

超声速大攻角旋成体迎风激波数值模拟¹⁾

陈大伟²⁾ 马小亮 杨国伟

(中国科学院力学研究所高温气体动力学重点实验室, 北京 100080)

摘要 旋成弹体在大攻角超声速流动中其迎风面上有时会出现一种迎风激波. 采用非定常雷诺平均的 Navier-Stokes 方程以及两方程 $k\omega$ -sst 和代数 B-L 湍流模型成功地模拟了该现象, 验证了该迎风激波是由于流场主旋涡导致超声速流动偏移造成的涡诱导激波的一部分的结论.

关键词 旋成体, 迎风激波, $k\omega$ -sst 模型, 涡诱导激波, 雷诺平均 N-S 方程

中图分类号: V211.3, O354.5 **文献标识码:** A **文章编号:** 0459-1879(2006)06-0721-12

引 言

近几年, 对旋成体在大攻角超声速流动的实验研究^[1,2]发现: 在弓形激波内部, 弹体迎风面有时会出现一种迎风激波, 这种现象在条纹照相和油状物流动显示中均有出现, 而且在一些表面压力分布测量中也有相关迹象.

许多研究者对此种现象进行了数值模拟, 如 Sturek 等^[3,4]、Birch 等^[5]的研究, 却未能发现该现象, 有人怀疑该现象的出现并非是因为涡旋流动自身的物理机理, 而是由于物面缺陷所致. Esch^[1]对此现象作了进一步的实验研究, 采用了表面压力测量、条纹照相和油状流动显示等手段以期对该迎风激波出现的原因做出解释. Prince 等^[6]则对该现象进行了数值模拟, 结果发现该激波常常在环向流动马赫数 Ma_c 增大到出现一种环向激波时出现, 这种环向激波被称为内嵌激波, 位于弹体流场背风面楔状分离流动之前, 在特定情况下, 该内嵌激波会从主分离线上脱离并向着迎风面方向移动.

Esch 发现, 在自由来流环向马赫数 Ma_c (即 $Ma_\infty \sin \alpha$) 增加到 0.31 左右时, 在油状流动显示中, 表面摩阻力分布会出现间断从而形成一条激波迹线; 而当环向流动马赫数 Ma_c 增加到 0.42 左右, 随着激波的加强, 主分离线向弹体迎风面移动, 当激波移动到迎风区时, 与主分离线脱离, 并逐渐离开物面, 显示为条纹照相中的迎风激波; 在马赫数 Ma_c

增加至 0.6 时, 内嵌激波仍然固定在主分离流线上而不向迎风面移动. 由于条纹照相的不精确性, 未能对 Re 的影响做出推断.

Prince 则进一步发现, Re 的减小使得分离流动提早、边界层变厚, 而且导致了更早和更大的主涡旋的产生, 其位置也更接近上游, 使得迎风激波更早产生, 激波在迎风对称面上的投影位置也更接近上游. 得到迎风激波是由主涡旋的双圆锥位移效应导致的超声速流动偏转而生成的涡诱导激波的一部分的结论.

从 Esch 和 Prince 的研究中可以发现: 迎风激波的形成是一种物理机理而非物面的缺陷引起的. 本文通过用两方程 $k\omega$ -sst 湍流模型^[7]和代数 Baldwin-Lomax 湍流模型^[8]对超声速大攻角弹体流场进行数值模拟, 通过计算与实验^[1,2]的比对, 解释分析迎风激波形成的物理机理.

1 计算方法

1.1 控制方程

采用非定常 Reynolds 平均 N-S 方程作为主控方程, 其矢量形式如下

$$Q_t + F_x + G_y + H_z = F_{vx} + G_{vy} + H_{vz} \quad (1)$$

t, x, y, z 分别为时间与空间坐标. 其中

$$Q = [\rho, \rho u, \rho v, \rho w, \rho e]^T$$

2005-05-25 收到第 1 稿, 2006-06-07 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金资助项目 (10372106).

2) E-mail: chendawei@imech.ac.cn

在使用两方程 $k\omega$ -sst 湍流模型计算时

$$\mathbf{Q} = [\rho, \rho u, \rho v, \rho w, \rho e, \rho k, \rho \omega]^T$$

并增加两个湍流输运方程

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho u_j k - (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) = \tau_{tij} S_{ij} - \beta^* \rho \omega k \quad (2a)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho u_j \omega - (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) = P_\omega - \beta \rho \omega^2 + 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_\omega}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2b)$$

1.2 计算方法

空间离散采用 HLLF 格式^[9], 网格单元 $\Omega_{i,j,k}$ 沿 ξ 方向的净通量为

$$(\delta_\xi \hat{\mathbf{F}})_{i,j,k} = \delta_\xi \hat{\mathbf{F}}_i = \mathbf{F}_{i+\frac{1}{2}} - \mathbf{F}_{i-\frac{1}{2}} \quad (3)$$

其中

$$\hat{\mathbf{F}}_{i+\frac{1}{2}} = (\mathbf{F}_L + \mathbf{F}_R - \bar{\mathbf{R}} \hat{\mathbf{A}} \bar{\mathbf{L}} \Delta \mathbf{Q})/2$$

$$\Delta \mathbf{Q} = \mathbf{Q}_R - \mathbf{Q}_L$$

$$\hat{\mathbf{A}} = \frac{b_R^+ + b_L^-}{b_R^+ - b_L^-} \bar{\mathbf{A}} - 2 \frac{b_R^+ b_L^-}{b_R^+ - b_L^-} \mathbf{I}$$

$\bar{\mathbf{A}}$ 为特征值矩阵, 而

$$b_R^+ = \max(\bar{u} + \bar{c}, u_R + c_R, 0)$$

$$b_L^- = \min(\bar{u} - \bar{c}, u_L - c_L, 0)$$

为提高计算精度, 本文左右通量 F_L 和 F_R 中的原始变量通过三阶 MUSCL 插值得到^[10], 以压力为例

$$p_{Li+\frac{1}{2}} = \left\{ 1 + \frac{\phi}{4} [(1 - \kappa) \nabla + (1 + \kappa) \Delta] \right\} p_i \quad (4a)$$

$$p_{Ri+\frac{1}{2}} = \left\{ 1 - \frac{\phi}{4} [(1 + \kappa) \nabla + (1 - \kappa) \Delta] \right\} p_{i+1} \quad (4b)$$

Δ 和 ∇ 分别为向前及向后差分算子, 其中, $\kappa = 1/3$ 即可得到三阶精度, 这里采用改进后的 Koren 的 ϕ 函数^[11]

$$\phi(p_i) = \frac{3 \nabla p_i \cdot \Delta p_i + \varepsilon^2}{2(\Delta p_i - \nabla p_i)^2 + 3 \nabla p_i \cdot \Delta p_i + \varepsilon^2}$$

本文计算取 $\varepsilon = 10^{-6}$.

1.3 湍流模型

本文采用两方程 $k\omega$ -sst 模型^[7] 进行数值模拟, 并与代数 Baldwin-Lomax 模型^[8] 计算结果进行比较.

两方程 $k\omega$ -sst 模型中的 k, ω 求出后, 湍流黏性系数由下式计算

$$\mu_t = \frac{\rho k / \omega}{\max[1, \Omega F_2 / (a_1 \omega)]} \quad (5)$$

其中

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2$$

$$\phi = \{\sigma_k, \sigma_\omega, \beta, \gamma\}$$

$$\sigma_{k1} = 0.85, \quad \sigma_{\omega1} = 0.5$$

$$\beta_1 = 0.075, \quad \gamma_1 = 0.553$$

$$\sigma_{k2} = 1.0, \quad \sigma_{\omega2} = 0.856$$

$$\beta_2 = 0.0828, \quad \gamma_2 = 0.440$$

使用代数 Baldwin-Lomax 模型具有计算量小、不需考虑边界层厚度的优点, 能够较好地模拟附体流动; 对于较小的局部分离流动也有一定的模拟能力, 但当流动出现明显分离时, B-L 模型的结果与实验值差异较大. 而两方程 $k\omega$ -sst 模型为 $k-\varepsilon$ 模型和 $k-\omega$ 模型的综合: 在近壁区域, 该模型转化为 $k-\omega$ 模型形式, 对对数区域出现的强逆压梯度能够很好地模拟, 并弥补了 $k-\varepsilon$ 模型数值稳定性较差的缺点; 在远离壁面处则转化为 $k-\varepsilon$ 模型形式, 避免了 $k-\omega$ 模型对于自由剪切层和逆压梯度边界层流动模拟过于敏感的缺点. 该模型对于强逆压梯度和分离流动均能很好地模拟. 提高了对逆压梯度计算的灵敏度. 但由于引入两个湍流输运方程, 计算速度略逊于 B-L 模型.

1.4 时间推进方式

本文采用了 LU-SGS 隐式推进方式^[14]

$$(\mathbf{L} + \mathbf{D}) \mathbf{D}^{-1} (\mathbf{D} + \mathbf{U}) \Delta \bar{\mathbf{Q}} = -\Delta t \bar{\mathbf{R}}_{i,j,k}^n$$

$$\mathbf{L} = -\frac{\Delta t}{Vol_{i,j,k}} (\mathbf{A}_{i-1,j,k}^+ + \mathbf{B}_{i,j-1,k}^+ + \mathbf{C}_{i,j,k-1}^+)$$

$$\mathbf{D} = \mathbf{I} + \frac{\Delta t}{Vol_{i,j,k}} \chi (\sigma_A + \sigma_B + \sigma_C) \mathbf{I}$$

$$\mathbf{U} = \frac{\Delta t}{Vol_{i,j,k}} (\mathbf{A}_{i+1,j,k}^- + \mathbf{B}_{i,j+1,k}^- + \mathbf{C}_{i,j,k+1}^-)$$

$$\mathbf{A}^\pm = \frac{1}{2} [\mathbf{A} \pm \chi \rho(A) \mathbf{I}], \quad \chi = 1.01$$

求解步骤分为:

L 块向前扫描运算

$$\Delta \bar{Q}_{i,j,k}^* = \left\{ -\Delta t \bar{R}_{i,j,k}^n + \alpha \left[(A^+ \Delta \bar{Q}^*)_{i-1,j,k} + (B^+ \Delta \bar{Q}^*)_{i,j-1,k} + (C^+ \Delta \bar{Q}^*)_{i,j,k-1} \right] \right\} / \left\{ 1 + \alpha [\chi(\sigma_A + \sigma_B + \sigma_C)]_{i,j,k} \right\}$$

U 块向后扫描运算

$$\Delta \bar{Q}_{i,j,k} = \Delta \bar{Q}_{i,j,k}^* - \left\{ \alpha \left[(A^- \Delta \bar{Q})_{i+1,j,k} + (B^- \Delta \bar{Q})_{i,j+1,k} + (C^- \Delta \bar{Q})_{i,j,k+1} \right] \right\} / \left\{ 1 + \alpha [\chi(\sigma_A + \sigma_B + \sigma_C)]_{i,j,k} \right\}$$

更新数值解

$$\bar{Q}_{i,j,k}^{n+1} = \bar{Q}_{i,j,k}^n + \Delta \bar{Q}_{i,j,k}$$

1.5 初始条件和边界条件

初始条件:

将自由来流流场取为初始流场, 初始湍流输运变量取为

$$k_{\text{int}} = 9 \times 10^{-9}, \quad \omega_{\text{int}} = 1 \times 10^{-6}$$

固壁边界采用无滑移条件, 且取 $k_{\text{wall}} = 0$; $\omega_{\text{wall}} = 10 \frac{6\mu}{\beta \rho (y_1)^2}$, y_1 为距物面最近的网格的物面距离。

在计算过程中, 当 k 与 ω 出现负值时以初始值替代; 计算中保持 $\mu_t \leq 10^5$ 。

2 数值算例与结果

在对旋成弹体进行数值模拟之前, 作者以 RAE2822 翼型为算例进行了试算。

2.1 RAE2822 翼型

由于计算程序采用的是三维 N-S 方程, 在计算二维的 RAE2822 翼型时, 将其二维网格向法向外推三层网格, 得到三维计算网格, 计算网格为 $837 \times 3 \times 120$, 如图 1 所示, 计算条件为: $M_\infty = 0.75$, $\alpha = 3.19^\circ$, $Re_\infty = 6.2 \times 10^6$ 。

图 2 给出两种湍流模型的计算表面压力分布与实验结果的比较, 使用两方程湍流模型的计算结果要明显好于使用代数湍流模型的计算结果, 其中代数 B-L 湍流模型模拟的激波位置偏后, 而两方程 $k\omega$ -sst 湍流模型模拟的激波位置略微靠前, 但与实验数据保持一致。

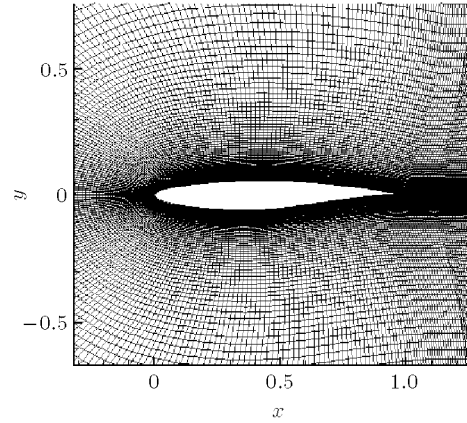


图 1 C 型网格 (Rae2822 翼型)

Fig.1 C grid for RAE2822 airfoil

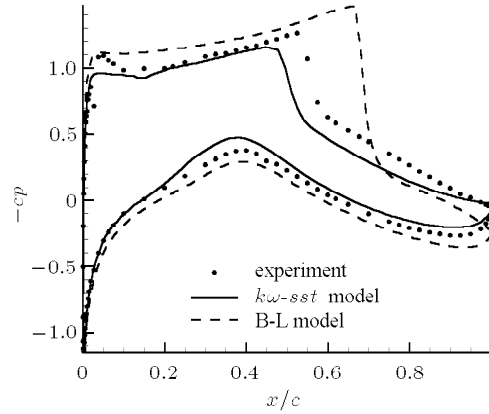
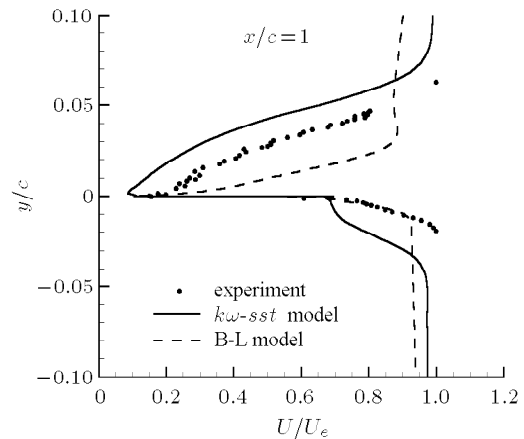


图 2 翼型表面压力分布

Fig.2 Surface pressure distribution

图 3 则给出了翼型后缘不同位置处的尾迹区域速度剖面图, 两方程 $k\omega$ -sst 模型模拟的速度剖面分

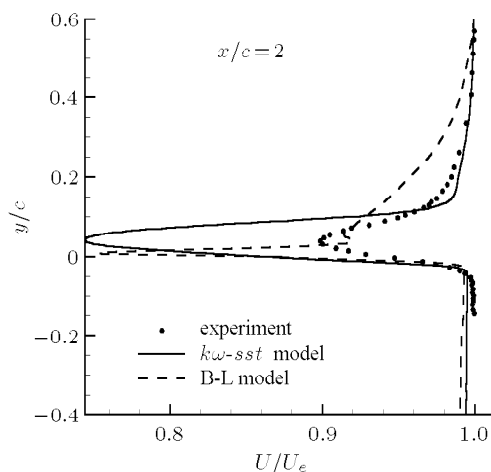


(a) 尾迹区速度剖面比较

(a) Comparison of velocity profiles

图 3

Fig.3



(b) 尾迹区速度剖面比较

(b) Comparison of velocity profiles

图 3(续)

Fig.3(continued)

布与实验数据基本吻合, 代数 B-L 模型则有一定程度的偏离. 可见, 两种湍流模型均能基本满足计算要求, 但两方程 $k\omega$ -sst 模型模拟效果更好. 因此下面给出的计算结果密度云图和等值线图均采用两方程湍流模型的结果.

2.2 旋成弹体

本文模拟的弹体由一尖拱形头部和圆柱躯干组成, 总长度为躯干直径的 13 倍. 计算网格由 xz 截面的二维网格旋转生成, 网格大小为 $154 \times 101 \times 75$, 离物面最小网格距离约为 10^{-5} , 网格分布如图 4 所示.

文中对 6 种情况进行了数值模拟 (表 1), 选取这几种情况是为了满足 Esch^[1] 给出的能产生迎风激波的临界环向马赫数 Ma_c 范围.

表 1 实验情况

Table 1 Numerical test case details

Case	Ogive 1/D	Ma_∞	Re_∞	α°	Ma_c
1	3.0	2.0	1.20×10^6	10.0	0.347
2	3.5	1.4	0.80×10^6	16.2	0.391
3	3.0	1.8	0.66×10^6	14.0	0.435
4	3.5	1.5	1.20×10^6	17.0	0.439
5	3.5	1.5	1.20×10^6	21.2	0.542
6	3.0	2.5	1.23×10^6	14.0	0.605

2.2.1 情况 1

实验中, 弹体表面压力、边界层和环向横断面

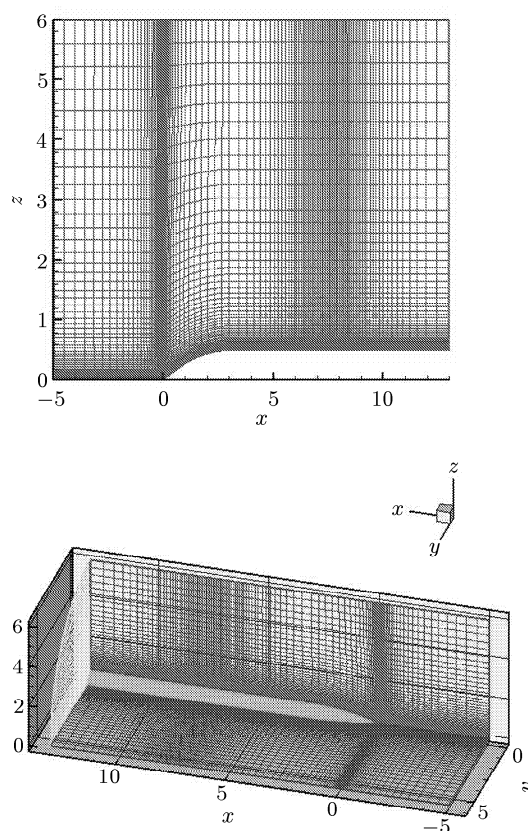


图 4 生成的旋成体网格

Fig.4 2D and 3D grids for slender body

并没有存在迎风激波的任何迹象. 数值模拟结果 (图 5) 却显示有一较弱的迎风激波, 但由于缺乏进一步的实验数据, 也就无法对此进行确认. 图 6 给出了纵向不同横截面的流动结构, 在流场中没有环向流动达到超声速, 因此没有内嵌激波, 这一结果与实验吻合良好: 不管是表面压力还是环向面流动测量均没有发现强环向激波; 而图 6 同时也显示: 在弓形激波内部, 从弹体上发展出了我们要研究的迎风激波. 这说明该迎风激波是由于主涡旋导致的超声速流动偏转引起的, 内嵌激波并不是这种迎风激波形成的必要条件, 迎风激波实际是一种三维激波的一部分, 可称其为涡诱导激波.

2.2.2 情况 2

图 7 为条纹照相与油状液体流动的合成照片, 图 8 则是数值模拟出的纵剖面上的密度梯度和表面摩阻分布. 由图可见, 在此种情况下环向流动已趋于临界.

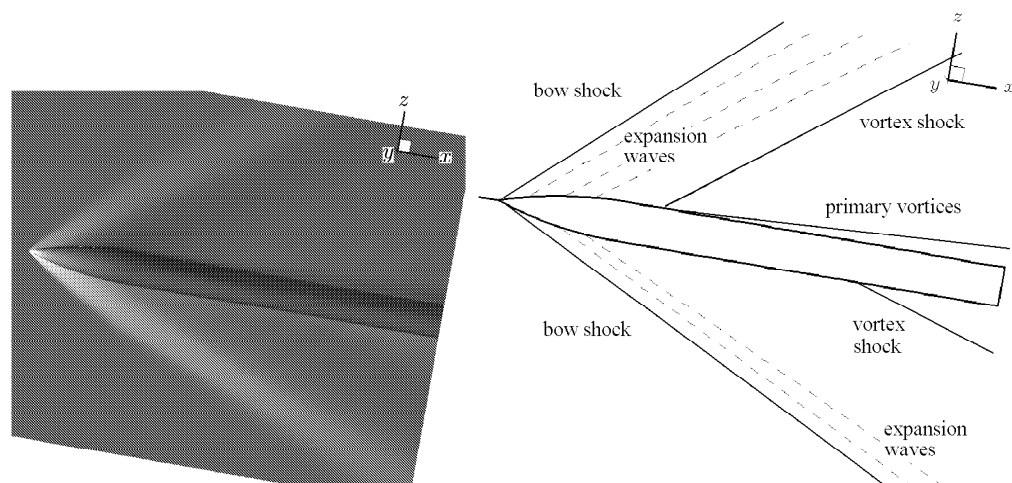


图 5 纵剖面密度云图 (情况 1)

Fig.5 Symmetry plane density gradient and interpretation (Case 1)

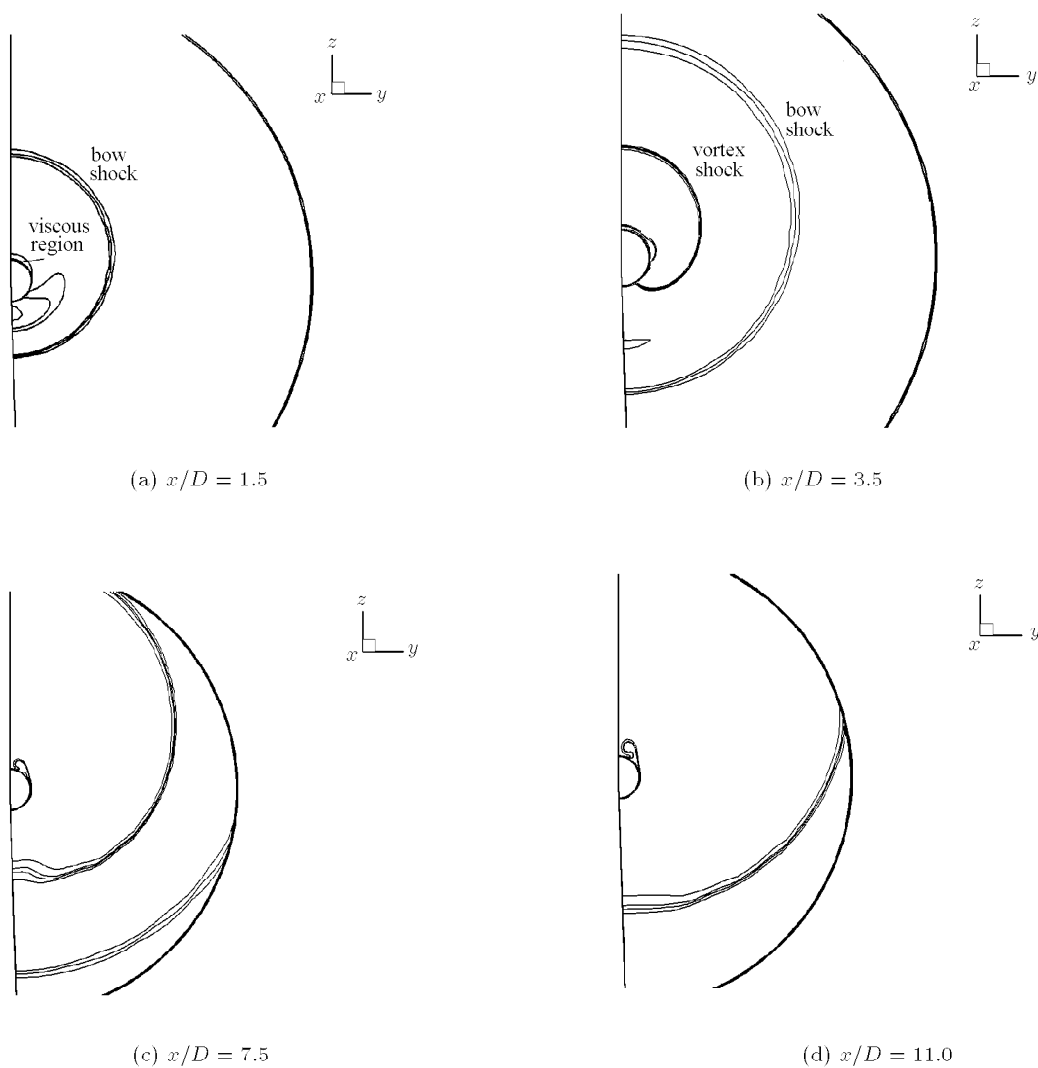


图 6 不同位置剖面的密度等值线图比较 (情况 1)

Fig.6 Comparison of density gradient on various crossflow planes and interpretation (Case 1)

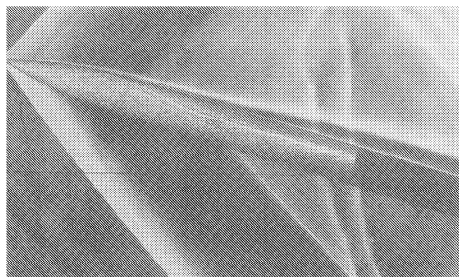


图 7 条纹照相与油状流动合成图 (情况 2)

Fig.7 Experimental composite schlieren/oil flow photograph (Case 2)

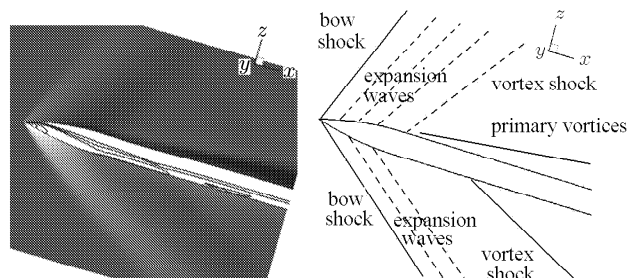


图 8 纵剖面密度及表面摩擦等值线图 (情况 2)

Fig.8 Symmetry plane density gradient, surface skin friction lines and interpretation (Case 2)

图 9 给出了不同位置的环向表面压力系数分布, 包括了实测数据和层流模型、B-L 模型以及 $k\omega$ -sst 模型的计算结果. 层流结果没有出现内嵌环向激波, 其计算的边界层分离比实验数据要靠前; 而

两种湍流模型的结果与实验数据基本一致, 捕捉到在 $x/d = 4.4$, 大约 $\phi = 100^\circ$ 处出现迎风激波, 在 $x/d = 6.2$ 和 $x/d = 6.5$ 之间与流动分离线脱离, 逐渐向迎风面方向移动. 对结果的分析发现, 在越过

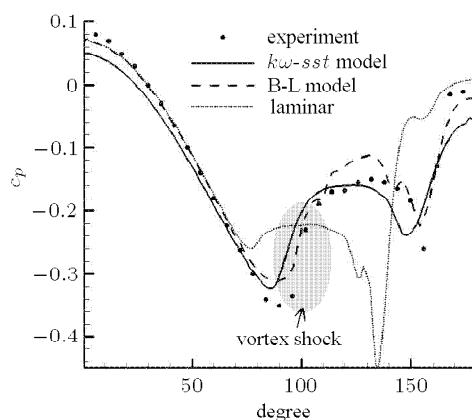
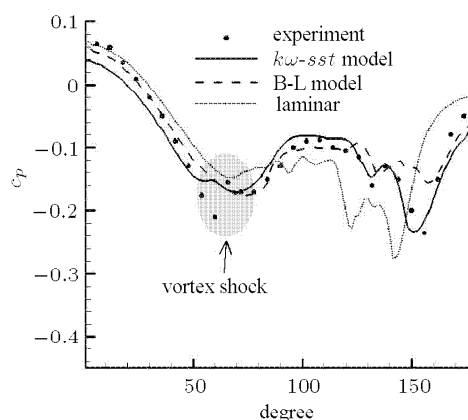
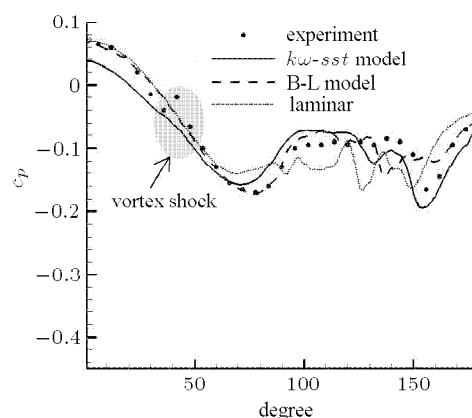
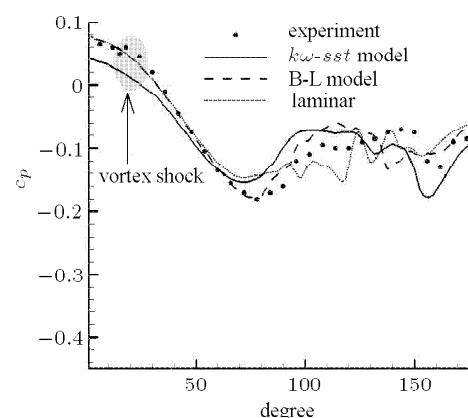
(a) $x/D = 4.4$ (b) $x/D = 6.5$ (c) $x/D = 7.1$ (d) $x/D = 7.4$

图 9 环向表面压力分布 (情况 2)

Fig.9 Surface circumferential pressure distribution (Case 2)

弹体头部后, 下游的临界区域内环向流动马赫数 Ma_c 增大, 环向流动超过声速并继续向迎风面方向移动, 在出现主分离之前由弹体表面产生出内嵌激波; 随着其向下游移动, 环向流动马赫数 Ma_c 逐渐

减小, 内嵌激波减弱并最终变为亚声速流动。

2.2.3 情况 3

图 10 和图 11 分别为条纹照相和数值模拟的结果。

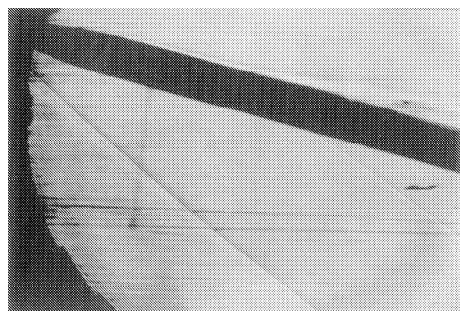


图 10 实验条纹照相图 (情况 3)

Fig.10 Experimental schlieren photograph (Case 3)

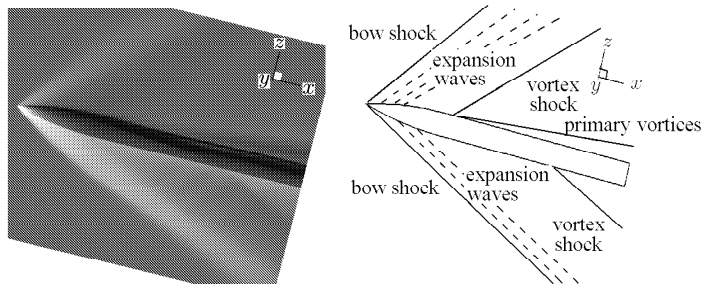


图 11 纵剖面密度云图 (情况 3)

Fig.11 Symmetry plane density gradient and interpretation (Case 3)

图 12 为数值模拟出的 $x/d = 5.5$ 处的环向流动结构, 有很明显的内嵌环向激波存在, 可以看出, 内嵌激波是涡诱导激波整体结构的一部分, 当环向流动超过音速时, 涡诱导激波底部因与弹体表面相互作用获得能量而显示为内嵌激波。

图 13 为各环向截面处的实验结果和计算数据对比, 由图可见: 层流模型仍然未能捕捉到环向流动激波, 其分离流动也比实际结果要更接近迎风面, 但仍然成功捕捉到了迎风激波。湍流模型计算出环向激波随着向下游传播逐渐向迎风区域移动直至环向马

赫数 Ma_c 在远离弹体头部后减小至亚音速为止, 然后逐渐减弱并与迅速向弹体背风面移动的主分离线脱离。

2.2.4 情况 4

情况 4 和情况 3 非常类似, 只是自由来流环向马赫数 Ma_c 较大, 表面摩阻和流场分别与图 11, 图 12 相同。图 14 给出了实测数据和计算数据的在各个截面的压力分布对比图, 层流模型依然未能计算出其主分离出现位置和环向激波。

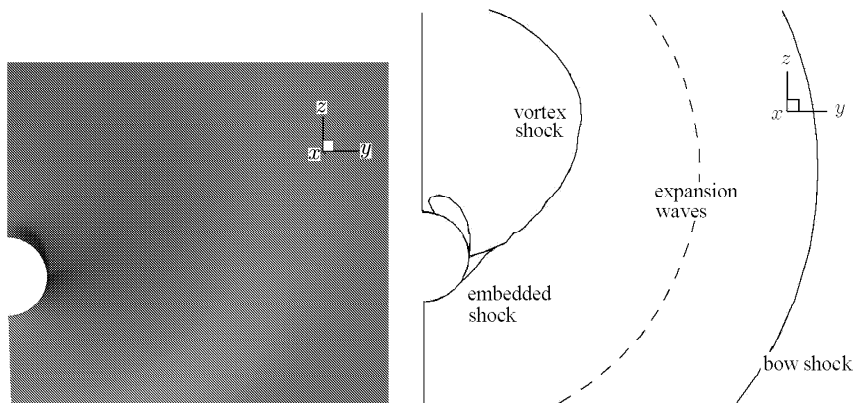


图 12 $x/D = 5.5$ 剖面处的密度云图 (情况 3)

Fig.12 Density gradient on crossflow plane at $x/D = 5.5$, and interpretation (Case 3)

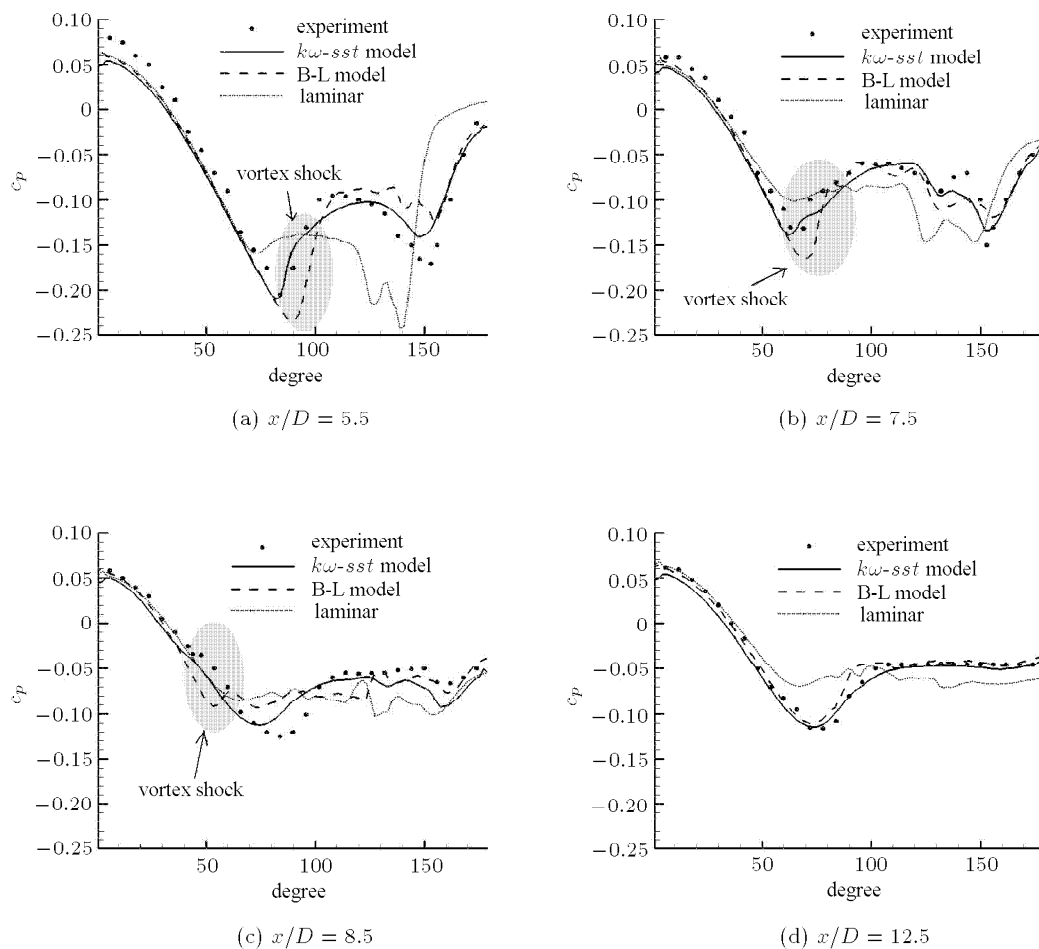


图 13 环向表面压力分布 (情况 3)

Fig.13 Surface circumferential pressure distribution (Case 3)

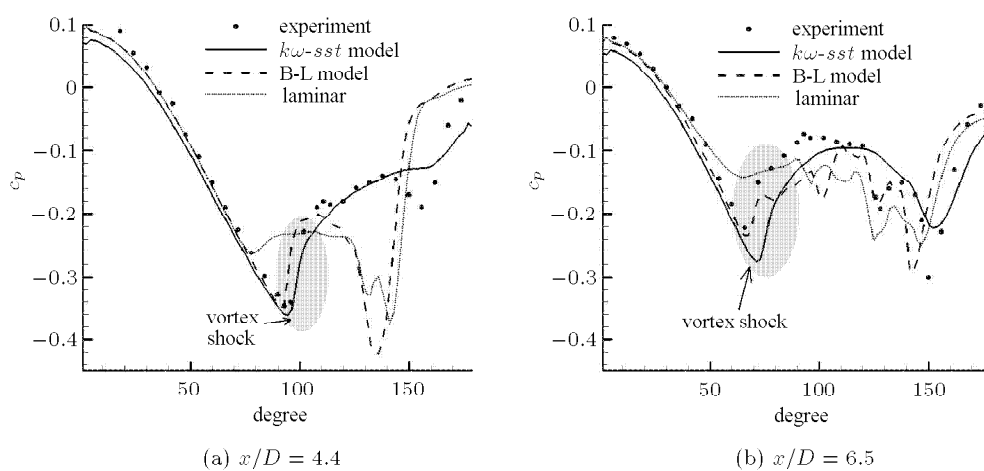


图 14 环向表面压力分布 (情况 4)

Fig.14 Surface circumferential pressure distribution (Case 4)

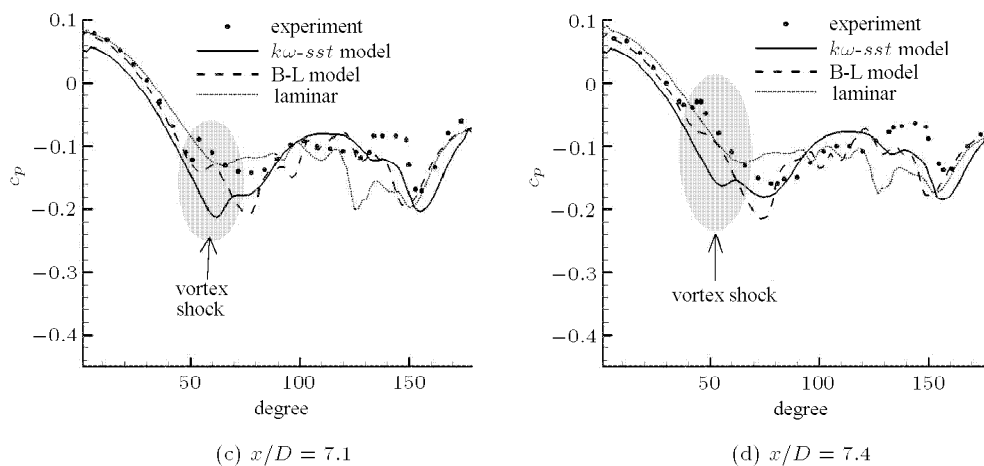


图 14 环向表面压力分布 (情况 4)

Fig.14 Surface circumferential pressure distribution (Case 4)

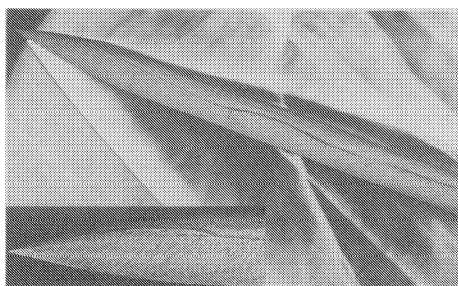
2.2.5 情况 5

图 15 给出了实验条纹照相和油状流动显示图像以及模拟出的对称面上的表面摩阻和密度梯度, 两者吻合很好. 都出现两个迎风激波, 计算显示第 2 迎风激波沿着尾部方向从迎风表面脱离, 从而很难从实验中发现. 对计算结果分析发现, 第 1 迎风激波向下游传播不久后就减弱了, 从而导致主分离线与激波波脚线分离并迅速回到 $\phi = 90^\circ$ 附近, 使相关的主涡旋系统迅速向背风面移动, 产生第 2 次黏性位移效应, 最终导致第 2 主涡旋系统和第 2 涡诱导激波的形成, 该激波仍然强到可以固定主分离位置

并使表面流线偏转. 图 16 同样给出了不同截面下压力分布的实验数据与计算数据的对比图, 层流模型与实验依旧符合较差.

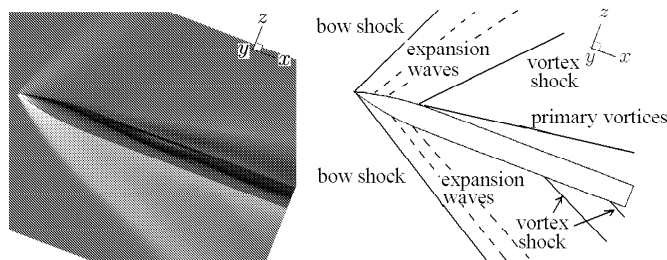
2.2.6 情况 6

图 17 给出了计算出的表面摩阻和纵剖面的压力云图, 图中并无迎风激波出现, 与图 11 的比较可明显看出这一点. 图 18 是不同位置剖面的密度云图, 可以看出, 在这种情况下, 内嵌主分离激波在传向下游时并未减弱, 一直存在于弹体表面上, 并将主分离位置牢牢固定在 $\phi = 90^\circ$.



(a) 条纹照相与油状流动合成图 (情况 5)

(a) Experimental composite schlieren/oil flow photograph (Case 5)



(b) 纵剖面密度及表面摩阻云图 (情况 5)

(b) Symmetry plane density gradient, surface skin friction lines and interpretation (Case 5)

图 15

Fig.15

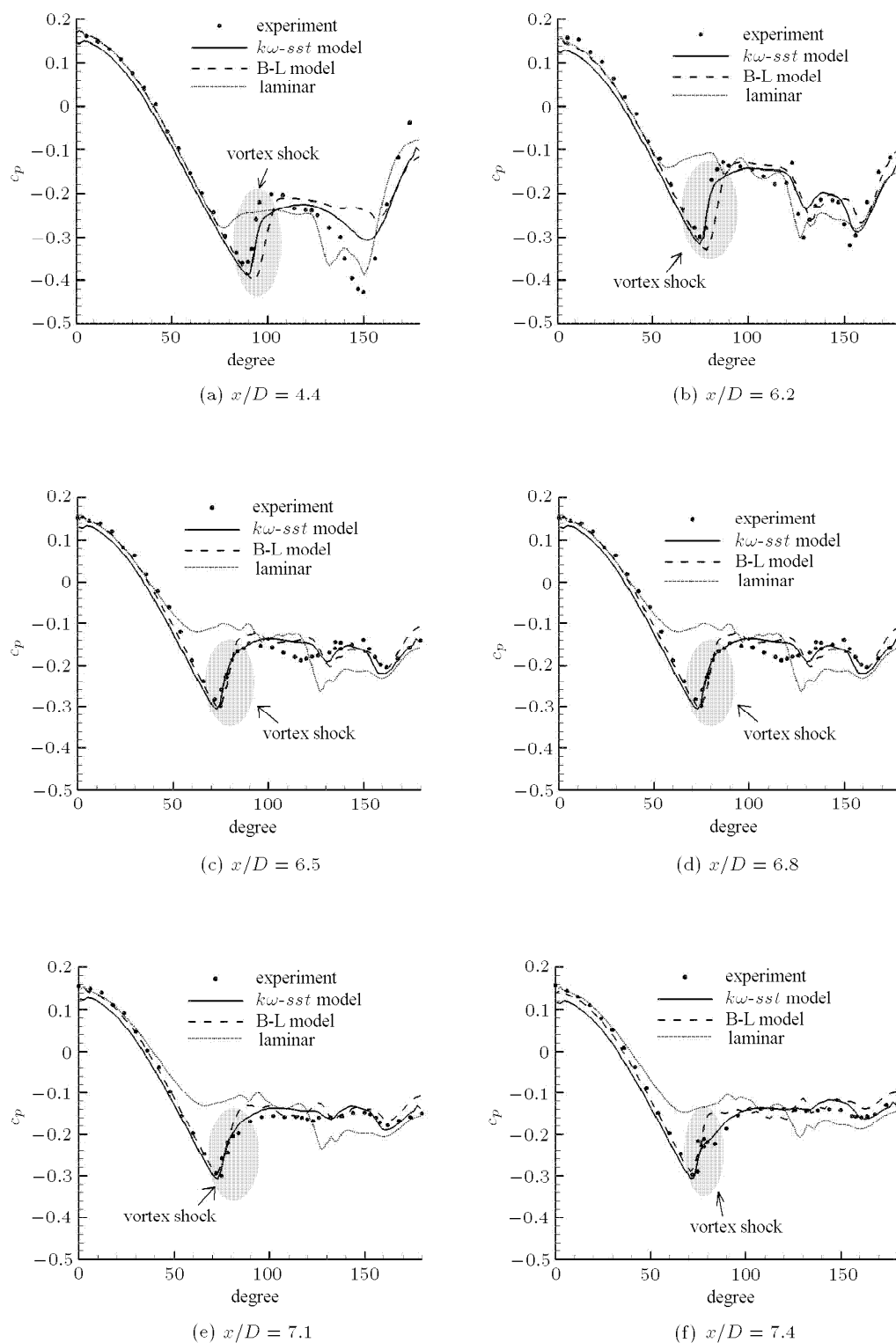


图 16 环向表面压力分布 (情况 5)

Fig.16 Surface circumferential pressure distribution (Case 5)

这说明, 只有在弹体主干上有一定长度区域的环向流动马赫数 Ma_c 处于亚音速时, 流动可以“对流”到上游进入迎风流场, 涡诱导激波才会向迎风面移动。如果整个弹体的环向流动都处于跨声速状

态, 涡诱导激波波脚部分与弹体表面相互作用而在整个弹体主干上生成内嵌环向流动激波, 而超声速流动更进一步地防止了涡诱导激波向着迎风或上游方向的移动。涡诱导激波的整体结构如图 19 所示。

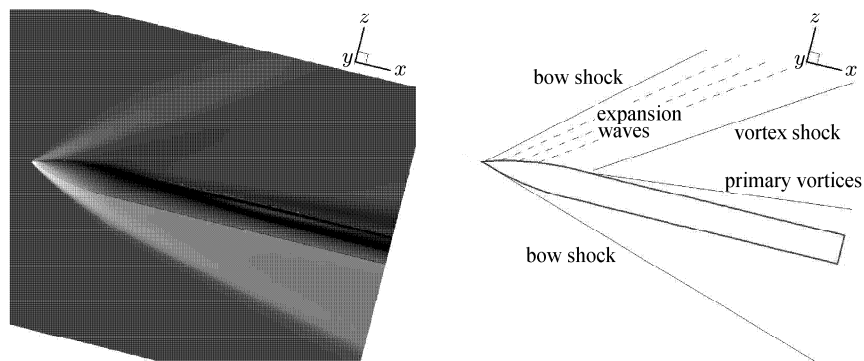


图 17 纵剖面密度及表面摩阻云图 (情况 6)

Fig.17 Symmetry plane density gradient, surface skin friction lines and interpretation (Case 6)

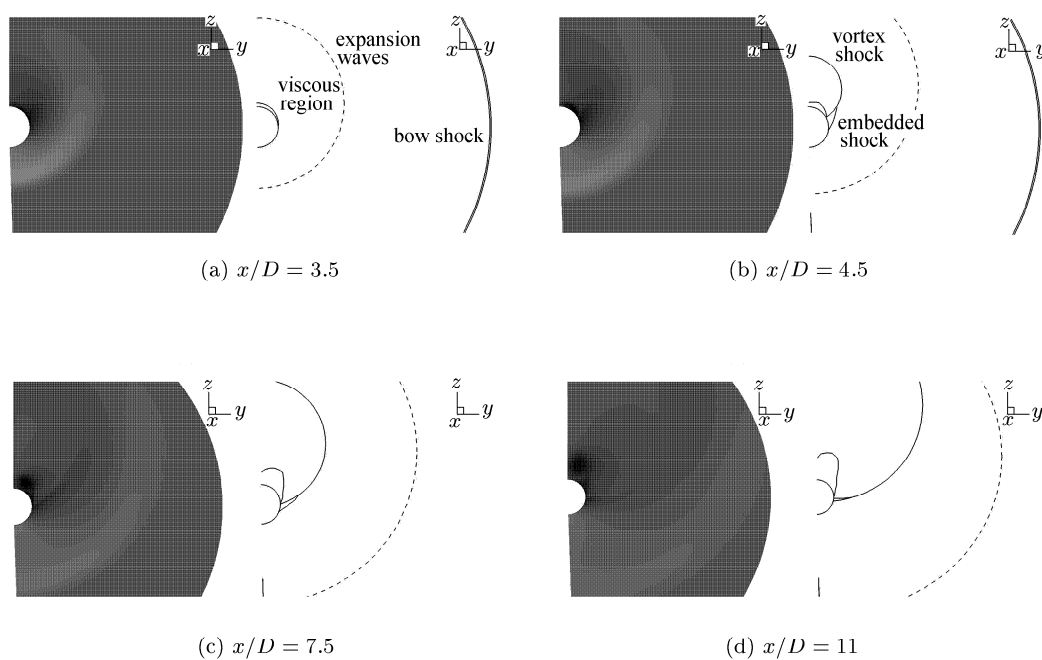


图 18 不同位置剖面的密度云图比较 (情况 6)

Fig.18 Comparison of density gradient on various crossflow planes and interpretation (Case 6)

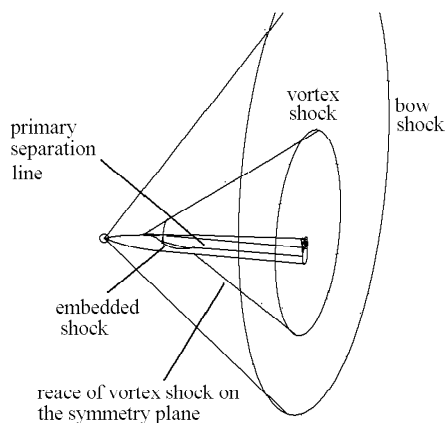


图 19 涡诱导激波结构示意图

Fig.19 The construction of the vortex shock

3 结 论

两方程 $k\omega$ - sst 模型比代数 B-L 模型能更好地模拟分离流动。

采用两方程 $k\omega$ - sst 湍流模型的定常 NS 方程可以成功模拟旋成弹体实验中发现的迎风激波。

验证了迎风激波是由主涡旋的双圆锥位移效应导致的超声速流动偏转而生成的涡旋激波的一部分, 是一种涡诱导激波。

对涡诱导激波的位置和强度的计算结果在很大程度上取决于主涡旋的计算结果, 而后者又与湍流模型关系很大, 这也解释了计算和实验数据的差异

以及两种湍流模型结果的差异.

涡诱导激波由于在超声速环向流动区域与物面相互作用加强, 从而表现为环向流动中的强内嵌激波, 涡诱导激波在环向流动非超音速时依然可以维持, 但影响变弱.

参 考 文 献

- 1 Esch H. Wind tunnel investigations of the appearance of shocks in the windward region of bodies with circular cross section at angle-of-attack. DLR-Forschungsbericht 90-15, 1990
- 2 Birch TJ, Allen JM, Wilcox FJ. Force surface pressure and flowfield measurements on slender missile configurations at supersonic speeds. AIAA Paper 2000-4207, August 2000
- 3 Sturek WB, Frist D, Taylor M. Navier-Stokes predictions of missile body separated flows. In: Proceedings of the Seventh International Symposium on Computational Fluid Dynamics, Beijing, 15-19 Sept, 1997. 84~90
- 4 Sturek WB, Birch T, Lauzon M, et al. The application of CFD prediction of missile body vortices. AIAA Paper 97-0637, 1997
- 5 Birch TJ, Wrisdale IE, Prince SA. CFD Predictions of missile flowfields, AIAA Paper 2000-4211, 2000
- 6 Prince SA, Qin N. Mechanism of windward vortex shocks about supersonic slender bodies. *The Aeronautical Journal*, 2002. 507~519
- 7 Bardina JE, Huang PG, Coakley TJ. Turbulence modeling validation, testing, and development. NASA Technical Memorandum 110446, April 1997
- 8 Bladwin B, Lomax H. Thin-layer Approximation and Algebraic Model for Separation Flows. AIAA Paper 78-257, 1978
- 9 Einfeldt B, Munz CD, Roe PL, et al. On Godunov-type methods near low densities. *Journal of Computational Physics*, 1991, 92: 273~295
- 10 Anderson WK, Thomas JL, van Leer B. A comparison of finite volume flux vector splittings for the euler equations. AIAA Paper 85-0122, 1985
- 11 Koren B. Upwind schemes, multigrid and defect correctin for the steady Navier-Stokes equations. In: 11th International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics, Lecture Notes in Physics, No. 323, New York: Springer-Verlag, 1989. 344~348
- 12 Venkatakrishnan V. Preconditioned conjugate gradinet methods for the compressible Navier-Stokes equations. *AIAA Journal*, 1991, 29(7): 1092~1100
- 13 VenKatakrihnan V. On the Acuracy of Limiters and Convergence to Steady State Solutions. AIAA Paper 93-0880, 1993
- 14 Yoon S, Jameson A. Lower-upper symmetric gauss seidel method for the Euler and Navier-Stokes equations. *AIAA Journal*, 1988, 26(9): 1025~1026

NUMERICAL SIMULATION OF WINDWARD VORTEX SHOCKS ABOUT SUPERSONIC SLENDER BODIES AT HIGH ANGLES OF ATTACK¹⁾

Chen Dawei²⁾ Ma Xiaoliang Yang Guowei

(Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract Vortex shocks may be found inside the bow shock wave on supersonic slender bodies at a high angles of attack. A numerical study is performed by using Reynolds-averaged Navier-Stokes equations, $k\omega$ - sst and Baldwin-Lomax turbulence models. It is shown that the vortex shocks are associated with the virtual double cone-like deflection of the supersonic stream by the primary vortices.

Key words slender body, windward shock, $k\omega$ - sst model, vortex shock, Reynolds-averaged Navier-Stokes equations

Received 25 May 2005, revised 7 June 2006.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (10372106).

2) E-mail: chendawei@imech.ac.cn