

N-S 方程在非结构网格下的求解

曾扬兵 沈孟育 王保国 刘秋生

(清华大学工程力学系, 北京 100084)

摘要 在 Roe 的矢通量差分分裂的基础上, 吸收了 NND 格式的优点, 提出了一种非结构网格下求解 Euler 方程和 N-S 方程的高分辨率高精度迎风格式。这种格式具有捕捉强激波和滑移线的良好性能。在时间方向上采用了显式和隐式两种解法。文中还给出了自适应技术。最后, 成功地完成了 GAMM 超音速前台阶绕流、二维平板无粘激波反射、三维 Hobson 叶栅流动、VKI 叶栅流动、C3X 叶栅流动的数值模拟, 得到了满意的结果。

关键词 N-S 方程, 非结构网格, Roe 矢通量差分分裂, NND 格式

引言

近年来, 用非结构网格求解 Euler 方程和 N-S 方程发展得相当快^[1~3], 主要是因为非结构网格在求解具有复杂边界的流动中, 较结构网格有更大的优越性, 而且其随机的计算点分布, 更易于作网格的自适应。非结构网格主要用于有限体积法和有限元法, 尤其以有限体积法发展更为迅速。应用非结构网格构造格式时, 一较大困难在于如何抑制激波附近的非物理波动。本文吸收了 NND 格式的优点, 在构造高精度格式时, 梯度选取为一侧梯度与两侧梯度的算术平均中绝对值较小者, 限制直接对原始变量进行, 因此大大减少了计算量。几个典型算例表明: 该格式计算稳定, 收敛较快, 并且对激波和滑移线等具有较高的分辨率。

1 离散方程组的建立

积分形式的控制方程为

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\Omega} Q dV + \iint_{\partial\Omega} f \cdot n dS = 0 \quad (1)$$

其中 $Q^T = [\rho, \rho u, \rho v, \rho w, e]^T$, f 为粘性和无粘通量矢量 (见文献 [5]), Ω 为控制体, $\partial\Omega$ 为控制体边界面, n 为 $\partial\Omega$ 的外法线方向单位矢量。规定物理量置于网格中心, 每个网格为一控制体单元, 我们对单元 i 积分, 有

$$V_i \frac{\partial Q_i}{\partial t} + \sum_{j=nb(i)} (f_{i,j} \cdot n_{i,j}) S_{i,j} = 0 \quad (2)$$

上式中, V_i 为单元 i 体积, $nb(i)$ 表示单元 i 的相邻单元, 下标 ' i, j ' 表示单元 i 与单元 j 的交界面, $f_{i,j}$, $n_{i,j}$, $S_{i,j}$ 分别表示界面 i, j 的通量矢量, 外法线单位矢量, 面积。其中,

通量 $(f_{i,j} \cdot n_{i,j})$ 可以分为两部分来计算

$$f_{i,j} \cdot n_{i,j} = F_{i,j}^I + F_{i,j}^V \quad (3)$$

其中第一部分 $F_{i,j}^I$ 为对流项构成的无粘通量, 第二部分 $F_{i,j}^V$ 为粘性项构成的粘性通量

2 通量的计算

2.1 无粘通量 $F_{i,j}^I$ 的计算

我们采用 Roe 矢通量差分裂^[6], 有

$$F_{i,j}^I = [F_L^I + F_R^I - |A_{\text{Roe}}| (Q_R - Q_L)] / 2 \quad (4)$$

其中, L, R 分别为边界左、右的物理状态, A_{Roe} 为 Roe 平均下的物理状态所对应的无粘通量雅可比矩阵 $\partial F^I / \partial Q$. 在本文中, 为方便粘性通量计算, 以 q 作为变量

$$q = [\rho, u, v, w, p]^T \quad (5)$$

利用 q 与 Q 的关系, 方程 (4) 可写成 q_L, q_R 为变量的表达式. 对于一阶精度格式, 物理量在单元内是均匀的, 有

$$q_L = q_i, \quad q_R = q_j \quad (6)$$

要构成高精度格式, 必须给出 q_L, q_R 的高精度表达式. 我们假设物理量在单元内呈线性分布

$$\psi = \psi_A + (\nabla \psi)_A \cdot r \quad (7)$$

其中, r 为单元中心 A 到点 (x, y) 的距离矢量, $\nabla \psi$ 为单元内的梯度, 由高斯定理, 有

$$\nabla \psi = \frac{1}{V_\Omega} \oint_{\partial\Omega} \psi n \, dS \quad (8)$$

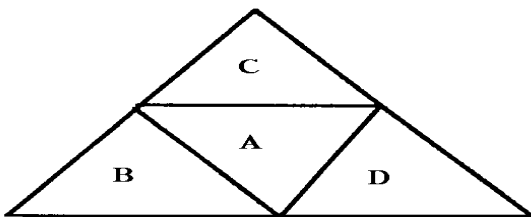


图1 单元分布示意图
Fig. 1 Distribution of grid cells

上式中, Ω 为包围单元中心的封闭体, $\partial\Omega$ 为 Ω 的边界面. 在二维情况下, 如图1所示, 计算 A 点梯度, 选择 $C \rightarrow B \rightarrow D \rightarrow C$ 作为积分路径, 选择积分路径时, 应注意其一定要包围计算点, 这需要在网格生成时给予注意. 求出 ∇q 后, q_L, q_R 的二阶表达式可给出如下

$$q_L = q_i + (\nabla q)_i \cdot r_{ik}, \quad q_R = q_j + (\nabla q)_j \cdot r_{jk} \quad (9)$$

上式中, k 为界面 ij 中心. 将式 (9) 代入式 (4), 即可求得无粘通量 $F_{i,j}^I$. 显然, $F_{i,j}^I$ 将保持严格二阶精度.

我们知道, 在可压缩流动的计算中, 对各类间断的捕获一直是一个重要的问题, 在应用非结构网格的计算中, 同样如此. 在非结构网格发展的早期, 人们主要通过加入人工粘性

的方法, 来抑制间断附近的非物理振荡。加入人工粘性, 必须较好地控制人工粘性系数, 这相当不方便, 尤其在边界层计算中, 人工粘性引入得不恰当, 有可能掩盖真实物理粘性。近年来, 结构网格中成熟的差分格式 TVD^[1], 迎风^[2], NND^[3], ENO^[7]等都在非结构网格中得到了应用。TVD 格式的计算量大; NND 格式需要计算通量中 30 个分量的梯度, 计算量也较大; 由于非结构网格失去了方向性, ENO 格式的构造很不方便。在粘流计算中, 由于边界层内网格细长比较大, 效果不好, TVD 格式也有类似缺点。因此, 本文采用了计算量相对较小的迎风格式。与结构网格中的迎风格式不同, 它通过限制物理量的梯度, 保证物理量在单元内的分布具有单调性, 从而达到抑制间断附近非物理振荡的目的。目前, 梯度限制的方法主要有两种。一种方法是针对单元内压力梯度方向的特征变量来进行, 即首先由原始变量计算出特征变量, 对特征变量进行限制后, 再由此计算出限制后的原始变量梯度^[2]。该方法对激波等间断捕获性能好, 但需要进行两次矩阵计算, 计算量极大。另一种方法是直接针对原始变量进行, 该方法计算量小, 但在激波强度较大的情况下效果不好。为了解决这一问题, 我们提出了一种新的确定 q_L , q_R 的方法, 其中引入了 NND 格式的优点。构造高精度格式时, 梯度选取为一侧梯度与两侧梯度的算术平均中绝对值较小者, (9) 式变为

$$\begin{aligned} q_L &= q_i + \min \text{mod}(\nabla q_i^*, (\nabla q_i^* + \nabla q_j^*)/2) \cdot r_{ik} \\ q_R &= q_j + \min \text{mod}(\nabla q_j^*, (\nabla q_i^* + \nabla q_j^*)/2) \cdot r_{jk} \end{aligned} \quad (10)$$

这样, 我们对物理量的梯度限制只须采用简单的单调性限制, 即保证物理量在单元内的分布值不超过其相邻单元中心处的值决定的范围。我们针对原始变量进行, 以二维情况中的图 1 为例, 可表述如下

$$\nabla q_A^* = \Phi_A \nabla q_A, \quad \Phi_A = \min(\Phi_m) \Big|_{m=nb(A)} \quad (11)$$

$$\Phi_m = \begin{cases} 1 & (\Delta q_{Ak} = 0) \\ \min \left\{ 1, \frac{\Delta q^m_{\text{ax}_A}}{\Delta q_{Ak}} \right\} & (\Delta q_{Ak} > 0) \\ \min \left\{ 1, \frac{\Delta q^m_{\text{in}_A}}{\Delta q_{Ak}} \right\} & (\Delta q_{Ak} < 0) \end{cases}$$

上式中

$$\begin{aligned} \Delta q^m_{\text{ax}_A} &= \max(\Delta q_{AB}, \Delta q_{AC}, \Delta q_{AD}, 0), \quad \Delta q^m_{\text{in}_A} = \min(\Delta q_{AB}, \Delta q_{AC}, \Delta q_{AD}, 0), \\ \Delta q_{Ak} &= q_A - q_k, \quad \Delta q_{AB} = q_B - q_A, \quad \Delta q_{AC} = q_C - q_A, \quad \Delta q_{AD} = q_D - q_A \end{aligned}$$

m 为单元 A 的相邻单元 ($m = B, C, D$), k 为单元 A 与 m 的边界面中心, q_k 由 (7) 式求得。 ∇q_j 由 (8) 式求得后, 用 (11) 式加以限制得到 ∇q_j^* , 代入 (10) 式即可得到 q_L , q_R 。经计算实践证明, 该方法计算快速稳定, 并且由于保证了物理量在单元内分布的单调性, 对激波间断、接触间断捕获性能好。

2 2 粘性通量 $F_{i,j}^V$ 的计算

计算粘性通量,最主要的是先计算出速度梯度和压力及密度梯度 由 (3-6) 式可求出各单元物理量 Q 的梯度, 界面 ij 上的物理量 Q 的梯度可由相邻单元的算术平均得出

$$\nabla Q_{ij} = (\nabla Q_i + \nabla Q_j) / 2 \quad (12)$$

3 离散方程求解

计算出无粘通量 $F_{i,j}^I$ 和粘性通量 $F_{i,j}^V$ 之后, 半离散的控制方程如下

$$V_i \frac{\partial Q_i}{\partial t} + R_i = 0 \quad (13)$$

其中

$$R_i = \sum_{j=nb(i)} (F_{ij}^I + F_{ij}^V) S_{ij} \quad (14)$$

为通量在单元边界上积分, 方程 (13) 可采用显式或隐式方法进行求解

3 1 显式 R-K 时间推进

R-K 积分计算量小, 而且精度高 因此在时间方向上, 我们选用 R-K 积分推进求解^[8], 对 m 步 R-K 积分, 有

$$\begin{aligned} Q_i^{(0)} &= Q_i^n \\ Q_i^{(k)} &= Q_i^{(k-1)} - (\Delta t V_i) \alpha_k R_i^{(k-1)} \\ &\dots \\ Q_i^{n+1} &= Q_i^{(m)} \end{aligned} \quad (15)$$

其中

$$\alpha_k = \frac{1}{m - k + 1}, \quad k = 1 \sim m \quad (16)$$

常用, $m = 4$ 在时间推进过程中, 为保证计算稳定, 必须规定合适的时间步长 我们采用局部时间步长, 在每个单元内, 采用可能的最大时间步长, 可以获得最佳收敛过程 通过隐式残差光滑技术的实施, 可以大大增大稳定性允许的 CFL 数 在本文中, CFL 数可达到 4 0

3 2 Gauss-Seidel 迭代隐式求解

显式 R-K 时间推进方法对 Euler 方程的求解相当有效, 但在用于求解 N-S 方程时, 由于受时间步长的限制, 尤其是在传热计算时, 靠近壁面的网格极其密集, 需要迭代步数相当多, 计算很不经济 我们针对粘流 N-S 方程的计算, 采用了 Gauss-Seidel 迭代隐式求解的方法 在时间方向用 Euler 后向差分, 半离散方程为

$$V_i \frac{Q_i^{n+1} - Q_i^n}{\Delta t} + R_i^{n+1} = 0 \quad (17)$$

R_i^{n+1} 计算时采用局部线性化, 由 Newton 公式, 有

$$R(Q^{n+1}) = R(Q^n) + \sum_{j=nb(i)} (A_{ij}^I + A_{ij}^V) \Delta Q_i^{n+1} + \sum_{j=nb(i)} (A_{ij}^I + A_{ij}^V) \Delta Q_j^{n+1} \quad (18)$$

其中, $\Delta Q_i^{n+1} = Q_i^{n+1} - Q_i^n$, A^I 和 A^V 分别为无粘和粘性通量的线性化雅可比矩阵

$$A_{i,j}^I = S_{ij} (\partial(f^I \cdot n_{i,j}) / \partial Q)_i, \quad A_{j,i}^I = S_{ij} (\partial(f^I \cdot n_{i,j}) / \partial Q)_j \quad (19)$$

对粘性通量隐式线性化时, $F_{i,j}^V$ 可近似取为^[2]

$$F_{i,j}^V = \mu I_V \frac{r_{i,j} \cdot n}{|r_{i,j}|^2} (Q_i^V - Q_j^V) \quad (20)$$

$$I_V = \text{diag} \left[0, 1, 1, 1, \frac{1}{(\gamma - 1)P} \right], \quad Q^V = [0, u, v, w, \mathcal{P}/\rho]$$

$$A_{i,j}^V = S_{ij} \partial F_{i,j}^V / \partial Q_i, \quad A_{j,i}^V = S_{ij} \partial F_{i,j}^V / \partial Q_j$$

经整理, 可得最终的离散方程组

$$\left(\frac{V_i}{\Delta t} I - \sum_{j=nb(i)} (A_{i,j}^I + A_{ij}^V) \right) \Delta Q_i^{n+1} = R(Q^n) + \sum_{j=nb(i)} (A_{j,i}^I + A_{ij}^V) \Delta Q_j^{n+1} \quad (21)$$

对方程 (21), 采用 Gauss-Seidel 点迭代求解

我们计算发现, 边界的隐式处理对计算稳定性和收敛速度有很大影响。边界隐式处理的方法一般是对边界条件关系式线性化。但我们发现该方法一是形式复杂不通用, 二是有可能出现奇异情况。为此, 本文给出了一种简单有效的方法, 在每个迭代步, 边界点使用上一次的迭代值显式引入边界条件, 然后代入内点方程。计算结果证明该方法简单有效。

4 网格生成及自适应技术

4.1 网格自动生成

网格生成采用目前应用广泛的 Delaunay 方法。Delaunay 方法利用 Bowyer-Watson 原理, 即每个三角形单元的外接圆内不包含其它任何点。在该方法下, 网格生成是一个在已有网格基础上, 不断加入新点, 并重新连接成新网格的过程。详细的过程参见文献 [9]。

4.2 自适应技术

非结构网格由于网格局部性好, 实现局部加密相当方便, 因此履行自适应技术相当有效。以二维情况为例, 如图 2 (a) 和图 2 (b), 分别表示一个三角形单元在三条边和一条边需要加密时加密后的情况; 为避免畸形网格的出现, 我们规定, 当一个单元两边需要加密时, 其第三条边也需加密; 由图 2 (b) 得到的单元在其任一边需要加密时, 其剩余两条边也需加密, 见图 2 (c)。在自适应过程中, 当某局部加密过度时, 则需要粗糙, 这特别在非定常计算中尤其重要, 粗糙的路径可沿着图 2 所示的反方向进行。

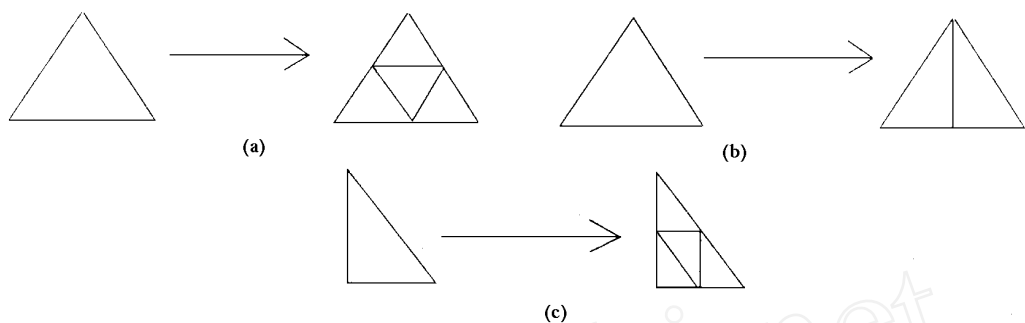


图2 网格加密示意图

Fig. 2 Figure of adaptive grid

衡量网格需加密或粗糙的尺度很多, 该尺度一般应反应网格大小与重要物理量的梯度, 例如, 存在激波的流场中的压力梯度。本文中, 尺度定义为压力梯度与网格体积的乘积

$$\sigma_i = |\nabla p_i| \Delta V_i \quad (22)$$

$\bar{\sigma}$ 为全体 σ_i 的平均值。当一条边的两侧相邻单元都满足

$$\sigma_i \geq \alpha_1 \bar{\sigma} \quad (23)$$

时, 认为该边需要加密; 反之, 当一条边的两侧相邻单元都满足

$$\sigma_i \leq \alpha_2 \bar{\sigma} \quad (24)$$

时, 认为该边需要粗糙。式 (23) 和式 (24) 中, α_1 应取大于 1 的数, 一般取 $\alpha_1 = 2.5$; α_2 应取小于 1 的数, 一般取 $\alpha_2 = 0.3$ 。上述自适应技术, 可在计算过程中, 分几次在计算一定步数后实施, 一般 3~4 次即可得到较好的自适应效果。同时, 应注意, 为避免局部加密过度, 应规定网格的最小体积, 当网格体积小于最小体积时, 不再加密。

5 典型算例

5.1 超音速 GAMM 前台阶绕流^[10]

GAMM 前台阶超音速绕流是一个比较复杂的流场, 台阶前有脱体弓形激波, 强度相当大, 是考核格式的常用算例。流场边界和网格示意图如图 3 所示。来流马赫数 $M_\infty = 3.0$, 图 4, 图 5 分别给出了某一时刻 (无量纲时间 $t = 4.0$) 的压力、马赫数的等值线分布。从这些结果可以看出, 计算出的流场结构相当清晰, 计算结果与文献 [8] 相当; 流场中的脱体激波, 反射激波, 滑移线, 音速线等被满意地计算出来, 它很好地显示了格式所具有的高分辨率特征。

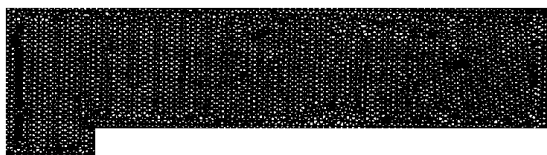


图3 GAMM 前台阶绕流网格图

Fig. 3 Grid for GAMM forth step



图4 前台阶绕流等压力线分布图
Fig. 4 Pressure contour of flow in GAMM forth step

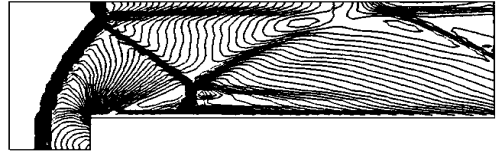


图5 前台阶绕流等马赫数线分布图
Fig. 5 Mach number contour of flow in GAMM forth step

5 2 二维平板无粘激波反射^[11]

为了进一步考核算法的自适应能力, 我们计算了无粘激波反射问题 来流马赫数 $M_{\infty}=2.9$, 激波入射角 $\beta=29.^\circ$ 图6为计算最终得到的网格分布图, 图7为计算得到的压力等值线的分布 从图中可以看到, 自适应效果得到了很好体现, 网格主要集中在激波附近, 入射激波和反射激波捕捉得相当清晰

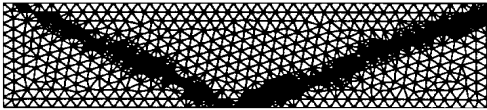


图6 平板激波反射自适应网格图
Fig. 6 A daped grid for reflect of shock wave



图7 平板激波反射压力等值线分布图
Fig. 7 Pressure contour of reflect of shock wave

5 3 直立三维 Hobson 叶栅内流动^[12]

以上都是二维情况下的算例, 为了进一步考核算法和程序的三维性能, 我们计算了直立三维 Hobson 叶栅内的无粘流动, 叶栅为平面叶栅在高度上延伸构成 由于直立叶栅在叶高方向是规则形状, 采用三棱柱网格单元, 网格示意图见图8 图9 (a) ~ (d) 分别给出了叶片四个高度上的计算与文献 [12] 的结果比较

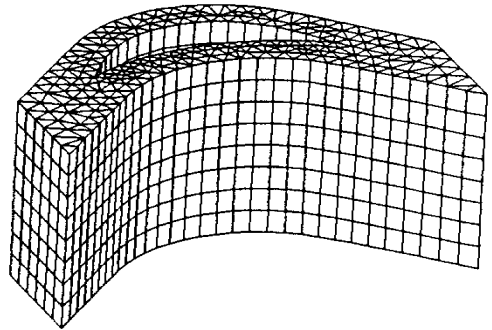


图8 三维 Hobson 直立叶栅网格示意图
Fig. 8 Grid for three dimensional Hobson cascade

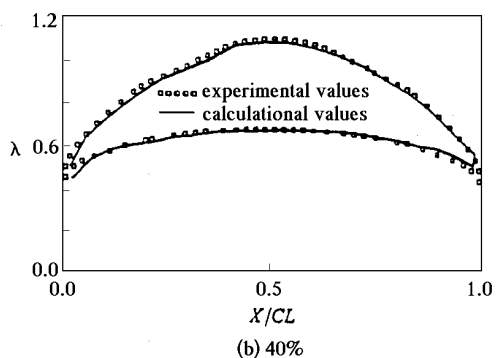
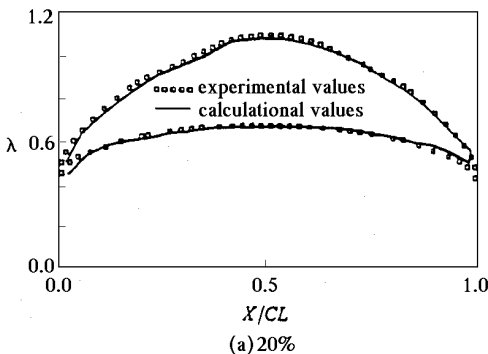


图9 沿叶高方向各截面叶片表面速度系数分布图
Fig. 9 Distribution of velocity coefficient over the blade surface

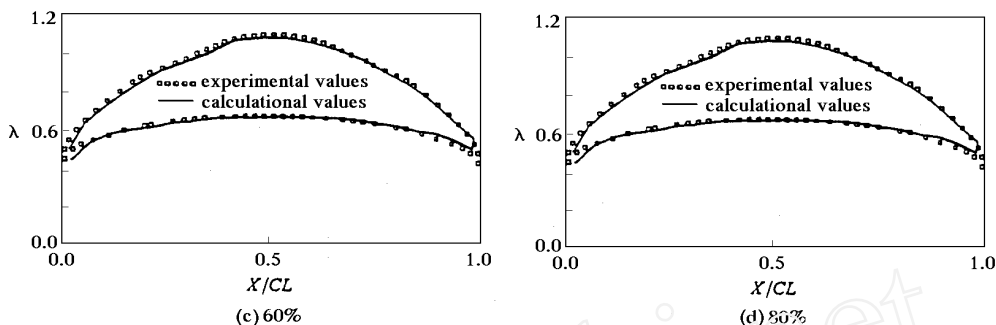


图9 沿叶高方向各截面叶片表面速度系数分布图 (续)
Fig. 9 Distribution of velocity coefficient over the blade surface (continued)

5.4 VKI叶栅的流动分析^[13]

数值研究了VKI叶栅在出口马赫数为 $M_{out} = 1.43$ 的跨音速工况下的气动特性。VKI叶栅，是一大头、大弯曲、有攻角的平面叶栅。叶型和流动参数取自文献[13]。计算中采用了自适应技术。图10给出了计算最后得到的网格分布图，从图中可以看到，计算在激波区和尾迹区域得到了理想的加密，很好地体现了自适应的优越性。图11给出了计算得到的叶片表面上等熵马赫数分布以及和实验结果的比较，从中可以看出，计算结果和实验符合良好，在头部的分辨率也很高；计算准确分辨出了激波的位置及其强度。

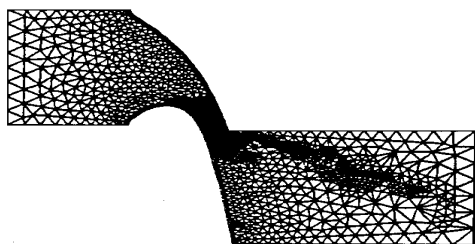


图10 VKI叶栅通道流动网格图
Fig. 10 Adapted grid for VKI cascade

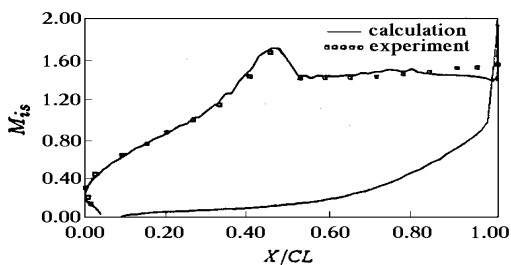


图11 叶片表面等熵马赫数分布图
Fig. 11 Distribution of isotropic Mach number over the blade surface

5.5 C3X叶栅的流动与传热分析^[14]

数值研究了C3X叶栅在出口马赫数 $M_{out} = 0.92$ 进口雷诺数 $Re_1 = 0.39 \times 10^6$ 工况下的流动与传热。计算域和网格图见图12。采用的湍流模式为Baldwin-Lomax代数模式，并经验考虑自由湍流和转捩。在图13中给出了计算得到的壁面压力系数和实验的比较。从中可以看到，计算结果和实验符合良好。在图14中给出计算得到的壁面对流换热系数 h 和实验结果的比较($h = (k \partial T / \partial n) / (T_0 - T_w) = (C_p \mu Pr^{-1} \partial T / \partial n) / (T_0 - T_w)$)，式中 C_p 为等压比热； $\partial T / \partial n$ 为壁面

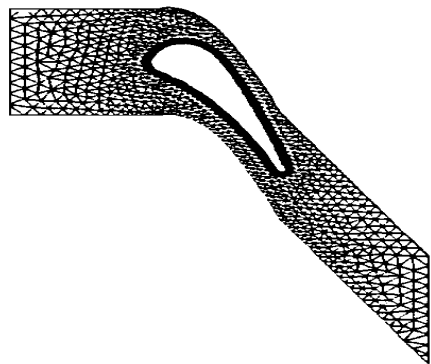


图12 C3X叶栅网格图
Fig. 12 Grid for C3X cascade

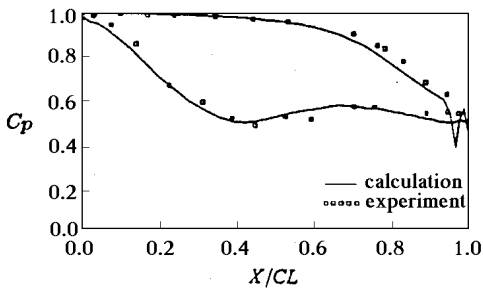


图13 叶片表面压力系数分布图
Fig 13 Distribution of pressure coefficient over the blade surface

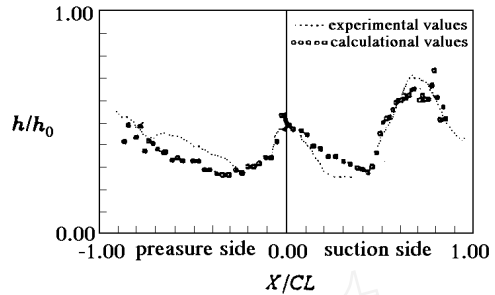


图14 叶片表面传热系数分布图
Fig 14 Distribution of heat transfer coefficient over the blade surface

上温度的法向导数; T_0 , T_w 分别为来流总温和壁面温度)。图中所表示的为归一化的对流换热系数 h/h_0 ($h_0 = 1136 \text{ W/m}^2\text{K}$, 为圆柱绕流时的壁面对流换热系数)。从中可以看到, 计算结果和实验总体符合良好。在头部, 对流换热系数出现局部极值, 计算结果能准确反映头部的换热特性。在吸力面, 首先是层流段, 对流换热系数迅速下降, 然后边界层发展到一定程度后, 开始出现转捩, 对流换热系数迅速上升, 当湍流发展完全后, 对流换热系数在后缘开始下降。在压力面, 流动很快失去稳定, 没有明显的转捩, 但由于受顺压梯度的影响, 湍流一直不能发展到完全, 对流换热系数小于吸力面。我们注意到传热系数的计算结果不如压力, 这主要是: (1) 传热系数的计算精度比压力低一阶; (2) 叶片传热是很复杂的湍流问题, 迄今湍流模式还有待于成熟。目前, 要准确预测跨音速湍流流动中的壁面换热系数还十分困难, 应该说上述结果已经是相当令人满意的。

6 结 语

本文提出的非结构网格下求解 Euler 和 N-S 方程的新型迎风型格式, 对激波和接触间断具有较高的分辨率和较小的计算量, 对强激波的捕捉也是有效的。同时, 自适应方法的实施大大体现了非结构网格的优越性。六个典型算例表明了本方法达到了较高的数值精度和获得了较高的激波分辨率。

参 考 文 献

- 1 Hwang CJ, et al. Locally implicit total-variation-diminishing schemes on unstructured triangular meshes. *AIAA Journal*, 1991, 29 (10): 1619~ 1626
- 2 Dartz Pan, et al. Upwind finite-volume Navier-Stokes computations on unstructured triangular meshes. *AIAA Journal*, 1993, 31 (9): 1618~ 1625
- 3 张来平, 张涵信, NND 格式在非结构网格中的推广. 见: 第七届全国计算流体力学会议论文集, 1994, 56~ 60
- 4 Jameson A, Mavriplis D. Finite volume solution of the two-dimensional Euler equations on a regular triangular mesh. *AIAA Journal*, 1986, 24 (4): 611~ 618
- 5 Dorney DJ, Davis RL, Edwards DE. Investigation effects on heat transfer in rotor/stator interacting flows, Final Report, N000140-88-C0677, April, 1992
- 6 Roe PL. Characteristic based schemes for the Euler equations. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1986, 18: 337~ 365
- 7 Abgrall R. On essentially non-oscillatory schemes on unstructured meshes: analysis and implementation, *Journal of Computational Physics*, 1994, 114: 45~ 58
- 8 Jameson A, Schmidt W, Turkel E. Numerical solution of the Euler equations by finite-volume methods using Runge-Kutta time-stepping schemes. *AIAA Paper* 81-1259, 1981

- 9 Rebay L S Efficient unstructured mesh generation by means of delaunay triagulation and bowyer-waston algorithm. *Journal of Computational Physics*, 1993, 106: 125~ 138
- 10 Woodward PR, Collella P. The numerical simulation of two-dimensional fluid flow with strong shocks *J. Comp. Phy.*, 1984, 54: 115~ 173
- 11 张涵信 无波动 无自由参数的耗散差分格式 空气动力学学报, 1988, 6 (2): 143~ 165
- 12 Hobson DE Shock-free transonic flow in turbomachinery cascade, Ph. D. Thesis, Cambridge University, U. K., 1974
- 13 Sieverding CH. Numerical methods for flows in turbomachinery blading, Vol 3, Von Kaman Institute for Fluids Dynamics
- 14 Hylton LD, et al Analytical and experimental evaluation of the heat transfer distribution over the surface of turbine blade NASA CR-168015, 1983

SOLUTION OF N-S EQUATIONS ON UNSTRUCTURED GRID

Zeng Yangbing Shen Mengyu Wang Baoguo Liu Qiu sheng

(Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract A new upwind scheme is presented for solving the N-S equations on unstructured grid. Spatial discretion is based on flux-splitting of Roe. It can capture the strong shock and discontinuity. Solutions are advanced in time by Runge-Kutta time-stepping scheme and implicit Gauss-Seidel relaxation procedure. The adaptive techniques is given. The numerical experiments for flow in tunnel with step, reflection of shock on a flat and flow in cascades demonstrate the flexibility of the present method.

Key words N-S equations, unstructured grid, Roe flux splitting, NND scheme