

# 流过泰氟龙烧蚀表面的化学非平衡 边界层数值研究

魏叔如 吴荣生

(中国科学院力学研究所, 北京 100080)

**摘要** 对流过泰氟龙烧蚀表面的化学非平衡边界层进行了数值分析。研究了气体模型、化学反应速率常数和壁面催化对边界层特性的影响。研究表明, 气体模型对烧蚀产物组元浓度大小的排序有很大影响, 但不同气体模型造成的电子数密度差最大仅一个数量级; 不同的氟碳反应速率常数, 虽在非催化壁条件下, 对组元浓度剖面有强烈影响, 但对电子数密度剖面, 不管壁面催化特性如何, 几乎都没有影响; 表面烧蚀可能引起边界层分离。

**关键词** 烧蚀, 边界层, 化学非平衡, 数值分析

## 前言

泰氟龙(聚四氟乙烯塑料的商业名称)是一种低温烧蚀材料, 其烧蚀产物的亲电子特性, 常被用来降低再入航天器在高空飞行时的化学非平衡粘性绕流和尾迹的电子数密度, 以减轻再入通讯中断, 降低雷达散射截面。早在 60 年代后期, Greenberg 等人<sup>[1]</sup>用部分平衡模型, 在路易斯数和普朗特数为 1 的假定下, 研究了泰氟龙烧蚀平板层流边界层; 最近几年, Bhutta 等人<sup>[2~4]</sup>发表了一系列文章, 他们用解抛物化纳维尔-斯托克斯方程(PNS)的方法研究了流过泰氟龙烧蚀表面的化学非平衡粘性绕流。他们先用 21 组元、28 个气相反应模型<sup>[2]</sup>, 后用 23 组元、36 个气相反应模型<sup>[3,4]</sup>, 研究了计算方法的可行性和烧蚀对流场特性的影响。可惜, 由于他们采用的 PNS 格式所花的计算时间和内存太多, 一直未能应用于工程设计。但从另一方面看, 实践表明, 边界层理论适用于一般再入飞行器在飞行高度低于 70 km 时的粘性流场特性预测, 其计算精度、计算机时及内存要求颇能为工程师所接受<sup>[5]</sup>。基于这些考虑, 用边界层理论方法, 对流过泰氟龙烧蚀表面的化学非平衡粘流进行了数值分析。计算方法采用有限差分方法, 对所用计算格式的可行性、精度和效率进行了研究; 为考查气体模型、反应速率常数和壁面催化对边界层特性的影响, 在算例中采用了两组气体模型、两组氟碳反应速率常数以及平衡催化和非催化两种壁面催化特性。

## 1 控制方程和边界条件

对于多组元化学反应气体边界层, 在所有组元互扩散系数相等和略去热扩散的假定下, 其守恒方程为:

总连续方程

$$\frac{\partial}{\partial s}(\rho u r^j) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v r^j) = 0 \quad (1)$$

1995-05-09 收到第一稿, 1995-09-24 收到修改稿。

动量方程

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial s} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (2a)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (2b)$$

组元连续方程 (扩散方程)

$$\rho u \frac{\partial C_i}{\partial s} + \rho v \frac{\partial C_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D_i \frac{\partial C_i}{\partial y} \right) + \dot{w}_i \quad (3)$$

能量方程

$$\begin{aligned} \bar{C}_p \left( \rho u \frac{\partial T}{\partial s} + \rho v \frac{\partial T}{\partial y} \right) &= u \frac{dp}{ds} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \\ &\sum_i \dot{w}_i h_i + \sum_i C_{pi} \frac{\partial T}{\partial y} \left( \rho D_i \frac{\partial C_i}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (4)$$

及状态方程

$$p = \rho R T / \bar{M} \quad (5)$$

其中

$$\bar{M} = \left( \sum_i C_i / M_i \right)^{-1} \quad (6)$$

为计算方便, 在引进 Lees-Levy 座标变换

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \int_0^s \rho_e \mu_e u_e r^{2j} ds \\ \eta &= \frac{u_e r^j}{\sqrt{2\xi}} \int_0^y \rho dy \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

及因变量

$$\left. \begin{aligned} V &= \frac{2\xi}{\rho_e \mu_e u_e r^{2j}} \left( f' \frac{\partial \eta}{\partial s} + \frac{\rho v r^j}{\sqrt{2\xi}} \right) \\ f' &= u / u_e \\ \theta &= T / T_e \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

后得到经座标变换后的方程如下:

连续方程

$$2\xi \frac{\partial f'}{\partial \xi} + \frac{\partial V}{\partial \eta} + f' = 0 \quad (9)$$

动量方程

$$2\xi \frac{\partial f'}{\partial \xi} + \left( \frac{V - l'}{f'} \right) \frac{\partial f'}{\partial \eta} + \beta \left[ f' + \frac{\bar{M}_e}{\bar{e} \bar{M}} \frac{\theta}{f'} \right] - \frac{l}{f'} \frac{\partial^2 f'}{\partial \eta^2} = 0 \quad (10)$$

能量方程

$$\begin{aligned} 2\xi f' \frac{\partial \theta}{\partial \xi} + \left( V - \frac{\bar{C}'}{\bar{C}_p} + d \right) \frac{\partial \theta}{\partial \eta} - \alpha l \left( \frac{\partial f'}{\partial \eta} \right)^2 + \left( \bar{e} - \alpha \beta \frac{\bar{M}_e}{\bar{M} \bar{e}} \right) \theta f' - \\ \frac{\bar{C}}{\bar{C}_p} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} + \frac{e}{\bar{C}_p T_e} \sum_i h_i \left( \frac{\dot{w}_i}{\rho} \right) = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

组元连续方程

$$2\xi f' \frac{\partial C_i}{\partial \xi} + (V - b'_i) \frac{\partial C_i}{\partial \eta} - b_i \frac{\partial^2 C_i}{\partial \eta^2} - e \left( \frac{\dot{w}_i}{\rho} \right) = 0 \quad (12)$$

方程 (10)~(12) 可以写成统一的形式

$$(\partial^2 W / \partial \eta^2) + \alpha_1 (\partial W / \partial \eta) + \alpha_2 W + \alpha_3 + \alpha_4 2\xi (\partial W / \partial \xi) = 0 \quad (13)$$

其中， $W$  表示因变量中流函数的导数  $f'$ ，无量纲温度  $\theta$  和组元质量分数  $c_i$  中的任一个，方程中的系数  $\alpha_1 \sim \alpha_4$  可对方程 (10)~(12) 进行线化后确定 [6]。

边界层问题是两点边值问题，因此，在求解边界层方程 (9) 和 (13) 时必须给出边界条件。对于现在感兴趣的高超声速细长体边界层问题，在确定边界层外缘条件时必须考虑熵吞效应。用流管法确定边界层外缘条件，是考虑这种效应的简单有效的方法。在现在的研究中采用了化学平衡与非平衡流管法两种方法。对于边界层外缘条件在座标变换后写成

$$\eta = \eta_e, \quad f' = 1.0, \quad \theta = 1.0, \quad C_i = C_{ie} \quad (14a)$$

对于有泰氟龙烧蚀的壁面边界条件，根据我们在文献 [11] 中的分析可写为

$$\eta = 0, \quad f' = 0, \quad \theta = \theta_w, \quad V_w = (2\xi)^{1/2} (\rho v)_w / ((\rho_e \mu_e u_e r^j) \quad (14b)$$

及对于化学组元浓度  $C_i$ ，在平衡催化壁条件下为

$$C_i = C_{iw} (\rho_e, T_w) \quad (14c)$$

在非催化壁条件下为

$$\left. \begin{aligned} \left( \frac{\partial C_i}{\partial \eta} \right)_w &= Z_w C_{iw} \quad (\text{对于 } i \neq C_2 F_4, Na) \\ \left( \frac{\partial C_i}{\partial \eta} \right)_w &= Z_w (C_{iw} + \tilde{K}_{Nap} - 1) \quad (\text{对于 } i = C_2 F_4) \\ \left( \frac{\partial C_i}{\partial \eta} \right)_w &= Z_w (C_{iw} - \tilde{K}_{Nap}) \quad (\text{对于 } i = Na) \end{aligned} \right\} \quad (14d)$$

这里， $\tilde{K}_{Nap}$  表示在泰氟龙塑料中，微量碱金属钠的质量分数， $Sc$  为壁面气体的施密特数。

## 2 化学模型

为考查气体模型对边界层特性的影响，在本研究中考虑了两个气体模型。它们是：1) 22 组元模型。在这个模型中，考虑了  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $O$ ,  $N$ ,  $NO$ ,  $NO^+$ ,  $e^-$ ,  $F$ ,  $F_2$ ,  $CF_2$ ,  $CF_4$ ,  $COF_2$ ,  $C_2F_4$ ,  $F^-$ ,  $Na$ ,  $Na^+$ ,  $C$ ,  $CO$ ,  $CO_2$ ,  $C_2$ ,  $C_3$ ,  $CN$  等 22 个组元；2) 19 组元模型。在 22 组元模型中，去掉最后三个组元（即  $C_2$ ,  $C_3$  和  $CN$ ）而得。现在的气体模型与 Bhutta<sup>[3]</sup> 的相比少了  $O^-$  和  $O_2^-$  两个组元，这是考虑到，在边界层中，这两个组元的浓度远低于其它组元浓度的缘故。

在本研究中所用的热力学性质，取自苏联科学院编的单质热力学性质表<sup>[7]</sup>。

对于有 NI 个组元, NR 个气相化学反应的系统, 其化学反应的一般形式为

$$\sum_i^{NI} \alpha_{ri} X_i \xrightleftharpoons{K_{fr}} \sum_i^{NI} \beta_{ri} X_i, \quad r = 1, 2, \dots, NR \quad (15)$$

其中,  $\alpha_{ri}$ ,  $\beta_{ri}$  为化学计量系数,  $X_i$  为  $i$  组元的摩尔浓度,  $K_{fr}$  和  $K_{br}$  为第  $r$  个反应的正、逆向反应速率常数。由此可以写出在方程(3)和(4)所需用到的  $i$  组元单位体积的净质量生成率  $\dot{w}_i$  的表达式为<sup>[6]</sup>

$$\frac{\dot{w}_i}{\rho} = M_i \sum_r^{NR} (\beta_{ri} - \alpha_{ri})(L_{fr} - L_{br}) \quad (16)$$

其中

$$L_{fr} \equiv K_{fr} \rho^{\alpha_r} \prod_i^{NI} (\gamma_i)^{\alpha_{ri}}, \quad L_{br} \equiv K_{br} \rho^{\beta_r} \prod_i^{NI} (\gamma_i)^{\beta_{ri}}$$

$$\alpha_r \equiv \sum_i^{NI} \alpha_{ri} - 1, \quad \beta_r \equiv \sum_i^{NI} \beta_{ri} - 1, \quad \gamma_i \equiv C_i / M_i$$

上述关系中反应速率常数  $K_f$  和  $K_b$  都写成 Arrhenius 的表示方法, 即

$$K_f(\text{或 } K_b) = AT^B \exp(-C/T) \quad (17)$$

在本研究中, 化学反应速率常数(或方程(17)中的系数 A, B 和 C)是这样选用的: 空气组元间和空气组元与碳之间的反应, 取自 Blottner 的数据<sup>[6,13]</sup>; 氟碳反应速率常数用了两组以考查它们对边界层特性的影响, 一组是 Cresswell 等人的数据<sup>[8]</sup>(见表 1), 另一组是由我们建立的, 在这组数据中, 正向反应速率常数采用 Bhutta<sup>[3]</sup> 和 Heicklen<sup>[9]</sup> 的数据, 逆向反应速率常数, 先用这些正向反应速率常数和由单质热力学性质表<sup>[7]</sup>得到的化学反应平衡常数导出, 然后进行数值拟合得到(见表 2); 三体碰撞系数采用 Bhutta<sup>[3]</sup> 和 Blottner<sup>[6,13]</sup> 的数据。

表 1 氟碳反应和速率常数 (Cresswell 等人数据)  
Table 1 Fluorocarbon reactions and rates (from Cresswell et al.)

| Reaction   | Forward rate constant, $k_f$ |     |         | Reverse rate constant, $k_b$ |      |         |
|--|------------------------------|-----|---------|------------------------------|------|---------|
|  | A                            | B   | C       | A                            | B    | C       |
| 1 $\text{C}_2\text{F}_4 + \text{M} \rightleftharpoons 2\text{CF}_2 + \text{M}$           | $7.82 \times 10^{15}$        | 0.5 | 28024.8 | 0.0                          | 0.0  | 0.0     |
| 2 $\text{C}_2\text{F}_4 + \text{O} \rightleftharpoons \text{F}_2\text{CO} + \text{CF}_2$ | $6.0 \times 10^{11}$         | 0.0 | 0.0     | 0.0                          | 0.0  | 0.0     |
| 3 $\text{CF}_2 + \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{CO} + 2\text{F} + \text{O}$         | $2.92 \times 10^{10}$        | 0.5 | 6682.9  | 0.0                          | 0.0  | 0.0     |
| 4 $\text{CF}_4 + \text{M} \rightleftharpoons \text{CF}_2 + 2\text{F} + \text{M}$         | $9.24 \times 10^{14}$        | 0.5 | 48132.9 | 0.0                          | 0.0  | 0.0     |
| 5 $\text{F}_2\text{CO} + \text{M} \rightleftharpoons \text{CO} + 2\text{F} + \text{M}$   | $4.29 \times 10^{11}$        | 0.5 | 27967.0 | 0.0                          | 0.0  | 0.0     |
| 6 $\text{F}_2 + \text{M} \rightleftharpoons 2\text{F} + \text{M}$                        | $7.90 \times 10^{12}$        | 0.2 | 18475.6 | $3.29 \times 10^{12}$        | 0.0  | 0.0     |
| 7 $\text{F}_2 + \text{e}^- \rightleftharpoons \text{F} + \text{F}^-$                     | $3.3 \times 10^{15}$         | 0.0 | 0.0     | $3.0 \times 10^7$            | 1.4  | 21573.4 |
| 8 $\text{F}^- + \text{M} \rightleftharpoons \text{F} + \text{e}^- + \text{M}$            | $3.0 \times 10^{11}$         | 0.7 | 40017.3 | $1.36 \times 10^{19}$        | -0.9 | 0.0     |

在计算中用到的输运性质, 普朗特数  $Pr$ , 路易斯数  $Le$  和施密特数  $Sc$  假设为常数, 混合气体的粘性系数由 Wilke 的半经验公式计算, 即

$$\mu = \frac{\sum_i^{NI} X_i \mu_i}{X_i + \sum_{j \neq i}^{NI} X_j G_{ij}} \quad (18)$$

$$G_{ij} \equiv \frac{1}{2\sqrt{2}} \left[ 1 + \left( \frac{\mu_i}{\mu_j} \right)^{0.5} \left( \frac{M_j}{M_i} \right)^{0.25} \right]^2 \left( 1 + \frac{M_i}{M_j} \right)^{-0.5}$$

式中， $X_i$  为  $i$  组元摩尔分数。组元粘性系数由下式给定

$$\mu_i = \exp(C_i) T^{(A_i \ln T + B_i)} [\text{gcm}^{-1}\text{s}^{-1}] \quad (19)$$

系数  $A_i$ ,  $B_i$  和  $C_i$  取自文献 [3,6,10] 和 [13].

表 2 氟碳反应和速率常数 (本文数据)

Table 2 Fluorocarbon reactions and rates (present)

| Reaction   | Forward rate constant*, $k_f$ |       |         | Reverse rate constant, $k_b$ |        |           |
|--|-------------------------------|-------|---------|------------------------------|--------|-----------|
|  | A                             | B     | C       | A                            | B      | C         |
| 1 $\text{C}_2\text{F}_4 + \text{M} \rightleftharpoons 2\text{CF}_2 + \text{M}$         | $4.08 \times 10^{40}$         | -6.36 | 37695.0 | $9.22 \times 10^{27}$        | -3.73  | 834.89    |
| 2 $\text{C}_2\text{F}_4 + \text{O} \rightleftharpoons \text{COF}_2 + \text{CF}_2$      | $1.33 \times 10^8$            | -1.55 | 215.0   | 226.25                       | 0.07   | 49001.25  |
| 3 $\text{CF}_2 + \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{CO} + 2\text{F} + \text{O}$       | $2.92 \times 10^{10}$         | 0.5   | 6682.9  | 6.96                         | 2.29   | -52028.81 |
| 4 $\text{CF}_4 + \text{M} \rightleftharpoons \text{CF}_2 + 2\text{F} + \text{M}$       | $9.24 \times 10^{14}$         | 0.5   | 48132.9 | 1.28                         | 2.99   | -62504.71 |
| 5 $\text{F}_2\text{CO} + \text{M} \rightleftharpoons \text{CO} + 2\text{F} + \text{M}$ | $4.29 \times 10^{11}$         | 0.5   | 27967.0 | 0.13598                      | 2.83   | -56082.92 |
| 6 $\text{F}_2 + \text{M} \rightleftharpoons 2\text{F} + \text{M}$                      | $7.90 \times 10^{12}$         | 0.2   | 18475.6 | $7.63 \times 10^9$           | 0.72   | -860.93   |
| 7 $\text{F}_2 + \text{e}^- \rightleftharpoons \text{F} + \text{F}^-$                   | $3.30 \times 10^{15}$         | 0.0   | 0.0     | $1.34 \times 10^6$           | 2.03   | 20241.0   |
| 8 $\text{F}^- + \text{M} \rightleftharpoons \text{F} + \text{e}^- + \text{M}$          | $3.0 \times 10^{11}$          | 0.7   | 40017.3 | $7.03 \times 10^{18}$        | -0.81  | 437.89    |
| 9 $\text{CF}_2 + \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{COF}_2 + \text{O}$                | $2.9 \times 10^7$             | 0.5   | 6692.95 | $2.15 \times 10^{11}$        | -0.042 | 32031.17  |

\* 取自文献 [3] 和文献 [9].

### 3 数值计算

在本研究的边界层计算中, 采用 Blottner 发展的有限差分方法 [6], 在计算中为保证数值稳定, 采用了全隐差分格式. 用驻点解作为边界层解沿物面向下游推进的初始剖面. 在驻点, 偏微分方程 (13) 变成常微分方程. 这些方程同样用有限差分方法求解. 在我们的计算中, 速度、温度和组元浓度的第一次估值, 分别用 Blasius 速度剖面,  $\theta = \theta_w + (1 - \theta_w)(\eta/\eta_e)(2 - \eta/\eta_e)$  和  $C_i = C_{iw} + (C_{ie} - C_{iw})f'$ . 若以  $\bar{W}$  和  $W$  分别表示上一次的和新的因变量剖面, 则当  $|1 - \bar{W}/W| \leq \varepsilon$  时, 迭代计算停止进行.  $\varepsilon$  是精度指标, 对于空气边界层, 我们取  $\varepsilon = 1.0 \times 10^{-4}$ , 对于烧蚀边界层, 取  $\varepsilon = 0.01$ . 对于后者, 似乎精度不够高, 但它对剖面的主要部分仅有极小的影响. Blottner 用限制迭代次数来控制精度, 他们在碳-空气烧蚀边界层中, 第一次估计的剖面在迭代 50 次后停止计算 [6]. 图 1 表示的是在我们计算中, 典型的一氧化碳 (CO) 质量分数剖面的收敛过程, 要达到  $\varepsilon = 0.01$  的精度, 迭代次数需超过 61 次. 若采用 Blottner 的收敛准则, 也可得到精度大致相同的结果.

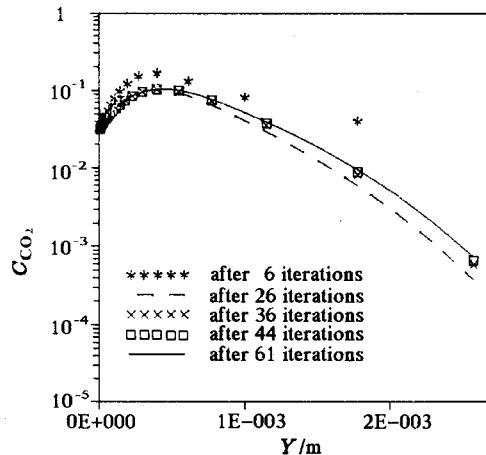


图 1 组元质量分数的收敛过程  
Fig.1 Converging process of species mass fractions

在一般情况下, 对于有限催化壁和非催化壁, 边界层必须与烧蚀壁面边界条件耦合计算, 但在平衡催化壁条件下, 确定壁面边界条件的计算, 可利用传递系数法 (film-coefficient approach) 与边界层计算解耦<sup>[11]</sup>. 在本文中, 为了简单, 作了准定常烧蚀的假设, 这样, 表面后退速率 (烧蚀率) $v_s$  可表示为<sup>[12]</sup>

$$v_s = [\alpha_p B \exp(-E_a/RT_w) / (E_a/RT_w)(1 - T_0/T_w)]^{1/2} \quad (20)$$

而表面温度  $T_w$  由通过控制体的能量平衡确定<sup>[11]</sup>

$$[-q_w] - q_r - (\rho v)_w (h_w - h_{-\infty}) = 0 \quad (21)$$

#### 4 算例结果和讨论

为考查现在方法的精度和效率及空气-泰氟龙烧蚀边界层的主要特性, 我们用流马赫数为 20, 飞行高度为 58 km 的小钝头锥形飞行器上的化学非平衡泰氟龙烧蚀边界层作为算例进行了计算.

用上节的精度要求进行计算, 其内存要求和计算机时消耗能为工程师所接受.

气体模型对组元浓度大小的排序有强烈的影响. 例如, 在 19 组元模型中, 壁面附近  $C_2F_4$  单体占绝对优势; 而在 22 组元模型中, 则是  $CF_4$  的浓度最大 (图 2). 两个气体模型产生的电子数密度差, 最大约为一个数量级 (图 3). 这些结果是可以理解的, 因为在 22 组元模型中, 增加了  $C_2$ ,  $C_3$  和  $CN$  三个组元, 这些组元中的碳原子都来源于  $C_2F_4$  的分解, 而  $C_2F_4$  的分解, 不仅降低了  $C_2F_4$  本身的浓度, 增加了  $CF_4$  的浓度, 同时也生成了更多的 F 和  $F_2$  组元, 它们在电子吸附反应中使更多的电子被吸附, 从而降低了电子的数密度.

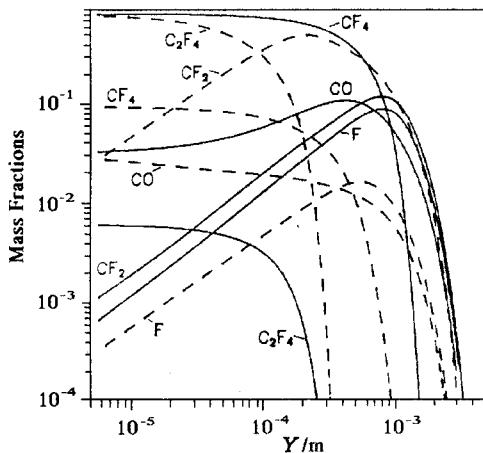


图 2 气体模型对部分中性组元质量分数剖面的影响

Fig.2 Effects of gas models on mass fraction profiles of partial neutral species  
— 19 species, — 22 species

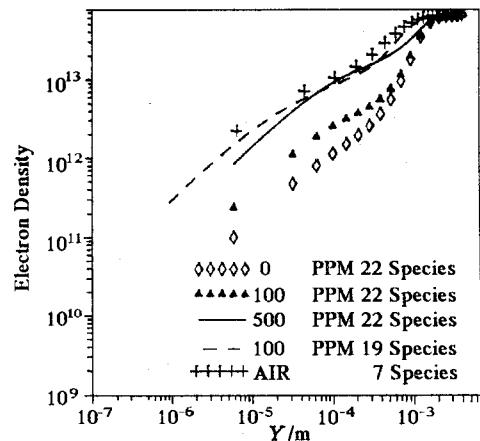


图 3 不同情况下的电子密度剖面

Fig.3 Profiles of electron density for different conditions

壁面催化特性对组元浓度和电子数密度剖面有强烈的影响. 以  $CF_4$  组元为例, 由于与其有关的反应,  $CF_4$  的分解反应 (表 1 和 2 中的反应 4), 其逆反应 ( $CF_4$  的生成反应) 的

速率常数或为零(对于表 1 Cresswell 的数据)或较小(对于表 2 由我们推出的数据),因此,在非催化壁条件下,  $\text{CF}_4$  的浓度剖面或恒为零(对于 Cresswell 的数据)或较低(对于我们的数据,比平衡催化壁低约 5 个数量级)(图 4). 至于电子数密度,在壁面及其邻近,非催化壁时的值比平衡催化壁时的值高约 2~3 个数量级(图 5).

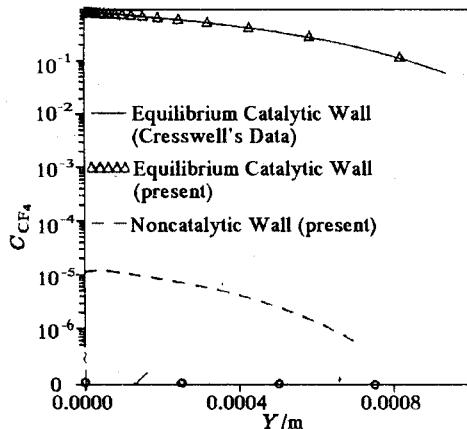


图 4  $\text{CF}_4$  的质量分数剖面  
Fig.4 Mass fraction profiles of  $\text{CF}_4$

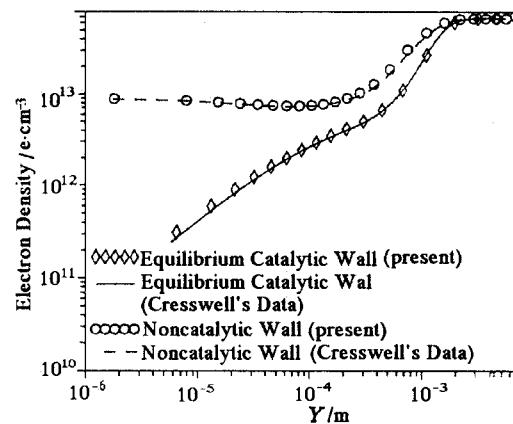


图 5 壁面催化条件对电子密度剖面的影响  
Fig.5 Effects of surface catalytic conditions on profiles of electron density

不同的氟碳反应速率常数,仅在非催化壁条件下,对组元浓度分布有显著影响,典型例子是  $\text{CF}_4$  浓度分布,在 Cresswell 的数据时,其值恒为零,在我们的数据下,则为有限值.但在平衡催化壁条件下,两组数据算出的结果几乎没有差别(图 4).至于对电子数密度剖面的影响,则不管壁面催化特性如何,用两组数据算出的结果,几乎都相同(图 5).这是因为,在我们使用的两组反应速率常数中,仅氟碳反应速率常数有差别,其余反应速率常数,包括两个重要的电离反应(空气电离和钠电离)的速率常数则完全相同的缘故.

当烧蚀边界层计算沿物面向下游推进时,在有逆压梯度处,解难于收敛,这是由于边界层逐渐接近分离的缘故.有趣的是,这种现象在空气边界层中并不出现(图 6).由此可见,这种边界层的分离趋向是由表面烧蚀(质量引射效应)所引起的.

## 5 结 论

1) 现行的方法对于化学非平衡空气-泰氟龙烧蚀边界层,其数值精度、对计算机内存要求和计算时间能为工程师所接受.

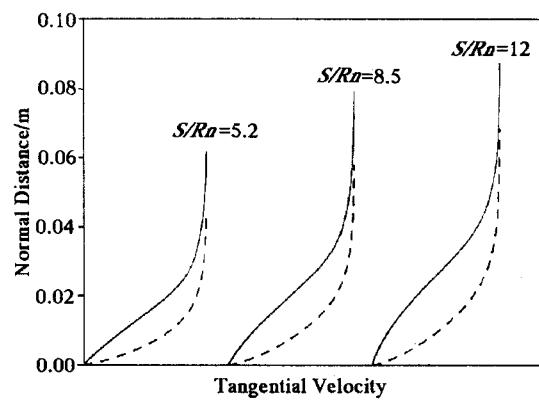


图 6 速度剖面沿物面的变化  
Fig.6 Profiles of velocity along the body surface  
- - - Air boundary layers,  
— Ablation boundary layers

- 2) 不同气体模型引起的电子数密度差最高约一个数量级.
- 3) 壁面催化对组元浓度和电子数密度剖面有强烈的影响.
- 4) 由不同氟碳反应速率常数得到的电子数密度剖面几乎重合.
- 5) 烧蚀可能诱发边界层分离.

### 参 考 文 献

- 1 Greenberg RA, Kemp NH, Wray KL. Structure of the laminar ablating air-Teflon boundary layer. AD-681152, 1968
- 2 Bhutta BA, Song DJ, Lewis CH. Nonequilibrium viscous hypersonic flows over ablating teflon surfaces. *JSR*, 1990, 27(2): 205~215
- 3 Bhutta BA, Lewis CH. New technique for low-to high altitude predictions of ablative hypersonic flowfields. *JSR*, 1992, 29(1): 35~50,
- 4 Bhutta BA, Lewis CH. low-to high altitude predictions of three-dimensional ablative re-entry flowfields. *JSR*, 1993, 30(4): 395~403
- 5 Schexnayder CJ, JR, Evans JS. Influence of ablation impurities on blunt body re-entry ionization. *AIAA J*, 1974, 12(6): 805~811
- 6 Blottner FG, Johnson M, Ellis M. Chemically reacting viscous flow program for multi-component gas mixtures. SC-RR-70-754, 1971
- 7 Glushko VP, Gurvich LV, Bergman GA, et al. Thermodynamic Properties of Individul Matters Vol. 1~4, Moscow: Nanka, 1979~1982, (in Russian).
- 8 Cresswell J, Kaplan B, Porler R, et al. Material effects of low temperature ablators on hypersonic wake properties of slender bodies. NASA N67-37521
- 9 Heicklen J. Gas-phase chemistry of re-entry. *AIAA J*, 1967, 5(2): 4~15
- 10 Svehla RA. Estimated viscosities and thermal conductivities of gases at high temperatures. NASA TR R-132, 1962
- 11 魏叔如. 化学非平衡边界层壁面边界条件研究. 力学学报, 1994, 26(4): 407~415
- 12 Nelson WC. The High Temperature Aspects of Hypersonic Flow. oxford: Pergamon, 1964: 629~680
- 13 Blottner FG. Prediction of electron density in the boundary layer on entry vehicles with ablation, NASA SP-252, 1970: 219~240

## NUMERICAL RESEARCH ON NONEQUILIBRIUM CHEMISTRY BOUNDARY LAYERS OVER ABLATING TEFLON SURFACES

Wei Shuru      Wu Rongsheng

(Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

**Abstract** The chemically nonequilibrium boundary layers over ablating Teflon surface are numerically analysed. The effects of the gas models, the reaction rate constants and the wall catalysis on boundary layer properties are investigated. The results indicate that: the gas models have strong effects on the magnitude sequence of the species concentrations but the maximum difference of electron densities between the two models is only of one order of magnitude; the different fluorocarbon reaction rate constants have much more stronger effects on the species concentration profiles while the ablating surfaces are noncatalytic but there is almost no difference between the two electron density profiles obtained from two sets of reaction rate data in spite of different wall catalysis; the surface ablation might induce separation of boundary layers.

**Key words** ablation, boundary layer, nonequilibrium chemistry, numerical analyse