

基于预处理和网格自适应的风力机翼型气动力计算

韩志熔 陆志良 郭同庆

(南京航空航天大学江苏省风力机设计高技术重点实验室, 南京, 210016)

摘要:用预处理后的 Navier-Stokes 方程数值模拟低马赫数下风力机翼型的静态和动态绕流流动。为了提高计算的精度,运用了网格自适应技术:初始网格的流场计算收敛后,采用流场速度的紊乱度捕捉湍流区域;采用直接分裂初始父单元的 H 型网格加密方法对湍流区域进行局部加密。基于初始网格与自适应网格的计算结果与实验结果的对比表明,网格自适应方法提高了计算的精度。

关键词:风力机;预处理;Navier-Stokes 方程;网格自适应;速度的紊乱度

中图分类号:V211.3 **文献标识码:**A **文章编号:**1005-2615(2011)05-0586-06

Air-Load Calculation of Wind Turbine Airfoil Based on Preconditioning and Grid Adaption Technique

Han Zhirong, Lu Zhiliang, Guo Tongqing

(Jiangsu Key Laboratory of Hi-Tech Research for Wind Turbine Design,
Nanjing University of Aeronautics & Astronautics, Nanjing, 210016, China)

Abstract: The preconditioned Navier-Stokes equations are applied to the numerical simulation for both static and dynamic flows around a wind turbine airfoil at low Mach numbers. The grid adaption is adopted for improving the accuracy of calculation. The degree of irregularity of the velocity is used to capture the turbulent regions, and a H-type refinement method based on the direct division is used to refine the turbulent regions. Numerical results based on the initial and refined meshes are compared with the measurement data, and the comparison shows that the grid adaption technique improves the numerical prediction.

Key words: wind turbine; preconditioning; Navier-Stokes equations; grid adaption; degree of irregularity of velocity

随着环境问题的日益突出,能源供应渐趋紧张,可再生能源越来越引起人们的重视。而作为可再生能源形式的风力发电,不但清洁无污染,而且是可再生能源发电技术中最成熟和最具规模开发条件的发电方式之一,已受到世界各国的欢迎和重视。涉及风力发电的问题很多,而风力机的气动问题是诸多问题中最基本的问题。随着现代计算机技术的发展,计算流体力学方法在风力机气动性能研究中的作用越来越明显。

一方面,解初边值问题的时间相关法已经形成了较为成熟的理论,被广泛地应用于亚、跨、超和高超声速流场计算中。但是在低马赫数流动中,由于方程条件数^[1]增大导致的刚性问题使得方程收敛性严重恶化。另一方面,风力机流场属于低马赫数流动(相对声速)范畴。而近年来国内外发展的预处理方法很好地解决了上述问题^[2]。

本文选取了具有代表意义的风力机专用 S809 翼型,对其静/动态绕流流场进行数值模拟计算。在

基金项目:国家重点基础研究发展计划(“九七三”计划)(2007CB714600)资助项目;江苏高校优势学科建设工程资助项目。

收稿日期:2011-04-29; **修订日期:**2011-07-29

通讯作者:陆志良,男,教授,博士生导师,1963年6月生,E-mail:luzl@nuaa.edu.cn。

静/动态绕流计算中会出现静/动态失速的情况,因此本文采用 Spalart-Allmaras(S-A)湍流模型^[3]的雷诺平均 Navier-Stokes(N-S)方程^[4]对这些分离流动进行全湍流模拟。这就要求高质量的粘性网格,即精细的结构网格是比较合适的。但是在静/动态绕流过程中大部分时刻与区域是附着流动。这些流动状态对计算网格的质量要求远没有失速状态对计算网格的质量要求高。如果生成的网格充分考虑失速现象,那么这样的网格对于发生失速的流场中的非湍流区域与没有发生失速的流场将是过细的网格。这使得网格生成所需的时间与难度变大,计算时消耗的资源与时间也更多。网格自适应技术可以较好地解决上述问题。在初始适当稀疏的网格基础上,自适应网格可以提供高质量的计算网格,最大程度上节约网格生成与计算过程中所占用的资源与时间。

1 控制方程与数值方法

1.1 粘性可压缩控制方程

粘性可压缩气体守恒型控制方程 N-S 方程的积分形式在控制体 Ω , 边界 S 下的形式为

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \mathbf{W} d\Omega + \oint_{\Sigma} (\mathbf{F}_c - \mathbf{F}_v) dS = 0 \quad (1)$$

式中: \mathbf{F}_c 为对流通量; \mathbf{F}_v 为粘性通量; \mathbf{W} 为守恒变量, 二维 x - z -平面下的形式为

$$\mathbf{W} = [\rho \quad \rho u \quad \rho w \quad \rho E]^T \quad (2)$$

1.2 湍流模型

S-A 湍流模型运用涡粘性 $\bar{\nu}$ 的输运方程求解湍流粘性。S-A 模型下的流场中各点的方程求解不依赖于其他点。它对物面附近网格要求不高,且能为湍流提供合理的逆压梯度,并且具有稳定、收敛快的优点。S-A 湍流模型在有限体积法下的形式为

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \bar{\nu} d\Omega + \oint_{\Sigma} (F_{c,T} - F_{v,T}) dS = \int_{\Omega} Q_T d\Omega \quad (3)$$

式中 $F_{c,T}$, $F_{v,T}$ 分别为对流通量与粘性通量。

1.3 预处理

为了提高在采用可压缩流动控制方程求解低马赫数流场时的收敛效率,可以采用可压缩控制方程低速预处理方法。引入对称变量 $\mathcal{Q} = [\partial p / \rho c \quad \partial u \quad \partial w \quad \partial p - c^2 \partial \rho]^T$, 则方程(1)可以写为

$$\mathbf{M} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \mathcal{Q} d\Omega + \oint_{\Sigma} (\mathbf{F}_c - \mathbf{F}_v) dS = 0 \quad (4)$$

式中 $\mathbf{M} = \partial \mathbf{W} / \partial \mathcal{Q}$, 则对称变量形式的预处理 N-S 方程为

$$\Gamma \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \mathcal{Q} d\Omega + \mathbf{M}^{-1} \oint_{\Sigma} (\mathbf{F}_c - \mathbf{F}_v) dS = 0 \quad (5)$$

式中 Γ 为预处理矩阵。对于对称变量, Weiss-Smith^[5]预处理矩阵具有形式简单、便于求逆矩阵的优点,因此本文选取 Weiss-Smith 预处理矩阵

$$\Gamma = \begin{bmatrix} 1/\epsilon & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (6)$$

式中预处理参数 ϵ 的定义为: $\epsilon = \min[1, \max(Ma^2, Ma_{\infty}^2)]$, 其中 Ma 为当地马赫数, Ma_{∞} 为来流马赫数。

将式(5)改写为守恒变量形式为

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \mathbf{W} d\Omega + \mathbf{M} \Gamma^{-1} \mathbf{M}^{-1} \oint_{\Sigma} (\mathbf{F}_c - \mathbf{F}_v) dS = 0 \quad (7)$$

1.4 数值方法

本文的求解器采用的是按边循环的非结构求解器,空间离散采用的是有限体积法(Finite volume method, FVM)。通量的求解采用的是 Jameson^[6]中心格式。由于中心格式对线性与非线性问题均有奇偶不关联性,使得数值格式不稳定。因此,引入了人工粘性以克服其固有的不关联性。此时边上的对流通量应为 $\mathbf{F}_c - \mathbf{D}$, \mathbf{F}_c 为人工粘性项。预处理后的人工粘性项为

$$\mathbf{D} = (\mathbf{M} \Gamma \mathbf{M}^{-1}) (d^{(2)} - d^{(4)}) \quad (8)$$

式中 $d^{(2)}$, $d^{(4)}$ 分别为可压缩情况下的二阶、四阶人工粘性。

空间离散后,对于静态绕流采用显式五步 Runge-Kutta^[6]进行时间推进,相邻两个时间步 n 到 $n+1$ 的推进如式(9)所示

$$\mathbf{W}^{n+1} = \mathbf{W}^n - \frac{\alpha_m \Delta t}{\Omega} \mathbf{R}(\mathbf{W}^{(m-1)}) \quad m = 1, 5$$

$$\alpha_1 = \frac{1}{4}, \alpha_2 = \frac{1}{6}, \alpha_3 = \frac{3}{8}, \alpha_4 = \frac{1}{2}, \alpha_5 = 1 \quad (9)$$

式中: Δt 为当地时间步长^[7]; $\mathbf{R}(\mathbf{W})$ 的定义为

$$\mathbf{R}(\mathbf{W}) = \mathbf{M} \Gamma^{-1} \mathbf{M}^{-1} \sum (\mathbf{F}_c - \mathbf{D} - \mathbf{F}_v) \Delta S \quad (10)$$

而对于动态绕流时间推进采用双时间步长法^[8-9]: 对式(5)引入对虚拟时间 τ 的导数,时间上取二阶精度,经空间离散后有

$$\mathbf{M} \Gamma \mathbf{M}^{-1} \frac{\partial (\Omega^{n+1} \mathbf{W}^{n+1})}{\partial \tau} + \mathbf{R}(\mathbf{W}^{n+1}) + \frac{3\Omega^{n+1} \mathbf{W}^{n+1} - 4\Omega^n \mathbf{W}^n + \Omega^{n-1} \mathbf{W}^{n-1}}{2\Delta t} = 0 \quad (11)$$

因为预处理方法会破坏时间精度,所以在求解动态绕流时,预处理矩阵不能作用在物理时间导数项,

因此作用在虚拟时间项上。此时,方程(9)中 Δt 为物理时间步长。在每一个物理时间步内,进行虚拟定常迭代时,仍然使用显式五步 Runge-Kutta 法,同时方程(9)中的 $\mathbf{R}(\mathbf{W})$, Δt 应该相应换成 $\mathbf{R}^*(\mathbf{W})$, $\Delta \tau$, 则有

$$\mathbf{W}^{n+1} = \mathbf{W}^n - \frac{\alpha_m \Delta \tau}{\Omega} \mathbf{R}^*(\mathbf{W}^{(m-1)}) \quad m = 1, 5 \quad (12)$$

式中: $\Delta \tau$ 为此时的当地时间步长; $\mathbf{R}^*(\mathbf{W})$ 的定义为

$$\mathbf{R}^*(\mathbf{W}) = \mathbf{R}(\mathbf{W}^{n+1}) + \frac{3\Omega^{n+1}\mathbf{W}^{n+1} - 4\Omega^n\mathbf{W}^n + \Omega^{n-1}\mathbf{W}^{n-1}}{2\Delta t} \quad (13)$$

需要指出的是,与原始控制方程相比,预处理后的 Jameson 中心格式的特征值系统发生变化,所以预处理后的当地时间步长须采用预处理后的谱半径进行计算^[1]。

1.5 边界条件

物面为无滑移条件;远场边界采用文献[10]建议的简化边界,如图1所示。

入流: $\rho_b = \rho_\infty, u_b = u_\infty, w_b = w_\infty, p_b = p_{\text{int}}$

出流: $\rho_b = \rho_{\text{int}}, u_b = u_{\text{int}}, w_b = w_{\text{int}}, p_b = p_\infty$

其中下标 int, b, ∞ 分别表示内场值,边界值与来流值。

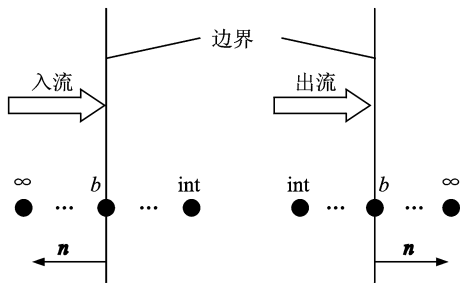


图1 远场边界条件

2 网格自适应技术

网格自适应技术问题的研究主要是以下两个部分:(1)自适应指示函数的确定;(2)网格密度改变的方法。针对第(1)个问题,本文利用单元速度紊乱度作为指示变量构造网格自适应指示函数。而第(2)个问题则采用直接分裂初始父单元的 H 型网格自适应方法来提高局部网格密度。

2.1 指示变量与指示函数

本文计算对象为低马赫数流动问题,关心的是分离流动对整个流场的精确求解产生的影响。着重于捕捉流场中的湍流区域和分离涡,采用单元流场速度的紊乱度获得自适应指示变量 v_N

$$v_N = \frac{V_\infty \cdot V_N}{V_\infty \cdot V_\infty} \quad (14)$$

式中: V_N 为第 N 个单元的流场速度; V_∞ 为自由来流的速度。同时构造自适应指示函数 $|v_N - 1|$ 。记录每个单元指示函数 $|v_N - 1|$ 值,当其大于给定的阈值 $V_{\text{threshold}}$ 时,将第 N 个单元标记为需要加密的单元, $V_{\text{threshold}}$ 的经验值为 $0.1 \sim 0.3$ 。

2.2 H 型网格自适应方法

网格的自适应有 2 种途径:(1)向初始网格中插入新的网格单元,从而提高单元密度的 H 型自适应网格技术^[11-12];(2)在保持网格单元总数不变的情况下,通过移动网格结点的位置来改变网格单元密度的分布的 R 型自适应网格技术^[13-16]。而本文将运用 H 型网格自适应技术以提高不可压流动的计算的精度。但是对于结构网格,如果在局部插入网格结点,会破坏原有的拓扑结构产生悬挂点,如图2所示。这使得结构求解器失效,所以本文在计算中采用了以边为基础的非结构求解器。这样不但解决了悬挂点的问题,而且避免了频繁查找相邻网格,从而在计算精度可接受的情况下,计算更为简单,并大大节省了机时,同时为今后推广到三维创造了条件。

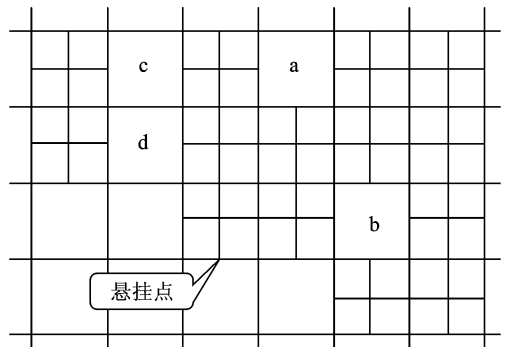


图2 悬挂点

2.3 加密网格的光顺

初步加密后的网格可能会出现不光滑的情况。所谓不光滑,即指网格结构可能没有正确反映流动特性。主要表现为某单元的 4 个相邻单元中,有 3 个(图2中单元 a)或 4 个(图2中单元 b)单元为已加密单元,或者对边的两个相邻单元是已加密单元(图2中单元 c, d)。在网格生成之后,必须查找出不光滑网格单元并消除,反复若干次,直至没有为止。

3 风力机翼型气动力计算

本文选取水平轴风力机(Horizontal-axis wind turbine, HAWT)常用的 S809 翼型。S809 拥有 21% 的厚度,是专为 HAWT 设计的层流翼型

(Somers, 1989)。下面将对其静/动态绕流流场进行数值模拟计算。

3.1 S809 翼型静态升力系数计算

流动雷诺数 $Re=2.0 \times 10^6$ 。如图3所示,初始网格采用C型网格,单元数为 216×39 ,其中翼型上表面分布80个单元,下表面分布78个单元。远场边界距离翼型后缘点20倍弦长。

首先,在未运用预处理技术时计算 0° 迎角下流动情况,残值发散,计算进行到1500步时无法继续进行。而运用预处理技术计算 0° 迎角下流动情况,残值是收敛的。两种残值随迭代步数变化历程如图4所示,这说明采用可压缩控制方程低速预处理方法计算低马赫数流动是有效的。

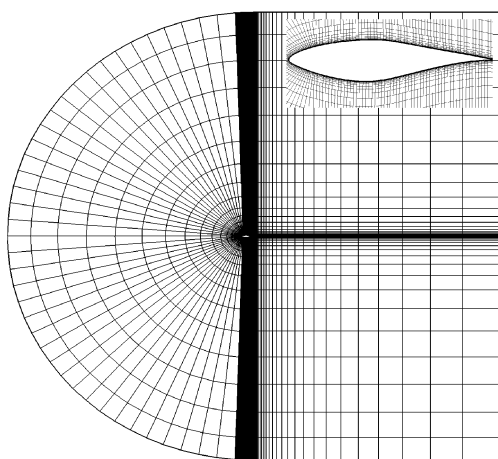


图3 初始C型网格

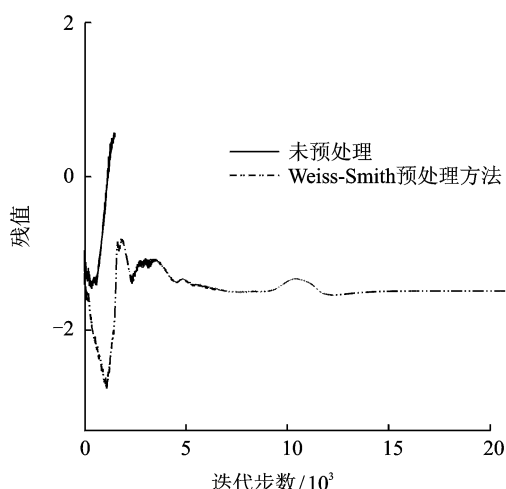


图4 0° 迎角下残值收敛曲线

然后,运用预处理技术在初始网格的基础上对不同迎角的流场进行迭代计算,直到监测值(升力系数)收敛,并应用网格自适应技术获得自适应后的网格。新的自适应网格的流场变量由原流场解插

值获得。文中,如果一个父单元没有标记为需加密单元,其流场值不变;如果一个父单元被标记为需加密单元,则将其流场值直接赋给分裂获得的4个子单元。进而继续迭代计算,直到监测值再次收敛。由于各个计算状态迎角不同,所需加密的网格数目也不同。图5为 $\alpha=15^\circ$ 时自适应后的网格。

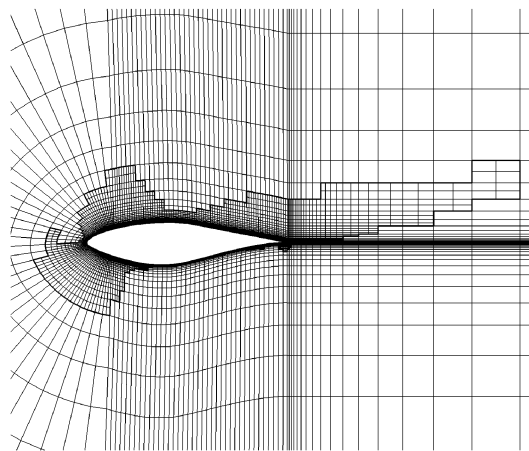


图5 $\alpha=15^\circ$ 时自适应后的网格

迎角在 $0 \sim 5^\circ$ 之间时,全流场是层流流动。当迎角变大时,翼型上翼面出现小的分离泡。而迎角的进一步增加使上翼面后缘处出现轻微湍流分离,且分离区域随着迎角的增加向前缘扩展:迎角在 9° 附近时,上翼面后缘 $5\% \sim 10\%$ 处发生分离;迎角增加到 15° 时,分离区域向前移动至弦线中点处;而当迎角到达 20° 时,分离区域扩展至整个上翼面。升力系数实验值^[17]在迎角在 $0 \sim 5^\circ$ 之间时,呈线性增加,并随着迎角的进一步增加而增加。在 9.2° 迎角时达到第1个峰值1.04,之后升力系数略微下降再缓慢上升,并在 15° 时到达第2个峰值,之后($15 \sim 20^\circ$)升力系数再次下降,使得升力系数曲线在 $0 \sim 20^\circ$ 迎角内形成双峰平台曲线。

将初始网格与自适应网格下计算所得升力系数 C_L 值与实验值比较(图6),来流迎角小于 9° 时吻合都比较好,但在 9° 之后采用初始网格计算所得升力系数与试验值偏差较大。而采用自适应网格计算所得升力系数与试验值误差较小,并体现出双峰特性。

3.2 S809 翼型动态升力系数计算

初始网格采用C型网格,单元数为 167×39 ,其中翼型上表面分布95个单元,下表面分布85个单元,如图7所示。

高质量、快速的动态网格生成是动态计算的基础。本文采用基于扰动衰减规律的弹性变形技

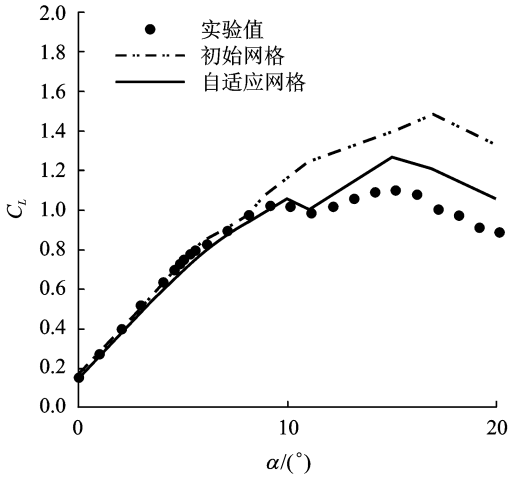


图6 升力系数与迎角变化曲线

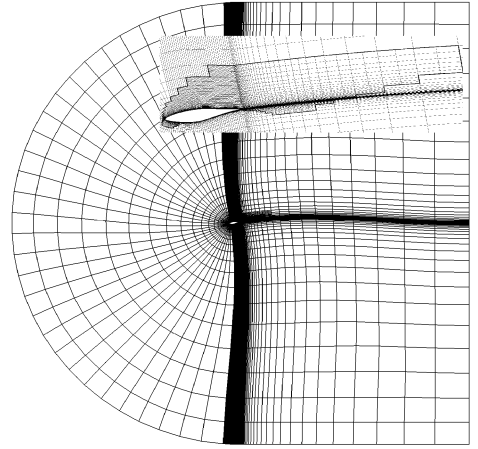
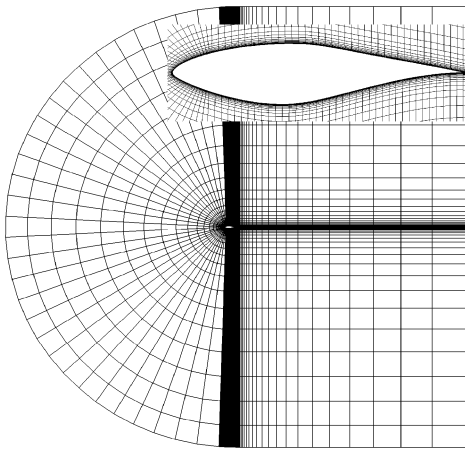
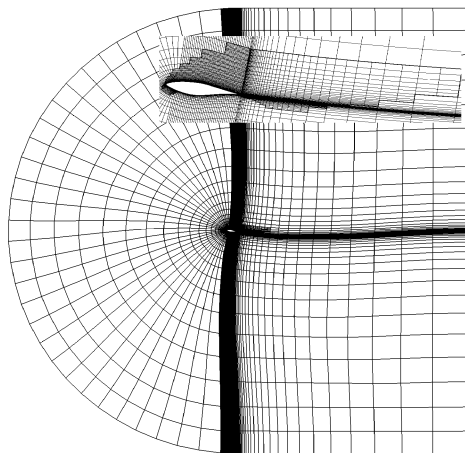
图9 $\alpha = -2.0^\circ$ 时 S809 自适应网格

图7 S809翼型初始网格

图8 $\alpha = 18^\circ$ 时 S809 自适应网格

式中 P_{St} 为静态网格点随物面边界做刚性运动时的位移。

这样,对于物面的网格节点,因为 $d_w = 0$,得到 $P^{n+1} = P^n + P_{St}$;对于远场边界的网格节点,因为 $d_F = 0$,得到 $P^{n+1} = P^n$ 。全部网格节点遵循了物面网格随动、远场固定的原则。可以发现,这种技术有两个优点:(1)新的动态网格确定过程中的参数 d_w , d_F 只需在流场计算前求解一次;(2)对结构、非结构和混合网格都适用。

动态网格生成后,新的动态网格单元的面积的求解必须满足几何守恒律^[19]。

选取文献[20]中的一个实验例子作为数值模拟的对象。来流马赫数 $Ma = 0.1$,雷诺数 $Re = 1.0 \times 10^6$ 。迎角变化规律为 $\alpha = 8^\circ + 10^\circ \times (2kt^*)$,其中减缩频率 $k = 0.077$,量纲一化时间 $t^* = t \times U_\infty / c$,本文取 $t^* = 0.1$ 。

首先在初始网格的基础上进行流场迭代计算。为了获得重合的升力迟滞曲线,计算了3个俯仰周期,并在第3个俯仰周期内的每一个时间步中捕捉和记录需要加密的单元。在第3个俯仰周期计算结束后,利用所捕获并记录的需加密单元信息进行网格局部加密,新的自适应网格的流场变量由此时此刻的初始网格流场解插值获得。继而进入第4个俯仰周期的计算,获得基于自适应网格的升力迟滞曲线。自适应后网格如图8,9所示,网格单元增加了7 254个。

图10为基于初始网格与自适应网格计算所得升力系数 C_L 与实验值的比较。从图中可以看出,在最大迎角附近,初始网格所得升力系数值偏小,而自适应网格所得升力系数值偏大。而其他各处,自适应网格所得升力系数值更与实验值接近或吻合

术^[18]快速生成动态网格,如图8,9所示。在流场计算前,首先求得网格节点到物面的最短距离 d_w ,到远场最短距离 d_F 。那么, $n+1$ 时刻动态网格节点的坐标 P^{n+1} 表示为

$$P^{n+1} = P^n + P_{St} \cdot [d_F / (d_w + d_F)]^2 \quad (15)$$

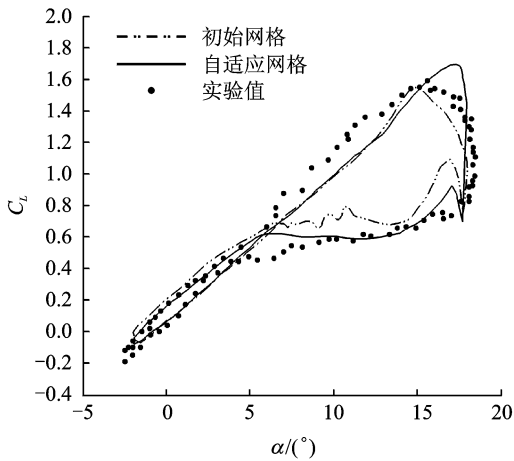


图10 S809翼型动态失速下升力系数迟滞环

采用网格自适应所得到的计算结果相对初始网格所得计算精度有明显提高。

4 结束语

本文采用可压缩控制方程低速预处理方法对S809静/动态的低速绕流问题进行了数值模拟。

为了提高计算精度与效率,在计算过程中运用了网格自适应技术。采用流场速度的紊乱度作为指示函数的变量捕捉湍流区域,采用直接分裂初始父单元的H型网格加密技术对湍流区域进行局部加密。

基于初始网格及自适应网格的计算结果与实验测量值进行了比较。比较结果显示,网格自适应技术能够提高计算的精度。

参考文献:

[1] 田书玲. 基于非结构网格方法的重叠网格算法研究[D]. 南京:南京航空航天大学空气动力学系,2008.

[2] Unrau D, Zingg D W. Viscous airfoil computations using local preconditioning[R]. AIAA-1997-2027, 1997.

[3] Spalart S R, Allmaras S A. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows[R]. AIAA 92-0439, 1992.

[4] Blazek J. Computational fluid dynamics: principles and applications[M]. Kidlington: Elsevier Science Ltd, 2001:5-22.

[5] Weiss J M, Smith W A. Preconditioning applied to variable and constant density time-accurate flows on unstructured meshes[R]. AIAA 94-2209, 1994.

[6] Jameson A, Schmidt W, Turkel E. Numerical solutions of the Euler equations by finite volume methods

using Runge-Kutta time-stepping schemes[R]. AIAA 81-1259, 1981.

[7] Müller B, Rizzi A. Runge-Kutta finite-volume simulation of laminar transonic flow over a NACA0012 airfoil using the Navier-Stokes equations[R]. FFA TN 1986-60. Stockholm: Swedish Institute for Aeronautics Research, 1986.

[8] Jameson A. Time dependent calculations using multigrid, with applications to unsteady flows past airfoils and wings[R]. AIAA Paper 91-1596, 1991.

[9] Gaitonde A L. A dual-time method for the solution of the 2D unsteady Navier-Stokes equations on structured moving meshes[R]. BU-DAE-R-716. Bristol: University of Bristol, 1995.

[10] Turkel E, Fiterman A, van Leer B. Preconditioning and the limit to the incompressible flow equations[R]. NASA-CR-191500, 1993.

[11] 吴颂平,李椿萱. 模拟无粘超音速射流/绕流干扰的高分辨率自适应网格数值方法[J]. 计算物理,1991,8(3):235-242.

[12] Heuveline V, Schieweck F. H1-interpolation on quadrilateral and hexahedral meshes with hanging nodes[J]. Computing, 2007,80(3):203-220.

[13] Dwyer H A, Kee R J, Sanders B R. An adaptive grid method for problems in fluid mechanics and heat transfer[R]. AIAA 79-1464, 1979.

[14] Gnoffo P A. A finite-volume, adaptive grid algorithm applied to planetary entry flowfields[J]. AIAA Journal, 1983,21(9):1249-1254.

[15] Nakahashi K, Deiwert G S. Three-dimensional adaptive grid method[J]. AIAA Journal, 1986,24(6):948-954.

[16] Lee D, Tsuei Y M. A hybrid adaptive gridding procedure for recirculating fluid flow problem[J]. Journal of Computational Physics, 1993,108:122-14.

[17] Somers D M. Design and experimental results for the S809 airfoil[R]. NREL/SR-440-6918. Golden Colorado: National Renewable Energy, 1997.

[18] Lu Zhiliang. Generation of dynamic grids and computation of unsteady transonic flows around assemblies[J]. Chinese Journal of Aeronautics, 2001,14(1):1-5.

[19] Thomas P D, Lombard C K. The geometric conservation law—a link between finite-difference and finite volume methods of flow computations on moving grids[R]. AIAA 78-1208, 1978.

[20] Gupta S, Leishman J G. Dynamic stall modelling of the S809 aerofoil and comparison with experiments[J]. Wind Energy, 2006,9(6):521-547.