

钝锥体非平衡尾迹简化计算方法

牛家玉

(中国科学院力学研究所)

摘要 本文对条带积分方法作进一步的简化,在给定各物理量剖面分布规律并补充以合理的尾迹边界发展规律后,将尾迹在对称轴上所满足的守恒方程组作数值积分,计算了高超音速飞行器在零攻角飞行时的非平衡尾迹流场的流动参数和电子数密度的分布。考虑的情况为:半锥角 11° 的小钝头锥体,飞行速度7.6公里/秒,高程80、70、59、48公里四种,混合空气计及八种组元,14个化学反应关系式。

针对细长飞行器高超音速尾迹而言,本方法与多条带积分方法及差分方法相比具有处理简单,计算量小的优点,结果可以较好地给出沿尾迹轴上电子密度及其它物理量的变化情况。

符 号

| | | | |
|----------------------------|------------------------|-----------------------------|----------------------|
| α_0 | 速度剖面多项式系数 | R | 普适气体常数 |
| α_1 | 同上 | T | 温度 |
| b_0 | 总焓剖面多项式系数 | u | 沿轴向流动速度 |
| b_1 | 同上 | \dot{w}_i | 第 <i>i</i> 组元化学反应生成率 |
| $\nu_{i0} \cdots \nu_{i3}$ | 第 <i>i</i> 组元浓度剖面多项式系数 | x | 轴向坐标 |
| C_i | 第 <i>i</i> 组元质量浓度 | r | 径向坐标 |
| D | 长度尺度参考量 | ξ | 轴向无量纲坐标 |
| \mathcal{D}_{ij} | 二元扩散系数 | η | 径向无量纲坐标 |
| H | 总焓 | α_r | 反应物计量系数 |
| h | 静焓 | β_r | 生成物计量系数 |
| h_i | 第 <i>i</i> 组元热焓 | ρ | 密度 |
| h_i^0 | 第 <i>i</i> 组元化学焓 | δ | 尾迹边界与轴之距离 |
| k_{fr} | 第 <i>r</i> 反应正向速率常数 | μ | 粘性系数 |
| k_{br} | 第 <i>r</i> 反应逆向速率常数 | $\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$ | 二元扩散碰撞积分 |
| M_i | 第 <i>i</i> 组元分子量 | Pr | 普朗特数 |
| \bar{M} | 混合空气平均分子量 | Le | 里维氏数 |
| p | 压力 | | |

本文于1982年1月28日收到,5月4日收到修改稿。

| | | | |
|-----|----|-----|----|
| 脚 | 标 | e | 外缘 |
| c | 轴上 | T | 湍流 |

一、引言

随着宇航事业的发展,研究高超音速飞行器在返回大气层飞行中的尾迹流动、电磁及辐射特性对于空间科学和军事目的的应用具有重要意义,为此从60年代初起已有大量的关于高超尾迹理论和实验研究的文章,如文献[1~8],它们分别描绘了钝体和细长体高超尾迹的流动图象,并给出其流动和电参数的计算方法。在这些理论计算当中遇到的共同性的困难,就是对于物体后面的底部回流区域的流动情况尚无好的处理方法(尤以考虑空气离解、电离和头部烧蚀对后面影响的情况为甚),因此至今未见严格的高超尾迹的理论计算结果。现在已有的处理方法大致可有三种类型:一种是以计算湍流尾迹中化学成分,其中主要是电子密度为重点的简化方法;准一维流方法(可见S. C. Lin等的文章^[9]),其余两类一是有限差分法,一是条带积分方法(可见Zeiberg^[3]及Licn^[5]等的文章)。国内在过去也有这方面的研究工作,所用的方法都是条带积分方法。相对于有限差分方法而言,多条带积分法的计算量是小的,但仍需花费大量的计算机时,条带数目愈多计算量愈大,这就给工程应用带来了一定的困难。从另一个角度来说,如前面提到过的,作为为尾迹计算提供初始条件的底部回流区尚无很好的理论结果,而在后面的尾迹区域内却作很复杂的,考虑诸影响因素的详细计算,其结果也并不一定是满意的。所以研究一种比较简便而又能提供合理数据的处理方法,对于工程应用来讲是颇有实际意义的。已有的准一维方法较为简单,但适用范围限于完全发展的湍流尾迹,我们力图找到一种简便方法,使其既能求解层流又能求解湍流的非平衡尾迹,从而给出一些可用的流场和电子密度的参考数据。

不同的物体形状形成具有不同特点的高超音速尾迹流动。钝体后面主要是无粘尾迹(或称熵尾迹),其中的等离子体大部分是由物体头部激波压缩区内产生的等离子体沿流向自物体脱落下来的,而细长体后面主要是由物面边界层自物体脱落下来形成的粘性内尾迹,在同样飞行条件下它要比钝体尾迹短。本文研究的是小钝头锥体,所以炽热的等离子体和主要的辐射成分都集中在粘性内尾迹区域内,而无粘外尾迹相对而言就是“冷”的,这样就可以将它们分开来处理,用边界层方程来描述粘性内尾迹的流动规律,而无粘外尾迹单独作近似处理,用它为粘性内尾迹提供边界条件。

过去作过的多条带积分方法就是这样,将边界层方程用于粘性内尾迹,在给定轴上和外界条件后将偏微分方程沿径向积分,而后对所得一阶常微分方程组作数值积分。计算表明,这种解法虽能较好地描绘整个尾迹流场,但是计算量非常大,所用机时是相当可观的。本文即从这种考虑出发,将边界层方程用于高超尾迹的对称轴上,在补充以各物理量沿剖面的准相似形分布及尾迹边界发展规律以后,可以得到一组常微分方程,以给定的颈部条件提供初始值进行数值积分,得到沿尾迹轴线的电子密度和其它物理参数的变

化情况。

文中参照[10]等提供的有关数据, 给出计算所需的良好条件, 计算了 80、70、59、48 公里高程下的尾迹流场, 结果与已有的差分法和条带积分法作了比较, 规律一致, 结果曲线示于附图中。

二、基本方程

如上所述, 对于细长体的粘性内尾迹使用边界层方程予以描写。就本文所研究的具体问题来说, 用的是轴对称、非平衡、定常的可压缩边界层方程组:

动量方程:

$$\rho u r \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v r \frac{\partial u}{\partial r} = -r \frac{d p_c}{d x} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (1)$$

能量方程:

$$\begin{aligned} \rho u r \frac{\partial H}{\partial x} + \rho v r \frac{\partial H}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{k}{C_p} \frac{\partial H}{\partial r} + \left(\mu r - r \frac{k}{C_p} \right) \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u^2}{2} \right) - \right. \\ \left. - r \frac{k}{C_p} \sum_{i=1}^S (h_i - h_i^0) \frac{\partial C_i}{\partial r} - \sum_{i=1}^S r j_i (h_i - h_i^0) \right] \end{aligned} \quad (2)$$

组元质量守恒方程:

$$\rho u r \frac{\partial C_i}{\partial x} + \rho v r \frac{\partial C_i}{\partial r} = - \frac{\partial}{\partial r} (r j_i) + r \dot{w}_i \quad (3)$$

$$(i=1, 2, \dots, S, S=8)$$

第(3)式等号右边第一项为扩散流项, 通常它由三部分扩散效应组成, 即浓度扩散、压力扩散及热扩散, 但在此问题中相对于浓度扩散而言, 后二者的效应很小, 可略去不计, 所以混合空气各成份的扩散流为

$$j_i = -\rho \mathcal{D}_{ii} \frac{M_i}{M} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\bar{M}}{M_i} C_i \right),$$

各成分相互之间的扩散性质由扩散系数 \mathcal{D}_{ii} 反应出来。

将上述方程(1)~(3)用于尾迹对称轴上, 要求其满足轴上的对称条件:

$$r=0 \text{ 时 } \quad v = \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial H}{\partial r} = \frac{\partial C_i}{\partial r} = 0,$$

并使用无量纲坐标得到轴上方程组为

动量方程:

$$\frac{u_c}{u_e} \frac{d}{d\xi} \left(\frac{u}{u_e} \right)_c = - \left(\frac{u_c}{u_e} \right)^2 \frac{d}{d\xi} (\ln u_c) - \frac{1}{\rho_c u_c^2} \frac{d p_c}{d\xi} + \frac{2D \mu_c}{\delta^2 \rho_c u_c} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \left(\frac{u}{u_e} \right)_c \quad (4)$$

能量方程:

$$\frac{u_c}{u_e} \frac{d}{d\xi} \left(\frac{H}{H_e} \right)_c = - \frac{u_c}{u_e} \frac{H_c}{H_e} \frac{d}{d\xi} (\ln H_c) + \frac{2D \mu_c}{\delta^2 \rho_c u_c} \left\{ \frac{1}{Pr} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \left(\frac{H}{H_e} \right) + \right.$$

$$\begin{aligned}
 & + \left(1 - \frac{1}{Pr}\right) \frac{u_c^2}{2H_c} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \left(\frac{u}{u_r}\right)^2 - \frac{1}{Pr} \sum_{i=1}^s \frac{h_i - h_i^0}{H_c} \frac{\partial^2 C_i}{\partial \eta^2} + \\
 & + \frac{1}{\mu} \sum_{i=1}^s \frac{h_i - h_i^0}{H_c} \rho \mathcal{D}_{11} \frac{M_i}{\bar{M}} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \left(\frac{\bar{M}}{M_i} C_i\right) \} \quad (5)
 \end{aligned}$$

组元质量守恒方程:

$$\frac{u_c}{u_r} \frac{dC_i}{d\xi} = \frac{2D}{\delta^2 u_c} \mathcal{D}_{11} \frac{M_i}{\bar{M}} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \left(\frac{\bar{M}}{M_i} C_i\right) + \frac{D}{\rho_c u_c} \dot{w}_{ic} \quad (6)$$

其中 $\xi = x/D, \eta = r/\delta$ 为无量纲坐标。

状态方程为

$$p = \frac{R}{M} \rho T \quad (7)$$

总质量守恒关系:

$$\sum_{i=1}^s C_i = 1 \quad (i=1, 2, \dots, 8) \quad (8)$$

总电荷守恒关系:

$$C_{O_2^-} = \frac{M_{O_2^-}}{M_{NO^+}} C_{NO^+} - \frac{M_{O_2^-}}{M_e^-} C_{e^-} \quad (9)$$

对于湍流尾迹,按照时均化原则可以写出一组湍流尾迹所满足的守恒方程,经对粘性输运性质分析得知,湍流涡旋中大尺度微团输运与层流中分子粘性传输相比,前者的效应比后者强得多,因此可以忽略掉层流粘性输运项,由此得到一组在形式上与层流尾迹全同的守恒方程组,只是方程中各量在湍流尾迹中分别代表各自的时间平均值。

为解轴上方程组还必须补充尾迹边界发展规律,因为目前没有严格的理论结果,本文也不作耦合解,所以采用了经验关系式。

由分析得知,当把动量守恒控制区取到压力沿轴向基本不变的区域时,层流尾迹的边界发展与轴向坐标呈 $\delta \sim x^{1/2}$ 的关系,向下游发展达到湍流远尾迹时其平均边界呈 $\delta \sim x^{1/3}$ 的关系。在颈部附近考虑到流动的混合、尾激波的压缩以及来流马赫数的影响,流动情况是比较复杂的,难于作较好的理论处理,但是可以参照实验观测的边界发展给出经验表达式,参照文献[11]我们给出

$$\begin{cases} \delta/D = A + B(M_\infty)(x/D)^{1/2} & x/D \leq (x/D)_1 \\ \delta/D = K C_D^{1/3} (x/D)^{1/3} & x/D > (x/D)_1 \end{cases} \quad (10a)$$

$$\delta/D = K C_D^{1/3} (x/D)^{1/3} \quad x/D > (x/D)_1 \quad (10b)$$

其中 C_D 为物体阻力系数,式中各参数 $A, B(M_\infty), K, C_D$ 均参照不同物形和来流条件而确定, $(x/D)_1$ 根据压力沿轴向变化情况并参照实验确定。

实验观测和分析说明,类似于对边界层问题的处理办法,高超音速细长体的粘性内尾迹中的速度、焓、浓度等各量沿径向的分布可以取为准相似形分布,通常以指数多项式或一般多项式描绘。本文中速度与焓剖面取了指数多项式分布形式,对于组元浓度

剖面选用了一般多项式形式表示剖面内各组元质量浓度 C_i 的分布。所用多项式分布如下:

$$\frac{u}{u_c} = 1 + (a_0 + a_1 \eta) e^{-\eta / (1-\eta)} \quad (11)$$

$$\frac{H}{H_c} = 1 + (b_0 + b_1 \eta) e^{-\eta / (1-\eta)} \quad (12)$$

$$C_i = v_{i0} + v_{i1} \eta + v_{i2} \eta^2 + v_{i3} \eta^3 \quad (13)$$

各多项式中的系数 a_0 、 a_1 、 b_0 、 b_1 、 v_{i0} 、 v_{i1} ……为自变量 ξ 的函数,均由粘性内尾迹在轴上和外缘所应满足的边界条件而定。

边界条件和轴上对称条件:

$$\left. \begin{array}{l} \eta=0 \text{ 时 } \quad u=u_c, \quad H=H_c, \quad C_i=C_{ic} \\ \quad \quad \quad \frac{\partial u}{\partial \eta} = \frac{\partial H}{\partial \eta} = \frac{\partial C_i}{\partial \eta} = 0 \\ \eta=1 \text{ 时 } \quad u=u_c, \quad H=H_c, \quad C_i=C_{ic} \\ \quad \quad \quad \frac{\partial u}{\partial \eta} = \frac{\partial H}{\partial \eta} = \frac{\partial C_i}{\partial \eta} = 0 \end{array} \right\} \quad (14)$$

三、高温空气的热力学性质及输运性质

在引言中讲到的飞行条件下,尾迹中空气离解-复合、电离-复合效应显著。混合空气的内能由平动、转动及振动三部分贡献组成,电子激发态的贡献可以略去,按照能量依自由度均分原则,振动非平衡的贡献用爱因斯坦函数近似表示,混合空气的热焓为

$$h_i = \int_{T_0}^T C_{p,i} dT \quad (15)$$

$$C_{p,i} = \begin{cases} \frac{5}{2} \frac{R}{M_i} & (i = O, N, e^-) \\ \left[\frac{7}{2} + \varepsilon \left(\frac{T'_i}{T} \right) \right] \frac{R}{M_i} & (i = O_2, N_2, NO, NO^+, O_2^-) \\ \varepsilon \left(\frac{T'_i}{T} \right) = \left[\frac{1}{2} \frac{T'_i}{T} / \operatorname{sh} \left(\frac{1}{2} \frac{T'_i}{T} \right) \right]^2 \end{cases}$$

其中 T'_i 为振子的特征温度,参照文献[12]中列出的表值选用。

混合空气静焓为

$$h = \sum_{i=1}^s C_i (h_i - h_i^0) \quad (16)$$

h_i^0 是各组元的化学焓。

为了简化计算,对于气体的输运性质用简化的近似公式。

在层流尾迹中采用文献[13]给出的粘性系数近似公式

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^n \quad (17)$$

其中 T_0 , μ_0 为标准状况下的温度及粘性系数。取无量纲输运系数 Pr 为常数。关于组元扩散系数本文假定对于中性粒子和带电粒子二元扩散关系均成立 (详见文献 [13]), 通过分析得到简化关系如下:

$$\begin{aligned} \text{当 } i=O, N, N_2 \text{ 时} \quad \mathcal{D}_{ij} &= \mathcal{D}_{ji} = \mathcal{D}_{O-N_2} \\ \text{当 } i=O_2, NO \text{ 时} \quad \mathcal{D}_{ij} &= \mathcal{D}_{ji} = \mathcal{D}_{O_2-N_2} \\ \text{当 } i=NO^+, e^-, O_2^- \text{ 时} \quad \mathcal{D}_{ij} &= \mathcal{D}_{ji} = \mathcal{D}_{ON^+-N_2} \\ \mathcal{D}_{ij} &= 2.577 \times 10^{-3} \frac{T^{3/2} (M_i + M_j)^{1/2}}{p \bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)} (2M_i M_j)^{1/2}} \quad (18) \end{aligned}$$

碰撞积分 $\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$ 值, 对于中性组元可用文献 [14] 给出的表值, 对于带电组元则用公式 (参见 [13]):

$$\bar{\Omega}_{NO^+-N_2}^{(1,1)} = 0.298 \times 10^{16} \left(\frac{2\alpha_{NO^+-N_2} e^2}{KT} \right)^{1/2} \Gamma \left(\frac{5}{2} \right)$$

在湍流尾迹中主要是大尺度微团输运, 参照 [3] 在现在所用的温度范围内取粘性系数的近似关系

$$\mu_T = 0.04 \delta \rho_e (u_c - u_c) \quad (19)$$

无量纲输运系数 Pr_T 及 Le_T 均取为常数。

关于从层流到湍流的转换过程本是一个复杂的问题, 因为它受物体形状、雷诺数、马赫数等诸因素的影响, 在这方面已经有许多专门的研究工作, 本文只近似假定转换为瞬时有发生, 转换点的位置参照有关分析 [15] 而近似确定。

四、化学动力学问题

对于我们所研究的高超音速飞行器来说, 在约 30~40 公里以上的高空中, 尾迹流场内空气的化学反应速度与流动的特征速度相比达到可以相互比较的程度, 因此必须要考虑流场中的化学非平衡过程。本文考虑了八种组元之间的离解-复合、离解交换、电离-复合、电离交换反应, 在一定温度压力范围内氧对电子的亲合力较强, 所以也考虑到了氧分子对电子的捕获反应。近年来的研究 [16] 指出, 除氧分子捕获电子之外臭氧捕获电子的反应也值得考虑, 此处影响不大, 未予计及。实验证明 [6] 沿尾迹轴向, 在颈部下游一定距离后由于捕获反应而使电子密度急剧衰减。本文计及 14 个化学反应, 其通式为

$$\sum_{i=0}^s \alpha_{r,i} x_i \xrightleftharpoons[k_{br}]{k_{fr}} \sum_{i=1}^s \beta_{r,i} x_i \quad (r=1, 2, \dots, SR, SR=14) \quad (20)$$

组元生成率 $\dot{\omega}_i$ 为

$$\dot{\omega}_i = M_i \sum_{r=1}^{SR} (\beta_{r,i} - \alpha_{r,i}) \left[k_{fr} \prod_{j=1}^s \left(\rho \frac{C_j}{M_j} \right)^{\alpha_{r,i}} - k_{br} \prod_{j=1}^s \left(\rho \frac{C_j}{M_j} \right)^{\beta_{r,i}} \right] \quad (21)$$

计算中选用合适的正、逆向反应速率常数 k_{fr} , k_{br} 。

五、计算方法及结果分析

在第二节介绍的一阶常微分方程组和其它必要的补充关系给定以后, 本文选用了变步长龙格-库塔方法、使用 Fortran 语言在电子计算机上进行了计算, 计算过程中注意到: 适当地控制计算误差会对结果值的好坏有着明显的影响, 为此作了如下考虑:

(1) 由动量方程看出, 因为初始点处 u_c/u_e 的值很小, 如果在求导数 $d(u_c/u_e)/d\xi$ 时直接将 u_c/u_e 值去除等号右端公式, 这样就会将右边计算过程中已有的计算误差放大很多倍, 致使求得的导数过大。为了避免出现这种问题, 我们将 u_c/u_e 放在被求导的函数里面, 令 $u_b = u^2$, 直接从动量方程计算 u_b , 而后再求 $u = \sqrt{u_b}$ 。对于能量方程和组元连续方程同样会出现这种问题, 但是由流动分析知道轴上速度沿下游方向在颈部附近变化很快, 而焓值和浓度值变化应该缓慢得多, 而且从形式上看动量方程中没有明显地包含欲求的焓 H 和浓度 C_i 这两个量, 为此在数值求解过程中可以将动量方程先解一步, 而后再用此结果再作能量方程与组元质量守恒方程的联立求解, 自颈部开始经过一段不长的距离以后再逐步调整为同步求解, 我们称这种办法为“拟同步法”, 这样处理在数学上是合理的, 由此得到的结果值也能得到很好的改善。

(2) 积分步长的选取也会影响结果值的好坏, 为此进行了几种步长大小的结果比较, 针对物理量变化快慢而分段选用了不同的步长。

(3) 求解温度的过程是个叠代过程, 为此要消耗相当长的计算机时, 本计算中也作了简化处理, 以造表求插值的方法代替多次的求积分过程。

本文对于小钝头锥体, 参照身部流场的两种不同解法所确定下来的颈部初始条件, 使用近似的尾迹平均边界发展公式, 共作五组计算, 解得沿尾迹轴线电子密度、温度、速度等量的变化。

从计算结果看出, 在 80 公里时尾迹轴线上电子密度值已低于 10^5 粒子数/厘米³, 这对于我们的研究已经没有实际意义, 其余四组结果示于图 1—5 中。图 1b 示出与差分方法和条带积分方法的定性比较。图 2b 是在某一 ξ 位置处各高程下电子密度剖面的图线, 看得出在 48 公里的飞行条件下尾迹从颈部不远处已转捩为湍流流动, 电子密度向下游去衰减得很快。图 6 示出了 70 公里时尾迹平均边界的发展情况。

由图示曲线分析可以得到以下几点结果:

(1) 飞行轨道参数对轴上电子密度衰减的快慢有明显的影响。在相同飞行速度下, 高程愈低(在同样温度下来流压力愈高)尾迹中电子密度衰减愈慢, 从而尾迹愈长。

(2) 湍流尾迹电子密度衰减速率远远超过层流衰减速率。因为湍流是以大尺度微团输运质量、动量和能量, 这样扩散的速度远比分子扩散要快得多。

(3) 与平衡尾迹计算结果比较看出, 化学非平衡效应使尾迹中电子密度衰减变缓,

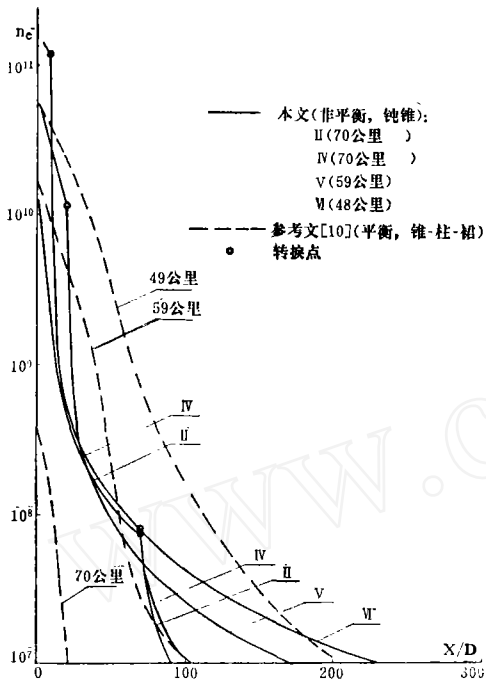


图 1a 非平衡尾迹轴上电子密度变化

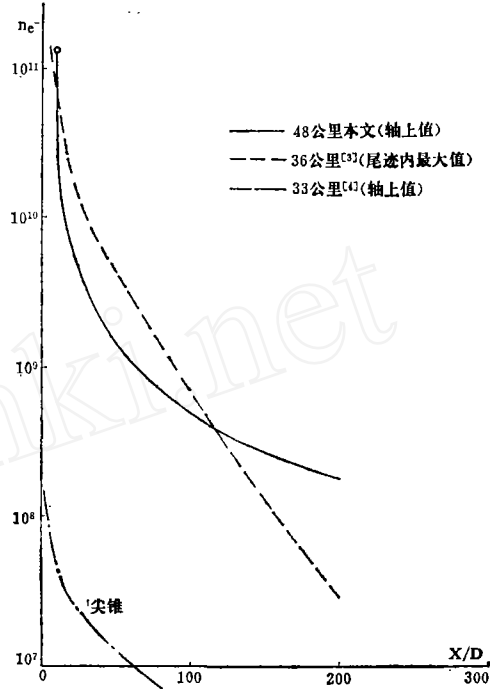


图 1b 沿轴电子密度变化的比较

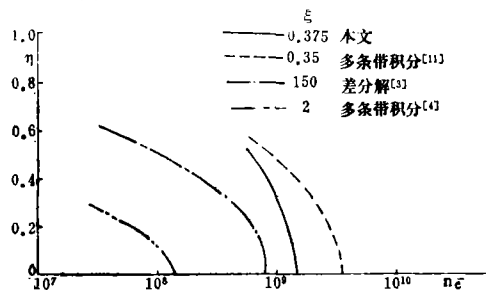


图 2a 电子密度剖面分布比较

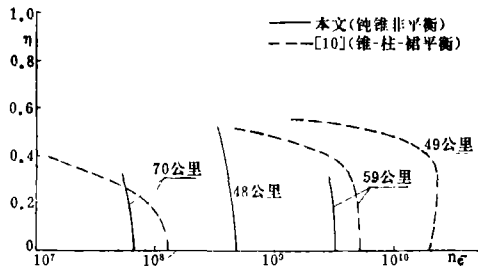


图 2b 电子密度剖面分布比较 (X/D = 20)

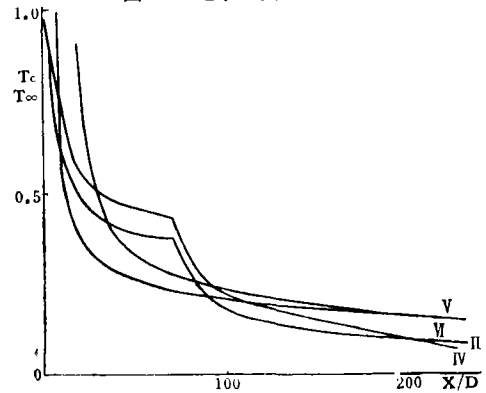


图 3 非平衡尾迹轴上温度变化

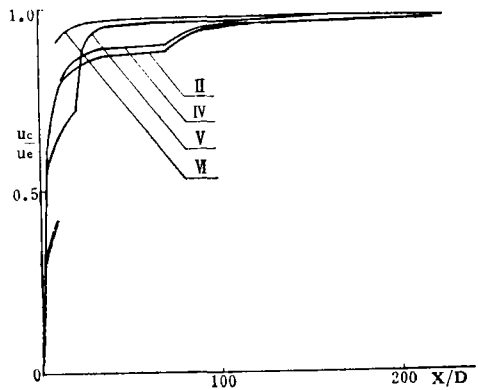


图 4 非平衡尾迹轴上速度变化

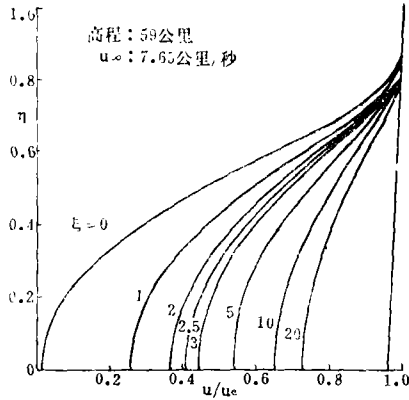


图 5a 尾迹各位置速度剖面

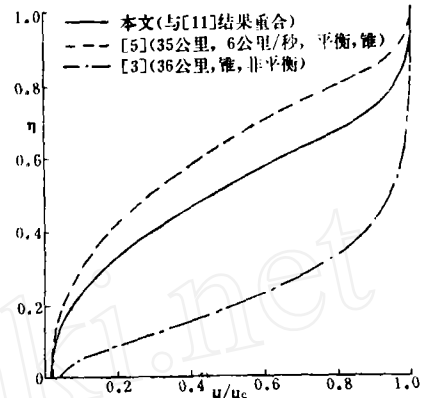


图 5b 尾迹颈部速度剖面比较(59公里)

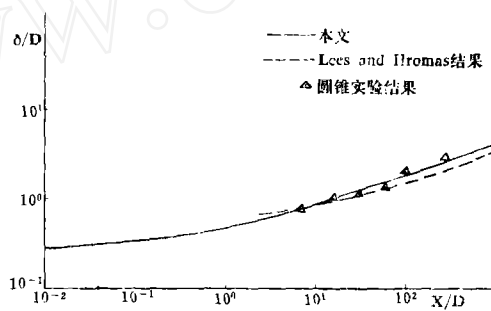


图 6 尾迹的平均边界发展(70公里)

从而尾迹增长。

(4) 尾迹颈部初始值对于后面的计算结果有明显的影晌。

(5) 本文确定的尾迹边界发展规律为求解方程提供了合理的条件。

(6) 沿径向远离轴线处本文结果与其它已有方法比较符合不好, 此系方法本身的局限性所致。

结 论

本文给出的处理方法包括层流和湍流两种流动情况, 比多条带积分方法简单, 计算量小, 可以较快地计算出沿尾迹轴线电子密度及其它物理量的合理变化, 为工程应用提供数值依据。

本文的计算使用 Fortran 语言, 由王福汉、李东风同志完成程序编辑及操作运算工作。

本工作得到卞荫贵先生的指导和支持, 在此一并致以谢意。

参 考 文 献

- [1] L. Less, J. A. S., 29, 8(1962).

- [2] Lees and Reeves, *AIAA J.*, **3**, 11(1965).
[3] S. L. Zeiberg and G. D. Bleich, *AIAA J.*, **2**, 8(1964).
[4] H. Lien, J. I. Erdos and A. J. Pallone, *AIAA Paper* 63-447.
[5] Pallone A., Erdos J. and Eckerman J., *AIAA J.*, **2**, 5(1964).
[6] AGARD Proceedings, No. 19, 1967.
[7] R. L. Primich and M. Sleinberg, *AD* 427050.
[8] J. M. Avidor and A. M. Schneiderman, *AIAA Paper* 74-576.
[9] S. C. Lin and J. E. Hayes, *AIAA Paper* 63-449.
[10] 周正瑾、高智等：“小钝头锥无粘平衡、非平衡绕流流场的数值计算”，*空气动力学学报*, **1**(1982).
[11] S. H. Leong, *AD* 607166.
[12] 钱学森，“物理力学”，科学出版社(1962).
[13] Dorrance, W. H., “Viscous Hypersonic Flow”.
[14] K. S. Yun and E. A. Mason, *Phys. of Fluids*, **5**, 4(1962).
[15] Wilson, L. N., *AIAA J.*, **4**, 10(1966).
[16] E. A. Sutton, *AIAA Paper* 68-200.

A SIMPLIFIED CALCULATION METHOD FOR THE NONEQUILIBRIUM WAKE OF THE BLUNT-CONE BODY

Niu Jiayu

(*Institute of Mechanics, Academia Sinica*)

Abstract

In this paper the polystrip-integral method used to calculate the flow field of hypersonic wake is further simplified. In the case of giving the distributions of profile of several physical variables and supplementing the growth law of the hypersonic wake the flow field and the electrical density distributions in the wake are obtained by integrating the conservation equations satisfied by the wake flow at the axis of symmetry in the nonequilibrium situation. The specified conditions of calculation in this paper are: the angle of attack is zero; the half angle of the cone with small blunt nose is 11° ; flying velocity is 7.6 km/sec; flying altitude is 80, 70, 59, 48km respectively; mixture gas consists of eight components having 14 chemical reactions.

For the numerical analysis of hypersonic wake of the slender vehicle, the method given in this paper is simpler and the computing time is less as compared with the other methods, for instance, the polystrips integral and the finite-difference methods. The distributions of the electrical density and other physical variables on the axis of the wake are satisfactorily obtained.