上海交通大学硕士学位论文

大气边界层内风机气动及尾流特性 的数值研究

硕	士硕	甲究	生:	宁旭
学			号:	117010910231
导			师:	万德成 教授
申	请	学	位:	工程硕士
学			科:	船舶与海洋工程
所	在	单	位:	船舶海洋与建筑工程学院
答	辩	日	期:	2020年1月
授	予学	位单	山位:	上海交通大学

Dissertation Submitted to Shanghai Jiao Tong University for the Degree of Master

NUMERICAL STUDY OF WIND TURBINE AERODYNAMICS AND WAKE CHARACTERISTICS UNDER ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER

Candidate:	Xu Ning
Student ID:	117010910231
Supervisor:	Prof. Wan Decheng
Academic Degree Applied for:	Master of Engineering
Speciality:	Naval Architecture and Ocean Engineering
Affiliation:	School of Naval Architecture, Ocean and Civil Engineering
Date of Defence:	Jan, 2020
Degree-Conferring-Institution:	Shanghai Jiao Tong University

大气边界层内风机气动及尾流特性的数值研究

摘要

近十年内风能技术得到飞速发展,风力发电逐步向大尺度化和大型化迈进。 目前所有的风力发电机均工作于大气边界层内部,随着叶轮直径不断扩大,大 气边界层流动中的风剪切特性和复杂湍流结构对风机的影响愈发显著,因此对 大气边界层流动的模拟以及研究其对风机气动性能和尾流场影响机理的重要性 不言而喻。

本文首先使用致动线模型结合 LES 或 RANS 的方法分别对剪切和湍流入流条 件下的 NREL-5MW 单风机气动载荷及其尾流场进行数值模拟。通过数值计算得到 风机尾流速度损失分布,尾流涡结构演化过程以及风机的结构载荷。结果表明, 风剪切的存在会使风机各叶片的气动载荷产生周期性波动,但该风机叶片的气 动设计使得三叶片的叶根载荷随周向位置呈三角对称分布,故其功率和叶轮推 力仍可保持稳定。然而在湍流入流条件下,风速脉动随机性强,尺度范围广, 导致叶片各部分的载荷产生不同频率和幅度的振动,进而恶化风机的各类疲劳 载荷以及功率和推力的稳定性。对尾流场而言,入流速度梯度会使得尾流速度 在垂向呈不对称分布,而湍流对尾涡结构的扰动会使尾流更早地进入湍流状态 并显著加快其速度损失恢复的进程。

随后,本文利用大涡模拟对谐波合成和域前模拟两种生成大气边界层流动 的方法进行了对比研究,分析了两种方式所生成风场的统计特性。结果表明域 前模拟法产生的风场在计算域内可以保持稳定的风速廓线和湍流强度,其湍流 结构呈现更接近真实大气的各向异性流动特点,而谐波合成方法所生成的脉动 风场湍流能量会在计算域入口产生较大衰减,且其横向和垂向的湍流强度和积 分尺度非常相近。但谐波合成法在计算和存储成本上具有很大优势,更适合工 程实际应用,故仍有意义在未来对其进一步地发展和完善。

最后使用域前模拟-主模拟(前者生成大气边界层入流,后者模拟风机尾流) 结合致动线模型的方式,对中性和对流大气边界层条件下的单风机和串列式双 风机进行了大涡模拟,目的是研究不同大气稳定性如何影响尾流特性尤其是尾 流迂曲运动,并分析了尾流效应对下游风机结构载荷的影响。研究发现,对流 大气条件下的湍流结构尺度更大,湍流能更高,风机尾流以更快的速度发展和 恢复。尾流偏移的频谱显示出尾流振荡现象的诱因有二:其一为尾涡失稳扰动 在远尾流区的放大,其二是大气中大尺度湍流结构带动了尾流的整体运动,后 者的影响会随着大气稳定度降低而增大。同时,研究发现尾流振荡使得下游风 机的叶根切向弯矩和偏航弯矩波动大大增强,且二者的振动能量在频域上的分 布有所不同,而低速轴扭矩受上游风机尾流的影响较小。

关键词: 大气边界层流动,大涡模拟,致动线模型,尾流特性,气动载荷

NUMERICAL STUDY OF WIND TURBINE AERODYNAMICS AND WAKE CHARACTERISTICS UNDER ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER

ABSTRACT

Wind industry has experienced great boost over the past ten years and both wind turbines and wind farms have shown a large-scale development tendency. Since all the wind turbines work in the atmospheric boundary layer flow environment, as the diameter of turbine rotor continues to expand, the influence of wind shear and complex turbulent flow structures on the wind turbine aerodynamics will significantly increase. Therefore, the simulation study of atmospheric boundary layer flow and its effect on the wind turbine performance and wake field have undoubtedly significance.

The wake field of a NREL-5MW wind turbine under uniform, shear and turbulent inflow conditions are firstly simulated by using RANS or LES combined with actuator line model. Velocity deficit distribution, evolution of rotor-shed vortex and wind turbine structural loads are investigated. Results show that the existence of wind speed gradient force the loads of each blade to oscillate periodically. But the aerodynamic design of NREL-5MW wind turbine makes the root moment of three blades have a symmetric distribution along the circumferential direction, which leads to a high stability of power output and thrust. However, when under turbulent inflow condition, the wind speed has random and multi-scale fluctuations and thus causes load oscillations with different frequencies and amplitudes at different part of blades, remarkably augmenting the fatigue loads and decreasing the power output stability. The wind shear inflow results in the asymmetric distribution of velocity deficit in the wake region and the turbulent inflow accelerates the wake evolution and recovery process.

Subsequently, the LES is used to compare the atmospheric boundary layer flows generated by weighted amplitude wave superposition (WAWS) method and precursor simulation. The statistical analysis shows that the wind field generated by precursor simulation keeps nearly the same wind speed and turbulence intensity profiles throughout the domain and the turbulent structures show anisotropic features similar to the realistic wind field. By contrast, in the wind field generated by WAWS, the turbulence integral lengths in lateral and vertical directions are close to each other and the turbulent energy experiences remarkable dissipation after entering the domain. Nevertheless, WAWS has strong advantage in saving computation and storage cost and is more suitable for engineering application, so it is important to improve this method in the near future research.

Finally, a large-eddy simulation of tandemly arranged two wind turbines under neutral and convective atmospheric boundary layer conditions is performed using the method of precursor-successor simulation combined with the actuator line model, in order to study how different atmospheric stabilities affect the wake characteristics, especially the large-scale motion of the wake and analyze the wake effect on the structural loads of the downstream wind turbine. The study finds that the scale and intensity of turbulence under convective atmospheric condition are larger than those under neutral condition, which facilitates the velocity recovery of the wake. Spectrum of wake meandering indicates two causes of this phenomenon, i.e. instable shed vortex and large-scale inflow turbulent structures, with the influence of the latter becoming dominant as the atmospheric stability decreases. Meanwhile, the results demonstrate that the standard deviations of tangential blade root moment and yaw moment of downstream wind turbine are remarkably augmented by the meandered wake and these load fluctuations show different energy distributions in the frequency domain. However, the low speed shaft torque of downstream wind turbine seems to be less sensible to the wake effect.

KEY WORDS: Atmospheric boundary layer flow, large-eddy simulation, actuator line model, wake characteristics, aerodynamic loads

目 录

大气边界层内风机气动及尾流特性的数值研究	I
摘 要	I
ABSTRACT	III
第一章 绪论	1
1.1 研究背景及意义	1
1.2 大气边界层风场研究现状	3
1.2.1 大气边界层流动特点	3
1.2.2 大气边界层风洞实验	4
1.2.3 大气边界层数值模拟	5
1.3 大气边界层下尾流特性研究现状	6
1.3.1 风场实地测量	7
1.3.2 模型尺度实验	8
1.3.3 尾流模型与数值模拟	9
1.4 论文主要研究内容	10
第二章 数值方法	12
2.1 控制方程	12
2.1.1 不可压缩 N-S 方程	12
2.1.2 雷诺时均法	12
2.1.3 大涡模拟法	13
2.2 大气边界层流动模拟方法	14
2.2.1 大气边界层统计特性	14
2.2.2 谐波合成法	18
2.2.3 域前模拟法	19
2.3 致动线模型	21
第三章 剪切入流下风机气动及尾流特性研究	23
3.1 引言	23
3.2 算例设置	23
3.3 计算结果与分析	25
3.3.1 入流速度廓线	25
3.3.2 尾流速度损失	26
3.3.3 尾涡结构	27
3.3.4 气动特性	29
3.4 本章小节	33
第四章 湍流入流下风机气动及尾流特性研究	34
4.1 引言	34
4.2 算例设置	34
4.3 计算结果与分析	34
4.3.1 入流湍流特性	34
4.3.2 尾流速度损失	35
4.3.3 尾涡结构	38

4.3.4 尾流湍流特性	
4.3.4 气动特性	42
4.4 本章小节	44
第五章 大气边界层风场模拟方法对比分析	46
5.1 前言	46
5.2 算例设置	46
5.3 风场模拟结果分析	48
5.3.1 平均风速廓线	48
5.3.2 湍流强度廓线	48
5.3.3 时/频域特性	50
5.3.4 湍流积分尺度	51
5.4 风机尾流对比分析	52
5.4.1 时均尾流场	52
5.4.2 动态尾流场	53
5.5 本章小节	55
第六章 大气稳定性对风机气动及尾流特性的影响	57
6.1 引言	57
6.2 算例设置	57
6.2.1 域前模拟	57
6.2.2 主模拟	57
6.3 计算结果与分析	59
6.3.1 大气边界层流动特性	59
6.3.2 时均尾流特性	61
6.3.3 动态尾流特性	64
6.3.4 尾流振荡与疲劳载荷	71
6.4 本章小节	76
第七章 全文总结与展望	78
7.1 全文总结	78
7.2 展望	
参考文献	
致谢	
攻读硕十期间已发表或录用的论文	

图录

图 1-1 水平轴风机(HAWT) 与垂直轴风机(VAWT)	1
图 1-2 复杂的大气边界层流动	4
图 1-3 装有风速仪的气象桅杆和雷达探测设备	7
图 2-1 不同高度处的 Karman 谱	17
图 2-2 域前模拟-主模拟法	19
图 2-3 致动盘与致动线	21
图 2-4 叶素横截面速度矢量图	22
图 3-1 计算域尺寸	24
图 3-2 网格划分	24
图 3-3 入口平面处垂向速度廓线	25
图 3-4 中纵平面尾流速度损失分布	27
图 3-5 中纵剖面尾流涡量场云图	29
图 3-6 剪切入流条件下风机叶片气动环境随周向角位置不同而改变	29
图 3-7 不同翼展处攻角沿周向分布	29
图 3-8 叶根弯矩沿周向分布	31
图 3-9 一个旋转周期内风机三叶片叶根轴向弯矩时历曲线	31
图 3-10 一个旋转周期内风机三叶片叶根切向弯矩时历曲线	31
图 3-11 三个旋转周期内风机偏航力矩时历曲线	32
图 4-1 湍流入流流向速度时间序列	35
图 4-2 湍流入流流向速度功率谱	35
图 4-3 轮毂高度处时均尾流速度损失云图	37
图 4-4 轮毂高度平面瞬时尾流速度损失云图	38
图 4-5 中纵剖面尾流涡量场云图	39
图 4-6 轮毂高度平面尾流湍动能云图	41
图 4-7 风轮边界处尾流流向脉动速度功率谱	42
图 4-8 风机机械功率时历曲线	43
图 4-9 风机气动推力时历曲线	43
图 4-10 风机机械功率频谱	43
图 4-11 风机气动推力频谱	43
图 5-1 算例布置图	47
图 5-2 两种方法生成的大气边界层主流向平均风速沿垂向分布	48
图 5-3 风机下游不同位置主流向湍流强度沿垂向分布	49
图 5-4 风机下游不同位置轮毂高度处各向湍流强度分布	49
图 5-5 谐波合成法生成的风机叶轮中心位置脉动风速时程	50
图 5-6 域前模拟法生成的风机叶轮中心位置脉动风速时程	50
图 5-7 风机所在位置轮毂高度处各风向脉动风速谱	51
图 5-8 x=0位置不同高度处各方向湍流积分尺度	52
图 5-9 轮毂高度水平面时均尾流速度损失云图	53
图 5-10 轮毂高度水平面瞬时尾流速度损失云图	54
图 5-11 下游 x = 8D 位置横截面瞬时尾流损失分布	54
图 5-12 300 秒内 REWS 时历曲线	55

图 5-13 脉动 REWS 的概率密度分布	55
图 6-1 计算域布置	58
图 6-2 中性和对流大气边界层流动特性	60
图 6-3 垂向速度为 1 m/s 的等值面图	60
图 6-4 轮毂高度处流向速度云图	61
图 6-5 时均尾流速度损失分布	62
图 6-6 尾流 x-y 与 x-z 方向雷诺应力分布	63
图 6-7 三种尾流中心位置确定方法的对比	65
图 6-8 两种大气条件下的速度损失分布拟合结果	66
图 6-9 时间过滤后的瞬时尾流场	66
图 6-10 两种大气稳定性下尾流在水平面和垂直面上偏移值的均方根	67
图 6-11 两种大气条件下的无量纲尾流横截面积时均值和概率密度分布曲线.	68
图 6-12 下游不同位置处的尾流振荡频谱图	69
图 6-13 入流特征速度与下游各位置处尾流偏移的相关函数曲线	71
图 6-14 三种结构载荷与尾流偏移的相关函数曲线	72
图 6-15 不同流向间距各风机气动载荷的标准差	74
图 6-16 三种结构载荷的功率谱密度曲线	76

表 录

表 2-1 大气稳定度判据	17
表 3-1 NREL-5MW 风机基本参数	23
表 3-2 剪切入流算例配置	25
表 3-3 各算例风机气动载荷/功率均方根值	
表 3-4 各算例风机气动载荷/功率标准差值	
表 4-1 算例配置	
表 4-2 各算例风机气动载荷/功率均方根值	
表 4-3 各算例风机气动载荷/功率标准差值	44
表 5-1 两种大气边界层生成方法中的边界条件设置	47
表 6-1 算例配置	

第一章 绪论

1.1 研究背景及意义

大量的碳排放正给全球生态环境和气候带来严重的威胁,温室效应的影响 越发明显,而世界范围内对能源的需求仍会持续增高,未来的能源消费结构从 传统化石能源向可再生能源转型成为必然。风力发电是绿色能源领域的主力军, 风力发电是指将风的动能转化为风机的机械能,机械能再转化为电能的过程。 一方面,风电作为清洁能源对人类环境保护的贡献毋庸置疑,风电场向大气排 放的污染物为零,能节省大量淡水资源,几乎不会对环境造成负面影响;另一 方面,风能作为一种可再生能源,蕴量巨大,全球每年可利用的风能约 200 亿 千瓦,全球风电市场广阔。根据全球风能理事会(GWEC)发布的《2018 年全球 风电行业现状年度报告》,截止 2018 年底,全球风力发电装机容量总计为 591GW,年新增装机容量 51.3GW。随着全球各国大力开发可再生能源以实现 减排目标,以及风能成本继续下降,全球风力发电年装机量总体来看不断上升,可见风力发电产业拥有着广阔的前景。

现代风力发电机主要分为水平轴和垂直轴两种,虽然后者可适应各种风向 且维护成本较低,但其叶片工作于较强湍流环境下,气动性能较差,相比之下, 水平轴风机可通过调整叶片桨距角保持最佳迎风姿态,发电效率高,工作高度 灵活,且可通过偏航校准适应不同的风向,所以水平轴风机(Horizontal Axis Wind Turbine, HAWT)是目前大规模风电场建设的首选。本文的研究仅围绕水 平轴风机展开。



图 1-1 水平轴风机(HAWT) 与垂直轴风机(VAWT) Fig. 1-1 Horizontal Axis Wind Turbine (HAWT) and Vertical Axis Wind Turbine (VAWT)

图片链接: https://images.app.goo.gl/Sy5JxvS8TsKC4Dq69

目前投入商业使用最多的风机型号,如 Siemens 2.3 MW、Vestas 2 MW、General Electric 1.5 MW等,其叶轮直径在 50m 至 100m 之间,对于此类中小尺度风机而言,可以轮毂高度处风速作为参考入流速度进行设计和校核。为了风电场更加有效地利用风能,获得更高的发电量和经济效益,风力发电机存在大尺度化的发展趋势^[1],大多数新型风机的旋转面直径超过 100 米,目前在运行的最大风机 MHI Vestas V164-9.5MW,其叶轮直径达到 164 米,整体高度为 220 米,此类大尺度风机工作于流动复杂多变的大气边界层内部,由于扫风面积增大,风速风向在水平和竖直方向上的变化以及大气湍流将对风机的气动性能产生不可忽视的影响,这使得只把风机轮毂高度处的风速作为入流参数的做法无法满足未来风电工程的需要,故研究大气边界层流动及其对风机气动性能及尾流的影响具有重要意义。

受益于近年来风力涡轮机技术的飞速发展,投入运行的风电场数量不断增 加。制约风电场效率的首要因素就是尾流效应,尾流的形成归因于风力发电机 的基本工作原理和特性,当气流通过风轮时,叶片在升力的推动下绕水平低速 轴旋转,在此过程中,风机通过放置在机舱中的发电机将风中的动能转化为电 能,从而不可避免地在其后留下一条管状尾流区域,该区域内风速较周围流动 低并且湍流水平相对较高。尾流效应在所有水平轴风机组成的风电场中广泛出 现,这不仅会造成 10%至 50%的总发电量损失,还会导致风机结构的疲劳载荷 大幅增加^[2]。风电场工作时的大气条件对风机尾流的演化和相互作用有着显著 的影响。例如,当大气对流运动活跃时,大尺度的湍流会迅速破坏风机后方的 尾涡结构, 增强尾流与周围流动的动量交换, 促进尾流区域内的速度恢复, 尾 流的横向尺度扩张加快;在稳定的大气条件下,环境湍流强度较低,风机四周 气流的动能难以补充至尾流内部,故尾流可在相当距离内保持稳定,尾流宽度 的增长缓慢。此外,通过实时控制风场内各风机的工作参数如转速,偏航角等 方式协调尾流场以增大发电量及其稳定性已成为未来实现智能风场的必然选择, 这种实时控制系统对风机非均匀入流的建模和预测提出了很高的要求,而大气 边界层的流动又具有很强的随机性,地形地貌,昼夜变化,天气等因素都会使 其统计特征产生变化进而作用于尾流场,这为相关研究带来了巨大的挑战。所 以,分析大气流动特征对风机气动载荷以及尾流场的作用机理,解决如何在不 同大气条件下减少尾流损失,以尽可能地提高风电场发电量并延长风机的使用 寿命成为关键问题。

基于计算流体力学(Computational Fluid Dynamics, CFD)理论的数值模拟 在研究大气湍流环境下的风场性能方面具有明显的优势,CFD 方法可以模拟接 近真实的大气流动和演化过程,提供全场的三维流动信息且成本可控,这是风 洞试验所无法比拟的。数值模拟可以揭示不同尺度的大气流动对风电场的作用 规律,为开发更精确的尾流模型提供建模策略以及高精度的参考数据,进而在 未来实现实时的全场优化控制。

1.2 大气边界层风场研究现状

地球被高达数百公里的大气圈包裹着,不均匀的日照,地表摩擦和地球自 转等因素使得大气形成了复杂的流动,从而使风力发电成为可能。在物理学和 流体力学中,边界层是指紧接在边界表面附近的流体层,边界层内部的流动受 到明显的粘性作用且与边界表面存在热量,动量及物质交换。类似地在气象学 中,大气根据垂直方向的各种特性也被分成了若干层次,而大气边界层则是指 受地球表面摩擦以及热过程和蒸发显著影响的大气最底层区域,地表提供的物 质和能量主要消耗和扩散在大气边界层内,其厚度随气象条件、地形、地面租 糙度而变化,一般白天约为1.0km,夜间约0.2km,现代风力发电机均工作于大 气边界层内部,故大气边界层流动特性对风电场的性能有着至关重要的影响。

1.2.1 大气边界层流动特点

除去地表几毫米高度内的层流底层(与风能无关),边界层可以在垂向大 致分为两层,即普朗特层(Prandtl Layer)和艾克曼层(Ekman Layer)。普朗 特层也叫表面层(Surface Layer)或常通量层(Constant Flux Layer),其高度 大致延伸至距地表 100m处,约占大气边界层厚度的十分之一,根据壁面无滑移 原理,地表处风速为零,随着高度升高风速迅速增大,形成显著的速度梯度 (Wind Sheer),空气粘性力的作用成为主导因素,所以该层内的湍流流动主 要由流动的摩擦引起;与普朗特层不同,艾克曼层流动在垂向的速度梯度较小, 粘性摩擦作用较弱,其主要驱动力变为压力差和科里奥利力。科里奥利力的本 质是描述旋转体系中进行直线运动的质点由于惯性相对于旋转体系产生直线运 动偏移现象的一种假想力,以便人们可以像处理惯性系中的运动方程一样简单 地处理旋转体系中的运动方程。地球本身是一个巨大的旋转体系,在艾克曼层 中压力梯度与科氏力的相互作用使得风向随高度产生变化(Wind Veer),科氏 力使得风向在北半球随高度升高向右偏移,南半球反之。风速与风向在垂直方 向的梯度分布成为大气流动的特点之一。



图 1-2 复杂的大气边界层流动 Fig. 1-2 Complex atmospheric boundary layer flows

大气边界层流动的另一关键特性是其内部含有复杂的湍流结构。大气湍流 主要由流动摩擦和温度分布不均导致的浮力效应引起,其尺度小到几毫米,大 至数千米,大尺度的涡旋运动具有物质、热量、动量交换的功能,而小尺度的 湍涡则具有耗散作用。大气边界层流动可分为三类:对流边界层(Convective Boundary Layer, CBL); 稳定边界层(Stable Boundary Layer, SBL); 中性边界 层(Neutral Boundary Layer, NBL)。对流边界层通常出现在晴朗白天的陆上, 充足的光照使得地表温度高于边界层内空气的温度,大气流动从底部被加热而 形成热对流(Thermal Convection),由此引起垂直方向上强烈的质量与动量的 混合作用,所以垂向速度梯度较小,但湍流结构的尺度及湍流强度很高,而边 界层高度可达 1 千米以上。同理,在夜间的海面上,白天大量吸收热量的海水 加热边界层内的空气也会形成类似的对流边界层。反之,晚间的陆地由于失去 了热源温度降低,大气在底部被冷却而形成相对稳定的流动分层,此时湍流强 度较低而垂向速度梯度很大,此类边界层高度通常在 200 米左右。如果大气与 地表间的长波短波辐射被云、雨等遮盖, 便会产生中性边界层流动, 该类边界 层内部的湍流由剪切力主导,其统计特性不受昼夜变化的影响。不同稳定性下 的大气边界层流动特性差异巨大,因而其对风机气动性能和尾流演化的作用需 要分别研究。

1.2.2 大气边界层风洞实验

风洞实验是研究大气边界层风场流动特性的可靠手段,借助热线测速、粒子图像测速以及雷达测速等技术,可以获得具有很高时间及空间分辨率的三维流场信息。Counihan^{[3][4]}在上世纪七十年代提出了混合使用尖劈,格栅,粗糙元以在风洞中产生类似大气边界层流动,而后成为主流方法沿用至今。Cook^{[5][6]}发现通过满足一定间距和尺寸的粗糙元作用在长距离内自然演化形成的流动可以最好地模拟中性稳定大气边界层,并尝试通过挡板等设施缩短实验段距离。

此类基于粗糙元(模拟粗糙地表)和尖劈(激发湍涡)的被动模拟方式经济简 便,但其生成的湍流积分尺度往往只有大气湍流尺度的 1/500~1/300,故无法较 好地模拟低频湍流^[7]。为了弥补此类技术的弊端,主动模拟技术应运而生,其 基本思想是根据实测的风速谱和目标风谱的比较,调整涡流发生器的随机运动 信号以得到与大气边界层湍流相近的流动,例如美国 Colorado 州立大学的振动 翼 栅 装 置^[8],日本 Miyazaki 大学的多风扇风洞等^[9]。Hearst 和 Ganapathisubramani^[10]尝试利用主动格栅产生高雷诺数湍流,并独立地控制其速 度剪切率和湍流强度,但无法提供实验装置的控制参数与目标湍流流动特性的 具体关系。主动模拟技术能够更好地重现边界层内的大尺度湍流运动,但其复 杂的控制和高昂的成本限制了此类方法的广泛应用。最近,Zheng 等人^[11]采用 具有非均匀多尺度断面的湍流激发装置在短风洞中模拟了具有既定剪切和湍流 强度的边界层流动,并建立了装置参数与生成湍流特征之间的定量联系。总之, 由于大气边界层湍流的复杂特性,在风洞内模拟出同时具有既定速度廓线,湍 流廓线,能谱分布及湍流长度尺度的流动仍然是该研究领域内的难题。

1.2.3 大气边界层数值模拟

相比于实地测量和风洞试验,数值模拟方法可以灵活地调节流动参数以模 拟不同类型风场并提供全部三维流场信息,同时节省大量研究成本,随着计算 流体力学理论与计算机设备的快速发展,CFD 技术已被广泛应用于大气边界层 流动特性的研究中。任何流动都受到物质守恒、动量守恒与能量守恒三个基本 物理原则的制约,本文只讨论微尺度(数千米范围内)的大气边界层运动,可 视为不可压缩流动,仅需考虑质量与动量守恒,故可通过求解纳维-斯托克斯方 程对其进行模拟。

准确计算大气湍流运动是该问题的难点所在。直接数值模拟(Direct Numerical Simulation, DNS)方法可以得到最接近真实湍流的解,但其计算代价 过于高昂,只能应用于低雷诺数湍流问题的求解。雷诺时均方法(Reynolds-Averaged Navier-Stokes, RANS)将非稳态的湍流运动作为稳态问题处理,虽然 丢失了部分流动信息,但仍能得到满足工程精度的结果并大大简化计算量,针 对大气边界层问题,该方法在结构风工程中得到广泛应用^[12]。为了研究大气对 结构物的作用,数值模拟产生的流动需要在计算域入口至出口的过程中保持相 同的统计特性^[13],如速度廓线,湍流强度等,满足此条件的流动称为平衡大气 边界层^[14]。Richards 和 Hoxey^[15]对大气边界层流动结构进行假设并基于 k-ε 标 准模型提出一组来流边界条件,而后被广泛应用。但杨伟等学者^{[16]-[18]}认为湍动 能为常量的入流边界不能与模型方程相协调并由此改进了入流条件并得到了更 好的自平衡大气流动。此外,Hargreaves 和 Wright^[19]指出了标准壁面函数在大

气边界层模拟中的缺陷,方平治[20]系统地讨论了针对不同来流边界条件及地面 粗糙度情况下修正壁面函数的方法。尽管通过近年来在湍流模型,边界条件上 的不断改进, RANS 方法在大气边界层模拟问题上的精度得到有效提高, 但从 计算原理上看, RANS 方法难以捕捉大气流动的非稳态特征(尤其在对流边界 层条件下),此外湍流模型及壁面函数的选择常针对特定工况,不恰当地使用 会带来较大误差。而大涡模拟技术(Large Eddy Simulation, LES)只对小尺度湍 涡进行模化,保留了可解尺度范围内的动态流动信息,可以更好地处理非稳态 湍流运动。大涡模拟的难点在于提供具有既定湍流强度,能谱分布,时空相关 性的入流条件。因为大气边界层中的大尺度湍流结构以及风机尾流的动态特性 是风场研究的重要问题,从这个角度来看,LES 相比 RANS 方法显示出了优越 性,随着更精确的亚格子模型的出现和计算机硬件性能的提升,大涡模拟将逐 渐成为未来风场数值研究的主流方法。关于大气边界层入流生成问题,目前的 主流方法为域前模拟法和序列合成法^[21]。前者旨在模拟主要研究对象之前,设 立单独的计算域,对入口湍流进行模拟(称之为预前模拟),而后将模拟得到的 入口湍流施加于主模拟计算域[22][23],该方法的优势在于,主模拟的入口来源于 对真实湍流的模拟,可在域内迅速发展成为与预前模拟域中相似的湍流漩涡结 构,但对于给定速度入口特征,如湍动能谱、湍流强度等,不易模拟出完全符 合条件的入流条件;后者指人工合成一组满足一定的约束条件(谱特性、湍流 强度、湍流积分尺度、空间相关性等)的时间序列,将其施加于计算域入口的 节点上^[24]。序列合成法的优点很明显,即不需要提前储存数据库,湍流入流生 成和主计算同时进行,占用空间时间资源较少,另外在入口处的脉动速度特性 如速度廓线,湍流强度等可以在一定条件下任意指定,适用性较强,但由于脉 动量是人为合成而来,不一定符合真实湍流流动的特征,也不能保证与主计算 控制方程的相容性,较难使生成的大气边界层有良好的自保持性[25][26]。两种入 流生成方法各有优劣, 且均得到广泛应用。

1.3 大气边界层下尾流特性研究现状

风力发电机运行于大气边界层底部,所以大气流动特性(如风速,风剪切, 大气湍流)会对风机尾流结构及其演化过程产生显著的影响^[27]。在对流边界层 条件下,地表对空气的加热形成向上的浮力,增强了大气的湍流动能,这会加 快风机尾流与环境间的动量交换而促进速度恢复,但同时也会进一步破坏下游 风机的入流稳定性;而在稳定大气条件下,温度在垂向梯度为正,向下的浮力 抑制了由剪切产生的湍流,在此情况下,风机尾流造成的发电损失会更严重。 不同大气条件下的尾流特性研究将有助于提高风场发电量预测精度及发展适应于实时风况的风场总体控制系统。

1.3.1 风场实地测量

实地测量数据无论对于风资源评估还是风场运维环节都发挥着不可替代的 作用。在风能研究领域,传统的测量设备主要包括风杯式风速计(Cup Anemometer),声学测风仪(Sonic Anemometer)和风向标(Wind Vane)等, 通过将此类设备按一定高度间距安装在气象桅杆(Meteorological Mast)上,如 图 1-3 所示,可以获得指定地点数百米至数千米范围内的风速风向数据。这种 传统测量方法测风范围大,数据可靠,但是气象桅杆或测风塔的成本很高,尤 其在海上,其造价可达数十万甚至上百万元,此外,这种方法只能获取环境风 况信息,不能反映风场中各风机尾流演化,相互作用等复杂的流动现象。近年 来,激光雷达测量技术(Light Detection And Ranging, LiDAR)逐渐应用于风场 问题中。这种测量设备可以安装在风力发电机的机舱或轮毂部位,以非常高的 采样频率和范围实时获取风场内的三维流动信息,虽然雷达本身的测量原理使 其测量的数据与真实风速并不完全一致,比如视线平均效应,偏航误差等会给 测量带来一定的不确定度,但这种技术仍然具有广阔的应用前景。



图 1-3 装有风速仪的气象桅杆和雷达探测设备 Fig. 1-3 Meteorological mast equipped with anemometers and nacelle-mounted LIDAR 图片链接: <u>https://images.app.goo.gl/RLUsPgwerJgfAM9e6</u>; <u>https://images.app.goo.gl/wjHMUPi9P6wqCDDz7</u>

Barthelmie^[28]利用声雷达测量了海上小型风电场的入流和尾流速度损失并对 几种典型尾流模型进行了评估。Iungo 等人^{[29][30]}使用三台扫描多普勒测风激光 雷达对一台 2 兆瓦 Enercon E-70 风力发电机在不同大气条件下产生的尾流进行 现场测量,研究表明大气稳定性对尾流演化的影响不可忽视。Aitken 等^[31]基于 100小时的雷达探测数据根据大气风速,湍流强度及稳定性对风机尾流宽度,速 度损失等特性进行了详细的研究。此外,基于雷达数据对风机进行实时控制以 提高风场性能也是目前研究的热点问题。Guillemin 等人^[32]提出了新的雷达数据 滤波方法和基于指数入流廓线假设的入流重构技术,并将其运用至前馈桨距角 控制策略中。Held^{[33][34]}系统地讨论了不同雷达数据处理方法的性能,研究了雷 达与风机测得的风轮有效风速的一致性,并提出了一种尾流检测方法以降低尾 流干扰下的偏航对准精度。可以预见,未来雷达技术将在风资源评估,风场重 构,大规模风场控制优化方向发挥巨大作用。

1.3.2 模型尺度实验

早在上个世纪 80 年代就有学者利用风洞试验研究风机尾流的形成机制以及 尾流相互作用对风机发电功率的影响^{[35][36]}。Ishihara 等^[37]以 1/100 比例的风机模 型进行风洞实验并提出了可以考虑湍流强度对尾流恢复影响的尾流模型。Grant 等人^[38]结合风洞实验和数值模拟方法分析了处于不同工作状态下风机的叶尖脱 落涡对尾流演化的作用。类似的风洞和数值实验也被用于风机尾流湍流的特征 化研究中^[39]。

风场实地测量时,由于风况变化不定及风机和测量设备等限制,难以获得 针对某种工况的一致数据,而风洞实验可以根据需要生成统计特征稳定的来流 并灵活地调整风机运行参数,所以更适合分析不同入流特性对各工作状态下的 风机尾流演化的影响机制。Medici和Alfredsson^[40]在风洞中测量了模型风机在不 同偏航角度下的尾流速度分布,同时发现在叶尖速比较高时,风机尾流和附近 的环境流动会产生低频振荡现象,并观察到其振荡频率与来流是否含有湍流运 动无关。Chamorro 与 Porté-Age^{[41][42]}在中性大气边界层风洞中研究了光滑与粗 糙地表对风机尾流湍流分布的影响,发现由风机诱导产生的尾流湍流强度随下 游距离程指数率衰减。Aubrun 等人^[43]分别采用三叶片模型风机和多孔金属网盘 在中性大气边界层风洞环境下进行实验,结果显示对于三倍转子直径及下游更 远处的位置,带叶片的风机模型其叶尖和叶根后脱落的涡结构已经溃散,两种 不同模型对远尾流区的流动特性并没有产生可分辨的差异,另外该实验也发现 了尾流低频振荡的动态特性。同一研究团队的 Espana 等进行了一系列风洞实验 研究^{[44]-[46]},目的是确定引起风机尾流迂曲现象的主要因素,其研究表明,只有 大气中的大尺度湍流结构才能导致尾流整体的振荡,因为在均匀入流和小尺度 湍流入流条件下都没有探测到该现象。Foti^[47]就此问题结合风洞实验与大涡模 拟方法进一步研究,并发现机舱和不稳定轮毂涡流不是尾流迂曲的必要条件但 会在一定程度上影响尾流的振荡强度。

8

风洞实验在风机尾流研究中发挥着不可替代的作用,但正如 1.2.2 小节所述, 风洞设施较难生成符合大气边界层湍流特征的流动环境尤其是对流和稳定大气 边界层湍流,相关工作大多局限于中性边界层入流条件,只有有限的风洞研究 讨论了大气稳定性对尾流的作用^[48],因此无法有效地研究大气浮力效应引起的 大尺度湍涡(CBL)或强剪切下的摩擦湍流(SBL)对风机尾流和气动特性的 影响。

1.3.3 尾流模型与数值模拟

风机尾流的数学建模始于解析尾流模型(Analytical Wake Model),也称显 式尾流模型(Explicit Wake Model),该方法基于尾流速度分布自相似特性的假 设,根据质量和动量守恒原则建立风机气动系数与尾流速度损失之间的显式关 系式。该方法使用简便,计算量小,对于较大时间尺度上的尾流时均特性可以 提供很好的预测,故已广泛应用于风机选址和年发电量预估的任务中。此外, 涡格法(Vortex-Lattice Method)和面元法(Panel Method)等基于非粘性流动 假设的方法也能在一定程度上描述尾流特征, Vermeer 等^[2]与 Hansen 等^[49]的综 述中对以上方法作了较为详细的阐述。与之相比, CFD方法对纳维-斯托克斯方 程进行数值求解,可以考虑流动的非稳态特性及尾流中的多尺度湍流运动,这 对研究大气边界层条件下的风机尾流场是至关重要的。然而,实尺度风机尾流 的雷诺数很高(10°~10°量级),对风机叶片构建几何模型并直接求解其边界层 及近尾流区流动对网格质量要求非常高且计算代价很大。由此,致动盘(ADM) ^{[50][51]},致动线(ALM)^[52]以及致动面(ASM)^{[53][54]}等致动模型被提出,这类 将风机叶轮参数化的方法依据风机附近的入流情况,采用叶素-动量理论 (Blade Element Momentum, BEM) 计算其产生的气动力,并以体积力的方式反 作用于流场。研究表明,致动线方法能够模拟近尾流区的叶尖涡和叶根涡(致 动面方法可以更准确地捕捉叶尖流动结构),但对于远尾流区域流动的计算, 致动盘模型可以得到与其相似的结果[55]。引用致动模型可以避免求解高雷诺数 流动计算量过大的问题,故逐渐成为风机尾流场模拟的主流做法。

湍流在风机尾流空气动力学中扮演着至关重要的角色,无论是叶片的气动 性能还是尾流的传播和演化都会受到湍流运动的显著影响。站在工程实用性的 角度,计算量适中的 RANS 方法可能是尾流仿真的优先选择。Sumner 等^[56]利用 风洞实验数据评估了致动盘与 RANS 结合的方法在尾流特性计算及功率预测中 的性能,但指出风洞内的均匀湍流与大气流动存在差异,该方法在复杂来流条 件下的准确性需进一步验证。Iungo等人^[57]通过轴向、径向速度的雷诺应力等物 理量校正用于 RANS 模拟的混合长度湍流模型并得到了与大涡模拟相似的结果。 Tian 等^[58]改进了 RANS-ADM 方法并在求解大型风场尾流中获得了与实测数据

9

很好的一致性。尽管如此,LES 在处理非稳态各向异性的复杂流动方面显然更 具优势^[59],所以更多地被用于大气湍流下的尾流场特性研究中。Wu 和 Porté-Agel^[60]在大涡模拟中通过改变地面粗糙度生成了具有不同剪切程度和湍流强度 的中性大气入流条件,揭示了入流湍流强度对尾流发展的促进作用,并在随后 的研究中发现大气热分层会改变湍流产生,耗散和输运项的大小和空间分布, 进而影响尾流的速度损失和湍流统计特征。Churchfield 等人^[61]也在 LES 研究中 强调了大气湍流结构与风机结构载荷波动的相关性。Vollmer 等^[62]利用 LES 探 究了三种典型大气条件下的偏航风机尾流偏移现象,讨论了数据时间尺度以及 尾流定位方法带来的不确定性并认为对流大气条件会减弱偏航控制的效果。随 着硬件计算性能的提高,大涡模拟技术越来越多地用于大规模风场的仿真当中 ^{[63][65]}。

1.4 论文主要研究内容

风能发电技术正逐步成为未来绿色能源的主力军。风力发电机的尺寸和风 电场的规模越来越大,这不仅意味着风轮对复杂入流特性更为敏感,也会使风 场内风机的布置间距相对减小(间距通常以风轮直径为量度)并使风机尾流产 生的负面效应更加明显。此外,尾流区域的尺寸扩大后会受到来自大气边界层 内部多尺度湍流运动的更加显著的影响,进一步加深下游风机的入流不均匀性, 这也为基于雷达测量数据的尾流识别,偏航对准及来流重构等工作带来了更多 的不确定性因素。所以,不同类型大气边界层环境下风机尾流特性的研究对于 提高风场发电量预测以及发展更先进的总体优化控制策略具有重要意义。本文 具体工作如下:

第一章阐述了大气边界层条件下尾流场特性研究的背景及意义。首先介绍 了大气边界层的概念,分类以及流动特点,随后对国内外针对大气边界层流动 问题的风洞实验和数值模拟研究进行了详细的文献综述,包括在风洞中生成符 合既定湍流统计特性流动的主被动方式以及不同数值模拟方法的优势和局限性。 而后以风场实测,模型实验以及数值模拟三种研究方式分类,进一步介绍了国 内外对于大气边界层内复杂流动环境下风机尾流特性的研究现状。最后对本文 主要内容进行了概述。

第二章主要对本文所使用的数值方法及求解器进行说明和阐述。其中包括: CFD 模拟所使用的雷诺时均方法,大涡模拟方法的相关理论及控制方程;大气 边界层流动的生成方法,如谐波合成法,域前模拟法及相关求解器;两种风机 叶轮参数化方法,即致动盘法和致动线法。 大气边界层流动中对风机运作影响最重要的两个因素是风剪切和湍流运动。因此,第三、四章的内容关注于不同风剪切程度,湍流强度的入流条件对风机的气动性能及尾流演化所产生的影响,并与均匀入流下的算例进行了对比研究。首先提供了本文所使用风机型号的基本参数,并详细介绍了不同算例的计算配置,包括计算域尺寸,网格分辨率,边界条件的选择和设定以及致动线模型参数和时间步的设置。随后基于 RANS 和 LES 的模拟数据,通过尾流速度损失,湍动能分布,叶尖和叶根涡结构在风机下游不同位置的形态,详细讨论了风切变和不同强度的湍流入流对风机尾流发展和恢复过程的影响,此外,还就叶根轴向、切向弯矩、偏航力矩以及功率与推力等,对大气风剪切和湍流对风机气动荷载的影响进行了分析。

第五章对大气边界层数值模拟中的两种入流生成方法,即谐波合成法和域 前模拟法进行了对比研究。首先介绍了两种方法的参数设置,如风场尺寸,风 谱的选择,地面粗糙度设定等。基于大涡模拟的结果,分析了两种方案所生成 的大气边界层流动的统计特性,包括风速廓线,湍流强度廓线,功率谱,湍流 积分尺度等。最后研究了这两种大气流动条件下单风机尾流场的差异,并总结 了两种生成方案的性能优劣。

第六章的内容围绕不同大气热稳定性条件对尾流演化及下游风机气动性能 的影响展开。首先详细阐述了域前模拟和风场模拟算例的相关配置,包括计算 域尺度,网格划分,边界条件及壁面模型参数设置,计算时长及时间步选择等。 根据模拟结果,详尽地讨论了中性和对流大气边界层条件下风机的功率,结构 载荷,尾流静态特性(速度损失分布,尾流宽度,湍流强度等),尾流动态特 性(尾流振荡频率,幅度),以及尾流对下游不同间距风机气动性能的影响。

第七章,全文总结。总结了本文的研究方法和主要结论,分析了工作中的 创新点、意义,同时讨论了当前研究中的不足,并对未来的研究方向进行了展 望。

11

第二章 数值方法

2.1 控制方程

2.1.1 不可压缩 N-S 方程

马赫数低于 0.3(约 100m/s)的无热源空气流动可视为无压缩性,虽然大型 风机的叶尖局部气流速度可能超过临界值,但尾流速度却远远低于该值,因此 对于风机空气动力学问题可以假设流动满足不可压缩条件^[66]。最基本的不可压 缩 N-S 方程组由连续性方程及动量方程组成:

$$\nabla \cdot U = 0 \tag{2-1}$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + (U \cdot \nabla)U = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \upsilon \nabla^2 U$$
(2-2)

其中, *U*——速度向量, *p*——压力, *ρ*——空气密度, *v*——空气运动粘性 系数。在计算大气边界层流动问题时,还要考虑到地球自转引起的科里奥利力 以及温度不均导致的浮力效应,所以在式(2-2)中要加入对应项,有关细节将 在 2.2 小节进一步介绍。此外在致动线模型中,风机本身被参数化,其产生的气 动力以体积力的形式作用于流场中,这将在动量方程中体现在等式右侧加载的 源项上, 2.3 节对此进行了详细的阐述。

2.1.2 雷诺时均法

大气边界层内部湍流运动涵盖的尺度范围很广,这主要体现在动量方程中 的非线性对流项上。理论上,给定边界条件与初始条件时纳维-斯托克斯方程组 的解可以提供高精度的三维流场信息,但是直接求解高雷诺数流动中的所有湍 流尺度是不现实的,所以需要对湍流运动进行模化。

RANS 方法提供了一种描述统计平均湍流运动的方式,通过雷诺分解将速度项与压力项拆分为时均值和脉动值之和:

$$u_i(x,t) = \overline{u}_i(x) + u'_i(x,t)$$
 (2-3)

$$p(x,t) = \overline{p}(x) + p'(x,t) \tag{2-4}$$

将式(2-3)与式(2-4)带入N-S方程组中并对其求时间平均,可以得到

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_i} = 0 \tag{2-5}$$

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \overline{u}_j \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \upsilon \frac{\partial^2 \overline{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial u'_i u'_j}{\partial x_j}$$
(2-6)

式中一u'_iu'_j称为雷诺应力张量,代表了时均脉动动量的转移,该项的存在导致方程不封闭,故需要建立湍流模型把雷诺应力项与时均项联系起来。Boussinesq提出假设,认为雷诺应力可由平均速度梯度的线性代数关系式来表达,即

$$-\overline{u_i'u_j'} = \upsilon_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i}\right) - \frac{1}{3}\delta_{ij}\overline{u_i'u_j'}$$
(2-7)

式中, δ_{ij} 为克罗内克函数, υ_i 称为涡粘系数(Eddy Viscosity)。Boussinesq 的 涡粘性假设结合 $k - \varepsilon$, $k - \omega$ 或*SST* $k - \omega$ 等模型的方法在工程中应用最为广泛, 本文选择*SST* $k - \omega$ 模型对尾流场进行 RANS 模拟。

2.1.3 大涡模拟法

不同于 RANS 法在时域上对湍流运动进行统计平均处理,大涡模拟采用空间过滤的思想,对亚格子尺度的流动建立简化模型,而对大尺度的流动进行直接求解,所以该方法能够保留更多的流动信息,尤其是流动的各向异性和非稳态特性。大涡模拟法在物理空间中通过积分方法对湍流进行过滤处理,若将滤波尺度为*l*的过滤函数记为*G*_i(*x*),则可解尺度的速度表示为

$$\tilde{u}(x,t) = \int G_l(x-\eta)u(\eta)d\eta \qquad (2-8)$$

注意此处的"~"符号意为空间过滤,过滤函数满足

$$\int_{\Omega} G_l(\eta) \mathrm{d}\eta = 1 \tag{2-9}$$

Ω是过滤空间体积,这样流动速度便可以表示为过滤后的速度与亚格子速度之和

$$u(x,t) = \tilde{u}(x,t) + u_{SGS}(x,t)$$
(2-10)

由此可得到空间过滤后的 N-S 方程,

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \upsilon \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial (u_i u_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j}$$
(2-11)

右端的不封闭项 $\tau_{ij} = -(u_i u_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)$ 称为亚格子应力。与雷诺应力类似,亚格子应力表示亚格子尺度的流动与可解尺度的湍流之间的动量输运,需要建立 SGS 模

型进行求解。最常见且应用最广泛的 Smagorinsky 模型可以将 SGS 应力表达如下

$$\tau_{ij} = 2\upsilon_{SGS}\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij}, \tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2}(\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_i})$$
(2-12)

此式中Uscs为亚格子粘度系数,

$$v_{SGS} = (C_s \Delta)^2 (2\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij})^{1/2}$$
(2-13)

 C_s ——Smagorinsky 常数, Δ ——过滤尺度。本文的 LES 计算便采用该模型, Smagorinsky 常数取值为 0.14。

2.2 大气边界层流动模拟方法

2.2.1 大气边界层统计特性

作用于大气边界层的最重要的外力,来自于压力梯度,地表引起的摩擦以 及地球自转产生的科氏力,三者在普朗特层和艾克曼层的流动中分别占有不同 的比重,此外,因温度差异产生的浮力作用也会显著改变湍流流动特征。为了 模拟以上外力的作用效果,在式(2-2)的基础之上加入相应的源项并整理如下 式,

$$\frac{\partial U}{\partial t} + (U \cdot \nabla)U + \frac{1}{\rho}\nabla p + F_f + F_{co} + F_b = 0$$
(2-14)

 F_f , F_{co} , F_b 分别代表摩擦力,科里奥利力及浮力。

(1) 平均风速廓线

在中性大气边界层的表面层中,流动接近地表所以摩擦力成为主要外力, 温度分布均匀故可不考虑浮力项,此外由于风速较低,科氏力的影响也相对较 小可以忽略,在此基础上假设流动为沿 x 方向的平稳流动,即风速沿水平方向 没有梯度,式(2-14)则可简化为^[67]

$$F_f = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_M \, \frac{\partial u}{\partial z} \right) = 0 \tag{2-15}$$

 K_{M} 为垂向湍流动量交换系数,之所以可以把 F_{f} 表示为式(2-15)是因为这里 只考虑了占主导地位的湍流摩擦力,故可得

$$K_M \frac{\partial u}{\partial z} = const = u_*^2 \tag{2-16}$$

式中u_{*}为摩擦速度,该值反映了垂向速度梯度和湍流摩擦程度,可由下式求得

$$u_* = (\overline{u'w'}^2 + \overline{v'w'}^2)^{1/4}$$
(2-17)

根据混合长度理论,中性大气边界层下的 $K_M = \kappa u_* z^{[68]}$, κ 为冯卡门常数, 通常取 0.4。结合式 (2-16)便可得到 x 方向速度沿垂向的分布表达式,

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln(\frac{z}{z_0})$$
(2-18)

其中 z₀ 是地面粗糙长度。测试数据表明,大气边界层风场的一阶统计特征在 10 分钟内基本保持不变。根据这个特性,可以把这个时间尺度内的大气流动分为 平均风和脉动风,即

$$U(x,t) = \bar{U}(x,t) + U'(x,t)$$
(2-19)

平均风速的分布是大气边界层流动的最重要特性之一,也是计算风机机械 功率以及部分结构载荷的关键因素,在中性大气条件下,便可认为主风向的平 均风速分布符合式(2-18)的对数率分布。指数率分布与对数律分布在边界层 高度内具有相似的风速廓线,但由于表达式更简便在风工程应用设计领域有更 多的应用,

$$u(z) = u_h \left(\frac{z}{z_h}\right)^{\alpha} \tag{2-20}$$

指数α可以调整风剪切程度,通常在0.1~0.3之间取值。

(2) 湍流强度

湍流强度是表征湍流脉动剧烈程度的参数,是风力机设计与荷载评估过程 中的重要指标。湍流强度定义为各方向流速的标准差*σ*_i与主风向(纵向)平均 流速*ū*_a的比值,即

$$I_i = \frac{\sqrt{u_i'^2}}{\overline{u}_{\infty}} = \frac{\sigma_i}{\overline{u}_{\infty}}, \ i = u, v, w$$
(2-21)

(3) 湍流积分尺度

大气湍流由具有不同尺度的流湍流动所构成,湍流积分尺度表征了平均湍 涡尺度的大小,该尺度的湍涡在流动中起主导作用。纵向,横向,垂向的脉动 速度分量在三个方向上构成了 9 个积分尺度,其中 *L^x*表示与纵向脉动速度有关 的湍涡在纵向上的平均尺寸,

$$L_{u}^{x} = \frac{1}{\sigma_{u}^{2}} \int_{0}^{\infty} R_{12}(x) \mathrm{d}x \qquad (2-22)$$

上式中, *R*₁₂(*x*) 是两个不同空间位置上的纵向脉动速度 *u*'(*x*₁, *y*₁, *z*₁, *t*) 和 *u*'(*x*₁ + *x*, *y*₁, *z*₁, *t*) 的互相关函数,其定义如下

$$R_{12}(x) = \left\langle u'(x_1, y_1, z_1) u'(x_1 + x, y_1, z_1) \right\rangle$$
 (2-23)

"〈〉"符号表示系综平均,即同一时空点上的所有目标量观测值的平均值,对 于平稳随机过程,系综平均可由合适的时间平均值估算。

(4) 脉动风速谱

大气的湍流运动尺度范围在数毫米至上千米之间,大尺度的湍流运动含有 更多的能量,会对风机及其尾流场产生显著影响,同时较小尺度的湍涡也不可 忽视,它们在风机尾流与环境流动的动量混合和扩散过程中发挥着重要作用。 脉动风速谱表达了湍流动能在不同频段(尺度)的分布情况。在对风场问题的 研究中主要考虑主风向的风速谱。经典的风谱包括达文波特谱,Kaimal 谱以及 Karman 谱^[69],后两者考虑了风谱特性沿高度的变化,能够与大气实地观测结果 较好地吻合,本文第五章的谐波合成法中使用了Karman 谱,其主风向风谱表达 式如下,

$$\frac{S_u(n)}{\sigma_u^2} = \frac{4L_u/\bar{u}_{\infty}}{[1+70.8(nL_u/\bar{u}_{\infty})^2]^{5/6}}$$
(2-24)

*n*为频率,*L*_u是湍流长度尺度参数,根据我国"风力发电机组规范",湍流长度尺度随高度的变化可由下式计算,

$$L_{u} = \begin{cases} 0.7z, & z < 60m \\ 42, & z \ge 60m \end{cases}$$
(2-25)

主风向风速的标准差 σ_u 亦可根据该规范表达如下,

$$\sigma_u = I_{ref} \left(0.75 \overline{u}_{\infty} + b \right) \tag{2-26}$$

参考湍流强度 *I_{ref}* 可根据具体风况设定, *b*=5.6。图 2-1 中为 Karman 谱给出的 高度分别为 27m, 90m, 153m 处的脉动风在频域上的能量分布,这三个高度分 别对应于本文所采用的 NREL-5MW 风机叶轮的底部、轮毂及顶部高度,可以看 到根据 Karman 风谱,随着高度由 27m 升高至 90m,大尺度湍流的动能显著增 加,高频脉动部分减弱,高度继续升高则湍流能量分布变化较小。



图 2-1 不同高度处的 Karman 谱 Fig. 2-1 Karman wind spectrum for different heights

(5) 大气稳定度(Atmospheric Stability)

大气稳定性是对大气抑制或阻止空气垂直运动趋势的一种度量,简单来说, 当温度沿垂向存在负梯度时,底部密度较低的高温气流会受到浮力而向上运动 破坏大气分层的稳定性,反之,当温度梯度为正,浮力向下,气流的扰动受到 抑制,大气稳定性增强。通常可由莫宁-奥布可夫长度尺度(Monin-Obukhov Length)或总体理查德森数(Bulk Richardson Number)判断大气稳定性。莫宁-奥布可夫长度尺度定义了对流湍流超过剪切湍流而占主导地位的高度分界线, 其定义为

$$L = -\frac{u_*^3 \theta_0}{\kappa g(w'\theta')_s}$$
(2-27)

 θ 代表势温, θ_0 是势温参考值。总体理查德森数为一无量纲数,意为浮力与剪切力之比,

$$Ri_{b} = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta / \partial z}{\left(\partial u / \partial z \right)^{2}}$$
(2-28)

大气稳定度与以上二者的关系已列于下表,

表 2-1 大气稳定度判据 Table 2-1 Atmospheric stability criterion

大气稳定度	莫宁-奥布可夫长度尺度L(m)	总体理查德森数 Ri_b
不稳定	-300 < L < 0	$Ri_b < -0.15$
中性	L < -300 or L > 200	$-0.15 < Ri_b < 0.15$
稳定	0 < <i>L</i> < 200	$Ri_b > 0.15$

2.2.2 谐波合成法

如果已知湍流中各频率脉动组成成分的能量分布,我们可以将每一点的脉动风时间序列看作具有不同振幅,频率以及随机相位的简谐波叠加的结果,这便是谐波合成法的基本思想,其数学表达如下式所示^[70]

$$\vec{u}(\vec{x},t) = \sum_{n=1}^{N} [\vec{A}_n \cos(\vec{k}_n \cdot \vec{x} + \omega_n t) + \vec{B}_n \sin(\vec{k}_n \cdot \vec{x} + \omega_n t)]$$
(2-29)

"[¬]"意为向量, $\vec{u}(\vec{x},t)$ 代表合成后的脉动风速向量时程。脉动风速谱在 频率空间被分为N段, 第n个频段对应的波数, 频率和振幅分别为 \vec{k}_n , ω_n , \vec{A}_n 和 \vec{B}_n 。该式相关参数的选取可参考论文^[71]。相较其工作,本文选择了考虑湍流 尺度和强度随高度变化的 Karman 谱,且位置向量 \vec{x} 带入了每个网格单元相对应 的坐标而非其代码中定义的常值向量 $\vec{x} = (1,0,0)$ 。理论上N越大,合成风速时程 的频谱分布越接近目标风谱,但计算量也会有所增加,此文中选择N=100。湍 涡的波长对应于其长度尺度,假设最大和最小湍流尺度为 $L = \lambda_{max} = 1000$ m 和 $\eta = \lambda_{min} = 1$ m,则

$$k_1 = \frac{2\pi}{L}, \quad k_N = \frac{2\pi}{\eta}$$
 (2-30)

而第n个频段的波数可以按下式确定,

$$k_n = k_1 \left(\frac{L}{\eta}\right)^{(n-1)/(N-1)}$$
(2-31)

这样确定的各频段波数为等比数列,在对数坐标轴上呈均匀分布。波数的方向 为一单位长度的随机向量,即 $\vec{n} = (\cos\theta\cos\phi, \sin\theta\cos\phi, \sin\phi)$,其中 $\theta = \phi$ 均为 $[0, 2\pi]$ 间的随机数。频率 $\omega_n = v\sqrt{k_n^3 E(k_n)}$,常数 v取 0.5。振幅向量的模 $A_n^2 = B_n^2 = 2E(k_n)\Delta k_n$,为了使合成的脉动风场更好地满足连续性方程 $\nabla \cdot \vec{u} = 0$ 以加速计算收敛,其方向的选取要满足条件 $\vec{A}_n \cdot \vec{k}_n = \vec{B}_n \cdot \vec{k}_n = 0$,可按下式确定

$$\vec{A}_{n} = A_{n} \frac{\vec{k}_{n} \times \vec{\alpha}_{n}}{\left|\vec{k}_{n} \times \vec{\alpha}_{n}\right|}, \quad \vec{B}_{n} = B_{n} \frac{\vec{k}_{n} \times \vec{\beta}_{n}}{\left|\vec{k}_{n} \times \vec{\beta}_{n}\right|}$$
(2-32)

式中的 \vec{a}_n 和 $\vec{\beta}_n$ 与 \vec{n} 一样,均为随机单位圆向量。这样,根据式(2-29)便可以 在计算域入口处的每一个网格点处生成符合给定风谱的脉动风速时程,再将其 叠加至符合指数率分布的平均速度廓线上即可模拟大气边界层入流环境。

2.2.3 域前模拟法

谐波合成法可以直接在计算域入口以边界条件的形式生成大气边界层湍流 流动,使用和计算都很简单,但是由于合成的脉动风场并不能与控制方程组完 全协调,其流动特性如速度廓线,湍流强度等特征量可能在流向下游的过程中 发生改变,破坏大气边界层的自平衡特性。域前模拟法提供了另一种思路来改 善这个问题,即在主计算域之外的另一个计算域内使用周期边界条件模拟从层 流到大气边界层流动的全过程,在流动达到稳定状态后,存储各横截面内的流 动信息作为主计算域的入口边界条件。因为流场是由数值模拟方法生成,自然 符合流动控制方程,故可以在主计算域空间内保持一致的流动统计特征。



图 2-2 域前模拟-主模拟法 Fig. 2-2 Precursor-successor simulation

本文在第四章和第五章采用了域前模拟策略来生成大气边界层流动,并使用由美国国家可再生能源实验室(NREL)团队基于 OpenFOAM 开发的开源求解器 Simulator fOr Wind Farm Applications (SOWFA)对风场进行大涡模拟,下面简要介绍 SOWFA 中域前模拟算例的控制方程及边界条件等相关设置。

在域前模拟算例中,控制方程包括本章第一小节介绍的不可压缩 N-S 方程 组,其中动量方程相较于式(2-2),其等式右侧加入了若干源项以考虑科氏力 及浮力效应的影响,表达式如下

$$\frac{\partial \tilde{u}_{i}}{\partial t} + \tilde{u}_{j} \frac{\partial \tilde{u}_{i}}{\partial x_{j}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_{i}} p_{d}(x, y) - \frac{\partial \hat{p}}{\partial x_{i}} - \frac{\partial}{\partial x_{j}} \frac{\partial}{\partial x_{j}} - 2\varepsilon_{i3k}\Omega_{3}\tilde{u}_{k} + g(\frac{\tilde{\theta} - \theta_{0}}{\theta_{0}})\delta_{i3}$$
(2-33)

等式右端第一项是人为加入的背景压力梯度作为驱动力,空气密度 $\rho=1.225 \text{ kg/m}^3$,该压力沿主流向呈线性分布沿垂向均匀分布,因此初始的层流 流动才能克服摩擦阻力不断演化而形成边界层湍流;第二项除可解尺度的压力 梯度以外还包括应力张量迹数的三分之一,即 $\hat{p}=(\tilde{p}-p_d(x,y)+\rho_{gz})/\rho+\tau_{kk}/3$; 第三项为流体的应力张量,其中既包括分子粘性亦包括模化亚格子流动而产生的粘性效应, $\tau_{ij}^{D} = \tau_{ij} - \delta_{ij}\tau_{kk}/3$, δ_{ij} 是克罗内克函数,该项采用式(2-12)所示的标准 Smagorinsky 亚格子模型计算以使方程封闭,需要说明的是,能够动态计算 SGS 参数 C_s 的动态亚格子模型可能会进一步提高大涡模拟的精度^{[72][73]},但同时一些研究表明,在网格和致动模型的分辨率较高时 SGS 模型对结果的影响较小^{[74][76]},标准 Smagorinsky 亚格子模型的性能可以通过适当选取模型参数显著改善,本文参考 Bossuyt^[77]将 C_s 设为0.14;第四项计算科里奥利力,即式(2-14)中的 F_{co} , ε_{i3k} 为交错张量,地球自转向量 $\Omega_3 = \omega$ [0,cos φ ,sin φ],其中 φ 为纬度,转速 $\omega = 7.27 \times 10^{-5}$ rad/s;第五项模拟了空间温度差异引起的浮力效应, $\tilde{\theta}$ 代表可解尺度的势温, θ_0 是势温参考值,一般取 300K。此外,还需要一个求解势温分布的标量运输方程,

$$\frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial t} + \tilde{u}_i \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x_i} = -\frac{\partial q_i}{\partial x_i}$$
(2-34)

上式右侧的温度源项q_i根据下式进行模化,

$$q_i = -\frac{\nu_{SGS}}{\Pr_t} \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial x_i}$$
(2-35)

Pr,为湍流普朗特数,该数值控制了亚格子效应对温度扩散影响的程度,与大气 热稳定性成正相关,例如在大气稳定性提高时,**Pr**,相应增加以模拟亚格子温度 扩散效应受到抑制,本文采用下式来决定**Pr**,的取值,

$$\Pr_{t} = \begin{cases} 1/3, \ \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial z} \le 0\\ 1, \ \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial z} > 0 \end{cases}$$
(2-36)

实际上,从层流到完全发展的湍流边界层流动的演化需要很长的距离来实现,过长的计算域从计算量角度来看是无法实现的,解决的办法就是在计算域的四个垂直边界上应用周期性边界条件,这样流动便可以在较小的计算域内连续地发展直至达到稳定平衡的状态。顶部平面使用滑移边界条件,即在该面内无通量且沿垂向的速度梯度为零。此外,计算域地面采用 Moeng 壁面模型^[78]模拟地表对流动的摩擦效应。

2.3 致动线模型

对不规则形状的风机叶片进行几何建模将对网格质量提出很高的要求,为 了避免直接求解叶片附近的高雷诺数边界层流动,可以采用致动模型方法。其 基本思想就是将叶片分割成若干翼型近似不变的小段,根据瞬时流场信息和叶 轮的运动状态计算叶片各段的攻角,再由升阻力系数曲线插值得到其空气动力 学参数,进而将计算得到的升阻力以体积力的形式作用于流场中。

目前应用较为广泛的是致动盘和致动线模型,致动盘模型将叶片分段的体积力均匀分布于对应径向位置的圆环上,而致动线是将每个分段的力布置于沿着对应叶片的一条直线上。因此,致动线能够模拟每个叶片的旋转及附近的流场,捕捉到从叶根和叶尖脱落的涡结构并提供风机近尾流区流场的细节以更好地研究尾流演化的机理,但代价是不得不把时间步长减小,使风机叶尖在一个时间步内滑过的距离不能超过最小网格尺寸,即 $\Omega_r R \Delta t < \Delta_{min}$,这样才能避免计算发散,相比之下,使用致动盘模型只能够较准确地模拟远尾流区的流动,但只需要满足库朗数条件 $u_{\infty}\Delta t < \Delta_{min}$,故时间步长往往可以比使用致动线模型时大5至10倍。



图 2-3 致动盘与致动线 Fig. 2-3 Actuator disk Model and Actuator line Model

本文的研究重点是尾流在剪切,湍流及大气边界层入流条件下的演化及流动特性,需要较为精确地模拟近尾流区内的流动结构,故采用致动线模型进行计算。如图 2-4 所示,对于每个叶素,相对流动速度可以表达如下

$$U_{rel} = \sqrt{U_z^2 + (\Omega_r R - U_\theta)^2}$$
(2-37)



图 2-4 叶素横截面速度矢量图 Fig. 2-4 Velocity vectors at airfoil cross section

 U_z ——轴向速度, U_{θ} ——切向速度,该叶素产生的升阻力由下式计算,

$$L = \frac{1}{2} C_l \rho U_{rel}^2 c dr \qquad (2-38)$$
$$D = \frac{1}{2} C_d \rho U_{rel}^2 c dr \qquad (2-39)$$

其中c为该段叶素的弦长, dr为其宽度, 升力系数 C_l 和阻力系数 C_d 是攻角 α 的函数, 可由对应翼型的空气动力系数曲线或表格插值得到。每个叶素都可以用这样计算的得到的体积力 $\vec{f} = \vec{L} + \vec{D}$ 来表示。将体积力作用于流场之前需要利用高斯核函数将其从一点投影到球形区域来避免数值计算错误,计算方法如下

$$F(x, y, z, t) = -\sum_{i=1}^{N} f_i(x_i, y_i, z_i, t) \frac{1}{\varepsilon^3 \pi^{3/2}} \exp[-(\frac{d_i}{\varepsilon})^2]$$
(2-40)

这里 N 为致动点总数, *i* 是致动点的序号, $d_i = (x, y, z) - (x_i, y_i, z_i)$ 代表计算域某 点到第*i* 个致动点的距离, 常数 ε 控制了投影的宽度, 通常取值约为两倍网格尺 寸大小。

第三章 剪切入流下风机气动及尾流特性研究

3.1 引言

由于地面的存在,大气边界层底部的流动速度接近零,随着高度增加风速 逐渐增长,在不同的地形、天气等条件下,风速沿垂向的切变程度也有所不同, 风剪切也是大气边界层最重要的流动特性之一。Antoniou 等人^[79]通过整理 Høvsøre 测试点大气流动观测数据发现出现频率最高的平均风速廓线在 40m 和 160m 高度的风速差为 3 m/s,最大风速差则达到 5 m/s 以上,这表明剪切入流是 风机最常见的工作环境,随着风机向更大尺度发展,叶轮顶部和底部对应的风 速差增大,研究剪切入流如何影响风机气动性能以及尾流演化变得愈发重要。 本章使用大涡模拟方法结合致动线模型,对剪切入流下的风机尾流场进行数值 模拟,通过与均匀来流条件结果的对比,从尾流速度损失、尾涡结构和气动特 性等方面讨论了剪切入流对风机的作用规律。

3.2 算例设置

本章所有算例计算总时长为 420 秒,考虑到尾流从风机紧后方传播至计算 域远端需要约 3 分钟(假设尾流传播速度为轮毂高度处入流风速的 0.75 倍), 故仅 180 秒至 420 秒间的计算结果被用来进行时均分析。数值模拟中采用了美 国国家能源部可再生能源实验室团队所研发的 NREL-5MW 标准风机^[80],该风 机的叶片翼型由 cylinder 系列, DU 系列以及 NACA64 系列组成,其基本参数列 于表 3-1。

名称	参数
额定功率	5.3MW
转子朝向	上风型
叶片数	3
叶片/轮毂直径	126m, 3m
轮毂高度	90m
额定风速	11.4m/s
额定转速	12.1rpm

表 3-1 NREL-5MW 风机基本参数 Table 3-1 Gross properties of NREL-5MW wind turbine



图 3-1 计算域尺寸 Fig. 3-1 Dimensions of computational domain



图 3-2 网格划分 Fig. 3-2 Mesh generation

图 3-1 和图 3-2 分别展示了计算域尺寸设置和网格划分情况,所有网格尺度 均以风机直径 D 为标度。计算域高 3.7D,宽5D,总长16D,风机所在位置距 入口处 3D,这样可以保证风机产生的诱导速度不会受到入口边界影响。由于计 算中采用了致动线模型,无需对不规则的风机叶片建模,网格直接由 OpenFOAM 中的 blockMesh 网格划分工具生成,均为结构化正六面体网格。计 算域分为三个区域,被分别标记为 I,II,III,其网格分辨率依次提高,I区 为背景网格,其单位网格尺寸为 10m,II,III区域网格尺度分别加密至 5m 和 2.5m,这样最终的网格量约为 700 万,尾流区域的网格尺度达到了 D/50。参考 类似的风场模拟研究设置^{[27][61]}可以认为此网格密度能够准确模拟近尾流区的剪 切层及远尾流区域的湍流运动。

计算域底部,顶部以及两侧的平面均采用滑移边界条件(OpenFOAM 中的 slip 边界条件),即在边界上的法向速度和沿法向的速度梯度为零,出口平面上 设置为零压力梯度条件(zero gradient),即 $\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = 0$ 。入口边界采用满 足式(2-20)的指数率速度分布,该分布律可以代表中性大气边界内常通量层 的时均速度梯度。

本章共设置 4 个算例,分别使用了 RANS 和 LES 方法进行模拟并设置了具 有不同剪切程度的入流边界条件,其中算例 1 的入流条件为均匀入流并作为参 考算例,各算例编号及对应配置如表 3-2 所示,各算例的轮毂高度处速度均为风 机的额定风速 11.4 m/s,相应地,风机均设置为在额定转速 12.1rpm 条件下工作, 此外,为了避免风机的额定倾角(tilt)造成尾流的偏移,本章算例中将其倾角 改为0°。

Tuble 5 2 Cube Setup			
	算例编号	风剪切指数 α	湍流模拟
	1	0.00	LES
	2	0.15	LES
	3	0.30	LES
	4	0.30	RANS

表 3-2 剪切入流算例配置 Table 3-2 Case setup

3.3 计算结果与分析

本章的数值模拟旨在通过均匀入流与不同程度剪切入流条件算例间的比较分析,研究入流中的风剪切对风机的功率,结构载荷,以及近、远尾流区流动特征的影响,同时比较分析了 RANS 与 LES 方法对该问题计算结果的差异。

3.3.1 入流速度廓线

入口平面,即距离风机所在位置上游 3D 处的垂向速度廓线绘制于图 3-3, \bar{u}_h 意为轮毂高度处来流平均风速。黑色直线代表均匀入流情况,故速度随高度 不变均为额定风速 11.4 m/s,绿色和红色实线分别代表 $\alpha = 0.15$ 和 $\alpha = 0.30$ 的理 想指数率分布,而圆点为各算例实际流场采样数据,除靠近地面处由于采用了 滑移边界条件导致速度略大于零以外,模拟风剪切与式(2-20)的分布完全一 致,同时也意味着风机上游 3D 位置不会受到风轮诱导效应的影响。两种剪切程 度下,风机叶轮顶部和底部的速度差分别达到 2.83 m/s 和 5.42 m/s。



图 3-3 入口平面处垂向速度廓线
Fig. 3-3 Wind speed profiles in the inlet plane of the domain

3.3.2 尾流速度损失

工作中的风机将来流中的一部分动能转化为电能的同时使得其盘面后方的 风速显著下降,形成尾流区。为了更直接地描述风轮对风速的阻滞程度,采用 下式定义尾流损失,

$$u_d = 1 - \frac{u}{u_{\infty}} \tag{3-1}$$

图 3-4 显示了风机下游 2D~12D 位置的轮毂高度尾流速度损失分布曲线。 在尾流区域外,即风机叶轮顶部以上约0.5R至更高处的速度损失廓线在下游各 位置没有明显变化,说明计算域入口处的剪切速度分布可以在整个计算域内保 持平衡。在风机下游 2D 处,不同剪切入流下的速度损失分布与均匀入流的情况 差异很小,基本以轮毂中心线为轴呈对称形状,由于模拟中没有考虑轮毂和机 舱,在轮毂高度处速度损失为零。下游4D位置,叶轮下部对应尾流区的速度损 失下降,上部逐渐升高,随着继续向下游发展,剪切入流情况中轮毂高度以下 的速度损失明显减少转变为非对称分布,另外,轮毂高度以上的速度损失直到 下游 6D 仍在增加, 尤其在 $\alpha = 0.30$ 的算例 3 与算例 4 中, 速度损失增至约 0.55。 以上现象说明,在风机转速保持不变的情况下,入流速度的增加会延后速度损 失极值的位置,反之亦然。x=8D时,四个不同算例的差异最为明显,因为剪 切层的逐步扩大形成了摩擦湍流从而使得速度趋于均匀分布,入流剪切程度越 高,速度损失分布不对称性越强,此外,RANS 和 LES 的结果在此位置显现出 明显差异,RANS 的结果低估了剪切层湍流对动能的混合作用,使得高处速度 损失偏小而低处偏大。在更远的位置处,完全发展的尾流湍流使得速度分布更 为光顺,非对称性又开始降低,下游12D后速度损失曲线逐渐趋近于高斯或二 次函数的形式。



a) x = 2D downstream position







3.3.3 尾涡结构

图 3-5 显示了四个算例中纵剖面上的瞬时涡量场云图。层流入流条件下,叶 片周围可形成稳定的环流而产生升力,随着叶片转动环流不断在叶尖和叶根处 脱落,形成清晰可辨的叶尖涡和叶根涡结构。当风机在均匀入流条件下,从叶 尖脱落的涡环在叶轮紧后方连成涡片并保持稳定的结构直至下游约 5D 位置,随 后涡结构产生了类似开尔文-亥姆霍兹不稳定的翻卷现象,并迅速失去原有结构 过渡为完全发展的湍流流动。在剪切入流的情况下叶轮上下叶尖涡脱落处的风 速差异很大,二者的运输速度不同,这会对尾流的发展产生一定影响。对比算 例 1 和算例 2,3 可以发现,剪切入流条件下的涡量场显示出了明显的非对称性, 因为叶尖速比会随着叶片高度的变化而变化,叶尖速比较小时叶尖涡结构可以 在更长的距离上保持稳定,反之会较早地失稳。从涡量图中可见,剪切入流时, 叶轮上半部风速较大,导致叶尖涡失稳破碎的位置比均匀入流延后约两个转子 直径,故较晚进入完全湍流状态,这也解释了为什么高速入流下的速度损失直 到下游8D 才开始下降。算例 4 中采用 RANS 法进行模拟,虽然从时均速度分布 来看 RANS 和 LES 得到的模拟结果非常接近,但涡量图揭示了二者对中小尺度 湍流计算的巨大差异,在相同的网格划分情况下,大涡模拟方法能够较为准确 地捕捉到尾流区域的流动细节,包括从叶尖叶根脱落的漩涡及其从稳定结构失 稳过渡至湍流的全过程,相比之下,RANS 方法对流动做了时均处理,在尾流 区约前4D距离上,尾涡结构和流动分层非常稳定,故RANS能够得到较好的结 果,但随着尾流进入湍流阶段,湍涡随机分布于整个尾流区域,此时 RANS 的 处理方法丢失了脉动信息,无法模拟尾涡演化的过程。



d) 剪切入流 $\alpha = 0.30$ RANS d) Shear inflow $\alpha = 0.30$ RANS

图 3-5 中纵剖面尾流涡量场云图 Fig. 3-5 Vorticity magnitude field in the central longitudinal plane

3.3.4 气动特性

如图 3-6 所示,当入流在垂向存在速度梯度时,对于水平轴风机,由于其叶 片在旋转过程中高度不断变化,其入流攻角 α 和相对速度 U_{rel} 均会随之改变。 图 3-7 显示了 NREL-5MW 风机其中一个叶片的 30%,60%,90%翼展处入流攻 角周向位置的变化规律,作图所用数据为 180 s 至 420 s 内同周向角位置的时均 结果。由图 2-6 可见,当轴向速度即入流风速增加时攻角变大,所以可以看到各 翼展处的攻角均在叶片指向上方时(周向角为 0°)达到最大值,随着高度降 低攻角逐渐减小并在 180°位置降至最小值。



图 3-6 剪切入流条件下风机叶片气动环境随周向角位置不同而改变 Fig. 3-6 Aerodynamic environment of blades changes with azimuthal positions under shear inflow condition



Fig. 3-7 Attack angle distribution at different azimuthal and wingspan positions

在各叶素攻角和相对入流速度均随周向角周期性变化的情况下,叶片整体 产生的气动力也应随时间产生周期与叶轮旋转周期相同的波动,本章主要研究 叶根轴向弯矩,叶根切向弯矩以及偏航力矩在剪切入流条件下的变化规律。三 者分别定义如下,

$$M_{trq} = \sum_{i=1}^{N} (\vec{r}_i \times \vec{f}_i) \cdot \vec{e}_{lss}$$
(3-2)

$$M_{oop} = \sum_{i=1}^{N} (\vec{r}_i \times \vec{f}_i) \cdot \vec{e}_i(\theta)$$
(3-3)

$$M_{yaw} = \sum_{j=1}^{B} \sum_{i=1}^{N} (\vec{r}_{i,j} \times \vec{f}_{i,j}) \cdot \vec{e}_{z}$$
(3-4)

式中N为致动点总数, i为致动点的序号, r 代表轮毂到第i个致动点的位移向 量, \vec{f}_i 是该叶素产生的气动体积力, \vec{e}_{lss} 和 $\vec{e}_i(\theta)$ 分别表示沿风机低速轴的单位 向量以及周向位置为 θ 的切向单位向量,式(3-4)中的j和B代表叶片序号和 总叶片数, \vec{e}_i 是与垂直轴平行的单位向量,风机低速轴的扭矩 M_{isc} 即等于三个 叶片根部轴向弯矩的总和,而风机的机械功率为低速轴扭矩与转速之积,即 $P = \Omega M_{lss}$ 。图 3-8 展示了入流剪切指数 α 为 0.15 和 0.30 两种情况下风机单叶片 的叶根轴向弯矩 M_{trg} 和切向弯矩 M_{oop} 随方位角的变化情况,虽然攻角和入流相 对速度均随位置不同而变化,且攻角与升阻力系数间存在复杂的非线性关系, 结果显示不同剪切程度下 M_{tra} 和 M_{aaa} 的周向分布基本符合余弦函数的形式,两 种情况的拟合函数曲线已在图中以黑色实线和虚线绘出。值得一提的是,由于 三叶片风机的旋转相位差为 120°, 若每个叶片的主要载荷随方位角以同样振 幅的三角函数的形式变化,三叶片的载荷总和将保持不变。图 3-9 和图 3-10 中 展示了不同入流条件下 180 s 至 185 s (约一个旋转周期)风机三叶片的叶根轴 向与切向弯矩的时历曲线,黑色实线是均匀层流入流下的结果,绿色实线是剪 切入流条件下三叶片载荷的平均值,可以看到各叶片载荷的对称分布特性使得 其轴向和切向的总力矩具有良好的稳定性,这意味着在三叶片风机的设计阶段, 如果通过调整叶片翼型和扭转角使得叶根载荷于工作风速范围内尽可能地在周 向满足三角函数分布,则由大气边界层内部风速梯度带来的载荷不稳定性将会 大大降低。风机左右两侧轴向推力分布不对称时会产生围绕塔架方向的偏航力 矩,图 3-11 中绘制了不同入流条件下 180 s 至 195 s(约三个旋转周期)风机偏 航力矩随时间变化的情况。奇数叶片的风机在旋转中无法保证塔架两侧受力相 同, 日叶片越少不对称性越强, 所以从图像中可以看到即使在均匀入流条件下 偏航力矩也存在周期为叶轮旋转周期三分之一的波动,而当高度方向的风速梯 度增大时,这种波动会明显增大,但其周期性保持不变。

30















Fig. 3-11 Time history curve of yaw moment within three rotation periods

算例 1~4 中风机的主要气动载荷及功率的均方根值(Root Mean Square, RMS)和标准差(Standard Deviation, STD)分别列于表 3-3 和表 3-4, RMS 与 STD 定义式如下

$$RMS = \sqrt{\sum_{i}^{N} x_i^2 / N}$$
(3-5)

$$STD = \sqrt{\sum_{i}^{N} (x_{i} - x_{mean})^{2} / N}$$
(3-6)

RMS 反映了数据的有效值,在本文代表风机气动载荷的大小,从结果来看, 风剪切对除偏航力矩之外的主要气动载荷影响较小,在风轮顶部和底部的风速 差超过 5 m/s 的情况下,其叶根轴向和切向力矩的 RMS 仅比均匀入流条件下增 大1.2%和1.3%,总功率和推力几乎没有变化,然而剪切入流的情况下,风机偏 航力矩显著上升,在剪切指数α为0.15和0.30的情况下分别较均匀入流增大了 1.2 倍和 2.7 倍。气动载荷的标准差能够指出其随时间波动的剧烈程度,STD 值 越高意味着疲劳载荷越大,从表 3-4 中可见,虽然叶根轴向弯矩 *M_{inq}*和切向弯矩 *M_{oop}*的时均值几乎不受风剪切的影响,但前者的标准差却在两种风剪切条件下 增至均匀入流时的4.4 倍和 8.4 倍,后者也分别达到 5.2 倍和 10 倍,尤其是在风 剪切较大时,该型号的风机的叶根需要承受切向超过 1000 kN·m的载荷波动, 疲劳荷载较另两个方向更为严重。

表 3-3 各算例风机气动载荷/功率均方根值 Table 3-3 Root mean square of aerodynamic loads/power in 4 cases

算例	$M_{_{trq}}$	M_{oop}	M _{yaw}	Р	Т	

编号	(kN · m)	$(kN \cdot m)$	$(kN \cdot m)$	(MW)	(kN)
1	1330.0	9959.9	52.0	5.07	708.1
2	1314.2	9865.6	114.7	5.04	701.5
3	1345.5	9864.3	192.1	5.06	699.5
4	1347.1	9870.4	191.8	5.07	699.8

表 3-4 各算例风机气动载荷/功率标准差值 Table 3-4 Standard deviation of aerodynamic loads/power in 4 cases

			5	1	
算例	$M_{_{trq}}$	$M_{_{oop}}$	M_{yaw}	Р	Т
编号	$(\ kN \cdot m \)$	$(\ kN \cdot m \)$	$(kN \cdot m)$	(kW)	(kN)
1	36.6	108.5	52.0	95.3	6.1
2	160.6	561.8	114.7	31.8	2.1
3	308.9	1087.6	192.1	31.6	2.3
4	308.4	1085.3	191.8	31.6	2.3

3.4 本章小节

本章采用 RANS 和 LES 两种数值模拟方法研究不同程度的剪切入流条件对 尾流场特性和风机气动性能的影响,同时通过分析流场统计数据对比了两种湍 流模拟方法在模拟剪切入流条件下风机尾流演化问题时的性能。中纵平面内的 时均尾流速度损失廓线表明,在下游x=2D以内,不同剪切入流条件下尾流速 度损失的分布几乎相同,此后速度损失进一步增大,来流速度越高,其达到最 大值的位置越靠下游,因此相对于均匀入流条件,风剪切作用下的尾流在垂向 呈现明显的不对称速度分布。涡量场云图表明,入流风速更大时(叶尖速比更 小),叶尖和叶根涡结构能够在更长距离内保持稳定,所以剪切入流下的风机 尾流较晚进入湍流状态。风剪切对风机影响还体现在各类气动载荷上,由于垂 向速度梯度的存在,叶片旋转过程中其入流速度和攻角不断改变,研究表明, 对于轮毂高度处为额定风速的 NREL-5MW 风机,其叶根处的轴向和切向力矩沿 周向角呈现类似余弦变化的方式,而叶片的相位差正好各差 120°,这使得三 个叶片的气动载荷具有三角对称特性,所以其机械功率和推力几乎可与均匀入 流条件下一样保持稳定不变,但对于单个叶片而言,虽然 M_{tra} 和 M_{oov} 的有效值 未受风剪切影响,但其标准差却大大增加,同时,塔架两侧叶片气动力的不对 称性进一步增大了偏航力矩 M_{xav} ,这说明风机的疲劳载荷会随着叶轮尺寸和风 剪切程度的增大而显著升高。

第四章 湍流入流下风机气动及尾流特性研究

4.1 引言

湍流运动是大气边界层流动的另一重要特征。大气湍流广泛存在于地面至 1000 m 的高度内,湍动能的主要来源有两个,其一是地面摩擦造成的剪切层湍 流,其二是地表热通量破坏大气分层稳定性而形成的对流湍流,复杂的成因也 使得大气湍流尺度的范围非常广泛。显然,均匀稳定的层流入流下风机的功率 与载荷基本不变,而在各种尺度湍流的干扰下,入流稳定性被打破,风机叶片 在不同翼展和周向角处的气动环境都会出现复杂的随机变化,另外,大气湍流 也会通过混合尾流与环境流动来改变尾流的动态特性和演化进程。本章通过分 析时均与动态尾流场,尾涡演化过程以及气动功率与推力研究了不同强度的湍 流入流条件对风机性能和尾流的影响。

4.2 算例设置

本章仍以 NREL-5MW 风机为研究对象,其主要参数已列于表 3-1。共设置 了 4 个算例以分析不同强度的湍流入流对风机气动和尾流特性的影响。各算例 编号及对应配置如表 4-1 所示,其中算例 1 为层流均匀入流的参考算例,湍流强 度的三个值分别对应流向,横向和垂向的湍流强度,各算例的平均入流速度均 为风机的额定风速 11.4m/s,风机转速均设置为额定值 12.1rpm。此外,与第三 章中相同,风机倾角由-5°改为 0°以避免风机尾流的偏移。本章算例计算域的 网格划分方式以及除入流边界面上的边界条件设置与第三章相同故不予赘述。

	Tuble TT Cuse Setup	
算例编号	入流湍流强度	湍流模拟
1	(0, 0, 0)	LES
2	(0.10, 0.08, 0.08)	LES
3	(0.20, 0.16, 0.16)	LES
4	(0.20, 0.16, 0.16)	RANS

表 4-1 算例配置 Table 4-1 Case setup

4.3 计算结果与分析

4.3.1 入流湍流特性

本章采用一种人工生成随机脉动的方式产生湍流入流,其原理如下式所示

$$\vec{u}^{t} = (1-a)\vec{u}^{t-1} + a(\vec{u}_{ref} + C_{RMS}Rn|\vec{u}_{ref}|\vec{s})$$
(4-1)

$$C_{RMS} = \sqrt{12(2a - a^2)} / a \tag{4-2}$$

式(4-1)中 \vec{u} 为入口平面网格点上的速度向量,上标代表时间步,每个时间步的入流速度都由上一时间步的速度与随机脉动速度的加权平均构成,a为继承因子。 \vec{u}_{ref} 为参考入流速度,等于实际入流速度的期望, \vec{s} 是脉动强度,在入流时间序列足够长时等于入流湍流强度,为一向量,Rn为-0.5~0.5间的随机数。 C_{RMS} 为有效值系数,由式(4-2)求得,该值能够平衡随机脉动幅度和历史继承速度,保证湍流入流时间序列的时间相关性以避免计算发散。在本章计算中a取 0.1,图 4-1中显示了由此生成的时间步长为 0.02 s 的 10 秒随机流向速度时间序列,红色虚线为参考速度 11.4m/s,图 4-2 为该速度信号的功率谱图像,黑色实线为"-5/3次方律"。从结果来看,采用式(4-1)方法生成的随机风速序列,其期望值满足额定风速,而且脉动的频率成分基本符合高雷诺数湍流能谱分布的特点。



图 4-1 湍流入流流向速度时间序列 Fig. 4-1 Time history curve of streamwise inflow velocity



图 4-2 湍流入流流向速度功率谱 Fig. 4-2 Power spectrum of streamwise inflow velocity

4.3.2 尾流速度损失

图 4-3 展示了风机下游 12 个转子直径距离内的时均尾流速度损失分布情况。 深蓝色区域速度损失 \bar{u}_d 为 0,代表环境流场,深红色区域速度损失最大为 0.5。 在均匀入流的算例中可见叶片中段后方流动速度损失接近来流的一半,由于轮 载和机舱在模拟中未予考虑,近尾流的中心区域存在一条狭长的高流速区。尾 流区与周围的环境流动之间的剪切层厚度很小且随流动发展非常缓慢,说明在 均匀层流环境下,流动分层稳定,尾流与周围流动没有形成动量交换,因此尾 流损失保持在很高的水平直至下游 6D 位置,随后剪切层才有明显增长趋势,中 心高速区消失,尾流速度获得恢复,在x=10D处减弱为来流速度的三分之一, 尾流的宽度略有增长。当入流由均匀层流变为湍流,时均尾流场发生了明显变化,入流湍流强度为10%时,尾流区边缘的剪切层厚度在转子下游2D即开始增长,中心的高速区在3D位置已经消失,尾流速度恢复进程明显加快,同样在*x*=10D处,速度损失仅为来流的五分之一,尾流宽度亦显著增加。湍流强度增至20%,上述位置进一步提前约一倍转子直径的距离。同时,从图4-3(c)和(d)的比较可见,RANS方法的计算结果与LES几乎完全一致,说明RANS在对流场时均统计特征的计算方面能够获得可靠的结果,所以计算成本较低的雷诺时均法可以代替大涡模拟用于开发或验证解析尾流模型。



c) 湍流入流(流向湍流强度 20%) LES c) Turbulent inflow (streamwise turbulence intensity 20%) LES



d) 湍流入流(流向湍流强度 20%) RANS
 d) Turbulent inflow (streamwise turbulence intensity 20%) RANS
 图 4-3 轮毂高度处时均尾流速度损失云图
 Fig. 4-3 Time-average wake velocity deficit field in the hub height plane

时均统计数据能够在较大时间尺度上(数分钟至数小时)描述尾流场,但 丢失了尾流的动态特性,如尾流的迂曲现象(Wake Meandering),尾流横截面 形状和面积的变化等。图4-4和展示了各算例尾流场充分发展后某时刻的瞬时速 度损失分布图。均匀入流条件下风机尾流速度分布在*x*=6*D*前保持稳定,随后 迅速失稳,尾流变形,速度损失剧烈波动,这标志着近尾流区向远尾流区的过 渡。而在湍流入流条件下,入流的扰动效应在尾流中很快被放大,*x*=2*D*位置 以后剪切层即失稳,这种扰动在对流至下游的过程中不断发展最终形成尾流湍 流。入流湍流强度增加时,更充分的湍流混合作用使得整体尾流速度损失更低, 但尾流的运动更为剧烈,后面的章节中将对这种现象进行定量的分析。此外, 从 RANS 和 LES 的对比来看,二者的结果在0*D*<*x*<4*D*的近尾流区域内差异不 大,但在尾流湍流充分发展后,大涡模拟能够捕捉到较小尺度的流动结构,而 RANS 由于进行了一定的时均处理只保留了大尺度的流动信息,无法精确模拟 尾流的动态特征。



37



4.3.3 尾涡结构

图 4-5 中显示了各算例中充分发展尾流的中纵平面涡量场。结合速度场的结 果可以发现,风机叶尖和叶根脱落涡结构的稳定性决定了尾流场的发展状态。 在高雷诺数流动中(以额定速度和风轮直径为特征量的雷诺数可达10⁷ 量级), 微弱的扰动会随着流动发展被逐渐放大,而根据角动量守恒,风机的尾流会在 风机后方以与风轮相反的方向旋转并与地面相互作用,故即使在理想的层流入 流条件下,流动也很难保持平衡,叶尖和叶根涡会在扰动作用下失稳,从周围 流动中吸收能量,其尺度和涡强度增大,而后在远尾流区开端处二者的复杂相 互作用使得尾流彻底进入湍流状态。如果风机的入流中存在湍流,相当于在风 轮紧后方便对脱落涡施加随机扰动,在相同叶尖速比的条件下,上述尾涡演化 会提前发生并且过程缩短,同时,湍流环境中远尾流区的湍涡结构尺度较均匀 入流条件下更小,这说明入流中的扰动能够促进尾流湍流动能从大尺度涡向小 尺度转移的过程,缩短湍流完全发展所需的距离。另外,RANS的计算结果显 示该方法仅能够得到大尺度的运动趋势,对近尾流区涡结构的计算与 LES 相当, 然而对远尾流区的非稳态流动尤其是中小尺度尾涡结构的模拟则远逊于 LES 方 法。



38



b) 湍流入流(流向湍流强度 10%) LES b) Turbulent inflow (streamwise turbulence intensity 10%) LES 0D 1D 2D 3D 4D 5D 6D 7D 8D 9D 10D 11D 12D



c) 湍流入流(流向湍流强度 20%) LES c) Turbulent inflow (streamwise turbulence intensity 20%) LES 0D 1D 2D 3D 4D 5D 6D 7D 8D 9D 10D 11D 12D

d) 湍流入流(流向湍流强度 20%) RANS
 d) Turbulent inflow (streamwise turbulence intensity 20%) RANS
 图 4-5 中纵剖面尾流涡量场云图
 Fig. 4-5 Vorticity magnitude field snapshot in the central longitudinal plane

4.3.4 尾流湍流特性

湍动能(Turbulent Kinetic Energy, TKE)是描述流动脉动强度的重要变量, 该值的变化反映了湍流发展的过程,是流动稳定性的标志,其定义如下式

TKE =
$$\frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$$
 (4-3)

湍动能与湍流强度都表达了流动的紊乱程度,二者的区别在于前者量纲为 速度的平方,直接反映了脉动成分的能量,而后者以当地平均速度进行了无量 纲化。由于在尾流区域内速度并非均匀分布,仅观察湍流强度会弱化高速区和 低速区之间脉动程度的差异,故本小节以湍动能为研究对象以分析不同入流条 件下风机尾流的演化过程和尾流湍流能量的分布。

由图 4-6 可见,湍流入流条件下的尾流湍动能分布与均匀入流下的情况呈现 出显著差异。均匀入流时,风轮后方直至下游 4D 之间的尾流湍动能几乎为零,

说明流动具有很高的稳定性,而后由于尾涡结构的失稳(见图 4-5),尾流边缘 和轮毂对应区域的剪切层内部流动首先进入湍流状态,湍流带动了剪切层的增 长,湍动能不断增加直至下游8D~9D位置达到最大,尾流湍流于此进入完全发 展阶段,此时尾流湍动能不再集中于尾流边缘和中心区域而是较为均匀地分布 在整个尾流区域。当来流为湍流时,尾涡结构失去稳定性的位置大大提前,而 且剪切层内湍动能的增长速度显著提高,尾流在下游5D~6D处便发展为高度 紊乱的流动,然而其湍动能在下游并未保持增长趋势而是很快出现了衰减,因 为尾流速度不断恢复且尾流宽度也在增加,速度梯度减小,流动的剪切应力随 之减弱,另外,完全发展后的湍涡尺度逐步减小,对湍流脉动能量的耗散增强, 所以尾流湍流难以维持较高的湍动能水平。值得一提的是,入流湍流强度的进 一步增加并没有明显地继续缩短尾流湍流的发展进程,也没有显著提高尾流湍 动能的极值,甚至在湍流入流情况下尾流湍动能的最大值略低于均匀入流算例, 这说明尾流的湍流能量主要源于尾涡破碎带动剪切层增长而产生的自发湍流, 环境湍流可对尾涡施加扰动以加快这一进程,但总体湍流强度并非二者的线性 叠加。RANS 的结果在近尾流区展示出与 LES 相同的湍动能分布,但湍动能水 平弱于后者,同时其尾流剪切层的增长趋势持续至下游5D后明显减弱,在下游 更远处湍动能仅分布于尾流的外侧而内部并没有形成充分发展的湍流运动。











各算例下游不同位置处尾流横截面内所有对应于风轮边界点上的脉动速度 时间序列被用于计算功率谱,并将下游同样位置处各点的功率谱密度做平均处 理得到了图 4-7, 功率谱为双对数坐标轴, 横轴单位为无量纲频率, 即斯特劳哈 数 $St = fD / \bar{u}_h$, 纵轴为无量纲功率谱密度 $S / (Du_n)$, 黑色实线代表 "-5/3 次方 律"。由图 4-7(a) 可见,均匀入流下尾流剪切层的脉动强度在下游 2D < x < 4D之间经历了短暂的下降,在x = 4D处,各频段上的湍动能几乎均小 于上游2D位置,而在30<St<50范围却出现了明显的谱峰,这可能归因于剪切 层内的流动在此位置附近已经失去稳定并出现了较高频率的振荡,尾流开始逐 渐向湍流过渡。随着流动向下游发展,各频段的尾流湍动能迅速增加,但从 x=8D和x=12D处曲线的对比来看, x=12D处的低频脉动有所减小, 而高频 湍流, 尤其是 St >100的小尺度湍涡(若以 11.4 m/s 作为对流速度, 该频段的湍 涡尺度小于 1.5 m) 变得更加活跃, 说明湍流仍未得到完全发展, 能量正由大尺 度湍涡向小尺度流动结构转移。相比之下,图 4-7(b)的结果显示,湍流入流 条件下的尾流并未经历均匀入流算例中的过渡阶段,而是在x=4D 位置低频湍 动能便达到高峰,随后便逐渐降低,而高频湍流能量在x=6D处最高,意味着 尾流湍流于此已完全发展,而后整体湍动能缓慢耗散,下游12D位置低频脉动 能量已明显低于上游水平。入流湍流强度为 20%的条件下,湍流充分发展的位 置提前至x = 4D,但整体湍动能量与图 4-7(b)中非常接近。图 4-7(d)展示 了 RANS 模拟中得到的结果,从低频区结果来看,RANS 对近尾流区低频湍动 能的预测略高于 LES,同时在 *St* >10 的频段上,湍动能随脉动频率的升高而迅速下降,其衰减模式与"-5/3 次方律"相差较大,此外 LES 结果中湍流充分发展后各频段湍动能虽然随下游距离增加而降低,但耗散速度比较缓慢,在 *St* >100 区域的湍动能几乎可以保持同一水平直至计算域末端,而 RANS 的结果显示尾流的整体湍动能,尤其在 *St* >10 频段上,会随尾流向下游传播而显著减弱,这表明 RANS 方法会低估尾流中的高频湍流对下游风机的影响。



4.3.4 气动特性

图 4-8 和图 4-9 分别为不同入流条件下风机在三个旋转周期内的机械功率和 气动推力的时历曲线。均匀入流下,风机叶片的气动环境几乎不随时间变化, 其功率和推力始终保持稳定,而当来流为湍流时,叶片各位置的相对入流速度 和攻角受到扰动使得气动环境稳定性大大降低,因此风机的发电量和气动载荷 产生剧烈的无规则波动,这将导致发电质量下降并提高并网难度,还会显著增 加叶片根部的疲劳载荷而降低发电机组的服役年限。算例 3 和算例 4 的结果显 示,在高湍流强度条件下,RANS 方法得到的风机功率和推力时历曲线与 LES 法差异并不大。将时历信号序列经快速傅里叶变换并取模可以得到图 4-10 与图 4-11 所示频谱,频谱显示湍流入流主要增强了气动信号中频率小于 0.09 Hz (*St* <1.0),和叶片扫掠频率(Blade Passage Frequency)(*St* ≈ 6.68)及其倍 频相应的振动,后者在频谱图中表现为*St* > 6.68 区域内连续的谱峰。虽然 RANS 与 LES 的结果在时历曲线图像中差异不明显,但频谱图显示 RANS 整体上低估 了湍流引起的载荷波动。此外,风机的气动推力与机械功率呈现出相同的随时 间变化的趋势,这说明在湍流强度不超过 20%的情况下叶片产生的气动力矢量 仅大小发生波动而其方向变化较小,否则可能会出现推力与功率一增一减的情况。



图 4-8 风机机械功率时历曲线 Fig. 4-8 Time history curve of power output







图 4-9 风机气动推力时历曲线 Fig. 4-9 Time history curve of thrust





使用自 180 s 至 420 s 间的数据进行计算,并将四个算例中风机机械功率与 各结构载荷的均方根值与标准差值分别列于表 4-2 与表 4-3。显然地,湍流入流 几乎不会影响气动载荷的有效值。偏航力矩 *M_{yaw}* 较为特殊,因为湍流使得入流 关于风机垂直轴的对称性被打破,偏航力矩的有效值较均匀入流时明显增加, 两种湍流强度下的 *M_{yaw}* 分别达到均匀入流时的 3.8 倍和 6.2 倍。表 4-3 中的数据 定量地反映了各载荷在湍流扰动作用下波动的程度,算例 2 和 3 的 *M_{uq}* 标准差值 比算例 1 中增加了 29.9%和 130%, 而 *M_{oop}* 的增长分别为 50.7%和 153%,相比 于风剪切对此两种载荷的影响,湍流造成的波动较小,然而观察气动功率和推 力的数据可见,算例 3 种二者的标准差可达 183.2 kW 和 11.8kN,分别为有效值 的 3.6%和 1.7%,远大于风剪切造成的影响。

Table 4-2 Root mean square of aerodynamic loads/power in 4 cases					
算例	$M_{_{trq}}$	M_{oop}	M_{yaw}	Р	Т
编号	$(kN \cdot m)$	$(\ kN \cdot m \)$	$(kN \cdot m)$	(MW)	(kN)
1	1330.0	9959.9	52.0	5.07	708.1
2	1331.4	9960.3	198.2	5.09	708.1
3	1339.6	9974.8	320.6	5.10	709.1
4	1335.9	9963.1	320.2	5.07	708.3

表 4-2 各算例风机气动载荷/功率均方根值 Table 4-2 Root mean square of aerodynamic loads/power in 4 cases

表 4-3 各算例风机气动载荷/功率标准差值 Table 4-3 Standard deviation of aerodynamic loads/power in 4 cases

			•	1	
算例	$M_{_{trq}}$	$M_{_{oop}}$	M_{yaw}	Р	Т
编号	$(kN \cdot m)$	$(\ kN \cdot m \)$	$(kN \cdot m)$	(kW)	(kN)
1	36.6	108.5	52.0	95.3	6.1
2	47.5	163.5	194.3	108.3	7.0
3	82.7	274.5	318.5	183.2	11.8
4	78.7	267.1	315.5	172.8	11.2

4.4 本章小节

本章通过随机脉动速度的方式形成湍流入口条件,采用 LES 和 RANS 两种 方法结合致动线模型对湍流条件下的单风机气动性能和尾流场进行数值模拟, 并基于模拟数据分析了不同强度的环境湍流对尾流场,风机功率及推力的作用。 瞬时涡量场显示,均匀入流条件下风机尾涡结构可在下游6D 的距离上保持稳定, 而湍流入流会对叶尖叶根脱落的涡形成扰动,使其在风机下游2D 处便失稳进而 诱使尾流提早进入湍流状态,同时环境中的湍流能够促进湍动能向更小尺度湍 涡转移,有了利于尾流从周围的流动环境中补充动能,所以可以看到在时均尾 流场中,入流湍流强度越高,尾流速度恢复越快。尾流速度的功率谱分析表明, 均匀入流下的尾流速度在 *x*=4*D* 开始产生 30 < *St* < 50 的振动,随后进入湍流状 态但直至计算域末尾也未达到完全发展状态,因为高频脉动能量仍在上升,而 在入流存在湍流时,湍流发展进程明显加快并在完全发展后产生衰减。统计分 析表明各类结构载荷的标准差值较均匀入流时均有大幅增加,但与风剪切相比, 湍流入流更主要地体现在对风机气动功率和推力的影响上,尤其是 *St* <1.0 和叶 片扫掠频率及其倍频对应的脉动被显著增强。

第五章 大气边界层风场模拟方法对比分析

5.1 前言

通过第三、四章的分析可知大气边界层中的风剪切和湍流结构对风机气动 性能及其尾流的演化过程有着重要影响,因此,尽可能真实地模拟大气边界层 流动对于研究大尺度风机的结构载荷和尾流场具有重要意义。第二章所介绍的 谐波合成法和域前模拟法均能够在一定程度上模拟大气运动,但各有优劣,本 章采用两种方法结合 LES 对中性大气边界层流动进行模拟,并对比分析了两者 所生成风场的平均风速、湍流强度等统计特征以及对风机尾流场的影响。

5.2 算例设置

本章共设置四个算例,前两个算例中分别使用谐波合成法和域前模拟法只 对中性大气边界层流动进行模拟,后两个算例中以同样的位置和运行参数布置 一台 NREL-5MW 风机以观察两种流动环境下其荷载和尾流的差异。

谐波合成法算例中采用了 Karman 风谱并设置参考湍流强度 *I_{ref}* 为 0.1,其计 算域与第三、四章的布置方案相比只是沿 x 轴的长度增加了三倍风轮直径,即 计算域总长改为19D,其他尺寸不变,网格为结构化正六面体网格,单位网格 长度 8 m,总网格数为140万。而对于域前模拟法,由于要模拟流动从层流至边 界层湍流的过程,从几米至上千米的大气湍流结构需要在计算域中自然演化形 成,在确定计算域的尺寸时应确保可以生成相当尺度范围的流动。因此,域前 模拟的计算域的长度,宽度和高度分别设置为 2016 m,1008 m 和 1008 m。 整 个域前模拟算例的计算域在三个维度上同样以 8 m 的尺寸划分为均匀网格,即 在 x,y和 z 轴上的尺寸为 16D×8D×8D,总网格数 400 万。另外需要指明的是, 为了减少过长的边界层流动演化距离造成的计算量,域前模拟中在垂直边界面 上均采用了周期边界条件,在此情况下,如果主风向设置为与 x 轴平行,大气 湍流结构可能会被限制在某个横向区域内而导致同高度处的平均流速在横向分 布不均的情况,为了解决该问题,主风向设置为与 x 轴呈 15.52° 夹角(逆时针 方向),该角度的设置保证了风机尾流区域的长度在主风向旋转后仍可达 14D, 同时与尾流无关的计算区域较小,在一定程度上避免了计算资源的浪费。

46



图 5-1 算例布置图 Fig. 5-1 Case setup sketch

图 5-1 展示了各算例的计算域布置情况,在算例 2(4)的计算域内部沿主 风向截取如图所示的长方体区域并以风机位置作为 x 轴原点,以便于与算例 1(3)的结果进行比较。表 5-1 列出了各算例边界条件的设置,需要指出的是,算例 1(3)的底面选择了滑移边界条件即忽略了地面摩擦以尽可能避免风速廓 线的改变,而算例 2(4)底面的壁面模型中粗糙度长度设置为 0.001 m,表面温 度通量 q_s 为零,这样便可模拟较平坦地面上的中性大气边界层流动状态。算例 1,2的运行时长分别为 600 s 和 18600 s (18000 s 时流动达到完全发展状态),时间步长 0.5 s;算例 3,4 的运行时长均为 600 s,时间步长 0.02 s,本章采用各算例最后 5 min 内的模拟数据对流场进行统计分析。

边界面	谐波合成法	域前模拟法	
入口	谐波合成速度入口	周期边界条件	
两侧	对称边界条件	周期边界条件	
底部	滑移边界条件	Moeng壁面模型	
顶部	滑移边界条件	滑移边界条件	
出口	零压力梯度	周期边界条件	

表 5-1 两种大气边界层生成方法中的边界条件设置 Table 5-1 Boundary condition setup for two methods of atmospheric boundary layer generation

5.3 风场模拟结果分析

5.3.1 平均风速廓线

图 5-2 展示了两种方法生成的大气边界层流动在*x*=-4*D*, 0*D*, 4*D*, 8*D*, 12*D* 位置处的垂向速度分布情况。由于域前模拟法无法提前指定速度廓线,为与谐 波合成法进行比较,以式(2-20)对其模拟结果进行拟合得到风剪切参数 *α*=0.1 作为谐波合成法的输入参数,图中的虚线即为拟合得到的指数风速廓线。 在使用谐波合成法的算例中,*x*=-4*D* 位置的速度分布与指数分布基本一致,随 后,因为地面采用了滑移条件,150m高度以下的速度剪切有小幅减弱的趋势, 理论上,只有与风剪切程度相平衡的地面摩擦力才能保证风速廓线在流向保持 一致,如何找出与给定风速分布相协调的壁面条件仍是该问题的难点。而从图 5-2 (b)中域前模拟的结果可以看到,其风速分布可以在整个计算域内保持不 变,因为域前模拟中的边界层流动是由粗糙地表上的层流流动在背景压力梯度 的驱动下自然发展而形成,所以具有良好的自平衡特性。





5.3.2 湍流强度廓线

图 5-3 为两算例中同样位置处流向湍流强度沿高度分布的演化情况。谐波合成法中的湍流强度大小和分布随流向距离产生的明显的变化,在*x*=-4*D* 位置湍流强度约为10%,在*x*=-4*D* 至*x*=0*D* 的距离内,湍流强度衰减了约30%,随后仍有继续衰减的趋势但衰减速度大大降低,其湍流强度基本维持在4%至6%且高处值逐步弱于低处。湍流强度快速耗散的原因在于人工合成的速度场无法完全与数值模拟的控制方程相协调,故在离散计算的过程中会被过滤和纠正,而

随后较缓慢的耗散并非源自谐波合成方法本身,即使在风洞实验中也会存在该问题。因为由于流体粘性的存在,湍流运动的能量必定会不断耗散,而损失的这部分能量却无法得到有效补充。相较于谐波合成,域前模拟中完全发展后流动在计算域首末端的湍流强度大小和分布差异非常小,风机叶轮底部高度处湍流强度为 7%,随着高度增加在 200 m 处减弱至 4%。图 5-4 展示了轮毂高度上三个维度的湍流强度在风机下游的分布,可见在两算例中,主流向湍流强度均大于另外两个方向,此外,谐波合成法生成的湍流在横向和竖直方向的湍流强度几乎相等,但域前模拟中的横向湍流强度明显高于垂向。总体而言在 2D<x<12D的区域,两算例中的各向湍流强度相差较小(1%以内)。





Fig. 5-3 vertical distribution of turbulence intensity at different downstream positions





5.3.3 时/频域特性

算例1和算例2中风机位置(x=0D)轮毂中心处三个方向上300 s 至 600 s 的脉动风速时程绘于分别绘于图 5-5 与图 5-6 中。谐波合成大气湍流的脉动在此 位置更为剧烈,且在x方向上存在更高频的速度波动。图 5-7 为两算例中该时段 实测脉动风速的功率谱密度,图 5-7 (a)中的黑色实线为x=-4D处的风速谱, 与目标谱即Karman谱相比较,由于合成速度序列在计算域入口的迅速衰减,其 最低频段的能量小于目标风谱,在频率大于0.01 Hz 小于0.1 Hz 的频段,脉动能 量与目标谱吻合较好,但由于受到网格分辨率的影响,更高频区域的能量迅速 降低,域前模拟也会受到同样的限制。彩色实线代表风机位置处脉动速度的功 率谱密度,在0.001 Hz < f < 0.2 Hz 的区域, $y \approx z$ 方向谐波合成湍流的能量分 布几乎完全相同,而域前模拟中y方向的大尺度脉动能量要高于z方向。两算 例中各方向的湍流在0.1 Hz < f < 0.2 Hz 频段的能谱完全相同,说明相应尺度的 湍流结构表现出一定的各向同性状态。此外,图 5-7 (a)中亦可看到x方向存 在特殊的高频脉动,该现象可能与合成脉动速度场与流动控制方程的不协调有 关,具体原因仍需进一步的研究。



图 5-5 谐波合成法生成的风机叶轮中心位置脉动风速时程 Fig. 5-5 Time history curve of hub center fluctuation wind speed generated by weighted amplitude wave superposition method



generated by precursor simulation



图 5-7 风机所在位置轮毂高度处各风向脉动风速谱 Fig. 5-7 Power spectrum of hub height fluctuation velocity in three directions at wind turbine position

5.3.4 湍流积分尺度

湍流积分尺度是描述湍流运动的重要特征参数,更大的湍流积分尺度意味 着湍流被更大的湍涡结构所主导。湍流积分尺度可由其定义式(2-22)求得, 但空间相关函数的准确性会因计算域大小和网格分辨率的限制而降低。泰勒冻 结假设定(Tylor Frozen Hypothesis)指出,在一定距离内可认为湍流结构维持 不变并以平均对流速度向下游移动,这使得使用时间相关函数来计算湍流积分 尺度成为可能,据此本文采用下式对其进行估计

$$L_u^x(z) = \frac{\overline{u}_{\infty}(z)}{\sigma_u^2(z)} \int_0^{\tau_{cut}} R_u(\tau) \,\mathrm{d}\tau$$
(5-1)

上式中 τ_{cut} 代替"∞"作为积分上限,因为泰勒冻结假定的误差会随着距离增大而增大,本文根据 Flay 和 Stevenson^[81]的建议将 τ_{cut} 取为自相关函数值降至 0.05时对应的 τ 值, $R_{u}(\tau)$ 为主流向时间自相关函数,其定义与空间相关函数类似,即

$$R_{u}(\tau) = \left\langle u'(t)u'(t+\tau) \right\rangle \tag{5-2}$$

同理可获得横向和垂向的湍流积分尺度。算例1和算例2中湍流积分尺度的 结果绘于图5-8,虽然谐波合成湍流具有更高的主流向湍流强度,但相应的湍流 尺度却远小于域前模拟中的情况,这说明前者的脉动具有幅度大,随机性强而 空间相关性低的特点,而且,观察图5-8(a)的结果可以发现三个方向的湍流 尺度非常接近,同高度下三者差距在10米以内,而图5-8(b)显示域前模拟中 的各向湍流积分尺度差异很大,轮毂高度处的顺流向尺度达到70米,而横向和 垂向分别只达到其值的 52.8%和 35.8%。总体而言,域前模拟的流向湍流尺度比 谐波合成法中高出约 30米,而另两方向尤其是垂向的湍流积分尺度均低于谐波 合成法,两算例中的湍流尺度均随高度上升有一定程度的增加,这与实际大气 边界层的流动特点相符。





5.4 风机尾流对比分析

5.4.1 时均尾流场

图 5-9 显示了算例 3 与算例 4 中轮毂高度水平面的时均尾流速度损失云图。 两算例中环境流动的湍流强度几乎相同,但尾流速度分布却呈现出较为明显的 差异。从近尾流区来看,算例 3 中左右两侧叶片后方的低速区保持相互分离状 态直至 *x*=5*D* 后才逐渐融合,而算例 4 中这个过渡位置则在 *x*=3*D*。同时,相 同位置下算例 4 中的速度损失略小,且远尾流区的尾流宽度也比算例 3 中更大。 以上结果说明了环境湍流强度并非影响尾流速度损失恢复的唯一主因。



a) 谐波合成大气入流 a) Weighted amplitude wave superposition



b) 吸肌模拟人 (八流 b) Precursor simulation 图 5-9 轮毂高度水平面时均尾流速度损失云图 Fig. 5-9 Time-average wake velocity deficit field in the hub height plane

5.4.2 动态尾流场

图 5-10 中的瞬时尾流场速度损失云图清晰地展现了两种大气环境下的尾流 动态特征。在图 5-10(a)中,可以看到在大气湍流的扰动下,尾流流动分层很 快被破坏并于下游约4D后进入完全湍流状态,随着尾流与周围流动间不断的夹 带与混合,速度损失逐渐恢复,尾流区宽度增加。而图 5-10(b)中除上述特征 外,在x = 4D下游的区域出现了明显的尾流迂曲运动,所谓迂曲指的是流动作 为整体在横向和垂向的大尺度运动,这种现象广泛存在于充分发展后的射流或 尾流^{[82][83]},尤其是湍流环境流动下的水轮机或风力涡轮机的尾流中^{[84][85]},其摆 动的幅度随下游距离增大而增加。尾流的这种大尺度运动一方面能够使其与环 境流动更高效地进行动量交换进而加速尾流的恢复进程,而另一方面却会严重 恶化下游风机的入流条件,因为摆动的尾流会不同程度地遮蔽风机盘面,形成 严重不对称的入流速度分布,由此造成风机的各类结构载荷无规则振动,且降 低其发电的稳定性。图 5-11 为两算例中风机下游8D处不同时刻的尾流速度损 失云图,图中黑色实线代表风机盘面,加号标记了轮毂中心位置。因为该位置 的尾流已完全发展为湍流运动,两算例中的尾流速度损失在不同时刻呈现出完 全不同的分布,这意味着若下游存在串列布置的风机,受尾流影响其功率的稳 定性将下降同时疲劳载荷会显著增大,尤其在图 5-11(b)中可见,尾流在 480 s 时刻位于叶轮左侧, 而 30 秒过后则摆动至叶轮右下方, 下游风机所面对的尾 流效应将更加严重。





b) Precursor simulation 图 5-11 下游 x=8D 位置横截面瞬时尾流损失分布 Fig. 5-11 Wake velocity deficit field snapshot in the cross section at x=8D downstream position

风轮等效风速(Rotor-Effective Wind Speed, REWS)是功率预测和风机控制 系统的重要参数之一^[33],可以定义为叶轮盘面对应区域的主流向平均风速,即

$$\operatorname{REWS}(t) = \frac{1}{A_{\Omega}} \iint_{\Omega} u(t) \,\mathrm{d}\theta \mathrm{d}r \tag{5-1}$$

其中Ω代表风轮对应区域, *A*_Ω 为风轮面积。图 5-12 展示了算例 3 和算例 4 中 300 s 至 600 s 的 REWS 时历曲线,图中虚线表示该段时间内的时均值。算例 4 中的时均值约比算例 3 中大 0.35 m/s,显示出更快的尾流恢复速度,此外亦可以观察到,由于尾流的大尺度摆动,算例 4 中 REWS 围绕其时均值的振荡幅度要 明显大于算例 3,前者的标准差为后者的 1.4 倍。图 5-13 呈现了风轮等效风速脉 动值的概率密度分布曲线,统计分析表明脉动 REWS 的概率密度基本符合高斯

分布形式,图中的圆点和方块为实测数据,虚线为最小二乘法得到的高斯拟合函数,可见算例3中的脉动速度分布更为集中,而算例4中脉动幅度超过0.3 m/s的概率明显高于前者,意味着下游风机气动功率和载荷的稳定性会受到更严重的破坏,第六章会对此问题展开更详细的分析。



图 5-12 300 秒内 REWS 时历曲线 Fig. 5-12 Time history curve of REWS Within 300 seconds



图 5-13 脉动 REWS 的概率密度分布 Fig. 5-13 Probability distribution of fluctuation REWS

5.5 本章小节

本章采用谐波合成法和域前模拟法两种方法结合 LES 技术对大气边界层流 动进行了数值模拟。由于域前模拟法不能提前指定速度和湍流强度廓线,为了 将其与谐波合成法进行比较,通过以指数函数拟合前者的时均风速廓线和调整 湍流强度参数的方式获得了统计特性与域前模拟结果相似的合成湍流风场。结 果表明,两种方法生成的大气边界层流动可以在计算域内保持基本稳定的时均 风速廓线,谐波合成法算例底部的风速在下游略有增加。对于湍流强度,谐波 合成法产生的速度场由于不能完全与流动控制方程相协调,其脉动成分会在计 算域初始产生迅速的衰减直至距入口6D以后衰减速度明显减缓,而域前模拟法 通过周期边界条件可产生在计算域内平衡的湍流流动,故可避免衰减问题。脉 动风速谱与湍流积分尺度的结果进一步揭示了两种方法生成的大气湍流的差异, 从谐波合成法的原理来看,其脉动速度矢量的横向和垂向成分应具有相同的统 计特征,所以二者的功率谱密度分布和湍流长度尺度非常相近,而在压力驱动 下自然演化形成的大气边界层流动则显示出了明显的各向异性特征, y方向频 率小于 0.1 Hz 的脉动能量要明显高于 z 方向, 湍流结构在不同方向也产生了显 著差异,其叶轮高度上的流向湍流积分尺度大小在 65-78 m 之间, 而 y 方向和 z 方向的尺度分别比其小约 30 m 和 40 m。以上结果表明域前模拟的结果更接近真 实的大气边界层流动,而对于谐波合成方法,需要找出风剪切剖面与地面剪切

间的平衡关系并引入合适的壁面模型来改进生成风场的自保持特性,此外,三 个方向的脉动成分可分别以不同的风谱产生同时以连续性方程进行约束,以生 成更满足真实大气流动特点的各向异性湍流场。同时,本章分析了两种大气边 界层入流边界条件对风机尾流场的影响。研究发现,虽然谐波合成风场的湍流 强度略高于域前模拟,但从时均尾流场的结果来看,后者条件下尾流速度反而 更快地恢复,结合瞬时尾流速度云图可知,域前模拟风场中更大的流向湍流尺 度诱导尾流产生了横向和垂向的振荡,这种现象促进了尾流与环境间的动量交 换进而加快了尾流的演化进程。此外,通过下游风轮等效风速的时历曲线和概 率密度分布进一步分析了尾流在横向运动的特点, REWS 的脉动值在两算例中 均符合高斯分布形式,但域前模拟的大气环境使得风机尾流摆动得更为剧烈, 故其 REWS 脉动范围较谐波合成入流算例中更大,大幅脉动的概率也更高。

第六章 大气稳定性对风机气动及尾流特性的影响

6.1 引言

第五章的研究表明,域前模拟生成的大气边界层具有更好的自平衡特性和 更接近真实大气的各向异性湍流,指出了大气环境下风机尾流的振荡会对下游 风机产生显著的影响,所以本章采用域前模拟-主模拟的方式,使用 LES 和致动 线模型模拟了两种大气边界层内部的单风机及串列双风机的尾流场,研究了不 同大气稳定性条件下风机的尾流特性,以及尾流迂曲运动对下游风机气动载荷 的影响。

6.2 算例设置

6.2.1 域前模拟

为了研究大气稳定性对风场的影响,域前模拟中需要生成中性大气边界层和对流大气边界层两种流动,这主要通过改变地表温度通量参数 *q*_s来实现,在中性和对流条件下该参数分别为0.00 K·m/s 和 –0.04 K·m/s,负值代表地面向大气输入热量,故可产生浮力效应而形成不稳定大气分层。两种大气的初始温度分布相同,即从地表到900 m 的高度上温度为 300 K 均匀分布,从 900 m 至 1000 m 线性增长至 308 K,这样会在计算域顶部形成"逆温覆盖",以限制大气边界层在高度方向的增长。地表粗糙长度尺度 *z*₀ = 0.001,可代表较为平静的海平面,选择较低的地表粗糙度可以减弱地表摩擦效应的影响而突出由对流产生的大气湍流结构,从而更好地研究大气稳定性的对尾流场的作用。此外,轮毂高度处风速同样设置为额定风速11.4 m/s。

6.2.2 主模拟

主模拟算例的背景网格与域前模拟算例中完全相同以保证大气边界层流动统计特征保持不变。计算域网格采用与前面章节相同的加密策略,根据网格分辨率不同,计算域被划分为I,II,III三个区域:区域I为背景网格,网格尺度为 8 m;区域II起始于首个风机上游1D,截止于其下游13D的位置,网格尺度为 4 m;区域III网格分辨率加倍至 2 m 以保证风机叶片附近流场计算的准确性,本章重点在于研究风机气动载荷及远尾流区流动的稳态和动态统计特征,无需对涡结构细节进行捕捉,故区域III只覆盖风机叶轮附近1D 范围内的计算域,这样得到的主模拟算例网格总量约为 650 万。另外,主模拟算例的西面和南面垂直边界面使用了域前模拟的存储数据作为入流条件,北面和东面则由周期边

界变为零压力梯度边界条件。图 6-1 展示了计算域布置情况和各区域的具体尺寸 设置。



图 6-1 计算域布置 Fig. 6-1 Computational domain setup

在中性和对流边界层入流条件下各设置了四个主模拟算例,其中一个算例 中仅布置一个风机 T1,该风机位于距离入口平面 3D 的位置(沿主流向),其 他三个算例包括两个风机,第一个风机位置不变,第二个风机 T2 以串列的方式 布置于 T1 下游,间距为Δx。为了方便后处理和显示流场信息,在下文中使用 了新的直角坐标系,其原点位于风机 T1 处,x 轴与主风向平行。表 6-1 记录了 算例编号以及对应的大气稳定性和风机的主流向间距。

算例编号	大气稳定性	风机数量	流向间距
1	中性	1	-
2	中性	2	5D
3	中性	2	7D
4	中性	2	9D
5	对流	1	-
6	对流	2	5D
7	对流	2	7D
8	对流	2	9D

表 6-1 算例配置 Table 6-1 Case setup

6.3 计算结果与分析

如上小节所述,本章设置了两个域前模拟算例用来生成两种不同的大气边 界层入流数据库。域前模拟首先以 0.5 s 为时间步长模拟了 0~18000 s 的流动演 化过程,此时流动的主要统计特征如垂向速度廓线和湍流强度廓线等,已不再 随时间变化,可认为流动以经达到稳态,随后时间步改为 0.02 秒与主模拟算例 保持一致并继续模拟 840 s,第二阶段的流动数据被存储作为主模拟的入流条件。 考虑到尾流传播和完全发展的时间,主模拟中仅后 600 s 的数据被用于下文的分 析当中。

6.3.1 大气边界层流动特性

图 6-2 中绘制了中性大气边界层和对流大气边界层两种流动的垂向速度分布 和湍流强度分布情况,三条水平的灰色虚线标记了风机叶轮顶部,底部以及轮 毂的高度。图 6-2(a)中,蓝色和红色实线分别代表中性(NBL)和对流 (CBL)条件下的时均垂向速度廓线。理论上中性边界层从地表至约 100 m 高 度的普朗特层内部,垂向速度应符合式(2-18)的对数率分布,故将对应高度 范围内的速度与式(2-18)进行拟合,黑色虚线为拟合后的理论速度分布,可 见数值模拟得到的垂向速度分布与其符合较好,同时得到摩擦速度 $u_* = 0.398 \text{ m/s}$ 。两种条件下,风机轮毂高度处对应的速度均满足预设的额定风 速 11.4 m/s。中性稳定性算例中,风机叶轮顶部和底部对应的平均风速之差为 2.00 m/s, 而在对流大气边界层情况下, 这个数值减小至 0.95 m/s, 表明风剪切 程度随着大气稳定性下降而减小。从图 6-2 (b) 中可以看到, 沿着三个维度的 湍流强度均随着高度的增加而降低,各高度处沿流向的湍流强度在中性和对流 大气条件下的差值在 0.5% 左右, 另外, 在两算例中, 各高度的横向和垂向的湍 流强度彼此非常接近。然而,在表面温度通量引起的浮力作用下,对流边界层 内在v和z方向的湍流强度明显大于中性情况,这表明,对流条件下横向和垂向 的湍流结构将引起尾流和大气流动之间更多的动量交换,从而显着影响尾流的 演化过程。





Fig. 6-2 Flow characteristics of neutral and convective atmospheric boundary layer

图 6-3 (a)和 (b)分别显示了中性和不稳定大气中垂向速度为 1 m/s 的等 值面。与中性边界层中较小的垂向湍流脉动相比,不稳定边界层中的表面温度 通量使得巨大的空气团呈上升运动趋势,垂向湍流尺度更大,脉动强度也更为 剧烈,这也解释了图 6-2 (b)中两种条件下垂向和横向湍流强度的差异。在不 稳定大气条件下,浮力与速度剪切使得流动分层受到扰动,由此形成湍流涡旋 并随着对周围空气的夹带作用其尺度不断扩大而形成大气中的大尺度相干流动 结构。图 6-4 (a)和 (b)中的速度云图也反映出了这种现象,该图中展现了流 向速度与额定速度之差在 2 m/s 范围内的湍流结构。可以看到,两种大气条件都 出现了大尺度湍流流动,但在不稳定大气中,其规模和波动更大,这将显著改 变风机尾流的动态特性。



Fig. 6-3 Contours for vertical velocity equal to 1 m/s



6.3.2 时均尾流特性

图 6-5 展示了算例 1 和算例 5 两种大气稳定性条件下单风机尾流区的时均速 度损失分布。可以看到在两种情况下,风速在风机叶轮后方急剧下降,在1D 至 2D 间的位置速度损失便达到极值,而后随着尾流向下游延伸,在大气和剪切层 湍流的混合作用下,尾流宽度逐渐增长,速度损失逐步恢复,这与前面章节中 层流入流的情况完全不同,后者的尾流损失在风轮后方保持增长直至下游约4D 的位置才开始恢复。



c) Central longitudinal plane NBL


d) Central longitudinal plane CBL 图 6-5 时均尾流速度损失分布 Fig. 6-5 Time-average velocity deficit field

从图 6-5(a)和(b)中可以看到两种大气条件下的尾流流动的演化过程向 似。叶片中部的翼型气动性能最优,在额定风速下比叶尖和叶根部分捕获了来 流中更多的动能, 故在叶轮紧后方区域的速度损失分布呈双峰型, 与此同时, 叶根和叶尖部对应的尾流区域即尾流的中心和边缘位置由于低速尾流和高速的 环境流动而形成了剪切层,其内部流动的摩擦使尾流湍流运动加剧,在大气湍 流和流动切应力的共同作用下剪切层在下游逐渐增长,直至上部和下部的剪切 层在近尾流区末端汇合,速度损失分布由双峰转变为单峰,至此尾流得到充分 发展进入远尾流区。可以看到,对流大气环境下在下游同样位置,其尾流宽度 较中性条件下更大,此外,近尾流区和远尾流区的分界点也比中性条件时提前 了一个叶轮直径,这可归因于对流大气层内更活跃的湍流运动促进了尾流与环 境间的动量交换。图 6-5 (c) 和 (d) 绘制了中纵平面的速度损失情况,可以明 显看到对流条件下的尾流更快地过渡至远尾流区域。值得一提的是,尽管大气 边界层条件下入流速度在垂向存在不同程度的梯度,但是两种情况下垂直平面 上的尾流速度损失分布却显示出了关于轮毂中心线的很好的对称性,这也与第 三章层流剪切入流的情况不同,后者中来流速度更高处对应尾流区域的速度损 失要比低处更大,这说明即使是强度只有约5%的大气湍流也能有效促进尾流上 部的速度恢复。另外,无论是水平面还是垂直面的速度损失分布在远尾流区都 呈现出了自相似特性,后者由于地面的存在,其低处的速度损失恢复较慢使得 尾流对称中心下移,但仍具有与水平面相同的分布形式,这使得采用同种拟合 曲线来描述尾流速度分布的做法是合理的,这种方法将在下文动态尾流特性的 分析中得到运用。



a) 中性边界层轮毂高度平面



d) Central longitudinal plane CBL 图 6-6 尾流 x-y 与 x-z 方向雷诺应力分布 Fig. 6-6 x-y and x-z Reynolds stress field

为了进一步揭示不同的大气稳定性对尾流演化的作用机理,图 6-6 中绘制了 x-y和 x-w 方向的无量纲雷诺应力分布情况。虽然大气湍流运动活跃,但是在环 境流动中的雷诺应力很小,而在叶尖和叶根脱落涡的影响下,近尾流区剪切层 内部产生了剧烈的速度脉动,雷诺应力显著增大。在图中以上游到下游的视角, 可以观察到在水平面内 x-y方向的雷诺应力在轮毂中心线左侧为负,右侧为正, 这意味着尾流外部的流动更多地向尾流内部输送动能,同理可以看到,在中纵 平面上,尾流上部 x-z 方向的雷诺应力为负,下部为正。图 6-6 (a)和 (b)中, 随着剪切层的发展,左右两侧的 x-y向雷诺应力数值增大,分布区域变宽,均在 下游5D 处达到峰值而后逐渐减弱,不同的是,在非稳定大气环境中,尾流雷诺 应力较中性大气明显更高,标志着更剧烈的尾流湍流,这应归因于图 6-2 (b) 所示的对流大气中更高的横向湍流强度。与水平面的对称分布不同,垂直面上 风轮顶部后方的 x-z 向雷诺应力,尤其在非稳定大气环境下,在更活跃的垂向大 气运动下得到充分发展,但风轮底部的雷诺应力并没有随着尾流向下游移动而 增加,这是由于地面的存在抑制了垂向湍流运动的发展。图 6-6(b)和(d)中 更高的雷诺应力值更直观地解释了对流大气环境下尾流速度恢复加快的现象。

6.3.3 动态尾流特性

时均尾流特性能够描述时间尺度为 10 分钟的尾流速度分布和湍流强度情况, 这些信息可用于评估风场尾流损失和叶片载荷强度,但丢失了尾流的动态运动 信息,无法用于未来风场的实时协同控制策略,因此,需要进一步的研究来深 入了解风机尾流的动态特性,其中对风电场运作影响最大的便是尾流迂曲现象。 在风电场环境中,摆动的风机尾流会通过部分遮蔽下游风机叶轮而使其入流条 件恶化,从而显着增加风机的气动功率的不稳定性和疲劳载荷。

小尺度的涡旋运动在流场中几乎只起到动能的耗散作用而不会引起尾流形状的明显变化,故可以使用时间过滤技术除去高频脉动对捕捉大尺度尾流运动可能造成的误差,具体做法是对流场中每一个计算节点得到的流速时间序列使用时间窗过滤^[86],即

$$\hat{U} = \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau/2}^{t+\tau/2} \tilde{U}(t) \mathrm{d}t \tag{6-1}$$

 \tilde{U} 是大涡模拟得到的可解尺度速度矢量,而 \hat{U} 是对其进行时间窗过滤得到的结果, τ 是过滤窗口的宽度。"完全随机"的耗散涡流动尺度与大尺度尾流运动间的分界点并不能精确地确定,Foti^[86]认为0.5D可以作为尾流迂曲运动的特征长度尺度,以此为标准则过滤时间窗的宽度不应大于0.5D/ $\bar{u}_h \approx 5.5s$,以保证准确捕捉尾流的动态位置。此外,Ott等人^[87]指出频率在 0.02 Hz ~ 0.3 Hz 之间的脉动有着与尾流宽度相当的结构尺度,故对尾流横截面的动态变化的影响不能忽略。所以本文将过滤窗口的宽度取为 3 s,对应于该尺度脉动的最高频率 0.3 Hz,已考虑其对尾流动态特性的影响。

为了定量地描述尾流的运动状态,必须要准确定义尾流中心的位置,对此 有三种常见做法,

- (1)使用高斯曲线对通过轮毂的横向和垂向平面上的尾流速度损失分布曲 线进行拟合,由此得到的参数µ即被视作尾流的中心。
- (2) 以横向截面的速度损失加权中心作为尾流中心。
- (3) 以速度损失极值点所在位置作为尾流中心。

为了比较其合理性和准确性,将风机下游8D的流场模拟数据分别用这三种 方法进行处理,结果展示在图 6-7 中。图中"+"代表轮毂中心位置,黑色实线 代表叶轮边界,"×",星标和五边形分别代表高斯拟合法,重心法,极值法 得到的尾流中心位置。需要指出的是,三种方法的计算域需要限定在一定区域 内,这样可以避免大气中的大尺度湍涡对计算造成的误差,考虑到尾流振荡幅 度和尾流膨胀,在尾流中心计算中仅采用虚线所包围区域内的流动信息(以轮 毂为中心,半径为1.2D的圆)。由图 6-7 可见,三种方法定义的尾流中心位置 在中性大气边界层条件下非常接近,然而,在不稳定大气环境下,尾流中的速 度分布受到大气湍流的强烈干扰,极值法的结果变得不可靠,因为在这种情况 下最大速度损失可能会出现在远离真实尾流中心的位置。如图 6-7 (b)中显示 速度损失极值点位于尾流区域的边缘,而其他两种方法给出了较为合理的估计。 因此,在余下的分析中将采用高斯拟合方法进行尾流中心定位。



图 6-7 所示流场中横向与垂向的尾流速度损失分布与对应的高斯拟合曲线绘制于图 6-8。可以看到,尽管存在脉动成分,但高斯曲线仍能够较好地描述时间 过滤后的速度分布,另外,高斯拟合法的另一个优势是可以同时给出尾流宽度, 本文参考^[88]将 μ±2√ln2σ 定义为尾流的边界。通过这种方式处理每个横截面中的 尾流数据,可以获得每个时刻在横向和垂直方向上的尾流偏移量,即瞬时尾流 中心与轮毂中心线之间的距离。



图 6-8 两种大气条件下的速度损失分布拟合结果 Fig. 6-8 Velocity deficit fitting results under two kinds of ABL flows

图 6-9 中显示了尾流完全发展后某时刻的瞬时流场图,尾流的中心和边界分别用实线和虚线标记。中性和对流大气条件下,尾流在 0*D* < *x* < 3*D* 范围内均保持与风机盘面相同的大小。随后,尾流开始在两个方向上围绕轮毂中心线摆动, 而尾流的宽度随着向下游移动而产生随机变化。



为了研究风机下游不同位置尾流振荡的强度,对数值模拟获得的 10 分钟数 据以 50 Hz 的频率采样以上述方法进行滤波和拟合,并以此分析了两种大气条 件下尾流在空间和频域上的动态特性。 尾流偏移值的均方根值可以清楚地表明 尾流振荡的幅度,其计算公式如下

$$\delta_{rms}(x) = \sqrt{\delta(x,t)^2}, \ \delta_h = \mu_h, \ \delta_v = \mu_v - z_h \tag{6-2}$$

尾流偏移值在水平和垂直方向上分别表示为δ_h和δ_v。图 6-10 中展示了中性大气 条件和对流大气条件下风机尾流在下游 2D 至12D 范围内的尾流偏移均方根值。 结果表明,尽管两种大气条件下横向和垂向的湍流强度相差很小,但在同样的 横截面上,横向的尾流振荡幅度仍然比垂直方向要高 10~50%,这是因为地面的 存在在一定程度上阻碍了尾流的垂向运动。同时可以观察到,大气不稳定性的 提高会显著地强化尾流的振荡现象,在对流大气条件中,下游7D 位置的尾流偏 移均方根值已达到 0.5*R*,意味着处于该位置的风机每时每刻会受到不同程度的 尾流遮蔽效应。另外本文的模拟结果显示在对流大气条件下垂向的尾流迂曲运 动尺度可与横向相当,故不应忽视。





随着不断向下游发展,风机尾流与周围的大气湍流不断地相互作用,后者 不仅会引起尾流大尺度的振荡,而且会改变尾流的形状和面积,这将对下游风 机造成不利影响。为了研究尾流横截面的变化规律,本文计算了下游不同位置 尾流横截面积 A_w的时间序列。即使采用 3 s 的时间尺度对流场进行过滤处理, 流动仍存在复杂的湍涡结构,尾流横截面呈不规则形状,所以难以直接划定尾 流与环境流动的边界,因此本文使用蒙特卡洛法估计尾流面积。具体做法为, 在每个横截面流场中计算速度损失超过 0.05 的数据点的数量并除以总数据点数, 该商值便可代表尾流横截面积与计算域横截面积之比,这样获得的下游各位置 尾流横截面积 10 min 内的时均值和概率密度分布曲线显示在图 6-11 中,数据以 叶轮面积 A,进行了无量纲化处理。



Fig. 6-11 Time-average wake cross section area and probability distribution

图 6-11 显示在中性和不稳定大气情况下, 尾流横截面积的平均值(黑色虚 线)随着近尾流区剪切层的增长而线性增加,而后在远尾流区其增长率逐渐降 低,而且两算例中时均尾流面积的差异很小。但是,两种大气环境下的概率密 度分布显示出很大的不同。尾流横截面积的概率密度曲线反映了风机尾流横截 面积的大小并非随着向下游流动简单地呈现不断扩张的趋势,而始终呈现随机 变化。此外,尾流面积的概率分布在近尾流区近似服从高斯形式,但在远尾流 区不同面积出现的概率更为分散,尤其在对流大气环境中没有呈现典型的分布 特征。这说明随着大气边界层流动变得不稳定,尾流面积变化的随机性增加, 这种动态特征相对难以预测,因为它是完全发展的尾流湍流与大气湍流相互作 用的结果。

频谱分析能够揭示驱动尾流大尺度振荡现象的主要因素,且有助于评估下 游风机的气动性能。通过将 10 分钟尾流偏移值的时间序列进行快速傅立叶变换, 可以得到尾流振荡能量在频域上的分布情况。图 6-12 中显示了在两种大气条件 中风机下游5D, 7D和9D处尾流迂曲的频谱,并标记了能量最高的5个频率。 频谱的 x 轴为斯特劳哈数 St, y 轴为无量纲幅值 S_f /(DT), T 为叶轮旋转周期 5

5D

7D

9D

Walking 100

 $S \mathrel{\circ}$





c) Central longitudinal plane NBL d) Central longitudinal plane CBL 图 6-12 下游不同位置处的尾流振荡频谱图 Fig. 6-12 Spectrum of wake meandering at different downstream positions

图 6-12(a)中,下游三个位置的频谱都显示出一个明显的主峰,其斯特劳 哈数等于 0.29, 对应的振荡周期约为 40 秒, 即 8 个风轮旋转周期, 这个振荡主 频率与Okulov^[89]和Chamorro^[90]的分析结果相符合,其研究发现这个频率的尾流 运动与风机叶尖脱落的涡结构失稳有关,故本文的结果进一步肯定了该因素对 尾流迂曲的贡献。然而,虽然在图 6-12(b)中也存在对应频率的谱峰,但该频 率并非振荡的主频率, 取而代之的是具有更低频率的运动, 其 St 在 0.1 和 0.04 附近,对应的周期约为 120 秒和 280s,频率的尾流运动应归因于大气中的大尺 度湍流运动,以上结果说明引发尾流迂曲现象的因素主要有两个,其一是叶轮 后方脱落的尾涡结构失稳诱发的振荡,其二则是大气边界层流动中的大尺度湍 涡能够带动尾流整体的摆动。在地表粗糙度很低且大气为中性分层的情况下, 风机入流较为平稳,此时前者成为主导因素,而当大气稳定性下降,开始出现 大尺度的湍流结构时,尾流的运动将更多地被大气湍流影响。从图 6-12 (a) 与 (c)的对比可以发现,尾流在垂向振动的幅度明显小于水平方向,这在图 6-10 中也有所体现,此外,两个维度上尾流振动能量在频域上的分布也有很大差异, 由叶尖涡结构引发的振荡仍然存在,但是周期在 100 秒以上的低频摆动成为主 导。相比之下,图 6-12(b)与(d)所示结果却非常相似,在水平面和竖直面 上的两个低频区域的谱峰互相一致,这说明对流大气条件下尾流在两个方向上 的动态运动均由大气湍流结构所主导。根据以上分析可知,尾流振荡现象不限 于一个主导频率,而是由两种运动模式组成,随着大气边界层流动不稳定性增 加,近尾流区叶尖与叶根涡结构失稳对尾流振荡的贡献逐渐减小,而入流中的 大尺度湍流运动将成为最主要因素。

在 Larsen 等人的研究中^[91],风机尾流被认为以追踪入流中大尺度湍涡结构 的方式运动("被动追踪"假设),该假设与泰勒冻结假定结合可以得到下游 尾流偏移与入流特征速度间的线性关系,表达如下

69

$$\delta_{h}(L,t+t_{a}) = v_{c}(t)t_{a}; \ \delta_{v}(L,t+t_{a}) = w_{c}(t)t_{a}, \ t_{a} = \frac{L}{u_{a}}$$
(6-3)

式中 v_c 和 w_c 代表沿y轴和z轴的入流特征速度,特征速度定义为风机上游3D处 叶轮对应的圆形区域内速度的平均值(此处风轮诱导效应可以忽略)。L是风 机上游3D处至下游某位置的流向距离, u_a 为流向对流速度(实际上对流速度 沿流向会有一定变化但根据泰勒假定可视为常数),所以 t_a 即为湍流结构在流 向运输距离L所需时间,当然,式(6-3)只在泰勒假设有效距离内成立。为了 分析入流结构与尾流振荡之间的联系以及L的有效长度,本文构建了入流特征 速度与下游x=5D,7D,9D和12D位置上尾流偏移值时间序列的相关函数,

$$Corr_h(\Delta t) = v_c(t)\delta_h(t + \Delta t)$$
(6-4)

$$Corr_{v}(\Delta t) = w_{c}(t)\delta_{v}(t + \Delta t)$$
(6-5)

上式中的""代表无量纲化,这样得到的相关函数曲线沿时间轴积分的结果 等于 1,这样做是为了在不同大气条件和下游位置的情况之间能够直接比较相 种大气边界层条件下,水平方向的相关函数在 $\Delta t = 100 s$ 处均出现了明显的峰值, 这直接证明了尾流大尺度运动与大气湍流结构之间的联系,且根据式(6-3)可 以认为 100 秒的时间差即为流动结构从 $x = -3D \cong x = 5D$ 位置间的输运时间,而 对流速度 u_a = (3+5)D/100 s≈10 m/s。同理可以看到,随着尾流横截面位置距离 不断增加,流动输运距离变长,相关函数峰值对应的时间差亦相应增大。对流 大气条件下,两个方向的相关关系均非常明显,但垂直方向的峰值略小于水平 情况,与之相比,中性条件下水平向的相关值要小于不稳定大气算例中的情况, 而垂向的函数曲线仅显示出很微弱的相关性,说明式(6-3)的关系在中性大气 边界层内垂直方向上并不适用。两算例中,相关函数的峰值各自保持在几乎同 样的数值直至下游9D以后才逐渐下降,这意味着泰勒假定的有效距离至少为一 千米,且这个数值会随着大气不稳定性增加而增大。另外,图 6-13 (a)中,水 平向的相关曲线存在周期为几十秒的中尺度波动,这反映了风轮后方脱落的尾 涡结构引发的尾流振荡,而在垂直方向上,曲线波动的幅度明显减小,而图 6-13(b)的相关函数没有显现这种中尺度波动,且横向和垂向的曲线趋势基本相 同,说明尾流在两个方向的摆动几乎完全由同样的入流湍涡驱动,这与图 6-12 中的结果相吻合。





6.3.4 尾流振荡与疲劳载荷

由于在大气边界层条件下,尾流会出现大尺度振荡,其下游风机会不断受到不同程度的尾流遮挡,入流变得非常不稳定,因而风机的疲劳载荷会大幅增加。本小节根据算例 2~4 和算例 6~8 的模拟结果进行了分析,在这些计算中均布置了两个串联排列的风机,其流向间距分别为5D,7D和9D,主要讨论下游风机 T2 的三种典型载荷:叶根切向弯矩 M_{oop} (其中一根叶片),偏航力矩 M_{www} 和低速轴扭矩 M_{bsc} 。

为了研究尾流的动态特性与下游风机气动载荷的联系,首先使用与上小节 相同的方法建立了风机 T2 上游 2D 位置的尾流偏移和上述 3 种载荷的时间序列 间的相关函数,

$$Corr_i(\Delta t) = \overline{\delta_h(t)M_i(t + \Delta t)}, \ i = oop, \ yaw, \ lss$$
(6-6)

下标*i*用于表示三种不同的载荷此外,这里仅考虑了尾流在水平方向振荡的影响。由此得到的相关函数曲线可见于图 6-14(a)和(b),两幅图中均可以看到明显的峰值,对应的时间差约为23s,这与流动在2个风轮直径距离上的输运

时间一致,说明尾流在横向的大尺度摆动与风机偏航弯矩具有非常高的相关性。 当尾流向一侧偏移,下游风机盘面的一部分受到速度损失的影响,对应区域的 入流不对称性加剧,故引起很大的偏航弯矩,这种载荷会随着尾流振荡而剧烈 波动。此外,对于低速轴扭矩和叶根弯矩,前者由三个叶片的升阻力共同决定, 与整体入流速度呈正相关,故在湍流尺度较大的对流大气环境下仍能显示出与 尾流偏移的相关性(实际上更多的是与入流中湍流结构间的相关关系),但在 中性边界条件下同样时间差对应的相关值会大幅降低;后者主要由所研究叶片 的实时气动环境决定,在大气边界层环境下叶片在转动过程中其入流速度和攻 角均随其周向位置不断变化,同时大气湍流也会对其产生扰动,所以相关曲线 中存在较高频的波动成分,其与尾流整体运动的相关性相较另两者更弱。





标准差值能够反映一组数据的分散程度,大的标准差意味着数据围绕其平均值存在较大波动,因此可以利用该统计特征分析由动态尾流引起的下游风机气动载荷的不稳定性。图 6-15 的条形图中显示了两种大气条件下风机 T1,T2 各载荷的标准差,水平轴上 T2 的三个标签代表 T1 与 T2 的流向间距。图 6-15 (a)显示了中性大气条件的情况,对上游风机而言,叶根弯矩 *M_{oop}*的标准差在三种载荷中最大,因为大气边界层内部风速沿高度存在剪切,叶片旋转时产生的升阻力随相对入流速度变化而改变,再加上湍流的影响,其波动更为剧烈,这一点在第三、四章的分析中也有所提及,而*M_{yaw}和M_{ts}分别与入流不对称性*和整体入流速度相关性较强,故对大气入流的敏感性没有单个叶片敏感。然而,对于下游风机情况则有所不同,由于风机尾流横截面在横向和竖向存在周期性摆动,T2 的部分扇区得入流受到影响,这种非对称入流环境使得风机两侧的气动力不均,因而叶根弯矩和偏航弯矩产生了剧烈的波动。两风机的流向间距为 5*D*时,T2 叶根弯矩和偏航力矩的标准差分别达到 T1 的 1.8 倍和 2.5 倍,而且,

即使增大流向间距至7D甚至9D,二者波动的强度也没有明显地减弱。与之相 比,下游风机的低速轴扭矩似乎对尾流效应的敏感性很低,在中性大气条件下, T2 的 M_{lss} 在不同的流向间距布置中保持在相同的水平且与上游风机相近,约为 300 kN·m。一部分原因是因为叶根弯矩和偏航力矩都源于叶片产生的轴向力, 而低速轴的扭矩来自叶片的切向力,后者较前者小;另一方面, M_{1ss}由不同周 向位置的合力计算,入流的不对称性对其影响相对较小。图 6-15(b)中显示了 对流大气条件的情况,T1和T2的低速轴扭矩较中性大气中提高了100 kN·m以 上,反映了大气湍流尺度和强度的增加,此外,流向间距为5D时 T2 偏航力矩 的标准差远高于中性条件,因为上游尾流的迂曲运动和大气湍流都更为活跃, 但随着间距增大, M_{ww}很快降低至同等水平, 这是因为在环境湍流强度较高的 条件下,尾流中的速度损失也恢复得更快,虽然下游更远处尾流摆动幅度更大, 但总体风速的不均匀分布较上游已减弱。以上分析表明,尾流的大幅振荡现象 会使得下游风机入流不稳定性增加因而使叶根处和偏航相关的疲劳载荷剧增, 这种效应会随着大气不稳定性增加而变得更加严重。在大气稳定性较弱的条件 下(如热带地区),似乎可以通过适当增大风机的流向间距减弱这种不利影响, 但在稳定大气层中这种策略的收效其微,因为尾流速度的恢复缓慢,而其摆动 幅度在远尾流区更为剧烈。



73



b) CBL 图 6-15 不同流向间距各风机气动载荷的标准差 Fig. 6-15 Standard deviation of structural loads of downstream wind turbine with different longitudinal spacings

通过功率谱可以更好地揭示动态尾流特性对不同载荷的影响方式。三种结 构载荷的功率谱密度曲线绘制在图 6-16 中,每条曲线的前五个峰值被标记以便 于显示主要的振动模态。图 6-16 (a) 显示风机 T1 叶根弯矩功率谱密度的峰值 主要分布在斯特劳哈数小于 0.1 的区域内,但对于下游风机 T2,主要谱峰移动 至斯特劳哈数 St = 2.23 对应的位置, 该频率为叶轮旋转一周的频率(Rotorrevolution Frequency) $f_r = 0.20$ Hz, 同时该频率的 2 倍和 3 倍频率 (Bladepassage Frequency)亦清晰可见,且对于 T2 其峰值也有所增加,这反映了大气 较为稳定时,上游风机入流较均匀,载荷波动主要由时间尺度较大的脉动引起, 而对于下游风机,由于尾流效应更明显,叶根弯矩主要以叶轮旋转频率及其倍 频的模态波动,对应的功率谱密度明显增加。与中性大气条件不同的是,图 6-16(b)中下游风机的 M_{oov} 谱密度在0.1 < St < 1.0的频率范围也有上升,反映出 低频尾流振荡加剧了载荷波动。从图 6-16 (c) 和 (d) 中可以看到, 两种大气 条件的偏航力矩功率谱有着相似的分布,与 M_{oop} 谱不同, M_{vaw} 的高频区只有对 应于3f,的谱峰,因为偏航力矩与三个叶片的周向位置有关。下游风机偏航力矩 的振动峰值与图 6-12 中横向尾流振荡的频谱峰值非常一致,在中性大气内部, 极值点大多位于0.2 < St < 0.4 之间,而在非稳定大气环境中,峰值则主要出现在 $St \leq 0.1$ 的低频区域。此外,CBL 内下游风机功率谱密度远大于上游风机,此差 距随着两风机间距拉大而降低,这与图 6-15 的结果相吻合。图 6-16 (e) 与 (f) 中,由于同样的原因,在低速轴扭矩的功率谱中高频区只能检测到3f.的波动。 两风机的 M_{lss} 能谱分布非常接近,在 $St \leq 0.1$ 的区域,T2的谱密度甚至略低于T1,

且谱峰的位置向右有一定的平移,因为*M*_{lss}值取决于风轮区域的总体动能,故不仅与大尺度湍流结构有关,也与较高频的尾流横截面积变化有关,这种现象的讨论亦可见于图 6-11。



c) NBL, Yaw moment



6.4 本章小节

本章使用大涡模拟结合域前模拟法生成了中性和对流大气边界层流动,对 两种大气环境下风机尾流的时均和动态特性,尤其是尾流振荡现象进行特征化, 并定量地分析了尾流对下游风机气动载荷的影响。通过尾流运动的频谱及其与 入流特征速度的相关性分析解释了尾流振荡现象产生的机理,风机叶尖和叶根 脱落涡结构失稳对尾流产生的扰动在一定程度上诱发了尾流在横向和垂向的大 尺度摆动,尤其在大气流动分层较为稳定的情况下这种扰动效应更为明显,同 时,频谱显示尾流振荡的能量更多地分布在周期大于 100 s 的低频区域 (St≤0.1),这是由于大气环境中的大尺度湍流结构(尺度为数百至一千米) 带动了尾流整体的运动,在对流大气环境下入流湍流更活跃,由此造成的尾流 振荡强度在水平和垂直方向均高于中性大气中的情况,而尾涡失稳对尾流摆动 的贡献明显降低。相关性分析也表明了泰勒冻结假定和"被动追踪假设"用于 预测尾流偏移值的合理性, 且其有效距离在两种大气条件下均可达到一千米, 这意味着这种假设方式可以用来构建可靠的动态尾流模型。同时,本章研究表 明尾流振荡现象造成的入流不对称会显著增大下游风机的叶根弯矩和偏航力矩, 在对流大气层中,适当增大风机流向间距能够减弱偏航力矩引起的疲劳载荷, 但在较稳定的大气层中该做法收效其微,因为尾流恢复缓慢,目振荡幅度随下 游距离而增大,相比之下,低速轴扭矩受尾流效应的影响较小。此外,受尾流 影响的结构载荷在频域上显示出了不同的能量分布特点,对于叶根弯矩,下游 风机相比于上游其谱峰由 $St \leq 0.1$ 转移至叶轮旋转频率处,而对于偏航力矩,下 游风机整个频段的能量均有所增加。

第七章 全文总结与展望

7.1 全文总结

当前所有的风力发电机均工作于大气边界层内部,而近地面的大气运动同 时受到地表粗糙度,地面热辐射,地形地貌等众多因素的影响,在不同季节甚 至每天的不同时间段都会呈现出相异的流动分层和复杂的流动特性,其中对风 机影响最显著的两个特征便是风剪切和湍流。随着风机高度和叶轮尺度不断增 大,其盘面顶部和底部对应的风速差进一步加剧,所面对的湍流尺度范围亦随 之扩大,非均匀入流对其气动性能和尾流的影响将愈发显著。

本文首先介绍了大气边界层的主要统计特性,并详细地阐述了谐波合成和 域前模拟两种生成大气边界层入流方法的基本思想和原理。通过结合致动线模 型与雷诺时均或大涡模拟的方法分别研究了不同程度的风剪切和风湍流对单风 机机械功率和各类气动载荷及其尾流场特性的影响。随后基于大涡模拟技术, 分别采用谐波合成法和域前模拟法对中性大气边界层流动进行数值模拟,详细 地比较和分析了两种方法所生成流场特性的异同,此外还以两种方法模拟的风 场作为入流条件,对单台风机的尾流场进行了数值模拟,并发现大尺度大气湍 流结构对风机尾流动态特性具有重要影响。由此,文章最后使用域前模拟-主模 拟的方式深入研究了中性和对流两种大气环境下风机的尾流运动,及其对下游 不同距离风机气动载荷产生的影响。

本文使用 RANS 和 LES 两种方法结合致动线模型对不同入流条件下的单风 机尾流场进行数值模拟,以均匀入流条件作为基准算例,分别讨论分析了两种 符合指数律分布的风剪切以及不同湍流强度的环境流动对风机及其尾流的作用 机理。数值结果表明:

在风剪切条件下,不同高度处的叶尖速比发生变化,叶轮顶部叶尖速比较小,叶尖脱落涡可以在更远距离内保持稳定,而叶轮顶部情况相反,这导致中纵平面内的尾流速度损失呈明显的非对称分布,高处的尾流的发展和恢复进程较低处更慢。

2. 由于沿高度方向速度梯度的存在,风机叶片的气动环境如攻角、相对入 流速度会随叶轮旋转产生周期性变化,进而引起结构荷载的大幅波动。在两种 不同程度的剪切入流条件下,NREL-5MW 风机叶片根部沿切向和轴向的力矩均 随周向角以余弦形式变化,由此产生的载荷波动标准差可达均匀层流入流时的 数倍甚至十倍以上,但需要指出的是,三叶片风机可以利用三角对称变化的载 荷使风机总扭矩或推力维持稳定。另外,奇数叶片的风机无法避免叶轮左右受力不对称造成的偏航力矩,这种载荷会随风剪切程度加大而增强。

3. 时均尾流场显示湍流入流会显著加速尾流速度损失恢复的进程并增大尾流的宽度。瞬时速度场和涡量场解释了这个过程的机理:环境湍流的扰动作用 使得高雷诺数流动下的叶尖与叶根涡结构难以维持稳定较早地失稳破碎,引发 尾流湍流的形成,其与环境湍流共同促进了尾流区与外围流动的动量交换。同 时湍动能云图和尾流速度脉动功率谱的结果说明了尾流湍流在发展中其能量会 由大尺度向小尺度脉动过渡,完全发展后各尺度的脉动能量都会产生衰减直至 与环境流动相同的水平。

4. 湍流入流同样会提高风机的结构疲劳载荷,但湍流的脉动幅度相较于风 剪切形成的速度差更小,湍流所引起的每个叶片叶根处力矩的振动强度并不如 风剪切条件大,但湍流入流却能够使风机机械功率和推力产生剧烈且随机的波动,尤其是低频和叶片扫掠倍频的载荷振动被显著增强。

5. 分别使用 LES 与 RANS 方法对强剪切和强湍流入流条件下的尾流场进行 模拟,对比分析表明,对于单风机的气动载荷,除了高频率的小幅振动被低估, RANS 计算得到的功率与推力时历曲线与 LES 的结果几乎一致。对于尾流场, 在流动较为稳定的近尾流区 RANS 的流场模拟结果与 LES 相近,当尾流进入湍 流状态,各种尺度的湍流结构随机分布于整个尾流区域,RANS 无法捕捉各时 刻的湍涡分布而只能提供模化的相当于一定时间尺度内的时均流场,这将会低 估尾流的大尺度运动以及尾流内部的湍流强度,因此也会影响到对下游风机的 模拟准确性。总之,RANS 能够较为准确地模拟单风机气动载荷及其时均尾流 场,但涉及到非稳态复杂湍流流动的问题,如远尾流动态特性和大气边界层内 部的大型风场则应使用大涡模拟方法以保证计算可靠。

而后采用大涡模拟结合谐波合成法与域前模拟法的方式生成了两种大气边 界层风场。详细分析了两种流动的统计特性,如平均风速廓线,湍流强度阔线, 脉动风速谱以及湍流积分尺度。目的是探究两种方法产生的流场的差异和原因, 指出优缺点及改进的方向。谐波合成法所需计算域比域前模拟法更小且不需要 额外的空间用来保存流动信息,其计算和存储成本非常少。但与域前模拟方式 相比,谐波合成法仍存在以下问题:

 根据既定目标风谱合成的脉动速度场并不能与流动方程完全协调,这导致合成湍流会在计算域初始端产生大幅地衰减并持续约 6 倍风机直径的距离后 才有所减缓(且不同工况下此距离可能会变化),目前可通过调整目标风谱参数并延长风机上游计算域距离的方法减弱其影响,但应进一步改进合成算法并 引入恰当的壁面剪切模型以更好地解决湍流衰减和自保持特性的问题。 2. 谐波合成法生成的湍流尺度在顺流向,横向和垂向三个方向上非常相近,横向和垂向的湍流强度也几乎相同。事实上,受地面限制和科氏力等影响,大 气的湍流运动应呈现明显的各向异性且较难以参数化的方式进行表达,从该点 来看,域前模拟法具有更明显的优势。未来可尝试利用三维脉动风谱分别对三 个风向的脉动风速进行谐波合成,或通过傅里叶逆变换的方式生成时空相关性 更高的风场。

3. 域前模拟法可生成与流动控制方程完全协调的风场,其统计特征可在全计算保持较好的平衡,但需要指出,该方法并不能提前设置速度和湍流强度廓线,只能指定参考高度的时均风速,故在应用中仍有一定局限性。

此外还讨论了两种方法生成的入流对风机尾流场模拟的影响。数值结果表明,湍流强度并不是影响尾流速度恢复的唯一因素,在域前模拟的入流条件下, 尾流产生了横向和垂向的大尺度运动,即所谓的尾流迂曲,尾流与环境流动得 到了更好的"混合",速度恢复明显加块,同时这种现象也会极大地影响下游 风机的入流不稳定性。

本文最后采用域前模拟-主模拟的方式,结合 LES 与致动线模型对中性和对 流两种大气条件下的风机尾流场进行数值模拟,目的是探究大气稳定性对风机 尾流特性及对下游风机气动载荷的影响。主要结论有:

 中性和对流两种大气边界层流动的湍流成分不同,前者由地面引起的摩 擦湍流主导,而后者中地表存在热通量,在浮力效应的作用下大气分层被打破 形成显著的对流湍流,其积分尺度比摩擦湍流更大。由于本文算例的地面粗糙 度较小,对流大气条件下的湍流强度明显高于中性大气边界层流动。

 不稳定的大气环境显著增强了横向和垂向的尾流大尺度运动,而且相较 于中性大气条件,远尾流区的尾流横截面积会产生更强烈的随机变化,这两种 动态特性将成为下游风机荷载不稳定性的主要来源,后者还会对实时功率预测 提出更大的挑战。

3. 频谱和相关性分析揭示了尾流迂曲运动的两种模式,周期约为 40 s 的振荡由尾涡结构失稳引起,而周期大于 100 s 的低频尾流摆动是受大气中大尺度的 湍流结构所主导。大气流动分层稳定时,湍流尺度较小,前者较为明显,当大 气进入不稳定状态,湍流尺度增加,尾涡对尾流运动的影响减小,低频迂曲运 动将占主要成分,此时可利用泰勒冻结假定和"被动追踪"假设在至少 8 倍转 子直径距离内有效预测尾流的偏移。

 4. 偏航力矩与尾流偏移值具有高度相关性,因此可利用上游的入流数据对 偏航力矩进行预测,同时偏航力矩也可以作为校正动态尾流模型的反馈参数。
 研究表明,叶根切向弯矩和偏航力矩的标准差在尾流的影响下会增大数倍,在 对流大气层内尤为严重,当风机被尾流不同程度地遮蔽时,叶根力矩对应于叶 轮旋转频率的振动强度显著上升,而偏航力矩所有频段的波动都会因尾流效应 而增强,拉大风机流向间距的做法在对流大气条件下可减弱偏航力矩脉动,但 在中性大气环境下这种做法收效甚微。

7.2 展望

本文通过结合致动线模型与 RANS 或 LES 的方法对单风机和串列式双风机 的风场进行数值模拟,比较了谐波合成和域前模拟两种方法生成的大气边界层 流动,并从尾流场特性和风机各类结构载荷的角度详细地分析了大气边界层流 动内的风剪切,各种尺度的湍流运动以及大气稳定性对风机及其尾流的影响机 制。限于时间和篇幅,仍然存在很多有价值的问题需要进一步地探讨:

 1. 谐波合成法仍存在湍流衰减,难以生成符合真实大气的各向异性流动的问题,寻找地面切应力与风速廓线间的平衡以开发合适的壁面模型也许是可行的方向,另外,如何利用谐波合成法模拟对流大气边界层内的大尺度湍流结构 也是尚待解决的问题之一。进一步完善谐波合成法对于理解大气边界层流动机 理以及减小风场模拟的计算代价具有重要意义。

 本文只对中性和对流两种大气边界层流动进行了模拟,而没有考虑稳定 大气边界层的情况,后者对亚格子模型的精度提出了更高的要求,未来的工作 中应该采用动态亚格子模型对稳定边界层流动以及该条件下的风场进行模拟分 析。

 本文对风机尾流场数据的分析阐释了尾流在复杂入流条件下的演化机制, 但并未提出大气流动特征值与尾流特性间的定量关系。未来可从湍流动力学的 角度,对湍动能的生成项、运输项、耗散项等进行定量分析,进一步地揭示尾 流运动的机理,简化流场控制方程以提出更科学的尾流模型。

4. 随着风机尺寸不断增加,大规模风场越来越多地被投入使用,尾流效应 将越发显著,本文只对单风机的尾流场特性进行分析,而实际风场中,多风机 的尾流往往产生复杂的相互作用,尾流也会受地面的摩擦和阻滞,如何对混合 尾流的演化过程进行建模和预测还需要更多的研究。

81

参考文献

- Jonkman J M , Matha D . Dynamics of offshore floating wind turbines—analysis of three concepts[J]. Wind Energy, 2011, 14(4):557-569.
- [2] Vermeer L J, Sørensen J N, Crespo A. Wind turbine wake aerodynamics[J]. Progress in Aerospace Sciences, 2003, 39(6):467-510.
- [3] Armitt J, Counihan J. The simulation of the atmospheric boundary layer in a wind tunnel[J]. Atmospheric Environment (1967), 1968, 2(1):49-71.
- [4] Counihan, J. An improved method of simulating an atmospheric boundary layer in a wind tunnel[J]. Atmospheric Environment (1967), 1969, 3(2): 197-214.
- [5] Cook N J. Wind-tunnel simulation of the adiabatic atmospheric boundary layer by roughness, barrier and mixing-device methods[J]. Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics, 1978, 3(2-3):157-176.
- [6] Cook N J. Simulation techniques for short test-section wind tunnels: roughness, barrier and mixing-device methods[C]//Proceedings of the International Workshop on Wind Tunnel Modeling Criteria and Techniques in Civil Engineering Applications. 1982: 126-136.
- [7] 庞加斌,林志兴.大气边界层风洞模拟技术的现状和发展[C]//第十一届全国结构风工程学术会议论文集.2004.
- [8] Cermak J E . Progress in physical modeling for wind engineering[J]. 1995, 54-55(none):439-455.
- [9] Teunissen H W. Simulation of the planetary boundary layer in a multiple-jet wind tunnel[J]. Atmospheric Environment (1967), 1975, 9(2):145-174.
- [10] Hearst R J , Ganapathisubramani B . Tailoring incoming shear and turbulence profiles for lab-scale wind turbines[J]. Wind Energy, 2017.
- [11] Shaokai Zheng, Paul JK Bruce, J Michael R Graham,等. The turbulent flow generated by inhomogeneous multiscale grids[C]// APS Meeting Abstracts. APS Meeting Abstracts, 2015.
- [12] 周阳, 汪新. CFD 在结构风工程中的数值模拟技术研究[J]. 广东建材, 2012(01):66-68.
- [13] Blocken B, Stathopoulos T, Carmeliet J. CFD simulation of the atmospheric boundary layer: wall function problems[J]. Atmospheric environment, 2007, 41(2): 238-252.

- [14] 唐煜, 郑史雄, 赵博文, 等. 平衡大气边界层自保持问题的研究[J]. 工程力学, 2014, 31(10):129-135.
- [15] Richards P J, Hoxey R P. Appropriate boundary conditions for computational wind engineering models using the k-ϵ turbulence model[J]. Journal of wind engineering and industrial aerodynamics, 1993, 46: 145-153.
- [16] 杨伟, 金新阳, 顾明, et al. 风工程数值模拟中平衡大气边界层的研究与应用[J]. 土木工程学报, 2007, 40(2):1-5.
- [17] Yi Yang, Ming Gu, Suqin Chen, 等. New inflow boundary conditions for modelling the neutral equilibrium atmospheric boundary layer in computational wind engineering[J]. Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics, 97(2):88-95.
- [18] 胡朋, 李永乐, 廖海黎. 基于 SST k-ω 湍流模型的平衡大气边界层模拟[J]. 空 气动力学学报(6 期):737-743.
- [19] Hargreaves D M, Wright N G. On the use of the k- model in commercial CFD software to model the neutral atmospheric boundary layer[J]. Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics, 2007, 95(5):355-369.
- [20] 方平治. 大气边界层的数值模拟方法研究: 修正的壁面函数[D]. 2009.
- [21] 王婷婷, 杨庆山. 基于 FLUENT 的大气边界层风场 LES 模拟[J]. 计算力学学 报, 2012, 29(5):734-739.
- [22] Lund T S, Wu X, Squires K D. Generation of Turbulent Inflow Data for Spatially-Developing Boundary Layer Simulations[J]. Journal of Computational Physics, 1998, 140(2):233-258.
- [23] Kataoka H. Numerical simulations of a wind-induced vibrating square cylinder within turbulent boundary layer[J]. Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics, 2008, 96(10):1985-1997.
- [24] 沈炼, 韩艳, 蔡春声, 等. 基于谐波合成法的大涡模拟脉动风场生成方法研究 [J]. 湖南大学学报 (自然科学版), 2015 (2015 年 11): 64-71.
- [25] Mathey, Fabrice, Cokljat, Davor, Bertoglio, Jean Pierre,等. Assessment of the vortex method for Large Eddy Simulation inlet conditions[J]. Progress in Computational Fluid Dynamics An International Journal, 6(1/2/3):58.
- [26] Jean-Luc Aider, Alexandra Danet. Large-eddy simulation study of upstream boundary conditions influence upon a backward-facing step flow[J]. Comptes Rendus De Lacademie Des Sciences Serie II B/mecanique, 334(7):447-453.

- [27] Abkar M , Porté-Agel, Fernando. Influence of atmospheric stability on windturbine wakes: A large-eddy simulation study[J]. Physics of Fluids, 2015, 27(3):035104.
- [28] Barthelmie R J, Larsen G C, Frandsen S T, et al. Comparison of wake model simulations with offshore wind turbine wake profiles measured by sodar[J]. Journal of atmospheric and oceanic technology, 2006, 23(7): 888-901.
- [29] Iungo G V, Wu Y T, Porté-Agel F. Field measurements of wind turbine wakes with lidars[J]. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 2013, 30(2): 274-287.
- [30] Iungo G V, Porté-Agel F. Volumetric lidar scanning of wind turbine wakes under convective and neutral atmospheric stability regimes[J]. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 2014, 31(10): 2035-2048.
- [31] Aitken M L, Banta R M, Pichugina Y L, et al. Quantifying wind turbine wake characteristics from scanning remote sensor data[J]. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 2014, 31(4): 765-787.
- [32] Guillemin F, Di Domenico D, Nguyen N, et al. Nacelle LiDAR online wind field reconstruction applied to feedforward pitch control[C]//Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2016, 753(5): 052019.
- [33] Held D P, Mann J. Lidar estimation of rotor-effective wind speed-An experimental comparison[J]. Wind Energy Science, 2019, 4(3): 421-438.
- [34] Held D P. Inflow Measurements by Nacelle Mounted Lidars for Wind Turbine and Farm Control[D]. 2019.
- [35] Vermeulen P E J. An experimental analysis of wind turbine wakes[C]//3rd international symposium on wind energy systems. 1980: 431-450.
- [36] Alfredsson P H, Dahlberg J A. Measurements of wake interaction effects on the power output from small wind turbine models[J]. NASA STI/Recon Technical Report N, 1981, 82.
- [37] Ishihara T, Yamaguchi A, Fujino Y. Development of a new wake model based on a wind tunnel experiment[J]. Global wind power, 2004, 105(1): 33-45.
- [38] Grant I, Mo M, Pan X, et al. An experimental and numerical study of the vortex filaments in the wake of an operational, horizontal-axis, wind turbine[J]. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 2000, 85(2): 177-189.
- [39] Crespo A , J. Herna'ndez. Turbulence characteristics in wind-turbine wakes[J]. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1996, 61(1):71-85.

- [40] Medici D, Alfredsson P H. Measurements on a wind turbine wake: 3D effects and bluff body vortex shedding[J]. Wind Energy: An International Journal for Progress and Applications in Wind Power Conversion Technology, 2006, 9(3): 219-236.
- [41] Chamorro L, Porté-Agel F. A wind tunnel investigation of wind turbine wakes: Boundary-layer turbulence and surface roughness effects[C]//AGU Fall Meeting Abstracts. 2008.
- [42] Chamorro L P, Porté-Agel F. A wind-tunnel investigation of wind-turbine wakes: boundary-layer turbulence effects[J]. Boundary-layer meteorology, 2009, 132(1): 129-149.
- [43] Aubrun S, Loyer S, Espana G, et al. Experimental Study on the wind turbine wake meandering with the help of a non-rotation simplified model and of a rotating model[C]//49th AIAA Aerospace sciences meeting including the new horizons forum and aerospace exposition. 2011: 460.
- [44] España G, Aubrun S, Loyer S, et al. Temporal and spatial study of the meandering phenomenon[C]//Proceedings EuroMech. 2009, 508.
- [45] Espana G, Aubrun S, Loyer S, et al. Spatial study of the wake meandering using modelled wind turbines in a wind tunnel[J]. Wind Energy, 2011, 14(7): 923-937.
- [46] Espana G, Aubrun S, Loyer S, et al. Wind tunnel study of the wake meandering downstream of a modelled wind turbine as an effect of large scale turbulent eddies[J]. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 2012, 101: 24-33.
- [47] Foti D, Yang X, Campagnolo F, et al. Wake meandering of a model wind turbine operating in two different regimes[J]. Physical Review Fluids, 2018, 3(5): 054607.
- [48] Chamorro L P, Porté-Agel F. Effects of thermal stability and incoming boundarylayer flow characteristics on wind-turbine wakes: a wind-tunnel study[J]. Boundary-layer meteorology, 2010, 136(3): 515-533.
- [49] Hansen M O L, Sørensen J N, Voutsinas S, et al. State of the art in wind turbine aerodynamics and aeroelasticity[J]. Progress in aerospace sciences, 2006, 42(4): 285-330.
- [50] Ammara I, Leclerc C, Masson C. A viscous three-dimensional differential/actuator-disk method for the aerodynamic analysis of wind farms[J]. J. Sol. Energy Eng., 2002, 124(4): 345-356.
- [51] Mikkelsen R F, Sørensen J N. Actuator disc methods applied to wind turbines[J]. 2004.
- [52] Sofrensen J N, Shen W Z. Numerical modeling of wind turbine wakes[J]. Journal of fluids engineering, 2002, 124(2): 393-399.

- [53] Shen W Z, Zhang J H, Sørensen J N. The actuator surface model: a new Navier– Stokes based model for rotor computations[J]. Journal of Solar Energy Engineering, 2009, 131(1): 011002.
- [54] Bai G, Li G, Ye Y, et al. Numerical analysis of the hydrodynamic performance and wake field of a horizontal axis tidal current turbine using an actuator surface model[J]. Ocean Engineering, 2015, 94: 1-9.
- [55] Martinez L, Leonardi S, Churchfield M, et al. A comparison of actuator disk and actuator line wind turbine models and best practices for their use[C]//50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. 2012: 900.
- [56] Sumner J, Espana G, Masson C, et al. Evaluation of RANS/actuator disk modelling of wind turbine wake flow using wind tunnel measurements[J]. International Journal of Engineering Systems Modelling and Simulation 47, 2013, 5(1-3): 147-158.
- [57] Iungo G V, Viola F, Ciri U, et al. Data-driven RANS for simulations of large wind farms[C]//Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2015, 625(1): 012025.
- [58] Tian L L, Zhu W J, Shen W Z, et al. Investigation of modified AD/RANS models for wind turbine wake predictions in large wind farm[C]//Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2014, 524(1): 012151.
- [59] Sanderse B, Van der Pijl S P, Koren B. Review of computational fluid dynamics for wind turbine wake aerodynamics[J]. Wind energy, 2011, 14(7): 799-819.
- [60] Wu Y T, Porté-Agel F. Atmospheric turbulence effects on wind-turbine wakes: An LES study[J]. energies, 2012, 5(12): 5340-5362.
- [61] Churchfield M J, Lee S, Michalakes J, et al. A numerical study of the effects of atmospheric and wake turbulence on wind turbine dynamics[J]. Journal of turbulence, 2012 (13): N14.
- [62] Vollmer L, Steinfeld G, Heinemann D, et al. Estimating the wake deflection downstream of a wind turbine in different atmospheric stabilities: an LES study[J]. Wind Energ. Sci, 2016, 1: 129-141.
- [63] Churchfield M, Lee S, Moriarty P, et al. A large-eddy simulation of wind-plant aerodynamics[C]//50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. 2012: 537.
- [64] Bossuyt J, Meneveau C, Meyers J. Large Eddy Simulation of a wind tunnel wind farm experiment with one hundred static turbine models[C]//Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2018, 1037(6): 062006.

- [65] Vollmer L, Steinfeld G, Kühn M. Transient LES of an offshore wind turbine[J]. Wind Energy Science, 2017, 2(2): 603-614.
- [66] Sanderse B. Aerodynamics of wind turbine wakes[M]. Petten: ECN, 2009.
- [67] Emeis S. Wind energy meteorology: atmospheric physics for wind power generation[M]. Springer, 2018.
- [68] Holton J R. An introduction to dynamic meteorology[J]. American Journal of Physics, 1973, 41(5): 752-754.
- [69] 冀哲. 大气边界层风场的风洞模拟[D]. 北京交通大学, 2013.
- [70] Kraichnan, Robert H. Diffusion by a Random Velocity Field[J]. Physics of Fluids, 1970, 13(1):22-0.
- [71] 潘涛. 基于 OpenFOAM 大气边界层风场模拟[D]. 2015.
- [72] Germano M, Piomelli U, Moin P, et al. A dynamic subgrid scale eddy viscosity model[J]. Physics of Fluids A: Fluid Dynamics, 1991, 3(7): 1760-1765.
- [73] Meneveau C, Lund T S, Cabot W H. A Lagrangian dynamic subgrid-scale model of turbulence[J]. Journal of fluid mechanics, 1996, 319: 353-385.
- [74] Sarlak H, Meneveau C, Sørensen J N. Role of subgrid-scale modeling in large eddy simulation of wind turbine wake interactions[J]. Renewable Energy, 2015, 77: 386-399.
- [75] Martínez-Tossas L A, Churchfield M J, Meneveau C. Large eddy simulation of wind turbine wakes: detailed comparisons of two codes focusing on effects of numerics and subgrid modeling[C]//Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2015, 625(1): 012024.
- [76] Abkar M. Impact of subgrid-scale modeling in actuator-line based large-eddy simulation of vertical-Axis wind turbine wakes[J]. Atmosphere, 2018, 9(7): 257.
- [77] Bossuyt J, Meneveau C, Meyers J. Large Eddy Simulation of a wind tunnel wind farm experiment with one hundred static turbine models[C]//Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2018, 1037(6): 062006.
- [78] Moeng C H . A Large-Eddy-Simulation Model for the Study of Planetary Boundary-Layer Turbulence[J]. Journal of the Atmospheric Sciences, 1984, 41(13):2052-2062.
- [79] Antoniou I, Wagner R, Pedersen S M, et al. Influence of wind characteristics on turbine performance[C]//Conference proceedings, European Wind Energy Association (EWEA). 2007.

- [80] Jonkman J, Butterfield S, Musial W, et al. Definition of a 5-MW reference wind turbine for offshore system development[R]. National Renewable Energy Lab.(NREL), Golden, CO (United States), 2009.
- [81] Flay R G J, Stevenson D C. Integral length scales in strong winds below 20 m[J]. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1988, 28(1-3): 21-30.
- [82] Landel J R, Caulfield C P, Woods A W. Meandering due to large eddies and the statistically self-similar dynamics of quasi-two-dimensional jets[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2012, 692: 347-368.
- [83] Chen D, Jirka G H. LIF study of plane jet bounded in shallow water layer[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 1999, 125(8): 817-826.
- [84] Naumov I V, Mikkelsen R F, Okulov V L, et al. PIV and LDA measurements of the wake behind a wind turbine model[C]//Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2014, 524(1): 012168.
- [85] Ashton R, Viola F, Gallaire F, et al. Effects of incoming wind condition and wind turbine aerodynamics on the hub vortex instability[C]//Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2015, 625(1): 012033.
- [86] Foti D, Yang X, Guala M, et al. Wake meandering statistics of a model wind turbine: Insights gained by large eddy simulations[J]. Physical Review Fluids, 2016, 1(4): 044407.
- [87] Ott S, Nielsen M. Developments of the offshore wind turbine wake model Fuga[J]. 2014.
- [88] Qian G W, Ishihara T. A new analytical wake model for yawed wind turbines[J]. Energies, 2018, 11(3): 665.
- [89] Okulov V L, Naumov I V, Mikkelsen R F, et al. A regular Strouhal number for large-scale instability in the far wake of a rotor[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2014, 747: 369-380.
- [90] Chamorro L P, Hill C, Morton S, et al. On the interaction between a turbulent open channel flow and an axial-flow turbine[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2013, 716: 658-670.
- [91] Larsen G C, Madsen H A, Thomsen K, et al. Wake meandering: a pragmatic approach[J]. Wind Energy: An International Journal for Progress and Applications in Wind Power Conversion Technology, 2008, 11(4): 377-395.

致 谢

行文至此,感慨万千。两年半载,在人生长河中看似短暂,但它记录下最 宝贵的青春,承载着无限的希望和梦想。追忆求学时光,早餐铺前的长队,图 书馆窸窣的脚步,老师的尊尊教诲,同学间的攀谈嬉笑,无数画面不断浮现于 脑海,幸甚至哉,能有如此良师益友陪我走过漫漫长路,一同领略知识的浩如 烟海,一同游览魔都与世界之大观。在此,向你们致以最真诚的感谢。

记得初次见面时,万老师便强调对学生科研工作的严格要求,呼吁年轻人 应有对家庭和社会的责任感及远大的志向,我想,正是因为万老师始终秉持着 教书育人的理念才造就了具有良好学习氛围和丰硕科研成果的团队。科研道路 无疑是曲折坎坷的,但在万老师的悉心指导下,我打下了坚实的专业基础,并 取得了可观的研究成果,尤其感谢万老师提供了很多国内外学术交流的机会, 这不仅开拓了我的视野,也让我的学术写作和表达能力得到了充分的锻炼。毕 业在即,学生惭愧无以回赠,只能用更努力的钻研和不懈的奋斗来报答万老师 关怀和教导,请允许我向您道一声珍重!

程萍师姐,艾勇,黄扬师兄还有魏德志师弟,我为我们在风机方向共同取 得的进步感到骄傲,你们无私的帮助让我能够在更高的起点事半功倍地进行学 术研究,当然,我不会忘记王建华,赵伟文师兄,朱政老师以及其他所有对我 鼎立相助的同学,伙伴们,希望在未来我们仍有机会相互讨论学习,一起推动 绿色能源的发展。

木兰楼 A402,这个房间里有太多的欢声笑语。集群算例仍排着长队,外卖的热气亦未散去,乒乓排位还未分伯仲,想到不久大家便要各奔西东,不知何时再能相聚,泪水潸然而下。感谢旻晟用面目全非的电动车无数次载我穿梭于风雨中,感谢"同桌"老安冬日里的茉莉花茶,感谢陆毅,政哥让我的乒乓段位大幅提升,还有李勇,晓嵩,光宇等等,在这短暂的时光里我们已经缔结了深厚的情谊,我相信我们的友谊绝不会随着时间流逝而褪色,在不远的将来我们还可以举杯痛饮,追忆往事,憧憬未来。

安琪,我们在最好的时光相遇,成为彼此的人生中多彩而难忘的篇章,你 的牵挂和支持是我前进的不竭动力,祝愿我们拥有美好的明天!

最后的感谢,一半要致以我的父母,在成长过程中,我深切地体会到生活的不易,是你们的爱才使我有了今天的成就,我不会辜负你们的期望;另一半留给我自己,谢谢你坚持在寒风中,深夜里,你的奋斗和脚踏实地助我战胜了 艰难险阻,你的执着和雄心壮志为我描绘了宏伟蓝图,真理的探索任重道远, 梦想正待我去实现,纵使波涛汹涌,直须乘风破浪,一往直前。

攻读硕士期间已发表或录用的论文

- [1] **宁旭**,万德成,基于尾流模型的风场偏航控制优化研究,海洋工程(已录 用)
- [2] **Xu Ning**, Decheng Wan, LES Study of Wake Meandering in Different Atmospheric Stabilities and Its Effects on Wind Turbine Aerodynamics, Sustainability, 2019, 11(24), 6939 (己发表)
- [3] Xu Ning, Yang Huang, Decheng Wan, LES Study of Wind Turbine Wake Meandering in the Atmospheric Boundary Layer, 11th International Workshop on Ship and Marine Hydrodynamics, Hamburg, Germany, September 22-25, 2019 (已发表)
- [4] Xu Ning, Decheng Wan, Numerical Analysis of Yawed Turbine Wake under Atmospheric Boundary Layer Flows, the 10th International Conference on Computational Methods (ICCM2019), 09-13 July 2019, Singapore, pp.357-368 (已发表)
- [5] Xu Ning, Yang Huang, Decheng Wan, Changhong Hu, Numerical Study of Wake Interaction and its Effect on Wind Turbine Aerodynamics Based on Actuator Line Model, Proceedings of the Twenty-ninth (2019) International Ocean and Polar Engineering Conference, Honolulu, Hawaii, USA, June 16-21, 2019, PP.483-490 (已发表)
- [6] **宁旭**,程萍,万德成,湍流入流对风机尾流影响的数值分析,第二十九届 全国水动力学研讨会论文集,2018 年 8 月 24-27 日,江苏镇江,pp.671-683 (已发表)