

返回舱三维高超声速绕流及 近尾迹流场数值模拟

周伟江 汪翼云

(北京空气动力研究所, 北京 100074)

摘要 为使返回舱安全、稳定、可靠地飞行, 准确地计算其周围的复杂绕流流场, 对飞船的初步设计是十分必要的. 用 Harten-Yee 的二阶迎风 TVD 有限差分格式求解薄层 N-S 方程, 模拟了返回舱三维高超声速流场, $M_\infty = 7.35$, $Re_\infty = 7.5 \times 10^5$, $\alpha = 10^\circ$ 、 20° . 给出了详细的绕流结构. 不同攻角、不同子午面上的物面压力分布与 Moseley 和 Welis 的实验数据进行了比较, 符合较好. 通过分析表明, 在一定的攻角下, 倒锥体上低压区压力的计算精度, 对力矩系数及压心位置仍有明显的影响.

关键词 高超声速流, 分离流, 数值模拟

引 言

当宇宙飞船返回舱以高超声速进入大气层时, 在其大头迎风面上作用着由于气流强烈压缩形成的高温和高压, 并形成局部亚声速区. 气流绕过头部流向下游时, 在肩部发生剧烈膨胀, 因此在后体倒锥上作用的是高速低压气流. 由于攻角的存在, 背风面气流膨胀要远大于迎风面, 以至无法实现贴体流动而在肩部附近脱体, 形成倒锥上局部流向分离. 在一定的攻角以后, 横向绕物体流动将在背风面附近产生横向分离, 并与流向分离发生干扰. 流场基本结构参见图 1. 为了使返回舱稳定可靠地飞行, 准确地计算其周围复杂的绕流流场, 预计返回舱的气动力特性

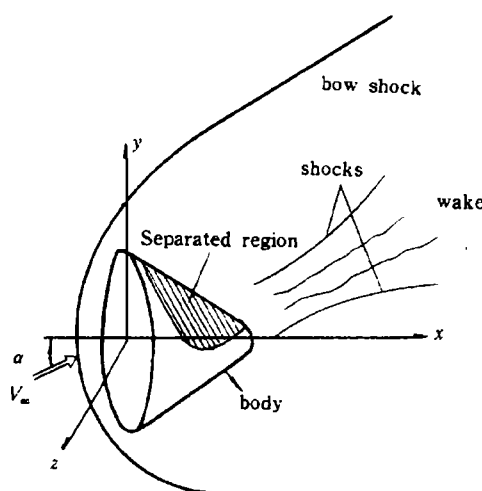


图 1 流场示意图
Fig.1 Flow field structures

和热环境, 是飞船设计中的一个重要环节. 另一方面, 高温气流形成的尾迹, 伴随着化学反应及电离等现象, 对飞行器的通讯和辨识具有较大的影响.

用求解非定常 N-S 方程的方法模拟包括反应、尾迹流动在内的三维黏性流场, 将化费相当大的机时, 需要极大的计算机内存, 目前我国的计算机条件还难以实现

1992-12-31 收到第一稿, 1993-04-16 收到修改稿.

这一点. 本文不考虑化学反应及电离等现象, 流动介质为完全气体, 用有限差分法求解 N-S 方程, 模拟倒锥体高超声速三维绕流及近尾迹流场, 给出了不同攻角下的三维流场分离结构及物面压力分布, 并与实验结果进行了比较.

1 方程与格式

计算采用时间依赖可压缩薄层 N-S 方程. 在计算坐标系下的形式为

$$\partial \hat{U} / \partial \tau + \partial \hat{E} / \partial \xi + \partial \hat{F} / \partial \eta + \partial \hat{G} / \partial \zeta = \partial \hat{S} / \partial \eta \quad (1)$$

其中

$$\begin{aligned} \hat{U} = J^{-1} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{bmatrix} & \quad \hat{E} = J^{-1} \begin{bmatrix} \rho \hat{u} \\ \rho u \hat{u} + \xi_x p \\ \rho v \hat{u} + \xi_y p \\ \rho w \hat{u} + \xi_z p \\ (e + p) \hat{u} - \xi_\tau p \end{bmatrix} \\ \hat{F} = J^{-1} \begin{bmatrix} \rho \hat{v} \\ \rho u \hat{v} + \eta_x p \\ \rho v \hat{v} + \eta_y p \\ \rho w \hat{v} + \eta_z p \\ (e + p) \hat{v} - \eta_\tau p \end{bmatrix} & \quad \hat{G} = J^{-1} \begin{bmatrix} \rho \hat{w} \\ \rho u \hat{w} + \zeta_x p \\ \rho v \hat{w} + \zeta_y p \\ \rho w \hat{w} + \zeta_z p \\ (e + p) \hat{w} - \zeta_\tau p \end{bmatrix} \end{aligned}$$

$\hat{u}$ 、 $\hat{v}$ 、 $\hat{w}$ 为反变速度.

$$\left. \begin{aligned} \hat{u} &= \xi_z + \xi_x u + \xi_y v + \xi_z w \\ \hat{v} &= \eta_\tau + \eta_x u + \eta_y v + \eta_z w \\ \hat{w} &= \zeta_\tau + \zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

J^{-1} 为坐标变换 Jacobian 值. $\partial \hat{S} / \partial \eta$ 为简化后保留的黏性项

$$\hat{S} = \frac{J^{-1} \mu}{Re} \times \begin{bmatrix} 0 \\ m_1 u_\eta + m_2 \eta_x \\ m_1 v_\eta + m_2 \eta_y \\ m_1 w_\eta + m_2 \eta_z \\ m_3 \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$m_1 = \eta_x^2 + \eta_y^2 + \eta_z^2$$

$$m_2 = (\eta_x u_\eta + \eta_y v_\eta + \eta_z w_\eta)/3$$

$$m_3 = m_1(c^2)_\eta/[(\gamma - 1)Pr] + m_1(V^2)_\eta/2 + m_2\hat{v}$$

$$V^2 = u^2 + v^2 + w^2$$

c 为声速, μ 为黏性系数, 由 Sutherland 公式求出.

对一维方程组

$$\partial \hat{U} / \partial \tau + \partial \hat{E} / \partial \xi = 0 \quad (4)$$

其求解形式为

$$\hat{U}_i^{n+1} + \lambda \theta (\hat{E}_{i+1/2}^{n+1} - \hat{E}_{i-1/2}^{n+1}) = \hat{U}_i^n - \lambda(1 - \theta) (\hat{E}_{i+1/2}^n - \hat{E}_{i-1/2}^n) \quad (5)$$

$$\hat{E}_{i+1/2} = (\hat{E}_{i+1} + \hat{E}_i + J_{i+1/2}^{-1} R_{i+1/2} \Phi_{i+1/2})/2 \quad (6)$$

$\lambda = \Delta \tau / \Delta \xi$, R 为特征向量矩阵, 向量 Φ 中包含了通量修正和限定因子. 参数 θ 决定格式为隐式格式或显式格式. 详细差分格式参见文献 [1].

2 网格及边界条件处理

用代数法生成网格. 网格节点数为 $55 \times 35 \times 21$. 在子午面内采用 O 型网格 (其中 $0 \sim \pi$ 子午面网格见图 2). ξ 方向 55 个节点沿流向分布, 在大球头与倒锥的联接肩部及小球头附近加密. η 方向 35 个节点由物面射向外边界. 为同时顾及物面边界层和脱体激波的捕捉, 从物面最小网格开始以指数规律增长, 适当点数以后均匀分布到外边界, 中间过渡处一阶导数连续. ζ 方向 21 个节点沿周向将 180° 子午角等分.

外边界基本可分为 AB 和 BC 两段.

AB 段落在脱体激波之外, 因此不受物体扰动, 可给定为自由来流值. 而 BC 段则

在受扰动区, 边界值采用简单的零阶外插给出. 这样处理虽然会有一定误差, 但 BC 段上一般 M 数较高, 所以其影响区将在所选物理域之外. B 点位置各子午面可以不同. 物面上黏性条件要求 $u = v = w = 0$, 壁面温度给定, 然后由法向动量方程求出物面压力. 另外, 认为流场对 $0 \sim \pi$ 子午面对称, 因此该子午面上的值可由对称条件求出.

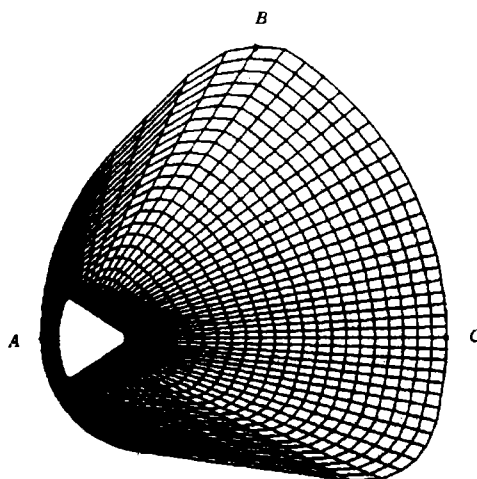


图 2 对称平面网格示意图 ($\alpha = 20^\circ$)
Fig.2 Grids in pitch plane ($\alpha = 20^\circ$)

3 结果分析

计算选用 Apollo 返回舱外形. 以大球头半径为参考长度. 倒锥角 $\theta_c = 33^\circ$, 肩部圆弧半径 $R_2 = 0.0417$, 尾部小球头半径 $R_3 = 0.0833$, 最大截面半径 $r = 0.417$ (详细外形及其尺寸参见文献 [2]). 来流条件, $M_\infty = 7.35$, $Re_\infty = 7.5 \times 10^5$, $T_\infty = 288\text{K}$. 壁面温度 T_w 选为 300K . 攻角 α 分别为 10° 和 20° .

图 3 和图 4 中给出了各子午面上的压力系数分布. 横坐标 s 为物体前对称轴点开始沿物面的距离, 以最大截面半径 r 为一个单位. 迎风面方向为正, 背风面方向为负. 每个 λ 表示 $\varphi = \lambda$ 和 $\varphi = 180^\circ + \lambda$ 两个等效子午面. 图中还给出了实验压力分布 [2]. 在前对称轴点附近, 压力变化平缓, 靠近肩部时, 气流急剧膨胀, 压力迅速下降, 倒锥体上大部分区域压力系数接近于零. 值得注意的是, 无论是 10° 攻角还是 20° 攻角, 无论是无分离的迎风面, 还是有分离的背风面, 倒锥体上压力系数总是很小. 因此工程估算中若将这些区域的压力系数视为零, 将不会对升力和阻力系数产生较大的影响. 压力分布的最高点即为驻点位置, 当攻角为 20° 时, 驻点位置已非常接近膨胀区. 与实验比较表明, 在不同攻角、不同子午面, 本文计算都与实验结果符合较好, 从而为本计算的正确性提供了保证.

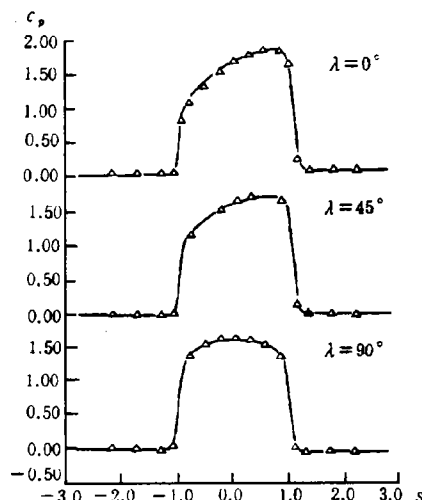
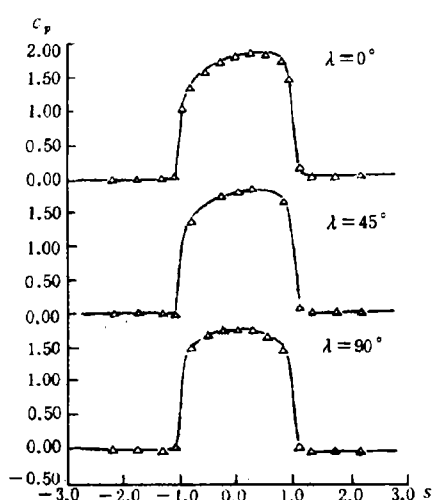


图 3 物面压力系数分布 ($\alpha = 10^\circ$, Δ 实验, — 计算)

Fig.3 Pressure distribution on body surface
($\alpha = 10^\circ$, Δ exp. — comp.)

图 4 物面压力系数分布 ($\alpha = 20^\circ$, Δ 实验, — 计算)

Fig.4 Pressure distribution on body surface
($\alpha = 20^\circ$, Δ exp. — comp.)

图 5 为对称平面上的等压力线图, 表明流场在对称平面内的波系结构. 在大球头前脱体激波捕捉质量较高. 随着往下游延伸, 激波逐渐变宽. 一方面是由于网格间距增大, 同时激波强度也确实变弱, 实际过激波仍为 1—2 个网格点. 在适当的等值线条数下, 可以看到由于气流在尾部汇合冲击产生的尾激波, 迎风面尾激波 20° 攻角时要稍强些.

图 6 为对称平面速度场及尾部局部放大图. 由于倒锥角较大, 背风面气流过肩部后就分离, 使得几乎整个背风面都落在分离区内. 远离物体的下游速度基本恢复

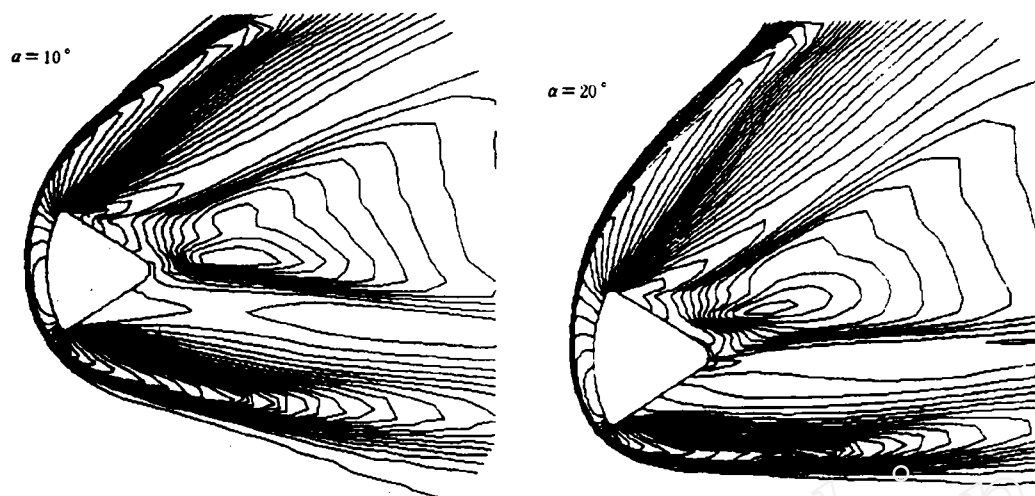


图 5 对称平面等压线
Fig.5 Pressure contours in pitch plane

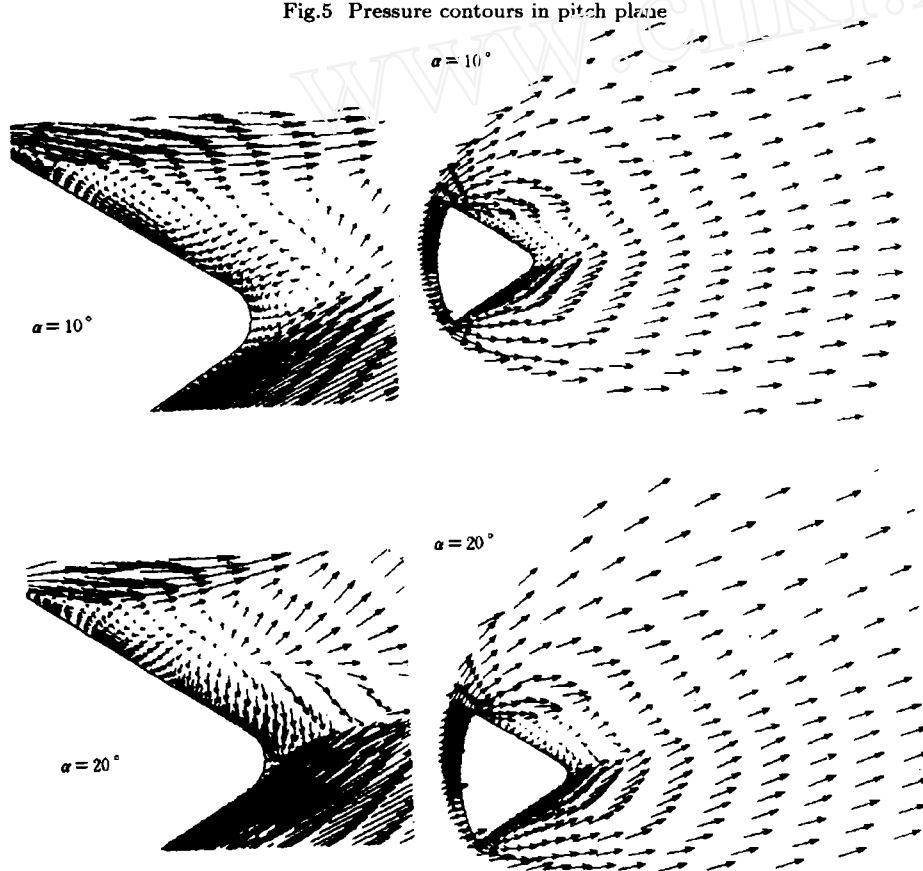


图 6 对称平面速度场及局部放大
Fig.6 Velocity field in pitch plane

自由来流方向。从局部速度图可以看到较清楚的分离区结构。整个分离区可分为纵向分离和横向分离两部分, 其分界点处流向速度由逆流变为顺流。 10° 攻角分离区

流动呈现某些二维特征, 离物体稍微下游处仍可看到二维尾迹速度型的存在. 20° 攻角时, 这些特征不再存在, 同时背风面离物面一定距离处出现一个空间鞍点. 形成这个空间鞍点的原因就是大攻角下纵向分离与横向分离的干扰. 双子座外形流场计算^[3]也得到了同样的结果.

图 7 为不同视点看到的计算物面油流图. 背风面流向分离点为鞍点, 从这个分离鞍点引出两条流向分离线, 将两边的物面极限流线分为互不进入的两部分. 这就决定了流向分离为闭式分离. 从顶视图看, 流向分离线在螺旋点前较宽一段内几乎垂直于 x 轴, 即背风区很大一个子午角范围内气流都几乎在绕过肩部后立即分离. 与双子座计算结果 (文献 [3], $\theta_c = 20^\circ$) 比较发现, 随倒锥角 θ_c 增大, 同子午角处分离点前移, 背风区流向分离范围扩大.

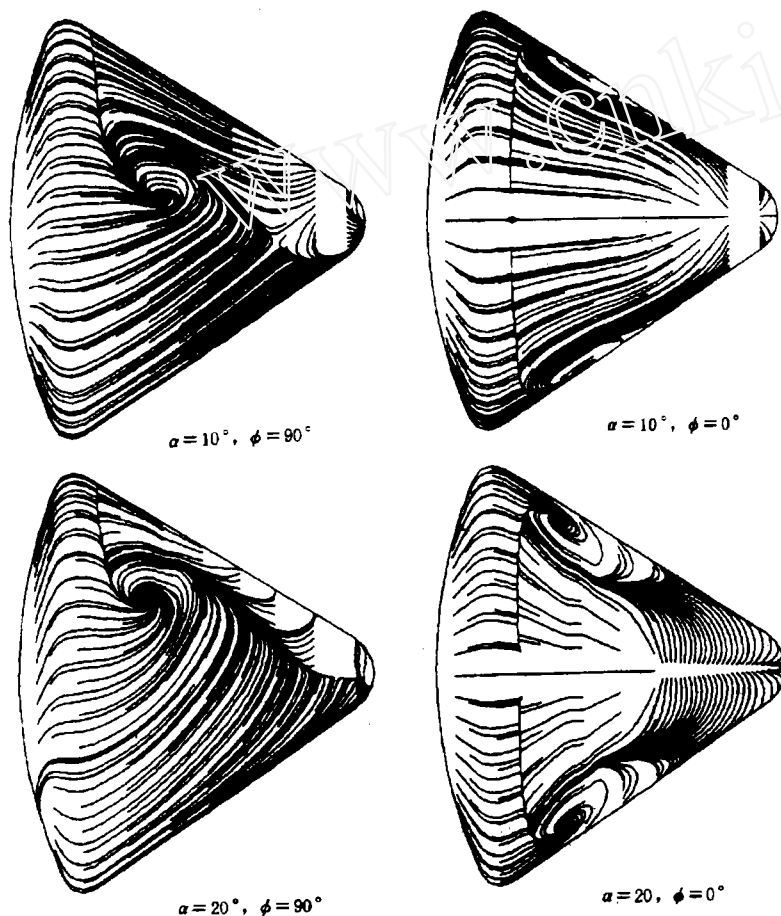


图 7 物面油流图
Fig.7 Oil flow pictures on surface

背风面流向分离与横向分离的分界点为再附节点, 倒锥中段流向分离线与尾部横向分离线之间以鞍点过渡, 因此两个攻角下横向分离都为鞍点型开式分离. 随着攻角增大, 再附节点前移, 但横向分离的起始鞍点却更靠近后缘. 从顶视图看, 所有鞍、节点, 螺旋点及流向和横向分离线组成了第二类猫头鹰脸谱.

图 8 为一组空间流线和这组流线组成的流面在几个等 x 截面上的交线. 流线的出发点在肩部稍后靠近物面处. 从三维流线走向及截线形状可以看出空间流线的卷起和螺旋涡的拖出. 随攻角增大, 螺旋强度加强, 起始点更靠近背风面.

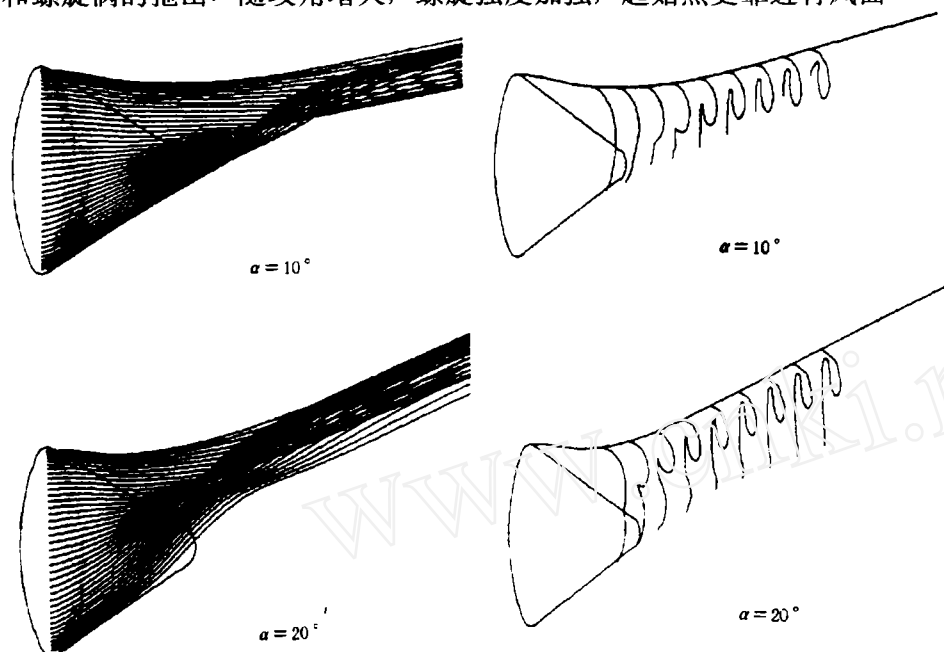


图 8 空间流面及其截线

Fig.8 Stream surface and its intersection lines ($x = \text{const}$)

表 1 给出了积分表面压力得到的升力系数, 阻力系数, 力矩系数 (以物体前对称轴点为参考点) 和压心位置 (与物体长度之比), 以自由流动压、最大横截面积和最大横截面半径的组合无量纲化. 前面曾提到, 由于倒锥体上压力很低, 如果认为这些区域压力等于自由流压力, 将不会对总体升力、阻力系数产生很大影响. 这里我们作了如下考察, 即将倒锥体上某一 X_s 位置之后的物面压力系数定为零 (表中 $p_{\max}$ 、 $p_{\min}$ 分别为这个区域压力的最大和最小值, $p_{\infty} = 0.01322$), 再次积分表面压力, 然后分析各气动力系数和压心位置的变化. A 组 $X_s = 0.2334L$ (肩部最高点 $X_s = 0.168L$), B 组 $X_s = 0.4406L$, C 组 $X_s = 1.0L$ (即为本文计算结果). 由表可见, 压力的微小改变

表 1 气动力系数和压心位置

Table 1 Aerodynamic coefficients and locations of the pressure center

α	Cases	C_L	C_D	C_M	X_{cp}	$p_{\min}$	$p_{\max}$
10°	A	-0.2888	1.4308	-0.0267	0.8821	0.0074	0.0209
	B	-0.2900	1.4321	-0.0262	0.8431	0.0113	0.0209
	C	-0.2895	1.4307	-0.0264	0.8564	—	—
20°	A	-0.5352	1.2603	-0.0513	0.8480	0.0050	0.0307
	B	-0.5416	1.2580	-0.0475	0.7171	0.0075	0.0232
	C	-0.5444	1.2573	-0.0457	0.6677	—	—

对 C_L 和 C_D 确实影响不大. 小攻角下对 C_M 也影响很小, 但压心位置的变化仍然不可忽视. 20° 攻角时对 C_M 的影响已较明显, 而对压心的影响则非常之大. 尤其是

A 组压心与计算结果之差达 18%. 虽然 A、B 两组数据不代表任何结果, 也没什么物理意义, 但从中可以说明一点, 即倒锥体低压区压力误差虽然不严重影响升力和阻力系数, 但为了得到较准确的力矩系数和压心位置, 提高低压区的计算精度仍是十分必要的. 随攻角增长这种必要性变得尤为突出.

4 结 论

用有限差分法成功地模拟了大倒锥角的 Apollo 返回舱三维高超声速绕流及近尾迹流场, 得到了较细致的流场结构和准确的物面压力分布. 通过分析表明, 倒锥体上低压区的计算精度虽然不会对 C_L 和 C_D 产生较大影响, 但对力矩和压心位置的影响将是不可忽略的. 且随着攻角增大, 这种影响程度将更为明显.

参 考 文 献

- 1 Yee HC. Upwind and symmetric shock-capturing schemes, NASA TM-83464, 1987
- 2 Moseley WC Jr and Wells BJ. Wind-tunnel investigation of the aerodynamic pressures on the Apollo command module configuration. NASA TND-5514, 1969
- 3 周伟江, 汪翼云. 类飞船体三维粘性流场数值模拟, 全国第六届高超声速会议论文, 1993

NUMERICAL SIMULATION OF 3-D HYPERSONIC FLOW AND NEAR WAKE AROUND RE-ENTRY VEHICLE

Zhou Weijiang Wang Yiyun

(Beijing Institute of Aerodynamics, Beijing 100074, China)

Abstract The knowledge of complex three-dimensional hypersonic viscous flow over re-entry bodies is of great importance in the preliminary design of atmospheric re-entry vehicles. The thin-layer Navier-Stokes equations are solved with Harten-Yee's second-order TVD finite difference scheme for three-dimensional hypersonic flowfields over a re-entry vehicle, where $M_\infty = 7.35$, $Re_\infty = 7.5 \times 10^5$, $\alpha = 10^\circ, 20^\circ$. The detailed flowfield structures are given. The pressure distributions along body surface at various angles of attack are compared with experimental data and good agreements are obtained. Further analyses show that, at a certain angle of attack, computed pressure accuracy for low pressure region over afterbody greatly affects the vehicle's moment coefficient and the center of pressure.

Key words hypersonic flow, separated flow, numerical simulation