

УДК 536.46:629.782

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОЭЛЕКТРОННОЙ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ ПРИ ОБТЕКАНИИ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ВОЗДУХА СФЕРИЧЕСКИ ЗАТУПЛЕННОГО КОНУСА

© 2021 г. К. Н. Ефимов<sup>1</sup>, А. В. Кольчев<sup>2</sup>, В. А. Керножицкий<sup>2</sup>,  
В. А. Овчинников<sup>1</sup>, А. С. Якимов<sup>1</sup>, \*

<sup>1</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

<sup>2</sup>Балтийский государственный технический университет “ВОЕНМЕХ”  
им. Д.Ф. Устинова, Санкт-Петербург, Россия

\*E-mail: yakimovas@mail.ru

Поступила в редакцию 17.07.2020 г.

После доработки 16.08.2020 г.

Принята к публикации 14.10.2020 г.

Разработана математическая модель системы термоэлектронной тепловой защиты для исследования характеристик сопряженного тепломассообмена при пространственном обтекании тела высокоэнтальпийным воздушным потоком. Выполнены оценки влияния испарения (эмиссии) электронов с поверхности эмиттера на понижение температуры составной оболочки термоэлектронной тепловой защиты. Исследовано влияние разных углов атаки на режимы теплообмена в системе многоэлементной термоэмиссионной тепловой защиты. Получено качественное согласие результатов расчета с известными данными.

DOI: 10.31857/S0040364421030042

### ВВЕДЕНИЕ

При проектировании высокоскоростных летательных аппаратов (ВЛА) актуальным является проведение исследований, связанных с созданием систем тепловой защиты от аэродинамического нагрева [1–6].

Перспективным вариантом решения этой проблемы предполагается использование термоэмиссионной технологии [7–11] – электронного охлаждения в результате тепловой эмиссии электронов с поверхности эмиттера. Этот физический эффект позволяет преобразовывать тепловую энергию, полученную от конвективного нагрева, непосредственно в электрическую. При использовании такой технологии снижаются температуры элементов тепловой защиты и вырабатывается электрическая энергия, которая может быть использована, например, для задач управления аэродинамическими характеристиками ВЛА. Для решения этой научно-технической задачи с высокой точностью необходимо разработать математическое и физическое моделирование работы таких систем с учетом сложной природы взаимодействия высокоэнтальпийных потоков с теплозащитным материалом (рис. 1а), когда сами элементы конструкции высокоскоростного аппарата в большей мере участвуют в процессе их охлаждения (рис. 1б). Применение этого подхода позво-

лит моделировать системы термоэлектронной тепловой защиты (ТЭТЗ) ВЛА в условиях, которые соответствуют реальным нагрузкам вдоль их траектории.

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

В настоящей работе, в отличие от предыдущих статей [9, 10], представлена и исследована модель многоэлементной ТЭТЗ в трехмерной постановке по пространству (рис. 1а). Кроме того, электрическая нагрузка  $\delta$  для каждого электрогенерирующего элемента находится в воздушной прослойке между элементами (рис. 1б). Задача решается в сопряженной постановке [3, 6], так как это позволяет существенно повысить точность определения тепловых характеристик по сравнению с отдельными оценками теплообмена [10]. Исследовалось влияние параметров элементов ТЭТЗ на температуру конструкций ВЛА и электрические характеристики термоэмиссионных преобразователей (ТЭП).

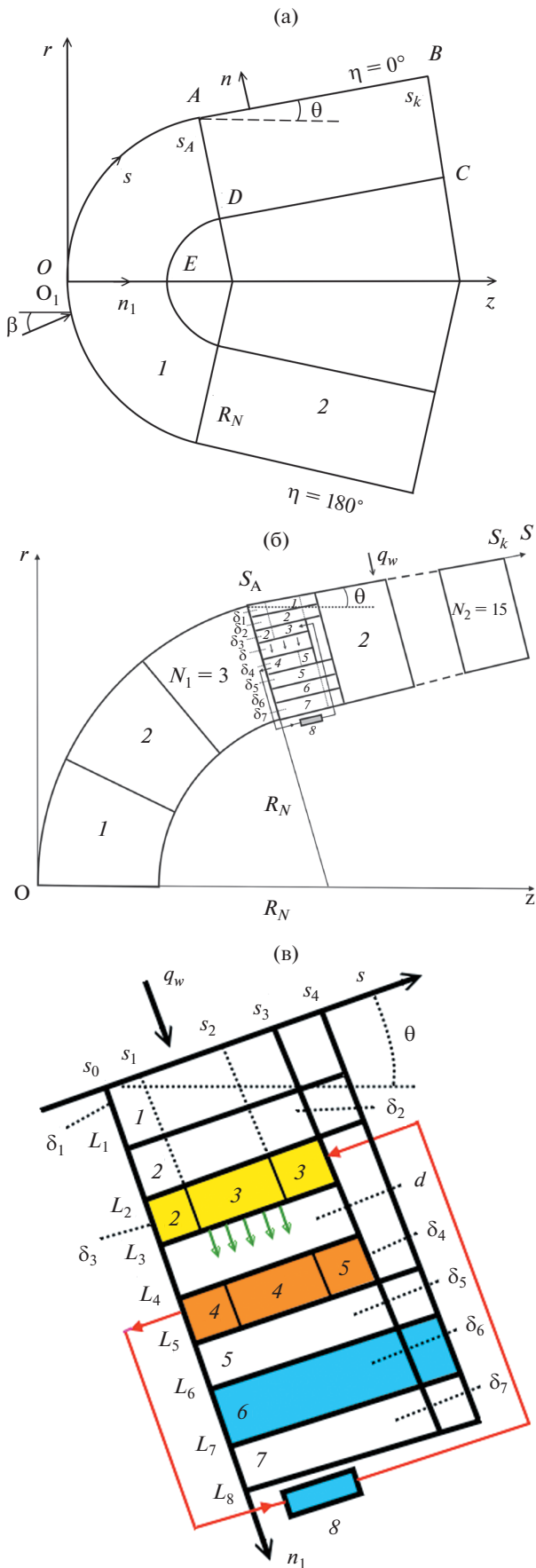


Рис. 1. Схема конструкции обтекаемого тела с электрогенерирующим элементом.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается многоэлементная конструкция из электрогенерирующих элементов (ЭГЭ). Схема распределения элементов многоэлементной ТЭТЗ на сферической и конической оболочках тела представлена на рис. 1б. В данной задаче  $N_1 = 3$  – количество ЭГЭ на сферической части тела,  $N_2 = 15$  – количество ЭГЭ на конической части тела. Для дальнейшего анализа рассмотрим типичную схему ЭГЭ [9, 10]. 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. 1в). Координата  $n_1$  направлена от поверхности в глубь оболочки (рис. 1а). Эмиттерная часть типового ЭГЭ состоит из трех слоев. Слой 1 – внешняя область из тантала [19, 20] (рис. 1в). Слой 2 – эмиттерная изоляция из карбида циркония. Слой 3 включает изолятор из ZrC (2), собственно эмиттер из вольфрама (3) и вольфрамовый токоввод (3). Коллекторная часть типового ЭГЭ состоит из четырех слоев. Слой 4 состоит из молибденового токовывода (4), собственно коллектора из молибдена (4) и изолятора 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 обозначает потребителя (электрическую нагрузку). Эмиттерная и коллекторная части составляют термоэмиссионный элемент. На рис. 1в  $d$  обозначает ширину межэлектродного зазора (МЭЗ). Величины  $L_j, j = 1-8$  являются расстояниями от начала координат по координате  $n_1$  для слоев 1–3, зазора, слоев 4–7. Величины  $\delta_j, j = 1-7$  – толщины слоев 1–7. Область  $Q: \{L_2 \leq n_1 \leq L_5, s_3 \leq s \leq s_4, 0 \leq \eta \leq 2\pi\}$  в типовом ЭГЭ занята воздухом (рис. 1б, 1в). На рис. 1б представлена схема распределения элементов многоэлементной ТЭТЗ на сферической и конической оболочках тела. Схема каждого элемента идентична описанной выше для типового ЭГЭ.

Исследование характеристик ЭГЭ основывается на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) изотермического термоэмиссионного преобразователя (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 ТЭТЗ необходимо решать самосогласованную задачу, состоящую из электрической и тепловой моделей. В результате ее решения получают распределения

потенциальных, токовых, тепловых и других искомых. Как основа была использована электрическая модель [14], которая расширена на более общий случай: коллектор не эквипотенциален и электропроводности электродов и коммутационных деталей зависят от их температуры [9, 10].

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

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

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

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

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

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  $I_1(s, \eta) = 2\pi R_1 \int_{s_1}^s J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) ds$ ,  $I_2(s, \eta) = 2\pi R_1 \int_s^{s_2} J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) ds$ ,  $I_1(s, \eta) + I_2(s, \eta) = I_R$ ;  $\varphi_j$ ,  $j = 1, 2$  – 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 [10];  $S_1 = 2\pi\delta_3(R_1 + \delta_3/2)$ ;  $S_2 = 2\pi\delta_4(R_2 - \delta_4/2)$ ;  $\Delta V$  – разность напряжения между эмиттером и коллектором;  $R_1 = R_N - L_3$ ;  $R_2 = R_N - L_4$ ;  $R_N$  – радиус сферического затупления;  $k$  – постоянная Больцмана;  $e$  – заряд электрона;  $\sigma$  – постоянная Стефана–Больцмана;  $\lambda_{Cs}$  – коэффициент теплопроводности паров цезия в межэлектродном зазоре;  $\xi_j$ ,  $j = 1, 2$  – коэффициенты электропроводности эмиттера и коллектора;  $\varepsilon_s$  – приведенная излучательная способность поверхности эмиттера и коллектора. Индексы: первые нижние 1 и 2 в правой части формул (2)–(4) отвечают параметрам эмиттера и коллектора, вторые нижние – номеру слоя  $\delta_j$ ,  $j = 1-7$ ; верхние 1 и 2 – параметрам полусферы и конической части тела; Cs – парам цезия; A – граница сопряжения сфера–конус на рис. 1а;  $k$  – ко-

нечное значение по координате  $s$ ; \* – характерная величина.

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

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

Набегающий газовый поток рассматривается в рамках модели химически равновесного воздуха. При использовании гипотез “пассивности” и равенства единице чисел Льюиса для всех компонентов воздушной смеси система уравнений пространственного ПС в естественной системе координат, связанной с внешней поверхностью обтекаемого тела, имеет вид [3, 6] (рис. 1а)

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

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

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

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

$$P = \rho h(\gamma_{ef} - 1)/\gamma_{ef}, \quad P = P_e(s, \eta),$$

$$H = h + (u^2 + w^2)/2, \quad \mu_\Sigma = \mu + \Gamma\mu_T, \quad (9)$$

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

С целью сокращения дальнейших записей введем обозначения  $\text{div}(\text{grad } T_{i,j})^{(k)} = \Delta^{(k)} T_{i,j}$ ,  $k = 1, 2$ ;  $i = 1, j = 1-3$ ;  $i = 2, j = 4-7$ : на полусферическом затуплении для металлических слоев и воздушной прослойки при  $k = 1$ ,  $0 < s < s_A$ ,  $0 < n_1 < L_3$ ,  $L_4 < n_1 < L_8$ ,  $0 < \eta < 2\pi$

$$\Delta^{(1)}T_{i,j} = \frac{1}{r_1 H_1} \frac{\partial}{\partial n_1} \left[ r_1 H_1 \lambda_j(T_{i,j}) \frac{\partial T_{i,j}}{\partial n_1} \right] + \frac{1}{r_1 H_1} \frac{\partial}{\partial s} \left[ \frac{r_1}{H_1} \lambda_j(T_{i,j}) \frac{\partial T_{i,j}}{\partial s} \right] + \frac{1}{r_1 H_1} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ \frac{H_1}{r_1} \lambda_j(T_{i,j}) \frac{\partial T_{i,j}}{\partial \eta} \right], \quad (10)$$

$$\Delta^{(1)}T = \frac{1}{r_1 H_1} \frac{\partial}{\partial n_1} \left[ r_1 H_1 \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial n_1} \right] + \frac{1}{r_1 H_1} \frac{\partial}{\partial s} \left[ \frac{r_1}{H_1} \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial s} \right] + \frac{1}{r_1 H_1} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ \frac{H_1}{r_1} \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right]; \quad (11)$$

на конической части тела для металлических слоев и воздушной прослойки при  $k = 2$ ,  $s_A < s < s_k$ ,  $0 < n_1 < L_3$ ,  $L_4 < n_1 < L_8$ ,  $0 < \eta < 2\pi$

$$\Delta^{(2)}T_{i,j} = \frac{\partial}{\partial n_1} \left[ \lambda_j(T_{i,j}) \frac{\partial T_{i,j}}{\partial n_1} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[ \lambda_j(T_{i,j}) \frac{\partial T_{i,j}}{\partial s} \right] + \frac{1}{r_2^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ \lambda_j(T_{i,j}) \frac{\partial T_{i,j}}{\partial \eta} \right], \quad (12)$$

$$\Delta^{(2)}T = \frac{\partial}{\partial n_1} \left[ \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial n_1} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[ \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial s} \right] + \frac{1}{r_2^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right]. \quad (13)$$

Если воспользоваться обозначениями операторов (10)–(13), то получим для слоев Та и ZrC конструкции эмиттера при  $0 < n_1 < L_2$ ,  $0 < s < s_k$  (рис. 16)

$$c_{pj}(T_{1,j})\rho_j \frac{\partial T_{1,j}}{\partial t} = \Delta^{(k)}T_{1,j}, \quad k = 1, 2; \quad j = 1, 2; \quad (14)$$

при  $L_2 < n_1 < L_3$  для слоев ZrC на полусферическом затуплении тела  $s_{0,m} < s < s_{1,m}$ ,  $s_{0,1} = 0$ ,  $m = 1, \dots, N_1$  и на конической части оболочки  $s_{0,m} < s < s_{1,m}$ ,  $s_{0,1} = s_A$ ,  $m = 1, 2, \dots, N_2$  имеем уравнение теплопроводности

$$c_{p2}(T_{1,3})\rho_2 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial t} = \Delta^{(k)}T_{1,3}, \quad k = 1, 2; \quad (15)$$

при  $L_2 < n_1 < L_3$  для слоя W собственно эмиттера на полусферическом затуплении тела  $s_{1,m} < s < s_{3,m}$ ,  $m = 1, \dots, N_1$  и на конической части оболочки  $s_{1,m} < s < s_{3,m}$ ,  $m = 1, 2, \dots, N_2$  записывается уравнение сохранения энергии

$$c_{p3}(T_{1,3})\rho_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial t} = \Delta^{(k)}T_{1,3} + G_1^{(k)}, \quad k = 1, 2; \quad (16)$$

при  $L_2 < n_1 < L_3$  для воздушной прослойки между ЭГЭ в верхней конструкционной части эмиттера на полусферическом затуплении тела  $s_{3,m} < s < s_{4,m}$ ,  $m = 1, \dots, N_1$  и на конической части оболочки  $s_{3,m} < s < s_{4,m}$ ,  $m = 1, 2, \dots, N_2 - 1$  имеем

$$c_p(T)\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \Delta^{(k)}T, \quad k = 1, 2; \quad \rho = PM/(RT). \quad (17)$$

Если использовать обозначения (10)–(13), то на коллекторной части конструкции для слоя Мо при  $L_4 < n_1 < L_5$  на полусферическом затуплении тела  $s_{0,m} < s < s_{2,m}$ ,  $s_{0,1} = 0$ ,  $m = 1, \dots, N_1$  и на конической части оболочки  $s_{0,m} < s < s_{2,m}$ ,  $s_{0,1} = s_A$ ,  $m = 1, 2, \dots, N_2$  записывается уравнение сохранения энергии

$$c_{p4}(T_{2,4})\rho_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial t} = \Delta^{(k)}T_{2,4} + G_2^{(k)}, \quad k = 1, 2; \quad (18)$$

в коллекторной части конструкции для слоя Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при  $L_4 < n_1 < L_5$  на полусферическом затуплении тела  $s_{2,m} < s < s_{3,m}$ ,  $m = 1, \dots, N_1$  и на конической части оболочки  $s_{2,m} < s < s_{3,m}$ ,  $m = 1, 2, \dots, N_2$  уравнение теплопроводности имеет вид

$$c_{p5}(T_{2,4})\rho_5 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial t} = \Delta^{(k)}T_{2,4}, \quad k = 1, 2; \quad (19)$$

при  $L_4 < n_1 < L_5$  для воздушной прослойки между ЭГЭ в нижней конструкционной части коллектора на полусферическом затуплении тела  $s_{3,m} < s < s_{4,m}$ ,  $m = 1, \dots, N_1$  и на конической части оболочки  $s_{3,m} < s < s_{4,m}$ ,  $m = 1, 2, \dots, N_2 - 1$  имеем

$$c_p(T)\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \Delta^{(k)}T, \quad k = 1, 2; \quad \rho = PM/(RT). \quad (20)$$

Для остальных слоев оболочки конструкции коллектора при  $L_5 < n_1 < L_8$ ,  $0 < s < s_k$  уравнения теплопроводности следующие:

$$c_{pj}(T_{2,j})\rho_j \frac{\partial T_{2,j}}{\partial t} = \Delta^{(k)}T_{2,j}, \quad k = 1, 2; \quad j = 5-7;$$

$$r_1 = (R_N - n_1) \sin(\bar{s}), \quad H_1 = \frac{R_N - n_1}{R_N}, \quad \bar{s} = \frac{s}{R_N}, \quad (21)$$

$$r_2 = (R_N - n_1) \cos \theta + (s - s_A) \sin \theta,$$

где  $u, v, w$  – компоненты линейной скорости в ПС в естественной системе координат  $(s, n, \eta)$ ;  $\rho$  – плотность газовой среды;  $P$  – давление;  $\mu$  – динамическая вязкость;  $h$  – энтальпия;  $\Gamma$  – коэффициент перемежаемости;  $\gamma_{ef}$  – эффективное значение адиабаты;  $r_w, r_i, i = 1, 2$ ;  $H_1$  – коэффициенты Ламе;  $T$  – температура;  $t$  – время;  $c_{pj}, \lambda_j, \rho_j, j = 1-7$  – коэффициенты удельной теплоемкости, теплопроводности и плотности слоев конструкций ТЭТЗ;  $M$  – молекулярная масса газа;  $R$  – универсальная газовая постоянная;  $\theta$  – угол конусности;  $\beta$  – угол атаки;  $n_1$  – нормаль к поверхности, направлена в глубь оболочки;  $G_i^{(j)}, i, j = 1, 2$  – источники тепловыделения, приведенные в [10];  $Pr$  – число Прандтля.

Индексы:  $T$ ,  $0$  отвечают характеристикам турбулентного переноса и начальным условиям;  $1, 2$  нижние – параметрам эмиттера и коллектора;  $(1)$ ,  $(2)$  верхние – сферической и конической части тела;  $\Sigma$  – суммарная величина;  $ef$  – эффективное значение;  $e$  – значение на внешней границе ПС; черта вверху – безразмерная величина;  $w$  – поверхность обтекаемого тела.

Начальные условия:

$$T_1|_{l=0} = T|_{l=0} = T_2|_{l=0} = T_0. \quad (22)$$

Граничные условия в газовой фазе записываются следующим образом:

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

$$u \rightarrow u_e(s, \eta), \quad w \rightarrow w_e(s, \eta), \quad h \rightarrow h_e(s, \eta), \quad (23)$$

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

на поверхности обтекаемого тела при  $n = 0$

$$u(s, \eta) = 0, \quad w = 0, \quad v = 0 \quad (24)$$

$$(0 < s < s_k, \quad 0 \leq \eta < 2\pi).$$

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

$$\frac{\mu}{Pr} \left( \frac{\partial h}{\partial n} \right)_w - \varepsilon_1 \sigma T_{1,w}^4 = -\lambda_1 \left( \frac{\partial T_{1,1}}{\partial n_1} \right)_w, \quad 0 < s < s_k, \quad (25)$$

$$n = n_1 = 0.$$

На линиях сопряжения  $n_1 = L_j, j = 1, 2$  и  $n_1 = L_i, i = 5-7$  в области  $1$  и  $2$  на рис. 1 выставляются условия идеального контакта и равенства температур

$$\lambda_i \frac{\partial T_{1,i}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_i-0} = \lambda_{i+1} \frac{\partial T_{1,i+1}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_i+0}, \quad i = 1, 2;$$

$$\lambda_{i-1} \frac{\partial T_{2,i-1}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_i-0} = \lambda_i \frac{\partial T_{2,i}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_i+0}, \quad i = 5-7; \quad (26)$$

$$T_{1,i} \Big|_{n_1=L_i-0} = T_{1,i+1} \Big|_{n_1=L_i+0}, \quad i = 1, 2;$$

$$T_{2,i-1} \Big|_{n_1=L_i-0} = T_{2,i} \Big|_{n_1=L_i+0}, \quad i = 5-7.$$

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

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_j} = \Delta_j (T_{L_j} - T_{j*}), \quad j = 3, 4. \quad (27)$$

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 (1), имеем

$$q_{L_3} = -\lambda_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_3}. \quad (28)$$

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

$$-\lambda_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_3} = \Delta_1 (T_{1,3} \Big|_{n_1=L_3} - T_{1*}) - \varepsilon_2 \sigma T_{1,3}^4 \Big|_{n_1=L_3}. \quad (29)$$

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

$$q_{L_4} = -\lambda_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_4}. \quad (30)$$

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

$$-\lambda_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_4} = \Delta_2 (T_{2,4} \Big|_{n_1=L_4} - T_{2*}). \quad (31)$$

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  $s_{2,i} \leq s \leq s_{3,i}, i = 1, \dots, N_1$  определяется граничное условие третьего рода

$$-\lambda_5 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_4} = \Delta_2 (T_{2,4} \Big|_{n_1=L_4} - T_{2*}). \quad (32)$$

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

$$-\lambda_7 \frac{\partial T_{2,7}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_8} = \delta (T_{2,7} \Big|_{n_1=L_8} - T_0). \quad (33)$$

На линиях сопряжения на сфере  $OE$  (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.

Условия сопряжения для всех слоев конструкции на сферической части тела при  $s = 0$

$$\lambda_i \frac{\partial T_{j,i}}{\partial s} \Big|_{s=s_{0,1}-0} = \lambda_i \frac{\partial T_{j,i}}{\partial s} \Big|_{s=s_{0,1}+0}, \quad s_{0,1} = 0;$$

$$T_{j,i} \Big|_{s=s_{0,1}-0} = T_{j,i} \Big|_{s=s_{0,1}+0}, \quad j = 1, \quad i = 1-3; \quad (34)$$

$$j = 2, \quad i = 4-7.$$

Условия сопряжения выставляются в третьем слое  $L_2 < n_1 < L_3$  между ZrC и W при  $s = s_{1,m}$ ,  $m = 1, \dots, N_1$ ; между воздушной прослойкой и ZrC при  $s = s_{4,m}$ ,  $m = 1, 2$ ; между воздушной прослойкой и W при  $s = s_{3,m}$ ,  $m = 1, \dots, N_1$ ; а также в четвертом слое  $L_4 < n_1 < L_5$  между Mo и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при  $s = s_{2,m}$ ,  $m = 1, \dots, N_1$ ; между Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и воздушной прослойкой при  $s = s_{3,m}$ ,  $m = 1, \dots, N_1$ ; между воздушной прослойкой и Mo при  $s = s_{4,m}$ ,  $m = 1, 2$ .

Аналогично на конической части выписываются соотношения

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial s} \Big|_{s=s_A-0} = \lambda_i \frac{\partial T_{j,i}}{\partial s} \Big|_{s=s_A+0}, \quad T|_{s=s_A-0} = T_{j,i}|_{s=s_A+0}, \quad (35)$$

$$j = 1, \quad i = 1-3; \quad j = 2, \quad i = 4-7.$$

Условия сопряжения выставляются в третьем слое  $L_2 < n_1 < L_3$  между ZrC и W при  $s = s_{1,m}$ ,  $i = 1, 2, \dots, N_2$ ; между воздушной прослойкой и ZrC при  $s = s_{4,m}$ ,  $i = 1, 2, \dots, N_2 - 1$ ; между воздушной прослойкой и W при  $s = s_{3,m}$ ,  $i = 1, 2, \dots, N_2$ ; а также в четвертом слое  $L_4 < n_1 < L_5$  между Mo и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при  $s = s_{2,m}$ ,  $i = 1, 2, \dots, N_2$ ; между Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и воздушной прослойкой при  $s = s_{3,m}$ ,  $i = 1, 2, \dots, N_2$ ; между воздушной прослойкой и Mo при  $s = s_{4,m}$ ,  $i = 1, 2, \dots, N_2 - 1$ .

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

$$\frac{\partial T_{j,i}}{\partial s} \Big|_{s=s_k} = 0, \quad j = 1, \quad i = 1-3; \quad j = 2, \quad i = 4-7. \quad (36)$$

Условия периодичности имеют вид

$$T_{j,i}(t, n_1, s, \eta) = T_{j,i}(t, n_1, s, \eta + 2\pi), \quad j = 1, \quad i = 1-3; \quad (37)$$

$$j = 2, \quad i = 4-7; \quad T(t, n_1, s, \eta) = T(t, n_1, s, \eta + 2\pi),$$

где  $T_{j,i}$ ,  $j = 1-4$  – характерные температуры среды в МЭЗ;  $\Delta_i$ ,  $i = 1-4$  – 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  $s = s_{i,0}$ ,  $s = s_{3,i}$ ,  $s_{1,0} = 0$ ,  $i = 1, \dots, N_1$  на сфере;  $\delta$  – коэффициент теплоотдачи подложки составной конструкции с внешней средой при  $n_1 = L_8$ .

### МЕТОД РАСЧЕТА И ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Система уравнений (5)–(8), (14)–(21) с начальными и граничными условиями (22)–(37) 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 тур-

булентного течения применялась трехслойная модель турбулентного пограничного слоя [23, 24]. Эта алгебраическая модель учитывает наличие ламинарного вязкого подслоя, внутренней области турбулентного ядра, которая описывается формулой Ван-Дриеста–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, что  $Pr_T = 1$ . Для уравнений ПС с помощью итерационно-интерполяционного метода [26] были получены комбинированные разностные схемы, обеспечивающие сращивание искомым характеристик на границе ламинарного подслоя и турбулентного ядра и учитывающие характер изменения  $\mu_T$  поперек ПС. Тестирование описанной модели ПС проводилось сравнением с экспериментальными результатами [27, 28] и показало ее хорошую работоспособность.

Численное решение трехмерных уравнений (14)–(21) проводилось методом расщепления [29]. Использована неявная, абсолютно устойчивая, монотонная разностная схема с суммарной погрешностью аппроксимации  $O(\tau + H_{n_1}^2 + H_s^2 + H_\eta^2)$ , где  $H_{n_1}$ ,  $H_s$ ,  $H_\eta$  – шаги по пространству вдоль координат  $n_1$ ,  $s$ ,  $\eta$  соответственно;  $\tau$  – шаг по времени. Для проверки программы численного расчета в теле использовалась последовательность сгущающихся сеток по пространству  $h_1 = h_{n_1} = 10^{-3}$  м,  $h_2 = h_{s1} = 0.925 \times 10^{-2}$  (на сфере),  $h_3 = h_{s2} = 10^{-2}$  (на конусе),  $h_4 = h_\eta = 0.087$  и бралось  $H_{1,i} = 2h_i$ ,  $H_{2,i} = h_i$ ,  $H_{3,i} = h_i/2$ ,  $H_{4,i} = h_i/4$ ,  $i = 1-4$ . 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  $\Delta_1 = 11.4\%$ ,  $\Delta_2 = 6.2\%$ ,  $\Delta_3 = 3.1\%$ ;  $t_z$  – время окончания теплового воздействия. Ниже результаты расчета получены для шагов по пространству  $H_{3,i} = h_i/2$ ,  $i = 1-4$ .

Расчеты обтекания конуса, затупленного по сфере, с углом полураствора  $\theta = 15^\circ$  потоком химически равновесного воздуха при углах атаки  $\beta = 0^\circ$  и  $10^\circ$  проводились для условий [22], которые соответствуют высоте полета ВЛА  $H_\infty = 2.3 \times 10^4$  м, скорости тела  $V_\infty = 3000$  м/с,  $R_N = 0.1$  м,  $h_{e0} = 4.72 \times 10^6$  Дж/кг. В воздушных областях Q для ЭГЭ давление  $P$  задавалось равным 1 атм. Расстояния слоев оболочки вглубь по  $n_1$  (излуча-

тельная способность эмиттера, коллектора), их толщины, плотности, а также некоторые входные данные в уравнениях (1)–(4), (14)–(21), (25)–(33) приведены в таблице [10]. Тепловой поток из газовой фазы  $q_w = (\mu/Pr)(dh/dn)|_w$  отвечает первому слагаемому в левой части формулы (25).

Коэффициент теплопроводности паров цезия в (4) принимался равным  $\lambda_{Cs} = 1.65 \times 10^{-4} \sqrt{T}$  Вт/(м К) [10, 11]. Теплофизические характеристики материалов слоев 2–4 (рис. 1б) взяты из [30, 31], для слоя 6 (воздух или гелий) даны в [31, 32]. Приводимые ниже результаты получены при  $T_0 = 293$  К.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ И ИХ АНАЛИЗ

На рис. 2 представлены зависимости внешней температуры поверхности оболочки от продольной координаты  $\bar{s}$  при учете эффекта термоэлектронного охлаждения (ТЭО). Кривые 1 и 2 на рис. 2 соответствуют плоскости симметрии течения и моментам времени  $t$ : 1 – 10 с, 2 – 15 с. Сплошные кривые отвечают внешней температуре поверхности тела, а штрихпунктирные – конвективному тепловому потоку из газовой фазы  $q_w$  в случае обтекания ВЛА под углом атаки  $\beta = 10^\circ$ . Штриховые кривые соответствуют внешней температуре поверхности тела, а штрихпунктирные с двумя точками – конвективному тепловому потоку из газовой фазы при обтекании под углом атаки  $\beta = 0$ . Как видно из рис. 2, в сечении  $\bar{s} = \pm 2$  максимальный перепад температур может достигать 400–450 К (ср. сплошные и штриховые кривые) в процессе аэродинамического нагрева. Последнее связано с перетеканием тепла с наветренной на подветренную сторону тела при наличии угла атаки.

На рис. 3 представлены зависимости от продольной координаты  $\bar{s} = s/R_N$  внешней температуры поверхности тела  $T_{1,w}$  с учетом ТЭО (сплошные кривые) и с его отсутствием (штриховые кривые) и теплового потока из газовой фазы  $q_w$  (штрихпунктирные кривые), когда в оболочке ТЭТЗ присутствует ЭГЭ в плоскости симметрии течения на наветренной и подветренной сторонах. Кривые 1–4 отвечают моментам времени: 1 – 10 с, 2 – 20, 3 – 30, 4 –  $t = t_z$  ( $t_z = 60$  с соответствует стационарному режиму нагрева тела) и получены для опорного режима прогрева работы ЭГЭ, когда в слое 6 составной оболочки (рис. 1в) в качестве теплоносителя используется воздух. На рис. 3 координатная линия  $\bar{s} = s/R_N < 0, \eta = \pi$ , начиная от точки торможения, принадлежит наветренной плоскости, остальная ее часть принадлежит подветренной плоскости. Координаты  $\bar{s} \approx -1.3$  и  $1.3$  соответствуют точкам сопряжения сферической и конической частей тела. Можно отметить, что в

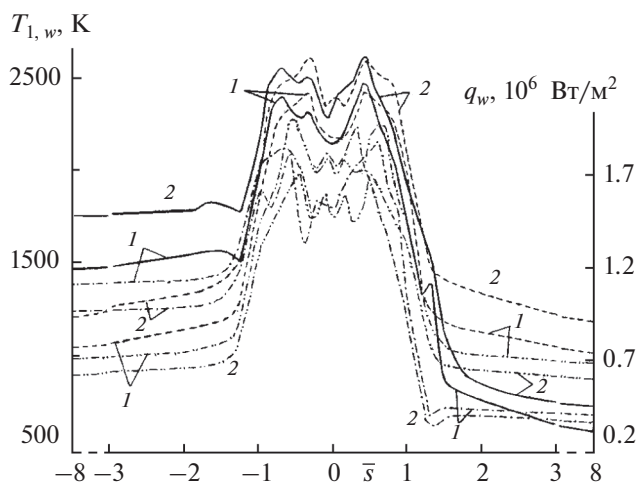


Рис. 2. Зависимости внешней температуры поверхности оболочки и конвективного теплового потока из газовой фазы в плоскости симметрии течения от продольной координаты при наличии ТЭО в различные моменты времени; сплошные и штрихпунктирные кривые – присутствие прогрева тела по окружающей координате, штриховые и штрихпунктир с двумя точками – осесимметричный вариант при нулевом угле атаки.

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 по-

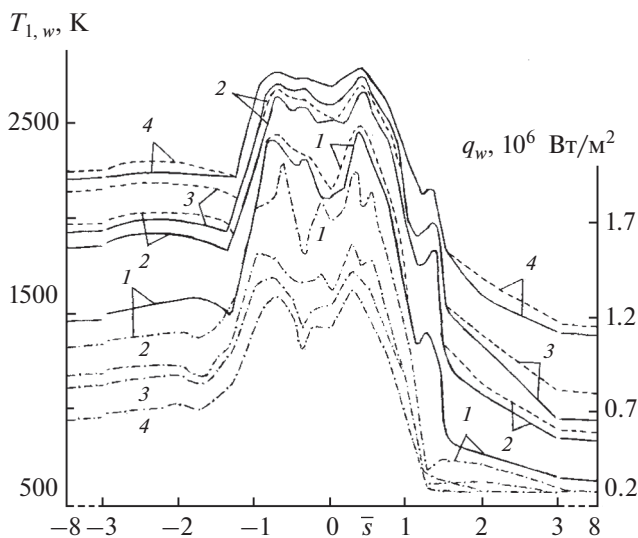
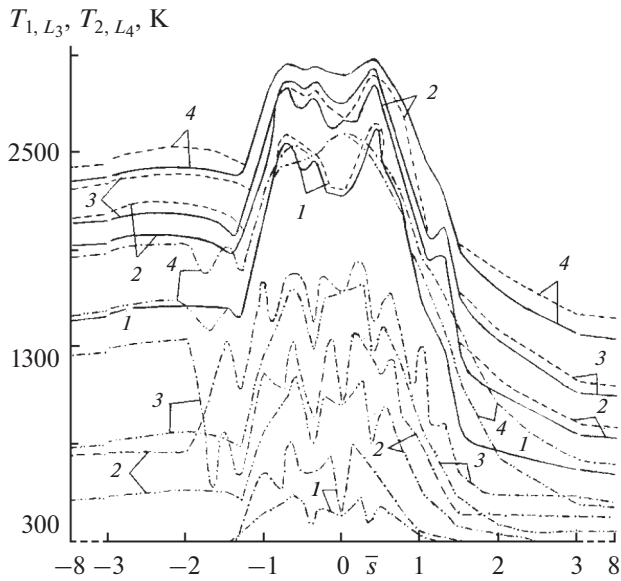


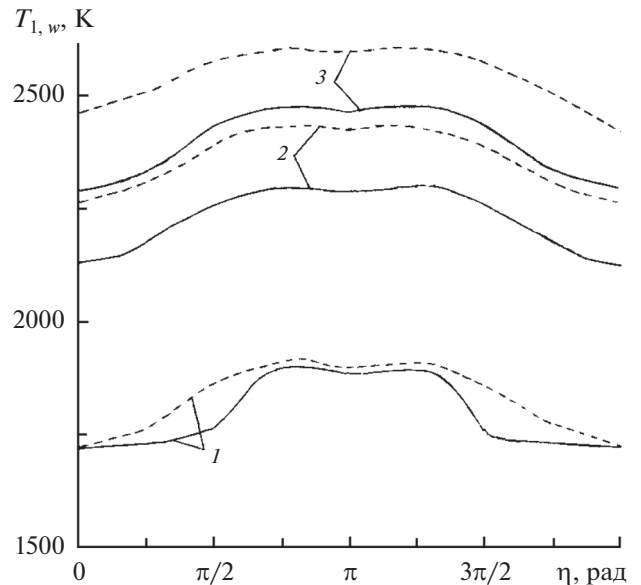
Рис. 3. Зависимость внешней температуры поверхности тела и теплового потока из газовой фазы (штрихпунктир) на наветренной и подветренной сторонах от продольной координаты в различные моменты времени: сплошные кривые – наличие ТЭО, штриховые – его отсутствие.



**Рис. 4.** Зависимость температуры поверхности эмиттера и коллектора от продольной координаты в те же моменты времени, что на рис. 3: для эмиттера сплошные кривые – наличие ТЭО, штриховые – его отсутствие; для коллектора штрихпунктир – присутствие ТЭО, штрихпунктир с двумя точками – его отсутствие.

верхности ВЛА. 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 не учете ТЭО увеличиваются. Наличие ТЭО снижает максимальную температуру поверхности оболочки  $T_{1,w}$  на 116–151 К на конической части тела (кривые 3, 4) и на 50–150 К на сферической части тела (кривая 1). На подветренной стороне конической части тела эффект учета ТЭО больше, чем на наветренной стороне.

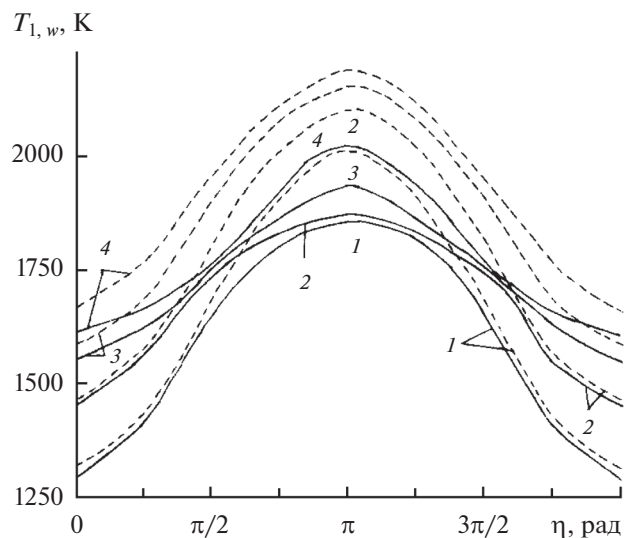
На рис. 4 приведены распределения температуры эмиттера  $T_{1,L3}$  (сплошные кривые) и коллектора  $T_{2,L4}$  (штрихпунктир) при учете работы ТЭО. Штриховые и штрихпунктирные с двумя точками кривые отвечают эмиттеру и коллектору соответственно для случая отсутствия ТЭО в плоскости симметрии течения на наветренной и подветренной сторонах по продольной координате  $\bar{s} = s/R_N$  в те же самые моменты времени, что и на рис. 3. Как видно из рис. 4, 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.



**Рис. 5.** Зависимости внешней температуры поверхности второго ЭГЭ при  $s = S_*$  полусферического затупления от окружной координаты в те же моменты времени, что на рис. 3: сплошные кривые – наличие ТЭО, штриховые – отсутствие.

На рис. 5 представлены внешние температуры поверхности тела второго элемента ЭГЭ при  $s = S_* = s_A/2$  на сферическом затуплении в моменты времени: 1 – 5 с, 2 – 10, 3 – 15 в зависимости от окружной координаты  $\eta$ .

На рис. 6 показаны распределения по окружной координате  $\eta$  внешней температуры поверх-



**Рис. 6.** Зависимости внешней температуры поверхности первого ЭГЭ при  $s = s_*$  на конической части оболочки от окружной координаты в те же моменты времени, что на рис. 3.



ности первого элемента ЭГЭ на конической части тела при  $s_* = (s_3 + s_4)/2$  (см. рис. 1в) в моменты времени: 1 – 20 с, 2 – 25, 3 – 30, 4 – 35. Сплошные кривые отвечают режиму, когда происходит ТЭО, штриховые кривые – его отсутствию. Как видно из рисунков для  $\eta = 0$  (рис. 5) и  $\eta = \pi$  (рис. 6), при наличии ТЭО максимальный перепад температур может достигать 217–232 К в процессе аэродинамического нагрева тела. Из анализа рис. 4–6 следует, что эффект ТЭО на конической части оболочки становится заметным при достижении температуры эмиттера выше 1600 К.

На рис. 7 даны распределения плотности эмиссионного тока  $J$  (штриховые кривые) и силы тока  $I_1$  (сплошные кривые), протекающего по эмиттеру в слое 3 второго ЭГЭ на сферической части при  $s = S_*$ , а на рис. 8 – для первого ЭГЭ конической части ( $s = s_*$ ) по окружной координате  $\eta$ . Обозначения на рис. 7, 8 соответствуют рис. 5, 6. Из сравнения рис. 5–8 видно, что наибольший эффект охлаждения эмиттера в процессе прогрева отвечает максимальным значениям  $I_1$  для  $t = 10$  с на сферической части (рис. 7 при  $\eta = 0$ ) и  $t = 25$  с на конической части (рис. 8 при  $\eta = \pi$ ).

Снижение температуры внешней поверхности тела при учете ТЭО обусловлено дополнительным переносом тепла через межэлектродный зазор ( $L_3 \leq n_1 \leq L_4$  на рис. 1в). В этом случае температура коллектора (слой 4) становится выше, а температура эмиттера (слой 3) ниже (рис. 4), чем при не учете ТЭО. При не учете 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 в глубь 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 электрической энергии.

С практической точки зрения представляет интерес температура 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 ЭГЭ на сферической части при  $s = S_*$  (рис. 9) и первого ЭГЭ на конической части тела в сечении  $s = s_*$  (рис. 10)

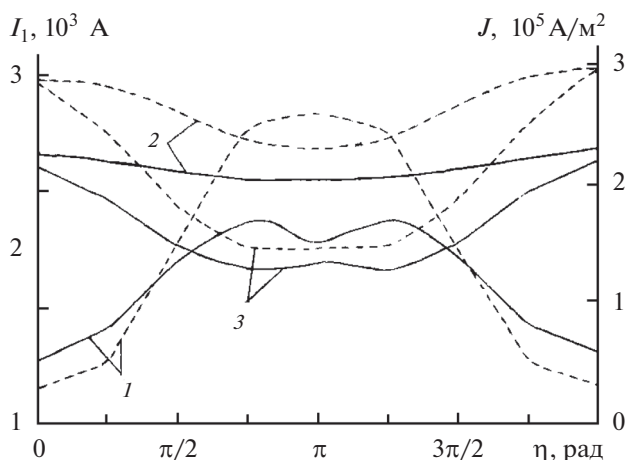


Рис. 7. Распределения плотности эмиссионного тока  $J$  (штриховые кривые) и силы тока  $I_1$  (сплошные кривые), текущего по эмиттеру в слое 3 второго ЭГЭ при  $s = S_*$  полусферического затупления по окружной координате.

соответственно в моменты времени, указанные на рис. 3. При этом в слое 6 составной оболочки в качестве теплоносителя используется воздух. Оказалось, что температура внутренней стенки подложки увеличилась незначительно в момент  $t = t_z$  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  $s = s_*$ .

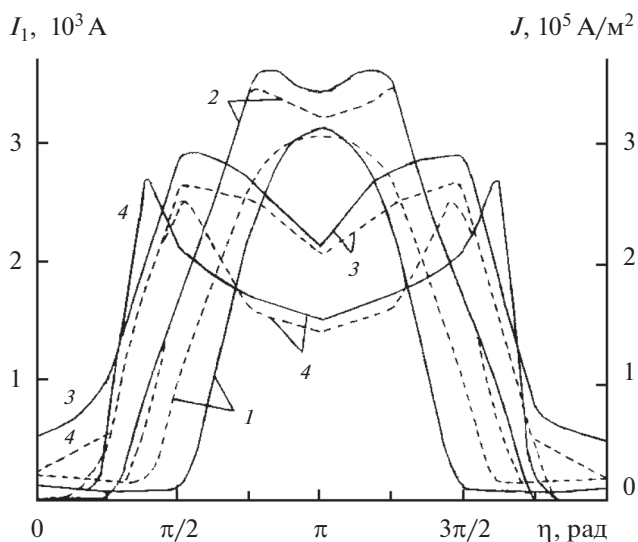
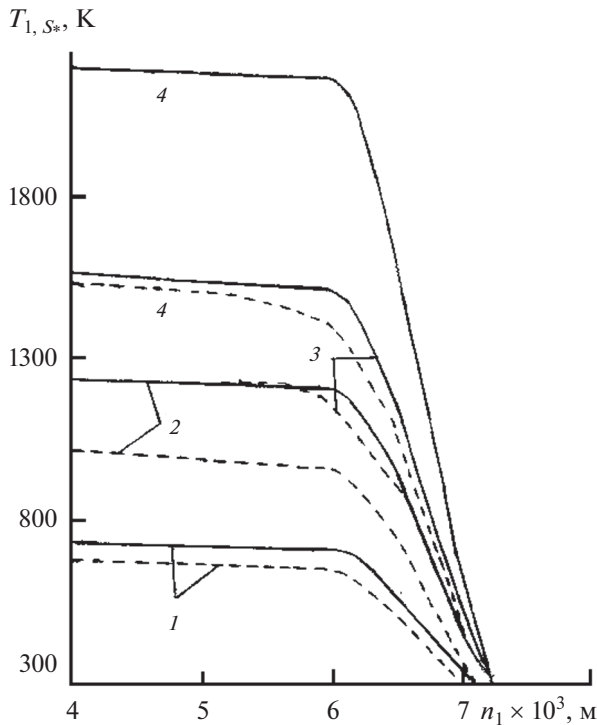
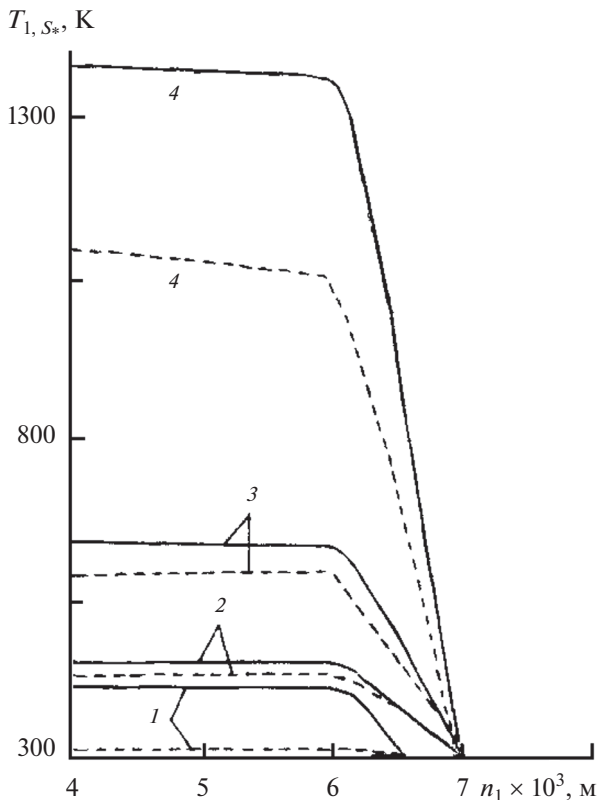


Рис. 8. Распределения плотности эмиссионного тока  $J$  (штриховые кривые) и силы тока  $I_1$  (сплошные кривые), текущего по эмиттеру в слое 3 первого элемента ЭГЭ при  $s = s_*$  конической части оболочки по окружной координате.



**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 на рис. 3: сплошные кривые – воздух (теплоноситель) в шестом слое оболочки, штриховые – гелий.



**Рис. 10.** Распределение температуры коллектора на глубине  $n_1$  в сечении  $\eta = 0$  первого элемента ЭГЭ при  $s = s_*$  конической части оболочки: обозначения – как на рис. 9.

Если в качестве теплоносителя в слое  $b$  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 (рис. 9, штриховые кривые), а на конической части тела в сечении  $s = s_* - 1097$  К (рис. 10, штриховые кривые). В случае использования воздуха температуры составили 2400 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 позволила учесть влияние неизомеричности стенки оболочки на характеристики теплообмена в пограничном слое. Получены оценки снижения температуры внешней поверхности оболочки ВЛА и температуры поверхности эмиттера в результате тепловой эмиссии электронов с его поверхности. Обнаружено влияние разных теплоносителей на режимы теплообмена в многослойной оболочке. Результаты численных расчетов качественно согласуются с известными данными [7–11]. Многоэлементная компоновка ТЭТЗ позволяет обеспечить тепловую защиту оболочки ВЛА 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.

Статья подготовлена при поддержке фонда Д.И. Менделеева (грант № 8.2.15.2018).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 392 с.
2. Никитин П.В. Тепловая защита. М.: МАИ, 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. *Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Якимов А.С.* Расчет характеристик сопряженного теплообмена при пространственном обтекании затупленного тела с использованием системы комбинированной тепловой защиты // ТВТ. 2011. Т. 49. № 1. С. 81.
7. *Керножицкий В.А., Колычев А.В., Охочинский Д.М.* Термоэмиссионный способ защиты частей летательного аппарата при их аэродинамическом нагреве. А.с. № 2009140802/11 РФ // Б.И. 2010. № 32. 7 с.
8. *Керножицкий В.А., Колычев А.В., Макаренко А.В.* Разработка методики расчета многоэлементной термоэмиссионной тепловой защиты гиперзвуковых летательных аппаратов // Электр. журн. "Труды МАИ". 2014. № 75. С. 1.
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.
10. *Зимин В.П., Ефимов К.Н., Овчинников В.А., Якимов А.С.* Численное моделирование активной термоэмиссионной тепловой защиты при высокосубзвуковом обтекании многослойной оболочки // ТВТ. 2019. Т. 57. № 6. С. 898.
11. *Ушаков Б.А., Никитин В.Д., Емельянов И.Я.* Основы термоэмиссионного преобразования энергии. М.: Атомиздат, 1974. 288 с.
12. *Синявский 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 установок. М.: МАИ, 2001. 208 с.
14. *Бровальский Ю.А., Рожкова Н.М., Синявский В.В. и др.* Обобщенный расчет вольт-амперных характеристик и полей температуры термоэмиссионных преобразователей на основе данных испытаний изотермического ТЭП // Термоэмиссионные преобразователи энергии. М.: ВНИИТ, 1969. С. 281.
15. *Коноплев А.А., Юдицкий В.Д., Пушина Л.И.* Эмпирический метод расчета вольт-амперных характеристик разрядного режима ТЭП // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 2. С. 314.
16. *Бабушкин Ю.В., Зимин В.П.* Методы расчета вольт-амперных характеристик термоэмиссионных электрогенерирующих сборок // Изв. Томск. политех. ун-та. 2006. Т. 309. № 2. С. 135.
17. *Бабушкин Ю.В., Зимин В.П., Хомяков Е.А.* Программное обеспечение и результаты моделирования термоэмиссионных систем // Изв. Томск. политех. ун-та. 2006. Т. 309. № 3. С. 53.
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°C // ТВТ. 1966. Т. 4. № 3. С. 336.
20. *Бодряков В.Ю.* Теплоемкость твердого тантала: самосогласованный расчет // ТВТ. 2013. Т. 51. № 2. С. 233.
21. *Гришин А.М., Фомин В.М.* Сопряженные и нестационарные задачи механики реагирующих сред. Новосибирск: Наука; СО АН СССР, 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. *Cebeci T.* Behavior of Turbulent Flow near a Porous wall with Pressure Gradient // AIAA J. 1970. V. 8. № 12. P. 48.
25. *Chen K.K., Thyson N.A.* Extension of Emmons Spot Theory to Flows on Blunt Bodies // AIAA J. 1971. V. 9. № 5. P. 821.
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. V. 9. № 8. P. 1574.
28. *Widhopf G.F., Hall R.* Transitional and Turbulent Heat-Transfer Measurements on a Yawed Blunt Conical Nose tip // AIAA J. 1972. V. 10. № 10. P. 1318.
29. *Самарский А.А.* Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971. 552 с.
30. *Зиновьев В.Ф.* Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. Спр. М.: Металлургия, 1989. 383 с.
31. *Чиркин В.С.* Теплофизические свойства материалов ядерной техники. Спр. М.: Атомиздат, 1968. 484 с.
32. *Варафтик Н.Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: ФМГИ, 1963. 670 с.