第7卷 第2期　　空气动力学学报　　Vol. 7, No. 2
1989年6月　　ACTA AERODYNAMICA SINICA　　Jun. 1989

# 电离空气平衡边界层

魏如叔
（中国科学院力学研究所）

王福汉　　王策
（航空航天工业部）　　（中国科学院力学研究所）

**摘要**　本文给出了电离空气层流和湍流边界层方程的一种相对简单又比较精确的解法，用本方法得到的电离空气驻点与非驻点层流及湍流热流与先前的实验与理论结果符合得很好。

**关键词**　电离，热传导，层流，湍流，边界层。

## 符　号

| | | | |
|---|---|---|---|
| $C\equiv\rho\mu/\rho_e\mu_e$ | | $f$ | 流函数 |
| $c$ | $\eta_e$ 处速度比 | $g\equiv H_T/H_{Te}$ | |
| $\bar{C}_p$ | 冻结比热 [J/kg－K] | $h$ | 静焓 [J/kg] |
| $D_{12}$ | 互扩散系数 [m²/s] | $Sc\equiv\mu/\rho D_{12}$ | 施密特数 |
| $H_T=h+Ju^2/2$ | 总焓 [J/kg] | $Sc_t\equiv\varepsilon_m/\varepsilon_d$ | 湍流施密特数 |
| $J$ | 单位换算系数 | $T$ | 温度 [K] |
| $K_m=0.44$ | 湍流方程中常数 | $u$ | 流线方向速度 [m/s] |
| $K_{pi}$ | $i$ 组元生成反应平衡常数 | $X_i$ | $i$ 组元摩尔分数 |
| $l$ | 混合长 [m] | $y_a^+=11.823$ | 湍流方程中常数 |
| $M_i$ | $i$ 组元分子量 | $\alpha^*\equiv\rho_e u_e\mu_e r^i/\sqrt{2\xi}$ | [J/m²－s] |
| $P$ | 压力 [Pa] | $\alpha_H$ | 伸缩参数 |
| $Pr\equiv\bar{C}_p\mu/\lambda$ | 普朗特数 | $\beta$ | 压力梯度参数 |
| $Pr_t\equiv\varepsilon_m/\varepsilon_h$ | 湍流普朗特数 | $\delta_i^*$ | 速度损失厚度 [m] |
| $[-q]$ | 热流 [J/m²－s] | $\eta$ | 变换坐标 |
| $r$ | 子午面半径 [m] | $\lambda$ | 导热系数 [J/s－m－K] |
| $R$ | 通用气体常数 [J/k－mol] | $\mu$ | 粘性系数 [Pa－s] |

本文于1987年2月14日收到，5月25日收到修改稿。

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

| | | | |
|---|---|---|---|
| $R_N$ | 头部半径 [m] | $\xi$ | 变换坐标 [$kg^2/s^2$] |
| $s$ | 沿物面坐标 [m] | $i$ | $i$ 组元 |
| $\rho$ | 密度 [$kg/m^3$] | $n$ | 计算节点序数 |
| $\rho\varepsilon_d$ | 涡扩散系数 [$m^2/s$] | $w$ | 壁面 |
| $\rho\varepsilon_h$ | 涡导热系数 [J/s－m－K] | $o$ | 驻点；非烧蚀 |
| $\rho\varepsilon_m$ | 涡粘性系数 [Pa－s] | 上 标 | |
| $\tau$ | 剪应力 [$N/m^2$] | $'$ | 对 $\eta$ 的导数 |
| 下 标 | | $+$ | 正离子 |
| $e$ | 边界层外缘 | $-$ | 负离子 |

## 一、前　　言

在热防护设计及用传递系数法确定烧蚀电离边界层壁面条件时，要求有准确的考虑电离影响的非烧蚀热流分布[1,2]，先前虽有一些驻点层流的工作[3,4]，但非驻点，特别是湍流的工作则所见极少。本文将用相对简单又比较精确的计算方法求解电离空气层流和湍流边界层方程，它不仅可以得到所需的热流分布，而且所得的纯空气电离参数还可以用来与烧蚀电离边界层结果进行比较，以确定烧蚀对电离边界层的影响。

## 二、边界层方程

对于电离空气平衡边界层，在略去热扩散、气体辐射和假定所有组元扩散系数相等的情况下，湍流量的时间平均和大小量级比较采用一般做法，湍流输运项表示为涡粘性、涡扩散和涡导热系数的形式，可以得到层流和湍流边界层通用的控制微分方程，此微分方程经改进的 Levy－Lees 坐标变换后得到[5,6]：

动量方程：

$$ff''+\left(\frac{C+\tilde{\varepsilon}_m}{a_H}f''\right)'+\beta\left(a_H^2\frac{\rho_e}{\rho}-f'^2\right)$$
$$=2\xi\left(f'\frac{\partial f'}{\partial\xi}-\frac{f'^2}{a_H}\frac{\partial a_H}{\partial\xi}-f''\frac{\partial f}{\partial\xi}\right) \tag{2-1}$$

能量方程：

$$fg'+[-q^*]'=2\xi\left(f'\frac{\partial g}{\partial\xi}-g'\frac{\partial f}{\partial\xi}\right) \tag{2-2}$$

湍流模型选用 Kendall & Anderson 的两层模型[6]，其中，壁面区用考虑了压缩性影响的混合长方程进行描述，尾迹区采用 Clauser 关系式。坐标变换后，涡粘性方程为：

$$\tilde{\varepsilon}_{m1}=\frac{\rho Re_\delta}{\rho_e a_H^2}l^2f'' \tag{2-3}$$

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$$\frac{d\,l}{d\eta}=(K_m\alpha_H\eta-l)\alpha_H\rho_e\delta\sqrt{\tau/\rho}\ /(y_a^+\mu) \tag{2-4}$$

$$\tau/\rho=\frac{u_e^2}{\alpha_H^2}\frac{\rho_e}{\rho}\frac{C_w}{Re_\delta}f_w'' \tag{2-5}$$

$$\varepsilon_{m2}=0.018\left(\frac{\rho}{\rho_e}\right)^2 Re_{\delta_i^*} \tag{2-6}$$

$$\delta_i^*=\delta\alpha_H\int_0^\infty(1-f'/\alpha_H)\ \frac{\rho_e}{\rho}\ d\eta \tag{2-7}$$

其中，
$$[-q^*]\equiv\frac{C}{\alpha_H}\left[\frac{g'}{Sc}+J\left(1-\frac{1}{Sc}\right)f'f''\left(\frac{u_e}{\alpha_H}\right)^2/H_{Te}+\right.$$
$$\left.+\left(\frac{1}{Pr}-\frac{1}{Sc}\right)\frac{\bar{C}_pT'}{H_{Te}}\right]+\frac{\varepsilon_m}{\alpha_H}\left[\frac{g'}{Sc_t}+\right.$$
$$+J\left(1-\frac{1}{Sc_t}\right)f'f''\left(\frac{u_e}{\alpha_H}\right)^2/H_{Te}+$$
$$\left.+\left(\frac{1}{Pr_t}-\frac{1}{Sc_t}\right)\frac{\bar{C}_pT'}{H_{Te}}\right] \tag{2-8}$$

$$\varepsilon_m\equiv\rho^2\varepsilon_m/(\rho_e\mu_e),\qquad l\equiv\rho l/(\rho_e\delta)$$

$$\beta\equiv2\frac{d\ln u_e}{d\ln\xi},\qquad \delta\equiv\sqrt{2\xi}/(\rho_e u_e r^i)$$

$$Re_\delta\equiv\rho_e u_e\delta/\mu_e,\qquad Re_{\delta_i^*}\equiv\rho_e u_e\delta_i^*/\mu_e$$

伸缩参数 $\alpha_H$ 由如下约束条件确定[5]：

$$(f')_{\eta_c}=\alpha_H\left(\frac{u}{u_e}\right)_{\eta_c}=\alpha_H c \tag{2-9}$$

边界条件：

$$\left.\begin{array}{lllll}\eta=0\text{ 时}, & f=0, & f'=0, & g=g_w, & l=0\\ \eta\to\infty\text{ 时}, & f=\alpha_H, & g=1.0 & & \end{array}\right\} \tag{2-10}$$

内外两层涡粘性的衔接方法是：$\varepsilon_{m1}<\varepsilon_{m2}$ 时，$\varepsilon_m=\varepsilon_{m1}$；$\varepsilon_{m1}\geq\varepsilon_{m2}$ 时，$\varepsilon_m=\varepsilon_{m2}$（见图 2）。

涡扩散和涡导热系数，通过常数的湍流普朗特数 $Pr_t$ 和施密特数 $Sc_t$ 与涡粘性系数 $\varepsilon_m$ 建立关系。一般地，$Pr_t=\varepsilon_m/\varepsilon_h=0.75\sim0.90$，$Sc_t=\varepsilon_m/\varepsilon_d=0.75\sim0.90$。

边界层转换，采用动量厚度雷诺数 $Re_\theta$ 作为判据，在经过一些近似处理后，转捩位置为：

$$\xi_t=2.267\mu_e^2r^{2i}Re^2_{\theta t} \tag{2-11}$$

转捩雷诺数 $Re_{\theta t}$ 一般取 200～500 之间。

由于局部相似假设能得到令人满意的结果[1]，我们将采用它，这样，方程 (2-1) 和 (2－2) 右边等于零。

## 三、热化学模型

考虑电离空气有 7 个组元，即 O，$O_2$，N，$N_2$，NO，$NO^+$ 和 $e^-$。根据元素守恒

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

(或电荷平衡)和化学平衡提供的方程，进行一些数学推导后，得到用来迭代求解 $X_i$ 的方程如下：

$$X_O=[-b_1+\sqrt{b_1^2-4a_1c_1}]/2a_1 \tag{3-1}$$

$$X_N=[-b_2+\sqrt{b_2^2-4a_2c_2}]/2a_2 \tag{3-2}$$

$$X_{O_2}=X_O^2P_eK_{PO_2} \tag{3-3}$$

$$X_{N_2}=X_N^2P_eK_{PN_2} \tag{3-4}$$

$$X_{NO}=X_NX_OP_eK_{PNO} \tag{3-5}$$

$$(X_{NO})=(X_e^-)=\sqrt{X_N X_O (K_{PNO}^+)} \tag{3-6}$$

其中，$a_1\equiv 2P_eK_{PO_2}$，$b_1\equiv 1.0$，$c_1\equiv\left[X_{NO}+(X_{NO^+})-\frac{\tilde{K}_O\bar{M}}{M_O}\right]$

$a_2\equiv 2P_eK_{PN_2}$，$b_2\equiv 1.0$，$c_2\equiv\left[X_{NO}+(X_{NO^+})-\frac{\tilde{K}_N\bar{M}}{M_N}\right]$

$\bar{M}=\sum_i X_iM_i$，$\tilde{K}_O=0.2346$，$\tilde{K}_N=0.7654$

上述方程中，压力 $P_e$ 的单位为大气压。单质的热化学性质引自苏联科学院编的表[7]。方程(2－1)和(2－2)中的其它状态参数，可以通过相应关系和 $X_i$ 与基本因变量($f'$，$g$ 等)建立联系。

分子输运系数中，普朗特数和施密特数均设为常数(如 $Pr=0.71$，$Sc=0.50$)，这样，粘性系数仅通过比值 $C$ 在方程中出现，经与较严密的理论进行比较后表明，用如下 Sutherland 公式计算粘性，仅对 $C$ 值引起约 2.5% 的误差，对边界层方程解的影响更则小。

$$\mu=1.46\times10^{-6}T^{1.5}/(T+113.0)[Pa-s] \tag{3-7}$$

## 四、边界层方程的解

### 1. 打靶法解边界层方程

在积分矩阵法[5,6]基础上发展的边界层方程的新解法，把解边界层方程的问题最后归结为由下列方程和边界条件进行打靶的过程。动量方程：

$$f'_n\equiv X_n \tag{4-1}$$

$$f'''_n=\frac{6}{\delta\eta}(X_n-s_2) \tag{4-2}$$

$$f''_n=\frac{3}{\delta\eta}(X_n-s_2)+s_1 \tag{4-3}$$

$$f_n=\frac{\delta\eta}{4}(X_n-s_2)+s_1 \tag{4-4}$$

$$\bar{a}_1X_n^2+\bar{b}_1X_n+\bar{c}_1=0 \tag{4-5}$$

其中，$\bar{a}_1\equiv\frac{\delta\eta}{7}(0.75-\beta)$

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$$\bar{b}_1 \equiv \frac{3}{\delta\eta}\frac{(C+\tilde{\varepsilon}_m)_n}{\alpha_H} + s_3 - \frac{\delta\eta}{4}s_2 - (1+\beta)\frac{\delta\eta}{2}\left(\frac{3}{7}s_2 - \frac{\delta\eta}{5}s_1 + \frac{\delta\eta^2}{210}f'''_{n-1}\right)$$

$$\bar{c}_1 \equiv \frac{(C+\tilde{\varepsilon}_m)_n}{\alpha_H}\left(s_1 - \frac{3}{\delta\eta}s_2\right) + s_4 - s_5 - (1+\beta)\delta\eta\left[\frac{9}{14}s_2^2 - \frac{9}{10}\delta\eta s_1 s_2\right.$$

$$\left. + \frac{\delta\eta^2}{3}f'''_{n-1}\left(\frac{17}{70}s_2 - \frac{\delta\eta}{5}s_1 + \frac{\delta\eta^2}{84}f'''_{n-1}\right)\right]$$

$$s_1 \equiv f''_{n-1} + f'''_{n-1}\delta\eta/2$$

$$s_2 \equiv f'_{n-1} - f''_{n-1}\delta\eta^2/6 + s_1\delta\eta$$

$$s_3 \equiv f_{n-1} + f'_{n-1}\delta\eta^3/24 + s_2\delta\eta - s_1\delta\eta^2/2$$

$$s_4 \equiv \beta\alpha_H^2\rho_e\frac{\delta\eta}{2}\left[\frac{1}{\rho_n} + \frac{1}{\rho_{n-1}} + \frac{\delta\eta}{6}\left(\frac{\rho'_n}{\rho_n^2} - \frac{\rho'_{n-1}}{\rho_{n-1}^2}\right)\right]$$

$$s_5 \equiv \frac{(C+\varepsilon_m)_{n-1}}{\alpha_H}f''_{n-1} + f'_{n-1}f_{n-1}$$

$$\delta\eta \equiv \eta_n - \eta_{n-1}$$

能量方程：

$$g''_n \equiv y_n \tag{4-6}$$

$$g'_n = \frac{\delta\eta}{2}y_n + H_1 \tag{4-7}$$

$$g_n = \frac{\delta\eta^2}{6}y_n + H_2 \tag{4-8}$$

$$\bar{b}_2 y_n + \bar{c}_2 = 0 \tag{4-9}$$

其中，

$$\bar{b}_2 \equiv F_1$$

$$\bar{c}_2 \equiv H_1F_2 + H_2F_3 - g''_{n-1}F_4 - H_3 + H_4$$

$$H_1 \equiv g'_{n-1} + g''_{n-1}\delta\eta/2$$

$$H_2 \equiv g_{n-1} - g''_{n-1}\delta\eta^2/6 + H_1\delta\eta$$

$$H_3 \equiv [-q^* + fg]_{n-1}$$

$$H_4 \equiv \frac{C_n}{\alpha_H}\left[J\left(1-\frac{1}{Sc}\right)\left(\frac{u_e}{\alpha_H}\right)^2\frac{f'_nf''_n}{H_{Te}} + \left(\frac{1}{Pr}-\frac{1}{Sc}\right)\frac{\bar{C}_{pn}T'_n}{H_{Te}}\right. +$$

$$+\frac{(\tilde{\varepsilon}_m)_n}{\alpha_H}\left[J\left(1-\frac{1}{Sc_t}\right)\left(\frac{u_e}{\alpha_H}\right)^2\frac{f'_nf''_n}{H_{Te}} + \left(\frac{1}{Pr_t}-\frac{1}{Sc_t}\right)\frac{\bar{C}_{pn}T'_n}{H_{Te}}\right.$$

$$F_1 \equiv \frac{\delta\eta}{2}\left[\frac{1}{\alpha_H}\left(\frac{C}{Sc} + \frac{\tilde{\varepsilon}_m}{Sc_t}\right)_n + f_n\delta\eta/3 - f''_n\delta\eta^2/12 + f'''_n\delta\eta^3/60\right.$$

$$\left. - f''''_n\delta\eta^4/420 - f'''_{n-1}\delta\eta^4/2520\right]$$

$$F_2 \equiv \frac{1}{\alpha_H}\left(\frac{C}{Sc} + \frac{\tilde{\varepsilon}_m}{Sc_t}\right)_n + \delta\eta^2(f'_n/2 - f''_n\delta\eta/3 + \frac{11}{120}f'''_n\delta\eta^2 + f'''_{n-1}\delta\eta^2/30)$$

$$F_3 \equiv f_n - f'_n\delta\eta + f''_n\delta\eta^2/2 - f'''_n\delta\eta^3/8 - f'''_{n-1}\delta\eta^3/24$$

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

$$F_4 \equiv \frac{\delta\eta^3}{6}\left(f''_n/4 - f''_n\delta\eta/5 + \frac{5}{84}f'''_n\delta\eta^2 + f''''_{n-1}\delta\eta^3/42\right)$$

确定 $\alpha_H$ 的约束条件：

$$\alpha_H = (f')_{\eta_e}/c \tag{4-10}$$

边界条件：

$$\left.\begin{array}{l} \eta=0;\quad f=0,\quad f'=0,\quad g=g_w \\ \eta=\eta_e\ (\text{或}\ \eta\to\infty);\quad f'=\alpha_H,\quad g=1.0,\quad f''=0,\quad g'=0 \end{array}\right\} \tag{4-11}$$

与边界条件 (2-10) 相比，多了 $f''_e=0$ 和 $g'_e=0$ 两个条件，这是积分矩阵法采用三次样条函数所附加的约束[5]。

用可变多面体算法实施打靶过程[8]。

**2．混合长方程的解法**

混合长方程 (2-4) 的解可直接写为：

$$l = K_m\alpha_H(\eta - L) \tag{4-12}$$

其中，
$$L(\eta) \equiv \left(\int_0^\eta e^{\int_0^{\eta'} P d\eta'} d\eta'\right) / \left(e^{\int_0^\eta P d\eta'}\right)$$

$$P(\eta) \equiv \alpha_H \rho_e \delta \sqrt{\tau/\rho} / (y_a^+ \mu)$$

计算 $L(\eta)$ 的递推公式是[6]：

$$L_n = BL_{n-1} + A\left[D_w\left(\frac{AP_n}{2}\right) - BD_w\left(\frac{AP_{n-1}}{2}\right)\right] \tag{4-13}$$

$$A \equiv \left(\frac{2\delta\eta}{P_n - P_{n-1}}\right)^{1/2},\quad B \equiv \exp[-\delta\eta(P_n + P_{n-1})/2]$$

$$D_w(X) \equiv e^{-x^2}\int_0^x e y^2 dy,\ \text{是 Dawson 积分。}$$

在边界层方程求解后，相应参数可以通过相应公式求得，如壁面热流 $q_0(s)$ 由 (2-8) 得：

$$q_0(s) \equiv [-q_w]_0 = H_{Te}\alpha^*[-q^*]_w =$$
$$= H_{Te}\alpha^*\frac{C_w}{\alpha_H}\left[\frac{g'}{S_C} + \left(\frac{1}{Pr} - \frac{1}{S_C}\right)\frac{\bar{C}_p T'}{H_{Te}}\right]_w \tag{4-14}$$

传热系数 $\rho_e u_e C_H$ 在壁温 $T_w = 298.15$K (JANAF 基态)时为：

$$\rho_e u_e C_H = q_0(s)/H_r \tag{4-15}$$

电子数密度剖面为：

$$(n_{e^-}) = (X_{e^-})P_e N_A/RT = 7.24357\times10^{16}P_e(X_{e^-})/T\ [1/\text{cm}^3] \tag{4-16}$$

电子碰撞频率剖面为：

$$\nu_e = 5.73797\times10^7 P_e/T^{1/2}\ [1/\text{s}] \tag{4-17}$$

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

## 五、算例及分析

用文献 [9] 的球锥体算例进行了计算，从中得到：

1．本文得出的驻点热流 $q_0(o)=11920.88\mathrm{W/cm^2}$，比未考虑空气电离影响的值[10] ($11702.19\mathrm{W/cm^2}$) 高 1.8%；比考虑了空气电离的值[3] ($14239.83\mathrm{W/cm^2}$) 和值[4] ($11217.81\mathrm{W/cm^2}$)，分别低 16.28% 和高 6.27%，注意到文献[3]比实验数据的平均值高 20%，而文献 [4] 的结果处在实验点散布区的下缘，可以认为，本文比先前的理论与实验结果符合得更好。

2．对于电离空气非驻点层流热流，没有相应的数据可以直接比较，但在离解空气的经验中了解到，文献 [11] 的公式，虽然其驻点值不能令人满意，但非驻点与驻点的热流比却与实验符合得很好。因此，可以期望，在电离空气中也是如此。文献[11]的热流比公式经简化后为：

$$\frac{q_0(s)}{q_0(o)}=\frac{\alpha^*}{\alpha_0^*} \tag{5-1}$$

$\alpha_0^*$ 是驻点的 $\alpha^*$ 值，$\alpha_0^*\equiv\left[2\rho_{e0}\mu_{e0}\left(\frac{due}{ds}\right)_0\right]^{1/2}$。

我们的结果与公式 (5-1) 的最大偏差为 0.35%。

3．湍流热流，本文结果比离解空气的结果[12]，在球部高 20～35%，锥部高 10～20%（见图 1），由于文献[12]是由平板结果修正而得，在球头部相差较大是可以预料的；又在驻点热流的对比中已认识到，考虑电离后热流有所增加，因此，可以认为，现在结果是合理的。

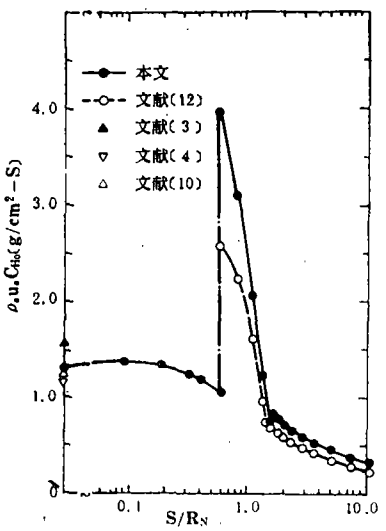


图 1　传热系数沿物面分布
球锥体，　$R_N=1.27\mathrm{cm}$，
$\theta_c=8°$，　$P_{e0}=1.5190\times10^7\mathrm{Pa}$，
$H_{Te}=9.0730\mathrm{J/kg}$，$Re_{\theta l}=250$

4．图 2 是用边界层外缘运动粘度无量纲化的涡粘性系数。图 3 是典型的层流和湍流速度剖面。由于现在考虑的是突然转捩(转捩区趋于零)转捩后的第一个速度

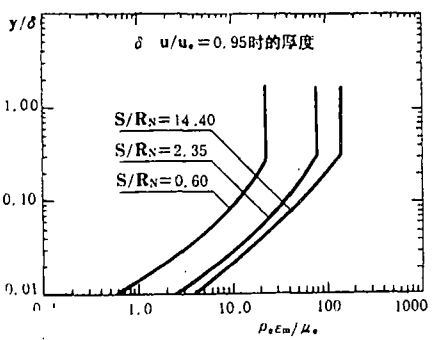


图 2　涡粘性系数剖面

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

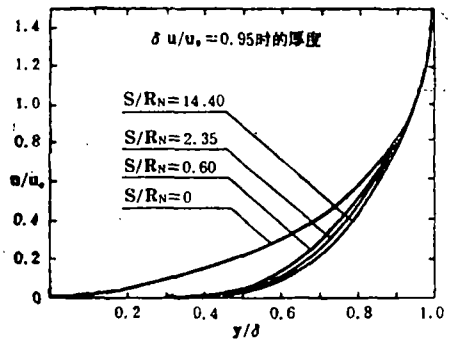


图 3 速度剖面

剖面 ($s/R_H=0.60$)，即已成为典型的湍流速度剖面。

## 六、结 论

文本用相对简单又比较精确的方法求解了电离空气平衡边界层方程，在计算中，虽然对输运性质的处理作了较大的简化，但最后所得热流与先前的理论和实验符合得很好。

## 参 考 文 献

[1] Putz, K. E. and Bartlett, E. P., AIAA Paper 72—91 (1972).
[2] 魏叔如，王福汉，冯国环：空气动力学学报，4，4 (1986)，352—360。
[3] Fay, J. A. and Kemp, N. H.: *AIAA* J, 1, 12 (1963), 2741—2751.
[4] Fenster, S. J.: *AIAA J*, 3, 12 (1965), 2189—2196.
[5] Bartlett, E. P. and Kendall, R. M.: NASA CR-1062 (1968).
[6] Tong, H., et al: NASA N73-31835 (1973).
[7] Глушко, В. П.: Термодинамические Свойства Индивидальных Вещества, TOMI, Нэдателстов‹НАУКА› MOCKBA (1978).
[8] 刘德贵等：‹FORTRAN算法汇编›，第二分册，国防工业出版社 (1983)，341—350。
[9] Anderson, L. W. and Morse, H. L.: AD-734744 (1971).
[10] Fay, J. A. and Riddell, F. R.: *JAS*, 25, 2 (1958) 73—85.
[11] Lees, L.: *Jet Propulsion*, 26, 1 (1956) 259—269.
[12] Probstein, R. F., et al: *Jet Propulsion*, 28, 1 (1958) 56—58.

# IONIZED AIR EQUILIBRIUM BOUNDARY LAYERS

Wei Shuru
*(Institute of Mechanics, Academia Sinica)*

Wang Fuhan
*(Ministry of Aerospace)*

Wang Ce
*(Institute of Mechanics, Academia sinica)*

**Absrract** A relatively simple and accurate solution method for ionized air laminar and turbulent boundary layer equations is given in

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

this paper. The laminar heat transfer of stagnation point and away from stagnation point and the turbulent heat transfer in ionized air which are obtained by this method are reasonably in agreement with previous experimental and theoretical results.

**Key words** ionization, heat transfer, laminar flow, turbulent flow, boundary layer.

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net