

УДК 541.124.03.5

## **Исследование теплообмена в пограничном слое при обтекании азотом каталитической графитовой стенки**

**Н.И. Сидняев**

*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана*

E-mail: sidnyaev@yandex.ru

Представлены результаты исследований физико-химических процессов, происходящих в пристеночном пограничном слое при обтекании графитовых образцов азотом. Рассматривается влияние каталитической стенки на тепловой поток. Основное внимание уделяется анализу распределения концентраций химических компонент по толщине пограничного слоя высокоскоростных летательных аппаратов, основанному на детальном учете механизма протекания гетерогенных каталитических реакций в условиях поверхностного массообмена. Приводятся распределения концентраций химических компонент по толщине пограничного слоя в критической точке затупленного графитового тела для конкретного участка траектории полета.

**Ключевые слова:** теплообмен, пограничный слой, катализ, графит, стенка, реакция, энергия.

### **1. Постановка задачи**

Со времени создания гиперзвуковых летательных аппаратов сохраняется большой практический интерес к изучению процессов взаимодействия многокомпонентных газовых смесей с каталитическими поверхностями при их сверхзвуковом обтекании. Характерной особенностью при решении задач аэродинамики и теплообмена больших сверхзвуковых скоростей является необходимость совместного учета диссипативных процессов, обусловленных вязкостью, теплопроводностью и диффузией, а также физико-химических процессов в газе и на поверхности, которые могут приводить к качественно новым эффектам по сравнению с течениями совершенного газа [1–8]. В таких задачах исследователи имеют дело с многокомпонентной, высокотемпературной, химически реагирующей смесью в высокоскоростном потоке, в котором могут протекать различные газодинамические процессы. В случае неравновесного потока необходимо принимать во внимание ряд процессов передачи химической энергии, которые не учитываются в равновесных потоках или при течении идеального газа. В частности, при взаимодействии неразрушаемой поверхности с потоком существенными оказываются ее каталитические свойства. Несмотря на то, что о значительном влиянии сублимации поверхности графита на теплообмен при гиперзвуковых скоростях полета стало известно еще в 1950-е годы, проблема описания гетерогенных каталитических процессов в гиперзвуковых потоках остается актуальной и в настоящее время [9]. На траектории полета в атмосфере режимы течения около аппаратов меняются от дозвукового до гиперзвукового, от сплошной среды до свободного молекулярного, от ламинарного до турбулентного. При этом в широком диапазоне меняются безразмерные числа Маха, Кнудсена, Рейнольдса

и Дамкёлера. По сравнению с кинетикой гомогенных реакций механизм и скорости процессов, определяющие взаимодействие газа с поверхностью, гораздо менее изучены и имеют количественное выражение. Тем не менее, понимание этих процессов и контроль за ними приобретают решающее значение для разработки и создания теплозащитных систем, применяемых при входе космических аппаратов в атмосферу планет. Так, если в количественном плане отличие тепловых потоков для различных моделей гомогенных химических реакций достигает 25 %, то отличие тепловых потоков, полученных при различных предположениях о каталитических свойствах поверхности, значительно больше. Тепловой поток к лобовой поверхности аппарата может быть снижен за счет использования некаталитического покрытия в несколько раз на значительной части траектории спуска, включая область максимальных тепловых нагрузок. Эффект уменьшения конвективного теплового потока при катализе с поверхностью тела, обтекаемого гиперзвуковым потоком, достаточно подробно изложен в работах [2, 4, 5, 9–11]. При математической постановке задачи поверхностная активность входит в граничные условия системы уравнений, описывающей многокомпонентное реагирующее течение у каталитической поверхности, в том числе и с учетом массообмена. Эффекты каталитической рекомбинации обычно описываются с помощью введения коэффициентов рекомбинации, которые показывают долю атомов, рекомбинирующих на поверхности. Например, вдув молекулярного кислорода инициирует обменные реакции, в результате которых вблизи поверхности вырабатываются атомы кислорода. Эффект частичной аккомодации химической энергии молекул, сформированных в результате рекомбинации, учитывается с помощью коэффициентов. Они показывают отношение химической энергии, переданной поверхности, к той энергии, которая могла быть выделена в процессе рекомбинации. Коэффициенты, характеризующие процессы на поверхности, зависят как от свойств поверхности, так и от условий в газовой фазе и скорости рекомбинации. Часто процессы в обеих фазах зависят друг от друга и должны рассматриваться совместно. Следовательно, как в экспериментах, так и в летных условиях требуется применять весьма точные модели течения и методы расчета теплообмена с соответствующими газозависимыми реакциями.

## 2. О системе уравнений для многокомпонентных химически реагирующих смесей газов

В настоящей работе сделана попытка количественной оценки теплового потока при рекомбинации различных компонент на графитовой поверхности. Рассматривается одномерная задача о пограничном слое конечной толщины при наличии сублимации поверхности графита и диссоциации газообразных продуктов вследствие химического взаимодействия графита с азотом в окрестности критической точки для случая пятикомпонентной химически реагирующей смеси газов в приближении бинарной диффузии и при условиях, что колебательные степени свободы молекул возбуждены равновесно и рекомбинация не влияет на параметры пограничного слоя на внешней границе. Необходимые условия моделирования теплообмена в окрестности критической точки затупленного тела, обтекаемого гиперзвуковым потоком, сформулированы в работах [1–3, 6]. Эти условия требуют воспроизведения в численном эксперименте на внешней границе пограничного слоя модели натуральных значений энтальпии  $h_\delta$ , давления  $p_\delta$ , концентраций химических компонентов  $c_{i\delta}$  и градиента скорости растекания.

Уравнения диффузии и сохранения энергии имеют вид

$$\rho u \frac{\partial c_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mu}{Sc_i} \cdot \frac{\partial c_i}{\partial y} \right) + (w_{\text{хим}})_i, \quad (1)$$

$$\frac{\bar{c}_p}{\bar{c}_{p\delta}} \left( \rho u \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = -\frac{1}{\bar{c}_{p\delta}} u \rho_\delta u_\delta \frac{du_\delta}{dx} + \frac{\mu}{\bar{c}_{p\delta}} \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mu}{\text{Pr}} \cdot \frac{\bar{c}_p}{\bar{c}_{p\delta}} \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \sum_{i=1}^N \frac{1}{\bar{c}_{p\delta}} h_i (\dot{w}_{\text{хим}})_i + \sum_{i=1}^N \frac{c_{pi}}{\bar{c}_{p\delta}} \cdot \frac{\mu}{\text{Sc}_i} \cdot \frac{\partial c_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (2)$$

где число Прандтля  $\text{Pr} = \mu \bar{c}_p / \lambda$ , число Льюиса–Семенова для  $i$ -го компонента  $\text{Le}_i = \rho D_i \bar{c}_p / \lambda$  и диффузионное число Шмидта для  $i$ -го компонента  $\text{Sc}_i = \mu / (\rho D_i)$  связаны между собой формулой  $\text{Pr} = \text{Sc}_i \text{Le}_i$ ; массовая концентрация каждого компонента составляет  $c_i = \frac{\rho_i}{\rho}$ ,

$$\sum_{i=1}^N c_i = 1, \quad \rho_i = n_i M_i, \quad \rho = \sum_{i=1}^N \rho_i = \sum_{i=1}^N n_i M_i, \quad \text{где } n_i \text{ — число молей в единице объема, } M_i \text{ —}$$

молекулярный вес; коэффициент средней теплоемкости  $\bar{c}_p = \sum_{i=1}^N c_i c_{pi}$ . Таким образом, для

расчета скоростей образования компонент  $(\dot{w}_{\text{хим}})_i$  необходимо задаться зависимостями констант скоростей и констант равновесия химических реакций от температуры смеси газов [2–4].

При исследовании течения в пограничном слое смеси газов, взаимодействующего с каталитической стенкой, удобно рассматривать уравнение сохранения массовой концентрации  $k$ -го химического элемента смеси газов. Поскольку в процессе химической реакции масса участвующего в реакции химического элемента не изменяется, то

$$dc_k^* = \sum_{i=1}^N b_{ki} dc_i = 0, \quad \frac{\partial c_k^*}{\partial t} = \sum_{i=1}^N b_{ki} \frac{\partial c_i}{\partial t} = \frac{1}{\rho} (\dot{w}_{\text{хим}})_i = 0, \quad c_k^* = \sum_{i=1}^N b_{ki} c_i, \quad (3)$$

и, следовательно, уравнение сохранения массовой концентрации  $k$ -го химического элемента смеси газов может быть записано в виде

$$\rho u \frac{\partial c_k^*}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_k^*}{\partial y} + \frac{\partial (J_y^*)_k}{\partial y} = 0 \quad \text{или} \quad \rho u \frac{\partial c_k^*}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_k^*}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \sum_{i=1}^N b_{ki} \left( \frac{\mu}{\text{Sc}_i} \cdot \frac{\partial c_i}{\partial y} \right) \right), \quad (4)$$

где диффузионный поток  $(J_y^*)_k = \sum_i b_{ki} J_i = -\sum_{i=1}^N b_{ki} J_i = -\sum_{i=1}^N b_{ki} \left( \frac{\mu}{\text{Sc}_i} \frac{\partial c_i}{\partial y} \right)$  есть массовый

диффузионный поток  $k$ -го химического элемента смеси газов,  $b_{ki}$  — та часть массы компонента смеси  $i$ , которая составляет химический элемент  $k$ . Если диффузионные числа Шмидта для компонентов равны между собой, то уравнение (4) можно переписать следующим образом:

$$\rho u \frac{\partial c_k^*}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_k^*}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mu}{\text{Sc}_k^*} \cdot \frac{\partial c_k^*}{\partial y} \right). \quad (5)$$

Тогда система уравнений пограничного слоя при наличии неравновесных физико-химических процессов примет вид

$$\frac{\partial (r^j \rho u)}{\partial x} + \frac{\partial (r^j \rho v)}{\partial y} = 0, \quad (6)$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = \rho_\delta u_\delta \frac{du_\delta}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad (7)$$

$$\rho u \frac{\partial c_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mu}{Sc_i} \cdot \frac{\partial c_i}{\partial y} \right) + (\dot{w}_{хим})_i, \text{ где } i = 1, \dots, N - N_k, \text{ так как } \sum_{i=1}^N c_i = 1, \quad (8)$$

$$\rho u \frac{\partial c_k^*}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_k^*}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mu}{Sc_k^*} \cdot \frac{\partial c_k^*}{\partial y} \right), \text{ где } i = 1, \dots, N_k - 1, k = 1, \dots, N_k - 1, \text{ так как } \sum_{i=1}^{N_k} c_k^* = 1, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\bar{c}_p}{\bar{c}_{p\delta}} \left( \rho u \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = & -\frac{1}{\bar{c}_{p\delta}} u \rho_\delta u_\delta \frac{du_\delta}{dx} + \frac{\mu}{\bar{c}_{p\delta}} \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mu}{Pr} \cdot \frac{\bar{c}_p}{\bar{c}_{p\delta}} \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \\ & - \sum_{i=1}^N \frac{1}{\bar{c}_{p\delta}} h_i (\dot{w}_{хим})_i + \sum_{i=1}^N \frac{c_{pi}}{\bar{c}_{p\delta}} \cdot \frac{\mu}{Sc_i} \cdot \frac{\partial c_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial T}{\partial y}. \end{aligned} \quad (10)$$

### 3. Система уравнений пятикомпонентной смеси газов на линии торможения при наличии сублимации. Граничные условия

Необходимые условия моделирования тепломассообмена в окрестности критической точки затупленного тела, обтекаемого гиперзвуковым потоком, были сформулированы в работе [11]. Эти условия требуют воспроизведения в численном эксперименте на внешней границе пограничного слоя модели натуральных значений энтальпии, давления, концентраций химических компонентов и градиента скорости растекания. При математической постановке задачи поверхностная активность входит в граничные условия системы уравнений, описывающей многокомпонентное реагирующее течение у каталитической поверхности, в том числе и с учетом диффузии. Релаксационные процессы в воздухе при этом меняют направление в сторону рекомбинации, которая может происходить как в газовой фазе набегающего потока, так и на сублимирующей поверхности. Из-за различия в величине энергии диссоциации вначале рекомбинируют атомы азота, затем кислорода. Кроме того, кислород и в атомарном и в молекулярном видах вступает в реакцию окисления графитового покрытия обтекаемой поверхности с образованием окиси углерода СО. Эти реакции вносят основной вклад в скорость разрушения теплозащитного покрытия, а СО является основным углеродосодержащим компонентом в газовой смеси. В этом случае система уравнений, описывающая течение реагирующей смеси, применительно к высокотемпературному воздуху, состоящему из пяти ( $N = 5$ ) компонентов (атомов О, N и молекул  $O_2$ ,  $N_2$ , NO), на линии торможения будет иметь соответствующий вид в безразмерной форме в переменных Доронницына–Лиза [4]. Так как компонент пять, а химических элементов два, то достаточно записать три уравнения сохранения массовой концентрации для компонентов смеси газов (атомов N, O и молекулы NO) и одно уравнение сохранения массовой концентрации для химического элемента N [4]:

$$\frac{d}{d\eta} \left( l \frac{d^2 f}{d\eta^2} \right) + f \frac{d^2 f}{d\eta^2} + \frac{1}{(j+1)} \left[ \frac{\rho_\delta}{\rho} - \left( \frac{df}{d\eta} \right)^2 \right] = 0, \quad (11)$$

$$\frac{d}{d\eta} \left( \frac{l}{Sc_i} \cdot \frac{dc_i}{d\eta} \right) + f \frac{dc_i}{d\eta} + \frac{2\xi}{\rho u_\delta} (\dot{w}_{хим})_i \frac{dx}{d\xi} = 0, \quad (12)$$

$$\frac{d}{d\eta} \left( \frac{l}{Sc_i} \cdot \frac{dc_i}{d\eta} \right) + f \frac{dc_i}{d\eta} + \frac{1}{(j+1) (du_\delta/dx)_{x=0}} \cdot \frac{(\dot{w}_{хим})_i}{\rho} = 0, \quad (13)$$

$$\frac{d}{d\eta} \left( \frac{l}{Sc_N^*} \cdot \frac{dc_N^*}{d\eta} \right) + f \frac{dc_N^*}{d\eta} = 0. \quad (14)$$

Уравнение сохранения энергии смеси газов имеет вид

$$\frac{d}{d\eta} \left( \frac{\bar{c}_p}{\bar{c}_{p\delta}} \cdot \frac{l}{Pr} \cdot \frac{d\theta}{d\eta} \right) + \frac{\bar{c}_p}{\bar{c}_{p\delta}} f \frac{d\theta}{d\eta} - \frac{1}{(j+1)(du_\delta/dx)_{x=0}} \sum_{i=1}^N \left[ \frac{(\dot{w}_{\text{хим}})_i}{\rho} \cdot \frac{h_i}{\bar{c}_{p\delta} T_\delta} \right] + \sum_{i=1}^N \frac{c_{pi}}{\bar{c}_{p\delta}} \cdot \frac{l}{Sc_i} \cdot \frac{\partial c_i}{\partial \eta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial \eta} = 0, \quad (15)$$

здесь

$$c_k^* = \sum_{i=1}^N b_{ki} c_i, \quad k = \text{N, O}, \quad p = \left( \sum_{i=1}^N \frac{c_i}{M_i} \right) \rho RT, \quad \bar{c}_p = \sum_{i=1}^N c_i c_{pi}, \quad \frac{\partial f}{\partial \eta} = \frac{u}{u_\delta}, \quad l = \frac{\rho \mu}{\rho_\delta \mu_\delta}, \quad \theta = \frac{T}{T_\delta}.$$

Тепловой поток к поверхности тела состоит из частей, обусловленных переносом энергии за счет теплопроводности и за счет диффузии:

$$q_w = - \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_w + \frac{\partial}{\partial y} \left( \sum_{i=1}^N h_i J_i \right)_w. \quad (16)$$

Исследуемая область ограничивается с одной стороны поверхностью тела, а с другой — некоторой поверхностью, расположенной в возмущенном набегающем потоке (рис. 1). На рис. 1а показана координата по оси  $Z$  в виде вертикальной линии. На ней отмечена точка  $R = 0,00152$  м — координата границы наибольшей температуры в области торможения набегающего потока. На рис. 1б представлены распределения температур в набегающем потоке до точки торможения (координата указана вертикальной линией 4) по оси  $Z$ . На внешней границе пограничного слоя начальные условия должны быть получены из неравновесной задачи обтекания тела идеальным (невязким, нетеплопроводным) газом. Эти условия при  $y = \delta$  или при  $\eta = 1$  считаются заданными. Поверхность тела предполагается каталитической. При наличии сублимации в пограничный слой поступает смесь газов с примесью  $r$ -го компонента, концентрация которого равна  $c_{r0}$ , концентрация  $r$ -го компонента в смеси газов у стенки равна  $c_{rw}$ . Молекулы NO в результате

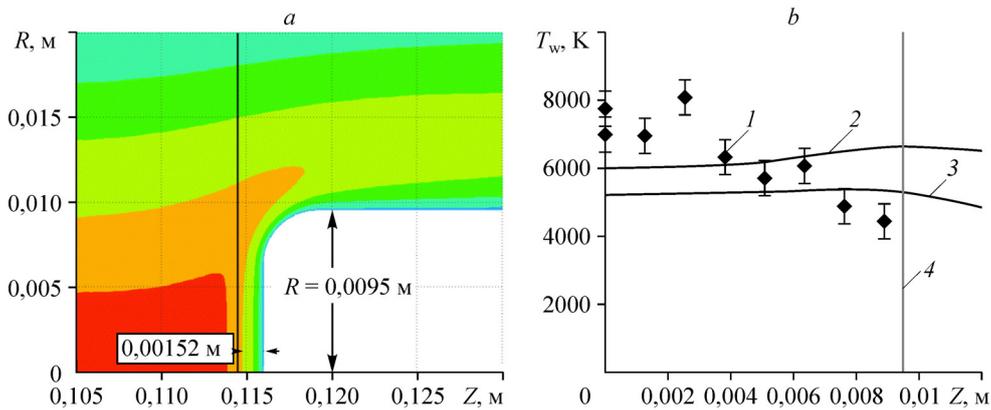


Рис. 1. Распределение температурных полей в области критической точки обтекаемого тела и сравнение поступательной температуры с расчетными и экспериментальными данными в радиальном направлении на расстоянии 1,52 мм от критической точки.

а — температурные поля при обтекании графитового тела (радиус образца 0,0095 м);

б — распределение температур по оси  $Z$  до точки торможения:

1 — эксперимент, 2 — равновесный режим, 3 — неравновесный режим,

4 — граница поверхности обтекаемого тела.

гетерогенных каталитических реакций не образуются. Интенсивность сублимации характеризуется формпараметром

$$f = -(\rho v)_w / \sqrt{(j+1)\rho_\delta \mu_\delta \left(\frac{du_\delta}{dx}\right)_{x=0}} = f_w.$$

Сформулируем граничные условия для уравнений системы (11)–(15) как на теле, так и на внешней границе пограничного слоя. Для уравнения сохранения количества движения смеси газов они имеют вид

$$\text{при } \eta = 1: u = u_\delta, \quad df/d\eta = 1; \quad \text{при } \eta = 0: u = 0 \text{ или } df/d\eta = 0, \quad \rho v = (\rho v)_w.$$

Для уравнения сохранения массовой концентрации компонентов смеси газов справедливо при  $\eta = 1$

$$c_r = c_{r\delta}, \quad r = \text{N, O, NO}.$$

На поверхности тела ( $y = 0$  или  $\eta = 0$ ) выполняется условия сохранения атомов N и O:  $(\rho v)_w (c_{r0} - c_{rw}) = J_{rw} + k_{wr} \rho_w c_{rw}$ ,  $r = \text{N, O}$ , или с использованием переменных Дородницына–Лиза:

$$\left(\frac{l}{Sc_r} \cdot \frac{dc_r}{d\eta}\right)_w + (c_{rw} - c_{r0}) f_w = \frac{1}{\sqrt{(j+1)\rho_\delta \mu_\delta (du_\delta/dx)_{x=0}}} k_{wr} \rho_w c_{rw}, \quad r = \text{N, O},$$

а для молекулы NO  $(\rho v)_w (c_{\text{NO}_0} - c_{\text{NO}_w}) = J_{\text{NO}_w}$ ,  $\left(\frac{l}{Sc_{\text{NO}}} \frac{dc_{\text{NO}}}{d\eta}\right)_w + (c_{\text{NO}_w} - c_{\text{NO}_0}) f_w = 0$ .

Для уравнения сохранения массовой концентрации химического элемента N имеем

$$c_N^* = c_{N\delta}^* \quad \text{при } \eta = 1; \quad \left(\frac{l}{Sc_N^*} \cdot \frac{dc_N^*}{d\eta}\right)_w + (c_{Nw}^* - c_{N0}^*) f_w = 0 \quad \text{при } \eta = 0$$

#### 4. Описание процедуры численного интегрирования уравнений пограничного слоя на линии торможения

Для случая осесимметричной критической точки применительно к диссоциированному воздуху проведено численное интегрирование системы (11)–(14) при различных предположениях о скоростях химических реакций и интенсивностях сублимации. Для конкретно заданных условий и химической кинетики результат численного решения определяется радиусом кривизны тела в критической точке и параметрами на внешней границе пограничного слоя, которые вычисляются при решении внешней неравновесной задачи [11]. Профили концентраций определяются химическими реакциями. При расчете случаев с конечными скоростями химических реакций уравнения концентраций рассматривались относительно компонент O, O<sub>2</sub>, NO с применением условия  $\sum_{i=1}^N c_i = 1$ . Для расчета равновесного пограничного слоя использовались уравнения диффузии элемента O, условие  $\sum_{i=1}^N c_i = 1$  и условия равновесия, записанные в дифференциальной форме, получаемой после двукратного дифференцирования упомянутых выше условий. Интегрирование проводилось одним из вариантов метода конечных разностей, основанным на идеях работы [4]. Изложенный алгоритм позволяет интегрировать систему нелинейных, существенно взаимосвязанных между собой дифференциальных уравнений и проводить расчеты в широком диапазоне изменения параметров набегающего потока в случае, когда режимы протекания химических реакций в окрестности тела меняются от замороженных до равновесных.

Исследования выполнялись для затупления  $R_m = 0,8 \cdot 10^{-2}$  м при числе Маха  $M_\infty = 22$ . Параметры набегающего потока отвечали высоте полета  $H = 60$  км. В соответствии со значениями параметров набегающего потока параметры на внешней границе пограничного слоя имели значения:  $T_\delta = 6100$  К,  $c_{N_2} = 0,4097$ ,  $c_{O_2} = 0,2702 \cdot 10^{-4}$ ,  $c_{NO} = 0,1254 \cdot 10^{-1}$ ,  $c_N = 0,3469$ ,  $c_O = 0,2308$ ,  $c_N^* = 0,77$  [1, 2, 6]. На стенке задавались следующие условия:  $T_w = 290$  К,  $c_{r0} = 0$ ,  $r = N, O, NO$ ,  $c_{NO}^* = 0,77$ . Толщина пограничного слоя в критической точке  $\delta = 6$  мм,  $v_\delta = 180$  м/с,  $Pr = 0,71$ ,  $Sc_i = Sc_N^* = 0,65$ ,  $\mu \approx T^{0,77}$ , молекулярные веса соответствующих компонент составляли:  $M_{N_2} = 28$  г/моль,  $M_{O_2} = 32$  г/моль,  $M_{NO} = 30$  г/моль,  $M_N = 14$ ,  $M_O = 16$  г/моль, энтальпия на границе пограничного слоя  $h_\delta = 0,235 \cdot 10^8$  м<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>, давление  $p_\delta = 10133$  Па. Набегающий поток представлял собой диссоциированный газ с  $k_{wN} = 0$  м/с,  $k_{wO} = 2$  м/с (см. рис. 2–6).

### 5. Методика экспериментального определения тепловых потоков в критической точке на проникаемой поверхности

Температурное поле в композиционном материале измерялось с помощью контактного метода, в котором чувствительный элемент (термопара) находится в непосредственном соприкосновении с теплозащитным материалом. При анализе экспериментальных данных особое внимание отводится различию коэффициентов теплопроводности термопары и самого материала (так, например, при  $T_0 = 300$  К теплопроводность вольфрам-ренийевых термопар больше теплопроводности пористого графита почти на 2–3 порядка), а также происходящим в материале при нагреве физико-химическим превращениям. В экспериментах имеет место одноразовое кратковременное использование термопар. Погрешность обычно сводится к минимуму за счет соединения встык термоэлектродов и путем применения специальных способов размещения термопар внутри материала. При этом важным является контроль качества соединения и определения координаты расположения термопары. Искажение температурного поля связано с различием теплофизических свойств теплозащитного материала и термопары, а также большими градиентами температуры по глубине, характерными для условий работы покрытия. При

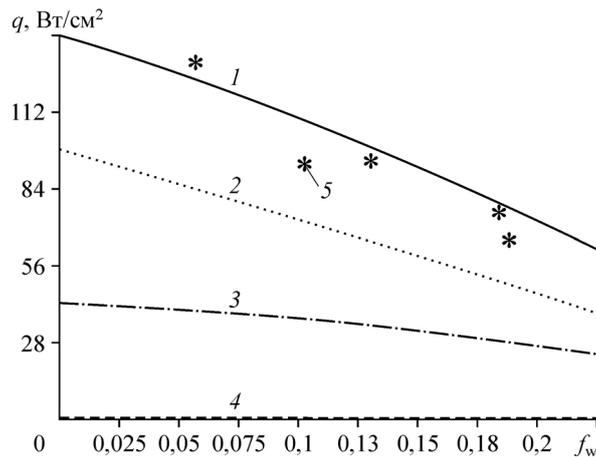


Рис. 2. Зависимость теплового потока от интенсивности сублимации.

1 — суммарный тепловой поток к поверхности, 2 — часть теплового потока, обусловленная теплопроводностью, 3 и 4 — части теплового потока, обусловленные диффузией атомов азота и кислорода; 5 — экспериментальные данные [6] для титановой проникаемой поверхности.

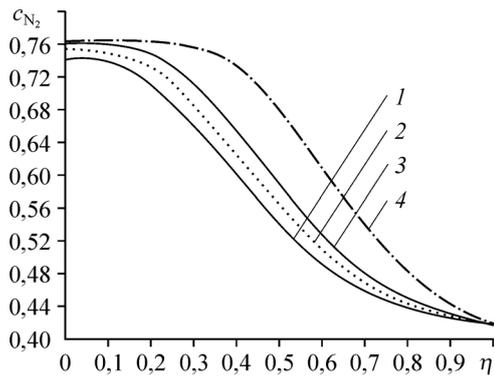


Рис. 3. Распределение концентраций молекулы азота  $N_2$  при  $f_w = 0$  (1), 0,05 (2), 0,1 (3), 0,225 (4).

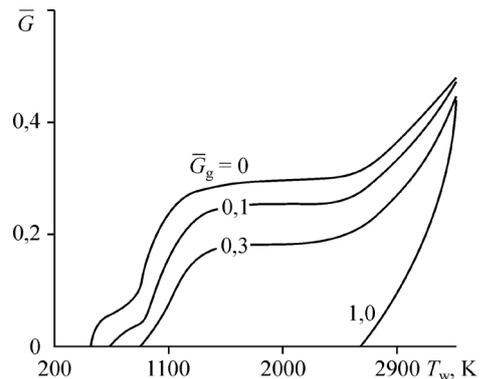


Рис. 4. Зависимость безразмерной скорости разрушения графита  $\bar{G} = G/(\alpha/c_p)$  от температуры поверхности  $T_w$  и безразмерного расхода газообразных продуктов разложения органического связующего  $\bar{G}_g = G_g/(\alpha/c_p)_w$ .

обработке результатов измерений внутри графитовых материалов без специально предусмотренных мер величина рассматриваемой погрешности может достигать 25 % и более. Для уменьшения погрешности иногда используются микротермопары, и располагаются они в материале так, чтобы часть термопары лежала в изотермической плоскости. Важно знать минимально допустимое значение отношения длины термопары к диаметру электрода (рекомендуется  $> 50$ ). Искажение происходит в результате теплоотвода по термоэлектродам и из-за наличия инородного вещества из коксующихся материалов в теплозащитном покрытии, которые по достижении некоторого значения температуры становятся токопроводящими. Более предпочтительно в высокотемпературной зоне использование термопар без электроизоляционного покрытия, диаметр которых следует выбирать исходя из минимума погрешности, связанной с шунтированием электродов [11].

Экспериментальные исследования тепловых потоков в критической точке в случае сублимации поверхности графитовой стенки проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе при  $M_\infty = 6$ , температуре торможения  $T_0 = 493$  К,  $T_w = 293$  К, давлении в форкамере  $p_0 = 39 \cdot 10^5$  Па, числах Рейнольдса  $Re_\infty = 3,8 \cdot 10^7$  при  $q_0 = 45$  ккал/( $m^2 \cdot c$ ) и  $Re_\infty = 1,04 \cdot 10^7$  при  $q_0 = 23$  ккал/( $m^2 \cdot c$ ). Удельный тепловой поток определяется зависимостью

$$\dot{q}_w = -0,76(\text{Pr})^{-0,6} \left( \frac{\rho_w \mu_w}{\rho_\delta \mu_\delta} \right)^{0,1} \sqrt{\beta_i \rho_\delta \mu_\delta} [H_\delta - c_p T_w],$$

здесь индексы  $w$  и  $\delta$  относятся соответственно к параметрам на проницаемой стенке и на внешней границе пограничного слоя соответственно,

$\beta_i = \frac{a_0}{R_0} \sqrt{\frac{2}{\gamma} \left( 1 - \frac{p_1}{p_0} \right)}$  — параметр Био,  $a_0$  — скорость звука в условиях торможения,  $H_\delta$  — энтальпия,  $R_0$  — радиус затупления в критической точке,

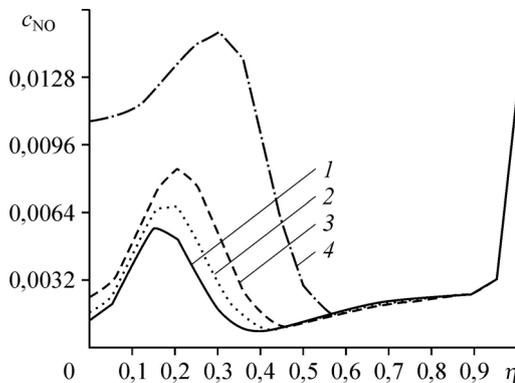


Рис. 5. Распределение концентраций молекулы NO при  $f_w = 0$  (1), 0,05 (2), 0,1 (3), 0,225 (4).

$p_1$  и  $p'_0$  — статическое давление и давление за прямым скачком; значения коэффициента динамической вязкости  $\mu$ , удельной теплоемкости воздуха при постоянном давлении  $c_p$  известны. При указанных выше условиях эксперимента ( $M_\infty = 6$ ,  $Pr = 0,71$ ,  $T_w = 293$  К,  $T_0 = 493$  К) формула Фэя–Риддела дает значение  $\dot{q}_w = 24$  ккал/м<sup>2</sup>·с. Удельный тепловой поток к точке полного торможения тела вычислялся по формуле

$$q_0 = -0,763(Pr)^{-0,6} \sqrt{\rho_\delta \mu_\delta \tilde{\lambda} c_p} [T_\delta - T_w],$$

$$\text{где } \tilde{\lambda} = \frac{u_\infty}{2R_0} \left[ \frac{8((\gamma-1)M_\infty^2 + 2)}{(\gamma+1)M_\infty^2} \times \left[ 1 + \frac{\gamma-1}{2} \frac{(\gamma-1)M_\infty^2 + 2}{2\gamma M_\infty^2 (\gamma-1)} \right]^{-(\gamma-1)^{-1}} \right]^{0,5},$$

$u_\infty$  — скорость набегающего потока,  $\gamma$  — отношение удельных теплоемкостей.

При проведении испытаний, как правило, определяются относительные тепловые потоки в критической точке тела вращения  $\bar{q} = q/q_0$  в зависимости от интенсивности сублимации. На рис. 6 маркерами 7 показаны результаты экспериментальных исследований [11]. При сублимации каталитической стенки в набегающий поток скорости и температуры пограничного слоя в его поперечном сечении могут существенно деформироваться. Вследствие деформации профиля скорости и увеличения толщины пограничного слоя происходит уменьшение силы трения на стенке при прочих равных условиях. С увеличением массы сублимирующего газа на профиле скорости появляется точка перегиба. Аналогичным образом изменяется и профиль температуры в слое сублимирующего газа. Под действием интенсивности сублимации более холодного газа, чем основной внешний поток, пристенный поток вблизи поверхности охлаждается. При числе Прандтля  $Pr = 1$  и  $\delta_D \approx \delta_T \sim x \cdot St$  безразмерное значение формпараметра можно представить в виде

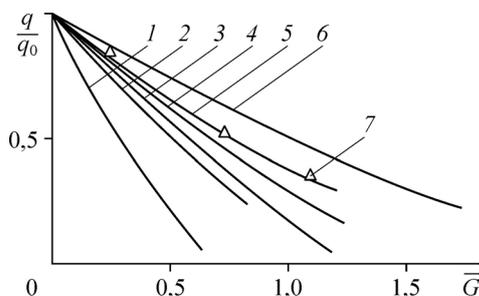
$$f_w = \frac{x}{\delta_D} \approx \frac{1}{St_f} = \frac{(\rho v)_{\text{вд}} c_p}{\alpha},$$

где  $\delta_D$  и  $\delta_T$  — соответственно толщины потери импульса и энергии,  $St$  — число Стэнтона. При стремлении  $f_w$  к значению 0,619 касательное напряжение на стенке становится равным нулю и происходит отеснение пограничного слоя от поверхности графитовой модели.

## 6. Обсуждение результатов исследований

В результате численного решения получены зависимости теплового потока от интенсивности сублимации (см. рис. 1) в критической точке и распределения по толщине пограничного слоя концентраций молекул  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $N$ ,  $NO$  в зависимости от параметра ( $-f_w$ ) для поверхностей с различными каталитическими свойствами (см. рис. 2–5). На рис. 2 для сравнения приведены данные численных расчетов и результаты экспериментов [6], где исследовалось обтекание титановой поверхности, через которую подавался молекулярный кислород.

Рис. 6. Влияние на теплообмен в потоке воздуха окислительных реакций различных газов. Результаты расчетов работы [5] для водорода (1), гелия (2), воздуха и углекислого газа (5), для паров двуокиси кремния при  $p_0 = 39 \cdot 10^5$  Па,  $Re_\infty = 3,8 \cdot 10^7$ ,  $q_0 = 45$  ккал/(м<sup>2</sup>·с) (6); результаты расчетов настоящей работы для кислорода (3), окиси азота (4) и экспериментальные данные для воздуха при  $M_\infty = 6$ ,  $T_0 = 493$  К [11] (7).



Максимальные значения концентраций NO (см. рис. 5) достигаются на расстоянии  $\eta = 0,2-0,3$  от поверхности и меняются в зависимости от интенсивности сублимации. Следует отметить, что вероятности рекомбинации атомов на каталитической поверхности в диссоциированном воздухе с учетом образования окиси азота представляют собой сумму двух слагаемых. Одно из них равно вероятности рекомбинации атома в соответствующую ему молекулу, а другое — вероятности его рекомбинации в молекулу NO, т.е. такое представление учитывает рекомбинацию атомов кислорода O и азота N как в свои молекулы O<sub>2</sub> и N<sub>2</sub>, так и в молекулы окиси азота NO. Каждому такому процессу соответствует определенный коэффициент каталитической поверхности или вероятность рекомбинации. Максимальный тепловой поток к поверхности достигается при высококatalитичной стенке ( $k_{wN} = 10^4$  м/с,  $k_{wO} = 10^4$  м/с), минимальный, наоборот, при некаталитичной стенке ( $k_{wN} = 0$  м/с,  $k_{wO} = 0$  м/с). Не все поверхности и не при всех условиях обтекания являются каталитическими [5] по отношению к реакциям рекомбинации атомов. Наиболее важной с точки зрения переноса тепла и нагрева поверхности компонентой воздуха является кислород, поскольку его рекомбинация протекает в основном в низкотемпературной зоне около поверхности, тогда как атомы азота рекомбинируют вдали от стенки при больших температурах (рис. 5). Некаталитичность в наибольшей степени проявляется в замороженном пограничном слое, когда у поверхности оказывается достаточное количество не рекомбинированных атомов. Если при этом концентрация атомов азота на стенке велика, то диффузия атомов из потока к стенке будет ослаблена и перенос химической энергии будет мал по сравнению с молекулярной теплопроводностью (см. рис. 5). Количество тепла, освобождающегося при рекомбинации, можно уменьшить путем подбора поверхности с малой каталитической активностью. Зависимость теплового потока для графитовой поверхности от расхода сублимирующего вещества монотонно убывает при возрастании  $-f_w$  (см. рис. 2). При значении параметра  $-f_w = 0,225$  тепловой поток в  $\sim 2,3$  раза меньше теплового потока к каталитической поверхности. Необходимо отметить, что интенсивный массообмен снижает неоднозначность зависимости скорости сублимации от температуры. Это хорошо иллюстрирует рис. 5. В частности, хотя условия внешнего обтекания, для которых были выполнены расчеты, соответствовали условию нарушения однозначности, тем не менее, лишь при гетерогенном взаимодействии веществ это обстоятельство отразилось на зависимости температуры поверхности от энтальпии торможения. Видно, что концентрация молекул NO по мере удаления от поверхности сначала возрастает, затем снижается, достигая минимума (рис. 5). Это, вероятно, связано с относительно высоким уровнем теплоотдачи в турбулентном слое при сохранении почти того же уровня сдвиговых напряжений в данном пограничном пристеночном слое. При этом доля испарения при уносе массы быстро увеличивается. В этом случае отличия в эффективности разрушения стенки могут быть связаны только с тепловым эффектом поверхностных процессов. По всем остальным составляющим эффективности энтальпии, в том числе и по эффекту массообмена, различия между всеми рассмотренными вариантами уже не будет. Можно констатировать, что в высокотемпературном потоке воздуха различные классы испаряющихся материалов, имеющие одинаковые теплофизические свойства, могут различаться по эффективности энтальпии разрушения в основном за счет доли испарения в общем уносе массы, и лишь в диапазоне малых энтальпий торможения существенным является также различие в суммарных тепловых эффектах поверхностных процессов. Иная картина наблюдается при анализе температур разрушающейся поверхности. Здесь влияние рассматриваемого механизма разрушения

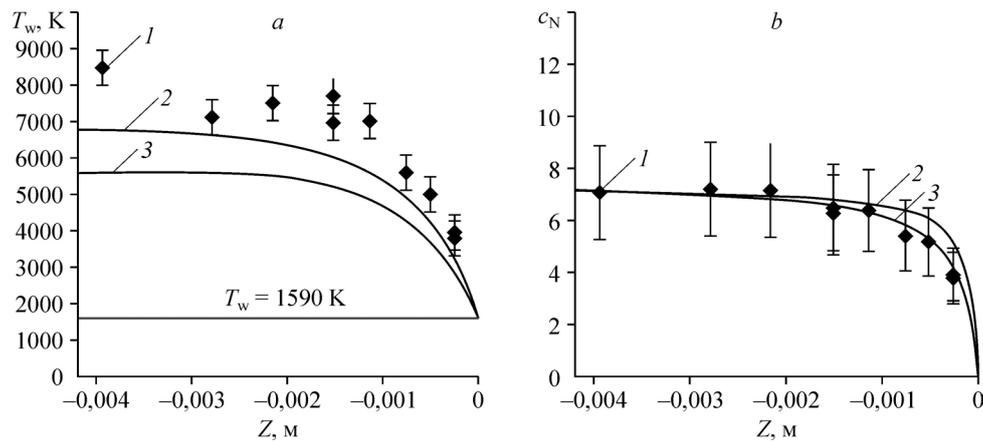


Рис. 7. Зависимости распределений температуры и плотности атомов N вдоль критической линии Z каталитической стенки для равновесной и неравновесной реакций.

1 — эксперимент, 2 — равновесный режим, 3 — неравновесный режим.

с ростом энтальпии торможения не только не снижается, но даже становится сильнее. Чем больше азотосодержащих компонент в потоке, тем ниже степень диссоциации графита, а, следовательно, меньше и скорость испарения, тем больше материала сносится и тем ниже эффективность разрушения.

Результаты численных расчетов показывают, что при высоких значениях энтальпии торможения относительный вклад различных процессов взаимодействия азота с графитом в эффективность разрушения снижается, уступая тепловому эффекту вдува. Это связано с тем, что во всех рассмотренных моделях разрушения доля неиспарившегося материала стремится к постоянной величине. Прежде всего этим графитовые материалы отличаются, например, от кварцевого стекла, у которого даже при высоких значениях энтальпии определенная часть массы уносится в виде расплава.

На рис. 6 представлены результаты численных расчетов [5] по влиянию инородных газов в набегающем потоке воздуха на теплообмен в точке торможения затупленного осесимметричного тела. Здесь же для сравнения представлены расчеты настоящей работы (зависимости 3 и 4). Видно, что тепловые потоки при массоподводе водорода и паров двуокиси кремния довольно сильно отличаются. В указанных численных расчетах безразмерный расход представлен в виде  $\bar{G} = G / (\alpha / c_p)_0$ , где  $c_p$  — теплоемкость,  $\alpha = 7,22 \cdot 10^{17} / \Pi^{3,81}$  — коэффициент теплообмена,  $\Pi$  — проницаемость поверхности. Распределение химического состава и температуры в невязкой части сечения ударного слоя на достаточном удалении от области затупления обтекаемого тела определяется характерной для гиперзвукового обтекания структурой потока. Чем ближе к поверхности тела частица газа пересекает рассматриваемое сечение, тем больше путь, который она проходит в ударном слое, и больше угол, под которым частица пересекает ударную волну (рис. 6, 7). Эти два фактора приводят к увеличению уровня диссоциации и ионизации газа, что в свою очередь объясняет рост в направлении к поверхности концентраций молекулярных частиц.

### Выводы

Предпринята попытка учета уносов массы, которые возникают в подобных графиту материалах при высоких температурах поверхности в потоках газов повышенной плотности. При обтекании струей высокотемпературного азота моделей из графита в виде

затушенного тела уже при давлениях заторможенного потока, превышающих  $2 \cdot 10^6$  Па, замечены массообменные эффекты. Отдельного внимания заслуживает попытка авторов выделить унос массы графита, не зависящий от давления торможения и связанный лишь с температурой поверхности  $T_w$ . Показано, что массообмен при высоких температурах намного превышает расчетную скорость сублимации, в результате чего в экспериментах не удалось зафиксировать температуру  $T_w$  больше 3900 К. На основе физической модели представлена математическая формулировка задачи обтекания критической точки. Сформулированы граничные условия системы уравнений, описывающей многокомпонентное реагирующее течение у поверхности, в том числе и с учетом каталитичности. Получены поля распределений концентраций химических компонент в окрестности критической точки. Также получены результаты для широкого набора определяющих параметров течения и теплообмена. Выявлено, что важнейшими величинами, определяющими концентрации веществ по толщине пограничного слоя на каталитической поверхности, являются температура поверхности и интенсивность массообмена.

### Список литературы

1. Сидняев Н.И. Обзор методик исследования обтекания гиперзвуковым потоком газа тел с разрушающимся покрытием // Теплофизика и аэромеханика. 2004. Т. 11, № 4. С. 501–522.
2. Колесников А.Ф. Условия моделирования в дозвуковых течениях теплопередачи от высокоэнthalпийного потока к критической точке затушенного тела // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 1. С. 172–180.
3. Сидняев Н.И. Математическое моделирование химического активного пограничного слоя при диффузном режиме окисления // Необратимые процессы в природе и технике: сб. научн. трудов. Вып. I. / Под ред. В.С. Горелика и А.Н. Морозова. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2005. С. 68–81.
4. Ковалев В.Л. Гетерогенные каталитические процессы в аэротермодинамике. М.: Физматлит, 2002. 224 с.
5. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.П. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 376 с.
6. Васильевский С.А., Колесников А.Ф., Якушин М.И. Эффект увеличения теплового потока к титановой поверхности при вдуве кислорода в неравновесный пограничный слой // Изв. АН СССР. МЖГ. 1991. № 4. С. 148–155.
7. Агафонов В.П., Вертушкин В.К., Гладков А.А., Полянский О.Ю. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М.: Машиностроение, 1972. 344 с.
8. Петухов И.В. Численный расчет двумерных течений в пограничном слое // Численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений и квадратурные формулы. М.: Наука, 1964. С. 304–325.
9. Gubta R.N., Yoss J.M., Thompson R.A., Lee K.P. A review of reaction rates and thermodynamic and transport properties for an 11- species air model for chemical and thermal non-equilibrium calculations to 30 000 K // NASA-RP-1232, 1990.
10. Anna A., Boyd I. D., Colombo V., Ghedini E., Sanibondi P., Boselli M., Gherardi M. Computational modeling of surface catalysis for graphite exposed to high-enthalpy nitrogen flow // NATO AVT-199/RSM-0029, 2012.
11. Сидняев Н.И. Обтекание гиперзвуковых летательных аппаратов в условиях поверхностного разрушения. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2017. 304 с.

*Статья поступила в редакцию 29 декабря 2018 г.,  
после переработки — 26 июня 2019 г.,  
принята к публикации 6 ноября 2019 г.*