湍流长度尺度与平台纵荡运动对串列式浮式风力涡轮机尾流动力学的影响

Ahmad Nabhani[2 1 1]和 Josep M. Bergada流体力学系，*Universitat Polit`ecnica de Catalunya，08034* 巴塞罗那，西班牙2)*YPlasma Actuator Technologies Inc.*，研发部，*08039* 巴塞罗那，西班牙

（*通讯作者：josep.m.bergada@upc.edu）

（日期：2026年3月3日）

尾流相互作用是限制浮式海上风力涡轮机阵列性能的关键因素，然而来流湍流结构与平台运动对尾流动力学的综合影响仍缺乏充分认识。本研究考察入流湍流积分长度尺度与平台纵荡运动如何影响两台沿流向对齐、间距为五倍转子直径的漂浮式海上风力机在串列布置中的尾流发展与功率性能。采用 OpenFOAM 开展高保真计算流体力学模拟，基于大涡模拟、致动线模型以及壁面自适应局部涡黏（WALE）亚格子尺度封闭。采用无散合成涡方法生成合成湍流来流，规定的积分长度尺度范围为转子半径的 0.25–1.25 倍。在该范围内，积分长度尺度的增大自然导致更高的自由来流湍流强度，其由约 1.9% 增至 7.2%。相应的主导来流频率由时间分辨速度信号提取，得到的斯特劳哈尔数范围为 $St \approx 0.71$ 至 0.12。通过盘面平均速度亏损、湍动能分布、频谱特征、涡拓扑结构以及时间平均功率系数分析尾流演化。结果表明，入流湍流积分长度尺度是控制尾流恢复的主要参数。较大的积分尺度引入高能低频涡旋，使叶尖涡系统失稳，增强横向和垂向卷吸，并加速尾流混合。这些机制使机组间速度亏损显著减小，并直接转化为下游功率输出的提高。取决于涡轮机配置，相对于均匀来流条件，下游功率增益约为 +90%至 +140%。上游涡轮机的平台纵荡运动进一步促进尾流非定常性，并带来额外的功率恢复；而涡轮机之间纵荡运动的相对相位对平均尾流和时间平均功率仅有轻微影响。这些发现表明，浮式风力机阵列的下游性能主要由上游尾流动力学以及来流湍流的时空结构所主导。本研究为浮式风机尾流中的湍流–运动耦合提供了基于物理的认识，并强调在真实海上环境中评估尾流相互作用时湍流尺度/湍流强度的重要作用。

arXiv:2603.01807v1 [physics.flu-dyn] 2 Mar 2026

一、引言

近年来，在能源危机的背景下，风能发展迅速；更重要的是，这得益于风能资源近乎取之不尽的特性以及风力涡轮机技术的成熟[1]。预计到 2050[2]，风能将满足全球电力需求的四分之一至三分之一。为满足这一需求，需要在陆上和海上建设更多风电场。海上环境是建设风电场的理想场址，因为那里风能资源丰富，还具有较高容量因子等经济优势，并且能够高效、稳定地利用电网资产[3]。

在海上，与固定式风力涡轮机相比，漂浮式海上风力机（FOWT）被认为是更有利的海上风能获取方式[2,4,5]，，但许多设计仍处于原型阶段，性能数据有限[6]。在浮式风电场中，大多数风力机都在尾流中运行。尾流是指风经过风力机后形成的气流，会导致风速降低并产生显著的速度亏损，造成年发电量损失超过 10%[7]，同时增加下游风力涡轮机的疲劳载荷[8–10]。此外，实际风力机运行于大气边界层（ABL）的最下部，该处流场条件本质上是非定常的，并在广泛的长度和时间尺度上波动，从而影响实际风电场的发电效率和尾流动力学[11,12]。除了湍流强度之外，近期的大涡模拟（LES）研究表明，近地层稳定度和自由大气层结会显著影响尾流恢复、湍流水平和风电场功率输出；稳定条件会导致恢复速度减慢、阻塞效应增强并产生重力波[13]。

涡轮机布局和间距[14,15]，浮式风力机的平台运动[16,17]，以及动态流动控制策略[18,19],等多种因素和机制，会在涡轮机和风电场层级引入跨越广泛尺度范围的运动。关于这些因素和机制共同作用的认识

大气边界层湍流的影响以及上述因素和机制引入的尺度运动，可能为浮式风电场的设计、优化和分析提供新的思路，从而实现更高效、可靠和安全的风能生产[20]。然而，大气流动中的多尺度湍流与浮式风力机的非定常运动之间的相互作用，使尾流卷吸和恢复过程更加复杂。平台运动会产生时变扰动，并与湍流诱导剪切层及相干尾流结构相互作用，从而改变尾流内部及周围的动量和能源传递。尽管这种湍流与运动的耦合作用对浮式风力机阵列十分重要，但迄今对其研究仍极为有限[2,11,15,21,22]。

来流湍流强度对风力机尾流恢复的影响已得到较为充分的研究：在给定地表粗糙度和稳定大气边界层的情况下，较高的入流湍流强度会使尾流恢复得更快[23–25]，这是因为入流流体与尾流之间的粒子动量交换更强[23,26]。例如，Carbajo Fuertes 等人[27]和 Gambuzza 等人[28] 指出，自由来流湍流强度与尾流恢复率呈线性关系。来流湍流还会影响风力机尾流中相干流动结构的演化。大气流动和风力机尾流都包含尺度范围广泛的流动结构[11,29]，，这些结构之间的相互作用会以多种方式影响尾流演化，包括：（i）叶尖涡的形成与破裂。叶尖涡是近尾流区的典型流动结构，可将低动量尾流与高动量环境流分隔开来；（ii）远尾流的低频、大尺度横向运动，即尾流摆动[30,31]。

远尾流摆动会影响尾流恢复以及下游涡轮机的载荷，相关研究结合了数值模拟（主要采用大涡模拟）、小尺度模型风力涡轮机实验和现场测量[32–35]。这一现象被认为既受大气大尺度结构的影响[34]，也源于剪切层或叶尖涡不稳定性引发的钝体型涡脱落[36–38]，可为尾流摆动的产生机制提供有益见解。在研究尾流摆动的动力学时[38,39]，，通常认为涡轮机尾流会被横向和垂向的大气尺度被动输运，而这些尺度的长度大于$2D$（其中 D 为转子直径）[31,40]。频率范围为 $0.25 < St < 0.3$的来流扰动（其中 $St = fD/U_\infty$ 为斯特劳哈尔数）尤其容易触发尾流摆动[41,42]。

最近，有人提出了一种新机制，认为风力涡轮机尾流并非如经典动态摆动模型[38]所假设的那样，只是被自由来流的流场结构所平流输运。相反，涡轮机会表现出动态响应。也就是说，尾流与特定的来流湍流尺度（特定的自由流湍流频率）相互作用，而这些尺度会优先激发尾流摆动[15,31,42,43]。聚焦于单个风力机尾流的动力学，Mao和Sørensen[41] 研究了尾流摆动，并识别出采用致动盘模型（致动盘模型）对风力机尾流建模时的非线性最优扰动。他们发现，在雷诺数为 $Re = 1000$ （基于自由流速度和风力机半径）时，能量最高的入流扰动是一个大尺度、低频方位模态，其波数为 $m = 1$，特征斯特劳哈尔数范围为 $St \approx 0.08$–0.2。随着雷诺数增大，主导尾流振荡频率（蜿蜒频率）降低，并在 $Re = 3000$处收敛至 $St \approx 0.16$，在更高雷诺数下近似保持恒定。这些低频完全落在公认的尾流摆动频率范围之内[44,45]。

类似地，远尾流区的振荡可能源于上游流场结构的选择性放大，Sarmast等人[46] 在一项大涡模拟研究中也观察到了这一现象。然而，对于 $Re > 3000$，研究发现，无论来流的雷诺数如何变化，尾流振荡频率都保持不变。McTavish等人[47]也报告了雷诺数差异的影响极小。在现场测量中，Heisel等人[43] 还发现，风力机会放大一系列来流频率，从而在远尾流中产生频率范围为 $St = 0.3$–0.4 的谱峰，这与上述摆动频带一致。研究表明，较大的自由流特征长度尺度会引发更强的尾流摆动，并且与动能（KE）从自由来流卷吸至尾流区的速度加快有关[22,48]。值得注意的是，这些研究均采用致动盘模型模拟涡轮机，因此未能准确考虑叶尖涡的影响。这些研究结果可能更适用于涡轮机的远尾流，因为在该区域，风力机尾流可更好地用致动盘的尾流来近似[49]。

近期研究表明，尾流恢复受到来流湍流特征尺度的显著影响，而不仅仅取决于湍流强度。Li 等人[31] 通过对可渗透转子盘模型进行大涡模拟，研究了在湍流强度范围较广（$I_u \approx 2.5\%$–25%）、积分长度尺度范围较广（$L_u/D \approx 0.5$–2.0）的来流条件下，这些因素的影响。研究表明，湍流强度和积分长度尺度的增加，都会通过增强尾流边界处的喷射与扫掠事件来促进尾流恢复。湍流强度主要决定尾流恢复的起始位置，而积分长度尺度主要控制下游的恢复速率。值得注意的是，他们发现，大于$0.5D$ 的积分长度尺度会显著增强涡轮机对湍动能（TKE）的提取。他们指出，湍流尺度通过能量和谱两种机制影响尾流恢复。

在自然大气条件下采用大涡模拟，

Vahidi 和 Porte-Ag´el[22] 研究了通过改变边界层高度来考察入流湍流长度尺度的影响。他们发现，较大的入流长度尺度会加快尾流恢复，这主要归因于增强的湍流动量通量和更强的卷吸。在较大的尺度下，尾流摆动在横向和垂直方向上都更加明显。

Biswas 和 Buxton[49] 的实验研究进一步阐明了湍流尺度在尾流恢复中的作用。他们采用粒子图像测速技术，研究了处于自由来流湍流强度（TI_∞）和长度尺度（L_u）范围分别为 $1\% < TI_\infty < 13.1\%$ 和 $0.01D < L_u < 0.11D$ 的来流条件下的模型风力涡轮机。湍流强度或积分长度尺度增大，都会使叶尖涡更早破碎，进而使尾流恢复更早开始。自由来流湍流会增强尾流摆动，但这种增强与上述任一参数之间都不是单调关系。他们的分析表明，在湍流来流条件下，尾流摆动能更有效地从平均速度剪切中提取能量，而非线性相互作用和扩散也有助于尾流恢复。

Bourhis 等人[50] 通过同时改变湍流强度、积分长度尺度和推力系数（C_T），进一步拓展了这一认识。对于 $1\% \lesssim TI_\infty \lesssim 11\%$ 和 $0.1 \lesssim L_u/D \lesssim 2$，他们识别出不同的近尾流和远尾流区域。在近尾流区，较高的湍流强度和推力系数会促进尾流更快增长。相反，在远尾流区，湍流强度增大会降低尾流增长率，使尾流恢复过程出现转折点。他们报告称，对于低-TI 和小-L_u，尾流摆动很弱，且对 C_T较为敏感。在高-TI 和大-L_u条件下，尾流摆动会增强，此时积分长度尺度起主导作用。

在更大的尺度上，Hodgson 等人[15] 采用致动线建模的大涡模拟，研究了来流湍流特性的影响。在考虑风电场布局时，他们在保持平均入流速度不变的情况下，将来流湍流积分长度尺度设定在$L_u \in [3.2R,\ 12.0R]$范围内。他们发现，与较长的积分长度尺度相比，较短的来流积分长度尺度会使第一排涡轮机后方的近尾流更快破碎，并增强尾流恢复。Gambuzza 和 Ganapathisubramani[28]开展的实验工作聚焦于来流湍流积分时间尺度，考察了积分时间尺度最长可达基于转子直径的对流时间尺度的 10 倍（D/U_∞）的来流。他们评估了 3% 至 12% 的自由来流湍流强度。研究发现，高湍流强度与较短积分时间尺度相结合，会促使尾流快速演化并更早恢复。相反，即使在高度湍流的条件下，较大的积分时间尺度也会延缓尾流发展。这种恢复延迟归因于近尾流剪切层的稳定化以及相干螺旋涡结构的持续存在，这些结构抑制了尾流边界处的动量交换。

类似地，在一项数值研究中，Hodgson 等人[40] 在泰勒冻结湍流假设下，通过将主导斯特劳哈尔数在 $St \approx 0.04$–0.5范围内变化，研究了来流湍流时间尺度的影响，同时保持计算域入口处的湍流强度不变。他们发现，较短的来流时间尺度会促使近尾流更早破碎并加快尾流恢复，而较长的时间尺度则会延缓尾流演化。

将叶尖速比（TSR）作为附加参数时，大涡模拟研究表明，随着叶尖速比增大，尾流平均偏转的起始位置会向转子靠近，且尾流振荡幅度会增强[51]。Anderson 等人[14]证明，下游风机功率输出不仅取决于涡轮机位置，还强烈依赖来流积分时间尺度和涡轮机叶尖速比，这表明来流时间尺度与转子时间尺度之间存在动态相互作用。

在海上环境中，平台运动会带来另一种非定常输入，可能使近尾流结构发生畸变并调节尾流恢复。此前的计算研究考察了浮式风力机的纵荡和俯仰运动的影响，并报告了近尾流结构发生畸变[52–54]。风洞测量也被用于分析这些运动对浮式海上风力机尾流动力学的影响[55–61]。Fontanella 等人[56] 观察到，周期性纵荡的风力机下游流向速度呈现行波振荡，但在距尾流起点 $2.3D$ 处，尾流恢复未见变化。Rockel 等人[57,58]比较了低湍流和高湍流来流条件下单台及双台浮式风力机的尾流湍流特性，发现线性纵荡运动会抑制动能卷吸进入尾流，从而降低尾流恢复。Wei 和 Dabiri[59,60], 通过解析模型和实验表明，在某些载荷条件下，平台纵荡运动相较于静止风机可使发电量提高超过6%。该团队近期的一项研究[12],在 $Re = 3 \times 10^5$ 进行，纵荡速度振幅最高达到平均入流速度的4%；相较于定常流动工况，研究观察到尾流恢复显著增强，尾流长度最多缩短46.5%，且在下游 $10D$ 处可用功率最多提高15.7%。更近期，Messmer 等人[17], 使用安装在驱动式斯图尔特平台上的风力机，表明随着流向（纵荡）和横向侧向（横荡）运动，尾流恢复相较于固定风机工况提高超过20%98。

Schliffke 等人[62] 利用多孔圆盘研究边界层流动中的浮式风力机尾流，发现当 $4.6D$ 下游时，纵荡运动并未改变平均尾流速度，但确实影响了湍流强度和湍流动能剖面。在最近的一项研究中，Schliffke 等人[63] 指出，谐波

平台运动会在远尾流谱中产生明显的频率特征，而宽频运动则不会留下易于辨识的痕迹。此外，van den Broek 等人[64] 和 van den Berg 等人[65], 通过自由涡尾流模拟证明，动态诱导控制策略带来的尾流恢复改善，在某些情况下会受到风机运动的削弱，从而降低其对尾流恢复的整体效果。Wang 等人[66], 采用致动线模型（ALM）和模态分析，报告称，约为 $16Hz$ 的高纵荡频率会缩小速度波动区域，而 $8m$ 的较大纵荡幅值会增大速度亏损波动。这表明，与固定水平轴风力涡轮机（HAWT）相比，纵荡运动会加快尾流恢复。

除纵荡和俯仰（即前后向）运动外，Li 等人[16] 发现，浮式风力机的横荡运动可通过激发剪切层不稳定性，有效引发尾流摆动。当运动频率接近其最佳值（定义为能够使尾流更早恢复的频率）时，即使运动振幅仅为 $0.01D$，也能显著增强远尾流摆动并促进尾流恢复，使尾流速度提高到超过来流速度的 20%。对于单台风力涡轮机，他们观察到，能够使尾流最早恢复的最佳横荡频率接近 $St \approx 0.3$。斯特劳哈尔数处于 $0.2 < St < 0.6$范围内时，也能产生明显的尾流恢复效果。Messmer 等人[17] 和 Li 等人[67] 针对风机阵列层面的均匀来流验证了这一发现，不过他们观察到，阵列的敏感频率范围可低至 $St = 0.125$，低于单台风机尾流所观察到的 $St > 0.2$ 下限。这种差异归因于上游和下游尾流叠加时剪切层稳定性的变化，凸显了横荡运动作为有效尾流控制策略的作用。总之，这些相互交织的研究结果表明，我们需要更深入地理解浮式海上风力机中非定常流场的动力学[56], ，而多台浮式风力机之间的尾流相互作用仍有待充分研究。

鉴于现有文献，这些研究表明，来流尺度与风力机尾流之间存在广泛的相互作用。尽管已有大量研究探讨湍流强度对风力机的影响[15,31], ，但对来流进行频谱表征的研究要少得多，直到最近（约 2020 年）才受到关注[15,28,37,41,50,68]。人们通常认为尾流的发展仅取决于湍流强度，而往往忽略来流的频谱特征[28,69]。Blackmore 等人[48] 和 Ghate 等人[70] 已表明，来流湍流强度对尾流宽度的影响有限，而增大来流积分尺度会使尾流变宽（促进尾流破碎）。因此，显然仍需进一步理解来流湍流尺度依赖性及风机–尾流相互作用背后的流体力学[31], ，尤其是在多台浮式海上风力机的情况下，尾流频谱成分的变化仍然是一项重大挑战。尽管近期研究指出了大气稳定性如何改变大型风电场中的尾流恢复和阻塞效应[13], ，但来流谱尺度及其与浮式海上风力涡轮机平台运动的耦合作用仍未得到阐明。

因此，本研究旨在填补这一空白，在湍流强度与平均速度相同的受控条件下，量化入流湍流长度尺度对漂浮式海上风力机（浮式海上风力机）尾流动力学的影响。选用NREL-5MW参考风力涡轮机[71] 作为涡轮机模型，是因为其文献资料详尽，并已被确立为兆瓦级基准。

具体而言，我们研究入流湍流尺度的持续性及其对两台串联布置、间距为 $5D$的浮式海上风力机尾流恢复的作用，涵盖均匀来流和湍流来流两种情况。除来流条件本身外，我们还考察平台纵荡运动如何与这些来流尺度相互作用。特别地，我们还探讨两个转子均发生纵荡运动的情形，并评估其运动之间相位差 $\Delta\phi$的影响。

本研究直接回应两项关键研究需求：（i）理解湍流谱特性如何在湍流强度之外主导多风力涡轮机配置中的尾流卷吸与尾流恢复；（ii）阐明浮式海上风力涡轮机平台运动如何与这些湍流尺度耦合，从而塑造尾流发展。通过厘清这些效应，本研究为浮式风电场中非定常尾流–湍流相互作用的物理机制提供了新的认识。预期结果将同时促进海上风电场的设计，以及利用湍流长度尺度和平台动力学来提高能量捕获的流动控制策略的发展。

II. 数值方法

A. 控制方程和大涡模拟湍流建模

控制方程为经过滤波的三维不可压缩 Navier–Stokes 方程，并采用 Boussinesq假设对亚格子尺度应力（SGS）进行建模，具体如下

$$\nabla \cdot \boldsymbol{u} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} + (\boldsymbol{u}\cdot\nabla)\boldsymbol{u} = \frac{\nabla p}{\rho} + \nabla\cdot\left[(\nu+\nu_{\mathrm{SGS}})\left(\nabla\boldsymbol{u}+\nabla\boldsymbol{u}^{T}\right)\right] + \frac{\boldsymbol{F}}{\rho} \tag{2}$$

其中，$\boldsymbol{u}$、p、$\boldsymbol{F}$、ρ、ν和 ν_{SGS} 分别表示（滤波后的）速度矢量、（滤波后的修正）压力、（滤波后的）体力矢量、流体密度、运动黏度和亚格子尺度粘度。注意，流场被视为牛顿流体，即运动黏度 ν 为常数。

本研究采用壁面自适应局部涡粘性（WALE）模型[72]作为大涡模拟的亚格子尺度封闭模型，这是因为该模型在结构化网格上捕捉近壁湍流和转捩特征时具有稳健性。湍流封闭通过使用亚格子尺度粘度 ν_{SGS}，并基于布辛涅斯克假设对亚格子应力张量的偏差部分进行近似，其表达式为：

$$\nu_{\mathrm{SGS}} = (C_w \Delta)^2 \frac{\left(\mathcal{S}^d : \mathcal{S}^d\right)^{3/2}}{(\mathbf{S} : \mathbf{S})^{5/2} + \left(\mathcal{S}^d : \mathcal{S}^d\right)^{5/4}} \tag{3}$$

$$\mathcal{S}^d = \frac{1}{2}\left[(\nabla \boldsymbol{u})^2 + \left(\nabla \boldsymbol{u}^T\right)^2\right] - \frac{1}{3}(\nabla \cdot \boldsymbol{u})^2 \mathbf{I} \tag{4}$$

这里 Δ是滤波长度，$\mathbf{I}$ 是单位张量，$\mathbf{S} = \frac{1}{2}\left(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^{\mathcal{T}}\right)$ 表示（滤波后的）应变率张量，而$\mathcal{S}^d$ 表示滤波后速度梯度张量平方的无迹对称部分。

本研究中的滤波宽度定义为$\Delta = \sqrt{\Delta x \, \Delta y \, \Delta z}$，其中 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ 表示沿各坐标方向的局部网格间距。WALE公式中采用的常数为 $C_e = 1.048$、$C_k = 0.094$和 $C_w = 0.325$，取自文献中的公认数值[72,73]。通过同时考虑与应变和旋转相关的效应，WALE模型在大涡模拟框架下能够更准确地表征尾流动力学[74]。

B. 考虑纵荡的致动线方法

本文采用致动线方法（ALM）的纵荡感知扩展方法，描述发生纵荡运动的漂浮式海上风力机（FOWTs）的气动响应。该实现基于开源 `turbinesFoam`框架[75]，，并针对本研究进行了修改和扩展，称为`SurgeMotionFoam`。在该框架中，风力机叶片被表示为一组旋转的致动点，这些致动点对流场施加体积力。致动点也会随浮式海上风力机的运动而平移。致动点施加的体积力根据各致动点处采样得到的局部表观流速以及风力机叶片的局部截面特性计算，具体如下所述。该纵荡感知公式的独特之处在于显式纳入了平台的纵荡速度 U_s，该速度会影响风力涡轮机旋转叶片所感受到的表观来流。如图 1所示，纵荡运动会影响相对速度的轴向分量 U_{rel}，进而影响截面单元的入流角 ϕ 和攻角 α。由此得到的相对速度大小表示为

$$U_{\mathrm{rel}} = \sqrt{\left[(1-a)U_\infty - U_s\right]^2 + \left[\Omega r(1+a')\right]^2} \tag{5}$$

其中，a 和 a' 分别表示轴向和切向诱导因子，r 为转子中心的局部径向距离。

对致动点感知到的相对速度进行采样后，即可计算截面气动力，表示为

$$\boldsymbol{f}_{2D}(\boldsymbol{r}) = (L, D) = \tfrac{1}{2}\rho c U_{\mathrm{rel}}^2 \left(C_l(\alpha)\,\hat{\mathbf{e}}_L + C_d(\alpha)\,\hat{\mathbf{e}}_D\right) \tag{6}$$

其中，$\boldsymbol{r}$ 是致动点的位置向量，c是叶片的局部弦长，$C_l(\alpha)$ 和 $C_d(\alpha)$ 分别是升力系数和阻力系数，$\hat{\mathbf{e}}_L$、$\hat{\mathbf{e}}_D$ 分别是升力和阻力方向上的单位向量。随后，将这些力投影到相对于转子平面的法向和切向分量，从而得到每个致动元件产生的推力和扭矩。

体积力场 $\boldsymbol{F}$（见方程（2））通过平滑核 $\boldsymbol{f}_{2D}(\boldsymbol{r})$ 将气动力映射到流场中 η_ϵ：

$$\boldsymbol{F} = \sum_{i=1}^{B} \int_0^R f_{\mathrm{tip}}(r_i)\, \boldsymbol{f}_{2D}(r_i)\, \eta_\epsilon(\|\boldsymbol{x} - (r_i \hat{\mathbf{e}}_i + \boldsymbol{p}_R)\|)\, \mathrm{d}r_i \tag{7a}$$

$$\eta_\epsilon(d) = \frac{1}{\epsilon^3 \pi^{3/2}} \exp\left[-\left(\frac{d}{\epsilon}\right)^2\right] \tag{7b}$$

其中，$\boldsymbol{x}$ 是位置向量，B 是叶片数量，$\boldsymbol{p}_R$ 是转子参考位置，$f_{\mathrm{tip}}(r)$ 表示 Glauert 型叶尖修正因子，其表达式为

$$f_{\mathrm{tip}}(r) = \frac{2}{\pi} \arccos\left[\exp\left(\frac{-B(R-r)}{2r\sin\phi}\right)\right] \tag{8}$$

应用叶尖修正因子 $f_{\mathrm{tip}}(r)$，可确保气动载荷在叶尖[76,77]附近平滑减小至零。本研究中，每片叶片沿展向离散为 40 个致动点。按照既有的致动线模型（ALM）惯例[78]，高斯平滑宽度设为 $\epsilon = 2\Delta$，以确保气动载荷[76]能够平滑、一致地投影。请注意，为简化模型，轮毂被建模为一个额外的致动元件，其阻力系数为 $C_d = 0.3$[79]，轮毂半径为 1.5 m[71]。值得注意的是，此实现未考虑动态失速和气动弹性效应。Li 等人[80,81]对考虑纵荡的致动器建模进行了全面的理论讨论。

C. 纵荡设置

上游和下游漂浮式海上风力机分别被设定为以振幅 $A_{\mathrm{sur}}^{\mathrm{up}}$ 和 $A_{\mathrm{sur}}^{\mathrm{dn}}$、角频率 $\omega_{\mathrm{sur}}^{\mathrm{up}}$ 和 $\omega_{\mathrm{sur}}^{\mathrm{dn}}$ 做正弦纵荡运动。除非另有说明，纵荡振幅设为 4 m，频率设为 0.63 rad/s。这些数值与实际情况一致

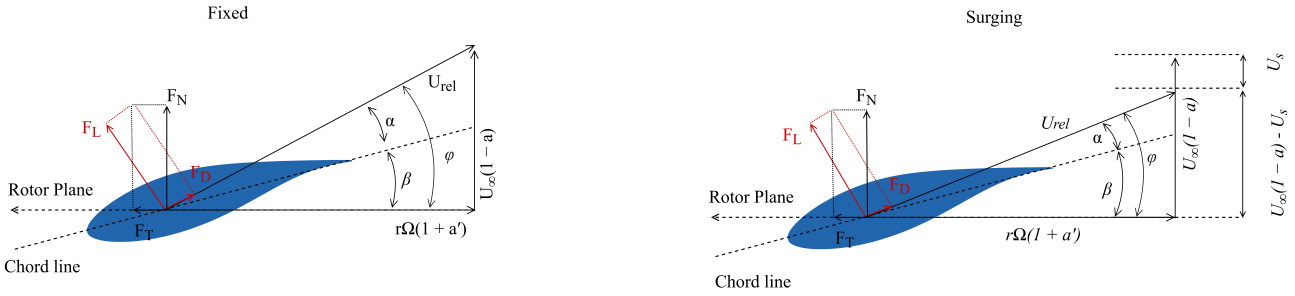


图1：固定（左）与纵荡（右）涡轮机工况下叶素上的速度三角形与力分解。纵荡运动引入附加轴向速度分量 U_s，从而改变表观来流速度 U_{rel}、入流角 ϕ，并进而改变攻角 α。

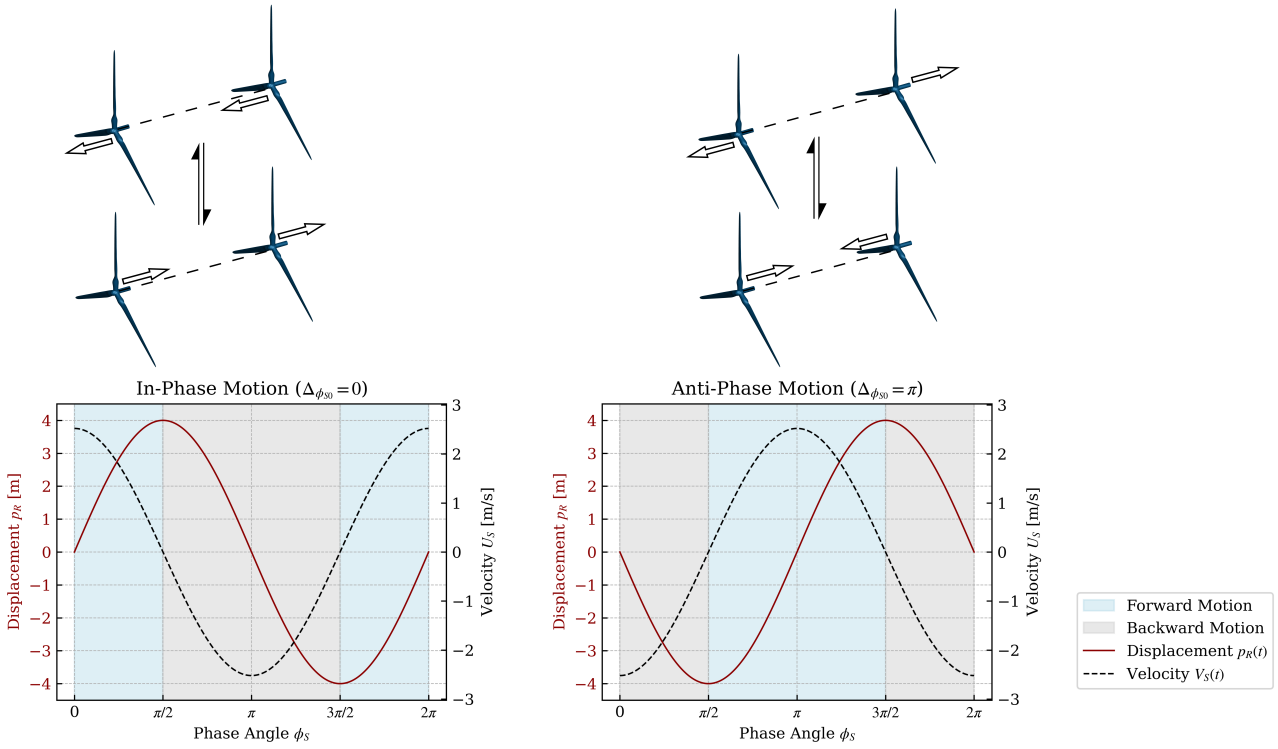


图2：串列式浮式风力涡轮机同相（$\Delta\phi_{S0}=0$）与反相（$\Delta\phi_{S0}=\pi$）涌动运动示意图。上方面板展示上游与下游风力涡轮机的相对纵荡对齐。下方图给出相应位移 $p_R(t)$与纵荡速度 $U_S(t)$随归一化纵荡相位角 ϕ_S的变化关系。

特定场址波浪载荷下的实际平台响应[80–82].

上游（$\boldsymbol{p}_R^{\mathrm{up}}$）与下游（$\boldsymbol{p}_R^{\mathrm{dn}}$）转子的瞬时位置表示为：

$$\boldsymbol{p}_R^{\mathrm{up}}(t)=\boldsymbol{p}_R^{\mathrm{up},0}+A_{\mathrm{sur}}^{\mathrm{up}}\sin(\omega_{\mathrm{sur}}^{\mathrm{up}}t+\phi_0^{\mathrm{up}})\,\hat{\mathbf{e}}_x \tag{9}$$

$$\boldsymbol{p}_R^{\mathrm{dn}}(t)=\boldsymbol{p}_R^{\mathrm{dn},0}+A_{\mathrm{sur}}^{\mathrm{dn}}\sin(\omega_{\mathrm{sur}}^{\mathrm{dn}}t+\phi_0^{\mathrm{dn}})\,\hat{\mathbf{e}}_x \tag{10}$$

其中 $\hat{\mathbf{e}}_x$ 是流向单位向量，ϕ_0 为初始相位偏移（见图2）。上游与下游纵荡运动之间的相对相位差定义为

$$\Delta\phi=\phi_0^{\mathrm{dn}}-\phi_0^{\mathrm{up}} \tag{11}$$

相应的纵荡速度 U_S 具有如下形式

$$U_S^{\mathrm{up}}(t)=A_{\mathrm{sur}}^{\mathrm{up}}\,\omega_{\mathrm{sur}}^{\mathrm{up}}\cos\phi_S^{\mathrm{up}} \tag{12}$$

$$U_S^{\mathrm{dn}}(t)=A_{\mathrm{sur}}^{\mathrm{dn}}\,\omega_{\mathrm{sur}}^{\mathrm{dn}}\cos\phi_S^{\mathrm{dn}} \tag{13}$$

所有模拟均在上游涡轮机的额定运行条件下进行，对应于自由来流速度 $U_\infty = 11.4$ m/s以及旋转

速度$\Omega = 1.27$ rad/s，由此得到叶尖速比TSR $= 7$。对下游转子施加相同的运行条件。纵荡频率的选取使得$\omega_{\mathrm{sur}}/\Omega \approx 2\pi/3$，以确保在完整的转子旋转周数上具有一致的相位分辨率。其余自由度假定为固定。

同时计算周期平均性能指标，包括功率系数和推力系数：

$$C_P = \frac{P^*}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^3 A} \tag{14}$$

$$C_T = \frac{T}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 A} \tag{15}$$

其中，P^* 表示由扭矩和纵荡诱导运动贡献的功率，T 为转子推力，A表示风轮扫掠面积。为确保相位平均量和周期平均量均达到统计收敛，在实现收敛后，每个模拟工况均采用了超过 60 个完整转子旋转周数的数据，对本文所述信息进行后处理。

D. 来流湍流建模

为再现真实的大气来流条件，采用无散合成涡方法（DFSEM）在入口处施加非定常湍流[83,84]。该方法生成的速度脉动在空间和时间上均具有相关性，同时满足不可压缩条件，从而确保质量守恒。由于地表粗糙度较低，海上大气边界层的湍流通常弱于陆地上的情况。为体现海上条件，我们为所有湍流工况设定了 5。3% 的入口湍流强度（TI），这与现场观测和先前的建模研究一致[82]。来流湍流强度定义如下：

$$TI = \frac{u'_{RMS}}{\langle U \rangle} = \frac{\sqrt{\frac{1}{3}(\langle u'u' \rangle + \langle v'v' \rangle + \langle w'w' \rangle)}}{\sqrt{U_x^2 + U_y^2 + U_z^2}} \tag{16}$$

其中 u'、v'和 w' 分别表示流向、垂向和横向的速度脉动，u'_{RMS} 表示流向速度脉动的均方根（RMS），而$\langle U \rangle$ 为平均轮毂高度处速度。$\langle ... \rangle$ 表示时间平均算子。由于合成场的流向演化以及尺度相关的生成/耗散，轮毂高度处实际实现的湍流强度（TI）会发生变化（见第IVA节），且该变化与所施加的积分长度尺度 L_u有关。为研究湍流结构的作用，五个不同的流向积分尺度L_u 在入口处加以规定。流向积分尺度 L_u 表征主导涡的大小，并由流向速度脉动 $R_{uu}(\tau)$的自相关函数得到：

$$L_u = \int_0^\infty R_{uu}(\tau)\, d\tau \tag{17}$$

其中

$$R_{uu}(\tau) = \frac{\langle u'(x_0,t)\, u'(x_0+\tau,t) \rangle}{\langle u'(x_0,t)^2 \rangle} \tag{18}$$

参数 τ 定义了相邻网格单元之间的流向间距。术语 $u'(x_0,\ t)$表示在位置 x_0 、给定时刻（t）测得的瞬时流向速度脉动。术语 $\langle u'(x_0,\ t)^2 \rangle$ 表示流向速度脉动的方差（即标准差的平方）。在实际应用中，无散合成涡方法（DFSEM）可直接指定L_u ，从而能够在所有工况下系统地改变来流相干性和湍流尺度。所采用的相对于转子半径 R 的无量纲长度尺度如下：

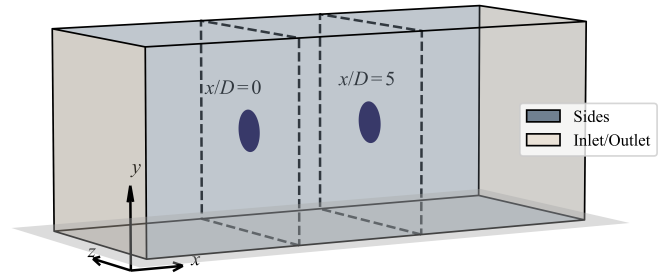
$$L_u/R = \{0.25,\ 0.50,\ 0.75,\ 1.00,\ 1.25\}.$$

该范围涵盖从小尺度湍流（$L_u/R = 0.25$）到与稳定的海上边界层中观测到的大尺度结构相当的尺度（$L_u/R = 1.25$）。在计算域入口处保持湍流强度不变的情况下改变L_u ，旨在分离涡尺度对尾流动力学和风机性能的影响。在所有工况中，湍流脉动均叠加在稳态来流剖面上，轮毂高度处速度为 $U_\infty = 11.4\mathrm{m/s}$。扰动在入口处引入，并随平均流向下游输运。通过考察给定下游位置处的湍流强度（TI）、能谱和相关长度，研究流场特性。

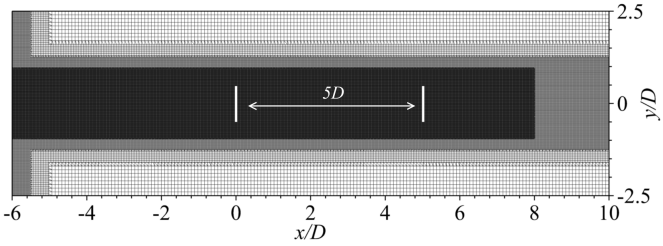
III. 模拟设置与网格评估

A. 模拟框架

所有模拟均使用 `OpenFOAM` 版本 `v2312`[85]，并采用 `pimpleFoam` 求解器对瞬态、不可压缩湍流流场进行计算。空气密度设为 $\rho = 1.225\ \mathrm{kg/m^3}$，，运动黏度设为 $\nu = 1.5 \times 10^{-5}\ \mathrm{m^2/s}$。采用大涡模拟（LES）方法，并使用此前所述的 WALE 亚格子尺度模型。空间和时间离散均采用二阶精度。梯度项和散度项使用中心差分格式（Gauss 线性格式），时间积分则采用 Crank–Nicolson 方法，混合系数为 0.9。所有求解器残差的收敛判据均设为 10^{-6}，并在整个模拟过程中将最大 Courant–Friedrichs–Lewy 数限制为 0.7，以确保数值稳定性。



(a) 计算域



(b) 计算网格

图 3：(a) 计算域全景及上游和下游涡轮机的位置。(b) 在 x–y 平面上显示的计算网格。在感兴趣区域应用了三级网格加密。背景网格使用`blockMesh`生成，而转子周围的局部加密则使用 `snappyHexMesh`完成。

模拟在高性能计算（HPC）设施 **MareNostrum5 GPP**上运行，该设施位于巴塞罗那超级计算中心（巴塞罗那超级计算中心）[86]。每个计算节点配备两颗 Intel Xeon Platinum 8480+ 处理器（每个插槽 56 个核心），每个节点共计 112 个核心，主频为 2.0 GHz。每个算例的总物理模拟时间为 600 秒，相当于约 120 转子转数。每转离散为 360 个时间步，因此具有较高的时间分辨率。模拟使用 10 个节点并行运行（共 1,120 个核心），每个算例在 24 小时内完成。

B. 网格生成与质量评估

所有模拟工况所采用的计算域如图 3所示。为确保结果具有可比性，所有配置均采用一致的网格拓扑，网格单元总数约为 9400 万。网格分两阶段构建：首先使用 `blockMesh`生成背景网格，随后通过三个连续的加密层级进行局部加密，`snappyHexMesh`。转子叶片附近的最高加密层级将网格间距细化至约 $\Delta x \approx 6.3 \times 10^{-3}$ D，足以捕捉精细尺度的涡结构和大气边界层行为[87]。计算域本身沿 $16D$ 方向延伸流向（x）上的距离，以及垂向（z）和横向（y）上的 $5D$ 距离，其中 D 表示转子直径。上游涡轮机（T^{up}）布置在距计算域入口下游 $x = 0.0D$、 $6D$ 处，与入口边界保持足够距离，以形成稳定的入口速度剖面。第二个转子（T^{down}）位于 $x = 5.0D$ 处，两个转子中心之间的间距为 $5D$ 。这种布置确保 T^{down} 所处的尾流场已充分发展并受到上游转子的影响，同时避免受到不稳定、瞬态涡脱落主导的直接近尾流的影响。边界条件的设定兼顾了整个计算域内的物理真实性和数值稳定性。入口处，速度场采用固定值（狄利克雷）条件，以规定入流剖面；压力则采用零梯度（诺伊曼）条件。出口处，压力固定为参考值 $p = 0$（狄利克雷条件），速度场采用零梯度条件，以允许形成充分发展的出流。所有侧面均对速度采用无滑移边界条件，令壁面处的相对运动为零。相应地，这些壁面处的压力采用零梯度条件。

为验证本研究中网格分辨率的充分性，图4展示了湍流动能（TKE）量的等值线。这些等值线在水平尾流平面（$z = 0$）的（x， y）坐标系中进行评估，针对的是两台涡轮机均以固定叶尖速比 TSR= $(\Omega \times R)$ $/U_\infty = 7$ 运行的情况（其中 Ω 为角速度， R 为转子半径）。本分析中禁用了平台运动，以便在准稳态运行条件下单独考察尾流发展和湍流分辨率。

上方面板显示解析得到的湍流动能（k_{res}），其计算方式如下：

$$k_{\mathrm{res}} = \frac{1}{2}\left(\langle u'^2\rangle + \langle v'^2\rangle + \langle w'^2\rangle\right), \tag{19}$$

不出所料， k_{res} 的高值出现在转子叶尖正下游以及尾流剪切层沿线；在相干叶尖涡开始失稳的区域，其强度有所增强，表明尾流破碎和湍流混合开始形成。

中间面板展示了建模亚格子尺度湍流动能（k_{SGS}），其定义如下：

$$k_{\mathrm{SGS}} = \frac{\nu_{\mathrm{SGS}}}{C_k \Delta}, \tag{20}$$

其中， ν_{SGS} 表示WALE模型的涡黏度， Δ 表示根据单元体积确定的局部网格滤波宽度， $C_k = 0.094$ 为标准模型常数。亚格子尺度贡献较小且局部化，这与充分解析的大涡模拟网格的预期一致。

底部面板显示了已解析湍流动能与总湍流动能之比：

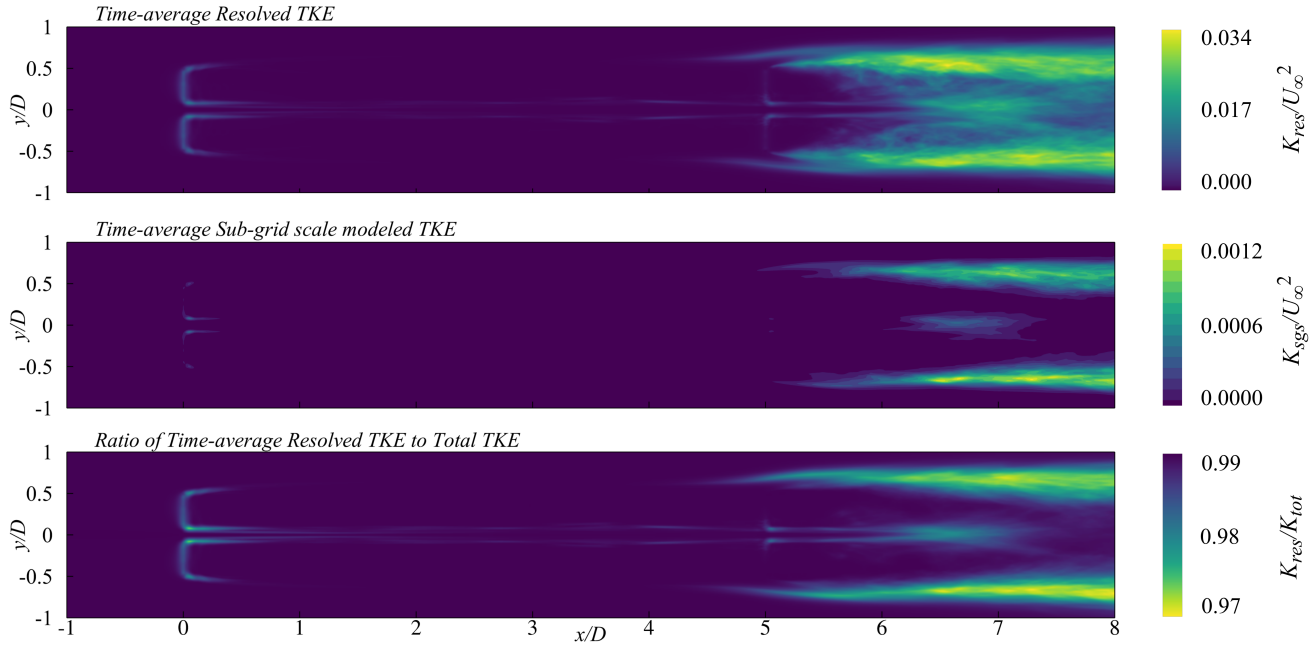
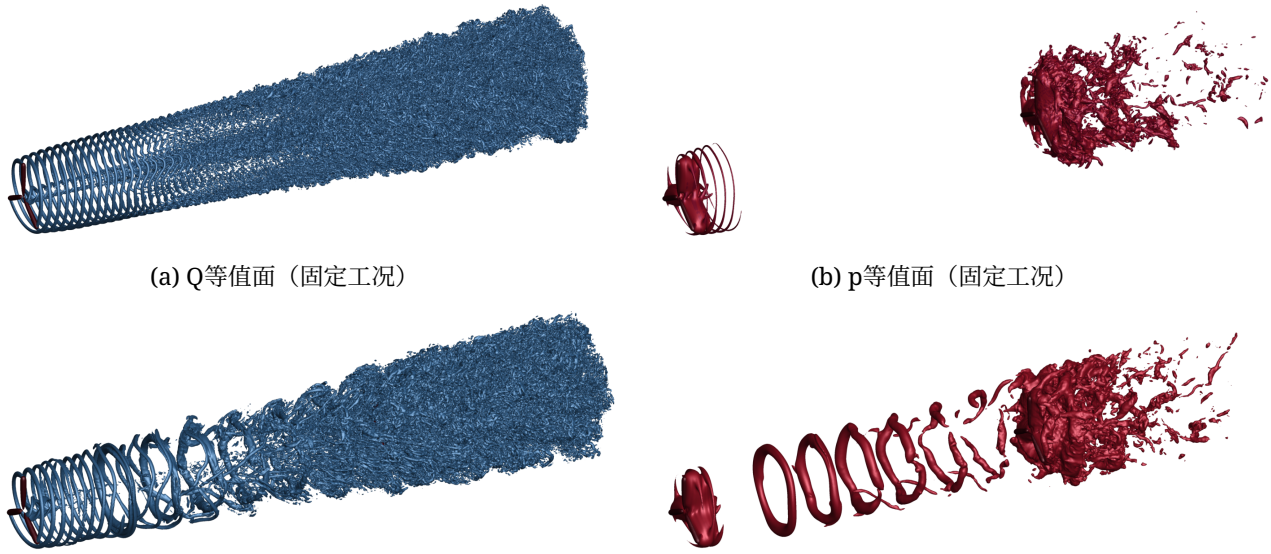


图4：大涡模拟分辨率质量评估：（上）已解析湍动能 K_{res}；（中）亚格子尺度模型湍动能 K_{SGS}；（下）比值 $K_{\mathrm{res}}/(K_{\mathrm{res}}+K_{\mathrm{SGS}})$，表明已解析湍流占主导。



(a) Q等值面（固定工况）

(b) p等值面（固定工况）

(c) Q等值面（涌浪工况）

(d) p等值面（涌浪工况）

图5：固定工况和涌浪工况下瞬时运动压力（$p=\Delta p/\rho=-8\ \mathrm{m^2/s^2}$）与Q判据（$Q=0.25\ \mathrm{s^{-2}}$）场的等值面可视化。子图(a)和(b)对应固定构型，(c)和(d)展示涌浪构型，其中上游涡轮机施加纵荡运动，下游涡轮机保持固定。

$$k_{\mathrm{ratio}}=\frac{k_{\mathrm{res}}}{k_{\mathrm{res}}+k_{\mathrm{SGS}}}, \tag{21}$$

该指标可定量表征大涡模拟的保真度。在整个尾流场中，k_{ratio} 超过 0.97，近尾流区域和中尾流区域，远超 Pope 建议的高质量大涡模拟分辨率公认阈值 0.80[88,89]，Tousi 等人后来也提出了这一阈值[90]。这证实当前网格足够精细，能够解析精细尺度流动结构的时空演变，包括叶尖涡的演化

以及转子-尾流相互作用。

总之，基于湍流动能的分析证实，所采用的网格能够支持可靠的大涡模拟。已解析湍流占主导且亚格子尺度贡献有限，这验证了数值设置的质量，也表明WALE模型适用于捕捉漂浮式风力机配置在稳定运行条件下的非定常尾流动力学。

图 5给出了 Q判据等值面和压力场，展示了静止工况（图 (a) 和 (b)）以及同相纵荡工况（图 (c) 和 (d)，取样时刻为 t=2π，见图 2）下的涡结构和尾流动力学。图 (a) 和 (c) 展示了 Q判据等值面，阈值设为 $Q = 0.25\ \mathrm{s}^{-2}$；图 (b) 和 (d) 则展示了对应工况下瞬时运动压力的等值面。这些可视化结果捕捉了从风力机叶片脱落的相干涡结构，并揭示了上游平台运动导致的尾流演化差异。图 5(a、b) 展示了各转子脱落的典型螺旋叶尖涡，其结构清晰有序并向下游传播。叶尖涡在数个转子直径范围内仍相对对称且具有相干性，上游和下游尾流之间的相互作用区结构良好；随着剪切层演化，该区域仅呈现轻微波动。相比之下，图 5(b) 展示了上游涡轮机进行规定的纵荡运动、而下游涡轮机保持固定时的尾流动力学。纵荡运动使上游转子承受非定常载荷，这些变化直接反映在尾流中。因此，上游转子的涡结构明显变形，弯曲和拉伸程度也更大。此外，这些扰动还加剧了尾流摆动，并促使叶尖涡更早失稳。因此，尽管下游涡轮机保持静止，其所受来流却明显更加非定常，表现为涡强度和方向的波动。图 5(b) 和 (d) 中相应的压力等值面进一步凸显了纵荡运动的影响。在固定工况 (b) 中，低压核心沿相干涡丝分布，但局限于近尾流区域，这与有序的 Q判据结构一致。在受纵荡影响的工况 (d) 中，低压核心向下游延伸，超出固定工况的范围。然而，这些环状低压区在向下游传播时形状高度扭曲，表明发生了涡破碎。这与观察到的尾流非定常性增强和能量弥散现象相符

总体而言，固定配置与纵荡配置的对比表明，尾流拓扑对平台诱导运动十分敏感。即使是中等幅度的纵荡，也可能显著改变涡旋动力学，进而影响尾流恢复、涡轮机载荷以及浮式风电场场景中的下游性能。

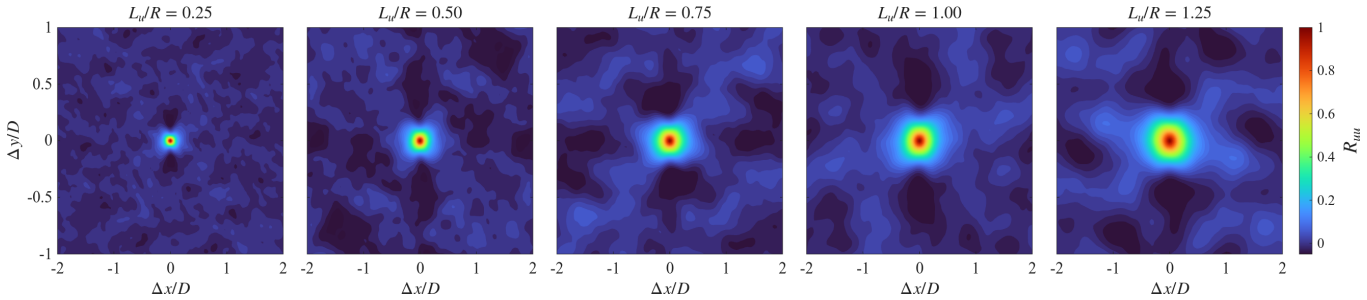
由于全尺寸实验数据有限，且文献中采用的数值方法多种多样，因此对大型风力涡轮机的功率系数进行直接定量比较仍然颇具挑战。现有研究采用不同精度的建模方法，包括叶素动量法（BEM）、致动盘、致动线以及完全解析叶片的模拟，并且通常结合不同的湍流模型和来流条件。因此，报告的功率系数值范围较广，如附录表III所示。尽管存在这些差异，本文结果与近期高保真数值研究吻合良好。尤其是，与 Li 等人[80] 的研究（固定平台构型和均匀来流条件下）相比，仅存在细微差异：预测的功率系数偏差约为 0。38%，推力系数偏差为 1。22%。这些微小差异完全处于不同数值方法所报告的变化范围内，也证明了本文所采用的基于致动线的大涡模拟框架具有稳健性。两者的高度吻合还表明，所选网格分辨率、来流表征和湍流建模方法足以捕捉所考虑运行条件下大型风力涡轮机的主要气动响应。

IV. 结果与讨论

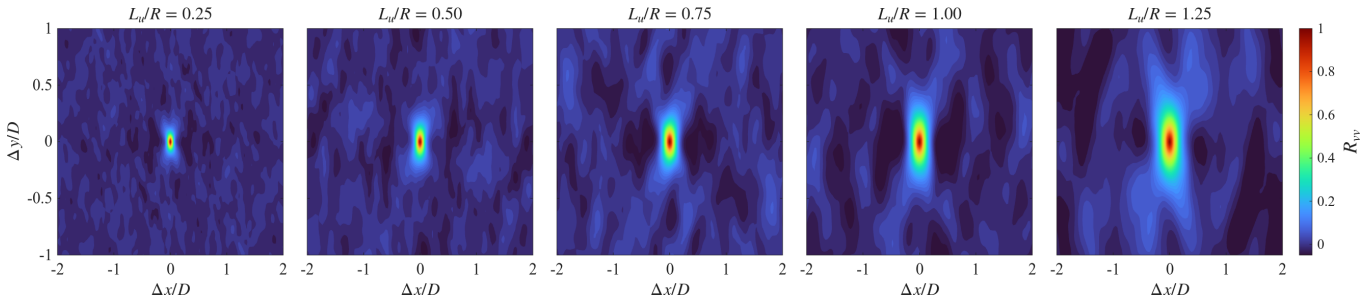
A. 计算域中无任何涡轮机时的来流湍流特性

所施加的来流场再现了具有预设积分长度尺度的湍流脉动 L_u/R，范围为 0。25 至 1。25，且计算域中不存在任何涡轮机。分别表示流向、横向和垂向速度分量的两点相关函数（R_{uu}、 R_{vv}和 R_{ww}，图 6）是在第一台涡轮机位置处测得的，但测量时未设置涡轮机，因此可直接表征脉动的空间相干性。随着 L_u/R 的增加，相关分布范围变宽，并在更大的间距上保持显著值，表明大尺度相干涡逐渐发展。对于最小尺度（$L_u/R = 0.25$），相关性会在小于转子直径的距离内迅速衰减，从而形成流向延伸范围有限的紧凑结构。相比之下，最大的来流尺度（$L_u/R = 1.25$）呈现出沿流向拉长的相关性和更加各向同性的分布，这与长波长含能运动的存在相一致；这些运动能够显著调制转子尺度的动力学特性。相较于 R_{vv}， R_{uu} 的显著拉长突出了横向脉动的各向异性，即横向运动在流向上具有更强的持续性。

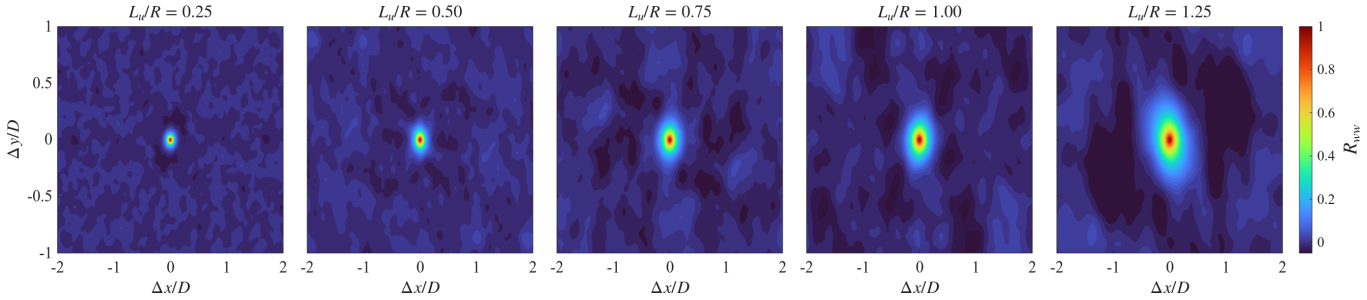
流场湍流特



(a) R_{uu} 相关图



(b) R_{vv} 相关图



(c) R_{ww} 相关图

图 6：流向（R_{uu}）、横向（R_{vv}）和垂向（R_{ww}）速度分量的时间平均双点相关函数色彩图。每一行显示相关值随归一化流向间距和展向间距（ $\Delta x/D$ 和 $\Delta y/D$）的变化，涵盖多个湍流长度尺度 L_u/D。随着 L_u/D 增大，相关分布范围变宽且形状发生变化，反映出流场中大尺度相干结构的增长。

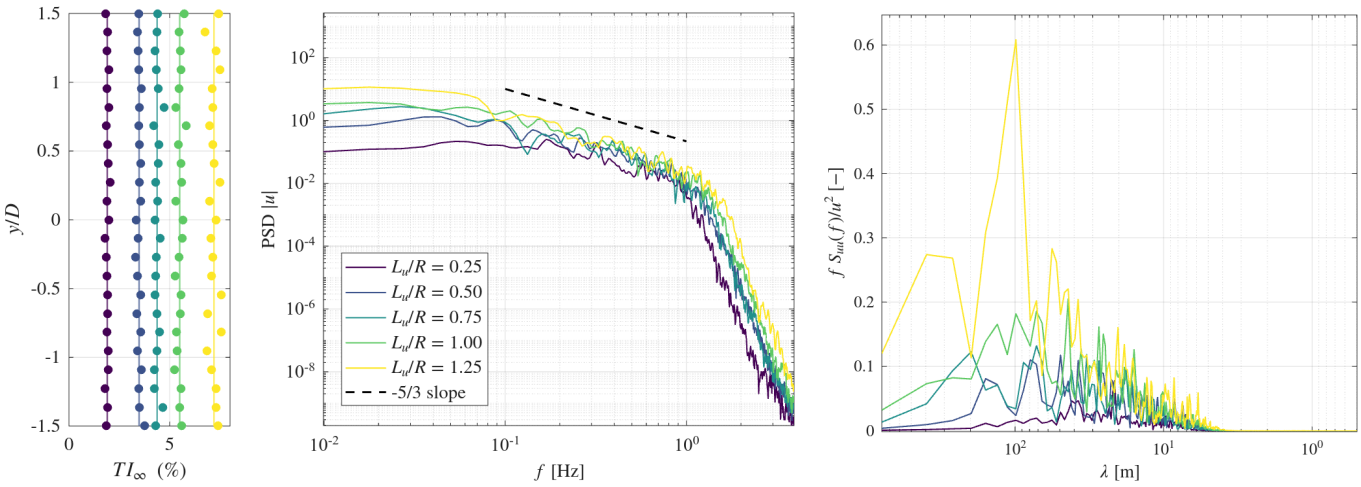
性量化结果列于表I中。所有统计量均根据在转子横向轴和垂直轴上分布的 13 个探针采集的时间分辨速度信号计算得出，探针位于 $x/D = 0$处（距入口 $6D$ 下游），且未安装转子。在所有工况下，平均流向速度均保持近似恒定（$\langle u \rangle \approx 11.3$–$11.4$ m/s），确保平均来流条件具有可比性。

随着计算域入口处规定的积分长度尺度 L_u/R 增大，测量点处的速度脉动和湍流强度系统性增强，其中 TI 从约 1。9%（对应 $L_u/R = 0.25$ ）升至 7。2%（对应 L_u/R =1。25）。事实上，结合方程16 至18所提供的信息，这些结果很容易理解，因为这些方程展示了长度尺度与湍流强度之间的耦合。此外，这些结果还

结果与参考文献[28] 和[50]基于实验测试所得的观测结果非常吻合。主导频率 f_{peak} 直接从流向速度时间序列的功率谱密度中提取，相应的斯特劳哈尔数定义为 $St = f_{\text{peak}} D/U_\infty$。该定义反映了来流湍流实际呈现的动态时间尺度，而非仅依据施加的积分长度尺度（即 $St \sim D/L_u$）并基于泰勒冻结流假设得出的估算值。随着 L_u/R增加，主导频率向较低值移动，导致 St 从约 0.71 系统性地降至 0.12，表明出现了更大、更缓慢的湍流运动。各向异性比 v'/u' 和 w'/u' 在所有工况下均接近于 1，证实合成来流在向下游发展时保持了符合物理规律且真实的平衡。因此，阐明这一点

表 I：不同湍流积分尺度 L_u/R 下生成的来流工况中，在无转子情况下，根据流向速度分量时间序列计算得到的转子轮毂高度 ($x/D = 0$) 处的流动湍流特性汇总。

Case	$\langle u \rangle$ [m/s]	u'_{rms} [米/秒]	v'_{rms} [米/秒]	w'_{rms} [米/秒]	TI [-]	f_{peak} [赫兹]	St [-]	v'/u'	w'/u'
$L_u/R = 0.25$	11.41	0.241	0.204	0.202	0.019	0.064	0.711	0.847	0.838
$L_u/R = 0.50$	11.40	0.428	0.400	0.374	0.035	0.047	0.524	0.934	0.874
$L_u/R = 0.75$	11.39	0.515	0.493	0.472	0.044	0.027	0.300	0.963	0.958
$L_u/R = 1.00$	11.35	0.652	0.672	0.556	0.055	0.027	0.300	1.031	0.853
$L_u/R = 1.25$	11.27	0.930	0.793	0.783	0.072	0.011	0.122	0.853	0.842



(a) 横向分布湍流强度。

(b) 带有 $-5/3$ 斜率参考线的速度谱。

(c) 波长对应的预乘谱。

图7：不同积分长度尺度 L_u下的来流湍流特征：(a) 横向上的湍流强度分布；(b) 显示惯性子区标度律的速度功率谱密度；(c) 突显不同波长能量分布的预乘谱。

湍流本质上是三维的。

沿 y 方向，在 $x/D = 0$ 和$z/D = 0$处评估的湍流强度横向分布（图7a）表明，涡轮机在整个扫掠区域内处于均匀的环境条件下。流向速度的谱分析（图7b）进一步展示了 L_u/R 对来流能量含量的影响。所有工况均呈现出清晰的惯性子区，并遵循 Kolmogorov $-5/3$斜率，证明了合成来流在物理上的真实性。如表I所述，随着 L_u/R 增加，谱峰向较低频率移动，大尺度上的能量增强，这与相关图中观察到的更强空间相干性相对应。无量纲化后，与谱峰相关的斯特劳哈尔数从 $St \approx 0.71$($L_u/R = 0.25$)降至 $St \approx 0.12$ ($L_u/R = 1.25$)，表明主导湍流时间尺度发生了系统性调制。此外，图7c 展示了以流向波长（$\lambda = U_\infty/f$）为横坐标绘制的预乘谱。在这种表示方式下，每条曲线下方的面积直接对应湍动能。结果清楚地表明，积分尺度较大的工况在更宽的波长范围内包含能量，其明显峰值延伸至转子半径之外，但未达到转子直径。相比之下，积分尺度最小的工况（$L_u/R = 0.25$）呈现出窄得多的分布，证实只有有限范围的湍流尺度处于活跃状态。

总体而言，这些来流工况涵盖了广泛的湍流长度尺度，同时保持平均条件一致。因此，它们提供了一个可控框架，用于考察环境湍流的尺度如何影响尾流发展、相干结构持续性及后续的风机–尾流相互作用。

B. 尾流结构与恢复

图 8 展示了所研究的两种转子构型沿中心线的无量纲盘平均流向速度，$\langle U \rangle_{\mathrm{Disk}}/U_\infty$，分别为：(a) 固定–固定（FF）和 (b) 纵荡–固定（SF）。竖直虚线表示位于 $x/D = 0$ 和 $x/D = 5$处的转子平面，而

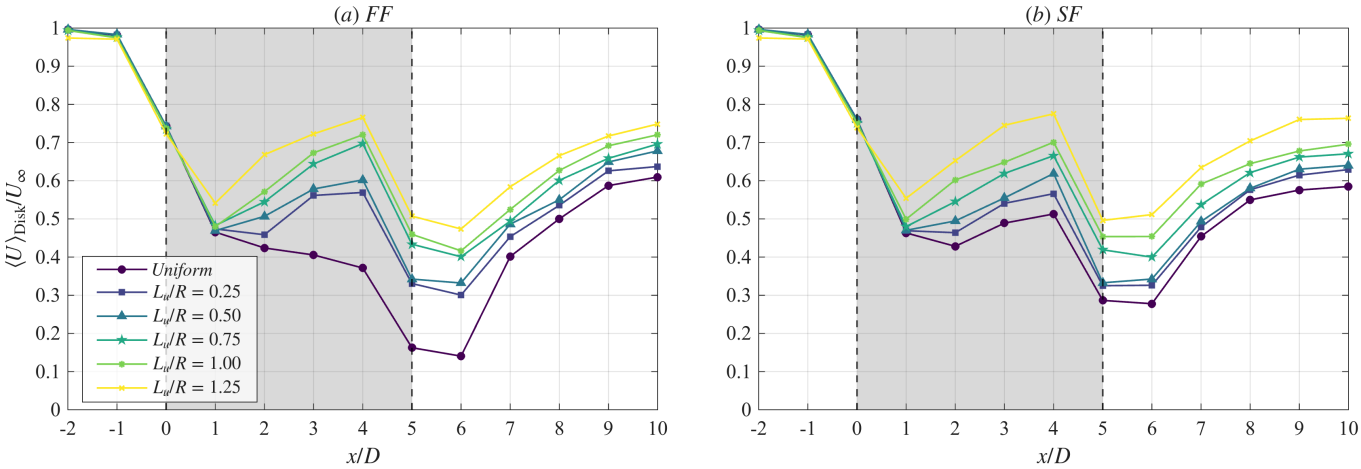
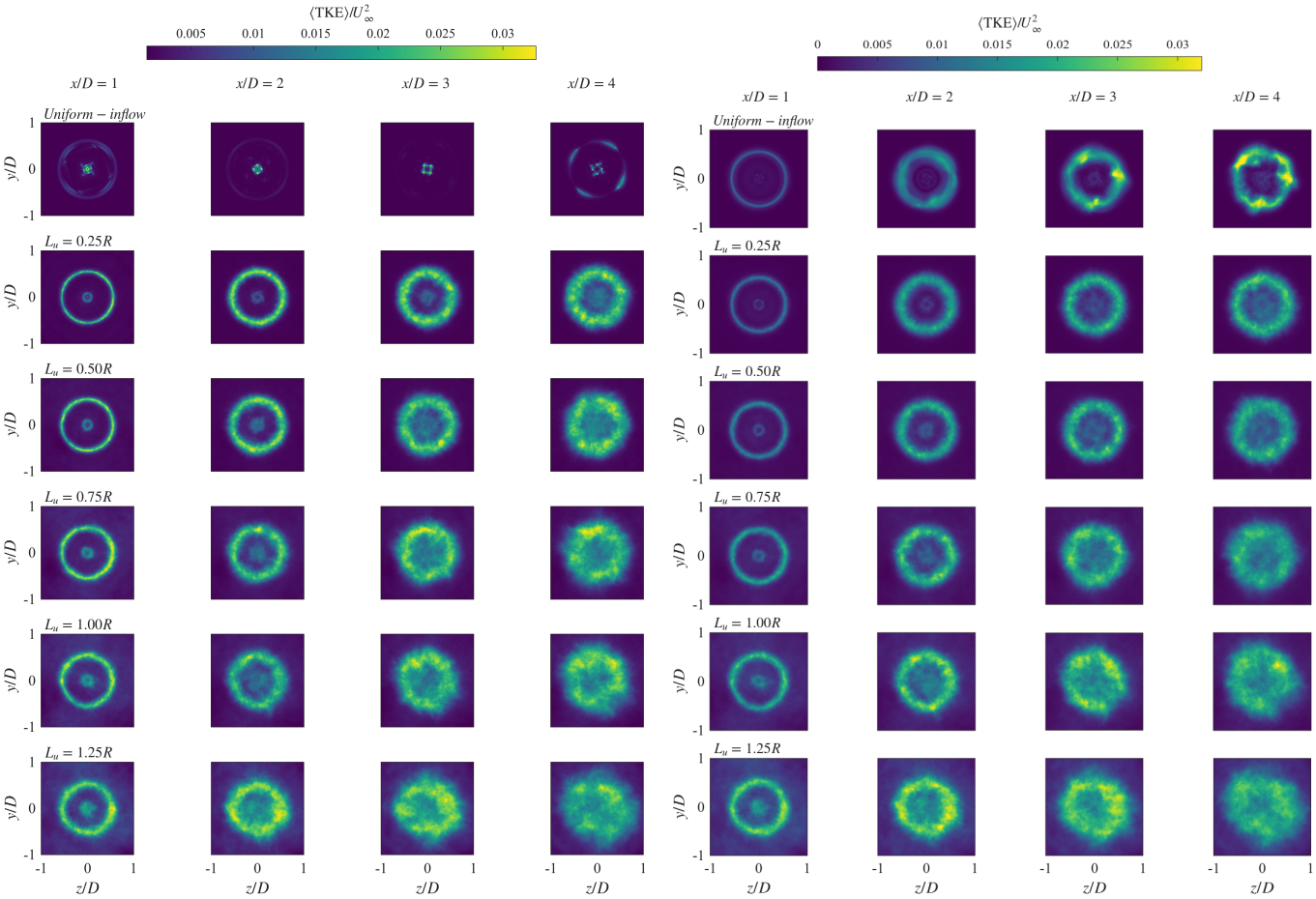
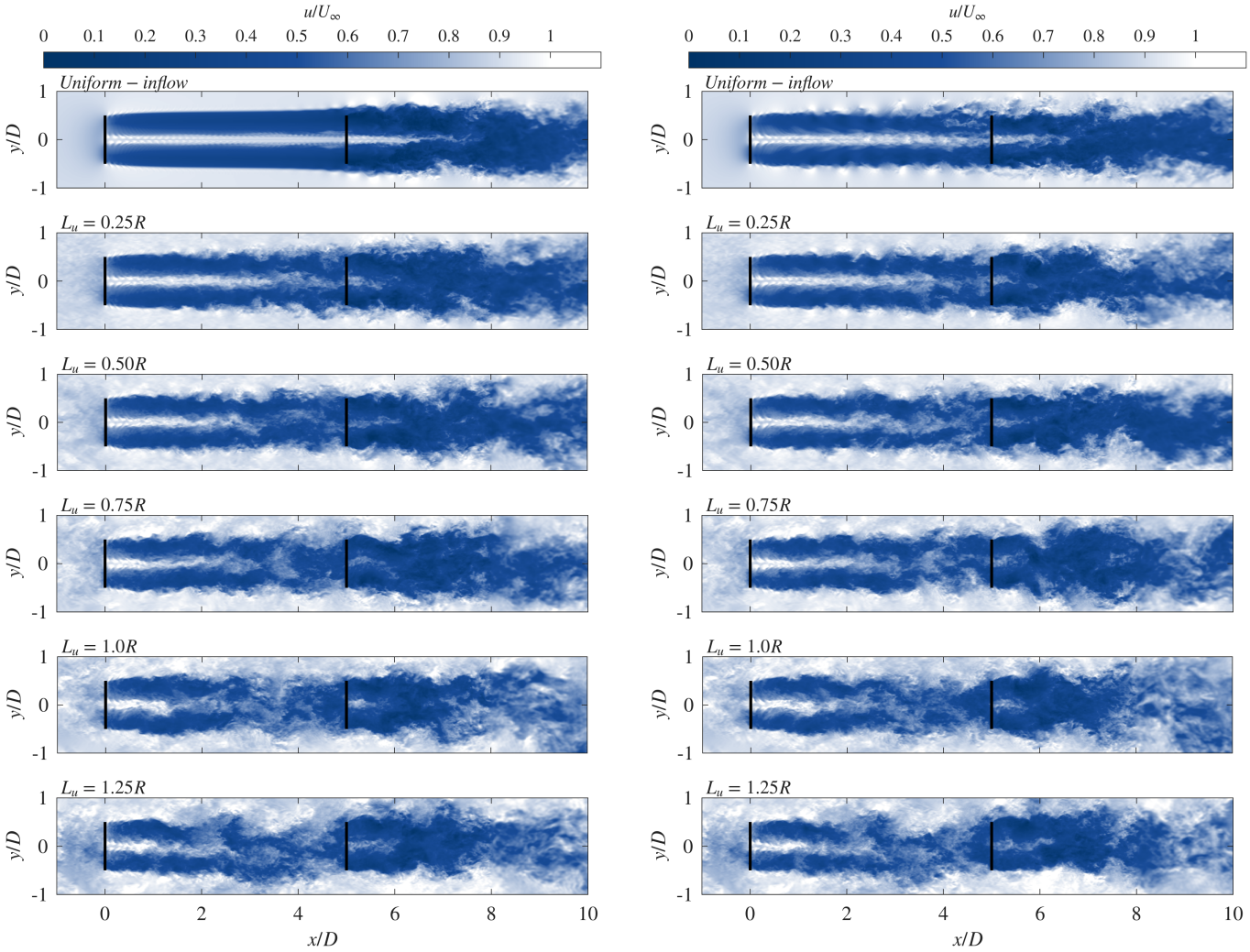


图8：盘面平均流向速度相对于自由来流的归一化值，$\langle U\rangle_{\mathrm{Disk}}/U_\infty$，随轴向位置 x/D变化，展示两种转子安装构型：(a) FF（固定–固定）和 (b) SF（纵荡–固定）。黑色竖向虚线标示转子位置；灰色阴影区域表示转子之间的尾流。图例显示了具有不同积分长度尺度 L_u的来流工况。



(a) FF构型（两个转子均固定）。　　(b) SF构型（纵荡–固定）。

图9：下游位置$x/D = 1$、2、3、4处横向尾流平面中的归一化平均湍流动能，$\langle$湍流动能$\rangle/U_\infty^2$。每组图展示了均匀来流（顶行）以及湍流长度尺度逐步增大 L_u （第2–6行）对尾流结构的影响。(a) 纵荡–固定（SF）工况，下游转子纵荡而上游转子固定；(b) 固定–固定（FF）工况，两个转子均固定。



(a) FF构型（两者均固定）。 (b) SF构型（纵荡–固定）。

图10：不同积分长度尺度 L_u下 x–y 平面内的归一化瞬时速度场。结果分别展示了(a)固定–固定和(b)纵荡–固定转子构型。位于 $x/D = 0$ 和 $x/D = 5$处的黑色竖线表示转子的位置。

阴影区域表示涡轮机间尾流。

紧邻上游转子（$x/D \lesssim 1$）下游处，所有工况均出现显著的速度下降，随后随着尾流开始与周围流场混合，速度有所恢复。在到达下游涡轮机之前的恢复程度，很大程度上取决于来流湍流长度尺度以及上游平台的运动。在均匀来流条件下，FF工况保持明显的速度亏损，在 $x/D = 4$处为$\langle U\rangle_{\mathrm{Disk}}/U_\infty \approx 0.37$，相较于自由来流降低了63%。当上游涡轮机可以纵荡时，同一位置的速度亏损降至约49%（$\langle U\rangle_{\mathrm{Disk}}/U_\infty \approx 0.51$），这表明平台运动增强了涡轮机间区域的混合。

增大入口湍流积分长度尺度L_u/R 会进一步加快两种构型中的尾流恢复。

随着 L_u/R 增大，大尺度入流涡旋与转子产生的剪切层相互作用得更加有效，从而增强混合，并使涡轮机之间的速度分布更加一致。在 $x/D = 4$处，$\langle U\rangle_{\mathrm{Disk}}/U_\infty$ 随 L_u/R单调增大；对于所考察的最大值（$L_u/R = 1.25$），FF工况中的速度亏损降至约24%以下，而SF工况中则降至约22%以下。这一行为与前文讨论的来流特性一致：较大的 L_u/R会将能源转移至较低频率，并提高空间相干性，从而使动量更有效地传递至尾流中。

固定的下游涡轮机下游出现了第二个速度极小值（$x/D \approx 5$–6）。对于均匀来流下的 FF 构型，这一亏损尤其显著，但尾流在更下游处迅速恢复，到 $x/D \approx 10$ 时已呈现出更均匀的剖面。

对于 SF 构型，转子后方亏损始终较浅，且在 L_u/R的所有取值下，尾流恢复都更加平缓。上游涡轮机的纵荡运动会引入时变扰动，使剪切层增厚并促进大尺度非定常结构的形成（见图5c 和 5d），从而增强尾流中的动量交换。因此，在$6 \lesssim x/D \lesssim 10$范围内，SF 曲线始终高于其 FF 对应曲线，表明尾流恢复普遍得到改善。

可以识别出两种不同的状态。对于均匀来流和较小的湍流长度尺度（$L_u/R \lesssim 0.5$），背景湍流对混合的贡献很小，因此纵荡运动带来的相对收益最为显著。相比之下，对于较大的湍流尺度（$L_u/R \gtrsim 0.75$），由于强烈的来流驱动的混合，FF 和 SF尾流均能更快恢复，纵荡带来的额外收益在相对意义上则有所减小。在所有情况下，增大 L_u/R 并引入上游纵荡都会使尾流在涡轮机之间及其下游更早发生破碎，并更快实现再增能。

总体而言，轴向速度剖面表明，增大来流积分尺度会系统性地减弱涡轮机间的速度亏损，并加速尾流恢复。上游涡轮机叠加纵荡运动会进一步促进这一过程：在均匀来流条件下，当$x/D = 4$ 时，涡轮机间的速度亏损最多可降低约14个百分点（由63%降至49%），并且在所有湍流条件下，第二台涡轮机下游的速度亏损始终更小。

图9 展示了归一化平均湍动能（总量）在下游位置$/U_\infty^2$处的横向尾流截面 $x/D = 1$、2、3、和 4，分别对应均匀来流和五种积分长度尺度逐渐增大的湍流来流条件下的（a）固定–固定（FF）和（b）纵荡–固定（SF）构型 L_u/R。这些分布图展示了转子尖端涡产生的剪切层如何形成，以及其后续破碎如何取决于来流湍流尺度和上游平台运动。

在均匀来流下，FF构型在 $x/D = 1$处呈现出一条狭窄的高湍动能环形区域，对应于围绕相对平静的尾流核心的叶尖剪切层。这一环状结构一直延伸至 $x/D \approx 3$，仍保持纤薄且组织良好，表明湍流向尾流内部的径向输运有限。即使在 $x/D = 4$处，环状结构仍然存在，反映出剪切层破碎延迟，尾流核心持续受到屏蔽。相比之下，对于SF构型，相同的环状特征在转子附近形成，但很快变厚并呈现周向非均匀性。在 $x/D = 2$–3处，环状结构破碎，高湍动能充满尾流核心，表明剪切层更早失稳，从而增强了卷吸。这一行为与图8所示的轴向速度剖面一致，其中纵荡运动导致风机间速度亏损减小。

对于两种配置，增大入口湍流长度尺度 L_u/R 会显著加速叶尖剪切层的破碎。较大的 L_u/R 会引入高能低频涡旋，与转子生成的涡强烈相互作用，使环状湍动能结构变宽并失去连贯性；在$x/D = 1$–2处，这一现象已然出现。在 $x/D = 3$处，环状结构基本被破坏，尾流核心含有大量湍动能。图9各行展示了这一演变趋势：从 $L_u/R = 0.25$ 处紧凑、清晰且核心活动有限的环状结构，演变为 $L_u/R = 1.25$处弥散的剪切层和能量显著增强的尾流核心。这些趋势与前文讨论的来流谱和两点相关特征一致，也与图8所示较高的风机间盘面平均速度相符。

在给定的来流湍流长度尺度下，纵荡–固定（SF）构型始终表现出：（i）$x/D = 1$附近具有更厚的高湍动能环状区域；（ii）到达 $x/D = 2$–3处时，剪切层更早发生方位向破碎，湍流也更早渗入尾流核心；（iii）在$x/D = 4$处，尾流横截面上的湍动能分布更均匀。上游纵荡运动会周期性调制剪切层并促使大尺度非定常性增强，从而增大尾流边界处的雷诺应力梯度。这使得有序的尖端涡结构更早崩溃，尾流也更快再增能，从而解释了下游转子上游观测到的速度亏损减小现象。

总的来说，湍动能分布表明，增大入流湍流积分长度尺度以及允许上游涡轮机进行纵荡运动，都会促进剪切层更早破碎，并使尾流内部的混合更加高效。这些机制缩短了近尾流区，减弱了机组间速度亏损，并为下游涡轮机创造了更有利的来流条件，这与后文讨论的性能变化趋势一致。

为补充平均速度和湍动能统计结果，图10 展示了 x–y 平面内 FF构型和 SF构型的瞬时归一化流向速度快照。这些瞬时流场直接展示了导致上述平均尾流行为的流动结构。

如图10所示，对于均匀来流下的 FF构型，尾流呈现出高度有序的结构：两条近似对称的剪切层包围着一个持续存在的低速核心。这些剪切层的相干性和对称性解释了盘面平均剖面中观察到的较大速度亏损和缓慢恢复现象（图 8）。当上游涡轮机发生纵荡（SF）时，这种对称性明显被破坏：剪切层表现出显著的横向位移和间歇性增厚，从而形成更加弥散且不规则的尾流轮廓。

随着来流湍流长度尺度增大，瞬时尾流结构逐渐变得不那么有序。尾流不再形成平滑、连续的

剪切层，而是呈现出强烈的空间变化，高速和低速区域间歇性地延伸至整个尾流横截面。这些瞬时畸变对应于湍动能图（图 9）中所识别的剪切层更早发生破碎以及核心混合增强，也解释了图8中观测到的平均速度亏损更快恢复。纵荡运动引入随时间变化的扰动，持续扰乱剪切层，阻碍长寿命相干结构的形成。因此，与时间平均结果中观察到的涡轮机间速度亏损降低相一致，与周围流场的动量交换得到增强。

因此，瞬时速度场在统计量与潜在的尾流动力学之间架起了物理桥梁。它们表明，在固定且低扰动的条件下，相干剪切层能够持续存在；而流动湍流和上游运动所引入的非定常性会使这些结构失稳，并加快下游涡轮机上游的尾流恢复。

C. 尾流相干结构与谱特性

图 11 展示了不同下游位置（ fS_{uu}（f）$/u^2$处流向速度脉动的预乘功率谱密度，位置包括 $x/D = 1$、2、3、4）。在每个 x/D 处，均采用第 IVA节中定义的相同 13 个探针，获取图 11所示的数据。每一行对应一种不同的来流湍流长度尺度 L_u/R；而面板 (a) 和 (b) 分别表示 FF 和 SF 构型。谱以流向波长（$\lambda = U_\infty/f$）为横坐标绘制，以突出尾流演变过程中湍动能在不同空间尺度间的重新分布。

紧邻上游转子下游处，在 ($x/D = 1$)，尤其是当 $L_u/R = 0.25$ 时，能源集中在与转子半径同量级的波长上，这与相干的叶尖涡系统有关。还请注意，上游纵荡运动的影响会使叶尖涡结构呈现出具有显著能量水平的主导波长。随着我们向下游移动（$x/D = 2$，3，4），谱峰逐渐展宽，并向更长波长移动（相应的谱密度较小），反映了叶尖涡的卷起和合并，形成更大尺度的摆动运动。这些发现与[22]的观察结果十分吻合。

当来流湍流长度尺度增大至$L_u/R = 0.5$ （图11的第二行）时，尤其是对于 $x/D = 1$处的 SF构型，可以观察到一个波长更长的新峰值。这个第二个峰值可能表征了图12b 中观察到的叶尖螺旋涡结构的混合过程。正如先前报道的那样，向下游移动时，峰值会变宽，并向更长的波长偏移。在较大的来流长度尺度下，无论考虑 x/D 处的哪个位置，峰值都会变宽，从而表征参与流动混合过程的不同尺度流动结构所对应的不同频率。这一过程尤其受到上游涡轮机纵荡位移的增强。

与 FF工况相比，SF构型的谱随下游距离增加而展宽得更快。纵荡运动引入了额外的非定常性，这种非定常性与来流相互作用并促进混合。这一行为与图8 中观察到的速度亏损减小以及尾流核心处湍动能水平升高一致。

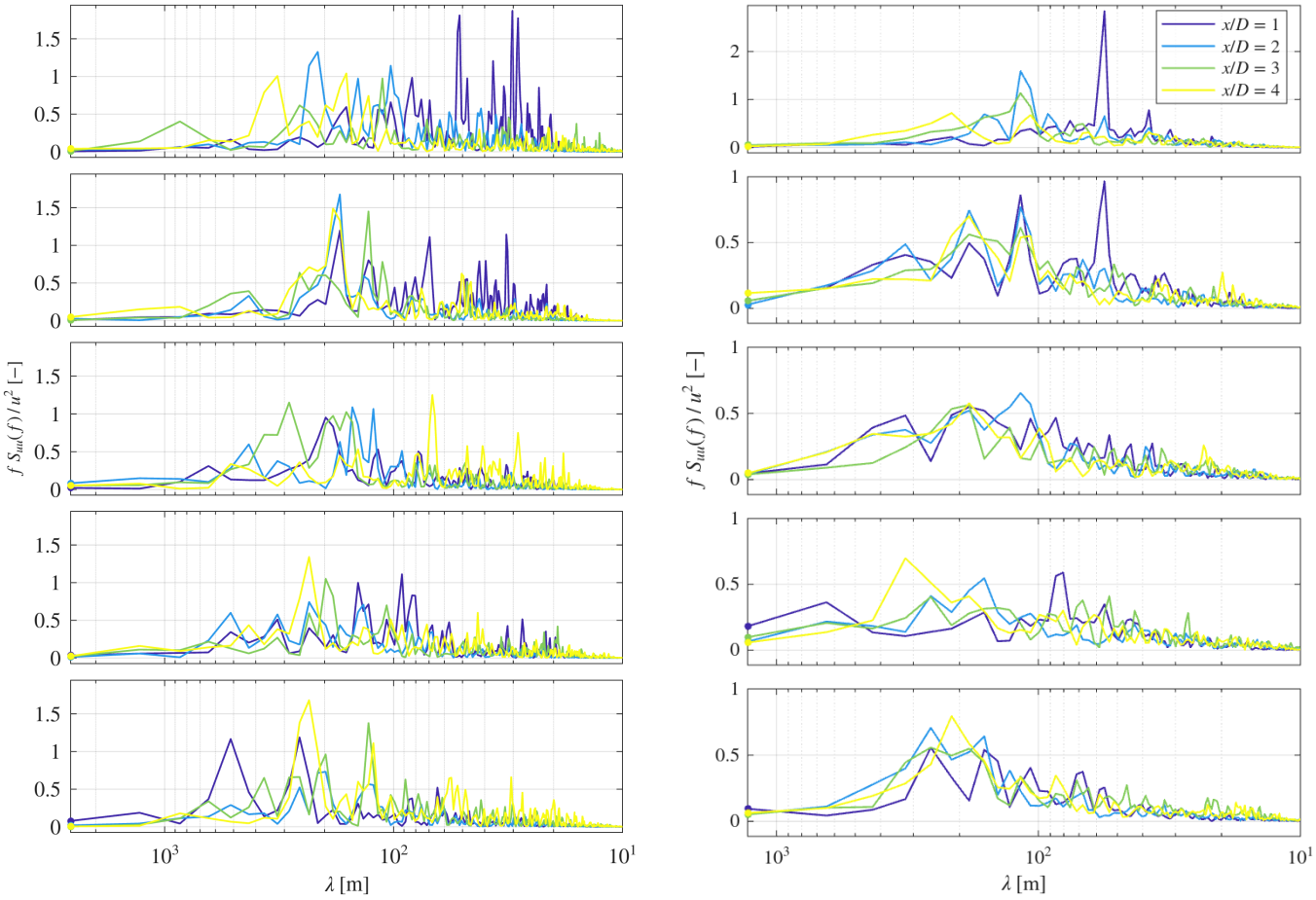
预乘谱定量证实，来流湍流尺度和纵荡运动都会拓宽尾流中高能波长的范围。对于更大的 L_u，每条曲线下的面积（与湍动能成正比）都会增大，并向较长波长偏移，表明随着尾流向下游恢复，其逐渐由低频、大尺度运动主导。

图 12 展示了在不同来流湍流尺度下，采用 Q-准则识别的瞬时涡结构，分别对应 (a) FF 和 (b) SF 配置 L_u/R。等值面捕捉了叶尖涡系统的演化及其随后沿尾流方向的破碎过程。

对于均匀来流，FF工况呈现出高度有序的叶尖涡螺旋晶格，向下游延伸数个转子直径。尾流核心保持近似均匀，连续涡旋圈之间的横向剪切相互作用有限。这种连贯螺旋结构的持续存在，与前文观察到的低湍流动能核心和较窄的谱能量范围相对应。相比之下，SF工况已显现出螺旋结构的明显变形：纵荡运动引起叶尖涡间距和振幅的周期性调制，产生大尺度振荡，从而加速相互诱导和涡合并。

增加 L_u/R 会逐渐削弱螺旋模式的稳定性。对于 $L_u/R = 0.25$，叶尖涡仍清晰可辨，但开始出现轻微波动；到 L_u/R =0.75 时，结构转变为碎片化的涡团；而对于 $L_u/R \geq 1.0$ ，相干螺旋结构基本被破坏，取而代之的是由小尺度结构组成的湍流云。这一演变与预乘谱的展宽以及近尾流横截面中湍动能水平的升高相吻合。较大尺度的来流涡旋提供了激发剪切层不稳定性并引发更早涡破裂所需的低频扰动。

在所有 L_u/R取值下，SF构型的叶尖涡系统比FF工况更早且更显著地破碎。周期性涌动持续扰动叶尖剪切层，增强涡相互作用和横向运动。因此，SF尾流呈现出更厚的剪切区域以及更快的流向动量恢复，这与图9所示的速度剖面和湍动能分布一致。这些流场特征表明，平台运动加强了大尺度来流湍



(a) FF构型（两者均固定）。 (b) SF构型（纵荡-固定）。

图11：不同尾流位置（$x/D = 1$、2、3、4）处流向速度脉动的预乘功率谱密度 $fS_{uu}(f)/u^2$。每一行对应不同的湍流长度尺度：自上而下为$L_u/R = 0.25$、0.50、0.75、1.00和1.25。(a) 固定-固定构型；(b) 涌动-固定构型。谱相对于波长 $\lambda = U_\infty/f$ 以对数坐标绘制，以突出能量分布在各尾流区域和湍流尺度上的变化。

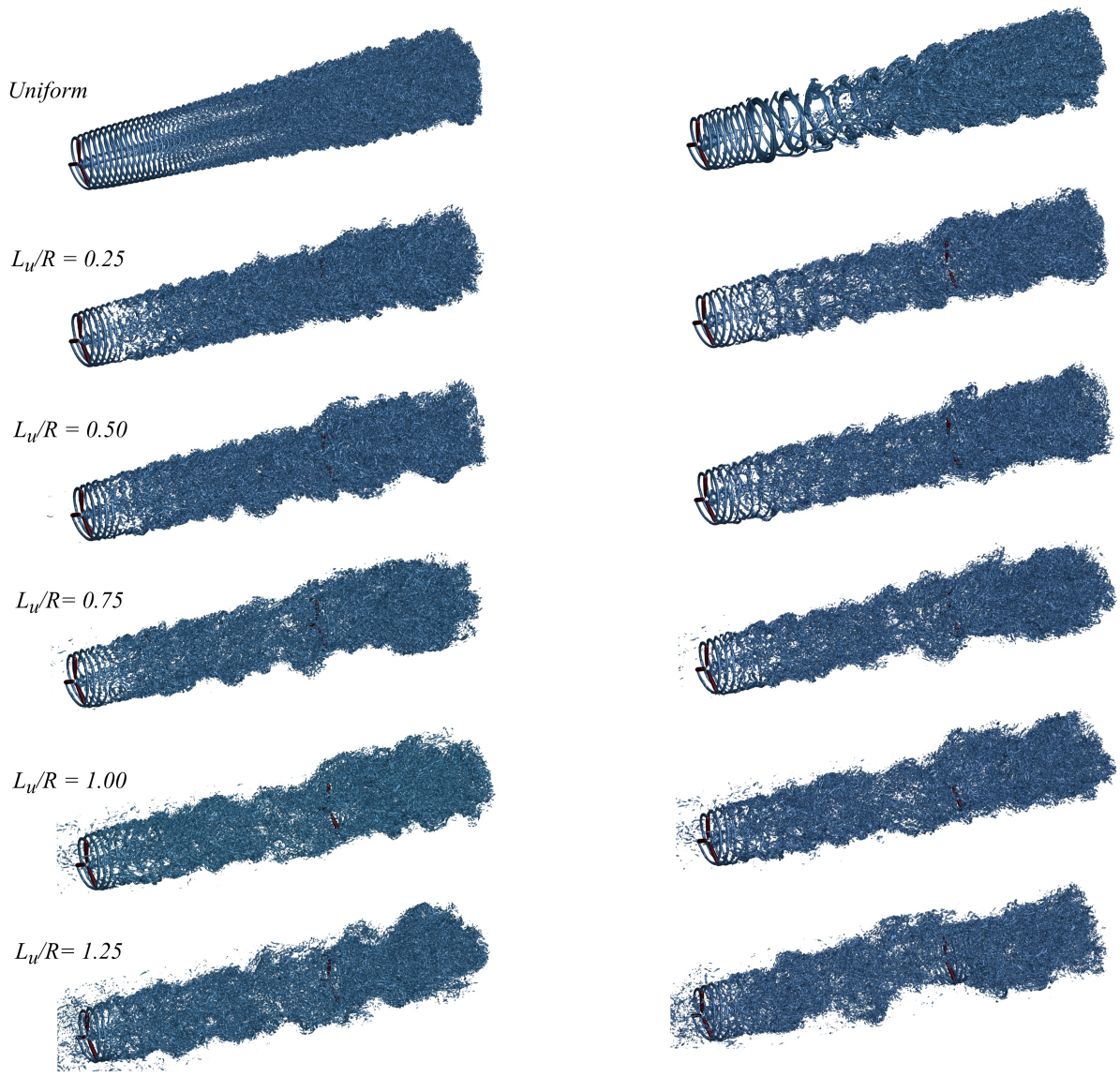
流，从而导致更短且恢复更快的近尾流。

D. 纵荡相位影响

在本小节中，允许两台涡轮机纵荡，并考察其运动之间相对相位的影响。考虑两种相位构型：同相运动，即上游与下游涡轮机同步纵荡（$\Delta\phi_S = 0$），以及反相运动，即它们以相位差 π 纵荡（$\Delta\phi_S = \pi$），见图2。这些工况在均匀来流条件下，以及在本研究考虑的最大积分长度尺度的湍流来流下进行分析（$L_u/R = 1.25$）。

在没有环境湍流的情况下，两台涡轮机纵荡运动之间的相对相位$\Delta\phi_S$会改变上游尾流的时序和空间组织，但对整体尾流恢复的影响小于来流湍流尺度。图13（a）和13（b）以色彩图展示了均匀和湍流来流条件下同相（$\Delta\phi_S = 0$）与反相（$\Delta\phi_S = \pi$）运动的时间平均流向速度场。在均匀来流条件下，两种相位情形产生的尾流形状和速度亏损程度几乎相同，这表明在没有环境湍流时，仅相位差并不会显著重组相干结构。周期性纵荡运动确实会在近尾流中引入轻微的横向振荡，但这种影响基本保持对称，不会累积成下游位置 $x/D = 5$处的显著变化。

引入湍流且积分长度尺度较大（$L_u/R = 1.25$）时，转子之间相位差的影响会稍微更加明显，但仍次于来流诱导混合。湍流涡与周期性平台运动相互作用



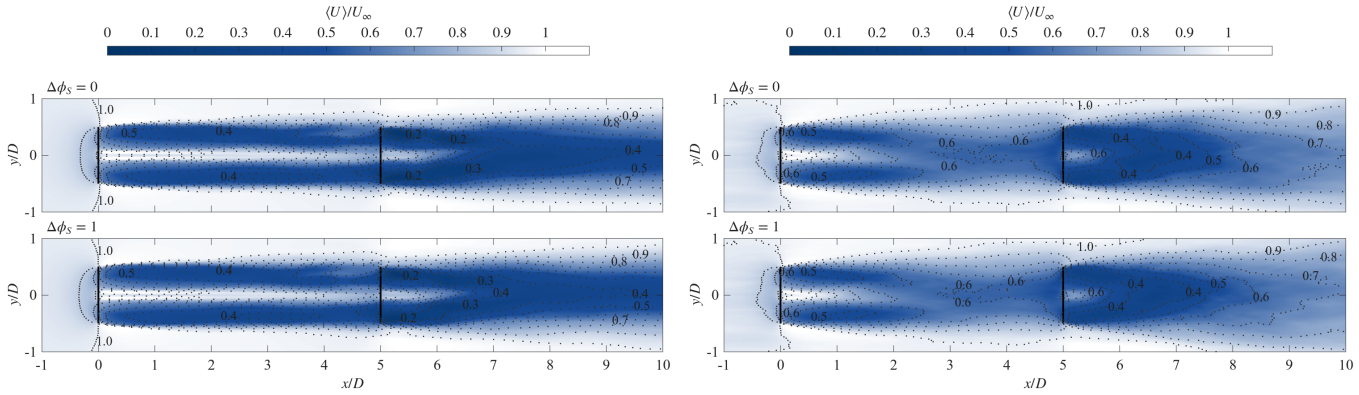
(a) FF (b) SF

图12：通过 Q 判据（$Q = 0.25s^{-2}$）可视化的不同来流湍流尺度 L_u/R 下的瞬时涡结构。等值面展示了 (a) 固定–固定（FF）和 (b) 纵荡–固定（SF）构型中叶尖涡系统的演化及其破碎过程。

并在剪切层中引入额外的非定常性，但同相和反相情况下的整体速度亏损和尾流宽度仍然相近。这进一步表明，尾流发展主要受上游涡轮机的存在及来流湍流结构支配，而纵荡运动的具体相位对平均尾流形态的影响较小。

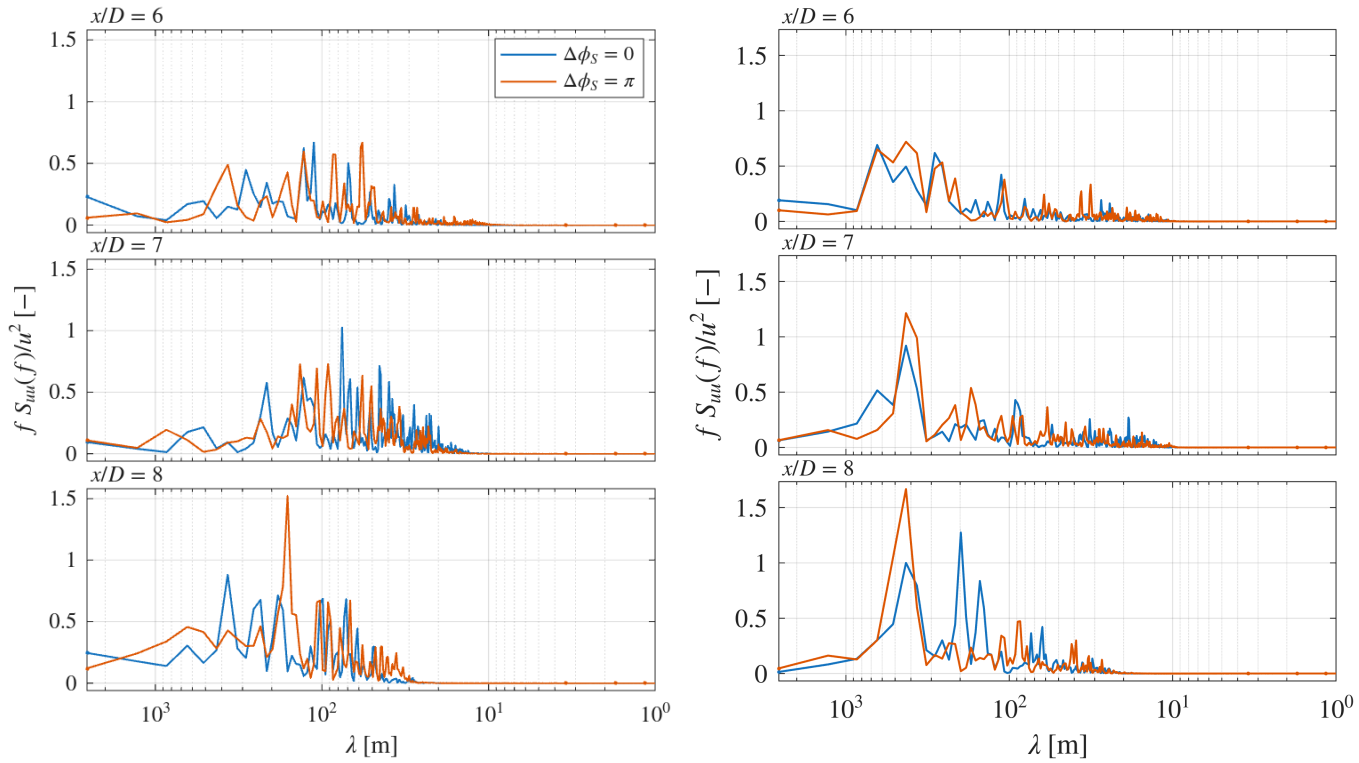
图中的预乘速度谱14 进一步揭示了能量分布。在均匀来流条件下，图14(a) 中，两种相位情况在 $x/D = 6$、7 和 8 处呈现出相似的谱分布，能量集中在相近的波长范围内。相位差会使大尺度峰值的幅值略有变化但不会改变其位置，这证实尾流动力学主要由上游转子脱落的相干结构决定，而不是由纵荡振荡的时序决定。

对于积分长度尺度最大（$L_u/R = 1.25$）的湍流来流，相位差在预乘谱中的表现更加明显，见图14（b）。在所有下游位置（$x/D = 6$–8），与同相情况相比，反相情况（$\Delta\phi_S = \pi$）在主导波长处始终呈现更高的能量峰值。这表明，反相纵荡运动向尾流中注入了略强的大尺度非定常性，随后又被高度相干的入流湍



(a) 均匀来流。 (b) 湍流来流（$L_u/R = 1.25$）。

图13：上游涡轮机不同纵荡相位配置下的时间平均归一化流向速度场 U/U_∞。左图对应均匀来流条件，右图显示积分长度尺度最大的湍流来流工况 $L_u/R = 1.25$。每幅图中，上排表示同相纵荡运动（$\Delta\phi_S = 0$），下排表示反相运动（$\Delta\phi_S = \pi$）。



(a) 均匀来流。 (b) 湍流来流（$L_u/R = 1.25$）。

图14：流向速度脉动的归一化预乘功率谱密度 $fS_{uu}(f)/u'^2$，以波长 $\lambda = U_\infty/f$ 为横坐标，展示下游尾流位置 $x/D = 6$、7 和 8 处的结果。左图对应均匀来流条件，右图显示积分长度尺度最大的湍流来流工况 $L_u/R = 1.25$。每幅图中的谱对比了上游涡轮机的同相纵荡运动（$\Delta\phi_S = 0$）和反相运动（$\Delta\phi_S = \pi$）。

流进一步放大。尽管谱幅值较高，但与主导尾流结构相关的波长几乎保持不变。因此，相位差会改变尾流的强度

摆动幅度超过了基础摆动尺度，而由此导致的平均速度亏损变化仍然较小。

总体而言，这些结果表明，尽管纵荡相位

表 II：均匀来流下四种所研究配置中上游和下游风力涡轮机的时间平均功率系数。

配置	$\langle C_P^{up} \rangle$	$\langle C_P^{down} \rangle$
固定–固定（FF）	0.516	0.078
纵荡–固定（SF）	0.521	0.161
纵荡–纵荡，同相（$\Delta\phi_S = 0$）	0.521	0.221
纵荡–纵荡，反相（$\Delta\phi_S = \pi$）	0.521	0.224

差会影响瞬时尾流结构，并在湍流来流下略微增强非定常性，但其对尾流统计特性的影响很小。尾流动力学和下游恢复能力主要由湍流积分尺度以及上游风力机运动幅度决定，$\Delta\phi_S$ 仅会引入次要调制。

E. 转子性能分析

现通过时间平均功率系数评估来流湍流尺度和平台运动对风机性能的影响，$\langle C_P \rangle$并特别关注下游转子。相应的性能趋势如图15所示，其中每台风机产生的功率系数增益 ΔC_P 定义为：在所研究的不同入口尺度下，各风机获得的功率系数$\langle C_P \rangle_{\text{turb}}$ 与相应风机在均匀来流条件下产生的功率系数$\langle C_P \rangle_{\text{uniform}}$之比。

$$\Delta C_P = \langle C_P \rangle_{\text{turb}} - \langle C_P \rangle_{\text{uniform}} \tag{22}$$

两台风机在均匀来流条件以及各种动态工况下对应的输出功率系数值——这些数值用于计算图15中所示的功率系数百分比增幅——列于表II：

在所有配置中，随着来流湍流长度尺度变化，上游涡轮机仅略有增加，这证实$\langle C_P^{up} \rangle$ 的变化始终较小，不受上游风力机运动的影响。相比之下，下游涡轮机的$\langle C_P^{down} \rangle$ 随L_u/R增大而呈现明显且单调的增长，如图15所示。根据配置不同，下游涡轮机功率增益相较于表II中定义的对应均匀来流基准，可达到相当可观的比例。

从定量角度看，下游功率增益的大小很大程度上取决于上游涡轮机配置。在固定–固定（F–F）布置中，将湍流长度尺度从 $L_u/R = 0.25$提高到 1.25 后，相较于均匀来流基准，下游功率增益约为 $+88.5\%$ 至 $+142.3\%$。

当上游涡轮机允许纵荡、而下游涡轮机保持固定（S–F）时，在相同的 L_u/R范围内，相应增益较为温和，从约 $+5\%$增至 $+47\%$。这些趋势进一步证实，上游涡轮机在塑造尾流和决定下游性能方面发挥主导作用。在两台涡轮机均发生纵荡（S–S）的情况下，无论两者是同相还是反相，下游涡轮机功率增益都仅存在极小差异，这表明下游运动的相对相位对时间平均功率响应的影响可以忽略不计。请注意，对于 SF、$(\Delta\phi_S = 0)$ 和 $(\Delta\phi_S = \pi)$ 配置，下游涡轮机的功率系数增幅$\langle C_P^{down} \rangle$ 非常相似。

总而言之，平台纵荡运动的影响呈现出类似但次要的规律。允许上游涡轮机进行更大幅度的纵荡，会进一步增强尾流非定常性，并促进下游功率恢复；而两台涡轮机纵荡运动相对相位的变化，对时均功率响应的影响则较小（图15）。这表明，下游性能主要由上游尾流特性决定，而非下游平台自身的运动状态。

这些趋势与较大湍流长度尺度下观察到的尾流加速恢复完全一致。正如速度亏损剖面、湍动能分布和Q准则可视化所示，较大的 L_u 增强低频相干性，促使叶尖涡更早破碎，并增加横向和垂向卷吸。由此，低速尾流核心的持续性减弱，下游转子的有效来流速度提高，进而提升功率提取。

V. 结论

本研究探讨了在一系列 $0.25R \le L_u \le 1.25R$下，来流湍流的积分长度尺度以及平台纵荡运动如何影响相距五个转子直径的浮式海上风力机串列布置中的尾流发展和功率提取。本文采用大涡模拟、致动线表示和合成湍流来流，评估了来流相干性与风机运动如何塑造和改变尾流结构、速度恢复及风机间相互作用的物理机制。

结果表明，来流湍流积分长度尺度在控制尾流动力学方面起主导作用。在所考察的范围内，随着 L_u 增大，自由来流 TI 也从约1。9%升至7。2%，反映出这两个湍流参数之间的耦合增强。较大的积分长度

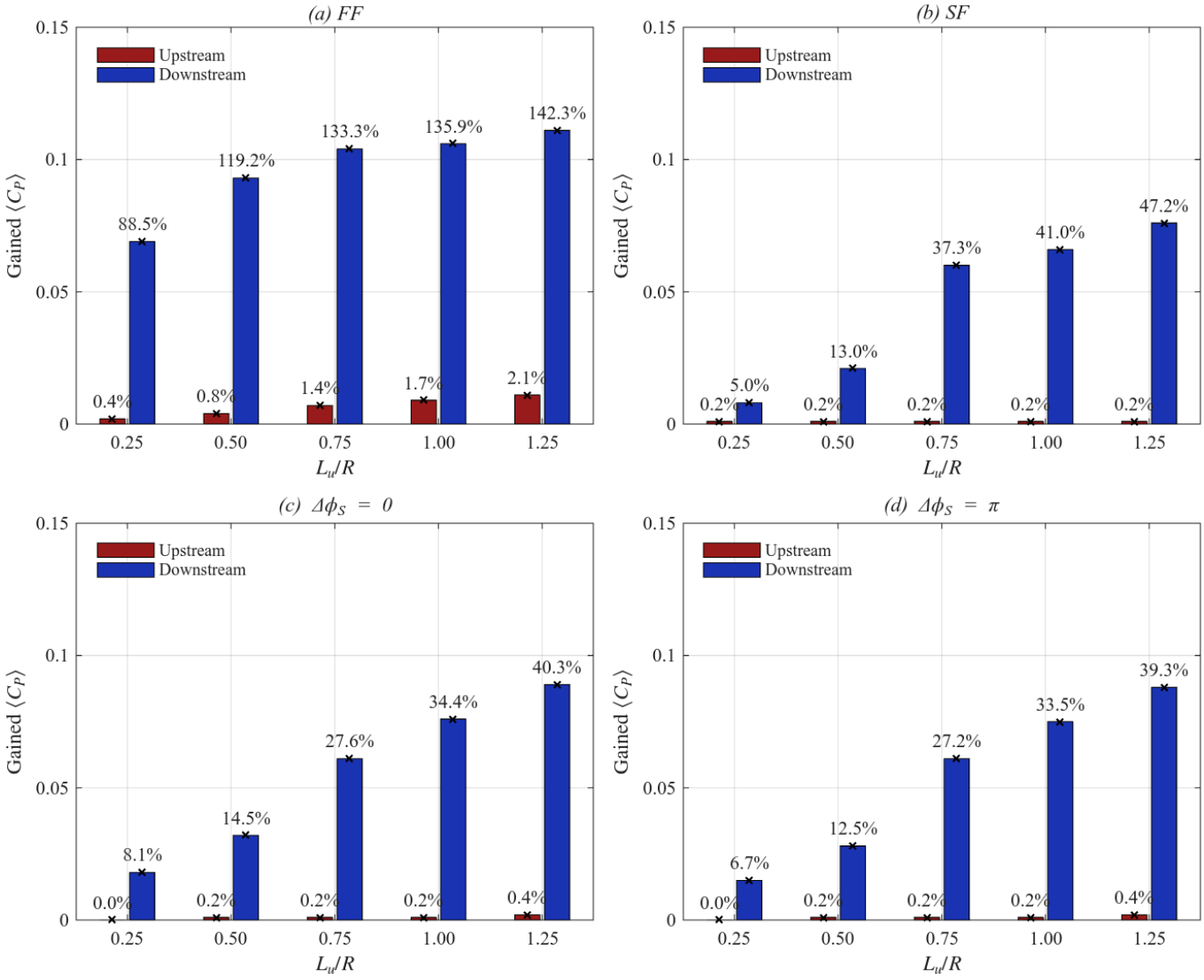


图15：不同湍流长度尺度 L_u/R下相对于均匀来流基准的上游和下游功率增益比较。四个面板分别对应（a）固定–固定（FF）、（b）纵荡–固定（SF）、（c）同相纵荡（$\Delta\phi_S = 0$）和（d）反相纵荡（$\Delta\phi_S = \pi$）配置。蓝色柱表示下游风机增益，红色柱表示上游风机变化，后者在所有工况中几乎保持不变。

尺度会引入高能低频涡旋，这些涡旋与转子产生的剪切层强烈相互作用，使叶尖涡系统更早失稳，增强横向和垂向卷吸，并加快尾流恢复。这些影响一致地体现在速度亏损剖面、湍动能分布、谱特征和涡拓扑结构中，表明随着来流尺度增大，近尾流会从以相干涡为主导的状态迅速转变为混合强烈的湍流尾流。

上游涡轮机叠加的平台纵荡运动会周期性扰动叶尖剪切层，并激发流场动量交换，从而进一步增强尾流非定常性。这一机制加强了由来流驱动的混合，并使机组间速度亏损进一步降低。

然而，一旦存在较强的背景湍流，纵荡运动的相对贡献便退居次要地位，尾流恢复主要受流场湍流长度尺度及其相关强度控制。当两台涡轮机均可纵荡时，其运动的相对相位会改变瞬时尾流特征，但对平均尾流和时均功率响应的影响很小。

尾流物理特性的变化趋势会直接反映在涡轮机性能上。下游功率增益随着入流湍流积分长度尺度的增加而单调提升，并且受到上游涡轮机配置的显著影响；相比之下，上游涡轮机自身对来流尺度变化基本不敏感。这些发现表明，下游性能主要由上游尾流动力学决定，而不是由下游平台的运动状态决定

浮式风力涡轮机阵列的

总而言之，本研究从物理机制层面阐释了浮式风力机尾流中的湍流–运动耦合。研究凸显了来流湍流相干性对尾流恢复的关键作用，并阐明平台运动会改变这一过程，但并非从根本上主导这一过程。这些发现对于理解真实海上环境中的尾流相互作用，以及制定兼顾大气湍流结构与平台动力学的建模与控制策略至关重要。

需要指出的是，在本研究考察的所有湍流来流模拟中，入口处施加的雷诺应力水平保持不变，仅改变积分长度尺度场。从所得结果可以看出，计算域入口处湍流长度尺度的变化，会伴随下游测得的湍流强度发生变化，如图7a所示。当前方法体现了湍流尺度与强度之间真实存在的耦合关系，这可从方程16 至18中得出，但无法充分分离二者的影响。因此，未来的研究可探索不同的来流配置，以更清晰地评估湍流强度和相干性各自对尾流动力学及风力机相互作用的作用。

致谢

本项目通过项目 PID2023-150014OB-C21 获得西班牙科学、创新与大学部的资金支持。西班牙超级计算网络（Red Espa˜nola de Supercomputaci´on，RES）提供了高性能计算设施的使用权限，分配额度为 IM-2024-3-0003 和 IM-2025-1-0004。第一作者获得了由加泰罗尼亚政府颁发、Y-Plasma Enterprise 支持的 2025-DI-00014工业博士资助。我们谨向 Navid M. Tousi 博士、Emily Louise Hodgson 博士、Søren Andersen 博士和 YuanTso Li 先生致以诚挚谢意，感谢他们在本文撰写过程中提供的宝贵讨论和意见。

作者声明

Ahmad Nabhani：概念化（同等）；方法论（同等）；软件（同等）；调查（主导）；形式分析（主导）；可视化（主导）；写作——初稿（主导）；写作——审阅与编辑（同等）。**Josep M Bergad`a**：监督（主导）；概念化（同等）；方法论（同等）；软件（同等）；调查（辅助）；形式分析（辅助）；写作——初稿（辅助）；写作——审阅与编辑（同等），项目经理。

数据可用性声明

支持本研究结论的数据可在合理请求下向通讯作者获取。

附录A：本研究与既有研究的比较

表III 介绍了本研究所得时间平均功率和推力系数与既有研究结果的比较。该表进一步证明了本研究结果的良好可靠性，因为其结果与先前研究结果高度一致，尤其是与最近开展的研究[80]。

参考文献

[1]Z. Ren、Z. Jiang、R. Skjetne 和 Z. Gao，《海洋工程》166，380（2018）。[2]P. Veers、K. Dykes、E. Lantz、S. Barth、C. L. Bottasso、O. Carlson、A. Clifton、J. Green、P. Green、H. Holttinen、D. Laird、V. Lehtom¨aki、J. K. Lundquist、J. Manwell、M. Mar- quis、C. Meneveau、P. Moriarty、X. Munduate、M. Muskulus、J. Naughton、L. Pao、J. Paquette、J. Peinke、A. Robertson、J. S. Rodrigo、A. M. Sempreviva、J. C. Smith、A. Tuohy 和 R. Wiser，《科学》366，eaau2027（2019）。[3] R. Satymov、D. Bogdanov 和 C. Breyer，《AppliedEnergy》393，125980（2025）。[4]R. James 和 M. C. Ros，碳信托 439，6（2015）。[5]G. A. M. van Kuik、J. Peinke、R. Nijssen、D. Lekou、J. Mann、J. N. Sørensen、C. Ferreira、J. W. van Wingerden、D. Schlipf、P. Gebraad、H. Polinder、A. Abrahamsen、G. J. W. van Bus- sel、J. D. Sørensen、P. Tavner、C. L. Bottasso、M. Muskulus、D. Matha、H. J. Lindeboom、S. Degraer、O. Kramer、S. Lehn- hoff、M. Sonnenschein、P. E. Sørensen、R. W. K¨unneke、P. E. Morthorst 和 K. Skytte，《风能科学》1，1（2016）。[6]G. E. Barter、A. Robertson 和 W. Musial，《可再生能源焦点》34，1（2020）。[7]R. J. Barthelmie、K. Hansen、S. T. Frandsen、O. Rathmann、J. G. Schepers、W. Schlez、J. Phillips、K. Rados、A. Zervos、E. S. Politis 和 P. K. Chaviaropoulos，《风能》12，431（2009）。[8]N. Troldborg、G. C. Larsen、H. A. Madsen、K. S. Hansen、J. N. Sørensen 和 R. Mikkelsen，《风能》14，859（2011）。[9]L. Vermeer、J. Sørensen 和 A. Crespo，《航空航天科学进展》39，467（2003）。[10]H. Meng、L. Li 和 J. Zhang，《可再生能源》162，788（2020）。[11]F. Port´e-Agel、M. Bastankhah 和 S. Shamsoddin，《边界层气象学》174，1（2020）。[12]N. J. Wei、A. El Makdah、J. Hu、F. Kaiser、D. E. Rival 和 J. O. Dabiri，《流体力学杂志》1000，A66（2024）。[13]M. Souaiby 和 F. Port´e-Agel，《流体物理学》37，095152（2025）。[14]S. J. Andersen、J. N. Sørensen 和 R. F. Mikkelsen，《英国皇家学会哲学汇刊 A 辑：数学、物理与工程科学》375，20160107（2017）。

表 III：将本研究中处于额定工况的固定 NREL 5MW 转子的推力系数 $\langle C_T \rangle$ 和功率系数 $\langle C_P \rangle$ 与其他既往数值研究的结果进行比较。

来源	湍流模型	力模型	TI [%]	配置	$\langle C_T \rangle$	$\langle C_P \rangle$
存在	LES	ALM	一致	Fix	0.736	0.516
存在	LES	ALM	一致	Surg	0.729	0.521
Li 等人[80]	LES	ALM	一致	Fix	0.728	0.518
Li 等人[80]	LES	ALM	5.3	Fix	0.727	0.518
Jonkman 等人[71]	—	BEM	—	Fix	0.81	0.47
Johlas 等人[91]	LES	ALM	4.1	Surg	0.744	—
Xue 等人[92]	LES	ALM	一致	Fix	0.75	0.52
Li 等人[93]	RANS	ALM	—	Surg	0.712	0.451
Yu 等人[94]	RANS	ALM	—	Fix	0.728	0.472
Rezaeiha等[95]	RANS	ADM	5	Surg	0.715	0.567

[15]E. L. Hodgson、N. Troldborg 和 S. J. Andersen，《可再生能源》238，121804（2025）。[16]Z. Li、G. Dong 和 X. Yang，《流体力学杂志》934，A29（2022）。[17]T. Messmer、M. H¨olling 和 J. Peinke，《流体力学杂志》984，A66（2024）。[18]J. A. Frederik、B. M. Doekemeijer、S. P. Mulders 和 J.-W. van Wingerden，《风能》23，1739（2020）。[19]W. Munters 和 J. Meyers，《风能科学》3，409（2018）。[20]J. O. Dabiri，《Physical Review Fluids》5，022501（2020）。[21]C. Meneveau，《Journal of Turbulence》20，2（2019）。[22]D. Vahidi 和 F. Port´e-Agel，《流体物理学》36（2024），https://doi.org/10.1063/5.0222372。[23]M. J. Churchfield、S. Lee、J. Michalakes 和 P. J. Moriarty，《Journal of Turbulence》13，N14（2012）。[24]E. Barlas、S. Buckingham 和 J. van Beeck，《边界层气象学》158，27（2016）。[25]X. Liu、Z. Li、X. Yang、D. Xu、S. Kang 和 A. Khosronejad，《能源》15（2022），10.3390/en15082899。[26]Y.-T. Wu 和 F. Port´e-Agel，《能源》5，5340（2012）。[27]F. Carbajo Fuertes、C. D. Markfort 和 F. Port´e-Agel，《Remote Sensing》10（2018），10.3390/rs10050668。[28]S. Gambuzza 和 B. Ganapathisubramani，《流体力学杂志》963，A19（2023）。[29]M. Abkar 和 F. Port´e-Agel，《Phys. Rev. Fluids》1，063701（2016）。[30]J. N. Sørensen、R. F. Mikkelsen、D. S. Henningson、S. Ivanell、S. Sarmast 和 S. J. Andersen，《英国皇家学会哲学汇刊 A 辑：数学、物理与工程科学》373，20140071（2015）。[31]Y. Li、F. Zhang、Z. Li 和 X. Yang，《流体力学杂志》999，A30（2024）。[32]U. H¨ogstr¨om、D. Asimakopoulos、H. Kambezidis、C. Helmis 和 A. Smedman，《Atmospheric Environment (1967)》22，803（1988）。[33]G. Espana、S. Aubrun、S. Loyer 和 P. Devinant，《风能》14，923（2011）。[34]G. Larsen、H. A. Madsen、F. Bing¨ol、J. Mann、S. Ott、J. N. Sørensen、V. Okulov、N. Troldborg、M. Nielsen、K. Thomsen 等，Risø 国家实验室，丹麦罗斯基勒（2007）。[35]X. Yang、J. Hong、M. Barone 和 F. Sotiropoulos，《流体力学杂志》804，90（2016）。[36]A. Posa、R. Broglia 和 E. Balaras，《流体力学杂志》920，A19（2021）。[37]N. Biswas 和 O. R. Buxton，《流体力学杂志》979，A34（2024）。[38]G. C. Larsen、H. A. Madsen、K. Thomsen 和 T. J. Larsen，《风能：风电转换技术进展与应用国际期刊》11，377（2008）。[39]H. A. Madsen、G. C. Larsen、T. J. Larsen、N. Troldborg 和 R. Mikkelsen，《太阳能工程杂志》132（2010），https://doi.org/10.1115/1.4002555. [40]E. L. Hodgson, M. H. A. Madsen 和 S. J. Andersen，《流体物理学》35 (2023), https://doi.org/10.1063/5.0162311. [41]X. Mao 和 J. Sørensen，《流体力学杂志》846, 190 (2018). [42]V. Gupta 和 M. Wan，《流体力学杂志》877, 534 (2019). [43]M. Heisel, J. Hong 和 M. Guala，风能 21, 715 (2018). [44]L. Chamorro, C. Hill, S. Morton, C. Ellis, R. Arndt 和 F. Sotiropoulos，《流体力学杂志》716, 658 (2013). [45]V. L. Okulov, I. V. Naumov, R. F. Mikkelsen, I. K. Kabardin 和 J. N. Sørensen，《流体力学杂志》747, 369 (2014). [46]S. Sarmast, R. Dadfar, R. F. Mikkelsen, P. Schlatter, S. Ivanell, J. Sørensen 和 D. Henningson，《流体力学杂志》755, 705–731 (2014). [47]S. McTavish, D. Feszty 和 F. Nitzsche，《风能工程与工业空气动力学杂志》120, 81 (2013). [48]T. Blackmore, W. Batten 和 A. Bahaj，《英国皇家学会会刊A辑：数学、物理与工程科学》470, 20140331 (2014). [49]N. Biswas 和 O. R. Buxton，arXiv预印本 arXiv:2506.23728 (2025), https://doi.org/10.48550/arXiv.2506.23728. [50]M. Bourhis, T. Messmer, M. H¨olling 和 O. Buxton，《流体力学杂志》1023, A3 (2025). [51]Y. Wang, G. Zhao, G. Liu, Y. Zhou, M. Ge, Z. Ouyang, Z. Ding 和 R. Hu，《流体力学杂志》1014, A3 (2025). [52]T. T. Tran 和 D.-H. Kim，可再生能源 90, 204 (2016). [53]Y. LIU, Q. XIAO, A. INCECIK 和 D. cheng WAN，《水动力学杂志》B辑 28, 95 (2016). [54]H. Lee 和 D.-J. Lee，可再生能源 143, 9 (2019). [55]A. Fontanella, I. Bayati, R. Mikkelsen, M. Belloli 和 A. Zasso，风能科学 6, 1169 (2021). [56]A. Fontanella, A. Zasso 和 M. Belloli，《物理学杂志：会议系列》2265, 042023 (2022). [57]S. Rockel, J. Peinke, M. H¨olling 和 R. B. Cal，可再生能源 112, 1 (2017). [58]S. Rockel, J. Peinke, M. H¨olling 和 R. B. Cal，可再生能源 85, 666 (2016). [59]N. J. Wei 和 J. O. Dabiri，《可再生与可持续能源杂志》14, 013305 (2022). [60]N. J. Wei 和 J. O. Dabiri，《流体力学杂志》966, A30 (2023). [61]T. Messmer, J. Peinke, A. Croce 和 M. H¨olling，《流体力学杂志》1018, A23 (2025). [62]B. Schliffke, S. Aubrun 和 B. Conan，《物理学杂志：会议系列》1618, 062015 (2020). [63]B. Schliffke, B. Conan 和 S. Aubrun，风能科学 9, 519 (2024). [64]M. J. van den Broek, D. van den Berg, B. Sanderse 和 J.- W. van Wingerden，IFAC在线论文集 56, 7656 (2023)，第22届IFAC世界大会。

[65]D. van den Berg, D. de Tavernier 和 J.-W. van Wingerden，风能科学 8, 849 (2023). [66]T. Wang, C. Cai, J. Liu, C. Peng, Y. Wang, X. Sun, X. Zhong, J. Zhang 和 Q. Li，能源 302, 131788 (2024). [67]Z. Li, Y. Li 和 X. Yang，《流体物理学》36, 075116 (2024). [68]S. J. Andersen, E. L. Hodgson 和 M. H. Aa Madsen，《物理学杂志：会议系列》2767, 092002 (2024). [69]B. J. Stanislawski, R. Thedin, A. Sharma, E. Branlard, G. Vi- jayakumar 和 M. A. Sprague，可再生能源 217, 119218 (2023). [70]A. S. Ghate, N. Ghaisas, S. K. Lele 和 A. Towne，载于 AIAA Scitech 2018 论坛 (2018)，第 AIAA 2018–0753 页。[71]J. Jonkman, S. Butterfield, W. Musial 和 G. Scott，“海上系统开发用5兆瓦参考风力机的定义”，技术报告（美国国家可再生能源实验室（NREL），美国科罗拉多州戈尔登，2009）。[72]F. Nicoud 和 F. Ducros，《流动、湍流与燃烧》62, 183 1999( ). [73]A. K. Shukla 和 A. Dewan，《国际热科学杂志》145, 106005 (2019). [74]A. Nabhani, N. M. Tousi 和 J. M. Bergada，SSRN 5414004（2025）在线提供。[75]P. Bachant, A. Goude 和 M. Wosnik，“turbinesFoam：用于涡轮机建模的 OpenFOAM 求解器——0.1.1版”，https://github.com/turbinesFoam/turbinesFoam/tree/v0.1.1 (2016)，访问日期：2025年4月。[76]N. Troldborg，《风力涡轮机尾流的致动线建模》，博士论文，丹麦技术大学 (2009). [77]P. K. Jha, M. J. Churchfield, P. J. Moriarty 和 S. Schmitz，太阳能工程杂志 136, 031003 (2014). [78]H. Sarlak, C. Meneveau 和 J. Sørensen，可再生能源 77, 386 (2015). [79]S. Naderi 和 F. Torabi，能源转换与管理 148, 1346 (2017). [80]Y. Li, W. Yu 和 H. Sarlak，风能 27, 1499 (2024). [81]Y. Li, W. Yu 和 H. Sarlak，可再生能源 239, 122062 (2025). [82]K. S. Hansen, R. J. Barthelmie, L. E. Jensen 和 A. Sommer，风能 15, 183 (2012). [83]R. Poletto, A. Revell, T. J. Craft 和 N. Jarrin，载于第七届湍流与剪切流现象国际研讨会（Begel House 公司，2011），第 N/A 页。[84]R. Poletto, T. Craft 和 A. Revell，《流动、湍流与燃烧》91, 519 (2013).[85]OpenCFD 有限公司，OpenFOAM v2312 用户指南，OpenCFD 有限公司 (2023).[86]巴塞罗那超级计算中心，“Marenostrum 5 超级计算机”，(2024)，访问日期：2024年6月29日。[87]P. C. Yen, W. Yu 和 F. Scarano，风能科学讨论 2024, 1 (2024).

[88]S. B. Pope，《测量科学与技术》12，2020（2001）。[89]S. B. Pope，《新物理学期刊》6，35（2004）。[90]N. Tousi、J. Bergad`a 和 F. Mellibovsky，《航空航天科学与技术》127，107679（2022）。[91]H. M. Johlas、L. A. Mart´ınez-Tossas、D. P. Schmidt、M. A. Lackner 和 M. J. Churchfield，《物理学杂志：会议系列》1256, 012018（2019）。[92]F. Xue、H. Duan、C. Xu、X. Han、Y. Shangguan、T. Li 和 Z. Fen，《能源》15（2022），10.3390/en15010282。[93]P. Li、P. Cheng、D. Wan 和 Q. Xiao，载于第九届船舶与海洋水动力学国际研讨会论文集，英国格拉斯哥（2015），第26–28页。[94]Z. Yu、X. Zheng 和 Q. Ma，《应用科学》8（2018），10.3390/app8030434。[95]A. Rezaeiha 和 D. Micallef，《可再生能源》179，859（2021）。[96]J. Smagorinsky，《每月天气评论》91，99（1963）。[97]J. Jonkman、S. Butterfield、W. Musial 和 G. Scott，“海上系统开发用5兆瓦参考风力机的定义”，技术报告（美国国家可再生能源实验室（NREL），美国科罗拉多州戈尔登，2009）。[98]D. Medici 和 P. Alfredsson，《风能：风力发电转换技术进展与应用国际期刊》9，219（2006）。[99]L. Lignarolo、D. Ragni、F. Scarano、C. S. Ferreira 和 G. Van Bussel，《流体力学杂志》781，467（2015）。[100]N. Biswas 和 O. R. Buxton，《流体力学杂志》996, A8（2024）。[101]C. VerHulst 和 C. Meneveau，《流体物理学》26, 025113（2014）。[102]M. Zhang 和 R. J. A. M. Stevens，《边界层气象学》174，61（2020）。[103]A. J. Newman、D. A. Drew 和 L. Castillo，《可再生能源》70，129（2014），海上风能系统与尾流空气动力学专题。[104]Y. Wang、G. Zhao、G. Liu、Y. Zhou、M. Ge、Z. Ouyang、Z. Ding 和 R. Hu，《流体力学杂志》1014，A3（2025）。[105]A. Fontanella、A. Fusetti、S. Cioni、F. Papi、S. Muggiasca、G. Persico、V. Dossena、A. Bianchini 和 M. Belloli，《风能科学》10，1369（2025）。[106]D. Micallef 和 A. Rezaeiha，《可再生与可持续能源评论》152，111696（2021）。[107]S. Mancini、K. Boorsma、M. Caboni、M. Cormier、T. Lutz、P. Schito 和 A. Zasso，《风能科学》5，1713（2020）。[108]G. Thomas Scarlett 和 I. M. Viola，《可再生能源》146，843 2020( )。[109]I. Currie 和 D. Turnbull，《流体与结构期刊》1，185 1987( )。[110]O. Lehmkuhl、I. Rodr´ıguez、A. Baez、A. Oliva 和 C. P´erez- Segarra，《计算机与流体》84，176（2013）。[111]风能发电系统——第1部分：设计要求，日内瓦，第4版（2019）。