

全隐式 E-CUSP 迎风格式大攻角分离流数值模拟

郑秋亚^{1,2}, 封建湖¹, 梁益华³

(1. 长安大学理学院, 710064, 西安; 2. 西安电子科技大学理学院, 710071, 西安;
3. 中国航空计算技术研究所航空空气动力数值模拟重点实验室, 710068, 西安)

摘要: 采用全隐式、低耗散 E-CUSP 格式, 通过求解雷诺平均 Navier-Stokes 方程耦合 Spalart-Allmaras(SA)湍流模型, 模拟了细长旋成体在超声速、大攻角下的流场, 分析了背风面涡的发展过程. 结果表明: E-CUSP 格式耦合 SA 湍流模型能够准确地模拟背风面的流动分离和精细的二次涡, 对横向分离具有较高的模拟精度; 预测的物面压力系数分布和激波位置与实验数据吻合良好, 力和力矩的相对误差在 1.98% 之内; E-CUSP 格式可用于模拟复杂的分离流动, 具有高的计算精度和效率.

关键词: Navier-Stokes 方程; 数值模拟; 细长体; 湍流模型; 迎风格式; 分离涡; 飞行稳定性

中图分类号: V211.3 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2011)09-0054-05

Numerical Simulation of Separated Flows Around Slender Body at High-Angle-of-Attack By Fully Implicit E-CUSP Upwind Scheme

ZHENG Qiuya^{1,2}, FENG Jianhu¹, LIANG Yihua³

(1. School of Science, Chang'an University, Xi'an 710064, China; 2. School of Science, Xidian University, Xi'an 710071, China; 3. Aeronautical Laboratory of Computational Fluid Dynamics, Aeronautics Computing Technique Research Institute, Xi'an 710068, China)

Abstract: Adopting a fully implicit low diffusion E-CUSP (LDE) upwind scheme, the turbulent flow fields around a slender body at supersonic and high-angle-of-attack is numerically simulated by solving Reynolds averaged Navier-Stokes equations coupled with Spalart-Allmaras turbulence model. The leeward vortices developing process is analyzed. The results show that LDE scheme with the Spalart-Allmaras turbulence model enables to simulate leeward flow separation and capture the subtle secondary vortices with high accuracy, and has high simulation precision for cross separation. The predicted pressure distributions on the wall and shock wave positions coincide well with the experiment, and the relative errors of the obtained forces and moments are within 1.98% compared with the experimental data, which demonstrates that LDE scheme can be used to simulate complex separated flows with high accuracy and efficiency.

Keywords: Navier-Stokes equations; numerical simulation; slender body; turbulence models; upwind schemes; vortices; flight stability

细长旋成体在超声速、大攻角条件下飞行时, 其背风面附面层会产生流动分离, 出现分离涡结构, 这种背风面分离流动是影响导弹类飞行器在大攻角飞

行条件下稳定性和操纵性的关键因素. 因此, 研究并准确地预测细长旋成体在大攻角流动下的分离特性对工程应用至关重要. 杨永等^[1]采用 AUSM+格式

对细长体大攻角绕流流场进行了不同湍流模型的比较研究,其中,Spalart-Allmaras(SA)模型未模拟出二次分离;Eswar^[2]使用 $k-\epsilon$ 两方程模型对中心差格式和迎风格式的结果进行了比较,认为迎风格式对横向流动的模拟精度较高。长期以来,Roe^[3]的 FDS 迎风格式由于具有低耗散、高质量捕捉激波和天然分辨接触间断的能力,因而被广泛地用于 CFD 计算^[4]。但是,Roe 格式需要花费大量的 CPU 时间来计算耗散矩阵。Zha 等^[5-6]提出的低耗散 E-CUSP 格式(low diffusion E-CUSP 格式,简称 LDE 格式)通过将无黏通量分裂为守恒型通量和压力通量,有效地避免了矩阵运算,减少了运算次数,具有良好的稳定性。

本文将 LDE 格式耦合 SA 湍流模型^[7]用于超声速、大攻角下细长旋成体复杂流动的模拟,通过求解椭圆型偏微分方程并结合代数方法生成计算网格,考虑到细长旋成体背风面流场流动的复杂性,同时也为了提高网格的整体质量,网格沿径向分作内、外 2 层生成,背风面网格加密。为提高格式的精度、消除激波附近的数值振荡,采用了 MUSCL^[8]插值和迎风偏值限制器。计算准确地模拟了横向流动分离,预测的物面压力系数分布和激波位置与实验结果一致,力和力矩与实验值的相对误差不超过 1.98%。

1 数值方法

无黏通量使用 Zha 等^[6]的 LDE 格式,单元左、右两侧界面上的变量采用 van Leer^[8]的 MUSCL 插值方法,黏性通量使用二阶中心差格式,时间采用全隐式推进方法。

1.1 LDE 格式

LDE 格式的基本思想是把无黏通量分解成守恒型通量和压力通量,对于来自 SA 模型中的输运方程,同样直接进行分解。在一般曲线坐标系下,雷诺平均 Navier-Stoke 方程耦合 SA 湍流模型的守恒形式为

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \eta} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial \zeta} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial \mathbf{E}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \mathbf{F}_v}{\partial \eta} + \frac{\partial \mathbf{G}_v}{\partial \zeta} + \mathbf{D} \right) \quad (1)$$

式中: $\mathbf{Q}$ 是守恒型变量; $\mathbf{E}, \mathbf{F}, \mathbf{G}$ 是无黏通量; $\mathbf{E}_v, \mathbf{F}_v, \mathbf{G}_v$ 是黏性通量; t 是时间; Re 是雷诺数; ξ, η, ζ 分别是曲线坐标分量。

为便于理解,以 ξ 方向的无黏通量 $\mathbf{E}$ 为例来说明 LDE 格式。无黏通量 $\mathbf{E}$ 被分解为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^c + \mathbf{E}^p = \begin{bmatrix} \rho U \\ \rho uU \\ \rho vU \\ \rho wU \\ \rho eU \\ \rho \tilde{v}U \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ pl_x \\ pl_y \\ pl_z \\ pU \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$\mathbf{E}^c = \rho U \begin{bmatrix} 1 \\ u \\ v \\ w \\ e \\ \tilde{v} \end{bmatrix} = \rho U \mathbf{f}^c, \quad \mathbf{f}^c = \begin{bmatrix} 1 \\ u \\ v \\ w \\ e \\ \tilde{v} \end{bmatrix} \quad (3)$$

式中: $U = l_x u + l_y v + l_z w$ 是沿 ξ 方向的逆变速度; u, v, w 是沿 x, y, z 方向的速度分量; $\tilde{v}$ 是 SA 湍流模型中的输运量。

令 $C = c(l_x^2 + l_y^2 + l_z^2)^{1/2}$, 其中 $c = (\gamma RT)^{1/2}$ 是声速, $\gamma = 1.4$, 单元界面 $i+1/2$ 处的守恒型通量为

$$\mathbf{E}_{1/2}^c = C_{1/2} (\rho_L C^+ \mathbf{f}_L^c + \rho_R C^- \mathbf{f}_R^c) \quad (4)$$

$$C_{1/2} = \frac{1}{2} (C_L + C_R) \quad (5)$$

式中:下标 L 和 R 表示单元左、右侧界面;

$$\left. \begin{aligned} C^+ &= \alpha_L^+ (1 + \beta_L) M_L - \beta_L M_L^+ - M_{1/2}^+ \\ C^- &= \alpha_R^- (1 + \beta_R) M_R - \beta_R M_R^- + M_{1/2}^- \\ \alpha_{L,R} &= \frac{1}{2} [1 \pm \text{sgn}(M_{L,R})] \\ \beta_{L,R} &= -\max[0, 1 - \text{int}(|M_{L,R}|)] \\ M_L &= \frac{U_L}{C_{1/2}}; M_R = \frac{U_R}{C_{1/2}} \\ M_{1/2}^+ &= M_{1/2} \frac{C_R + C_L \phi}{C_R + C_L} \\ M_{1/2}^- &= M_{1/2} \frac{C_L + C_R \phi^{-1}}{C_L + C_R} \\ \phi &= \frac{(\rho C^2)_R}{(\rho C^2)_L} \\ M_{1/2} &= \beta_L \delta^+ M_L^- - \beta_R \delta^- M_R^+ \\ M_{L,R}^\pm &= \pm \frac{1}{4} (M_{L,R} \pm 1)^2 \\ \delta^\pm &= \frac{1}{2} \left\{ 1 \pm \text{sgn} \left[\frac{1}{2} (M_L + M_R) \right] \right\} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

压力通量 $\mathbf{E}^p$ 由下式计算

$$\mathbf{E}_{1/2}^p = \begin{bmatrix} 0 \\ pl_x \\ pl_y \\ pl_z \\ pU \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ (\lambda_L^+ pl_L + \lambda_R^- pr_R) l_x \\ (\lambda_L^+ pl_L + \lambda_R^- pr_R) l_y \\ (\lambda_L^+ pl_L + \lambda_R^- pr_R) l_z \\ C_{1/2} (S_L^+ pl_L + S_R^- pr_R) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (7)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{L,R}^{\pm} &= [\alpha(1+\beta) - \beta\chi^{\pm}]_{L,R} \\ \chi_{L,R}^{\pm} &= \frac{1}{4}(Ma_{L,R} \pm 1)^2(2 \mp Ma_{L,R}) \\ S_{L,R}^{\pm} &= [\alpha^{\pm}(1+\beta)Ma - \beta Ma]_{L,R} \\ Ma &= \frac{U}{C} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

1.2 全隐式时间推进方法

对式(1)进行全隐式半离散后,方程变为

$$\begin{aligned} &\frac{\Delta V}{\Delta t}(Q^{n+1} - Q^n) + (E_{i+1/2} - E_{i-1/2})^{n+1} + \\ &(F_{j+1/2} - F_{j-1/2})^{n+1} + (G_{k+1/2} - G_{k-1/2})^{n+1} = \\ &\frac{1}{Re}[(E_{v,i+1/2} - E_{v,i-1/2})^{n+1} + (F_{v,j+1/2} - F_{v,j-1/2})^{n+1} + \\ &(G_{v,k+1/2} - G_{v,k-1/2})^{n+1} + D^n \cdot \Delta V] \end{aligned} \quad (9)$$

式中

$$E_{i+1/2} = E_L + E_R = E_{i+1/2}^+ + E_{i+1/2}^- \quad (10)$$

n 为当前时间层; $n+1$ 为新的时间层. 将 $n+1$ 层上的对流项和黏性项在 n 层进行一阶泰勒展开

$$\begin{aligned} Q^{n+1} &= Q^n + \frac{\partial Q}{\partial t} \Delta t + O(\Delta t^2) \\ \Delta Q^{n+1} &= Q^{n+1} - Q^n = O(\Delta t) \end{aligned} \quad (11)$$

$$E(Q^{n+1}) = E^n + A \Delta Q^{n+1} + O(\Delta t^2) \quad (12)$$

令 $(\Delta Q_L^{n+1})_{i+1/2} = \Delta Q_i^{n+1}$; $(\Delta Q_R^{n+1})_{i+1/2} = \Delta Q_{i+1}^{n+1}$

$$E_L^{n+1} = E_L^n + (A_L)_{i+1/2} \Delta Q_i^{n+1} \quad (13)$$

$$E_R^{n+1} = E_R^n + (A_R)_{i+1/2} \Delta Q_{i+1}^{n+1} \quad (14)$$

则有

$$\begin{aligned} E_{i+1/2}^{n+1} - E_{i-1/2}^{n+1} &= (E_{i+1/2}^n - E_{i-1/2}^n) + \\ &((A_R)_{i+1/2} \Delta Q_{i+1}^{n+1} + (A_L)_{i+1/2} \Delta Q_i^{n+1} - \\ &((A_R)_{i-1/2} \Delta Q_i^{n+1} - (A_L)_{i-1/2} \Delta Q_{i-1}^{n+1}) \end{aligned} \quad (15)$$

对于右端的黏性项作如下离散

$$\begin{aligned} (E_v)_{i+1/2}^{n+1} &= (E_v)_{i+1/2}^n + \frac{\partial (E_v)_{i+1/2}}{\partial Q_{i+1}} \Delta Q_{i+1}^{n+1} + \\ &\frac{\partial (E_v)_{i+1/2}}{\partial Q_i} \Delta Q_i^{n+1} = (E_v)_{i+1/2}^n + \\ &((L_R)_{i+1/2} \Delta Q_{i+1}^{n+1} + (L_L)_{i+1/2} \Delta Q_i^{n+1}) \end{aligned} \quad (16)$$

则有

$$\begin{aligned} &((E_v)_{i+1/2}^{n+1} - (E_v)_{i-1/2}^{n+1}) = \\ &((E_v)_{i+1/2}^n - (E_v)_{i-1/2}^n + (L_R)_{i+1/2} \Delta Q_{i+1}^{n+1} + \\ &[(L_L)_{i+1/2} - (L_R)_{i-1/2}] \Delta Q_i^{n+1} - (L_L)_{i-1/2} \Delta Q_{i-1}^{n+1}) \end{aligned} \quad (17)$$

整理后方程最终变为

$$\begin{aligned} &\Delta Q_{i,j,k}^{n+1} + A^+ \Delta Q_{i+1,j,k}^{n+1} + A \Delta Q_{i,j,k}^{n+1} + \\ &A^- \Delta Q_{i-1,j,k}^{n+1} + B^+ \Delta Q_{i,j+1,k}^{n+1} + \\ &B \Delta Q_{i,j,k}^{n+1} + B^- \Delta Q_{i,j-1,k}^{n+1} + C^+ \Delta Q_{i,j,k+1}^{n+1} + \end{aligned}$$

$$C \Delta Q_{i,j,k}^{n+1} + C^- \Delta Q_{i,j,k-1}^{n+1} = S^n \quad (18)$$

其中

$$\begin{aligned} S^n &= \frac{\Delta t}{Re \Delta V} \{ [(E_{v,i+1/2}^n - E_{v,i-1/2}^n) + \\ &(F_{v,j+1/2}^n - F_{v,j-1/2}^n) + (G_{v,k+1/2}^n - G_{v,k-1/2}^n)] - \\ &[(E_{i+1/2}^n - E_{i-1/2}^n) + (F_{j+1/2}^n - F_{j-1/2}^n) + \\ &(G_{k+1/2}^n - G_{k-1/2}^n)] \} + \frac{1}{Re} D^n \cdot \Delta t \end{aligned} \quad (19)$$

式(18)是对方程(1)进行全隐式离散后得到的线性方程组,可用高斯-赛德尔迭代法求解. 式(18)可改写为

$$\begin{aligned} &(I + A + B + C) \Delta Q_{i,j,k}^{n+1} + A^+ \Delta Q_{i+1,j,k}^{n+1} + \\ &A^- \Delta Q_{i-1,j,k}^{n+1} + B^+ \Delta Q_{i,j+1,k}^{n+1} + B^- \Delta Q_{i,j-1,k}^{n+1} + \\ &C^+ \Delta Q_{i,j,k+1}^{n+1} + C^- \Delta Q_{i,j,k-1}^{n+1} = S^n \end{aligned} \quad (20)$$

分别在 ξ, η, ζ 方向应用高斯-赛德尔迭代法进行求解. 例如,沿 η 方向(固定 ξ 和 ζ)迭代的方程为

$$B^- \Delta Q_{i,j-1,k}^{n+1} + \bar{B} \Delta Q_{i,j,k}^{n+1} + B^+ \Delta Q_{i,j+1,k}^{n+1} = S' \quad (21)$$

式中

$$\begin{aligned} \bar{B} &= I + A + B + C \\ S' &= S^n - A^+ \Delta Q_{i+1,j,k}^{n+1} - A^- \Delta Q_{i-1,j,k}^{n+1} - \\ &C^+ \Delta Q_{i,j,k+1}^{n+1} - C^- \Delta Q_{i,j,k-1}^{n+1} \end{aligned} \quad (22)$$

2 算例与结果分析

计算格式的精度通常体现在间断分辨率和黏性分辨率这 2 个分辨率上,所以本文首先进行绕 RAE2882 二维翼型的跨声速 RANS 方程耦合 SA 湍流模型的黏流计算,并结合 Roe 格式的计算结果进行对比分析,考察 LDE 格式对间断的分辨率,然后将 LDE 格式用于绕细长旋成体的超声速大攻角分离流计算,考察 LDE 格式对黏性的分辨率.

2.1 RAE2882 跨声速翼型

采用 LDE 格式对 RAE2882 翼型的湍流流场进行 $Ma_{\infty} = 0.729, \alpha = 2.31^\circ$ 状态下的黏流计算,计算中雷诺数 $Re = 6.5 \times 10^6$ (基于弦长). 图 1 给出了 RAE2882 翼型上 LDE 格式的计算压力系数分布与实验数据的比较(a 为翼型的弦长),图中同时还给出了 Roe 格式的计算结果. 可以看出, LDE 格式的计算结果与实验数据吻合良好,预测的激波位置与 Roe 格式的一致,说明 LDE 格式对激波具有较高的分辨率. 图 2 是 LDE 格式和 Roe 格式的收敛历程,从中可以看出, LDE 格式比 Roe 格式具有更快的收敛速度.

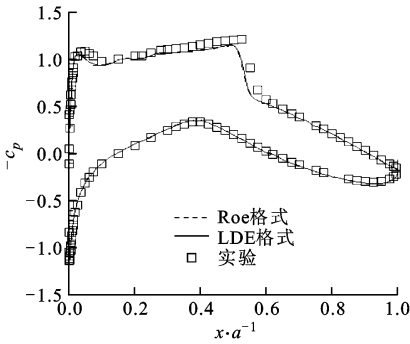


图 1 压力系数分布

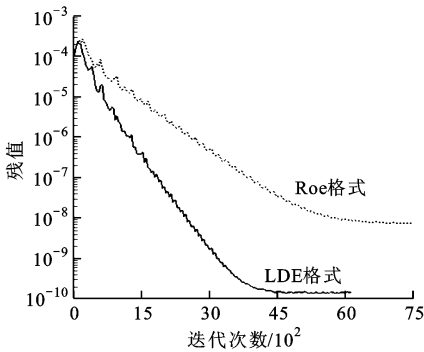


图 2 残值收敛历程

2.2 细长旋成体超声速大攻角分离流

模型是长细比为 13 的尖拱形旋成体,直径为 D ,头部长细比为 3,柱段长细比为 10. 头部曲线方程为

$$\frac{r(x)}{D} = -0.002\,615\left(\frac{x}{D}\right)^3 - 0.039\,86\left(\frac{x}{D}\right)^2 + 0.309\,84\left(\frac{x}{D}\right)$$

计算状态为:① $Ma_\infty=2.5, \alpha=14^\circ, T_\infty=133.4\text{ K}$;② $Ma_\infty=3.5, \alpha=14^\circ, T_\infty=86.9\text{ K}$. 计算中雷诺

数 $Re=1.123\times10^6$ (基于细长体直径 $0.093\,98\text{ m}$).

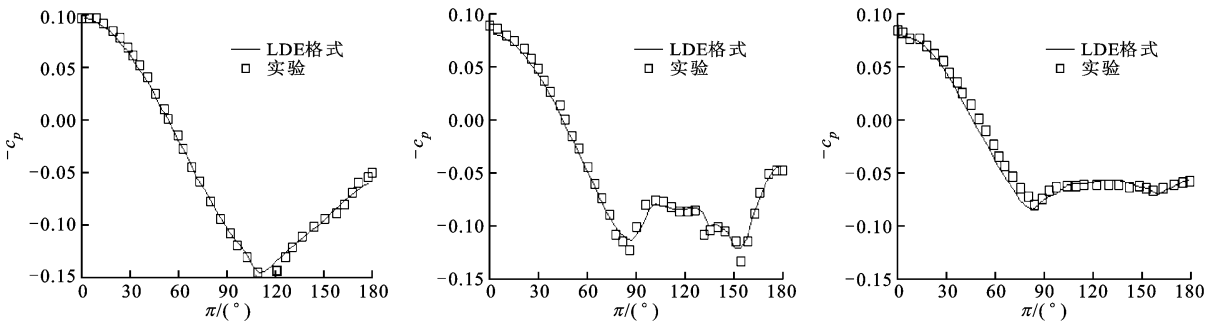
图 3 是在 $Ma_\infty=2.5, \alpha=14^\circ$ 的状态下计算得到的细长体表面 3 个轴向位置 ($x/D=3.5, 6.5, 11.5$) 处,物面周向($\pi=0^\circ$ 是迎风面, $\pi=180^\circ$ 是背风面)压力系数分布与实验数据的比较. 从图 3 可以看出, LDE 格式耦合 SA 湍流模型比较准确地模拟了横向流动分离. 在 $x/D=3.5$ 位置处,背风面分离区较小,涡强度较弱,分离涡对压力分布影响不大. 在 $x/D=6.5$ 位置处,背风面分离区变大,分离涡对背风面压力影响显著,流动复杂,可以看出主分离涡和二次分离涡产生的吸力峰值分别位于 155° 和 132° 处,主分离涡的吸力峰值比实验值偏高. 在 $x/D=11.5$ 位置处,背风面分离区进一步扩大.

图 4 给出了 $Ma_\infty=2.5, \alpha=14^\circ$ 来流条件下旋成体 3 个不同轴向位置处的背风面截面流线. 在 $x/D=3.5$ 截面,出现了小范围的分离;在 $x/D=6.5$ 截面,分离区沿纵向和展向向外扩张,形成强主分离涡,靠近物面处的流动出现二次分离;在 $x/D=11.5$ 截面,主分离涡沿纵向迅速上移,分离区进一步扩大,靠近物面处的二次分离依然存在.

图 5 是细长体的空间等密度面和靠近物面处的空间激波面,表明了背风面涡的结构和发展过程. 从图 5 可以看出,细长体的头部产生锥形激波,背风面靠近物面处产生了一对对称的旋涡,这对旋涡沿着细长体表面向后拖出,随着轴向距离增大涡心上移,涡面扩大.

表 1 给出了 $Ma_\infty=2.5$ 和 $Ma_\infty=3.5$ 状态下预测到的法向力和抬头力矩,同时还给出了文献[1]的计算结果和文献[9]的实验数据. 可以看出,本文 LDE 格式的计算结果与实验数据吻合很好,误差在 1.98% 之内,优于文献[1]的结果.

图 6 是在 $Ma_\infty=3.5, \alpha=14^\circ$ 的状态下,细长体



(a) $x/D=3.5$ (b) $x/D=6.5$ (c) $x/D=11.5$

图 3 物面压力系数分布与实验数据的比较($Ma_\infty=2.5, \alpha=14^\circ$)

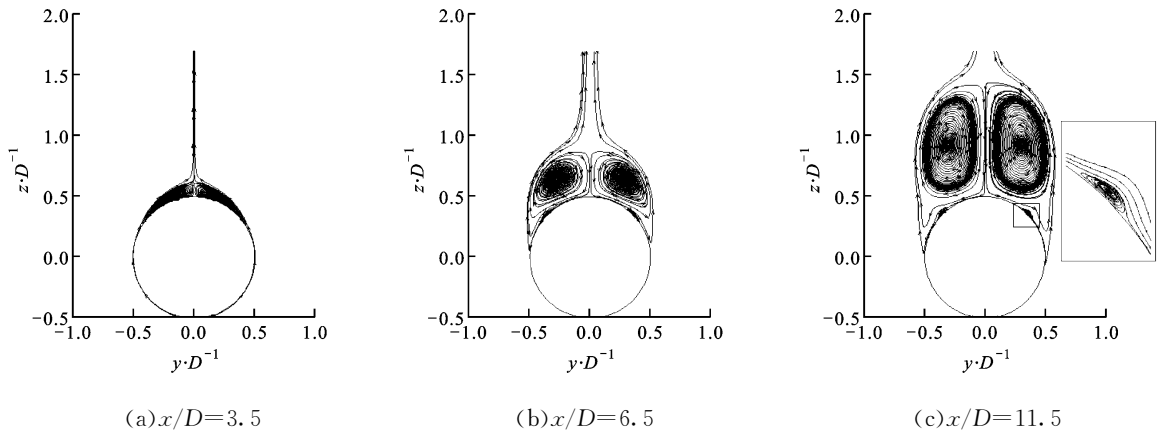


图4 细长体沿轴向截面的流线

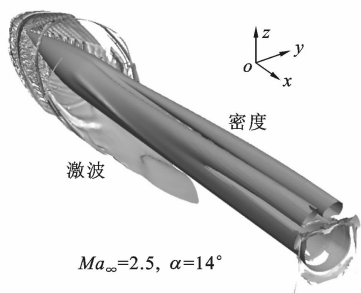


图5 空间等密度面和近物面处的空间激波面

表1 法向力和力矩

数据来源	$Ma_\infty=2.5$		$Ma_\infty=3.5$	
	法向力	力矩	法向力	力矩
文[1]计算	1.897	-10.268	1.952	-11.399
本文计算	1.906	-10.302	1.940	-11.328
实验 ^[9]	1.910	-10.240	1.920	-11.110
误差/%	-0.21	0.65	1.04	1.98

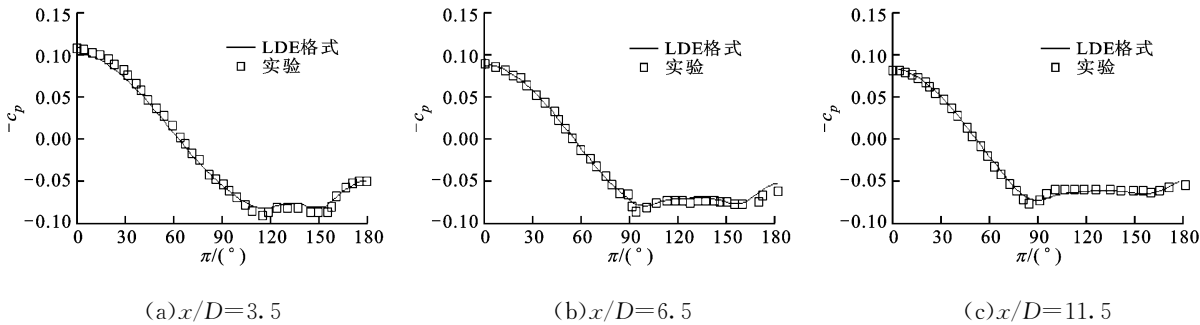


图6 物面压力系数分布与实验数据的比较($Ma_\infty=3.5, \alpha=14^\circ$)

3个轴向位置($x/D=3.5, 6.5, 11.5$)处物面周向压力系数分布与实验数据的比较,可见物面压力系数分布与实验数据吻合良好,背风面压力变化平缓,横向分离减弱,主分离涡所占空间区域更大.从图6a可以看出, $Ma_\infty=3.5$ 时的流动分离位置较图3中 $Ma_\infty=2.5$ 时的有所提前.

3 结 论

本文采用全隐式、低耗散 E-CUSP 格式,模拟了RAE2882翼型跨声速黏流流场和细长旋成体在超声速、大攻角下的分离流流场. RAE2882翼型的计算结果表明, LDE 格式能高质量地捕捉陡峭激

波,计算效率高.细长体大攻角分离流的计算结果表明, LDE 格式耦合 SA 湍流模型能准确地模拟背风面的流动分离和精细的二次涡,预测的物面周向压力系数分布与实验数据吻合良好,力和力矩与实验数据非常接近,误差在1.98%之内.由此说明, LDE 格式耦合 SA 湍流模型具有较高的模拟精度和计算效率,可用于求解复杂流动问题.

参考文献:

[1] 杨永,段毅,张强.超声速大攻角分离流中三种湍流模型的比较研究[J].空气动力学学报,2006,24(3):371-375.

- YANG Yong, DUAN Yi, ZHANG Qiang. Comparison of three turbulence models in supersonic high-attack-angle separated flows[J]. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2006, 24(3): 371-375.
- [2] ESWAR J. Computational simulation improvements of supersonic high-attack-angle missile flows [J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 1999, 36(1): 59-66.
- [3] ROE P L. Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes [J]. *Journal of Computational Physics*, 1981, 43(2): 357-372.
- [4] 郑秋亚,刘三阳,周天孝. DLR-F6 翼身组合体跨声速阻力计算[J]. *西安交通大学学报*, 2010, 44(9): 115-121.
- ZHENG Qiuya, LIU Sanyang, ZHOU Tianxiao. Transonic drag computation around DLR-F6 wing-body configurations [J]. *Journal of Xi'an Jiaotong University*, 2010, 44(9): 115-121.
- [5] ZHA Gecheng, HU Zongjun. Calculation of transonic internal flows using an efficient high resolution upwind scheme, AIAA 2004-1097 [R]. Reston, VA, USA: AIAA, 2004.
- [6] ZHA Gecheng, SHEN Yiqing, WANG Baoyuan. Calculation of transonic flows using WENO method with a low diffusion E-CUSP upwind scheme, AIAA 2008-0745 [R]. Reston, VA, USA: AIAA, 2008.
- [7] SPALART P R, ALLMARAS S R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows, AIAA Paper 92-0439 [R]. Reston, VA, USA: AIAA, 1992.
- [8] VAN LEER B. Towards the ultimate conservative difference scheme: V A second-order sequel to Godunov's method [J]. *Journal of Computational Physics*, 1979, 32(1): 101-136.
- [9] WALTER B S, TREVOR B, MARC L, et al. The application of CFD to the prediction of missile body vertices, AIAA Paper 97-0637 [R]. Reston, VA, USA: AIAA, 1997.
- (编辑 葛赵青)