

钝头体高超声速绕流底部失稳特征数值模拟

朱德华 沈 清¹⁾ 王 强 袁湘江

(中国航天空气动力技术研究院, 北京 100074)

摘要 利用数值模拟方法对高超声速钝锥及 Apollo 返回舱底部尾迹流场进行了研究, 分析尾迹流动的失稳过程. 对钝锥模型, 在 $M_\infty = 6$, $Re = 1.71 \times 10^6$ (Re 以球头半径为参考长度) 条件下观察到了底部流动的不稳定性. 不添加任何扰动, 数值模拟首先得到的流动是稳定解, 在底部发展出一个主分离区和一个二次分离区, 流动是轴对称状态. 继续进行计算, 发现二次分离线率先变形, 底部流场发展出非定常周期流动. 对 Apollo 返回舱模型, 在相同条件下 (Re 以前面圆弧半径为参考长度), 数值模拟首先得到的流动同样是稳定解, 出现以二次分离线率先变形为起始的结构失稳, 演化出周期性过程, 但持续时间较短, 很快出现了非周期非对称状态. 研究表明, 高超声速钝锥及 Apollo 返回舱底部流场均存在不稳定性问题, Apollo 返回舱的底部流场更加不稳定.

关键词 底部流动, 稳定性, 高超声速, 极限流线, 数值模拟

中图分类号: O354.4 **文献标识码:** A **文章编号:** 0459-1879(2012)03-0465-08

引 言

1956 年, Taneda^[1] 对低速不可压圆球绕流尾迹的不稳定性进行了实验研究. 随后, Magavery 等^[2] 对三维低速不可压分离问题进行了实验分析. Sakamoto 等^[3] 对不可压圆球涡系的形成机理和旋涡脱落频率进行了详细的测量, 得到了一致的不稳定结果. 针对 Apollo 返回舱, Moseley 等^[4] 注意到了其稳定性问题, 并对其进行了大量的研究. 在认识到其存在不稳定性情况下, 研究人员对其添加了一系列的铁板, 通过改变铁板的尺寸、位置和数量充分地研究了其对返回舱稳定性的影响. 图 1 为安装铁板的模型的结构图. 图 2 显示的是 Apollo 返回舱的实验模型实物图, 从图中可以清楚地看出其外形结构及所添加的铁板结构.

对于高超声速尾迹流动稳定性的研究非常少, 主要是以实验为主, Lyons 等^[5] 对高超声速圆锥和圆球绕流的阻力、稳定性和尾迹特征进行了实验研究, 得出了圆锥尾迹从层流到湍流的转换雷诺数, 利用阴影技术得到层流和湍流情况下的圆锥尾迹. Nishio 等^[6] 利用放电方法对高超声速返回舱的尾迹稳定时间进行了实验研究, 得出了其尾迹结构及其稳定时间. Danehy 等^[7] 在马赫数 10 风洞中利用平

面激光诱发荧光法 (PLIF) 对 X-33 机身尾迹流场、开洞平板绕流、 70° 钝锥带圆柱尾部模型的尾迹、Apollo 返回舱尾迹 4 个模型进行了实验研究, 清晰地显示了各种模型尾迹结构图像, 但是尾迹结构图都是统计上的平均意义, 缺乏非定常过程的认识. 沈清等^[8] 针对高超声速圆球绕流的尾迹流动进行了数值模拟, 指出在高超声速领域圆球绕流的尾迹流动是不稳定的, 并且存在周期性过程.

对于高超声速尾迹流动实验研究和数值模拟都存在很大的困难. 在高超声速风洞实验中, 模型底

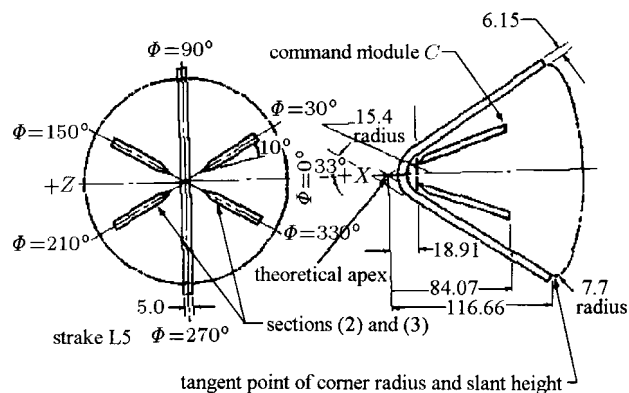


图 1 安装铁板的 Apollo 返回舱模型的结构图^[4]

Fig.1 Strake configurations^[4]

2011-08-19 收到第 1 稿, 2011-10-26 收到修改稿.

1) E-mail: qshen2@GMail.com

(C)1994-2021 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. <http://www.cnki.net>

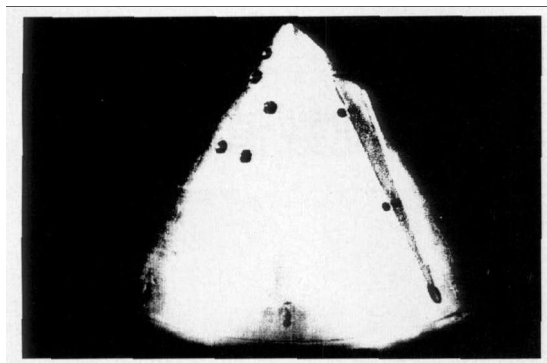


图 2 Apollo 返回舱实验模型的实物图 [4]

Fig.2 Wind-tunnel test model of Apollo command module with steakes [4]

部的支撑对底部流动有很大的干扰,无法获得正确的模拟.针对高超声速钝锥及 Apollo 返回舱流场的数值模拟,数值方法能否捕捉到底部流动的非定常特性?其尾迹流动的失稳特征是怎样的?钝锥及 Apollo 返回舱的底部流动的失稳形态如何?本文就这些问题进行探讨.

1 控制方程和数值方法

1.1 控制方程

笛卡尔坐标系下,三维无量纲非定常可压缩 Navier-Stokes 方程可写成如下形式

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E_i}{\partial x_i} = \frac{\partial E_{vi}}{\partial x_i} \quad (1)$$

其中守恒变量

$$Q = [\rho \quad \rho u_1 \quad \rho u_2 \quad \rho u_3 \quad e]^T \quad (2)$$

无黏矢量通量

$$E_i = \begin{bmatrix} \rho u_i \\ \rho u_i u_1 + p \delta_{i1} \\ \rho u_i u_2 + p \delta_{i2} \\ \rho u_i u_3 + p \delta_{i3} \\ \rho u_i H \end{bmatrix} \quad (3)$$

黏性矢量通量

$$E_{vi} = \frac{1}{Re} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{i1} \\ \tau_{i2} \\ \tau_{i3} \\ \tau_{ij} u_j + q_i \end{bmatrix} \quad (4)$$

其他相关的公式在下面给出

$$e = p/(\gamma - 1) + 0.5 \rho u_i u_i \quad (5)$$

$$H = (e + p)/\rho \quad (6)$$

$$\tau_{ij} = 2\mu \left(e_{ij} - \frac{1}{3} e_{kk} \right) \quad (7)$$

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (8)$$

$$q_i = \frac{\mu}{(\gamma - 1) M_\infty^2 Pr} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (9)$$

黏性系数由 Sutherland 公式给出

$$\mu = T^{\frac{3}{2}} \left(\frac{1 + C}{T + C} \right) \quad (10)$$

Pr 为 Prandtl 数,对于空气来说

$$C = 110.4/\bar{T}_\infty \quad (11)$$

$$Pr = 0.72 \quad (12)$$

以上各式的无量纲定义如下

$$\begin{aligned} x_i &= \frac{\bar{x}_i}{\bar{L}}, \quad u_i = \frac{\bar{u}_i}{\bar{V}_\infty}, \quad \rho = \frac{\bar{\rho}}{\bar{\rho}_\infty} \\ p &= \frac{\bar{p}}{\bar{\rho}_\infty \bar{V}_\infty^2}, \quad T = \frac{\bar{T}}{\bar{T}_\infty}, \quad e = \frac{\bar{e}}{\bar{\rho}_\infty \bar{V}_\infty^2} \\ \mu &= \frac{\bar{\mu}}{\bar{\mu}_\infty}, \quad t = \frac{\bar{t}}{\bar{L}/\bar{V}_\infty}, \quad Re = \frac{\bar{\rho}_\infty \bar{V}_\infty \bar{L}_\infty}{\bar{\mu}_\infty} \end{aligned}$$

其中上标“-”表示有量纲量,下标“ ∞ ”表示来流值. $\bar{L}$ 为特征长度,当 i 取值为 1, 2, 3 时, x_i 的取值分别为 x, y, z , u_i 取值分别为 u, v, w . x, y, z 和 u, v, w 是笛卡尔坐标系下的坐标分量和速度分量. ρ 为密度, p 为压力, T 为温度, e 为总内能. t 表示时间, Re 为雷诺数, $\gamma = 1.4$ 为比热比, M_∞ 为马赫数, δ_{ij} 为 Kronecker 符号. 无量纲的完全气体状态方程为

$$T = \gamma M_\infty^2 p / \rho \quad (13)$$

实际应用中复杂外形绕流的计算通常在贴体坐标系进行,这需要在计算空间 $(\xi^1, \xi^2, \xi^3, \tau)$ 与物理空间 (x_1, x_2, x_3, t) 之间引入单值、唯一的坐标变换

$$\left. \begin{aligned} \xi^1 &= \xi^1(x_1, x_2, x_3, t) \\ \xi^2 &= \xi^2(x_1, x_2, x_3, t) \\ \xi^3 &= \xi^3(x_1, x_2, x_3, t) \\ \tau &= t \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

变换后的 Navier-Stokes 方程为

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial \tau} + \frac{\partial \hat{E}_i}{\partial \xi^i} = \frac{\partial \hat{E}_{vi}}{\partial \xi^i} \quad (15)$$

其中

$$\begin{aligned} \hat{Q} &= Q/J, \quad \hat{E}_i = (\xi_t^i Q + \xi_{x_j}^i E_j)/J \\ \hat{E}_{vi} &= (\xi_{x_j}^i E_{vj})/J \\ \xi_t^i &= \frac{\partial \xi^i}{\partial t}, \quad \xi_{x_j}^i = \frac{\partial \xi^i}{\partial x_j} \end{aligned}$$

式中 J 为坐标变换的 Jacobi 行列式

$$J = \left| \frac{\partial(\xi^1, \xi^2, \xi^3)}{\partial(x_1, x_2, x_3)} \right|$$

1.2 有限差分方法和计算网格

对于空间离散, 对流项的差分采用二阶精度的 TVD 格式, 黏性项采用中心差分, 时间离散采用二阶精度的 Runge-Kutta 法.

以一维守恒型方程为例^[9]

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial f(u)}{\partial x} = 0 \quad (16)$$

NND 空间离散如下

$$L(f(u)) = -\frac{1}{\Delta x} (h_{j+\frac{1}{2}} - h_{j-\frac{1}{2}}) \quad (17)$$

式中

$$\begin{aligned} h_{j+\frac{1}{2}} &= \frac{1}{2} [(f_{j+1} + f_j) - \\ &|a|_{j+\frac{1}{2}} \Delta u_{j+\frac{1}{2}} + \min \text{mod}(\Delta f_{j-\frac{1}{2}}^+, \Delta f_{j+\frac{1}{2}}^+) - \\ &\min \text{mod}(\Delta f_{j+\frac{1}{2}}^-, \Delta f_{j+\frac{3}{2}}^-)] \end{aligned}$$

其中

$$a = \frac{\partial f(u)}{\partial u}, \quad |a|_{j+\frac{1}{2}} \equiv a_{j+\frac{1}{2}}^+ - a_{j+\frac{1}{2}}^-$$

二阶精度的 Runge-Kutta 法如下

$$\left. \begin{aligned} u^* &= u^n \\ u^{**} &= u^* + \Delta t L(f(u^*)) \\ u^{***} &= u^{**} + \frac{1}{2} \Delta t L(f(u^*)) + \frac{1}{2} \Delta t L(f(u^{**})) \\ u^{n+1} &= u^{***} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

对于非定常尾迹流动, 网格无关性的验证至关重要, 如何选取适合的网格数是数值模拟需要解决的问题.

针对计算模型钝锥, 本文首先研究了周向网格的影响, 一个是 $61 \times 73 \times 81$ (流向 $\times$ 周向 $\times$ 法向) 粗网格, 一个是 $61 \times 121 \times 81$ 中等密度网格, 最后是 $61 \times 181 \times 81$ 细网格. 计算中发现, 对于粗网格, 纵截面涡系结构图始终是一对一次涡和一对二次涡, 流动呈现轴对称状态的稳定解, 不出现结构失稳现象. 对于中等网格和细网格, 随着时间增加, 出现了结构失稳现象. 表明, 周向密网格可以捕捉中小尺度的流动细节, 周向粗网格则把横向流动失稳结构耗散掉了. 另外发现对于细网格, 计算得到的稳态解与 $61 \times 121 \times 81$ 网格数时计算得到的稳态解基本相似, 但其稳态解稳定时间较短, 出现结构失稳的无量纲时间提前, 之后出现的非稳态解的拓扑结构和奇点特征与网格数 $61 \times 121 \times 81$ 时的非稳态解的拓扑结构和奇点特征相同, 两种网格计算得到的周期解的周期是一致的, 进入到非周期解以后, 失稳模态特征是一致的但过程有差别.

其次研究了法向网格的影响, 研究表明法向网格疏密程度对结果影响较小, 二者的计算结果的拓扑结构和奇点特征相同.

另外对于流向网格的影响, 研究发现在能够很好地捕捉一次分离和二次分离情形下, 其流向网格的疏密程度对计算结果影响较小.

基于以上研究, 为了能较好的捕捉流动现象并且节省计算时间, 下面针对计算模型钝锥, 在计算条件为 $M_\infty = 6$ 情形下的计算结果为网格数 $61 \times 121 \times 81$ 的计算结果. 如图 3(a) 所示.

同样针对 Apollo 返回舱模型, 进行了网格无关性研究, 结论同上. 下面针对 Apollo 返回舱模型, 在计算条件 $M_\infty = 6$ 情形下的计算结果为网格数 $61 \times 73 \times 81$ 的计算结果. 如图 3(b) 所示.

图 3 分别为 $M_\infty = 6$ 情形下钝锥和 Apollo 返回舱的计算区域和网格示意图.

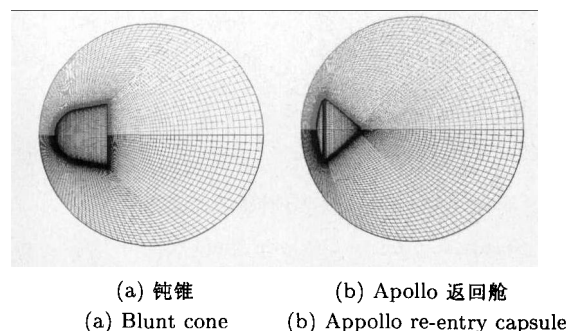


图 3 计算区域和网格示意图

Fig.3 Computational grid

1.3 边界条件及特殊点处理

壁面速度满足无滑移条件, 即

$$\mathbf{V}_i = 0 \quad (19)$$

根据本文算例边界层内的壁面流动的性质, 补充差分计算边界条件^[10]

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0 \quad (20)$$

上式的意义为压力沿物面法向的偏导数为零. 壁面密度由状态方程计算

$$\rho_w = \gamma M_\infty^2 \frac{p_w}{T_w} \quad (21)$$

式中, 下标“w”代表物面. 对于等温壁, 物面温度 T_w 为给定壁温. 计算域外边界激波前采用来流条件, 下游出口边界采用外推条件. 由于坐标变换在物体体轴上会出现奇性, 无法在该处进行差分计算, 因此将其作为内边界处理, 该轴上的流动参数由奇性轴周围点上的值平均求得.

2 计算结果分析

2.1 钝锥及 Apollo 返回舱稳态解计算结果分析

对于钝锥模型, 选取的计算条件如下:

$$M_\infty = 6, \quad Re = 1.71 \times 10^6, \quad T_\infty = 90.2 \text{ K}$$

$$T_w = 280.0 \text{ K}, \quad \alpha = 0^\circ, \quad L = 2$$

其中, Re 以球头半径为特征长度, α 为来流攻角, 物面是等温壁, L 为无量纲的模型长度.

计算至 $t = 44$, 获得了稳定的流场计算结果, 可以清楚地看到一个主分离区和一个二次分离区, 流动呈现轴对称状态 (图 4).

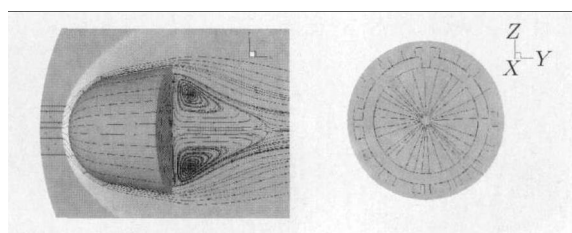


图 4 $M_\infty = 6$ 情形下钝锥绕流稳态解

Fig.4 Steady solution of flow over blunt cone at $M_\infty = 6$

对于 Apollo 返回舱模型, 选取的计算条件如下

$$M_\infty = 6, \quad Re = 1.71 \times 10^6, \quad T_\infty = 90.2 \text{ K}$$

$$T_w = 280.0 \text{ K}, \quad \alpha = 0^\circ$$

其中 Re 以前面圆弧半径为特征长度, 物面是等温壁. 具体的外形参数如图 5 所示.

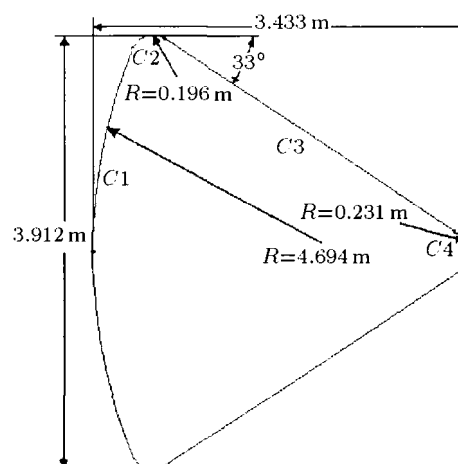


图 5 外形参数

Fig.5 Parameters

计算至 $t = 100$, 获得了稳定的流场计算结果, 图 6 给出了 Apollo 返回舱稳态阶段的压力等值线图, 可以清晰地看到头部激波的分布及流动分离情况. 流动呈现轴对称状态 (图 6).

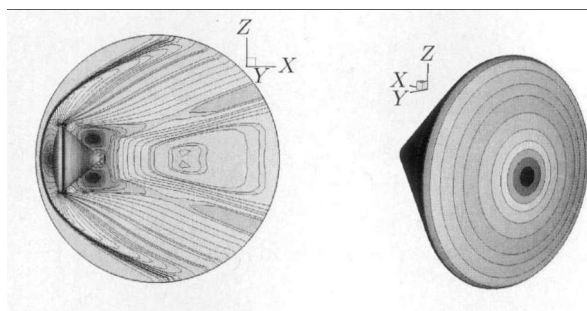


图 6 $M_\infty = 6$ 情形下 Apollo 返回舱绕流稳态解的压力等值线图

Fig.6 Contours of static pressure on the symmetric plane and top of Apollo command module at $M_\infty = 6$

图 7 给出了 Apollo 返回舱稳态阶段的流场结构图, 可以清晰地看到主分离区和二次分离区, 流动同样呈现轴对称状态 (图 7).

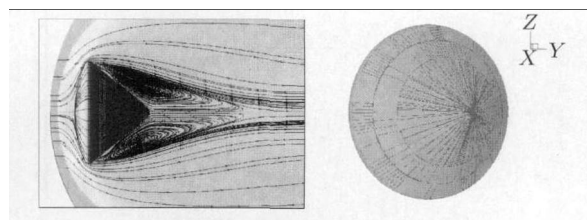


图 7 $M_\infty = 6$ 情形下 Apollo 返回舱绕流稳态解

Fig.7 Steady solution of flow over Apollo command module at $M_\infty = 6$

2.2 钝锥及 Apollo 返回舱周期解计算结果分析

在得到稳态解的基础上,不添加任何人工扰动继续进行计算,发现会出现周期解的情形。

针对钝锥绕流,计算进行到 $t = 70$ 左右,不稳定性开始出现,二次分离线缓慢地变形,发展出微弱的非定常现象,随后出现明显的结构失稳,纵截面涡系结构和物面极限流线开始出现周期性演变,无量纲周期为 17.5 左右。图 8 给出了非定常流动结构演化过程。

对于图 8 中的纵截面涡系结构图演化过程分析如下:从图 8(a) 图可以看出主分离区比较明显,二次分离区较靠近物面,背风区对称线上存在一个鞍点,物面处为分离型的半鞍点。由 Peixoto 定理可知,系统有鞍点到鞍点的轨线,系统是结构不稳定的。从图 8(b) 中可以看到主分离区向流向和对称轴两侧延伸,二次分离区向外发展。从图 8(c) 中可以看出,鞍点变为了不稳定的结点。在图 8(d) 中主分离区开始向物面 and 对称轴延伸,二次分离区已经压

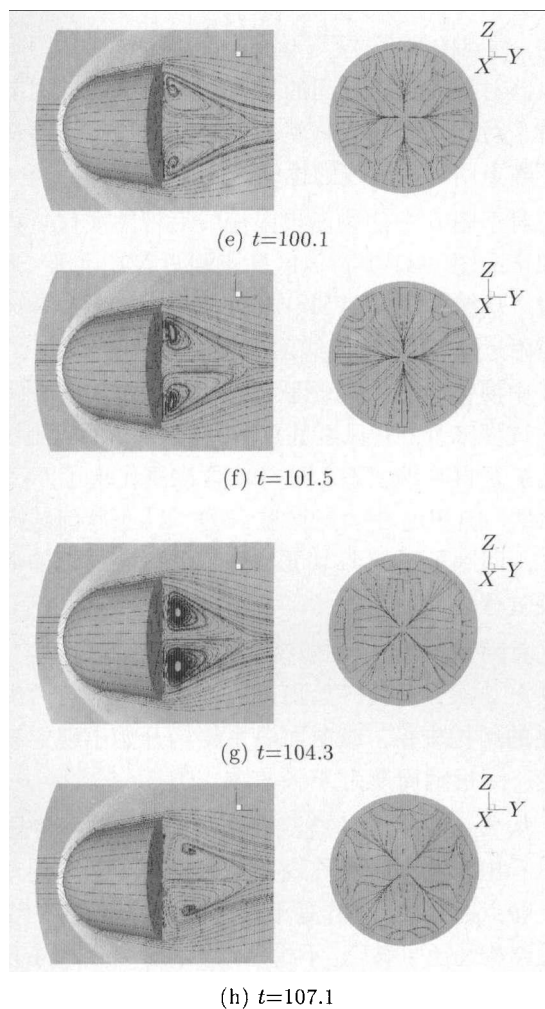
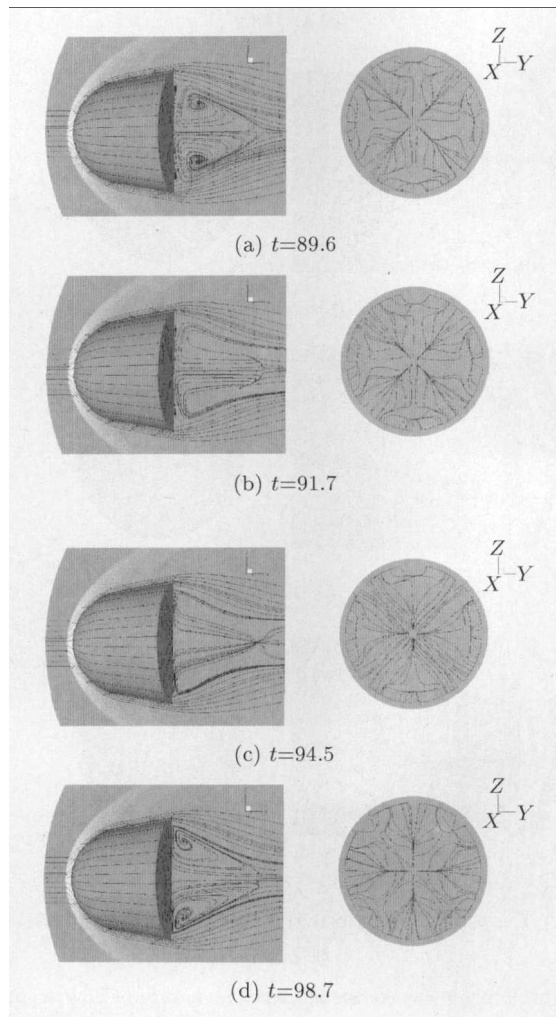


图 8 $t = 89.6$ 至 $t = 107.1$ 钝锥绕流的涡系结构演化过程

Fig.8 Evolvement course of vortex structure of flow around blunt cone from $t = 89.6$ to $t = 107.1$

向物面,不稳定的结点附近流线开始变形。图 8(e) 中主分离区继续增大并向物面 and 对称轴靠近,二次分离区已经很小并十分贴近物面,不稳定的结点开始变为了 SNS 结构(即鞍点-结点-鞍点结构)。图 8(f) 是图 8(e) 的进一步发展。图 8(g) 中主分离区仍然增大并向物面 and 对称轴靠近, SNS 结构开始向鞍点转变。图 8(h) 主分离区和二次分离区,鞍点结构演化回了图 8(a),至此完成了一个周期的演化发展过程。

在整个演化过程中,对于背风区的物面处的半鞍点与背风区对称线上的鞍点异宿轨线,鞍点间距离不断变化。平行于鞍点连线的扰动速度会使鞍点间距离变化(扰动速度与鞍点间异宿轨线方向一致时,鞍点间距离增大)。鞍点间距离的变化对应于背涡强度的变化。而垂直于鞍点连线的速度扰动会使鞍点连线撕开,将导致鞍点在垂直方向的移动,图 8 物面处的半鞍点位置没有发生变化,对于背风区对称线上的鞍点,其经历了鞍点、不稳定的结点、SNS

结构、鞍点的演变过程. 因此, 钝锥绕流周期解阶段背风区对称线上鞍点间的异宿轨线在发展过程中存在着平行于鞍点间异宿轨线的扰动速度, 不存在垂直于鞍点间异宿轨线的扰动速度.

对于图 8 中的物面极限流线后视图演化过程分析如下: 图 8(a) 中背风区驻点附近存在“X”形状流线. 从图 8(a)~图 8(c) 的演化过程来看, 背风区驻点附近“X”形状流线逐渐收缩到背风区驻点. 图 8(d) 中演化出了“+”形状流线. 从图 8(e)、图 8(f) 演化过程来看, 背风区驻点附近的“+”形状流线呈现先扩张再收缩状态. 图 8(g) 再次演化出了“X”形状流线. 图 8(h) 中背风区驻点的“X”形状流线向外扩张, 回到了图 8(a) 情形, 完成了周期的演化发展过程.

针对 Apollo 返回舱绕流, 计算进行到 $t = 120$ 左右, 二次分离线开始出现缓慢的变形, 随后出现明显的结构失稳, 纵截面涡系结构开始出现周期性演变, 无量纲周期为 45.4 左右.

从 Apollo 返回舱绕流涡系结构演化过程中同样可以看出, 背风区对称线上存在物面半鞍点到对称线上鞍点的连线, 同样是不稳定的, 对称线上的奇点附近结构经历了鞍点、不稳定结点、SNS 结构系列变化. 从其周期解演化过程中可以明显地看出二次分离线变形更加剧烈, 由于背风区驻点和二次分离线上的奇点(鞍点结点交替分布)的连线是曲线(钝锥情形下是直线), 所以其受到扰动的影响更加复杂, 这将导致其周期演化过程持续时间较短, 会更加利于通向非周期过程. 在 Apollo 返回舱绕流的周期性过程中, 纵截面涡系结构的演化空间上主要表现在主分离区和二次分离区的压缩和扩张, 其物面极限流线后视图演化过程主要以收缩和扩张演化为主, 基本上不出现旋转过程. 图 9 为 Apollo 返回舱绕流非定常流动结构演化.

2.3 钝锥及 Apollo 返回舱非周期解计算结果分析

在得到周期解的基础上继续计算, 发现针对计

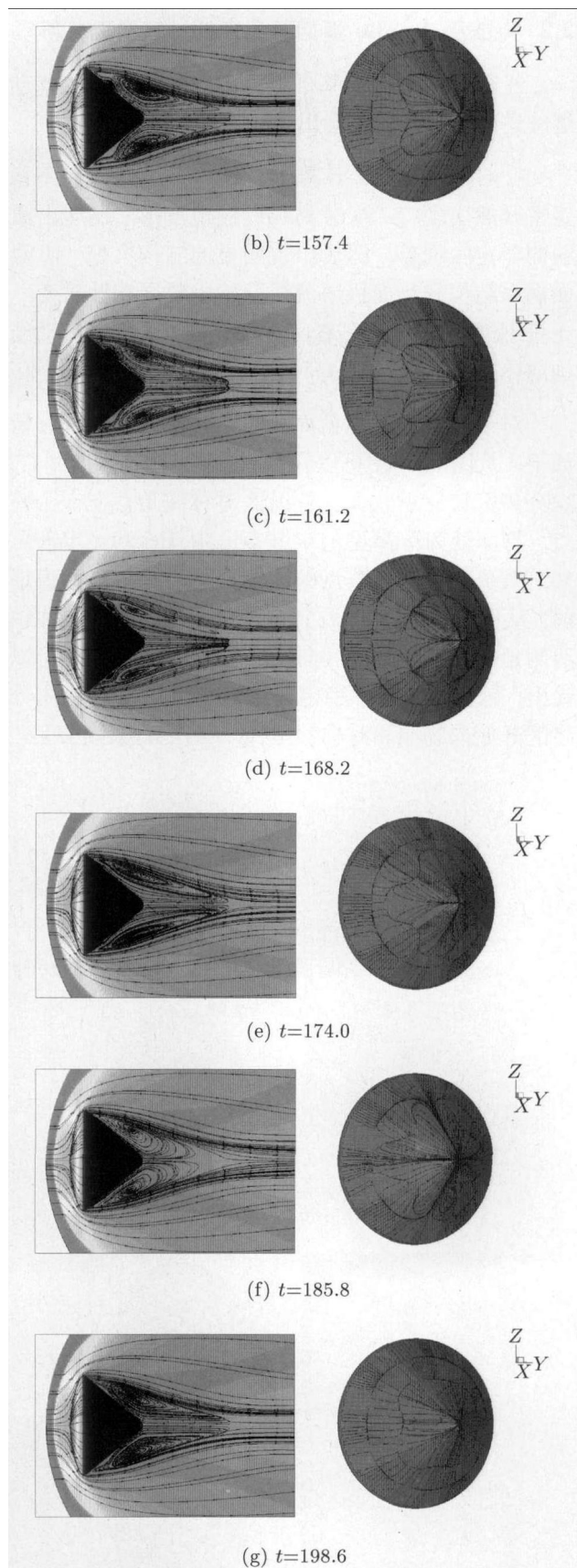
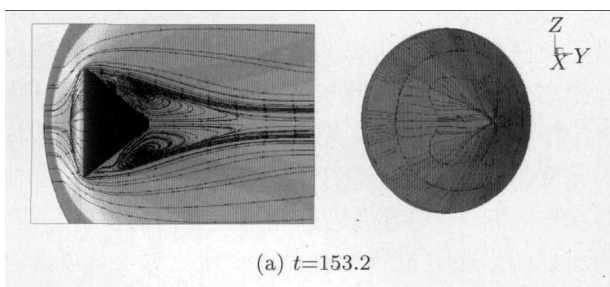


图 9 $t = 153.2$ 至 $t = 198.6$ 时 Apollo 返回舱绕流的涡系结构演化过程

Fig.9 Evolvment course of vortex structure of flow around

Apollo command module from $t = 153.2$ to $t = 198.6$

算模型钝锥, 在 $M_\infty = 6$ 情形下本文尚未发现存在非周期现象, 还有待于进一步研究. 而针对计算模型 Apollo 返回舱, 在 $M_\infty = 6$ 情形下出现了非周期现象. 这主要是由于背风区驻点和二次分离线上的奇点 (鞍点结点交替分布) 的连线是曲线 (钝锥情形下是直线), 所以其受到扰动的影响更加复杂, 这将导致其周期演化过程持续时间较短, 会更加利于通向非周期过程.

$M_\infty = 6$ 情形下的 Apollo 返回舱模型, 在 $t = 230$ 左右周期性演变消失, 开始出现非周期性行为, 图 10 和图 11 分别为 $t = 253.2$ 时非周期过程中压力等值线图及瞬态流线图.

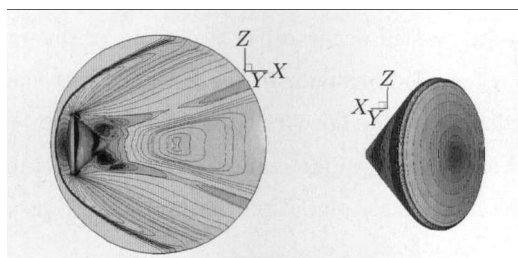


图 10 $t = 253.2$, $M_\infty = 6$ 时 Apollo 返回舱绕流对称面及头部压力等值线图

Fig.10 Contours of static pressure on the symmetric plane and top of Apollo command module at $t = 253.2$

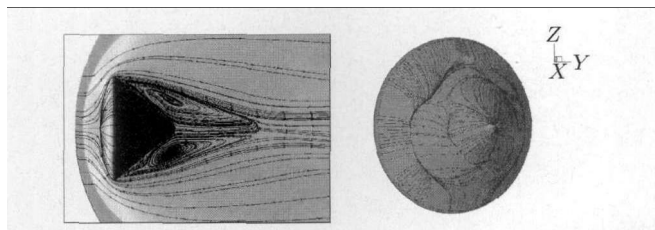


图 11 $t = 253.2$, $M_\infty = 6$ 时 Apollo 返回舱绕流对称面上瞬态流线及底部壁面极限流线

Fig.11 Instantaneous streamlines in the symmetric plane of flow over Apollo command module and base limit streamline near the wall at $t = 253.2$

从上面 $M_\infty = 6$ 情形下 Apollo 返回舱绕流的非周期解形态上可以看出, 其已出现非对称涡系结构, 对称轴上的鞍点在垂直方向已经移动, 物面处的半鞍点也已经移动, 从周期解中的鞍点连线的研究可知, 这表明平行于鞍点连线的扰动速度和垂直于鞍点连线的扰动速度都存在.

3 结 论

针对 $M_\infty = 6$ 情形下的钝锥模型和 Apollo 返回舱模型的绕流进行了数值模拟, 对数值模拟结果进行了分析. 得出了如下结论:

(1) 采用的数值方法可以捕捉钝锥及 Apollo 返回舱底部流动的非定常特征;

(2) 在 $M_\infty = 6$ 情形下, 钝锥绕流以及 Apollo 返回舱绕流均存在稳态解、周期解这一演化历程; Apollo 返回舱绕流在经历周期解演化之后会出现非周期形态, 至于钝锥绕流是否存在非周期行为有待进一步研究;

(3) 从两个模型的周期解阶段的流场结构来看, 物面极限流线后视图演化过程主要以收缩和扩张演化为主, 基本上不出现旋转过程. 与钝锥模型相比较而言 Apollo 返回舱的底部流场更加不稳定;

(4) 失稳形态出现是以二次分离线变形为起始的.

参 考 文 献

- 1 Taneda S. Experimental investigation of the wake behind a sphere at low Reynolds numbers. *Journal of the Physical Society of Japan*, 1956, 11(10): 1104-1108
- 2 Magavery RH, Bishop RL. Transition ranges for three-dimensional wakes. *Canadian Journal of Physics*, 1961, 39: 1418-1422
- 3 Sakamoto H, Haniu H. The formation mechanism and shedding frequency of vortices from a sphere in uniform shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 1995, 287: 151-171
- 4 Moseley Jr WC, Graham RE, Hughes JE. Aerodynamic stability characteristics of the Apollo command module. NASA TN D-4688
- 5 Lyons Jr WC, Brady JJ, Levensteins ZJ. et al. Stability, and wake data for cones and spheres. AIAA Preprint No. 64-44, Sep, 1964
- 6 Nishio M, Nakamura H. Wake stabilization time in a hypersonic pulsed facility. AIAA 2004-2640, 2004
- 7 Danehy PM, Wilkes JA, Alderfer DW, et al. Planar laser-induced fluorescence (PLIF) investigation of hypersonic flowfields in a Mach 10 wind tunnel (invited). AIAA 2006-344, 2006
- 8 沈清, 朱德华. 高超声速尾迹流场稳定性数值研究. 力学学报, 2009, 41(1): 1-7 (Shen Qing, Zhu Dehua. Numerical study of the stability of hypersonic wake. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2009, 41(1): 1-7 (in Chinese))
- 9 Shen Q, Zhuang FG, Guan FM. Numerical simulation on a planar supersonic free shear layer secondary instability. AIAA 2006-3351, 2006
- 10 沈清. 三维复杂高超声速黏性流场的数值模拟. [博士学位]. 绵阳: 中国空气动力研究与发展中心, 1991 (Shen Qing. Numerical simulation of three-dimensional complex hypersonic viscous flows. [PhD Thesis]. Mianyang: China Aerodynamics Research and Development Center, 1991 (in Chinese))

CNKI 优先出版编码: lxxb2011-234-20111230

(责任编辑: 刘希国)

NUMERICAL STUDY OF THE STABILITY OF HYPERSONIC BASE FLOW OVER A BLUNT BODY AND APOLLO COMMAND MODULE

Zhu Dehua Shen Qing¹⁾ Wang Qiang Yuan Xiangjiang
(China Academy of Aerospace Aerodynamics, Beijing 100074, China)

Abstract The structural instabilities of base flow are presented by using numerical simulation in this paper in hypersonic base flow over blunt cone with $M_\infty = 6$, $Re = 1.71 \times 10^6$ (based on the nose radius) and Apollo command module with $M_\infty = 6$, $Re = 1.71 \times 10^6$ (based on the nose radius). Stable solutions are first obtained to show a primary separation and a secondary separation zone in flow over blunt body at $M_\infty = 6$. Later, without any arbitrary disturbance imposed, the structural instability still occurs after a certain critical time. The evolving process of the structure of flow over blunt body is a periodic behavior in the forepart, but there is non-periodic behavior observed at $M_\infty = 6$ in spite of long calculation time. For Apollo command module, the simulation result is similar to that of the blunt body, while the base flow of Apollo command is more instability than that of blunt cone. This research indicates that the present numerical simulation method can be used for the study of the stability of base flow.

Key words wake, instability, hypersonic flow, limit streamlines, numerical simulation

Received 19 August 2011, revised 26 October 2011.

1) E-mail: qshen2@GMail.com