

РАЗРУШЕНИЕ ТЕПЛОЗАЩИТНОГО ПОКРЫТИЯ ИЗ ТЕФЛОНА ПРИ ГИПЕРЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ ПОЛЕТА

Э. В. Прозорова, Б. И. Резников

(Ленинград)

Рассматривается разрушение теплозащитного покрытия из тефлона вдоль образующей затупленного тела вращения при различных числах Маха и давлениях набегающего потока. На основании предварительного параметрического исследования уравнений ламинарного пограничного слоя с градиентом давления задача расчета параметров разрушения тефлона сведена к решению системы нелинейных и трансцендентных уравнений. Показано, что распределения температуры и скорости разрушения вдоль образующей тела вращения имеют монотонный характер, а эффективная энтальпия материала сохраняет постоянное значение вдоль тела. Предлагается простая приближенная формула для расчета скорости разрушения тефлона.

1. Данная задача представляет интерес в связи с тем, что тефлон является сильно уносящимся низкоэнтальпийным покрытием, почти полностью блокирующим конвективный тепловой поток за счет вдува паров материала в пограничный слой. Предполагается, что разрушение не нарушает ламинарного режима течения в пограничном слое.

Для критической точки исследования разрушения тефлона при упрощающих предположениях проводилось в [1,2]. Экспериментальное изучение величины эффективной энтальпии проведено в [1,3]. Численные расчеты разрушения сублимирующих покрытий вдоль образующей сферы проведены для графита и материала типа текстолита в [4,5].

Рассмотрим постановку задачи о разрушении сублимирующего покрытия вдоль образующей затупленного тела вращения. Задача о разрушении теплозащитного покрытия, не образующего жидкой фазы, сводится к совместному решению системы уравнений пограничного слоя и уравнения теплопроводности в твердом теле. Граничные условия задаются на внешней границе пограничного слоя, на фронте разрушения и в глубине твердой фазы. Условия на фронте разрушения выводятся из законов сохранения массы, импульса и энергии, примененных к поверхности сильного разрыва [6]. Для замыкания задачи привлекаются уравнения химического равновесия и условие, определяющее кинетику разрушения теплозащитного покрытия. Для материалов, разрушающихся в результате пиролиза, таким условием является

$$(1.1) \quad \dot{S} = \int_0^{-\infty} K(T) dy$$

где $K(T) = B \exp(-E/RT)$ — константа реакции пиролиза; $\dot{S}$ — скорость перемещения фронта разрушения. Можно сказать, что ввиду малой теплопроводности материала и резкой зависимости скорости пиролиза от температуры, разрушение локализуется в узком подповерхностном слое и все химические реакции могут быть снесены на поверхность тела. Предполагая, что $\partial T / \partial y \gg \partial T / \partial x$, рассмотрим уравнение теплопроводности в одномерной постановке. Для установившегося режима разрушения краевая задача, описывающая распространение тепла внутри твердой

фазы, имеет вид

$$(1.2) \quad \lambda_1 \frac{d^2 T}{dy_1^2} = -\rho_1 c_{p1} \dot{S} \frac{dT}{dy_1} + \Delta \rho_1 K(T) \\ T(0) = T_0, \quad T(-\infty) = T_{-\infty}$$

Здесь $y_1 = y - \dot{S}t$ — координата, связанная с фронтом разрушения, Δ — теплота, выделяющаяся при пиролизе единицы массы материала. Интегрируя (1.2), имеем выражение для теплового потока, проходящего внутрь твердой фазы

$$(1.3) \quad -\lambda_1 \frac{dT}{dy_1} = \rho_1 \dot{S} [\Delta + c_{p1}(T_0 - T_{-\infty})] - \Delta \rho_1 \int_0^{y_1} K(T) dy$$

Дальнейшее интегрирование уравнения теплопроводности можно провести в приближении тонкой реакционной зоны. С использованием двух первых членов разложения в ряд Тейлора функции $1/T$ получаем профиль температур в твердом теле и связь скорости разрушения с температурой поверхности материала

$$(1.4) \quad \frac{T - T_{-\infty}}{T_0 - T_{-\infty}} = e^{-k_1 y_1} + \frac{C}{T_0 - T_{-\infty}} (e^{k_2 y_1} - e^{-k_1 y_1})$$

$$(1.5) \quad k_1 = \frac{\rho_1 c_{p1}}{\lambda_1} \dot{S}, \quad k_2 = \frac{ET_0'}{RT_0^2}, \quad \dot{S} = \left\{ \frac{\lambda_1 BR/E}{\rho_1 [c_{p1}(T_0 - T_{-\infty}) + \Delta]} \right\}^{1/2} T_0 e^{-E/2RT_0}$$

$$C = -\frac{\rho_1 \Delta \dot{S} / \lambda_1}{k_2 + k_1} = \frac{\Delta RT_0^2 / E}{c_{p1}(T_0 - T_{-\infty} - RT_0^2/E) + \Delta},$$

$$\frac{k_2}{k_1} = -\frac{E}{RT_0^2} \left(T_0 - T_{-\infty} + \frac{\Delta}{c_{p1}} \right)$$

Для температуры поверхности $T_0 \sim 800-1000^\circ \text{K}$ ($E = 8 \cdot 10^4 \text{ кал/моль}$, $\Delta = 441 \text{ кал/г}$, $c_{p1} = 0.4 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$) $k_2/k_1 \gg 1$, $C/(T_0 - T_{-\infty}) \ll 1$ и, таким образом, учет химических реакций в глубине тела слабо влияет на профиль температур внутри твердой фазы.

Используя соотношение (1.3) при $y_1 = 0$, запишем граничные условия на фронте разрушения [6] в переменных Дородницына — Лиза

$$(1.6) \quad \xi = \int_0^x \rho_e u_e u_e r^2 dx, \quad \eta = \frac{u_e r l_e^{1/2}}{V \sqrt{2\xi}} \int_0^{y-\dot{S}t} \rho dy$$

эти условия имеют вид

$$(1.7) \quad \frac{\alpha(\xi)}{l_e^{1/2}} \frac{\xi_x r^{-1}}{V \sqrt{2\xi}} = \rho_1 \dot{S} = \rho_1 \int_0^{-\infty} K(T) dy_1$$

$$(1.8) \quad \alpha(\xi) (c_l^* - c_l^{*(1)}) + \sum_{k=1}^N m_{lk} S^{-1}_k \left(\frac{\partial c_k}{\partial \eta} \right)_0 = 0, \quad l = 1, 2, \dots, N-1$$

$$(1.9) \quad \sum_{k=1}^N c_k = 1$$

$$(1.10) \quad \sum_{k=1}^{N-N^*} Q_k \left[\alpha(\xi) (c_k - c_k^{(i)}) + \frac{1}{S_k} \frac{\partial c_k}{\partial \eta} \right]_0 + \sum_{k=1}^N h_k^T \frac{1}{\sigma_f} \left(\frac{\partial c_k}{\partial \eta} \right)_0 + \\ + \alpha(\xi) [\Delta + c_{p1}(T_0 - T_{-\infty})] + \frac{1}{\sigma_f} \left(\frac{\partial h^T}{\partial \eta} \right)_0 = (\varepsilon \sigma_r T_0^4 - q_r) \frac{r \sqrt{2\xi}}{\xi_x} l_e^{1/2}$$

Здесь x, y — координаты, направленные вдоль образующей тела вращения и по нормали к телу; r — расстояние точки на поверхности тела от оси симметрии; u, v — проекции вектора скорости на направления x и y ; $l = \rho u / \rho_0 u_0$; $\alpha = (\rho v)_0 \sqrt{2\xi} r l_e^{1/2} / \xi_x$ — безразмерный параметр вдува; c_k, c_l^* — массовая концентрация k -й компоненты и l -го элемента; m_{lk} — весовая доля l -го элемента в k -й компоненте; Q_k — теплота реакции при образовании k -й компоненты из N^* независимых компонент; σ_f — число Прандтля при «замороженном» составе смеси; S_k — эффективное число Шмидта; h^T — энтальпия идеального газового состояния. Индексы 0 и e означают поверхность тела и внешнюю границу пограничного слоя, верхний индекс (1) означает параметры со стороны твердой фазы. Обозначения коэффициентов переноса общеприняты.

Первое уравнение системы — комбинация закона сохранения массы и уравнения кинетики разрушения. Уравнение (1.8) — закон сохранения элементов. Соотношение (1.10) — закон сохранения энергии на фронте разрушения. К записанной системе следует добавить уравнения химического равновесия реакций, протекающих на фронте разрушения

$$(1.11) \quad K_{p_i} = \prod_i p_{A_i}^{v_i} / \prod_i p_{B_i}^{v_i'}, \quad i = 1, \dots, N_0 - N$$

В систему (1.8) — (1.10) входят эффективные числа Шмидта $S_k = \mu \rho / D_k$, определенные через эффективный коэффициент диффузии D_k в многокомпонентной смеси — $\rho D_i = J_i / \nabla c_i$ [7]. Коэффициенты тепломассообмена $(\partial h^T / \partial \eta)_0$, $(\partial c_k / \partial \eta)_0$ получаются из фактического решения системы уравнений пограничного слоя.

Разделим задачу определения параметров уноса массы на две части. Проведем интегрирование уравнений пограничного слоя при фиксированных значениях вдува, температуры и состава на фронте разрушения. В результате параметрического исследования системы уравнений пограничного слоя удастся получить формулы, аппроксимирующие коэффициенты тепломассообмена в зависимости от определяющих параметров задачи. При таком подходе тепломассообмен в пограничном слое описывается через подлежащие определению параметры вдува α , энтальпии стенки и т. д. В результате задача расчета параметров уноса массы сводится к решению системы $N_0 + 3$ нелинейных уравнений (1.7) — (1.11) относительно неизвестных величин $\dot{S}$, α , T_0 , c_{i0} ($i = 1, \dots, N_0$). Исходная система включает в себя дополнительное соотношение (1.3) или (1.4) для определения профиля температур в твердом теле и вычисления линейной скорости смещения фронта разрушения в результате пиролиза твердой фазы (1.1), (1.7).

2. Рассмотрим тепломассообмен в ламинарном пограничном слое с произвольным распределением градиента давления при наличии вдува инородного газа через поверхность тела. Исходная система уравнений пограничного слоя рассматривалась в приближении локальной автомодельности. Это позволяет исследовать в наиболее общем виде зависимости коэффициентов тепломассообмена от градиента давления, вдува и температуры стенки, не задаваясь конкретными полетными условиями и формой тела.

Известно значительное количество работ, доказавших применимость приближения локальной автомодельности для расчета коэффициентов тепломассообмена даже в случае течений с резким изменением градиента давления [8].

В результате решения системы уравнений пограничного слоя [9] для коэффициентов тепломассообмена получены следующие аппроксимаци-

онные зависимости

$$(2.1) \quad \theta_0'(\alpha) = \theta_{0*}'(\alpha) \psi, \quad \psi = \left(\frac{l_{e0}}{l_{e*}} \right)^{1/2} \left\{ 1 - \left[1 - \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_*} \right)^m \right] b \right\}$$

Здесь $\theta_{0*}'(\alpha)$ — коэффициент теплообмена при вдуве смеси газов, близких по свойствам к обтекающему газу, а ψ — поправка на различие в свойствах вдуваемой смеси и обтекающего газа. Параметры m и b являются функциями градиента давления и вдува

$$(2.2) \quad m = 1.05 + (1.6 - 0.7\sqrt{\Lambda}) \alpha, \quad b = 0.075 + g_0^{1/4} - 2.04\alpha - (4.51 - 4g) \alpha^2$$

$$(2.3) \quad \Lambda = 2 \frac{d \ln u_e}{d \ln \xi}, \quad g = \frac{H^T}{H_e^T} = \frac{h^T + u^2/2}{h_e^T + u_e^2/2}, \quad \theta = \frac{\xi - \xi_0}{1 - g_0}$$

Величина $\theta_{0*}'(\alpha)$ может быть рассчитана по формуле

$$(2.4) \quad \theta_{0*}'(\alpha) = [\theta_{00}' + \varphi_1(\alpha) \varphi_2(\Lambda) \varphi_3(\sigma)] \left(1 - \frac{u_e^2}{2H_e^T} \frac{1 - \sqrt{\sigma_*}}{1 - g_0} \right)$$

$$\theta_{00}' = [0.4696 + (0.0253 + 0.0867g_0 - 0.195g_0^2) \sqrt{\Lambda}] \sigma_*^{0.355} l_{e*}^{0.386 - 0.162l_e}$$

$$\varphi_1(\alpha) = \alpha (0.568 + 0.176\alpha), \quad \varphi_2(\Lambda) = 1 - 0.15\Lambda^{(2.5+\Lambda)^{-1}},$$

$$\varphi_3(\sigma) = \left(\frac{\sigma_*}{0.7} \right)^{0.73 + 0.08 \sqrt{\Lambda}}$$

Сравнение с численными решениями показывает, что в интервале $0.5 \geq \alpha \geq -1$, $0 \leq \Lambda \leq 1$, $0.4 \leq \sigma \leq 1$, $0.2 \leq l_e \leq 1.2$ точность формул (2.1) — (2.4) не менее 5%.

Для случая вдува смеси газов с различными свойствами обобщенная аналогия между коэффициентами тепломассообмена устанавливается в формуле, аналогичной случаю вдува смеси с близкими теплоемкостями [9]

$$(2.5) \quad \left(\frac{\partial}{\partial \eta} \frac{c_i}{c_{ie} - c_{i0}} \right)_0 \left[\frac{\partial \theta}{\partial \eta}(\xi, 0) \right]^{-1} = L_{i0}^{-k}$$

$$(2.6) \quad k = 0.35 + (1.35g_0^{-0.173} - 0.67 \Lambda^{(3.05+\Lambda)^{-1}}) \alpha (0.325 - 1.35 \alpha)$$

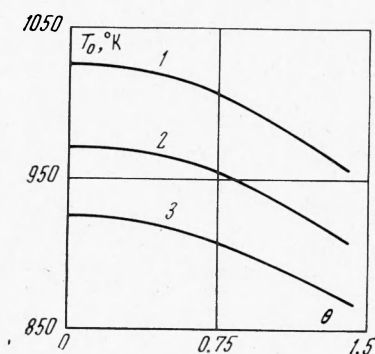
Зависимости для определения безразмерного коэффициента теплообмена θ_0' и обобщенной аналогии получены на примере вдува в воздух газов различной атомности и молекулярного веса (H_2 , He, N, CH_4 , H_2O , CO, C_2H_6 , HCl, C_3H_8 , C_2H_5OH , CF_4 , Br_2). Формула (2.1) является равномерно точной для всех вдуваемых газов и хорошо согласуется с расчетами коэффициентов тепломассообмена для передней критической точки [5, 11].

Для вычисления эффективных чисел Шмидта и Льюиса используется методика работы [7]. Присутствующие в пограничном слое и на стенке компоненты можно разбить на четыре группы, в пределах которых бинарные коэффициенты диффузии для каждой пары различаются не более чем на 1%. В результате при заданном составе и вдуве с поверхности тела задача определения эффективных коэффициентов диффузии на стенке сводится к решению нелинейной алгебраической системы уравнений.

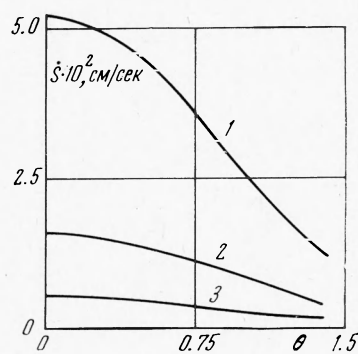
Общий метод определения параметров уноса массы сводится к решению уравнения (1.10) итерационным методом путем подбора температуры по-

верхности T_0 . При фиксированном значении T_0 из уравнения (1.7) определяем вдув в пограничный слой. Система уравнений (1.8), (1.9), (1.11) совместно с уравнениями для определения эффективных коэффициентов диффузии и коэффициентов теплообмена (2.1) — (2.6) позволяет рассчитать состав газа на стенке и, таким образом, вычислить левую часть уравнения (1.10).

3. Рассмотрим далее результаты расчетов уноса массы тефлона. Тефлон (фторопласт-4) является полимером тетрафторэтилена $(C_2F_4)_n$ — типичный низкоэнтальпийный аблирующий материал. Установлено, что



Фиг. 1



Фиг. 2

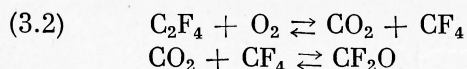
разложение тефлона начинается при температурах выше 415°C . Теплофизические параметры тефлона следующие: плотность $\rho_1 = 2.14 \text{ г/см}^3$, теплопроводность $\lambda_1 = (5.5 \div 6) \cdot 10^{-4} \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$, теплота пиролиза $\Delta = 411 \text{ кал/г}$. Теплоемкость тефлона зависит от температуры и вычисляется из соотношения

$$c_{p1} = 0.1539 + 3.36 \cdot 10^{-4} T \text{ кал/г} \cdot \text{град}$$

Разложение тефлона протекает по формуле $(C_2F_4)_{nT} \rightarrow C_2F_{4g}$, причем константа реакции пиролиза описывается уравнением

$$(3.1) \quad K = B \exp(-E/RT), \quad E = 8.3 \cdot 10^4 \text{ кал/моль}, \quad B = 3 \cdot 10^{19} \text{ сек}^{-1}$$

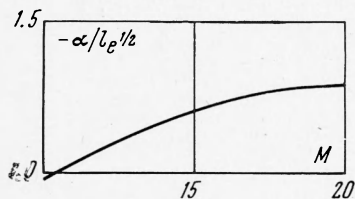
Состав продуктов пиролиза зависит от давления, однако надежные экспериментальные данные отсутствуют. Известно, что при низких давлениях во всем диапазоне температур образуется мономер C_2F_4 . При пиролизе в смесях с избытком кислорода конечными продуктами реакций будут CO_2 и CF_4 . Из анализа констант равновесия возможного набора определяющих реакций следует, что в диапазоне температур поверхности до 1200°K мономер, появляющийся в результате термической деструкции участвует в двух реакциях



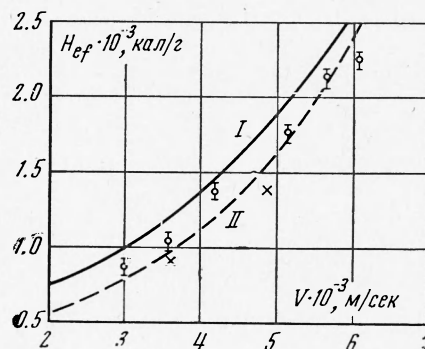
Таким образом, при разрушении в потоке диссоциированного воздуха на стенке могут присутствовать семь компонент: O_2 , N_2 , C_2F_4 , CF_4 , CO_2 , CF_2O , Ag .

Численные расчеты разрушения теплозащитного покрытия из тефлона проводились для сферы радиусом 1 м в диапазоне чисел Маха 10—20 и

давлений в набегающем потоке $p_\infty = 0.001-0.1$ ат. На фиг. 1 и 2 представлены типичные зависимости температуры поверхности и скорости разрушения вдоль образующей сферы при различных давлениях в набегающем потоке с $M = 15$. Кривые 1—3 соответствуют значениям давления $p = 0.1, 0.01, 0.001$ ат. Видно, что с удалением от передней критической точки температура поверхности и скорость разрушения монотонно убывают. Проведенные расчеты показали, что безразмерная скорость разрушения $\alpha / l_e^{1/2}$ и эффективная энтальпия $H_{ef} = q_0 / \rho_1 \dot{S}$ постоянны вдоль боковой поверхности и не зависят от давления. Зависимость вели-



Фиг. 3



Фиг. 4

чины $\alpha / l_e^{1/2}$ от числа Маха представлена на фиг. 3. Результаты численных расчетов величины $\alpha / l_e^{1/2}$ в диапазоне $10 < M < 20$ с точностью до 3% аппроксимируются формулой

$$\frac{\alpha}{l_e^{1/2}} = 0.314 M^{0.52-0.002M}$$

Сравнение результатов данного расчета с теоретическими и экспериментальными данными для передней критической точки [1,2] проводилось по величине эффективной энтальпии. Зависимость эффективной энтальпии от скорости полета представлена на фиг. 4. Там же для сравнения нанесены данные [2] (кривая I) и результаты экспериментов по разрушению тефлона в установках с электродуговым подогревом, использованных в [1]. Пунктиром II нанесена расчетная кривая данной работы. Из фиг. 4 видно, что согласие теории и эксперимента удовлетворительное.

Укажем приближенную формулу для расчета линейной скорости разрушения в окрестности критической точки

$$\dot{S} = \frac{3 \cdot 10^{-2}}{\sqrt{R}} M^{3/2} \sqrt{P_\infty} \text{ см/сек}, \quad [R] = \text{см}, \quad [P_\infty] = \text{ат}$$

Формула хорошо аппроксимирует скорость разрушения в диапазоне рассчитанных параметров $0.001 \leq P_\infty \leq 0.1$ ат и $M_\infty < 12$.

Поступила 6 VII 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Адамс. Последние достижения в теории абляции. Вопр. ракетн. техн., 1960, № 4.
2. Steg L. Materials for Re-entry heat protection of satellites. ARS Journal, 1960, vol. 30, No. 9.
3. Джон, Рекессо. Характеристики абляции сублимирующих материалов, полученные при помощи нагретого в электрической дуге воздуха. Вопр. ракетн. техн., 1960, № 4.

4. *Щенников В. В.* Расчет ламинарного пограничного слоя вдоль образующей сублимирующего тела вращения. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1965, т. 5, № 1.
 5. *Овсянников В. М.* Разрушение осесимметричного тела вращения из материала сложного химического состава в высокоэнтальпийном потоке воздуха. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 5.
 6. *Тирский Г. А.* Условия на поверхностях сильного разрыва в многокомпонентных смесях. ПММ, 1961, т. 25, вып. 2.
 7. *Тирский Г. А.* Вычисление эффективных коэффициентов диффузии в ламинарном диссоциированном многокомпонентном пограничном слое. ПММ, 1969, т. 33, вып. 1.
 8. *Мэрвин, Синклер.* Конвективный теплообмен в области большого отрицательного градиента давления. Ракетная техника и космонавтика, 1967, № 11.
 9. *Лойцянский Л. Г.* Ламинарный пограничный слой. М., Физматгиз, 1962, стр. 278.
 10. *Резников Б. И., Тирский Г. А.* Обобщенная аналогия между коэффициентами массообмена в ламинарном многокомпонентном пограничном слое с произвольным распределением градиента давления. Докл. АН СССР, 1964, т. 158, № 4.
 11. *Анфимов Н. А.* Тепло- и массообмен в окрестности критической точки при вдуве и отсосе различных газов через поверхность тела. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 1.
-