

文章编号:1000-8055(2011)05-1092-07

AUSM+方法在黏性内流模拟中的应用

江小松^{1,2}, 刘建军¹

(1. 中国科学院 工程热物理研究所, 北京 100190;
2. 中国科学院 研究生院, 北京 100190)

摘 要: 简要阐述了三维雷诺平均 Navier-Stokes(RANS)方程求解程序中使用的对流迎风分裂格式改进形式(AUSM+)以及 Spalart-Allmaras(S-A)一方程湍流模型,然后对 Sajben 收缩扩散通道内跨声速流动和高速透平静叶排内部流动进行了数值模拟,并将数值结果与实验结果进行了比较,结果表明自主开发的三维 RANS 方程求解程序可以准确模拟复杂的内部流场。

关 键 词: 对流迎风分裂格式改进形式(AUSM+); Runge-Kutta 方法; 湍流模型; 跨声速流动; 静叶通道

中图分类号: V231.3

文献标志码: A

Application of AUSM+ method into simulation of viscous internal flows

JIANG Xiao-song^{1,2}, LIU Jian-jun¹

(1. Institute of Engineering Thermophysics,
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

2. Graduate University of Chinese Academy of Science, Beijing 100190, China)

Abstract: The AUSM+ (advection upstream splitting method+) and one-equation Spalart-Allmaras (S-A) turbulence model used in the present in-house three-dimensional Reynolds averaged Navier-Stokes (RANS) flow solver were briefly described. The transonic flow in the Sajben converging-diverging duct and the flow in the stator passage of a high turning turbine were simulated to verify the code. The results show that the present solver can be used to simulate accurately the complex internal flow fields.

Key words: advection upstream splitting method+ (AUSM+); Runge-Kutta method; turbulence model; transonic flow; stator passage

自 Steger 和 Warming^[1]提出矢通量分裂格式以来,迎风格式以其计算精度和计算效率的综合优势成为 CFD (computational fluid dynamics) 计算方法中应用最广且最受欢迎的计算格式之一. 迎风格式主要沿着两个不同的方向发展,即以 Roe^[2]为代表的通量差分分裂格式和以 Van Leer^[3]为代表的矢通量分裂格式. 但是,通量差分

分裂格式的计算量较大并且不易扩展,而矢通量分裂格式由于采用简化方法导致数值耗散过大,降低了对黏性流动的模拟精度. 20 世纪 90 年代初, Liou 和 Steffen^[4]通过总结和分析以上两种格式的优缺点提出了对流迎风分裂(AUSM)格式,此格式具有数值耗散小,稳定性好,计算量小等特性,并在近 20 年内发展出了多种改进形式^[5-6],以

收稿日期:2010-05-05; 修订日期:2010-08-10

基金项目:国家重点基础研究发展计划(2007CB210108)

作者简介:江小松(1979—),男,江苏武进人,博士生,主要从事叶轮机气动热力学分析方面的研究.

及相类似的格式,比如对流迎风分裂压力格式(CUSP)^[7-8].对时间项的离散比较常用的方法有隐式时间推进方法和显式时间推进方法.自从Jameson在上世纪80年代提出多步Runge-Kutta^[9]显式时间推进方法后,它已成为目前使用较广的显式时间离散方法.

目前,在工程计算中湍流流动的数值模拟主要采用雷诺平均Navier-Stokes(RANS)方程,通过湍流模型来封闭RANS方程,使之可以求解.在诸多湍流模型中,Spalart-Allmaras(S-A)湍流模型^[10]是直接根据经验和量纲分析得到控制方程的一方程湍流模型,它的优点是计算量较小,并且能够较好地模拟分离流动.

本文采用AUSM+(advection upstream splitting method+)和Runge-Kutta方法以及S-A一方程湍流模型数值求解RANS方程.文中简要介绍了RANS方程以及离散方法,并在原始非守恒型S-A一方程湍流模型方程的基础上,推导了守恒形式的S-A湍流模型方程.为了验证上述方法模拟复杂流场的能力,分别对Bojar, Sajben等^[11]的收缩扩散流道内的跨声速流动和高速透平静叶排^[12]的内部流动,进行了数值模拟,并将计算结果与相应实验结果进行了比较.

1 控制方程及其离散方法

1.1 控制方程

在直角坐标系中,三维RANS方程的无量纲表达式为

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} = \frac{1}{Re_\infty} \left(\frac{\partial \mathbf{F}_v}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}_v}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}_v}{\partial z} \right) + \mathbf{S} \quad (1)$$

式中 $\mathbf{U}$ 为守恒变量, $\mathbf{F}, \mathbf{G}, \mathbf{H}$ 为无黏通量, $\mathbf{F}_v, \mathbf{G}_v, \mathbf{H}_v$ 为黏性通量, $\mathbf{S}$ 为源项, Re_∞ 为基于无量纲化所使用的特征变量的雷诺数.

1.2 方程离散方法

本文中,三维RANS方程(1)的无黏通量项采用AUSM+方法进行离散.由于对流项和压力项具有不同的物理属性,AUSM方法就是将这两者分别离散.以方程(1)中的 $\mathbf{F}$ 项为例,其表达式可以写为公式(2)的形式,其中 $\mathbf{F}^c$ 为对流量项, $\mathbf{p}$ 为压力通量项.

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}^c + \mathbf{p} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u u \\ \rho u v \\ \rho u w \\ \rho u H \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ p \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

为了满足迎风格式的条件,AUSM+方法通过公共数值声速定义网格面上下游马赫数,通过该马赫数判断来流方向.在公式(2)中对流量项 $\mathbf{F}^c$ 在网格面上的离散形式可以表示为

$$\mathbf{F}_{i+\frac{1}{2},j,k}^c = m_{i+\frac{1}{2},j,k} \mathbf{U}_{i+\frac{1}{2},j,k}$$

式中 $m_{i+\frac{1}{2},j,k}$ 和 $\mathbf{U}_{i+\frac{1}{2},j,k}$ 分别为网格面上质量通量和速度.压力通量项 $\mathbf{p}$ 在网格面上的离散形式可以表示为

$$p_{i+\frac{1}{2},j,k} = p_i^+ p_i + p_i^- p_i$$

方程(1)中的黏性项,采用中心差分离散格式.方程(1)的时间离散采用Jameson提出的四阶Runge-Kutta方法^[7].

2 Spalart-Allmaras 湍流模型

原始S-A湍流模型适用于不可压缩流动的数值模拟,其原始公式参见文献[8].本文在原始湍流模型方程的基础上推导出了守恒形式的S-A湍流模型方程,并将它用于复杂内部流场的数值模拟中.

推导得到的守恒形式S-A湍流模型方程表达式如下:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \tilde{v}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \tilde{v}) = & \frac{1}{\sigma} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho (v_i + \tilde{v}) \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \right] \right\} + \\ & C_{b1} (1 - f_{t2}) \rho \tilde{S} \tilde{v} + \frac{C_{b2}}{\sigma} \rho \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} - \\ & \left[C_{w1} f_w - \frac{C_{b1}}{\kappa^2} f_{t2} \right] \rho \left(\frac{\tilde{v}}{d} \right)^2 \end{aligned} \quad (3)$$

公式中各具体参数可以参见文献[8].

3 计算结果及分析

3.1 Sajben 收缩扩散通道内跨声速流动

Sajben收缩扩散流道内的流动是三维跨声速黏性流动数值模拟的典型算例^[9],流道的剖面几何结构如图1所示,在 z 方向(即垂直于纸面方向)为1个单位长度.在给定进口总温、总压和来流方向的基础上可以设定不同的出口背压,对于不同的出口背压可得到不同强度的激波,在强激波情况下,激波下游会产生明显的流动分离现象.

本节主要在两种不同出口背压下对流道内的流动进行数值模拟并与实验结果进行比较。

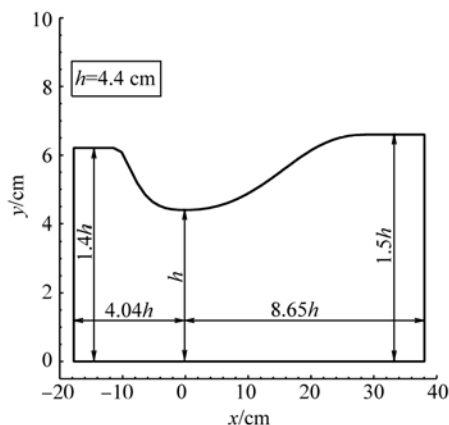


图 1 Sajben 收缩扩散通道几何结构

Fig. 1 Geometries of the Sajben converging-diverging duct

图 2 为 Sajben 流道计算网格示意图, 网格数为 $81 \times 51 \times 5$, 网格在上壁面和下壁面处加密, 在 z 方向均匀分布. 边界条件的设定: 进口总压为 1.35×10^6 Pa, 总温为 277.8 K, 进口气流角为 0° ; 出口处给定背压, 当背压为 110 661 Pa 时, 得到弱激波, 当背压为 97 216 Pa 时, 得到强激波。

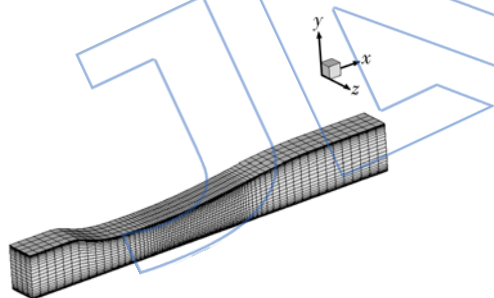


图 2 Sajben 流道计算网格

Fig. 2 Computational mesh for the Sajben duct

图 3 和图 4 分别为弱激波情况下流道下壁面和上壁面沿流向的压力分布, 图中可以看到, 计算得到的下壁面和上壁面处的压力与实验结果基本吻合, 激波出现的位置基本一致, 说明本文所使用的 AUSM+ 方法及 S-A 湍流模型对于激波的捕捉比较准确. 图 5 为弱激波情况下流道内的马赫数分布, 可以看到, 激波的宽度很窄 (大概 1~2 个网格的宽度), 说明 AUSM+ 方法对于激波的分辨率很高. 图 6 为弱激波情况下激波下游不同截面处的速度分布比较, 可以看出, 在主流区速度计算值与实验值相比有较小的差异, 这是因为数值模拟获得的激波强度偏高, 速度的阶跃较大, 使得

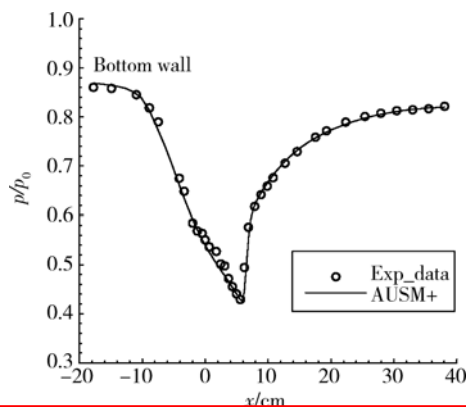


图 3 弱激波情况下 Sajben 流道下壁面压力分布

Fig. 3 Static pressure distribution along the bottom wall of the Sajben duct for the weak shock-wave case

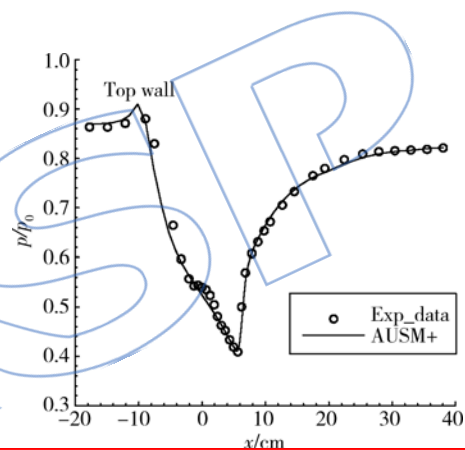


图 4 弱激波情况下 Sajben 流道上壁面压力分布

Fig. 4 Static pressure distribution along the top wall of the Sajben duct for the weak shock-wave case

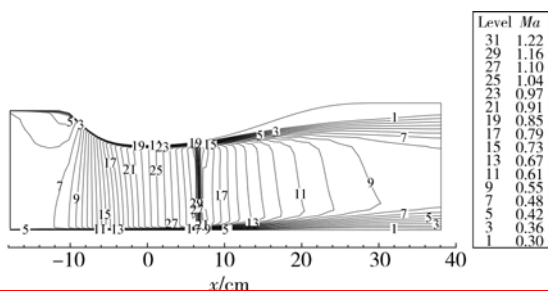


图 5 弱激波情况下 Sajben 流道内马赫数等值线图

Fig. 5 Mach number contours in the Sajben duct for the weak shock-wave case

激波后的速度偏小. 图 6 中不同截面处下壁面边界层内速度计算值与实验值基本一致; 而上壁面边界层内速度计算值与实验值比较可以看到, 在

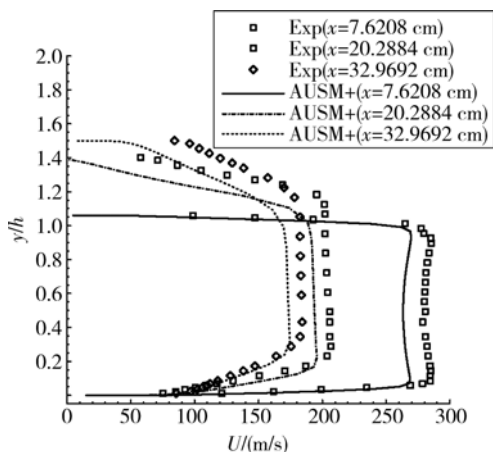


图6 弱激波情况下 Sajben 流道不同位置处速度剖面

Fig. 6 Velocity profiles at different locations in the Sajben duct for the weak shock-wave case

接近激波处两者基本一致,在远离激波处实验值略有差异,这是因为数值模拟结果中在上壁面出现了小区域分离。

图7和图8分别为强激波情况下流道下壁面和上壁面沿流向压力分布计算值与实验值的比较。从图中可以看到,相对于弱激波情况,激波强度增强,激波位置后移。计算得到的压力分布值与实验值基本吻合,激波出现的位置也基本一致。图9为数值模拟得到的流线图,可以清晰看到在上壁面附近,激波下游出现的较大分离区域。图10是计算得到的马赫数等值线图,从图中可以看到激波宽度很窄,也可以清晰看到激波后上壁面附近的分离区。图11给出了激波下游速度分布模拟值与实验值的比较,在主流区,模拟值与实验值接近但前者略小于后者,这也是因为模拟得到的激波强度略强于实验值造成的。在边界层内,下壁面边界层内速度分布的模拟值与实验值基本一致;上壁面边界层内,在激波下游接近激波位置处(如 $x=12.6808$ cm 和 $x=20.2884$ cm)速度分布接近,离激波较远位置处(如 $x=27.8961$ cm 和 $x=32.9692$ cm)速度分布有较明显差异,这是因为在激波下游出现大的分离区引起的,模拟得到的分离起始点和实验分离起始点接近,而再附着点在流向方向计算值比实验值略靠后。也就是说在分离区之前或者分离区靠前部分两者的速度分布一致而在分离区靠后部分速度模拟值与实验值有差异。对于流动分离及分离区大小的准确模拟,是与湍流模型有关的,本文算例说明 S-A 模型能够预测激波后的流动分离,但存在一定的误差。

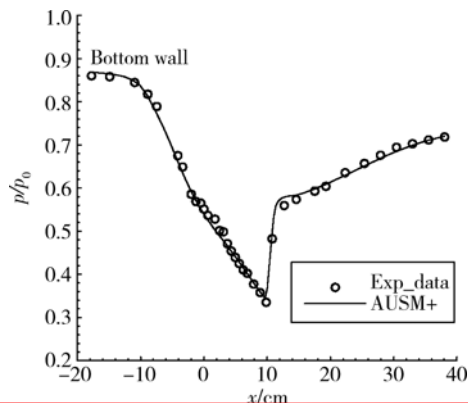


图7 强激波情况下 Sajben 流道下壁面压力分布

Fig. 7 Static pressure distribution along the bottom wall of the Sajben duct for the strong shock-wave case

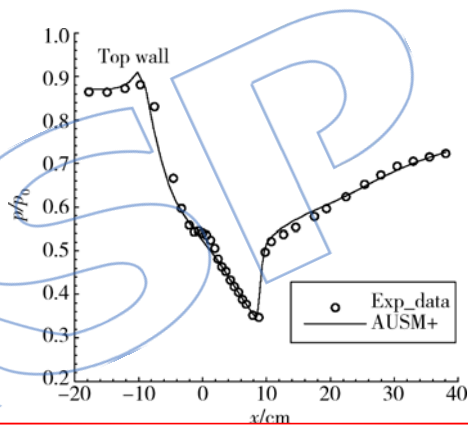


图8 强激波情况下 Sajben 流道上壁面压力分布

Fig. 8 Static pressure distribution along the top wall of the Sajben duct for the strong shock-wave case

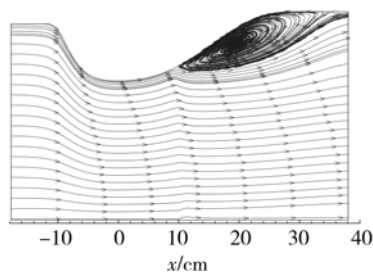


图9 强激波情况下 Sajben 流道内流线图

Fig. 9 Streamlines in the Sajben duct for the strong shock-wave case

3.2 透平静叶内流动

叶栅流道内的流动是典型的全三维复杂内部流。本节采用前文所述的方法对文献[12]中的高速透平静叶排内部流动进行了数值模拟,并与实验结果以及 CFX 软件的模拟结果进行了比较。

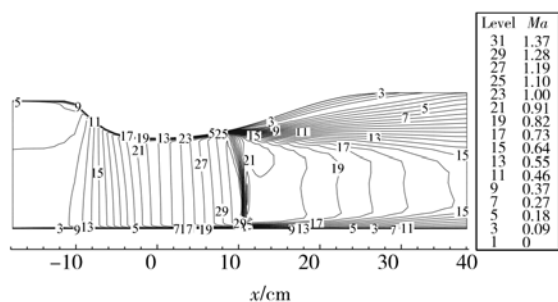


图10 强激波情况下 Sajben 流道内马赫数等值线图

Fig. 10 Mach number contours in the Sajben duct for the strong shock-wave case

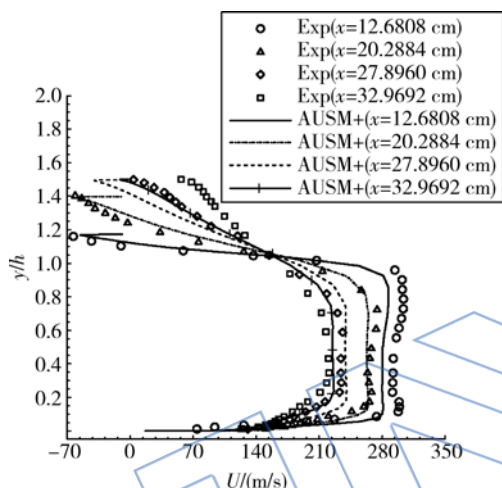


图11 强激波情况下 Sajben 流道不同位置处速度剖面

Fig. 11 Velocity profiles at different locations in the Sajben duct for the strong shock-wave case

整个计算域采用了 H 型网格. 为了分析计算网格对于模拟结果的影响, 采用了四种不同的计算网格, 网格数在三个方向上按一定比例增加, 这四种网格的具体网格数见表 1. 图 12 为计算所采用的典型网格示意图.

表 1 四种网格的网格数

Table 1 Mesh dimensions for the four cases

网格情况	网格数
Case_1	113×25×25
Case_2	129×33×33
Case_3	169×43×43
Case_4	219×55×55

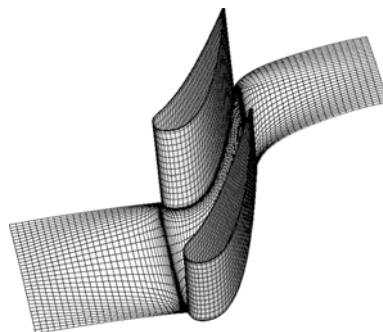


图12 静叶通道计算网格示意图

Fig. 12 Computational meshes for the stator passage

图 13~图 15 为采用四种网格计算得到的 4%, 50% 和 96% 叶高处叶片表面的速度系数分布及相应的实验结果. 从图中看出, 在不同叶高处

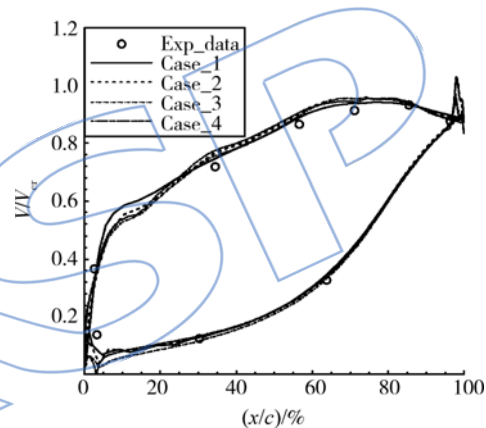


图13 4%叶高处叶片表面速度系数分布比较 (四种网格)

Fig. 13 Velocity coefficient distributions on the blade surface at 4% span (four cases)

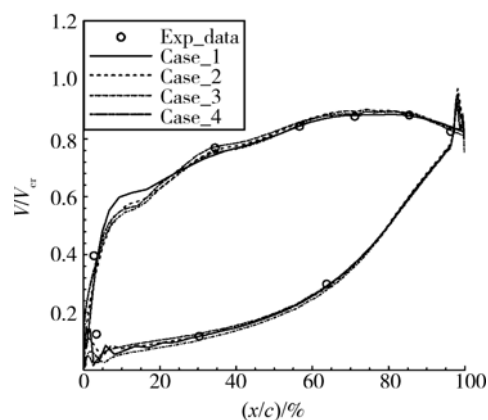


图14 50%叶高处叶片表面速度系数分布比较 (四种网格)

Fig. 14 Velocity coefficient distributions on the blade surface at 50% span (four cases)

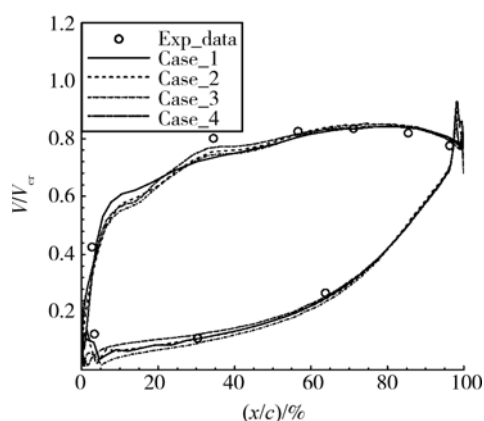


图 15 96%叶高处叶片表面速度系数分布比较
(四种网格)

Fig. 15 Velocity coefficient distributions on the blade surface at 96% span
(four cases)

采用四种不同疏密网格得到的速度系数分布存在较小的差异,但都与实验值非常接近,尤其是采用后三种网格.

图 16~图 18 为采用第三种网格及 CFX 软件和本文方法,计算得到的 4%,50%和 96%叶高处速度系数分布及其与实验结果的对比.从图中可以看到,CFX 软件和本文方法得到的结果很接近,并且都与实验结果基本吻合.图 19 为 CFX 软件和本文方法计算得到的静叶出口沿叶高的相对总压损失 $\frac{p_{01}-p_{02}}{p_{01}}$ 分布.从图中可以看到,两者在静叶上端壁和下端壁的边界层内总压损失分布很接近,在主流区总压损失分布存在较小的差异.

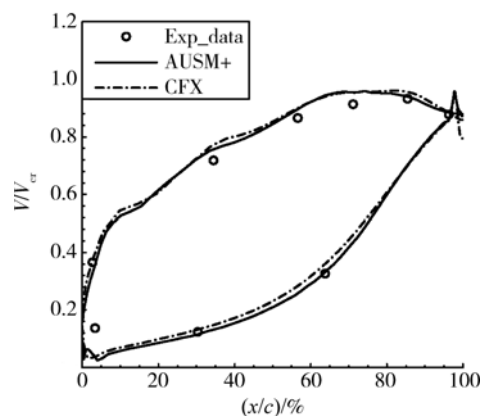


图 16 4%叶高处叶片表面速度系数分布比较
(采用第三种网格)

Fig. 16 Comparisons of velocity coefficient distributions on the blade surface at 4% span (case_3)

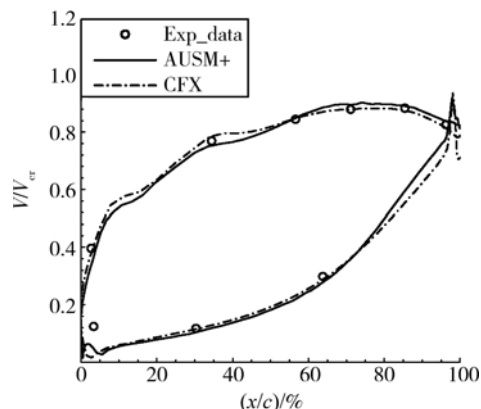


图 17 50%叶高处叶片表面速度系数分布比较
(采用第三种网格)

Fig. 17 Comparisons of velocity coefficient distributions on the blade surface at 50% span (case_3)

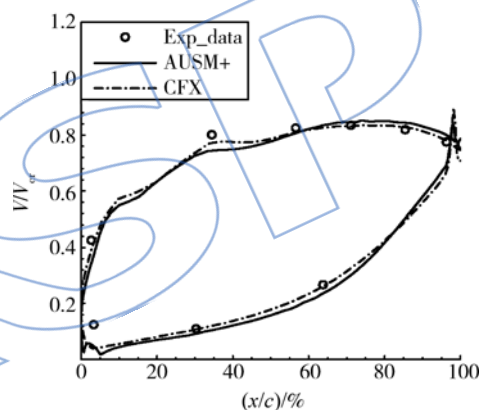


图 18 96%叶高处叶片表面速度系数分布比较
(采用第三种网格)

Fig. 18 Comparisons of velocity coefficient distributions on the blade surface at 96% span (case_3)

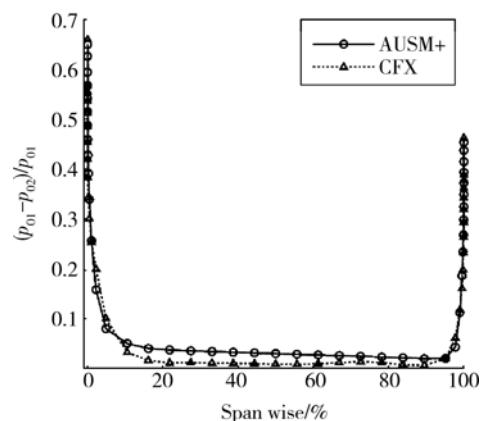


图 19 静叶出口总压损失沿叶高分布比较
Fig. 19 Comparisons of total pressure loss distributions along the span at stator exit

4 结 论

本文采用 AUSM+方法及 S-A 湍流模型,自主开发了三维 RANS 方程求解程序,分别对 Sajben 收缩扩散流道的流动以及文献[12]中的高速透平静叶内部流动进行了数值模拟,并与相应的实验结果或 CFX 计算结果进行了对比。主要结论如下:

1) 采用 ASUM+方法及 S-A 湍流模型可以准确计算管道或叶片排内部流动的壁面压力分布,对管道内激波的分辨率比较高,包括激波位置及激波强度。

2) 对于管道内跨声速流动,本文方法可以准确计算零曲率壁面(下壁面)激波前后的边界层速度分布,以及有曲率壁面(上壁面)激波前的边界层速度分布,但对于有曲率壁面激波后的流动,计算得到的速度分布与实验结果相比略有差异。

3) 对于叶片排内部流动,当采用相同的计算网格时,本文方法计算得到的叶片表面速度分布及叶片出口总压损失分布的准确度与商业软件 CFX 相当。

参考文献:

- [1] Steger J L, Warming R L. Flux vector splitting of the inviscid gasdynamic equations with application to finite difference methods[J]. Journal of Computational Physics, 1981, 40(2): 263-293.
- [2] Roe P L. Approximate Riemann solvers, parameter vectors and difference scheme[J]. Journal of Computational Physics, 1981, 43(2): 357-372.
- [3] Van Leer B. Flux vector splitting for the Euler equations [J]. Lecture Notes in Physics, 1982, 170: 507-512.
- [4] Liou M S, Steffen C J, Jr. A new flux splitting scheme[J]. Journal of Computational Physics, 1993, 107(1): 23-39.
- [5] Liou M S. Ten years in the making-AUSM-family [R]. AIAA Paper 2001-2521-CP, 2001.
- [6] Liou M S. A sequel to AUSM: AUSM+ [J]. Journal of Computational Physics, 1996, 129(2): 364-382.
- [7] ZHA Gecheng, HU Zongjun. Calculation of transonic internal flows using an efficient high resolution upwind scheme[R]. AIAA Paper 2004-1097, 2004.
- [8] HU Zongjun, ZHA Gecheng. Simulation of 3D flows of propulsion systems using an efficient low diffusion ECUSP upwind scheme[R]. AIAA Paper 2004-4082, 2004.
- [9] Jameson A, Schmidt W, Turkel E. Numerical solution of the Euler equations by finite volume methods using Runge-Kutta time-stepping schemes[R]. AIAA Paper 1981-1259, 1981.
- [10] Spalart P R, Allmaras S R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows[R]. AIAA Paper 92-0439, 1992.
- [11] Bogar T J, Sajben M, Kroutil J C. Characteristic frequencies of transonic diffuser flow oscillations[J]. AIAA Journal, 1983, 21(9): 1232-1240.
- [12] Goldman L J, Seasholtz R G. Laser anemometer measurements and computations in an annular cascade of high turning core turbine vanes[R]. NASA Technical Paper 3252, 1992.