

风力机叶尖涡的数值模拟

钟 伟 王同光

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

摘要:以NREL Phase VI叶片的1/8模型为对象,采用有限体积法求解不可压缩雷诺平均的Navier-Stokes方程组,模拟了风力机叶片的绕流和尾流,分析了叶尖涡的生成和发展过程。结果显示:在叶片尖部,从前缘开始生成的压力面一侧漩涡和从约1/2弦线开始生成的吸力面一侧漩涡在尾缘附近汇合并脱出形成叶尖涡;在近尾流区域,叶尖涡先局部向内迁移,但其原因并非风轮旋转;在远尾流区域,叶尖涡以接近线性的规律持续向外迁移;叶尖涡与叶根涡共同形成的涡系结构,在风轮下游相当一段距离仍然对尾流场产生显著的速度诱导,表明尾涡对风力机尾流场产生主导作用。

关键词:空气动力学;风力机;叶尖涡;Phase VI叶片;计算流体力学

中图分类号:O357 **文献标识码:**A **文章编号:**1005-2615(2011)05-0640-05

Numerical Analysis of the Wind Turbine Blade-Tip Vortex

Zhong Wei, Wang Tongguang

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

Abstract: A numerical simulation is performed on the 1/8 scaled model of NREL Phase VI blade, solving the incompressible Reynolds-averaged Navier-Stokes equations by using the finite volume method. Analysis on the numerical results reveals the generation and development of the blade-tip vortex. At the beginning, a vortex near the pressure side from the leading edge and another vortex on the suction side from about the half chord merge into the blade-tip vortex. In the near wake, the blade-tip vortex firstly moves towards the inner side, which is not caused by rotation but inherited from the characteristics of the fixed blade. In the far wake, the spiral trace of blade-tip vortex continuously expands in a linear way. The wake flow is significantly influenced by the induced velocity of the blade-tip and root vortices in a considerable long range after the rotor.

Key words: aerodynamics; wind turbine; blade-tip vortex; Phase VI blade; computational fluid dynamics (CFD)

叶尖涡的存在和发展是风力机尾流结构的重要特征。在接近风轮的近尾流区域,叶尖涡的诱导速度对叶片的气动特性产生作用;在远离风轮的远尾流区域,叶尖涡的发展影响着对下游风力机的气动干扰情况。风力机叶尖涡从旋转叶片的尖部生成,以螺旋状向下游发展,受到风轮诱导速度、尾流

膨胀、尾流与主流之间的速度剪切等因素的影响,相对固定叶片的情况更复杂,是风力机空气动力学的研究重点之一^[1]。

风力机叶尖涡的直观图像可以通过烟流显示实验^[2-3]获得,更精确的定量测量则更多地借助于粒子成像测速(Particle image velocimetry, PIV)

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;江苏省创新学者攀登(BK2008044)资助项目;江苏省普通高校研究生科研创新计划(CX09B-069Z)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:**2011-08-10

通讯作者:王同光,男,教授,博士生导师,E-mail:tgwang@nuaa.edu.cn。

实验^[4]。这些实验结果揭示了包括叶尖涡在内的风力机尾流结构特征,同时为计算研究提供了参考。Xiao 等人^[5]最近以 NREL Phase VI 叶片的 1/8 模型为对象开展了叶尖涡的 PIV 测量。NREL Phase VI 实验^[6]是迄今最完整的风力机空气动力学风洞实验,获得了多个工况下的测压和测力结果,但缺乏定量的尾流测量结果。Xiao 等人的实验^[5]可以帮助研究人员结合测力测压结果和 PIV 实验结果,分析风力机的流场结构及其与叶片气动特性之间的关系。

描述叶尖涡发展的风力机空气动力学计算方法主要有自由涡尾迹方法(Free vortex method, FVM)^[7]和计算流体力学方法(Computational fluid dynamics, CFD)^[8]。其中,CFD 方法从流体控制方程出发,引入的假设和模型最少,不需要风力机叶片剖面翼型的气动特性作为输入,是一种普遍适用的计算方法,成为风力机尾流结构研究的重要手段。

根据研究目的的不同,CFD 方法可以通过两种方式产生叶尖涡。当以研究远尾流和风力机相互干扰为目的时,可以将叶片等效为一个升力面,通过向气流施加合适的彻体力来体现升力面的作用,从而实现在不描述叶片几何外形的条件下产生叶尖涡^[9]。这种方法的优点在于不要求解叶片实际绕流,显著降低了所需的网格单元数和网格生成的难度,可以采用直角坐标网格和多种高精度格式,特别有利于同时考虑多台风力机之间的气动干扰。当以研究近尾流和叶尖涡对风力机本身的诱导作用为目的时,则必须围绕叶片外形建立网格,以直接捕捉叶片实际绕流的方式产生叶尖涡。这种方法的优点在于可以精确描述叶尖涡在近尾迹区域的产生和发展过程,有利于研究叶尖涡在产生和初期发展阶段的详细情况,也有利于分析叶尖涡对叶片绕流的诱导作用。

本文采用 CFD 方法,以 Xiao 等人^[5]用于 PIV 实验的 NREL Phase VI 叶片 1/8 模型为对象,围绕叶片建立贴体网格以捕捉叶片实际绕流,并在尾流区域适当加密网格,模拟了 NREL Phase VI 叶尖涡的产生和发展过程,在与实验结果对比验证的基础上展现和分析了更丰富的叶尖涡结构特征。

1 数值模拟方法

1.1 控制方程

用于本文数值模拟的解算器基于有限体积法,求解的控制方程组为旋转参考系下的不可压缩雷

诺平均 Navier-Stokes 方程组,其表达式为

$$\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} = -\frac{1}{\Omega} \left[\oint_S (\mathbf{F}_c - \mathbf{F}_v) dS - \int_{\Omega} \mathbf{Q} d\Omega \right] \quad (1)$$

式中: Ω 为以 S 为边界的控制体; \mathbf{W} 表示守恒变量; \mathbf{F}_c 表示对流量; \mathbf{F}_v 表示粘性通量; \mathbf{Q} 表示体积力源项。 $\mathbf{W}, \mathbf{F}_c, \mathbf{F}_v, \mathbf{Q}$ 的表达式如下

$$\mathbf{W} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \end{bmatrix} \quad \mathbf{F}_c = \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho u V + n_x p \\ \rho v V + n_y p \\ \rho w V + n_z p \end{bmatrix} \quad \mathbf{F}_v = \begin{bmatrix} 0 \\ n_x \bar{\tau}_{xx} + n_y \bar{\tau}_{xy} + n_z \bar{\tau}_{xz} \\ n_x \bar{\tau}_{yx} + n_y \bar{\tau}_{yy} + n_z \bar{\tau}_{yz} \\ n_x \bar{\tau}_{zx} + n_y \bar{\tau}_{zy} + n_z \bar{\tau}_{zz} \end{bmatrix} \quad \mathbf{Q} = \begin{bmatrix} 0 \\ \rho f_{e,x} \\ \rho f_{e,y} \\ \rho f_{e,z} \end{bmatrix} \quad (2)$$

式中: \mathbf{n} 为单位法向量; ρ 为空气密度; u, v 和 w 为速度的3个分量; p 为压强; $\bar{\tau}$ 为剪切应力; f_e 为体积力加速度;逆变速度 V 的表达式为

$$V = \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = n_x u + n_y v + n_z w \quad (3)$$

方程组中各个变量都是定义在旋转参考系下的,该参考系的转轴与风力机风轮转轴重合,转速与风轮转速相同,是一个非惯性参考系。为了修正因参考系旋转而附加给气流的离心力和科氏力,在方程组中定义体积力加速度为

$$\mathbf{f}_e = - (2 \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u} + \boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) \quad (4)$$

式中: $\boldsymbol{\omega}$ 为参考系的旋转角速度; \mathbf{r} 为位置矢量。

方程组中的粘性通量 \mathbf{F}_v 包括层流粘性和湍流粘性的影响。本文采用对边界层湍流和自由剪切湍流都有较好模拟效果的 SST $k-\omega$ 模型来计算湍流粘性。方程组对流项的离散采用二阶迎风格式,时间项离散采用全隐式时间积分方法。

1.2 计算域、网格与计算条件

数值模拟的计算域不考虑风洞洞壁的影响,迎风面与叶片的距离大于 $10L$ (L 为叶片长度),背风面与叶片的距离大于 $20L$ 。外边界分为迎风的入口边界和背风的出口边界。入口边界设定速度和湍流参数,压力由内场信息插值获得;出口边界设定压力,速度和湍流参数由内场信息插值获得。针对风轮两个叶片的轴对称特点,应用了 180° 旋转周期边界条件,使得计算域只有实际区域的一半,从而使网格数和计算量减半。周期边界上一侧的网格节点和另一侧的网格节点一一对应,紧邻周期边界一侧的计算域外的“镜像单元”信息由紧邻另一侧的计算域内的单元提供。压力等标量可以直接赋值,速度矢量进行相应的旋转变换后赋值。叶片表面设定为无滑移边界条件。

采用六面体网格单元划分计算域,在叶片附近为“O”型网格拓扑结构,以利于叶片边界层的加密。叶片表面首层网格高度为 5×10^{-6} m,经测试其量纲一高度 $y^+ < 1$ 。对尾流区域的网格进行了适当加密,以利于捕捉尾涡的发展。计算域的网格单元总数为490万,局部网格如图1所示。

计算条件根据Xiao等人的实验条件^[5]设定,来流风速为12 m/s,桨距角为 4° ,风轮转速900 r/min,对应的尖速比为4.91。

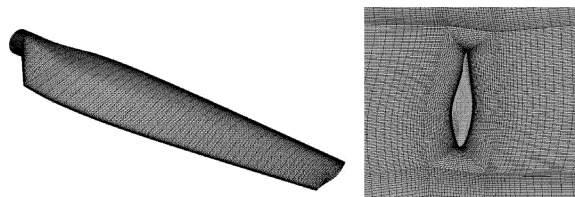


图1 计算域局部网格

2 数值模拟结果与分析

2.1 叶尖涡的生成

叶片压力面的压力高,吸力面的压力低,压力差推动气流绕过叶尖,形成叶尖涡。漩涡的本质是速度剪切,不一定可以直接观测到气流的旋转。风力机的叶尖涡在来流风速的叠加下,不容易从迹线或速度矢量上直接显示出漩涡的位置,因而需要引入更具有物理意义或表现特征的量来显示涡。旋度是漩涡强度的一种更具物理意义的度量,其定义为

$$\omega = \left(\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) \mathbf{i} + \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) \mathbf{j} + \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \mathbf{k} \quad (5)$$

空间中一点的旋度大小表征了该点的涡量强度,因此通常称旋度的模为涡量。此外,漩涡还有多种表现特征,比如在漩涡中心处流速低,静压也低,通过总压的大小也可以显示漩涡的位置。

图2(a)显示了叶尖处几个截面的总压等值线,反映了叶尖漩涡的产生过程。从前缘开始,叶片压力面和叶尖端面之间已有漩涡生成,其涡核位于叶尖端面以外;而吸力面一侧的漩涡则在约1/2弦长之后开始生成,其涡核位于叶尖端面以内。图2(b)显示了一个涡量等值面,可见压力面一侧的漩涡逐渐向吸力面靠近,在尾缘附近汇入吸力面一侧的漩涡,两个漩涡合并后从尾缘脱出。

2.2 近尾流区域的发展

风力机尾流可以分为近尾流和远尾流。在近尾流区域,风力机各个叶片对尾流的诱导速度、压力和湍流强度等流场参数存在直接影响,叶片的数

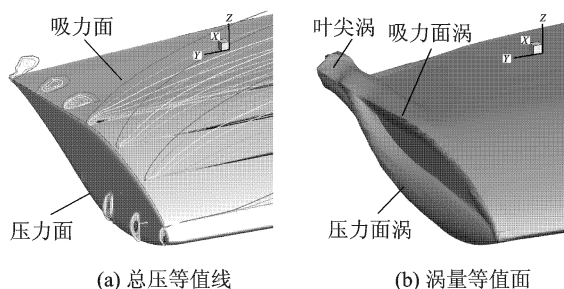


图2 叶尖的总压等值线和涡量等值面

目、方位和局部气动特性不可忽略,另一方面尾流的诱导速度也能影响叶片的气动特性;在远尾流区域,风力机各个叶片对尾流的直接影响很小,流场参数沿周向的分布较均匀,尾流的诱导速度对叶片气动特性的影响也很小。近尾流区域和远尾流区域没有严格的界限,本文仅根据叶尖涡在邻近风轮和远离风轮处发展特征的不同作出概念性的划分。

图3显示了叶尖涡涡核在近尾流区域的径向位置,图中 r 表示当地展向位置, R 表示风轮半径,在叶片尖部有 $r/R=1$ 。数值模拟获得的涡核位置在约 45° 尾迹角之前向内迁移,之后才开始向外迁移。这与Xiao等人^[5]实验中观测到的发展规律是一致的,但却有悖于致动盘理论关于风力机尾流始终膨胀的结论。对固定机翼的研究^[10]表明,翼尖涡从尾缘脱落后也存在向内迁移的现象。因此,风力机叶尖涡在初期向内迁移的现象确是客观存在的,但不是风轮旋转对气流产生的轴向诱导作用造成的,也就不能在基于动量定理的致动盘理论中体现出来。

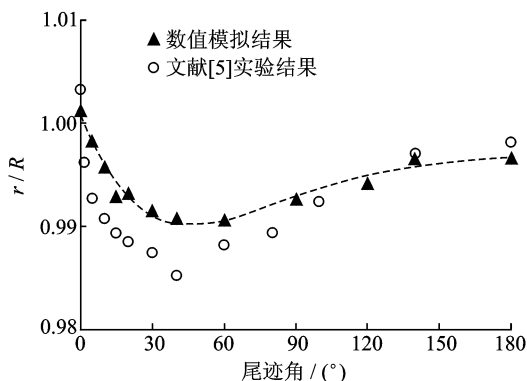


图3 近尾流区域涡核的径向位置

除叶尖涡外,从近尾迹区域的涡量分布还可以看到从整个叶片尾缘脱出的尾迹如图4所示。这条尾迹与叶尖涡连接,组成花蕊状,叶尖涡是“蕊尖”,尾缘尾迹是“蕊柄”。随着尾迹角的增大,“蕊尖”逐渐向流动方向偏移,同时逐渐增大,看起来犹如花

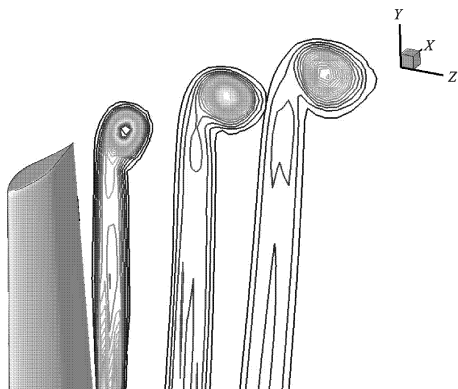


图4 近尾流区域的涡量等值线

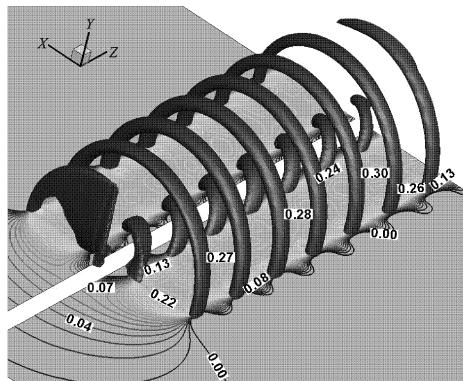


图6 尾流的涡量等值面和轴向诱导因子等值线

蕊的动态生长。造成叶尖涡相对尾缘尾迹向流动方向偏移的原因是,在尾流边缘处存在速度剪切,外侧的速度高于内侧的速度,使得位于外侧的叶尖涡比位于内侧的尾缘尾迹更快地流向下游;造成叶尖涡逐渐增大的原因则是粘性力的作用。

2.3 远尾流区域的发展

叶尖涡涡核在更大尾迹角下的径向位置如图5所示。随着尾迹角的增大,叶尖涡逐渐向外迁移。数值模拟结果和Xiao等人的实验结果^[5]均显示出迁移的规律接近线性,只是数值模拟的迁移斜率比实验结果稍低一些。叶尖涡向外线性迁移表明风力机尾流的线性膨胀,这再次与致动盘理论获得的膨胀规律不一致。忽略空气粘性的致动盘尾流膨胀是非线性的,在致动盘附近膨胀快,然后膨胀速率逐渐降低,尾流直径最终趋近于某个极限值^[11]。本文的数值模拟结果展现出远尾流膨胀规律接近线性,反映了空气粘性作用下远尾流的真实膨胀情况。这种线性膨胀特征为尾流建模和预定涡尾迹方法^[12]等提供了便利。

图6通过一个涡量等值面展示了包括叶尖涡和叶根涡在内的风轮尾涡结构,并显示了垂直于叶片的平面内的轴向诱导因子等值线。轴向诱导因子

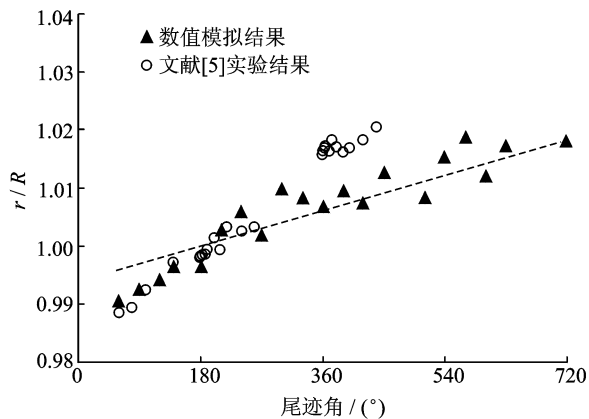


图5 远尾流区域涡核的径向位置

是流场轴向诱导速度的量纲一参数,其定义为

$$a = 1 - \frac{V}{V_0} \quad (6)$$

式中: V 为当地轴向速度; V_0 为来流风速。由图可见,尾涡在风轮后相当一段距离仍呈现清晰的结构,对当地尾流速度场产生了显著影响。尾流区域的轴向诱导因子随着流动的发展逐渐增大,且始终受到尾涡的诱导作用而在径向不是均匀的。尾流边缘由于叶尖涡的诱导,呈现出波浪状。这个图画展现出风力机由尾涡主导的尾流结构特征,叶尖涡和叶根涡经过叶片连通,分别向下游螺旋状发展,其诱导速度以一定的周期性规律作用于尾流流场。

3 结 论

本文以NREL Phase VI叶片的1/8模型为对象,采用基于有限体积法的二阶精度求解器,使用旋转参考系模型模拟风轮旋转,在叶片附近和尾流区域适当加密网格,在包含周期边界的半圆柱形计算域上求解不可压缩雷诺平均的Navier-Stokes方程组,模拟和分析了风力机叶尖涡的生成和发展过程。数值模拟获得的叶尖涡涡核位置的变化规律与实验结果^[5]呈现良好的一致性,验证了数值模拟结果在定性特征上的正确性。数值模拟结果在数值大小上存在一定的误差,但考虑到由于网格数量限制和离散格式本身都会导致涡的数值耗散,这种数值大小上的误差是难以避免的。

数值模拟结果展示了叶尖涡的产生及其在近尾流区域和远尾流区域的发展特征,获得如下结论:

- (1)在叶片尖部,压力面一侧从前缘开始生成漩涡,吸力面一侧从1/2弦线附近开始生成漩涡。压力面一侧的漩涡在运动过程中逐渐翻越叶尖,在尾缘附近与吸力面一侧的漩涡合并为单独的叶尖

涡。

(2)在近尾流区域,叶尖涡从叶片脱出后先向内迁移,之后才开始向外迁移。这种向内迁移的规律不是风轮旋转造成的,而是在固定机翼上已经体现出的叶尖涡运动特征。至于叶尖涡的局部内迁是否意味着尾流流管的局部收缩,还有待进一步研究。

(3)在远尾流区域,叶尖涡以接近线性的规律持续向外迁移,与叶根涡共同形成一对螺旋形涡系结构,在风轮下游相当一段距离仍然对尾流场产生显著的速度诱导,表明尾涡对风力机尾流场产生主导作用。

参考文献:

- [1] Vermeer L J, Sørensen J N, Crespo A. Wind turbine wake aerodynamics[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2003,39(6/7):467-510.
- [2] Alfredsson P H, Dahlberg J A. A preliminary wind tunnel study of windmill wake dispersion in various flow conditions[R]. Technical Note AU-1499. Stockholm; The Aeronautical Research Institute of Sweden(FFA), 1979.
- [3] Vermeer L J. A review of wind turbine wake research at TUDelft [C]//A Collection of the 2001 ASME Wind Energy Symposium Technical Papers. New York; ASME, 2001:103-113.
- [4] Whale J, Anderson C G, Bareiss R, et al. An experimental and numerical study of vortex structure in the wake of a wind turbine[J]. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2000,84(1): 1-21.
- [5] Xiao J P, Wu J, Chen L, et al. PIV measurements of tip vortex wake structure of a wind turbine[J]. *Applied Mathematics and Mechanics*, 2011,32(6): 729-738.
- [6] Hand M M, Simms D A, Fingersh L J, et al. Unsteady aerodynamics experiment phase VI: wind tunnel test configurations and available data campaigns [R]. NREL/TP-500-29955. Colorado; National Renewable Energy Laboratory, 2001.
- [7] Coton F N, Wang T, Galbraith R A M. An examination of key aerodynamic modeling issues raised by the NREL blind comparison [J]. *Wind Energy*, 2002,5(2/3):199-212.
- [8] Sande B, Van der Pijl S P, Koren B. Review of computational fluid dynamics for wind turbine wake aerodynamics [EB/OL]. [2011-02-04]. <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/We.458/abstract>.
- [9] Ivanell S, Sørensen J N, Mikkelsen R, et al. Analysis of numerically generated wake structures [J]. *Wind Energy*, 2009,12(1):63-80.
- [10] Cai J G, Xie P, Wei H, et al. Verification and validation of LES for interaction of wingtip vortex and wakes[R]. AIAA-2008-673, 2003.
- [11] Sørensen J N, Myken A. Unsteady actuator disc model for horizontal axis wind turbines[J]. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1992,39(1/3):139-149.
- [12] Wang T G. Unsteady aerodynamic modeling of horizontal axis wind turbine performance[D]. Glasgow; University of Glasgow, 1999.