

激波—边界层—分离流 相互干扰三维湍流的数值模拟

北京航空航天大学 韩振学* 方 韧 纪永春

【摘要】 本文采用数值方法求解时间相关三维可压缩雷诺平均 Navier-Stokes 方程组, 模拟激波—边界层—分离流相互干扰三维湍流流动。湍流模型为 Badwin-Lomax 两层代数模型, 改进后用于三维内流问题。采用单元中心有限体积法离散流场控制方程, Van Leer 矢通量格式计算无粘通量, 中心差分法计算粘性通量, LU SGS 时间推进格式计算定常流场。本文以二元跨音速扩压器内三流动为算例, 数值模拟较强激波—边界层—分离流相互干扰三维湍流流动, 并与实验结果进行了比较。数值模拟结果, 在激波强度、分离点位置和再附点位置等方面, 与实验结果吻合较好。

主题词: 激波 边界层 分离流 相互作用 数值模拟

分类号: V211

1 前 言

激波与边界层的相互干扰对压缩系统的气动性能有非常重要的影响。从流体力学角度来看, 跨音速压缩系统内部流动是一种抵抗着较强逆压梯度的流动, 所以边界层极易发生分离, 而分离流动严重影响压缩系统工作性能。跨音速进气道内部的分离流动将造成压力恢复的减少、流场畸变的增加, 甚至会诱导进气道的不起动等不良后果; 跨音速风扇和压气机的最高效率和最大负荷性能都几乎处于即将发生分离的时刻, 并且叶轮机械的失速也与跨音激波/边界层相互作用有关。因此, 准确预估激波与边界层相互干扰流动, 对压缩系统的气动设计是至关重要的。最近十年, 计算流体动力学的研究工作有了长足进展, 出现了一些数值计算跨音速流动的高精度高分辨率迎风差分格式, 如 Godunov 类型格式^[1], Roe 格式^[2]和 Van Leer 格式^[3]。这些方法不同于中心差分加人工粘性的方法, 它们以 Riemann 初值问题的精确解为基础, 通过引入 Riemann 近似解或简化解, 使得数值计算的构造与物理问题的性质密切相关, 计算方法稳定可靠, 所以目前已被广泛采用。作者采用 Van Leer 矢通量分裂数值格式和两种不同湍流模型研究了扩压器内二维激波—边界层—分离流相互干扰三维湍流流动^[4]。本文工作是前一工作的继续和发展, 数值研究扩压器内激波—边界层—分离流相互干扰三维湍流流场。

2 数值计算格式

描写流体平均运动的 Navier-Stokes 方程可以写成如下的积分形式:

1997 年 2 月收稿, 1997 年 12 月收到修改稿。

* * 男 36 岁 博士 副教授 北京航空航天大学 404 教研室 100083

$$\frac{\partial}{\partial t} \oint_{\Omega} dv + \oint_{\Omega} (F - F^v)' ds = 0 \quad (1)$$

这里, Ω 代表流场中任一微元体, 其体积是 dv ; s 代表微元体的表面, 其微元面积矢量是 ds 。 $Q = (\rho, \rho \vec{V}, \rho E)$ 代表流场变量, $F = (\rho \vec{V}, \rho \vec{V} \otimes \vec{V} + p \vec{I}, \rho E \vec{V} + p \vec{V})$ 代表无粘矢通量项, $F^v = (0, \bar{\tau}_x + \bar{\tau}_x, (\bar{\tau}_x + \bar{\tau}_x) \vec{V} - \bar{q}_x \vec{q}_x)$ 是粘性矢通量项。

本文采用有限体积方法离散三维可压缩雷诺平均 Navier-Stokes 方程 (1), 计算体积平均流场变量 $\bar{Q} = \oint_{\Omega} dv / \Omega$, 并且定义为单元中心点处的流场值。方程 (1) 的时间导数项用 LUSGS^[5] 格式离散, 采用空间变时间步长方法加速定常解的收敛速度。

在数值计算方程 (1) 中的面积分时, 采用 Van Leer 矢通量分裂方法计算 F_v , 采用中心差分方法计算。Van Leer 提出的分裂通量方法是将矢通量 F 分裂成两个亚通量:

$$F = F^+ (Q^-) + F^- (Q^+) \quad (2)$$

式中 Q^- 和 Q^+ 分别为单元界面处迎风和顺风侧的流场值。设单元面的外法向面积向量为 ds , M_n 是单元界面处法向马赫数, 则通过该面的无粘通量为 $F_n = F \cdot ds$ 。当 $M_n \geq 1$ 时, $F_n^+ = F_n$, $F_n^- = 0$; 当 $M_n \leq -1$ 时, $F_n^+ = 0$, $F_n^- = F_n$; 当 $|M_n| < 1$ 时, F^+ 和 F^- 由 Van Leer “数值通量” 给出^[6]。 Q^- 和 Q^+ 分别由三阶偏向迎风 MUSCL 格式计算^[6]。

计算有粘通量 F_v 时需要计算单元界面处的速度 $\vec{V}$, 粘性系数 μ 和 μ_T , 速度梯度 $\nabla \vec{V}$ 和温度梯度 ∇T 。单元界面处的速度 $\vec{V}$, 粘性系数 μ 和 μ_T 由界面两侧单元中心值算术平均得到, 而梯度一般利用奥斯公式进行计算:

$$\nabla \vec{V} = \frac{1}{\Omega} \oint_{\Omega} \vec{V} \otimes ds, \quad \nabla T = \frac{1}{\Omega} \oint_{\Omega} T ds \quad (3)$$

粘性流动特别是具有较强激波/边界层相互干扰粘性流动的数值模拟, 湍流模型是影响数值模拟结果的重要因素之一。由于不可能找到一种通用的湍流模型, 人们在各自的研究问题中采用不同的湍流模型。本文采用 Baldwin-Lomax^[7] 两层代数湍流模型, 计算三维跨音速湍流的涡粘性系数 μ_T 。具体做法是, 将每个流向横截面分为两对壁面 (上下壁面 NS 、左右壁面 EW), 分别采用 Baldwin-Lomax 模型计算各点处的湍流涡粘性系数 μ_T^{NS} 和 μ_T^{EW} , 以离开物面的距离加权计算流向横截面内的湍流涡粘性系数:

$$\mu_T = (1 - f) \mu_T^{EW} + f \mu_T^{NS}, \quad f = \frac{1/d_{NS}}{1/d_{NS} + 1/d_{EW}} \quad (4)$$

式中, d_{NS} 是距离上下壁面的最小距离, d_{EW} 是距离左右壁面的最小距离。

3 计算结果及分析

为了检验本文计算方法的准确性, 我们以 Sajben & Bogar^[8] 几何二元跨音速扩压器为研究对象, 数值模拟扩压器内部激波—边界层—分离流相互作用三维粘性跨音速流场。

图 1 是扩压器的几何示意图。该扩压器几何上是二维的, 两侧板是平行平板, 宽度为 178 mm; 底板也是平板, 而上壁面为一曲面, 构成收缩—扩张通道。喉道高度

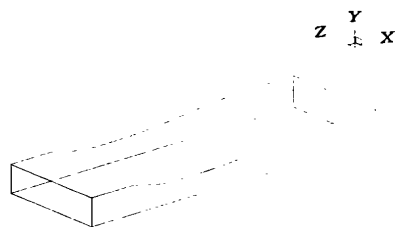
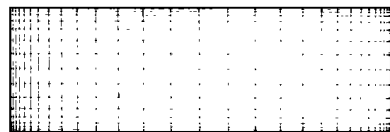


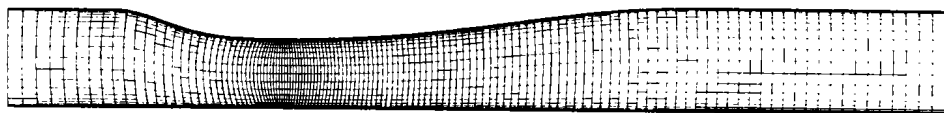
图 1 扩压器几何示意图

为 $H = 44 \text{ mm}$, 进口高度为 63 mm , 出口高度为 67 mm 。实验时, 气源滞止气流条件为: 总压 $p_0^* = 135.0 \text{ kPa}$, 总温 $T_0^* = 292 \text{ K}$ 。以滞止气流条件和喉道高度为特征尺度的雷诺数 $Re = 0.33917 \times 10^6$ 。

数值计算时, 流向计算域为 $\bar{X} (= X/H) = 4.0$ 到 $X/H = 10.0$, $\bar{X} = 0.0$ 为喉道位置。扩压器内网格单元划分采用 TTM/代数方法, 横截面和流向平面内的网格如图 2(a) 和图 2(b) 所示。三维网格点数为 $97 \times 37 \times 37 = 132793$, 在流向平面内, 网格间距从喉道开始逐渐加大,



(a)



(b)

图 2 网格划分 (a) 横截面内的网格 (b) 流向截面内的网格

向扩压器进出口延伸; 在横截面内, 网格线向壁面附近高度拉伸, 保证在壁面附近很薄的湍流边界层有足够的网格点。

扩压器内部三维粘性流场数值计算的边界条件是这样处理的: 在计算域的上游边界上(也就是扩压器的进口截面处), 给定滞止压力 p_0^* 和滞止温度 T_0^* , 并且假设气流方向平行于 X 坐标轴; 在计算域的下游边界上(也就是扩压器的出口截面处), 给定静压 p_b 。在物面上, 给定速度为零, 当地温度为滞止温度 T_0^* , 当地法向压力梯度为零, 当地密度由状态方程计算得到。

在本文的数值计算中, 扩压器出口压比 $R_p \equiv p_b/p_0^* = 0.72$ 。实验测量发现, 此时扩压器内激波—边界层—分离流相互作用较强。

流场计算程序在 Pentium Pro(Intel 180MHz CPU, 128MB 内存) 双 CPU 微机上运行。每计算一个时间步, 约需 20 秒 CPU 时间(即, 每个网格点每计算一个时间步约需 $85 \mu\text{s}$)。计算 2000 个时间步残差可降四个量级, 得到流场的收敛解。收敛速度明显高于中心差分方法(文献[9] 计算类似问题, 计算 5000 个时间步残差仅降三个量级)。

图 3 是扩压器上表面中心线上压力(静压/ p_{i0})沿流向分布。数值计算得出的压力分布, 在大部分地区与实验结果符合很好, 但在激波后一段范围有较大差异, 这与代数湍流模型的准确性有关。数值模拟得到激波在上壁面的位置是 $\bar{X} = 2.0$, 与实验测量值一致。

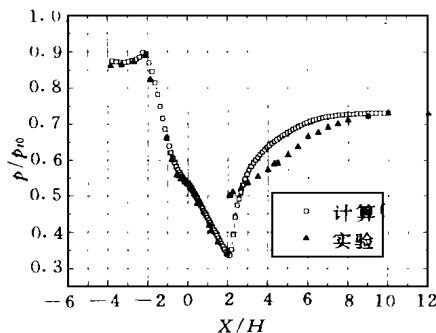


图 3 上壁面压力分布

图 4 给出了侧板间中心截面内等马赫数线分布。实验测得主流区激波前的马赫数为 1.35, 本文数值计算结果是 1.34, 与实验值基本一致。从该图中同时可以看出, 在给定的出口压力条件下, 扩压器内激波—边界层相互作用很强, 激波弯曲严重, 激波后上下壁面边界层都

急剧加厚,上壁面更严重。从图 5 中所示的喉道后流线图可以清楚地看到,上壁面激波后,边界层在 $\bar{x} = 2.1$ 处开始分离,在 $\bar{x} = 6.0$ 处再附。实验结果是,边界层在 $\bar{x} = 2.0$ 处开始分离,在 $\bar{x} = 6.0$ 处再附。可见,数值计算结果很好地模拟了激波—边界层—分离流相互作用情况,激波后边界层分离的起始位置和再附位置均与实验结果符合较好。

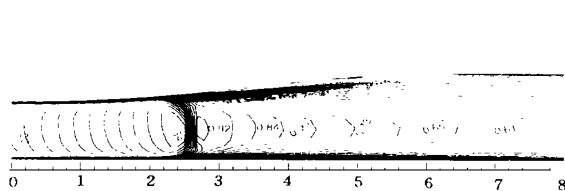


图 4 中心平面内等马赫数线分布

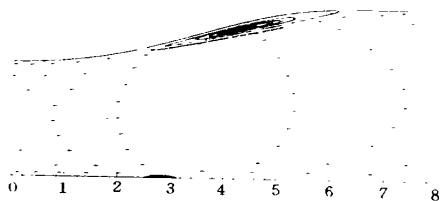
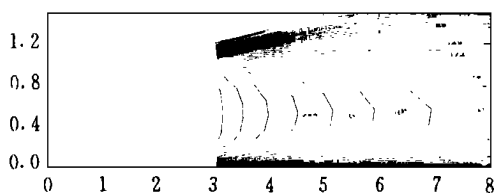
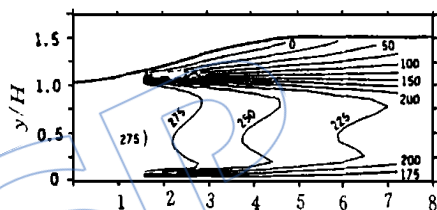


图 5 中心平面内流线



(a) 计算



(b) 实验

图 6 中心平面内流向速度等值线(a)计算(b)试验

图 6 中是激波后两侧板间中心平面内流向速度(x 方向速度分量)等值线分布。可以看到,数值模拟结果与实验结果基本符合。这说明本文的数值计算方法和湍流模型基本准确、有效地模拟了较强激波—边界层—分离流相互作用情况下流场的基本特征。

图 7 是从扩压器喉道开始到扩压器出口五个横截面内的等马赫线分布。本文所研究的扩压器几何上是二维的,两平行侧板间压力分布变化不大(本文未给出图示)。但是,比较不同截面内等马赫数线分布可以看出,扩压器上下及两侧板间上下壁之间边界层厚度,在喉道后很快增厚,具有很强的三维性。在出口截面上,主流的马赫数为 0.61,实验在 $X/H = 30$ 出口处测得的主流马赫数为 0.62。

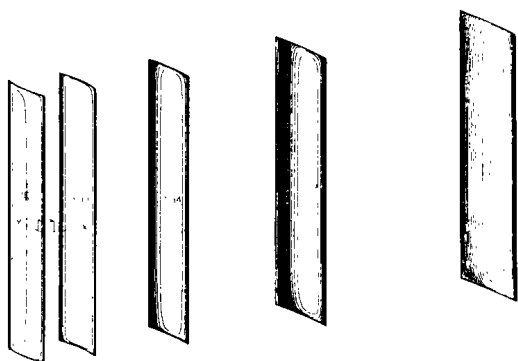


图 7 喉道后横截面内等马赫数线分布

4 结 论

本文采用有限体积方法,数值求解时间相关三维可压缩雷诺平均 Navier-Stokes 方程组,模拟激波—边界层—分离流相互干扰湍流流动。在强激波—边界层相互干扰条件下,数值模拟了扩压器内三维湍流流动,并与实验结果进行了比较。数值模拟结果,在激波强度、分离点

位置和再附点位置等方面,与实验结果吻合较好,但激波后压力分布与实验结果有一定偏差。

在本文的流场模拟算例中,激波—边界层—分离流相互干扰较强,流场结构复杂,并且是三维湍流。尽管如此,本文所采用的迎风差分/LUSGS 数值离散格式,在 2000 个时间步内,残差可下降四个量级得到收敛解,收敛速度较快。

湍流模型是跨音速湍流数值模拟的关键因素之一。大量的实际跨音速湍流问题数值模拟结果证实,现有湍流模型定量上的精度相差无几,但计算量相差较多,以代数涡粘性模型计算量最小。这是本文采用代数模型的初衷。本文的数值模拟结果基本上是可接受的,无论是在定性上还是定量上。

参 考 文 献

- 1 Harten A, Lax P P, Van Leer B. On Upstream Difference and Godunov - Type Schemes for Hyperbolic Conservative Laws. SIAM Rev. 25, 1983
- 2 Roe P L. Characteristic- Based Schemes for the Euler Equations. Ann. Rev. Fluid Mech. 1986
- 3 Van L B. Flux- Vector Splitting for the Euler Equations. ICASE Rept. 82- 30, 1982
- 4 韩振学等. 扩压器内跨音速湍流的数值模拟. 航空动力学报, 1997, 12(3): 279- 282
- 5 Yoon S, Jameson A. Lower- Upper Symmetric Gauss- Seidel Method for the Euler Equations and Navier- Stokes Equations. AIAA Journal, 1988, 26(9):
- 6 Anderson W K, Thomas J L, Van L B. Comparison of Finite Volume Flux Vector Splitting for the Euler Equations. AIAA Journal, 1986, 24(9):
- 7 Baldwin B S, Lomax H. Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows. AIAA Paper- 78- 257, 1978
- 8 Bogar T J, Sajben M, Kroutil J C. Characteristic Frequency and Length Scale in Transonic Diffuser Flow Oscillations. AIAA- 81- 1291, 1981
- 9 Cambier L, Escande B. Navier- Stokes Simulation of a Shock Wave- Turbulent Boundary Layer Interaction in a Three- Dimensional Channel, AIAA- 89- 1851

(责任编辑 杨再荣)

更正 十三卷第一期 43 页图 2 与图 3 互换, 67 页图 2 与图 5 互换。

NUMERICAL SIMULATION OF THREE DIMENSIONAL SHOCK WAVE- BOUNDARY LAYER- SEPERATED FLOW INTERACTIONS

Han Zhenxue, Fang Ren, Liu Zhijian

(4th Dept. Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083)

ABSTRACT

Three dimensional turbulent flows with strong shock wave - boundary layer - seperated flow interactions are numerically simulated. Time- dependent compressible Navier - Stokes equations in conjunction with Baldwin - Lomax turbulence model are discrete with finite volume method and LUSGS time marching scheme to get the steady flowfields. Inviscid flux and viscous flux on the control volume surfaces are calculated with Van Leer flux vector splitting scheme and central difference scheme separately. The numerical methods are valid for 3D transonic flow through a diffuser. The computational results are in a good agreement well with the experimental data of Mach number before the shock wave, separation and reattachment positions.

Key Words Shock wave Boundary layer Separated flow interaction
Numerical simulation

CALCULATION OF FLOWFIELDS WITH MULTI- UNSTRUCTURED GRIDS

Han Zhenxue, Fang Ren, Liu Zhijian

(4th Dept. Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083)

ABSTRACT

Two dimensional transonic flows are simulated by solving Euler equations with finite volume method numerically. Multi- Unstructured grid technique is used to accelerate the three- stages time marching convergence. Multi- Unstructured grid generation technique and interpolation method are investigated. As an example, 2D transonic flows around NACA 0012 airfoil are calculated with the present method.

Key Words Computation fluid mechanics Grids interpolation methods

ANALYSIS OF CONTROL SCHEDULES FOR HIGH THRUST- WEIGHT RATIO TURBOFAN ENGINE

Zhu Zhili and Li Dong

(4th Dept. Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083)

ABSTRACT

It is important to design a suitable control schedule for aircraft engine in order to exploit its full performance potentiality and to enhance its reliability. Comparison and analysis of uninstalled performance of engine with different control schedules are carried out in this paper. The result indicates that the control schedules for the modern high thrust- weight ratio turbofan are superior significantly to the traditional control schedules of