

文章编号: 0258-1825(2010)04-0414-07

用隐式 WENO 格式计算悬停旋翼跨声速流场

徐丽^{1,2}, 杨爱明³, 翁培奋², 丁珏²

(1. 上海电力学院 数理系, 上海 200090; 2. 上海大学 上海市应用数学和力学研究所, 上海 200072;
3. 复旦大学 力学与工程科学系, 上海 200433)

摘要: 发展了一种基于高阶迎风格式的计算悬停旋翼跨声速流场的隐式有限体积法。对流项采用 Roe 通量差分分裂格式, 使用五阶 WENO 格式进行左右状态重构, 并与 MUSCL 插值进行比较; 粘性项采用中心有限体积法。为提高收敛到定常解的效率, 时间推进采用 LU-SGS 隐式方法。数值模拟采用了一种能够有效传递网格间流场信息的重叠网格, 其中使用了三层内边界和贡献边界的方法以便插值的直接进行。用该方法对一跨声速悬停旋翼粘性流场进行了数值计算, 数值结果表明: 与 MUSCL 格式相比, WENO 格式对激波位置捕捉得更准确, 具有更强的涡捕捉能力, 同时还表明了 WENO 格式在很大程度上能够克服涡耗散问题。

关键词: 悬停旋翼; Navier-Stokes 方程; WENO 格式; 隐式格式; 重叠网格

中图分类号: V211.3 **文献标识码:** A

0 引言

复杂涡系的存在使得准确地计算旋翼绕流成为计算流体力学中具有挑战性的课题之一。悬停旋翼的绕流有如下特点: 桨叶在每个展向位置处的来流速度大小不同; 在跨声速情况下, 靠近桨尖处的流动为跨声速流动, 而靠近桨毂处的流动却为不可压缩流动; 旋翼产生的桨尖涡和尾涡始终盘旋在旋翼的下方, 主宰着整个旋翼流场, 对旋翼的气动力特性产生重要影响。因此, 为其寻找一种能够准确地计算以涡为主要特征的复杂流场和克服尾迹耗散问题的数值方法, 一直是旋翼空气动力学研究的热点和难点^[1-4]。

旋翼绕流目前采用的数值方法, 由于存在截断误差和人工粘性会带来涡量的耗散, 因此采用高精度和低耗散的数值方法来求解 Navier-Stokes 方程以提高捕捉尾涡能力是十分必要的。近年来, 相对比较成功的尝试高精度和低耗散数值方法的有 Nathan Hariharan^[3]采用五阶和七阶精度的 ENO (Essentially Non-oscillatory) 格式捕捉桨尖涡, 除了 ENO 格式, 用来捕捉旋翼涡系比较成功的方法还有 DRP (Dispersion Relation Preserving) 方法^[5] 和 MUSCL 方法^[6]。WENO (Weighted Essentially Non-oscillatory) 格式是在 ENO 格式的基础上发展而来的, 它不仅具有

ENO 格式的基本无振荡特性, 而且还能保证在极值点附近不降阶; 在相同的模板条件下, 如果 ENO 格式的精度为 r 阶, 那么 WENO 格式的精度则具有 $2r-1$ 阶。自从 WENO 格式发展出就一直被学者广泛使用和研究, 尤其是 Jiang 和 Shu 发展的 WENO 格式 (WENO-JS)^[7], 它的加权因子是通过一种新的测量模板上数值解的方法而得出的。Borges 等人于 2008 年^[8] 发展了 WENO-JS 格式, 对 WENO-JS 中的加权因子做了改进, 此格式具有更高的分辨率和更低的耗散性。因此, 本文将尝试采用改进的五阶 WENO 格式 (WENO-Z) 对交界面左右状态量进行重构。对流通量采用具有高分辨率的 Roe 通量差分分裂格式^[9] 离散, 粘性项采用中心有限体积法进行离散。本文的数值方法没有附加任何尾迹模型, 尾迹作为解的一部分而存在。

在固连于旋翼的非惯性旋转坐标系下观察流体的绝对运动, 悬停流场实际上是具有旋转对称性的定常流场, 计算只需对一个桨叶进行, 其它桨叶的影响通过对称性边界条件来实现。为了方便实施对称性边界条件和捕捉尾涡, 计算在两个相互重叠的网格上进行^[10,11]。相对于 Euler 方程而言, Navier-Stokes 方程更精确地描述了流体的流动, 并且只有 Navier-Stokes 方程才能准确地描述涡的形成和输运。而粘

* 收稿日期: 2009-12-05; 修订日期: 2010-02-23

基金项目: 上海市重点学科建设项目 (S30106); 上海市自然科学基金 (09ZR1411400); 上海市科委基金 (071605123)。

作者简介: 徐丽 (1977-), 女, 博士研究生, 主要研究方向: 计算数学、空气动力学。E-mail: xulimaths@163.com.

性效应主要集中在桨叶附近,因此在旋翼网格上采用 Navier-Stokes 方程作为控制方程,在背景网格上应用 Euler 方程作为控制方程。在不同的子域采用不同的控制方程,使得计算效率大为提高。

1 旋转坐标系下的控制方程

将控制体固连于旋转坐标系,积分形式的 Navier-Stokes/Euler 方程为^[11]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \mathbf{W} dV + \oint_{\partial V} \mathbf{H} \cdot \mathbf{n} dS - \alpha \oint_{\partial V} \mathbf{H}_v \cdot \mathbf{n} dS + \iiint_V \mathbf{G} dV = 0 \tag{1}$$

$\alpha=0$ 时表示 Euler 方程, $\alpha=1$ 时表示 Navier-Stokes 方程。其中

$$\mathbf{W} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{bmatrix} \quad \mathbf{H} = \begin{bmatrix} \rho(\mathbf{q} - \mathbf{q}_b) \\ \rho u(\mathbf{q} - \mathbf{q}_b) + p\mathbf{I}_x \\ \rho v(\mathbf{q} - \mathbf{q}_b) + p\mathbf{I}_y \\ \rho w(\mathbf{q} - \mathbf{q}_b) + p\mathbf{I}_z \\ \rho H(\mathbf{q} - \mathbf{q}_b) + p\mathbf{q}_b \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} 0 \\ \rho(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{q})_x \\ \rho(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{q})_y \\ \rho(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{q})_z \\ 0 \end{bmatrix} \quad \mathbf{H}_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx}\mathbf{I}_x + \tau_{xy}\mathbf{I}_y + \tau_{xz}\mathbf{I}_z \\ \tau_{xy}\mathbf{I}_x + \tau_{yy}\mathbf{I}_y + \tau_{yz}\mathbf{I}_z \\ \tau_{xz}\mathbf{I}_x + \tau_{xy}\mathbf{I}_y + \tau_{zz}\mathbf{I}_z \\ f_5\mathbf{I}_x + g_5\mathbf{I}_y + h_5\mathbf{I}_z \end{bmatrix}$$

f_5, g_5, h_5 的表达式分别为

$$f_5 = u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + k \frac{\partial T}{\partial x}$$

$$g_5 = u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + k \frac{\partial T}{\partial y}$$

$$h_5 = u\tau_{xz} + v\tau_{xy} + w\tau_{zz} + k \frac{\partial T}{\partial z}$$

在以上公式中, (u, v, w) 为流体绝对速度 \mathbf{q} 在旋转坐标系下的分量; \mathbf{q}_b 为控制体表面的绝对速度, $\boldsymbol{\omega}$ 为旋转坐标系下的角速度矢量; $(\mathbf{I}_x, \mathbf{I}_y, \mathbf{I}_z)$ 为旋转坐标系三个坐标轴方向的单位矢量; ρ, p, E, H, T 分别为流体的密度、压强、总能、总焓和绝对温度; $\tau_{xx} = 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu \nabla \cdot \mathbf{q}$, $\tau_{xy} = \mu(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x})$ 等。 μ, k 分别为粘性系数和热传导系数。

湍流模型为 Baldwin-Lomax 模型^[12]。

2 数值方法

2.1 空间离散

把方程(1)应用到网格单元 (i, j, k) 所在的控制体上,可以得到半离散的常微分方程

$$V_{i,j,k} \frac{d\mathbf{W}_{i,j,k}}{dt} + \mathbf{R}_{i,j,k} = 0 \tag{2}$$

其中

$$\mathbf{R}_{i,j,k} = \left[\sum_{f=1}^6 (\mathbf{H} \cdot \mathbf{S})_f - \alpha \sum_{f=1}^6 (\mathbf{H}_v \cdot \mathbf{S})_f + V_{i,j,k} \mathbf{G}_{i,j,k} \right] \tag{3}$$

粘性通量采用中心有限体积法。无粘通量采用基于迎风型通量差分裂的 Roe 近似 Riemann 求解器,它是一种高分辨率格式。交界面 $(i+1/2, j, k)$ 处的数值通量为

$$\mathbf{H}_{i+1/2,j,k} = \left[\frac{1}{2}(\mathbf{H}_L + \mathbf{H}_R) - \frac{1}{2} |\tilde{\mathbf{A}}| (\mathbf{W}_R - \mathbf{W}_L) \right]_{i+1/2,j,k} \tag{4}$$

其中,脚标 (L, R) 表示交界面处的左右状态量, $\tilde{\mathbf{A}}$ 为 Roe 平均矩阵,用 Roe 平均量表示。本文针对 8 个基本参变量 $(\rho, u, v, w, u_b, v_b, w_b, H)$ 实施 Roe 平均。为避免 Roe 格式在求解过程中产生非物理数值解,通常需要对矩阵 $\tilde{\mathbf{A}}$ 的特征值进行修正,这里采用目前被广泛使用的 Harten^[13] 修正。

对于 Roe 格式交界面处的左右状态量,采用改进的五阶 WENO^[8] 格式进行重构。

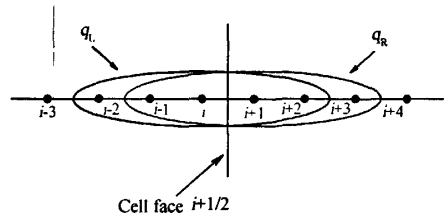


图 1 计算左右状态量的五阶模板
Fig. 1 Fifth-order stencils for computing left and right variables

以一个标量函数 $q(x)$ 为例进行说明。每个交界面处的左右状态量基于 5 个网格单元构成的模板,如图 1 所示。在网格步长为 $\Delta x_i = \text{const}$ 的均匀网格上,五阶精度的左边界外推值 $q_{i+1/2}^L$ 的表达式为

$$q_{i+1/2}^L = \omega_0 v_0 + \omega_1 v_1 + \omega_2 v_2 \tag{5}$$

这里, $v_k (k=0, 1, 2)$ 是通过第 k 个模板 $S_k = (i-k, i-k+1, i-k+2)$ 中的单元平均值外推得到的,即

$$v_0 = \frac{1}{6} (2q_i + 5q_{i+1} - q_{i+2}),$$

$$v_1 = \frac{1}{6} (-q_{i-1} + 5q_i + 2q_{i+1}),$$

$$v_2 = \frac{1}{6} (2q_{i-2} - 7q_{i-1} + 11q_i) \tag{6}$$

通过非线性 WENO 加权可以得到 ω_k

$$\omega_k = \frac{\alpha_k}{\sum_{i=0}^2 \alpha_i}, a_0 = \frac{3}{10} \left(1 + \frac{|\beta_0 - \beta_2|}{\epsilon + \beta_0}\right),$$

$$a_1 = \frac{3}{5} \left(1 + \frac{|\beta_0 - \beta_2|}{\epsilon + \beta_1}\right), a_2 = \frac{1}{10} \left(1 + \frac{|\beta_0 - \beta_2|}{\epsilon + \beta_2}\right) \quad (7)$$

其中 $\epsilon > 0$, 它的引入是为了避免分母为 0, 这里取 $\epsilon = 10^{-6}$. 光滑因子 β_k 的表达式参见文献[7].

根据对称性可以得到右状态参量 $q_{i+1/2}^R$.

把笛卡尔坐标 (x, y, z) 转换到网格分布均匀的曲线坐标 (ξ, η, ζ) 下, 可以应用上述的 WENO 格式. 考虑到使用守恒变量进行重构可能会引起比较大的数值振荡^[14], 并且这种振荡即使网格划分的非常细也不可能消除, 因此本文对原始变量进行重构, 即把 (5) 式应用于每个原始变量.

2.2 时间离散

方程 (2) 的求解采用了高效的隐式 LU-SGS^[4,11] 方法.

具体地, 对式 (2) 进行隐式离散, 最终的离散形式为

$$(L + D)D^{-1}(U + D)\Delta W_{i,j,k} = RHS \quad (8)$$

式中 $\Delta W_{i,j,k} = W_{i,j,k}^{n+1} - W_{i,j,k}^n$, $RHS = -R_{i,j,k}^n$. 算子 L , D 和 U 定义为

$$L = -(A_{i,j,k}^+ + B_{i,j-1,k}^+ + C_{i,j,k-1}^+)$$

$$D = \left(\frac{V_{i,j,k}}{\Delta t} + \sigma(\lambda_A + \lambda_B + \lambda_C) + \frac{\gamma\mu}{\rho Pr} (\xi_x^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2 + \eta_x^2 + \eta_y^2 + \eta_z^2 + \zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2)\right) I$$

$$U = (A_{i+1,j,k}^- + B_{i,j+1,k}^- + C_{i,j,k+1}^-)$$

I 为单位矩阵, 并且

$$A^\pm = \frac{1}{2} \left\{ A \pm [\alpha_A + \frac{\gamma\mu}{\rho Pr} (\xi_x^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2)] I \right\}$$

$$B^\pm = \frac{1}{2} \left\{ B \pm [\alpha_B + \frac{\gamma\mu}{\rho Pr} (\eta_x^2 + \eta_y^2 + \eta_z^2)] I \right\}$$

$$C^\pm = \frac{1}{2} \left\{ C \pm [\alpha_C + \frac{\gamma\mu}{\rho Pr} (\zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2)] I \right\}$$

λ_A, λ_B 和 λ_C 为 Jacobian 矩阵

$$A = \frac{\partial(H \cdot S)}{\partial W} \Big|_\xi, B = \frac{\partial(H \cdot S)}{\partial W} \Big|_\eta, C = \frac{\partial(H \cdot S)}{\partial W} \Big|_\zeta$$

的谱半径, σ 取大于 1 的常数, 本文取 1.1, γ 为比热, Pr 为普朗特数.

式 (8) 的求解可以分为两个过程

$$(L + D)\Delta W_{i,j,k}^* = RHS \quad (9)$$

$$(U + D)\Delta W_{i,j,k} = D\Delta W_{i,j,k}^* \quad (10)$$

方程 (9) 和 (10) 的求解分别称为前向扫描和后向扫描. 在前向扫描过程中, 单元 (i, j, k) 处的解只依赖于单元 $(i-1, j, k), (i, j-1, k), (i, j, k-1)$ 的值. 因此, 沿 $i+j+k = \text{const}$ 的面往 const 增大的方向推进求解可以直接得到单元 (i, j, k) 处的解, 而不需矩阵求逆, 极大地提高了计算效率. 后向扫描过程与此方向正好相反, 其扫描过程沿 const 减小的方向进行. 在两个扫描过程中, 起始值 (即虚拟单元上的值) 直接赋 0.

3 网格布局及边界条件

为了方便捕捉尾涡和实施旋转对称性边界条件, 计算网格布局采用了重叠网格. 该网格系统包含两个网格: C-H 型的旋翼网格和 O-H 型的近似圆柱形背景网格, 其结构为嵌入式层次结构, 旋翼网格完全包含在背景网格中. 背景网格的大小为 101 (周向) \times 121 (轴向) \times 101 (径向), 旋翼网格的大小为 199 (弦向) \times 49 (法向) \times 61 (展向). 图 2 为该网格系统的示意图.

为了保证良好的插值性能, 背景网格的旋翼表面附近进行了加密. 为了避免重叠区出现在流场变化较大的地方, 洞边界离旋翼表面较远. 考虑到 WENO 插值的特点, 为能够有效传递网格间流场信息, 使用

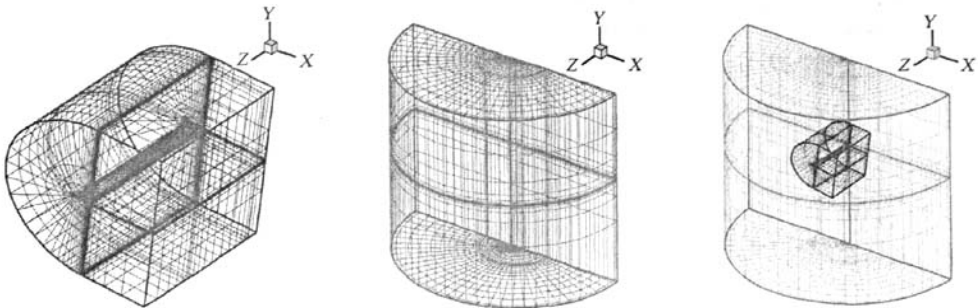


图 2 重叠网格示意图

Fig. 2 Overset grids for a hovering rotor blade

了搜寻三层洞边界和贡献边界的方法,同时,网格之间的流场信息交换由三线线性插值完成。旋翼表面满足无滑移条件。背景网格径向内表面应用壁面条件,由于背景网格上作了无粘假设,所以该表面边界条件采用无穿透条件。在背景网格的两个对称面上,网格是对称的,因此周期边界及相应的虚拟网格单元不需要插值即可完成。背景网格上的另一个边界条件是远场边界条件,本文利用 Riemann 不变量来处理。由于旋翼的尾涡系在旋转平面以下很远的地方才会散去,因此,根据动量理论对远场速度作了修正^[11]。

4 计算结果

本文对 Caradonna 旋翼^[15]的一个跨声速状态进行了数值模拟,该旋翼包含两个桨叶,展弦比为 6,总距角为 8°,桨尖马赫数为 0.877,雷诺数为 3.93×10^6 。图 3 给出了隐式 WENO 和隐式 MUSCL 的残值收敛历程以及拉力系数收敛历程。MUSCL 格式计算到 1825 步时其残值收敛到 4 个量级,而此时拉力系数还没收敛到一个常数,所以计算还需继续。当迭代到约 2000 步时拉力系数收敛到一个常数,且残值在 4 个量级以下,由工程实践,此时可以认为迭代收敛。对于 WENO 格式,当计算到 1600 步左右时,其残值收敛到约 2.5 个量级而不再下降,且随着迭代的进行呈现周期波动现象,这说明 WENO 计算出了悬停旋翼绕流的真实非定常特性。结合残值收敛历程,当迭代到 4800 步左右时拉力系数收敛,此时可以认为迭代收敛。在双核 CPU 3.00GHz 和内存 2GB 的电脑上计算,WENO 迭代 5000 步用时 50 小时 58 分钟。为说明隐式方法的高效性,基于 WENO 格式,与 5 步 Runge-Kutta 方法进行了比较,图 4 给出了相应的残值和拉力系数收敛历程,当迭代进行到 17000 步时残值降到约 3.7 个量级后呈周期波动,且此时拉力系数已经收敛到一个常数,故迭代收敛,其用时约 248 小时,可见隐式格式的计算效率要比显示格式的大为提高。下面给出隐式方法算得的结果。

图 5 为在展长 89% 和 96% 处桨叶表面压力系数分布与实验数据的对比,可以看到 WENO 格式和 MUSCL 格式的计算结果与实验数据吻合都比较好,而且与 MUSCL 格式相比,WENO 格式对激波位置捕捉的更准确,体现出了格式精度的提高对计算结果的改善。

图 6 给出了对称面处涡量等值线分布,从中可以看到从桨根和桨尖拖出的尾涡,WENO 格式计算的

尾涡明显要强于 MUSCL 格式,同时 WENO 格式计算的桨尖涡个数也多于 MUSCL 格式,且 WENO 计算出了 MUSCL 没有计算出的一些小涡。结果表明:WENO 比 MUSCL 具有更强的涡捕捉能力,同时也说明 WENO 具有较小的数值耗散。

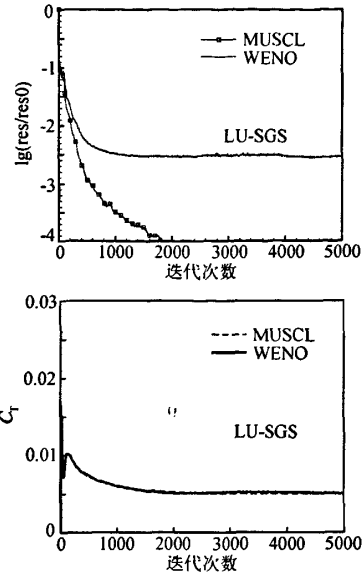


图 3 隐式方法的残值和拉力系数收敛历程
Fig. 3 Residual and thrust coefficient convergence course using implicit method

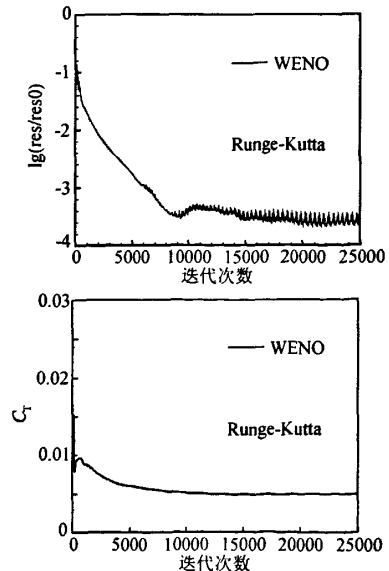


图 4 显式方法的残值和拉力系数收敛历程
Fig. 4 Residual and thrust coefficient convergence course using explicit method

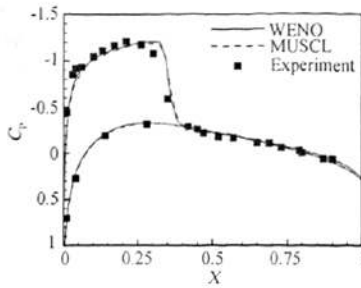
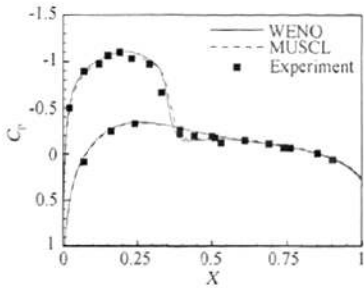
(a) $z/R=0.89$ (b) $z/R=0.96$

图5 旋翼桨叶表面的计算和实验压力系数分布

Fig. 5 Computed and experimental pressure coefficient on the surface of a rotor blade

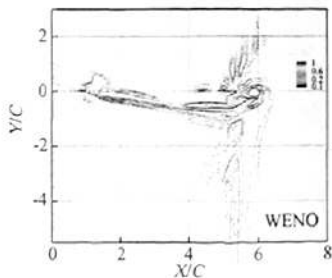
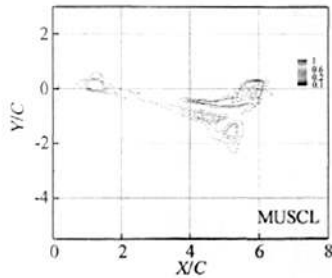


图6 对称面处涡量等值线(13 contours)

Fig. 6 Vortex contours of symmetric plane (13 contours)

图7为空间周向截面上的涡量云图,可以看到, MUSCL计算的桨尖涡在周向上持续了约 225° ,而 WENO 所算得的则持续了约 450° ,说明 WENO 有很强的减小涡量数值耗散的能力。图8给出的是涡量

为 $|\nabla \times q|=0.6$ 的等值面图,从中可以看到 WENO 计算的桨尖涡在周向拖出约为两圈,而 MUSCL 的仅有一圈,此结果进一步表明了 WENO 格式在很大程度上能够克服涡耗散问题。

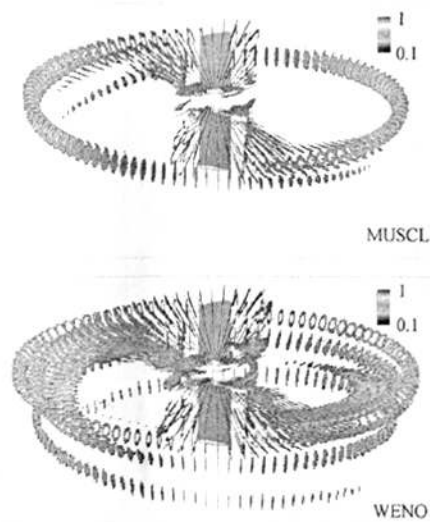
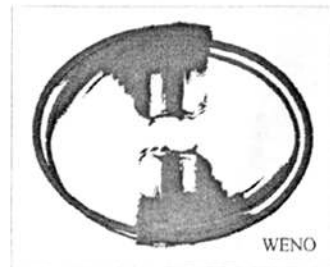
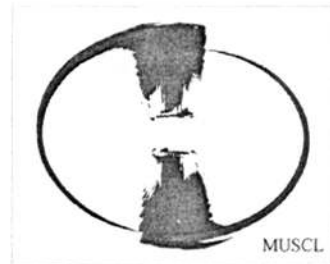


图7 空间涡量云图

Fig. 7 Vortex contours in space

图8 涡量为 $|\nabla \times q|=0.6$ 的等值面Fig. 8 Iso-surface of vorticity $|\nabla \times q|=0.6$

5 结论

本文发展了一种基于五阶 WENO 迎风格式的计算悬停旋翼流场的隐式有限体积法,成功地对一跨

声速悬停旋翼流场进行了计算。计算结果表明:LU-SGS 隐式方法的计算效率比 5 步 Runge-Kutta 方法的高;与 MUSCL 格式相比,五阶 WENO 格式对涡具有更高的分辨能力以及较小的涡量数值耗散特性。

尽管如此,由于计算采用的重叠网格之间的流场信息交换由三线性插值完成,显然,这种插值方法必然会对高阶格式的整体精度带来影响,从而不可避免地带来一定的数值耗散,这对涡的精确模拟是不利的,因此需要发展一种高阶插值格式来避免此问题。

参 考 文 献:

- [1] CARADONNA F X. Developments and challenges in rotorcraft aerodynamics[R]. AIAA-2000-0109, 2000.
- [2] 徐国华, 招启军. 直升机旋翼计算流体力学的研究进展[J]. 南京航空航天大学学报, 2003, 35(3): 338-344.
- [3] HARIHARAN N, SANKAR L N. High-order essentially nonoscillatory schemes for rotary-wing wake computations[J]. *Journal of Aircraft*, 2004, 41(2): 258-267.
- [4] 韩忠华. 旋翼绕流的高效数值计算方法及主动流动控制研究[D]. 西北工业大学, 2007.
- [5] HALL C M. High-order accurate simulation of wake and tip vortex flowfields[D]. Pennsylvania State University, 1998.
- [6] KIM H, WILLIAMS M H. An improved method for rotor wake capturing[R]. AIAA-2001-2669, 2001.
- [7] JIANG G S, SHU C W. Efficient implementation of weighted ENO schemes[J]. *Journal of Computational Physics*, 1996, 126: 202-222.
- [8] BORGES R, CARMONA M, COSTA B, DON W S. An improved weighted essentially non-oscillatory scheme for hyperbolic conservation laws[J]. *Journal of Computational Physics*, 2008, 227: 3191-3211.
- [9] ROE P L. Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes[J]. *Journal of Computational Physics*, 1981, 43: 357-372.
- [10] BENEK J A, BUNING P G, STEGER J L. A 3-D chimera grid embedding technique[R]. AIAA 85-1523, 1985.
- [11] 杨爱明. 基于嵌套网格的直升机旋翼流场雷诺平均 Navier-Stokes 方程的数值模拟[D]. 西北工业大学, 2000.
- [12] BALDWIN B, LOMAX H. Thin layer approximation and algebraic model for separated turbulent flow[R]. AIAA paper 78-0257, 1978.
- [13] HARTEN A. High resolution schemes for hyperbolic conservation laws[J]. *Journal of Computational Physics*, 1983, 49:357-393.
- [14] TITAREV V A, TORO E F. WENO schemes based on upwind and centred TVD fluxes[J]. *Computers and Fluids*, 2005, 34:705-720.
- [15] CARADONNA F X, TUNG C. Experimental and analytical studies of a helicopter rotor in hover[R]. NASA TM-81232, 1981.

Numerical simulation on the flowfield of transonic hovering rotor using implicit WENO schemes

XU Li^{1,2}, YANG Ai-ming³, WENG Pei-fen², DING Jue²

(1. Department of Mathematics and Physics, Shanghai University of Electric Power, Shanghai 200090, China;

2. Shanghai Institute of Applied Mathematics and Mechanics, Shanghai University, Shanghai 200072, China;

3. Department of Mechanics and Engineering Science, Fudan University, Shanghai 200433, China)

Abstract: In this paper, a high-order upwind scheme has been developed to compute the flow field of a helicopter rotor in hover using implicit finite volume method. Roe's Riemann solver which is a high-resolution scheme and a flux-difference splitting scheme is adopted to compute inviscid flux. For better accuracy, fifth-order weighted essentially non-oscillatory (WENO) schemes are adopted to interpolate higher order left and right states across a cell interface, and compared with MUSCL schemes. To improve the efficiency and convergence to steady state, the LU-SGS implicit algorithm is used. The aerodynamic field is computed by solving equations on a system of overset grids between which flow field information can effectively exchange. Three layers of inner boundary and contribution boundary are searched in overset grids. The performance of

the schemes is investigated in a transonic flow around hovering rotor. The results reveal that WENO schemes attain more exact shock position than MUSCL, and WENO schemes can capture tip vortex with lower numerical dissipation than MUSCL.

Key words: rotor in hover; Navier-Stokes equations; WENO schemes; implicit scheme; overset grids