} \Big|_{n_1=L_i-0} &= T_{2,i} \Big|_{n_1=L_i+0}, \quad i = 5, 6, 7. \end{aligned} \quad (30)$$

Для воздушных областей Q на сферической и конической частях тела при $n_1 = L_3$ и $n_1 = L_4$ выписываются граничные условия третьего рода:

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_j} = \Delta_j (T_{L_j} - T_{j*}), \quad j = 3, 4, \quad (31)$$

здесь * — характерная величина.

На поверхности слоя 3 ($n_1 = L_3$) для ЭГЭ на конической части при $s_{1,i} < s < s_{2,i}$, $i = 1, 2, \dots, N_2$ и на сферической части при $s_{1,i} < s < s_{2,i}$, $i = 1, \dots, N_1$ согласно первой формуле в (1) имеем

$$q_{L_3} = -\lambda_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_3}. \quad (32)$$

На поверхности слоя 3 ($n_1 = L_3$) в МЭЗ на конической части при $s_{2,i} \leq s \leq s_{3,i}$, $i = 1, 2, \dots, N_2$ и на сферической части при $s_{2,i} \leq s \leq s_{3,i}$, $i = 1, \dots, N_1$ выставляются граничные условия третьего рода и учитывается отвод тепла от излучения поверхности вольфрама:

$$-\lambda_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_3} = \Delta_1 (T_{1,3} \Big|_{n_1=L_3} - T_{1*}) - \varepsilon_2 \sigma T_{1,3}^4 \Big|_{n_1=L_3}. \quad (33)$$

На внешней поверхности слоя 4 ($n_1 = L_4$) на конической части при $s_{1,i} \leq s \leq s_{2,i}$, $i = 1, 2, \dots, N_2$ и на сферической части при $s_{1,i} \leq s \leq s_{2,i}$, $i = 1, \dots, N_1$ из второй формулы (1) имеем

$$q_{L_4} = -\lambda_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_4}. \quad (34)$$

На внешней поверхности слоя 4 ($n_1 = L_4$) в МЭЗ на конической части при $s_{0,i} \leq s \leq s_{1,i}$, $i = 1, 2, \dots, N_2$, $s_{0,1} = s_A$ и на сферической части при $s_{0,i} \leq s \leq s_{1,i}$, $i = 1, \dots, N_1$, $s_{0,1} = 0$ имеет место теплообмен по закону Ньютона:

$$-\lambda_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_4} = \Delta_2 (T_{2,4} \Big|_{n_1=L_4} - T_{2*}). \quad (35)$$

На внешней поверхности слоя 4 изолятора Al_2O_3 ($n_1 = L_4$) в МЭЗ на конической части при $s_{2,i} \leq s \leq s_{3,i}$, $i = 1, 2, \dots, N_2$ и на сферической части при $s_{2,i} \leq s \leq s_{3,i}$, $i = 1, \dots, N_1$ имеет место граничное условие третьего рода

$$-\lambda_5 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_4} = \Delta_2 (T_{2,4} \Big|_{n_1=L_4} - T_{2*}). \quad (36)$$

На поверхности слоя 7 EDC (рис. 1а) при $n_1 = L_8$ на сферической и конической частях тела выставляется условие теплообмена по закону Ньютона:

$$-\lambda_7 \frac{\partial T_{2,7}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_8} = \delta (T_{2,7} \Big|_{n_1=L_8} - T_0). \quad (37)$$

На линиях сопряжения на сфере ОЕ (рис. 1а) $s = s_{1,i}$ (слои 2, 3), $s = s_{3,i}$ (слои 4, 5) для $i = 1, \dots, N_1$ ЭГЭ и на конической части AD $s = s_{1,i}$ (слои 2, 3), $s = s_{3,i}$ (слои 4, 5) для $i = 1, 2, \dots, N_2$ ЭГЭ выписываются условия идеального контакта и равенства температур.

На сферической части тела эти граничные условия следующие:

$$\begin{aligned} \lambda_i \frac{\partial T_{j,i}}{\partial s} \Big|_{s=s_{0,1}-0} &= \lambda_i \frac{\partial T_{j,i}}{\partial s} \Big|_{s=s_{0,1}+0}, \quad j = 1, \quad i = 1, 2, 3, \quad j = 2, \quad i = 4-7, \quad s_{0,1} = 0, \\ \lambda_2 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial s} \Big|_{s=s_{1,i}-0} &= \lambda_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial s} \Big|_{s=s_{1,i}+0}, \quad \lambda_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial s} \Big|_{s=s_{2,i}-0} = \lambda_5 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial s} \Big|_{s=s_{2,i}+0}, \quad i = 1, \dots, N_1, \\ \lambda_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial s} \Big|_{s=s_{3,i}-0} &= \lambda \frac{\partial T}{\partial s} \Big|_{s=s_{3,i}+0}, \quad i = 1, \dots, N_1, \\ \lambda \frac{\partial T}{\partial s} \Big|_{s=s_{4,i}-0} &= \lambda_2 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial s} \Big|_{s=s_{4,i}+0}, \quad i = 1, \dots, N_1 - 1, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \lambda_5 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial S} \Big|_{s=s_{3,i}-0} &= \lambda \frac{\partial T}{\partial S} \Big|_{s=s_{3,i}+0}, \quad i = 1, \dots, N_1, \\
 \lambda \frac{\partial T}{\partial S} \Big|_{s=s_{4,i}-0} &= \lambda_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial S} \Big|_{s=s_{4,i}+0}, \quad i = 1, \dots, N_1 - 1, \\
 T_{j,i} \Big|_{s=s_{0,1}-0} &= T_{j,i} \Big|_{s=s_{0,1}+0}, \quad j = 1, \quad i = 1, 2, 3, \quad j = 2, \quad i = 4-7, \quad s_{0,1} = 0, \\
 T_{1,3} \Big|_{s=s_{1,i}-0} &= T_{1,3} \Big|_{s=s_{1,i}+0}, \quad T_{2,4} \Big|_{s=s_{2,i}-0} = T_{2,4} \Big|_{s=s_{2,i}+0}, \\
 T_{1,3} \Big|_{s=s_{3,i}-0} &= T \Big|_{s=s_{3,i}+0}, \quad i = 1, \dots, N_1, \\
 T \Big|_{s=s_{4,i}-0} &= T_{1,3} \Big|_{s=s_{4,i}+0}, \quad i = 1, \dots, N_1 - 1, \\
 T_{2,4} \Big|_{s=s_{3,i}-0} &= T \Big|_{s=s_{3,i}+0}, \quad i = 1, \dots, N_1, \\
 T \Big|_{s=s_{4,i}-0} &= T_{2,4} \Big|_{s=s_{4,i}+0}, \quad i = 1, \dots, N_1 - 1.
 \end{aligned} \tag{38}$$

На конической части выписываются соотношения:

$$\begin{aligned}
 \lambda \frac{\partial T}{\partial S} \Big|_{s=s_A-0} &= \lambda_i \frac{\partial T_{j,i}}{\partial S} \Big|_{s=s_A+0}, \quad j = 1, \quad i = 1, 2, 3, \quad j = 2, \quad i = 4-7, \\
 \lambda_2 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial S} \Big|_{s=s_{1,i}-0} &= \lambda_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial S} \Big|_{s=s_{1,i}+0}, \\
 \lambda_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial S} \Big|_{s=s_{2,i}-0} &= \lambda_5 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial S} \Big|_{s=s_{2,i}+0}, \quad i = 1, 2, \dots, N_2, \\
 \lambda_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial S} \Big|_{s=s_{3,i}-0} &= \lambda \frac{\partial T}{\partial S} \Big|_{s=s_{3,i}+0}, \quad i = 1, 2, \dots, N_2, \\
 \lambda \frac{\partial T}{\partial S} \Big|_{s=s_{4,i}-0} &= \lambda_2 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial S} \Big|_{s=s_{4,i}+0}, \quad i = 1, 2, \dots, N_2 - 1, \\
 \lambda_5 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial S} \Big|_{s=s_{3,i}-0} &= \lambda \frac{\partial T}{\partial S} \Big|_{s=s_{3,i}+0}, \quad i = 1, 2, \dots, N_2, \\
 \lambda \frac{\partial T}{\partial S} \Big|_{s=s_{4,i}-0} &= \lambda_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial S} \Big|_{s=s_{4,i}+0}, \quad i = 1, 2, \dots, N_2 - 1, \\
 T \Big|_{s=s_A-0} &= T_{j,i} \Big|_{s=s_A+0}, \quad j = 1, \quad i = 1, 2, 3, \quad j = 2, \quad i = 4-7, \\
 T_{1,3} \Big|_{s=s_{1,i}-0} &= T_{1,3} \Big|_{s=s_{1,i}+0}, \quad T_{2,4} \Big|_{s=s_{2,i}-0} = T_{2,4} \Big|_{s=s_{2,i}+0}, \quad i = 1, 2, \dots, N_2, \\
 T_{1,3} \Big|_{s=s_{3,i}-0} &= T \Big|_{s=s_{3,i}+0}, \quad i = 1, 2, \dots, N_2, \\
 T \Big|_{s=s_{4,i}-0} &= T_{1,3} \Big|_{s=s_{4,i}+0}, \quad i = 1, 2, \dots, N_2 - 1, \quad T_{2,4} \Big|_{s=s_{3,i}-0} = T \Big|_{s=s_{3,i}+0}, \quad i = 1, 2, \dots, N_2, \\
 T \Big|_{s=s_{4,i}-0} &= T_{2,4} \Big|_{s=s_{4,i}+0}, \quad i = 1, 2, \dots, N_2 - 1.
 \end{aligned} \tag{39}$$

На боковой поверхности конуса ВС (рис. 1а) при $s = s_k$ используется условие тепловой изоляции

$$\left. \frac{\partial T_{j,i}}{\partial s} \right|_{s=s_k} = 0, \quad j = 1, \quad i = 1, 2, 3, \quad j = 2, \quad i = 4 - 7. \quad (40)$$

Условия периодичности имеют вид:

$$T_{j,i}(t, n_1, s, \eta) = T_{j,i}(t, n_1, s, \eta + 2\pi), \quad j = 1, \quad i = 1, 2, 3, \quad j = 2, \quad i = 4 - 7, \\ T(t, n_1, s, \eta) = T(t, n_1, s, \eta + 2\pi), \quad (41)$$

где T_{j*} ($j = 1, 2, 3, 4$) — характерные температуры среды в МЭЗ, Δ_i ($i = 1, 2, 3, 4$) — коэффициенты теплоотдачи составной конструкции со средой МЭЗ вблизи торцов эмиттера и коллектора при $s = s_{i,0}$, $s = s_{3,i}$, $s_{1,0} = s_A$, $i = 1, 2, \dots, N_2 - 1$ на конусе и при $s = s_{i,0}$, $s = s_{3,i}$, $s_{1,0} = 0$, $i = 1, \dots, N_1$ на сфере, δ — коэффициент теплоотдачи подложки составной конструкции с внешней средой при $n_1 = L_8$.

2. Метод расчета и исходные данные

Система уравнений (5)–(8), (10)–(25) с начальными и граничными условиями (26)–(41) решалась с помощью численных методов. Система уравнений пространственного пограничного слоя рассматривалась в переменных типа Дороницына с учетом ламинарной, переходной и турбулентной областей течения. Для описания турбулентного течения применялась двухслойная модель турбулентного пограничного слоя [23, 24]. Трехслойная алгебраическая модель турбулентности учитывает наличие ламинарного вязкого подслоя, внутренней области турбулентного ядра, которая описывается формулой Ван-Дрифта–Себечи [24], и внешней области, в которой используется формула Сполдинга [23]. Точка турбулентного перехода и коэффициент перемежаемости определялись согласно теории турбулентных пятен Эммонса [25]. При численном интегрировании принималось $Pr_T = 1$. Для уравнений пограничного слоя с помощью итерационно-интерполяционного метода [26] были получены комбинированные разностные схемы, обеспечивающие сращивание искомых характеристик на границе ламинарного подслоя и турбулентного ядра и учитывающие характер изменения μ_T поперек пограничного слоя. Тестирование описанной модели пограничного слоя выполнялось путем сравнения с экспериментальными результатами работ [27, 28] и показало ее хорошую работоспособность.

Численное решение трехмерных уравнений (10)–(25) проводилось методом расщепления [29]. Использовалась неявная, абсолютно устойчивая, монотонная разностная схема с суммарной погрешностью аппроксимации $O(\tau + H_{n_1}^2 + H_s^2 + H_\eta^2)$, где H_{n_1} , H_s , H_η — шаги по пространству вдоль координат n_1 , s , η соответственно, τ — шаг по времени. Для проверки программы численного расчета в теле использовалась последовательность сгущающихся сеток по пространству: $h_1 = h_{n_1} = 10^{-3}$ м, $h_2 = h_{s1} = 0,925 \cdot 10^{-2}$ (на сфере), $h_3 = h_{s2} = 10^{-2}$ (на конусе), $h_4 = h_\eta = 0,087$ и бралось $H_{1,i} = 2 \cdot h_i$, $H_{2,i} = h_i$, $H_{3,i} = h_i / 2$, $H_{4,i} = h_i / 4$, $i = 1, 2, 3, 4$. Температура каркаса фиксировалась по глубине тела в различные моменты времени. Во всех вариантах задача решалась с переменным шагом по времени, который выбирался из условия заданной точности, одинаковой для всех шагов по пространству. Различие относительной погрешности по температуре падало и к моменту времени $t = t_z$ составляло: $\nu_1 = 11,4\%$, $\nu_2 = 6,2\%$, $\nu_3 = 3,1\%$, здесь t_z — время окончания теплового воздействия. Результаты расчета получены для шагов по пространству $H_{3,i} = h_i / 2$, $i = 1, 2, 3, 4$.

Расчеты обтекания конуса, затупленного по сфере, с углом полураствора $\theta = 15^\circ$, потоком химически равновесного воздуха при углах атаки $\beta = 0^\circ$ и $\beta = 10^\circ$ проводились для следующих условий [22], которые соответствуют параметрам: высоте полета ГЛА $H_\infty = 2,3 \cdot 10^4$ м, скорости тела $V_\infty = 3000$ м/с, $R_N = 0,1$ м, $h_{c0} = 4,72 \cdot 10^6$ Дж/кг. В воздушных областях Q для ЭГЭ давление P задавалось равным 1 атм. Расстояния слоев оболочки вглубь по n_1 (излучательная способность эмиттера, коллектора), их толщины, плотности, а также некоторые входные данные в уравнениях (1)–(4), (10)–(37) приведены в таблице [10]. Тепловой поток из газовой фазы $q_w = (\mu/Pr)(\partial h/\partial n)|_w$ отвечает первому слагаемому в левой части формулы (29). Коэффициент теплопроводности паров цезия в уравнении (4) принимался равным $\lambda_{Cs} = 1,65 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt{T}$ Вт/(м·К) [10, 11]. Теплофизические характеристики материалов слоев 2–4 (рис. 1с) взяты из работ [30, 31], а для слоя 6 (воздух или гелий) — из [31, 32]. Приводимые ниже результаты получены при $T_0 = 293$ К.

3. Результаты численного решения и их анализ

На рис. 2 представлены зависимости температуры внешней поверхности тела $T_{1,w}$ с учетом термоэлектронного охлаждения (ТЭО) (сплошные кривые) в отсутствие ТЭО (штриховые кривые), а также величина теплового потока из газовой фазы q_w (штрих-пунктирные кривые), когда в оболочке АТЭТЗ присутствует ЭГЭ в плоскости симметрии течения на наветренной и подветренной сторонах от продольной координаты $\bar{s} = s/R_N$. Кривые 1–4 на рис. 2 отвечают следующим моментам времени t : 1 — 10 с, 2 — 20 с, 3 — 30 с, 4 — $t = t_z$ ($t_z = 60$ с соответствует стационарному режиму нагрева тела)

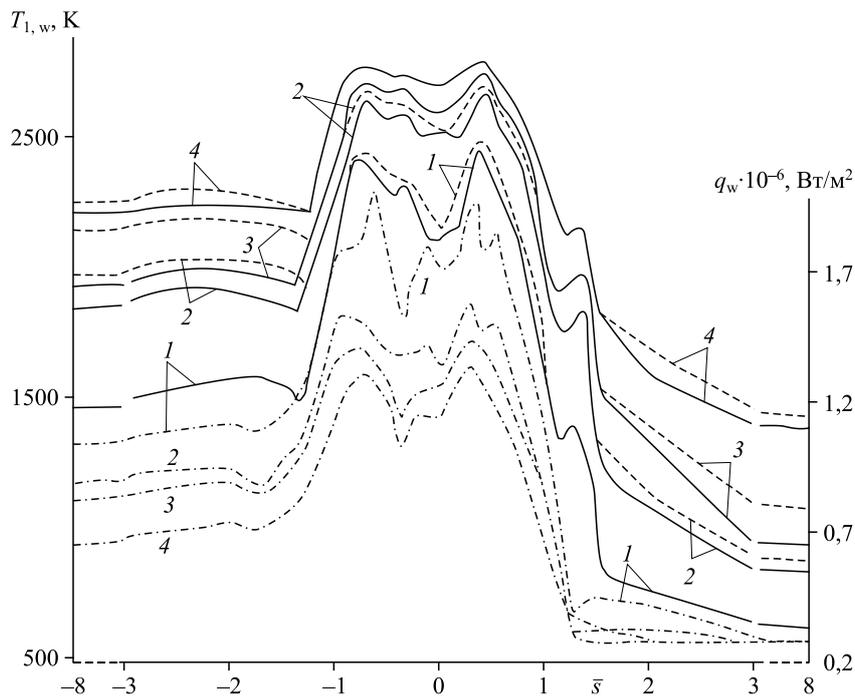


Рис. 2. Зависимость внешней температуры поверхности тела и теплового потока из газовой фазы (штрих-пунктирные линии) на наветренной и подветренной сторонах от продольной координаты в различные моменты времени. Сплошные линии отвечают наличию ТЭО, штриховые линии — его отсутствию.

и получены для опорного режима прогрева работы ЭГЭ, когда в слое b составной оболочки (см. рис. 1с) в качестве теплоносителя используется воздух. На рис. 2 координатная линия $\bar{s} = s/R_N < 0$, $\eta = \pi$, начиная от точки торможения, принадлежит наветренной плоскости, остальная часть координатной линии \bar{s} принадлежит подветренной плоскости. Координаты $\bar{s} \approx -1,3$ и $\bar{s} \approx 1,3$ соответствуют точкам сопряжения сферической и конической частей тела. Можно отметить, что в выделенные моменты теплового процесса наблюдается корреляция между распределением теплового потока и температурой внешней поверхности тела в областях, где реализуется турбулентный режим течения внешнего воздушного потока. В этих областях, которым соответствуют максимальные уровни аэродинамического нагрева, реализуются максимумы температуры внешней поверхности ГЛА. Эти области располагаются над вторым ЭГЭ на сферической части. В случае учета ТЭО достигаемые температурные уровни ниже, чем в случае, когда ТЭО не учитывается. В областях вниз по течению над ЭГЭ на конической части уровни теплового потока к поверхности тела снижаются. Эта ситуация качественно не меняется, хотя различия между достигаемыми значениями температуры при учете и без учета ТЭО увеличиваются. Наличие ТЭО снижает максимальную температуру поверхности оболочки $T_{1,w}$ на 116–151 К на конической части тела (см. кривые 3–4 на рис. 2) и на 50–150 К на сферической части тела (кривая 1). На подветренной стороне конической части тела эффект от учета ТЭО больше, чем на наветренной стороне.

На рис. 3 приведены распределения температуры эмиттера T_{1,L_3} (сплошные кривые) и коллектора T_{2,L_4} (штрих-пунктирные кривые) при учете работы ТЭО. Штриховые и штрих-пунктирные с двумя точками кривые отвечают эмиттеру и коллектору соответственно

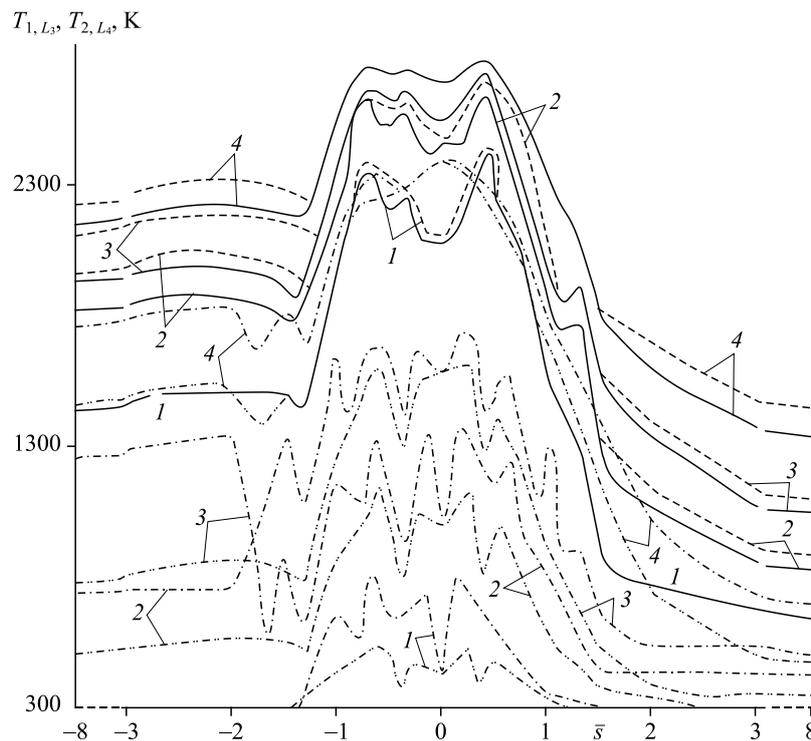


Рис. 3. Зависимость температуры поверхности эмиттера и коллектора от продольной координаты в те же самые моменты времени, что и на рис. 2.

Для эмиттера сплошные линии отвечают наличию ТЭО, штриховые — его отсутствию; для коллектора штрих-пунктирные линии соответствуют присутствию ТЭО, штрих-пунктирные с двумя точками — его отсутствию.

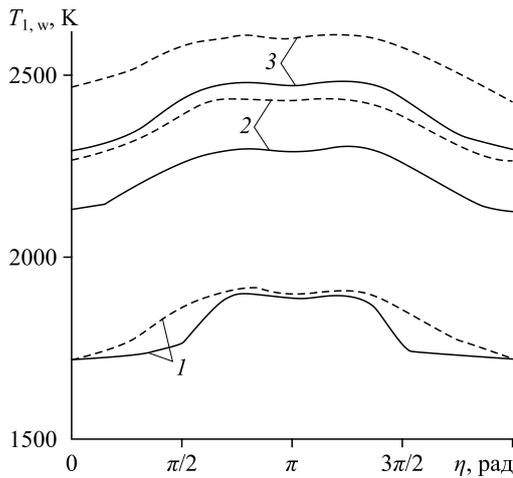


Рис. 4. Зависимости внешней температуры поверхности второго элемента ЭГЭ при $s = S_*$ полусферического затупления от окружной координаты в те же моменты времени, что и на рис. 2. Сплошные линии отвечают наличию ТЭО, штриховые линии — его отсутствию.

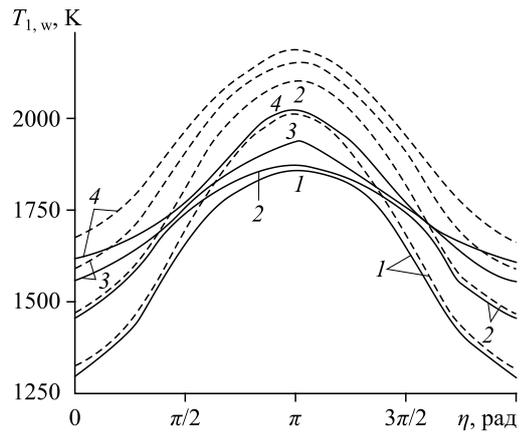


Рис. 5. Зависимости внешней температуры поверхности первого элемента ЭГЭ при $s = s_*$ на конической части оболочки от окружной координаты в те же моменты времени, что и на рис. 2. Обозначения см. на рис. 2.

но для случая отсутствия ТЭО в плоскости симметрии течения на наветренной и подветренной сторонах по продольной координате $\bar{s} = s / R_N$ в те же самые моменты времени, что и на рис. 2. Как видно из рис. 3, наличие ТЭО снижает максимальную температуру эмиттера (кривые 2–4) в некоторые моменты нагрева тела на 152–203 К на конической части и до 100 К на сферической части тела.

На рис. 4 представлены зависимости температуры внешней поверхности тела второго элемента ЭГЭ при $s = S_* = s_A / 2$ на сферическом затуплении в моменты времени t , равные 5 (1), 10 (2), 15 (3) с, в зависимости от окружной координаты η .

На рис. 5 представлены распределения температуры внешней поверхности первого элемента ЭГЭ на конической части тела при $s_* = (s_3 + s_A) / 2$ (см. рис. 1b) в моменты времени t , равные 20 (1), 25 (2), 30 (3), 35 (4) с по окружной координате η . Сплошные кривые отвечают режиму, когда происходит ТЭО, штриховые кривые — режиму, когда ТЭО отсутствует. Как видно из рисунков, для $\eta = 0$ (см. рис. 4) и $\eta = \pi$ (см. рис. 5) при наличии ТЭО максимальный перепад температур может достигать 217–232 К в процессе аэродинамического нагрева тела. Из анализа рис. 3–5 следует вывод, что эффект ТЭО на конической части оболочки становится заметным при достижении температур эмиттера выше 1600 К.

На рис. 6 приведены распределения плотности эмиссионного тока J (штриховые кривые) и силы тока I_1 (сплошные кривые), протекающего по эмиттеру в слое 3 второго элемента ЭГЭ на сферической части при $s = S_*$, а на рис. 7 — для первого элемента ЭГЭ конической части ($s = s_*$) по окружной координате η . Обозначения на рис. 6, 7 соответствуют рис. 4, 5. Из сравнения рис. 4–7 видно, что наибольший эффект охлаждения эмиттера в процессе прогрева отвечает максимальным значениям I_1 для $t = 10$ с на сферической части (см. рис. 6 при $\eta = 0$) и для $t = 25$ с на конической части (см. рис. 7 при $\eta = \pi$).

Снижение температуры внешней поверхности тела при учете ТЭО обусловлено дополнительным переносом тепла через межэлектродный зазор ($L_3 \leq n_1 \leq L_4$, см. рис. 1b). В этом случае, как видно из рис. 3, температура коллектора (слой 4) становится выше,

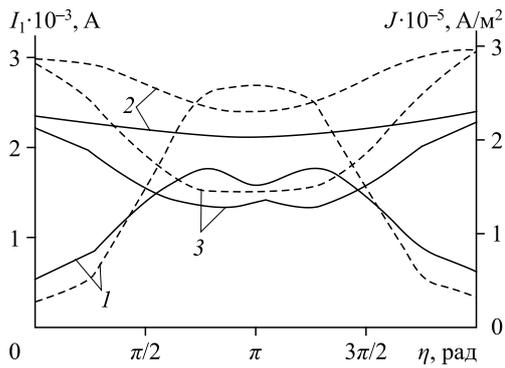


Рис. 6. Распределения плотности эмиссионного тока J (штриховые линии) и силы тока I_1 (сплошные линии), текущего по эмиттеру в слое 3 второго элемента ЭГЭ при $s = S_*$ полусферического затупления от окружной координаты. Обозначения см. на рис. 2.

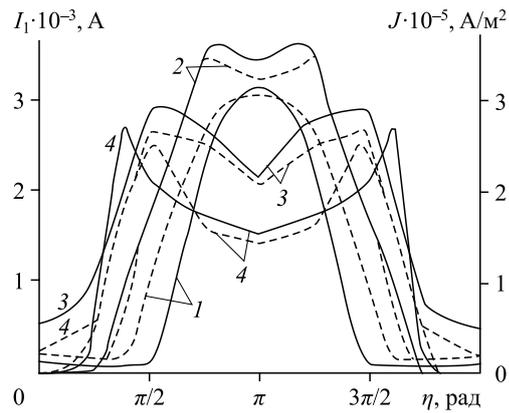


Рис. 7. Распределения плотности эмиссионного тока J (штриховые линии) и силы тока I_1 (сплошные линии), текущего по эмиттеру в слое 3 первого элемента ЭГЭ при $s = S_*$ конической части оболочки от окружной координаты. Обозначения см. на рис. 2.

а температура эмиттера (слой 3) ниже, чем без учета ТЭО. Без учета ТЭО в МЭЗ происходит незначительный перенос тепла, связанный с разницей излучений с внешних поверхностей эмиттера и коллектора. Вследствие этого тепло, поступающее от аэродинамического нагрева, в основном аккумулируется в трех верхних слоях. При включении ТЭП через МЭЗ посредством электронной эмиссии осуществляется дополнительный перенос тепла от эмиттера к коллектору и вглубь ТЭП. Аккумуляция тепла происходит в большем объеме ТЭП. За счет этого температура внешней поверхности тела снижается более чем на 150–200 К на некоторых интервалах процесса аэродинамического нагрева. В целом ТЭП позволяет таким образом управлять тепловыми режимами и вырабатывать некоторое количество энергии.

На рис. 8 представлены зависимости внешней температуры поверхности оболочки от продольной координаты \bar{x} при учете эффекта ТЭО. Кривые 1, 2 здесь приведены в плоскости симметрии течения и получены для моментов времени $t = 10$ (1), 15 (2) с. Сплошные кривые отвечают случаю обтекания ГЛА под углом атаки $\beta = 10^\circ$, штриховые кривые — под углом атаки $\beta = 0$. Как видно из рисунка, в сечении $\bar{x} = \pm 2$ максимальный перепад температур может достигать 400–450 К в процессе аэродинамического нагрева. Последнее связано с перетеканием тепла с наветренной на подветренную сторону тела при наличии угла атаки.

С практической точки зрения представляет интерес величина температуры внутренней стенки T_{2,L_8} конструкции для коллектора. На рис. 9, 10 сплошные кривые отвечают распределению температуры при $\eta = 0$ по координате n_1 второго элемента ЭГЭ на сферической части при $s = S_*$ (рис. 9) и первого элемента ЭГЭ на конической части тела в сечении $s = s_*$ (рис. 10) соответственно в моменты времени, указанные на рис. 2. При этом в слое 6 составной оболочки в качестве теплоносителя используется воздух. Обнаружено, что температура внутренней стенки подложки в момент $t = t_z$ увеличилась незначительно — до $T_{2,L_8} = 306$ К второго элемента на сферической части при $s = S_*$ и до $T_{2,L_8} = 299$ К первого элемента на конической части тела при $s = s_*$.

Если в качестве теплоносителя в слое 6 использовать гелий, теплофизические характеристики которого известны [31], то максимальная температура поверхности коллектора при $\eta = 0$, $t = t_z$ на сферической части при $s = S_*$ не превышает 1518 К (см. на рис. 9

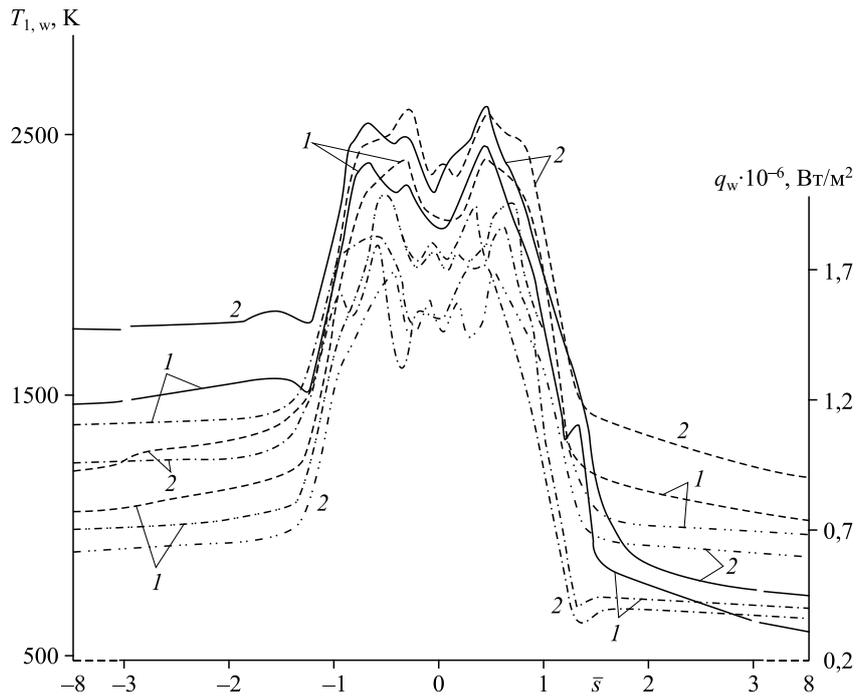


Рис. 8. Зависимости внешней температуры поверхности оболочки в плоскости симметрии течения от продольной координаты в различные моменты времени. Сплошные линии отвечают наличию прогрева тела по окружной координате, штриховые — осесимметричному варианту при нулевом угле атаки.

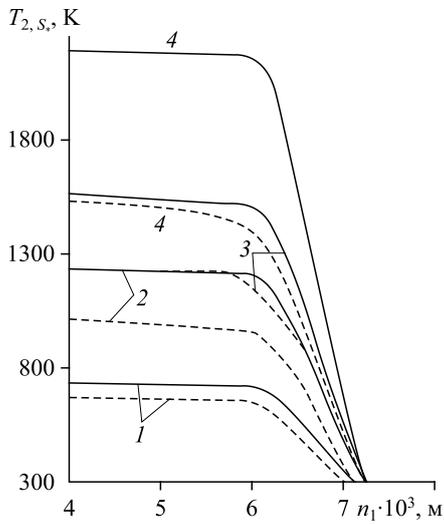


Рис. 9. Распределение температуры коллектора на глубине n_1 в сечении $\eta = 0$ второго элемента ЭГЭ при $s = S_*$ полусферического затупления в те же моменты времени, что и на рис. 2. Сплошные линии отвечают теплоносителю воздуху в шестом слое оболочки, штриховые — гелию.

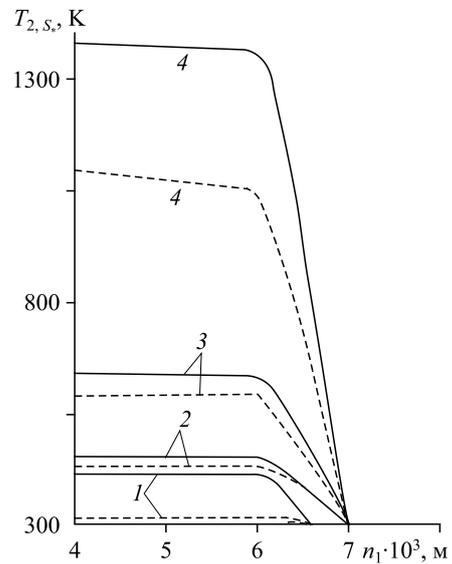


Рис. 10. Распределение температуры коллектора на глубине n_1 в сечении $\eta = 0$ первого элемента ЭГЭ при $s = S_*$ конической части оболочки. Обозначения см. на рис. 9.

штриховые кривые), а на конической части тела в сечении $s = s_*$ не превышает 1097 К (см. на рис. 10 штриховые кривые) соответственно. В случае использования воздуха эти температуры составили 2400 К и 1490 К для сферической и конической частей соответственно. Этот эффект объясняется более высокой теплоемкостью гелия по сравнению с воздухом.

Заключение

Разработана и исследована математическая модель системы термоэмиссионной тепловой защиты при высокотемпературном обтекании составного тела. Сопряженная постановка задачи позволяет учесть влияние неизотермичности стенки оболочки на характеристики теплообмена в пограничном слое. Получены оценки эффекта снижения температуры внешней поверхности оболочки ГЛА и температуры поверхности эмиттера в результате тепловой эмиссии электронов с поверхности эмиттера. Установлено влияние разных теплоносителей на режимы теплообмена в многослойной оболочке. Результаты численных расчетов качественно согласуются с известными данными [7–11]. Многоэлементная компоновка АТЭТЗ позволяет обеспечить тепловую защиту оболочки ГЛА и создать некоторое количество электрической энергии за счет термоэмиссионного эффекта. Получаемую таким образом электрическую энергию можно расходовать, например, на обеспечение перспективных систем электромагнитного взаимодействия с набегающим потоком. К таким системам относятся электромагнитные системы управления лобовым сопротивлением и подъемной силой, системы поддержания рабочих процессов в энергодвигательных установках.

Список литературы

1. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 392 с.
2. Никитин П.В. Тепловая защита. М.: Московский авиационный институт, 2006. 512 с.
3. Гришин А.М., Голованов А.Н., Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Якимов А.С. Математическое и физическое моделирование тепловой защиты. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 2011. 358 с.
4. Горский В.В. Теоретические основы расчета абляционной тепловой защиты. М.: Научный мир, 2015. 688 с.
5. Yakimov A.S. Thermal protection modeling of hypersonic flying apparatus. Switzerland: Springer, 2018. 114 p.
6. Ефимов К.Н., Овчинников В.А., Якимов А.С. Математическое моделирование влияния вращения на характеристики сопряженного теплообмена при высокоэнтальпийном обтекании затупленного по сфере конуса под углом атаки // Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 24, № 5. С. 677–689.
7. Пат. № 2404087 РФ, МПК⁵¹ В64С 1/38, В64G 1/50. Термоэмиссионный способ защиты частей летательного аппарата при их аэродинамическом нагреве / В.А. Керножицкий, А.В. Колычев, Д.М. Охочинский. Патентообладатель Балтийский гос-ый техн. ун-т «Военмех». № 2009140802/11; заявл. 03.11.2009; опубл. 20.11.2010, Бюл. 32. 7 с.
8. Керножицкий В.А., Колычев А.В., Макаренко А.В. Разработка методики расчета многоэлементной термоэмиссионной тепловой защиты гиперзвуковых летательных аппаратов // Электронный журнал «Труды МАИ». 2014. Вып. 75. С. 1–18.
9. Зимин В.П., Ефимов К.Н., Колычев А.В., Керножицкий В.А., Овчинников В.А., Якимов А.С. Моделирование активной термоэмиссионной тепловой защиты при конвективном нагреве составной оболочки // Космическая техника и технологии. 2019. № 1(24). С. 23–34.
10. Зимин В.П., Ефимов К.Н., Колычев А.В., Керножицкий В.А., Овчинников В.А., Якимов А.С. Моделирование системы тепловой защиты основанной на термоэмиссионной технологии // Теплофизика и аэромеханика. 2020. Т. 27, № 2. С. 227–240.
11. Ушаков Б.А., Никитин В.Д., Емельянов И.Я. Основы термоэмиссионного преобразования энергии. М.: Атомиздат, 1974. 288 с.
12. Синяевский В.В. Методы и средства экспериментальных исследований и реакторных испытаний термоэмиссионных электрогенерирующих сборок. М.: Энергоатомиздат, 2000. 375 с.
13. Квасников Л.А., Кайбышев В.З., Каландаришвили А.Г. Рабочие процессы в термоэмиссионных преобразователях ядерных энергетических установках. М.: Московский авиационный институт, 2001. 208 с.
14. Бровальский Ю.А., Рожкова Н.М., Синяевский В.В., Юдицкий В.Д. Обобщенный расчет вольт-амперных характеристик и полей температуры термоэмиссионных преобразователей на основе данных испытаний изотермического ТЭП // Термоэмиссионные преобразователи энергии. М.: ВНИИТ, 1969. С. 281–294.
15. Коноплев А.А., Юдицкий В.Д., Пушина Л.И. Эмпирический метод расчета вольт-амперных характеристик разрядного режима термоэлектронного преобразователя // Журн. технич. физики. 1975. Т. 45, вып. 2. С. 314–321.

16. **Бабушкин Ю.В., Зимин В.П.** Методы расчета вольт-амперных характеристик термоэмиссионных электрогенерирующих сборок // Изв. Томского политехн. ун-та. 2006. Т. 309, № 2. С. 135–139.
17. **Бабушкин Ю.В., Зимин В.П., Хомяков Е.А.** Программное обеспечение и результаты моделирования термоэмиссионных систем // Изв. Томского политехн. ун-та. 2006. Т. 309, № 3. С. 53–57.
18. **Сергеев Д.Н., Титков А.С.** Адсорбирующие электроды. М.: Энергоиздат, 1982. 128 с.
19. **Пелецкий В.Е., Воскресенский В.Ю.** Теплофизические свойства тантала при температурах выше 1000 °С // Теплофизика высоких температур. 1966. Т. 4, № 4. С. 336–342.
20. **Бодряков В.Ю.** Теплоемкость твердого тантала: самосогласованный расчет // Теплофизика высоких температур. 2013. Т. 51, № 2. С. 233–242.
21. **Гришин А.М., Фомин В.М.** Сопряженные и нестационарные задачи механики реагирующих сред. Новосибирск: Наука, 1984. 319 с.
22. **Лунев В.В., Магомедов К.М., Павлов В.Г.** Гиперзвуковое обтекание притупленных конусов с учетом равновесных физико-химических превращений. М.: ВЦ АН СССР, 1968. 203 с.
23. **Патанкар С., Сполдинг Д.** Тепло- и массообмен в пограничных слоях. М.: Энергия, 1970. 127 с.
24. **Sebeci T.** Behavior of turbulent flow near a porous wall with pressure gradient // AIAA J. 1970. Vol. 8, No. 12. P. 48–52.
25. **Chen K.K., Thyson N.A.** Extension of Emmons spot theory to flows on blunt bodies // AIAA J. 1971. Vol. 9, No. 5. P. 821–825.
26. **Гришин А.М., Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Субботин А.Н., Якимов А.С.** Итерационно-интерполяционный метод и его приложения. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 2004. 320 с.
27. **Widhopf G.F.** Turbulent heat-transfer measurements on a blunt cone at angle of attack // AIAA J. 1971. Vol. 9, No. 8. P. 1574–1580.
28. **Widhopf G.F., Hall R.** Transitional and turbulent heat-transfer measurements on a yawed blunt conical nosetip // AIAA J. 1972. Vol. 10, No. 10. P. 1318–1325.
29. **Самарский А.А.** Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971. 552 с.
30. **Зиновьев В.Ф.** Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. Справочник. М.: Металлургия, 1989. 383 с.
31. **Чиркин В.С.** Теплофизические свойства материалов ядерной техники. Справочник. М.: Атомиздат, 1968. 484 с.
32. **Варгафтик Н.Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: ФМГИ, 1963. 670 с.

*Статья поступила в редакцию 8 октября 2020 г.,
после доработки — 8 октября 2021 г.,
принята к публикации 18 мая 2021 г.*