

分析计算航天飞机气动系数 的边界元局部方法

吕甘雨 沈青

(中国科学院力学研究所, 北京, 100080)

BOUNDARY ELEMENT LOCAL METHOD FOR ANALYSING AND CALCULATING AERODYNAMIC COEFFICIENTS OF ORBITER

Lü Gan-yu, Shen Qing

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

摘要 空间运载工具设计阶段为分析比较不同外形高超音速各流动领域的性能, 广泛应用局部方法。在其原始形式下, 形状函数计算繁复, 并限于简单几何外形组成的轴对称体。用边界元局部方法进行形状函数计算, 可免去原局部方法面积分的繁复和借助表格的局限。对 STS-1 轨道飞行器外形进行计算得到了形状函数, 并根据实验数据确定领域系数。由此计算出飞行器的法向力、轴向力和俯仰力矩系数, 计算结果与实验数据相符。

关键词 航天飞机, 高超音速流动, 气动力系数, 有限元法, 数值计算

Abstract In the designing stage of new space transportation vehicles, the local method is widely used to fulfill the task of analysing and comparing the performances of different shapes in different flow regimes. In its original form of the local method, the calculation of the shape functions is complicated and confined to the axisymmetric bodies composed of simple geometric configurations. The local method incorporated with the boundary finite elements proposed by the authors in the preceding paper is applied to construct the shape functions without invoking the complexity in carrying out the surface quadratures and of numerical tables. The calculations are performed for the STS-1 orbiter. The shape functions are obtained with the surface geometry as the input data, and the regime coefficients are determined by fitting with the measurement data. The aerodynamic coefficients such as the normal force, axial force, and the pitching moment of the vehicle computed by the local method are in good agreement with the experimental data.

Key words Space shuttles, Hypersonic flow, Aerodynamic coefficient, Finite element method, Numerical calculation

0 引 言

随着航天飞机的发展以及空天飞机和轨道转换器的设想, 使过渡领域的气动力和气动热的实验研究和理论计算提上日程。在新空间运载工具设计阶段, 分析比较不同构形在不同领域的性能仅由实验来完成是不现实的。这不仅是基于费用的考虑, 而且由于现有设置

1990年9月21日收到, 1991年6月13日收到修改稿

国家自然科学基金资助项目

并不能完全模拟飞行条件。直接模拟蒙特卡洛 (DSMC) 方法^[1]约在 15 年前进入用于典型工程问题阶段, 但用于型号方案与气动方案的计算还受算机条件限制。这样, 基于局部假设的气动计算半经验方法 (局部方法) 就得到了广泛应用。

局部方法的基本假设是物体表面元的动量通量除依赖于流动参数 (Ma , Re , T_w) 外, 只依赖于表面元的局部入射角。简单凸面物体的高超音速绕流, 在自由分子流 ($Kn=\infty$) 和连续介质极限 ($Kn=0$, 因修正牛顿公式与实验比较满意相符) 范围内上述假设完全满足。局部方法作为两个极限间的内插法而获得成功。

实现局部假设在实践中通过两种途径。第一种, 形状函数法^[2, 3], 是将气动力系数表达为领域系数与形状函数之积的多项式, 并对球、锥、柱等简单典型轴对称形状算出形状函数 (表面几何参数沿表面的积分), 它是攻角的函数。其解析形式繁复, 不利解析研究且物形限于轴对称体。第二种方法, 阻力系数函数关系法, 源于文献[4]关于牛顿碰撞理论中, C_x 与 C_y 及 C_x 与攻角存在函数关系的证明; Бунимович[5]对局部假设也证明了类似关系。该方法仅稍稍简化形状函数计算, 但对解析分析是方便的。文献[6]中提出用边界有限元进行形状函数计算, 免去了第一种方法需借助表格和繁复的积分运算; 且可用于航天飞机类型的飞行器。

1 借助边界元的局部方法

由局部方法的基本假设, 即物体表面元的动量通量仅由局部入射角决定, 在局部坐标系 (图 1) 内, 物体面元 (外法线为 \mathbf{n}) 所受的动量通量 \mathbf{P} 在法向和切向的分量展开为完备、正交函数系 $\{\cos 2(k-1)\theta_1\}$, $k=1, 2, \dots$ (用 $\rho_\infty u_\infty^2 / 2$ 无量纲化), 取展开式前两项时有

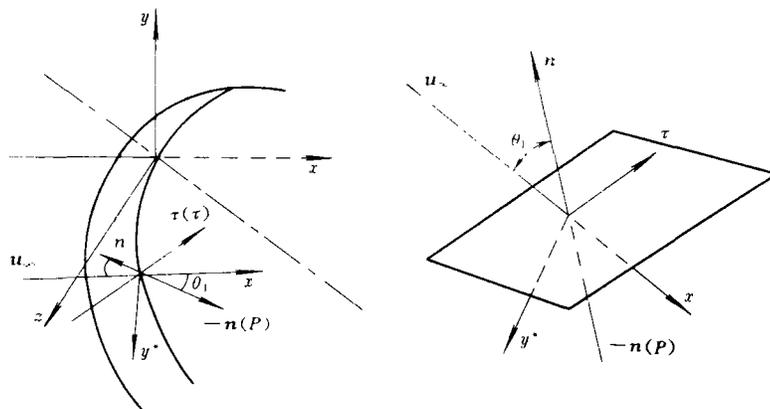


图 1 局部方法中的当地坐标系 $(-n, \tau)$ 、全局坐标系 (x, y^*) 与速度坐标系 (x, y, z)

$$P = \cos^2 \theta_1 (P_0 + P_2 \cos 2\theta_1), \quad \tau = \cos \theta_1 \sin \theta_1 (\tau_0 + \tau_2 \cos 2\theta_1) \quad (1)$$

其中 θ_1 为来流方向与表面元外法线方向之间的夹角。在全局坐标系 x, y^* (y^* 是平面 (\mathbf{n}, x) 内与 x 方向垂直的坐标) 中 \mathbf{P} 的分量可以写为

$$P_v = \cos\theta_1 (\lambda_0 + \lambda_2 \cos 2\theta_1 + \lambda_4 \cos\theta_1), \quad P_{v'} = \cos^2\theta_1 \sin\theta_1 (\mu_0 + \mu_2 \cos 2\theta_1) \quad (2)$$

其中 λ_k, μ_k 称为领域系数, 且

$$\left. \begin{aligned} \lambda_0 &= (P_0 + \tau_0) / 2 + (P_2 - \tau_2) / 4, \quad \lambda_2 = (P_0 - \tau_0) / 2 + (P_2 + \tau_2) / 2 \\ \mu_0 &= P_0 - \tau_0, \quad \lambda_4 = \mu_2 / 4 = (P_2 - \tau_2) / 4 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

容易得到 \mathbf{P} 在速度坐标系中 y, z 上的分量与 $P_{y'}$ 的关系

$$P_v = -n_y P_{y'} / \sin\theta_1, \quad P_z = -n_z P_{y'} / \sin\theta_1 \quad (4)$$

n_y, n_z 为表面元单位外法线在 y, z 轴上的投影。由 (2) 式和 (4) 式很容易求得作用在表面元 ΔS 上的力 ($\Delta \mathbf{F} = \mathbf{P} \Delta S$) 在 x, y, z 轴上的分量为

$$\Delta F_x = \sum_{k=0,2,4} \lambda_k \Delta F_{xk}, \quad \Delta F_y = \sum_{k=0,2} \mu_k \Delta F_{yk}, \quad \Delta F_z = \sum_{k=0,2} \mu_k \Delta F_{zk} \quad (5)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} \Delta F_{xk} &= \cos\theta_1 \cos k\theta_1 \Delta S, \quad \Delta F_{yk} = -n_y \cos^2\theta_1 \cos k\theta_1 \Delta S \\ \Delta F_{zk} &= -n_z \cos^2\theta_1 \cos k\theta_1 \Delta S \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

如果 \mathbf{r} 为 ΔS 质心相对于求矩中心的矢径, 则作用在 ΔS 上的力相对该中心的力矩为

$$\Delta \mathbf{M} = (\mathbf{r} \times \mathbf{P}) \Delta S \quad (7)$$

其在 x, y, z 轴上的分量为

$$\left. \begin{aligned} \Delta M_x &= \sum_{k=0,2} \mu_k \Delta M_{yk}^{(x)}, \quad \Delta M_y = \sum_{k=0,2,4} \lambda_k \Delta M_{xk}^{(y)} + \sum_{k=0,2} \mu_k \Delta M_{yk}^{(y)} \\ \Delta M_z &= \sum_{k=0,2,4} \lambda_k \Delta M_{xk}^{(z)} + \sum_{k=0,2} \mu_k \Delta M_{yk}^{(z)} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} \Delta M_{yk}^{(x)} &= (zn_y - yn_z) \cos^2\theta_1 \cos k\theta_1 \Delta S, \quad \Delta M_{xk}^{(y)} = z \cos\theta_1 \cos k\theta_1 \Delta S \\ \Delta M_{yk}^{(y)} &= xn_z \cos^2\theta_1 \cos k\theta_1 \Delta S, \quad \Delta M_{xk}^{(z)} = -y \cos\theta_1 \cos k\theta_1 \Delta S, \\ \Delta M_{yk}^{(z)} &= -xn_y \cos^2\theta_1 \cos k\theta_1 \Delta S \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

这里 x, y, z 为 \mathbf{r} 在速度坐标中的分量, n_x 为 \mathbf{n} 在 x 轴上的投影。

由局部方法的基本假设, 领域系数 λ_k, μ_k 对于各表面元保持不变, 力和力矩的计算归结为对 $\Delta F_{xk}, \Delta F_{yk}, \Delta F_{zk}, \Delta M_{jk}^{(x)}, \Delta M_{xk}^{(y)}, \Delta M_{xk}^{(z)}, \Delta M_{yk}^{(y)}, \Delta M_{yk}^{(z)}$ 的求和。将物体表面划分为三角形网格并以这些三角形表面元近似原表面后, 上述量可简单地与结点坐标建立关系。为此只需求出以结点坐标表示的 $\mathbf{r}, \mathbf{n}, \cos\theta_1$ 。

若三角形表面元的三个结点坐标 $(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3)$ 已知, 且结点 1, 2, 3 相对外法线 \mathbf{n} 逆时针排列。令

$$\mathbf{N} = (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_3) \times (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \quad (10)$$

则三角形面元的外法线方向 \mathbf{n} , 面积 ΔS 和质心坐标 \mathbf{r} 可表示为

$$\mathbf{n} = \mathbf{N} / |\mathbf{N}|, \quad \Delta S = |\mathbf{N}| / 2, \quad \mathbf{r} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2 + \mathbf{r}_3) / 3 \quad (11)$$

显然

$$\cos\theta_1 = -n_x \quad (12)$$

计算作用在 ΔS 上的力和力矩时, 利用下面的判据

$$\text{当 } \cos\theta_1 \leq 0 \text{ 时, } \Delta F = 0 \quad \Delta M = 0 \quad (13)$$

这样由给定的三角形单元的三个结点的坐标 r_1, r_2, r_3 可算出 $r, n, \Delta S$ 和 $\cos\theta_1$; 将 ΔF_{xk} 等量各单元的贡献求和; 并用整个物形的特征面积 S_0 和特征长度 L_0 无量纲化, 即可得到无量纲的各阶形状函数

$$\left. \begin{aligned} F_{xk} &= \Sigma \Delta F_{xk} / S_0, \quad F_{yk} = \Sigma \Delta F_{yk} / S_0, \quad F_{zk} = \Sigma \Delta F_{zk} / S_0 \\ M_{yk}^{(x)} &= \Sigma \Delta M_{yk}^{(x)} / S_0 L_0, \quad M_{xk}^{(y)} = \Sigma \Delta M_{xk}^{(y)} / S_0 L_0, \quad M_{yk}^{(y)} = \Sigma \Delta M_{yk}^{(y)} / S_0 L_0 \\ M_{xk}^{(z)} &= \Sigma \Delta M_{xk}^{(z)} / S_0 L_0, \quad M_{yk}^{(z)} = \Sigma \Delta M_{yk}^{(z)} / S_0 L_0 \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

由 (6) 式和 (8) 式, 气动力和力矩系数可由这些形状函数简单地表示为

$$\left. \begin{aligned} C_x &= \Sigma_{k=0,2,4} \lambda_k F_{xk}, \quad C_y = \Sigma_{k=0,2} \mu_k F_{yk}, \quad C_z = \Sigma_{k=0,2} \mu_k F_{zk}, \quad C_{M_x} = \Sigma_{k=0,2} \mu_k M_{yk}^{(x)} \\ C_{M_y} &= \Sigma_{k=0,2,4} \lambda_k M_{xk}^{(y)} + \Sigma_{k=0,2} \mu_k M_{yk}^{(y)}, \quad C_{M_z} = \Sigma_{k=0,2,4} \lambda_k M_{xk}^{(z)} + \Sigma_{k=0,2} \mu_k M_{yk}^{(z)} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

在文献[6]中用上述方法计算了截球, 圆锥和圆柱的物形函数。表明当沿周向取 200 个结点时, 有限边界元法与求面积分的方法^[3]得到的结果已十分接近 (相对误差约为 0.1%), 对于实际应用精度已足够了。

上述结果是 Mach 数为无穷情况下得到的。当 Mach 数为有限时, 文献[3,7]给出修正公式。积分形式的修正函数可以按照前述方法很容易地写成有限边界元方法的表达形式。

2 算 例

局部方法在复杂外形上实现最终归结为外形表面三角形单元的划分。对于象航天飞机这样的复杂外形可先分成几大块, 在每块内再细分单元, 以保证一定计算精度。STS-1 型轨道飞行器^[7]的主要参数为: 翼展 23.79m, 机身长 32.77m, 总面积 (投影面积) 367.15m², 平均气动弦长 12.06m。将飞行器分为头部、机身、机翼和襟翼四部分 (图 2)。由于整个飞行器平面对称, 又不考虑侧滑, 在计算中只需考虑一半。

图 2 中给出头部和机身沿 x 轴相邻两个剖面。沿 z 向等距均分, 给出表面结点坐标; 将如此形成的表面四边形分成两个三角形做为基本单元。 z 向划分每次加密一倍, 控制两次计算相对误差小于定值时为最终表面划分。STS-1 机翼为三角翼, 其形状通过给出表面离散点坐标确定。沿 z 向机翼分为若干段, 其上给定表面若干点的 x, y 坐标值。采用 x 向平行推进法, 使形成不太长的三角形网格。襟翼形状简单可简化为梯形。

文献[8]给出了 STS-1 型轨道飞行器的气动力系数 (攻角 $\alpha = 20^\circ \sim 70^\circ$, 高程 $H = 91.44\text{km} \sim 182.88\text{km}$; 这种情况 Kn 数处于过渡领域靠近自由分子流领域的半边)。由文献[8]提供的气动力系数和边界元局部法得到的形状函数, 用最小二乘法拟合出一组领域系数 (图 3)。其结果在趋势上与文献[3]就简单形状给出的系数一致。当高度不断增加时, 这些系数趋向于自由分子流极限的常数。

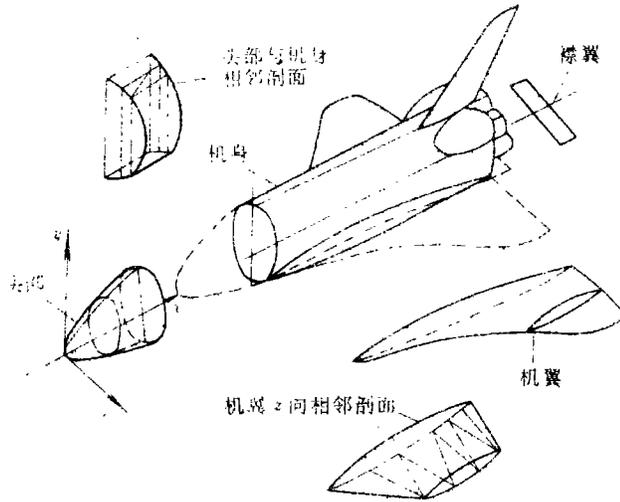


图 2 STS-1 型轨道飞行器的计算分区及剖面

利用这组领域系数，复算了 STS-1 型轨道飞行器的气动力系数和俯仰力矩系数 (图 4)。在拟合这组领域系数时，未用到俯仰力矩系数，但由复算结果发现不仅气动力系数 (图 4 (a), (b)) 与实验非常符合；而且气动力矩系数 (图 4 (c)) 与实验也相当符合，除去个别点外，相对误差保持在 5% 以下。

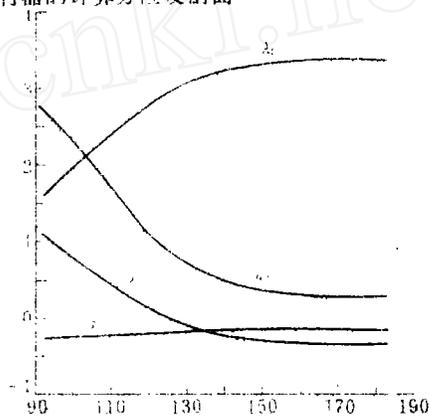


图 3 领域系数 $\lambda_0, \lambda_2, \mu_0, \mu_2$ 的拟合结果

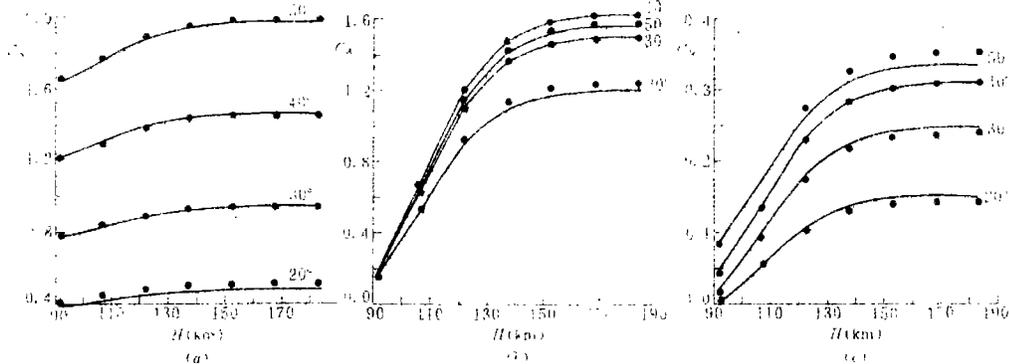


图 4 气动系数与高程 H 的关系 (a) 法白力系数 (b) 轴向力系数 (c) 俯仰力矩系数

应该指出，文献[8]包含的轨道飞行器的气动系数是飞行前实验给出的预期值。飞行实测表明，风洞实验气动系数预期值^[8]与实测数据有一定差距，一般归结为由非平衡效应引起。所以这里给出的领域系数及气动系数只是风洞实验条件下的结果，但这对说明方法

没有影响。当然只有根据飞行实测值才能得到分析飞行条件下气动系数有用的结果。

3 结 论

由上所述, 藉助边界元的局部方法估算在过渡领域、高 Mach 数、大攻角情况下航天飞机的气动系数是完全可行的。通过算例表明, 至少在 Ma 数 10~20, Kn 数 0.01~10 范围内能保证良好的精度。在有限 Ma 数情况下, 可利用文献[3,7]中的修正。

通过拟合得到的领域系数可计算该流动条件下不同外形的飞行器的气动系数, 这是局部方法做为估算工具优点之所在。边界元局部法为研制新空间运载工具常用的计算与实验方法提供了一个有力的补充。同时, 藉助该方法可初步估算新外形气动中心位置, 这将降低实验费用。为确定领域系数基本实验是必须的。

由于在自由分子流和连续介质极限领域用牛顿公式进行的气动系数计算满足局部方法的假设, 这里发展的计算方法和计算程序, 完全可用于上述领域的气动计算。目前的程序适用于剖面为多段圆弧给定的头部与机身的外形; 为适合于其它方法给定的外形, 改动程序是比较容易的。

参 考 文 献

- 1 Bird G A. Molecular Gas Dynamics. Clarendon Press, Oxford, 1976
- 2 Баранцев Р Г, Васильев Л А, Иванов Е Б, Козачек Б В, Михайчев А Д, Михайлов Л В, Мурзов Н В. Расчёт в Разреженном Газе на Основе Гипотезы Локальности. Аэродинамика Разреженных Газов, 1969; 4: 170~184
- 3 Алексеева Е В, Баранцев Р Г. Локальный Метод Аэродинамического Расчёта в Разреженном Газе. Изд ЛГУ, 1976
- 4 Jaslow H. Aerodynamic Relationships in Newtonian Impact Theory. AIAA J, 1968; 6:(4) 608~612
- 5 Бунимович А Н. Соотношения Между Силами, Действующими на Тела, Движущиеся В Разреженном Газе, в Потоке Света... Известия АН СССР, Мех Жидкости и Газе, 1973; (4) 89~95
- 6 沈 青, 吕甘雨. 藉助边界有限元的局部方法. 力学所报告, 1987年9月
- 7 Алексеев С Н, Баранцев Р Г, Эндер И А. Теория Локального Взаимодействия с Учётом Конечного Числа Маха. Аэродинамика Разреженных Газов, 1976; 8: 162~171
- 8 Aerodynamic Design Data Book, vol 1, Orbiter Vehicle STS-1. Russel W R ed. Rockwell International, SD72-SH-0060, 1980