

小钝头锥无粘平衡、非平衡绕流流场的数值分析

周正瑾 高智 马文驹

(中国科学院力学研究所)

摘要 本文给出钝头细长锥无粘、平衡和非平衡高超声速绕流流场的数值分析。对存在化学反应的空气,考虑了13种气体组分和22个化学反应,包括 N_2 、 O_2 和NO的振动松弛与离解过程之间的耦合反应。头部亚-跨声速区和后身高超声速区分别用直线法和有限差分法进行计算。在来流条件 $M_\infty = 20 \sim 26$, $Re_\infty = (\rho_\infty v_\infty a) / \mu_\infty = 1.5 \times 10^3 \sim 5.5 \times 10^6$ (a 为头部半径)的参数范围内,给出了绕流流场和等离子体鞘层诸特性,如激波形状、电子密度和电子碰撞频率等。

符 号

ρ, ρ_i	混合气体及第 <i>i</i> 种组元气体密度,克/厘米 ³
v	流速,厘米/秒
P, P_i	压力、分压,达因/厘米 ²
h	1克质量混合气体焓,尔格/克
$C_i = \frac{\rho_i}{\rho W_i}$	1克混合气体中含有第 <i>i</i> 种组元的克分子数,克分子/克
h_i	第 <i>i</i> 种组元单位克分子焓,尔格/克分子
C_{F_i}	第 <i>i</i> 种组元的克分子定压比热 $\begin{cases} (7/2)R & \text{双原子分子气体} \\ (5/2)R & \text{单原子分子气体} \end{cases}$ 尔格/克分子 $^\circ K$
T	气体静温
T_i	振动温度($i = O_2, N_2, NO$)
R	气体普适常数,尔格/克分子 $^\circ K$
e_i	第 <i>i</i> 种组元克分子振动能,尔格/克分子
h_i^0	第 <i>i</i> 种组元克分子化学生成焓,尔格/克分子
W, W_i	分子量,克/克分子
τ_{v_i}	振动松弛时间,秒

本文于1981年6月27日收到,9月1日收到修改稿。

$\bar{E}_i(T, T_i), \bar{E}_i(T, T)$	离介或复合过程中 1 克分子第 i 种组元振动损失或俘获能量， 尔格/克分子
ω_i	化学生成率，1 厘米 ³ 体积的混合气体，第 i 种组元经一秒钟后生成的 克分子数，克分子/秒·厘米 ³
ν'_{ij}, ν''_{ij}	配比系数、无量纲
k_{ij}, k_{rj}	第 j 个化学反应的正向、逆向速率常数， (克分子/厘米 ³) ^{a} × 1/秒， $a = 1 - \sum_i^3 \nu'_{ij}$ ， (克分子/厘米 ³) ^{b} × 1/秒， $b = 1 - \sum_i^3 \nu''_{ij}$
K_j	第 j 个化学反应的平衡常数、无量纲
τ_j	第 j 个化学反应松弛时间，秒
ψ	流函数，克/秒
r, θ	头部平板坐标
x, y	锥部边界层坐标， x 为物面方向
u_r, u_θ, u_x, u_y	分别为沿 $\vec{r}, \vec{\theta}, \vec{x}$ 和 \vec{y} 向的速度分量，厘米/秒
C_{xH}, C_{xL}, C_{xB}	分别为头部、锥部、底部的无量纲阻力系数
ν	电子碰撞频率，次/秒
S	单位质量混合气体比嫡，尔格/克°K

一、引 言

弹头再入大气层时，由于气流受激波强烈压缩，气流温度可以高达上万度，在这样高的温度下，在流场中会出现热力学非平衡区域。在典型弹道再入飞行中，约在70公里至30公里的高度范围内，绕流流场为非平衡流，非平衡流计算提供气动和等离子鞘层的物理化学特性，并为尾迹和底部计算提供条件。本文是在69年工作报告^[1]的基础上修改补充而成的。计算非平衡流场时，假定绕流流场中存在13种组元(O₂, N₂, NO, O, N, Ar, NO⁺, e⁻, O⁺, N⁺, O₂⁺, N₂⁺和 O₂⁻)，发生22个化学反应(11个中性反应，11个电离反应)，O₂, N₂和NO三种组元的振动态激发，其它双原子、离子的振动态冻结，平动和转动自由度处于平衡，电子激发态冻结，此外采用CVDV耦合模型来计及离介和振动激发过程之间的相互影响。计算平衡绕流流场采用有效比热比法。计算方法，头部亚、跨声速区采用Г. Ф. Теленин直线法，锥部采用差分法(Courant格式)。

二、高温空气的化学模型

1. 化学反应和电离反应

由于驻点区域温度高达上万度，后身流场温度可降低到一千多度。对于这样大的温

度范围,我们取如下反应:中性反应,离介-复合反应,交换原子反应和双分子反应,共计11种。对于电离反应,在8000°K以下,主要是氧原子和氮原子的碰撞复合电离,约在二万度以下,影响生成电子的主要过程仍然是原子-原子碰撞复合电离,其它如光电离,电子碰撞电离等都是不重要的。特别应该指出的是,在七、八千度以上近平衡的高温条件下,组元 N^+ 、 O^+ ,对电子浓度的贡献比组元 NO^+ 的还大,因此需要考虑生成 N^+ 、 O^+ 的那些重要反应,除去原子-原子(分子)碰撞电离、电子碰撞电离外,电荷交换反应 $O_2^+ + N \rightleftharpoons O^+ + NO$, $N_2^+ + N \rightleftharpoons N^+ + N_2$ 是最关重要的,同时在电复合过程中,不同类型离子(如 O^+ 、 O_2^+ 等)和电子的复合效率是不同的,由于电荷交换反应可以改变离子类型的分配,故间接影响电子的浓度也需要考虑。在电复合是重要反应的流动区域如尾迹流中,电荷再附合反应也需要考虑。这样,流场中共计11种电离反应,高温混合气体将由 O_2 , N_2 , NO , O , N , Ar , NO^+ , e^- , O^+ , N^+ , O_2^+ , N_2^+ 和 O_2^- 共13种组元组成。化学反应、电离反应的具体表达式见附录。

2. 振动松弛和离介的耦合模型(CVDV模型)

气流通过击波后能量有一个突增,能量的增加在分子各自由度间的分配是一个很复杂的过程。分子的平动、转动自由度只要经过很少几次碰撞就能达到平衡态,而振动自由度达到平衡态却需经过 $10^4 \sim 10^5$ 次碰撞,约在30公里以上的再入飞行中,这一松弛时间是可以和绕流流动特征时间比较的。因此可以假定:激波层内分子的平动、转动自由度总处于平衡态,振动的激发过程则需要考虑。已有实验研究表明:振动的激发程度影响离介速率,离介-复合过程对振动激发过程亦同样有影响。

这样在非平衡高温空气的计算中就需考虑两个问题:第一,由于通常的离介速率都是在振动已有相当激发即所谓准平衡下得出的,因而要把实验数据推广到实际计算条件,必须考虑振动激发程度对离介速率的影响,设 $k_{ji,eq}$ 是在振动已有相当激发条件下的离介速率,实际的离介速率为^[1]:

$$(k_{f_1}, k_{f_2}, k_{f_3}) = V_1(k_{f_1,eq}, k_{f_2,eq}, k_{f_3,eq})$$

$$(k_{f_4}, k_{f_5}, k_{f_6}) = V_2(k_{f_4,eq}, k_{f_5,eq}, k_{f_6,eq})$$

$$(k_{f_7}, k_{f_8}) = V_3(k_{f_7,eq}, k_{f_8,eq})$$

$$k_{ji} = k_{ji,eq} \quad j \geq 9$$

V_i ($i = O_2, N_2, NO$) 称为振动-离介耦合因子

$$V_i = k_{ji}/k_{ji,eq} = \frac{Q(T)Q(T_{Fi})}{Q(T_i)Q(-U_i)} = \frac{1 - \exp(-N_i \Theta_i/T)}{1 - \exp(-\Theta_i/T)} \cdot \frac{1 - \exp(-N_i \Theta_i/T_{Fi})}{1 - \exp(-\Theta_i/T_{Fi})} \\ = \frac{1 - \exp(-N_i \Theta_i/T_i)}{1 - \exp(-\Theta_i/T_i)} \cdot \frac{1 - \exp(N_i \Theta_i/U_i)}{1 - \exp(\Theta_i/U_i)}$$

其中 N_i , Θ_i , T_i 分别为第 i 种组元的振动态总数、振动特征温度和振动温度。并有^[2]

$$\frac{1}{T_{Fi}} = \frac{1}{T_i} - \frac{1}{T} - \frac{1}{U_i}, N_i = \mathcal{L}_{O_i} k/w, hc, U_i = \mathcal{L}_{O_i}/6$$

U_i 为可调参数,量纲是°K, \mathcal{L}_{O_i} 为离介温度, k 是玻尔兹曼常数, h 是普朗克常数,

w_i 是波数 ($w_i = 1/\lambda_i$, λ_i 为波长), c 为光速。它们的参数值见[13]。第二, 需要考虑离介-复合对振动态激发过程的影响, 此时振动松弛方程为

$$(\vec{v} \cdot \nabla) e_i = \frac{e_i(T) - e_i(T_i)}{\tau_{v_i}} - \frac{\bar{E}_i(T, T_i) - e_i(T_i)}{C_i} \left(\frac{dC_i}{dt} \right)_i + \frac{\bar{E}_i(T, T) - e_i(T_i)}{C_i} \left(\frac{dC_i}{dt} \right)_i$$

$e_i(T)$, $e_i(T_i)$ 是相应于局部平动温度 T 和振动温度 T_i 下的平均振动能。 $\bar{E}_i(T, T_i)$ 为离介过程损失的平均振动能量, $\bar{E}_i(T, T)$ 是复合过程中的“俘获”的平均振动能。采用谐振子模型, 则

$$e_i(T) = \frac{R\Theta_i}{\exp\left(\frac{\Theta_i}{T}\right) - 1}, \quad e_i(T_i) = \frac{R\Theta_i}{\exp\left(\frac{\Theta_i}{T_i}\right) - 1},$$

$$\bar{E}_i(T, T_i) = R \left[\frac{\Theta_i}{\exp\left(\frac{\Theta_i}{T_i}\right) - 1} - \frac{N_i \Theta_i}{\exp\left(\frac{N_i \Theta_i}{T_i}\right) - 1} \right],$$

$$\bar{E}_i(T, T) = R \left[\frac{\Theta_i}{\exp\left(\frac{-\Theta_i}{U_i}\right) - 1} - \frac{N_i \Theta_i}{\exp\left(\frac{-N_i \Theta_i}{U_i}\right) - 1} \right], \quad \left(\frac{dC_i}{dt} \right)_i, \quad \left(\frac{dC_i}{dt} \right)_i \text{ 和 } \tau_{v_i}$$

的表达式见[13]。

三、方程和边界条件

质量、动量和能量守恒方程的无量纲化形式分别为

连续性方程 $\text{div } \rho^* \vec{v}^* = 0$ (1)

动量方程 $\rho^* (\vec{v}^* \cdot \nabla) \vec{v}^* + \nabla P = 0$ (2)

能量方程 $(\vec{v}^* \cdot \nabla) \left(h^* + \frac{1}{2} v^{*2} \right) = 0$ (3)

$$h^* = \sum_i^{13} C_i^* h_i^*, \quad h_i^* = C_{p_i}^* T^* + e_i^* + h_{i0}^*, \quad i = 1, 2, \dots, 13, \quad e_i^* \equiv 0, \quad i \geq 4$$

状态方程 $P^* = \frac{\rho^* T^*}{W^*}$ (4)

$$P_i = \frac{\rho_i^* T^*}{W_i^*}, \quad W^* = \left(\sum_{i=1}^{13} C_i^* \right)^{-1}, \quad C_i^* = \frac{\rho_i^*}{\rho^* W_i^*}$$

振动松弛方程 $(\vec{v}^* \cdot \nabla) e_i^* = E_i^* (i = O_2, N_2, NO)$

$$E_i^* = \frac{e_i^*(T^*) - e_i^*}{\tau_{v_i}^*} - \frac{\bar{E}_i^*(T^*, T_i^*) - e_i^*}{C_i^*} \left(\frac{dC_i^*}{dt} \right)_i + \frac{\bar{E}_i^*(T^*, T_i^*) - e_i^*}{C_i^*} \left(\frac{dC_i^*}{dt^*} \right)_i$$
 (5)

$$e_i^* = \frac{\Theta_i^*}{\exp \Theta_i^*/T_i^* - 1}$$

组元质量守恒方程及反应速率方程

$$(\vec{v}^* \cdot \nabla) C_i^* = \omega_i^*/\rho^* \quad (6)$$

$$\omega_i^* = \sum_{j=1}^{13} \frac{\rho^*}{W_j^* \tau_j^*} \left\{ K_j \prod_{i=1}^{13} (C_i^* W_i^*)^{\nu'_{ij}} - \prod_{i=1}^{13} (C_i^* W_i^*)^{\nu''_{ij}} \right\} (\nu'_{ij} - \nu''_{ij}) \quad (7)$$

$$\tau_j^* = \frac{\rho^*}{W_j^*} \frac{1}{k_j^* \prod_{i=1}^{13} \left(\frac{\rho^*}{W_i^*} \right)^{\nu'_{ij}}}, \quad K_j = \frac{k_{j1}^*}{k_{j2}^*} \prod_{i=1}^{13} \left(\frac{\rho^*}{W_i^*} \right)^{\nu'_{ij} - \nu''_{ij}}$$

上述方程组是一个封闭系统。边界条件：①在固壁上应满足不可渗透性条件即 $\vec{v}^* \cdot \vec{n} = 0$ ；②在激波上满足数学间断面条件，同时注意到在激波跳跃中振动自由度、化学自由度处于冻结状态。即 $C_{1s} = C_{1\infty}$, $e_{1s} = e_{1\infty}$, $T_{1s} = T_{1\infty} = T_{\infty}$ ，下标 s 表示激波后的值。数值求解无粘非平衡绕流。

四、计算方法

1. 头部的计算

根据钝头头部速度分布沿径向变化较小的特点，我们采用了 Г. Ф. Теленин 的直线法计算头部的亚、跨、超声速流场。此方法的基本步骤是：(1)自球心作 $n+1$ 条射线将上半平面上激波与物面之间的区域分成 n 个区域，计算中作了三条射线 $\theta=0$, $\theta=0.375$, $\theta=0.75$ 。(2)要求诸方程组在每一条射线上满足。用对 θ 的插值多项式逼近流场参数及它们对 θ 的导数，用在射线上的一组常微分方程组代替原来的偏微分方程组。(3)给出激波在射线处的渐近位置，根据激波关系式算出激波在射线处的渐近位置，根据激波关系式算出激波上的初值，然后沿射线解常微分方程组，直到物体表面。(4)当达到物体表面时验证固壁上的边界条件，如果不满足，则利用数值方法重新修正激波位置，反复进行这样的计算，直到固壁上边界条件按要求的精度满足为止。此时激波位置及流场参数就是所求问题的解。

2. 锥部的计算

从头部 $\theta \geq 0.75$ 以后的超声速流场采取差分法 (Courant 格式) 进行计算，对 70 公里的情况曾和特征线法作了比较，发现差分法的精度是十分好的。

五、结果和讨论

图 1 是高度为 48 公里，小钝头锥体非平衡流的激波形状，说明弹体在飞行中引起的扰动区范围。图 2 和图 3 给出头部驻点剖面、锥部后身距头部 3 米处剖面上的电子密度峰值 n^* 、温度峰值 T^* 及激波脱体距离 Δ 随高程 H 的变化。图 4 给出电子密度、碰撞

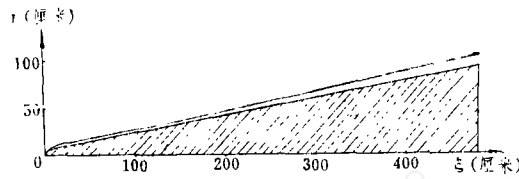


图 1 高度 48 公里小钝头锥体非平衡流的激波形状

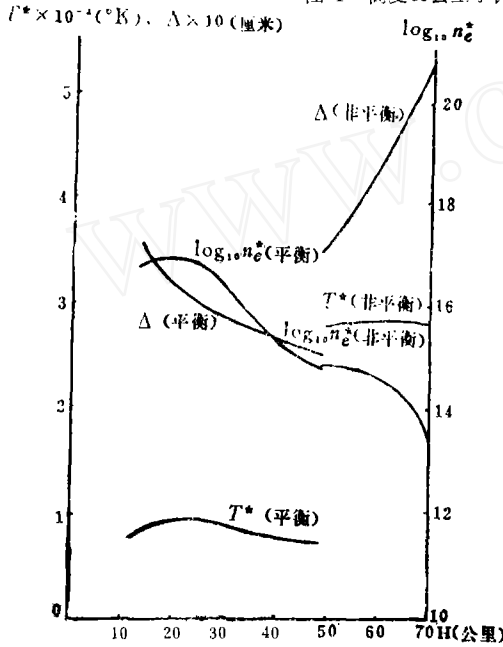


图 2 驻点剖面 (沿轴向) 电子密度峰值 n_e^* 、温度峰值 T^* 、激波层厚度 Δ 随高度 H 的变化

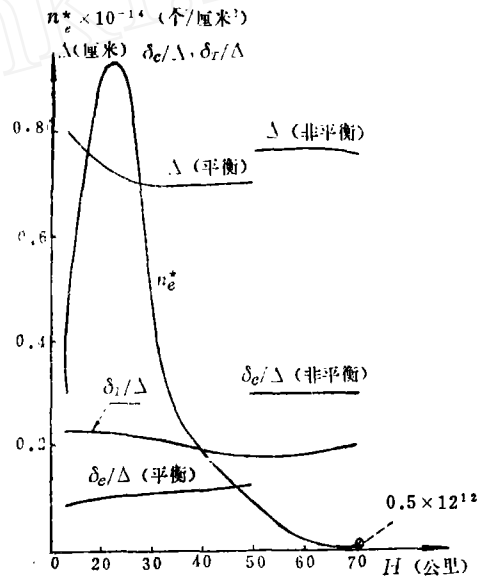


图 3 距头部 3 米法向剖面上电子密度峰值 n_e^* 、熵层温度厚度 δ_T/Δ 、熵层电子密度厚度 δ_e/Δ 及激波层厚度 Δ 随高度 H 的变化

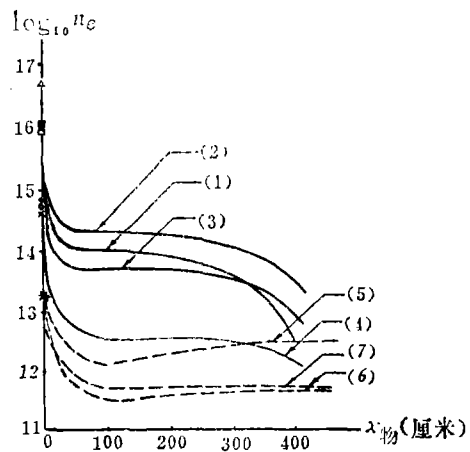
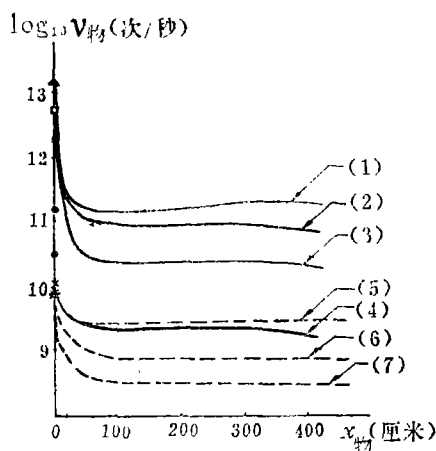


图 4 不同高度的电子密度 n_e 及碰撞频率 $\nu_{物}$ 沿物面的变化
 \triangle 12km—(1); \blacksquare 22km—(2); \square 32km—(3); \bullet 48km (平衡)—(4);
 \circ 48km (非平衡)—(5); \times 59km—(6); $*$ 70km—(7)

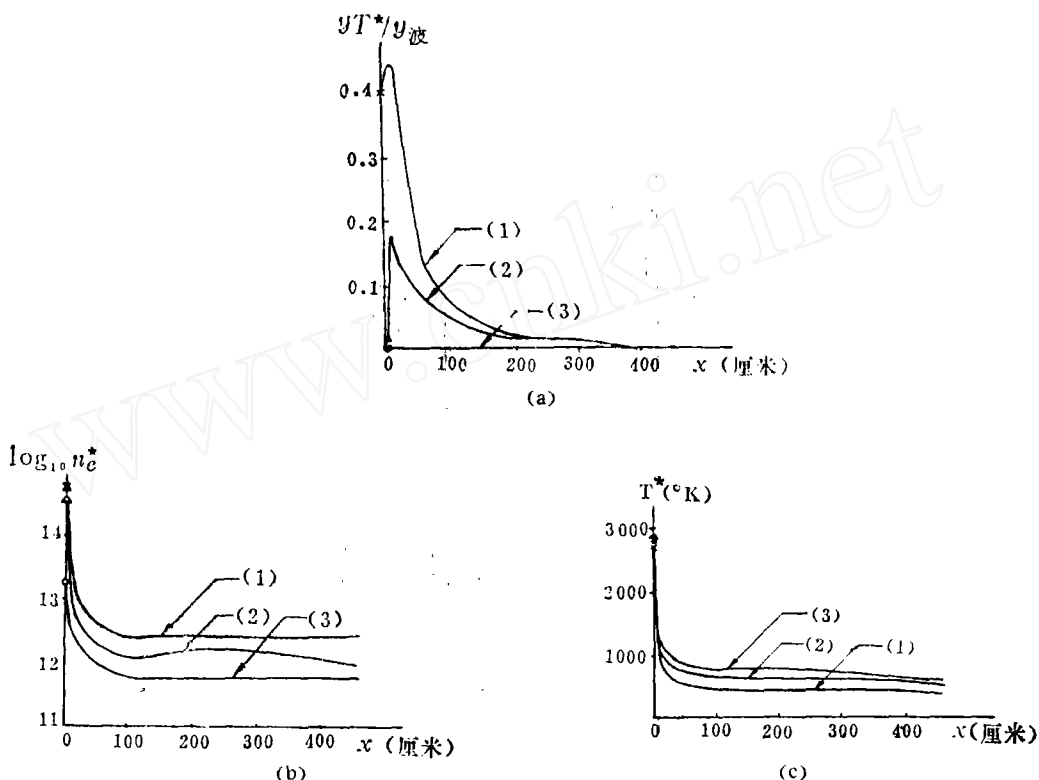


图 5 不同高度电子密度峰值 n^* 及温度峰值 T^* 随 x 的变化
 \times 48km—(1) ; \triangle 59km—(2) ; \circ 70km—(3)

频率沿物面（即沿 x 方向）的变化。图 5 是流场中电子密度峰值 n^* 、温度峰值 T^* 沿 x 的变化。

1. 头部钝度的影响

在小钝头锥（物长为头部半径的90倍）的非平衡绕流计算中，需要考虑薄激波层、低密度高熵层和附面层三层之间的干扰问题，并且由于头部钝度、肩部过度膨胀的存在使问题更加复杂。

头部区（包括头部及锥部约三倍头部半径范围）高温流向下游发展形成熵层，在层内密度很低，近似于来流密度值，温度和电子密度很高，同具有相等锥角的圆锥非平衡绕流相比，温度峰值高出约二、三倍，电子密度峰值高出约 $10^8 \sim 10^{10}$ 个电子/厘米³。

在所计算的条件下，肩部（头部和锥身的连结处）产生过度膨胀现象，即气流经过肩部膨胀后恢复不到相同锥角的锥形流值。气流的过度膨胀对气动力、压力和压力中心影响较大^[9]，对激波形状也有影响，但影响不大，从实用观点来看是不必考虑的（参见图 1）。

头部和肩部的气流膨胀，使气流振动激发态和化学自由度发生冻结趋势。如果将小钝头锥非平衡绕流的后身激波角和压力系数与相同锥角圆锥的平衡绕流及理想绕流作一

比较;发现后身的激波角靠近冻结值,压力系数则低于冻结值,且比平衡值稍低些。经肩部气流过度膨胀后,壁面压力的回升是缓慢的。具体数据见下表。

特 性 参 数 高 程		β	C_p
70公里	冻 结	0.2126	0.08114
	平 衡	0.2081	0.07710
	非 平 衡	0.212~0.213	0.07703
48公里	冻 结	0.2133	0.07889
	平 衡	0.2089	0.07758
	非 平 衡	0.2135~0.2143	0.07638

2. 非平衡效应

在所计算的来流条件下,平衡激波层的最大高度约为30公里,在30公里以上的高度需要考虑非平衡效应。

非平衡效应对头部流场的影响:流动参数沿对称轴的变化与考虑非平衡离介效应时正激波后流动参数的分布很相似,由于分子在离介过程中吸收能量,首先表现在沿对称轴温度下降,离介对压力的影响是很小的,因此离介影响同时也表现为沿对称轴密度的上升。

在对称轴附近的流动,由于正激波后温度最高,反应进行最快,同时质点运动的速度又很慢,因此流动接近平衡状态。从计算结果看,在驻点剖面上,非平衡流的电子密度和温度在靠近物面是接近平衡结果的,这证明在非平衡流计算中,我们采用的化学系数是可信的。

对于肩部流场来说,随着流动向下游发展,有两种因素不利于流动达到平衡:①由于沿激波向外,密度几乎不变而压力、温度减少,使反应松弛时间加长;②沿激波向外,质点运动的速度加大,因此流动的特征时间减少;③由于肩部气流的过度膨胀,在后身的流动速度更高,因此振动松弛时间大大超过后身的流动特征时间;这就表明气流经肩部过度膨胀后有趋于冻结状态的趋势。由计算结果看与物理分析是一致的。

参加该项工作的还有七机部二〇七所胡振华,计算中心刘学宗、钟锡昌。

参 考 文 献

- [1] Marrone, P. V. and Treanor, C. E., Phys. Fluids, Vol. 6, NO. 9, pp. 1215-1221, 1963.
- [2] Lick, W. J., Fluid Mech., Vol. 7, No. 1, 1960.
- [3] Hall, J. G., Eschenroeder, A. Q. and Marrone, P. V., JAS, Vol. 29, No. 9, 1962.
- [4] Li, T. Y., ARS J. Vol. 31, No. 1, pp. 170-178, 1961.
- [5] Wood, W. W. and Kirkwood, J. G., J. Appl. Phys. Vol. 28, No. 4, 1957.
- [6] Wood, A. D., Springfield, J. F. and Pallone, A. J., AIAA Conference on Physics of Entry into Planetary Atmospheres, 1963.

- [7] Wood, A. D., Springfield, J. F. and Pallone, A. J., AIAA J., Vol. 2, No. 10, p. 1697, 1964.
 [8] Bovtner, M. H., AD#418159, 1963.
 [9] Sedney, R. and Gerber, N., AIAA J., Vol. 1, No. 11, p. 2482, 1963.
 [10] Treanor, C. E. and Marrone, P. V., Phys. Fluids, Vol. 5, No. 9, pp. 1022-1026, 1962.
 [11] 贺觉民, 考虑非平衡离介效应时高速无粘性空气绕钝头的流动, 中国力学学会第一次流体力学学术会会议论文集, 1965.
 [12] 张涵信, 近代高速气体动力学现状, 力学学报, 第6卷, 第4期, 1963.
 [13] 高智、周正瑾、胡振华、马文驹, 小钝头锥无粘平衡、非平衡绕流流场的数值计算, 中国科学院力学研究所工作报告, 1969.

附录

化学反应、电离反应

离介-复合反应

- (1) $O_2 + (X_1) + 5.12 \text{ eV} \rightleftharpoons 2O + (X_1)$
 $X_1 = O_2^+, N_2^+, O_2^-, NO^+, e^-, O^+, N^+, Ar, N_2, N, NO$
 (2) $O_2 + (O_2) + 5.12 \text{ eV} \rightleftharpoons 2O + (O_2)$
 (3) $O_2 + (O) + 5.12 \text{ eV} \rightleftharpoons 2O + (O)$
 (4) $N_2 + (x_2) + 9.76 \text{ eV} \rightleftharpoons 2N + (x_2)$
 $x_2 = O_2^+, N_2^+, O_2^-, NO^+, e^-, O^+, N^+, Ar, O_2, O, NO$
 (5) $N_2 + (N_2) + 9.76 \text{ eV} \rightleftharpoons 2N + (N_2)$
 (6) $N_2 + (N) + 9.76 \text{ eV} \rightleftharpoons 2N + (N)$
 (7) $NO + (x_3) + 6.49 \text{ eV} \rightleftharpoons N + O + (x_3)$
 $x_3 = O_2^+, N_2^+, O_2^-, Ar, O_2, N_2, NO^+, e^-, O^+, N^+$
 (8) $NO + (O, N, NO) + 6.49 \text{ eV} \rightleftharpoons N + O + (O, N, NO)$

交换原子反应

- (9) $N_2 + O + 3.27 \text{ eV} \rightleftharpoons NO + N$
 (10) $NO + O + 1.37 \text{ eV} \rightleftharpoons O_2 + N$

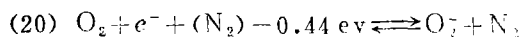
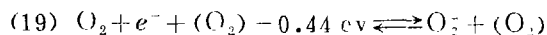
双分子反应

- (11) $N_2 + O_2 + 1.90 \text{ eV} \rightleftharpoons 2NO$

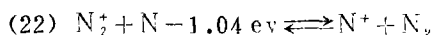
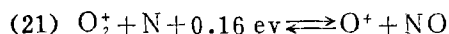
原子碰撞电离反应

- (12) $N + O + 2.76 \text{ eV} \rightleftharpoons NO^+ + e^-$
 (13) $N + N + 5.82 \text{ eV} \rightleftharpoons N_2^+ + e^-$
 (14) $O + O + 6.96 \text{ eV} \rightleftharpoons O_2^+ + e^-$
 (15) $N + (x_4) + 14.54 \text{ eV} \rightleftharpoons N^+ + e^- + (x_4)$
 (16) $O + (x_4) + 13.61 \text{ eV} \rightleftharpoons O^+ + e^- + (x_4)$
 $x_4 = O_2, N_2, NO, O, N, Ar, NO^+, O^+, N^+, O_2^+, N_2^+$
 (17) $O + e^- + 13.61 \text{ eV} \rightleftharpoons O^+ + 2e^-$
 (18) $N + e^- + 14.54 \text{ eV} \rightleftharpoons N^+ + 2e^-$

电荷再附合反应



电荷交换反应



NUMERICAL ANALYSIS OF INVISCID EQUILIBRIUM AND NON-EQUILIBRIUM HYPERSONIC FLOW PAST SMALL BLUNT-NOSED CONES

Zhou Zheng-jin Gao Zhi Ma Wen-ju

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

Abstract

This paper presents a numerical analysis of inviscid equilibrium and nonequilibrium hypersonic flow past blunt-nosed slender cones. For the real air in which chemical reactions exist, 22 chemical reactions and 13 gas components are considered, including the coupled reactions between vibrational relaxation and dissociation processes of N_2 , O_2 and NO . Subsonic-transonic and hypersonic regions are respectively calculated with the method of linearization and finite difference method. The flow field and plasma sheath layer properties such as shock-wave shape, surface pressure, gas components, electron density and electronic collision frequency and so on are given in the range of free stream $M_\infty = 20 \sim 26$, $Re_\infty = (\rho_\infty U a) / \mu_\infty = 1.5 \times 10^3 \sim 5.5 \times 10^6$ (where a is the radius of blunted nose).