

再入飞行器高超声速三维粘性流场的数值模拟*

柳 军 瞿章华

(国防科技大学航天技术系 长沙 410073)

摘 要 用数值方法研究大钝头倒锥体再入飞行器高超声速完全气体有攻角绕流的流场特性。控制方程为完全气体三维 Navier-Stokes 方程, 数值方法采用激波捕捉的 NND 隐式算法, 计算区域为含底部的全流场。文中给出了流场特性和气动力系数, 并与实验结果进行了对比。

关键词 高超声速, 完全气体, 三维流场, 激波捕捉

分类号 O354.3, V411.4

Numerical Simulation of 3-D Hypersonic Viscous Flowfield over a Capsule

Liu Jun Qu Zhanghua

(Department of Aerospace Technology, NUDT, Changsha, 410073)

Abstract The three dimensional hypersonic viscous flow of perfect gas over a capsule is calculated numerically. The Navier-Stokes equations are taken as the governing equations. The implicit NND scheme is used for the shock capture. The computation region is involved with the full flowfield from the nose to the base. The flowfield properties and the aerodynamic force coefficients thus obtained are good compared with the experiment results.

Key words hypersonic, perfect gas, 3-D flowfield, shock capture

再入飞行器以高超声速、大攻角再入大气层时, 其流场非常复杂, 包含有弓形激波、流动分离及旋涡流动等现象。国内外对数值模拟这类流场非常重视, 进行了大量的研究工作。现代计算流体力学激波捕捉技术的发展和应用于高超声速飞行器绕流计算提供了有效的手段, 如 TVD^[1]、NND^[2]等方法。这些方法的特点在于其数值模拟方法能适应物理量梯度大的要求, 激波现象被自然地反映在数值结果里。激波捕捉技术的应用使超声

* 国家自然科学基金资助项目
1995年10月17日收稿

速绕流的数值研究得到了更深入的发展。

本文采用激波捕捉技术, 对大钝头倒锥体再入飞行器的高超声速有攻角绕流粘性流场, 进行数值模拟, 求解了完全气体三维 Navier-Stokes 方程, 得到了包含近尾部流动及旋涡、分离等现象的全流场特性, 给出了气动力系数。与实验数据相比, 本文结果是可信的。

1 控制方程

在笛卡尔坐标系中, 采用完全气体的三维 Navier-Stokes 方程描述大钝头倒锥体有攻角绕流流场。其无量纲形式为

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} = \frac{1}{R_e} \left(\frac{\partial E_v}{\partial x} + \frac{\partial F_v}{\partial y} + \frac{\partial G_v}{\partial z} \right) \quad (1)$$

式中 U 、 E 、 E_v 分别为

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ E \end{bmatrix}, \quad E = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ u(E + p) \end{bmatrix}, \quad E_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{11} \\ \tau_{12} \\ \tau_{13} \\ u\tau_{11} + v\tau_{12} + w\tau_{13} + q_x \end{bmatrix} \quad (2)$$

其中

$$q_x = -k \frac{\partial T}{\partial x}; \quad E = e + \frac{1}{2} \rho(u^2 + v^2 + w^2); \quad p = \rho RT$$

u 、 v 、 w 是对应于 x 、 y 、 z 方向的速度, $[\tau]$ 为应力张量, ρ 是气体密度, P 是压力, T 是温度, E 是总能, k 为热传导系数, 气体的粘性系数 μ 用苏士南公式^[6]计算得到, F 、 F_v 、 G 、 G_v 与 E 、 E_v 也用类似方法得到。

2 网格和边界条件

计算区域包含头部脱体弓形激波及底部近尾迹流场, 网格由代数方法生成, 节点数

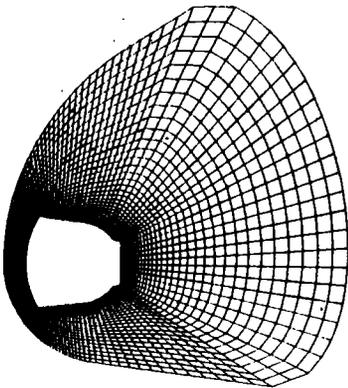


图1 计算网格

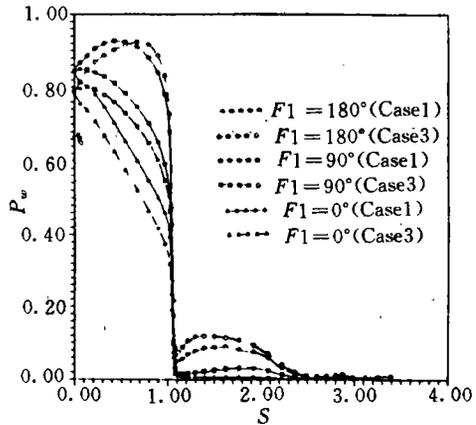


图2 表面压力分布曲线

是 $71 \times 41 \times 19$ 。ξ 方向沿物面，在头部对称轴线附近、肩部过渡弧处及后身部圆弧连接段网格加密，其余部分均匀分布；η 方向由物面指向外边界，物面附近加密；ζ 方向沿周向，均匀分布。计算网格如图 1 所示。

外边界分为迎风区和背风区，迎风时采用自由来流条件，背风时采用外插条件；物面为计算区域内边界，壁面处采用无滑移和等壁温条件；头部和底部对称轴线上物理量采用相邻点值取周向平均得到。

3 数值计算

(1)式是在物理坐标中给出的，为选取合适的计算网格，引入如下坐标变换：

$$r = r, \quad \xi = \xi(x, y, z), \quad \eta = \eta(x, y, z), \quad \zeta = \zeta(x, y, z)$$

这时控制方程为

$$\frac{\partial \hat{U}}{\partial \tau} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta} + \frac{\partial \hat{G}}{\partial \zeta} = \frac{1}{R_c} \left[\frac{\partial \hat{E}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}_v}{\partial \eta} + \frac{\partial \hat{G}_v}{\partial \zeta} \right] \quad (3)$$

式中 $\hat{U} = \frac{1}{J}U$, $\hat{E} = \frac{1}{J}(\xi_x E + \xi_y F + \xi_z G)$, $\hat{E}_v = \frac{1}{J}(\xi_x E_v + \xi_y F_v + \xi_z G_v)$

\hat{F} 、 \hat{F}_v 、 \hat{G} 、 \hat{G}_v 与 \hat{E} 、 \hat{E}_v 类似得到，Jacobian 矩阵 J 为

$$J = \frac{\partial(\xi, \eta, \zeta)}{\partial(x, y, z)}$$

对控制方程(3)的数值计算采用隐式 NND 格式^[2]。

4 结果分析及结论

本文的计算条件是

算例 1 $M_\infty = 10$, 攻角 $\alpha = 15^\circ$, $Re = 4 \times 10^5$, $T_\infty = 255K$, $T_w = 1000K$;

算例 2 $M_\infty = 10$, 攻角 $\alpha = 20^\circ$, $Re = 4 \times 10^5$, $T_\infty = 255K$, $T_w = 1000K$;

算例 3 $M_\infty = 10$, 攻角 $\alpha = 20^\circ$, $Re = 1 \times 10^6$, $T_\infty = 255K$, $T_w = 1000K$;

算例 4 $M_\infty = 20$, 攻角 $\alpha = 15^\circ$, $Re = 4 \times 10^5$, $T_\infty = 255K$, $T_w = 1000K$ 。

计算采用 486—66 微机，NDP—FOR—TRAN 语言环境，一个算例迭代 3000 次左右，约需 80 个机时。

图 2 是沿各子午线表面压力分布曲线，子午角 $\varphi = 180^\circ$ 子午线位于对称面下部， $\varphi = 0^\circ$ 子午线位于上部。从图中可看到头部迎风区压力较大，背风区压力较小，在

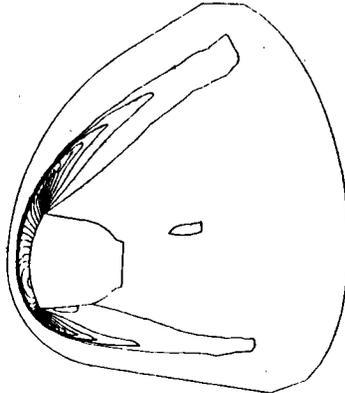


图 3 等压线图

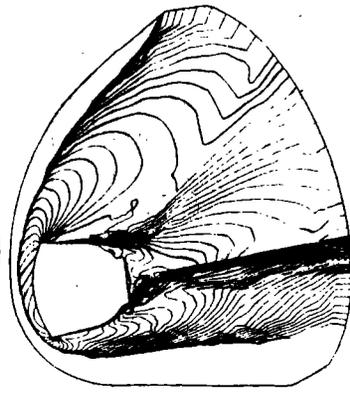


图 4 等马赫线图

肩部过渡区压力迅速降低,而在倒锥面上和底部压力变化平缓,底部压力接近于零。图 2 还给出攻角 15°和 20°算例对比,可看到由于攻角的变化造成最大压力值位置的移动。

图 3 是攻角 15°时 $0 \sim \pi$ 对称子午面上的等压线。从图中可以看出脱体激波的位置,其激波厚度约占 2~3 个网格,说明本文采用的激波捕捉技术对高马赫数是成功的。图中结果表明,由于有攻角时激波形状存在明显的不对称性,下表面的激波脱体距离比上表面明显要小。计算中由于攻角的不同而造成驻点位置改变,20°攻角时驻点显著下移。

图 4 是 $0 \sim \pi$ 对称子午面上的等马赫线图。驻点区:由于气流被滞止,马赫数为零;肩部区附近,由于气流膨胀加速温度降低而形成高马赫数;后身部:速度较大而温度相对较低,气流恢复到高超声速状态。

表 1 给出了各算例的气动力系数,并与实验数据^[7]作对比。结果表明,本文得到的大钝头倒锥体的气动力系数与实验值接近。

表 1 气动力系数

	M_∞	攻角 α	C_A	C_N	C_{mx}	X_{cp}/D	C_D	C_L
实验	10	20	1.310	0.160	0.094	0.589		
算例 1	10	15	1.3730	0.1202	0.0760	0.6323	1.3573	0.2393
算例 2	10	20	1.2866	0.1668	0.1035	0.6211	1.2660	0.2833
算例 3	10	20	1.2856	0.1670	0.1036	0.6205	1.2652	0.2827
算例 4	20	15	1.3626	0.1186	0.0758	0.6389	1.3469	0.2382

通过本文的数值计算和分析,可得如下结论:

(1) 采用隐式 NND 格式数值模拟高超声速大钝头倒锥体完全气体流场的定常解,可以很好地反映出流动的物理特征,捕捉到的脱体激波约占 2~3 个网格。

(2) 在攻角为 15°和 20°, $M_\infty = 10$ 和 20 的情况下,大钝头倒锥体的后体上表面和底部存在局部分离现象,但分离区不大。

(3) 采用完全气体模型所得到的大钝头倒锥体的升力系数、阻力系数与实验值很接近,力矩系数的差别也不大。这说明采用完全气体假设计算气动力是可行的。

(4) 比较 $M_\infty = 10$ 和 $M_\infty = 20$ 的结果可知,气动力系数变化很小。这与高超声速马赫数无关原理一致。

参 考 文 献

- 1 Yee H C. Upwind and Symmetric Shock Capturing Scheme. NASA TM 89464, May, 1987
- 2 张涵信. 无波动、无自由参数耗散差分格式. 空气动力学学报, 1989, 2
- 3 Carofano G C. Blast Computation Using Harten's Total Variation Diminishing Scheme. U. S. Army ARDC, Technical Report ARLCB-TR-84029, Oct. 1984
- 4 Qing Shen, Jianguo Luo. Numerical Simulations of Viscous Flows over Capsule-Type Reentry Vehicles. Proceedings of the Sino-Russian Hypersonic Flow Conference, Jul. 1994
- 5 沈建伟. 大钝头倒锥体化学非平衡三维流场的数值模拟. 见: 全国第八届高超声速流学术论文集, 1995
- 6 赵学端, 廖其莫. 粘性流体力学. 北京: 机械工业出版社, 1983
- 7 黎作武. 含激波、旋涡和化学非平衡反应的高超声速复杂流场的数值模拟. [学位论文]. 绵阳: 中国气动研究和发展中心, 1995

(责任编辑 卢天贶)