

風車遠方後流における翼端渦の寄与

The effect of tip vortex in the far wake of a wind turbine

- 木村 桂大, 東大院, 〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1, k.kimura@gg.cfdl.t.u-tokyo.ac.jp
田辺 安忠, JAXA, 〒181-0015 東京都三鷹市大沢 6-13-1, tan@chofu.jaxa.jp
青山 剛史, JAXA, 〒182-8522 東京都調布市深大寺東町 7-44-1, aoyama.takashi@jaxa.jp
飯田 誠, 東大院, 〒153-8904 東京都目黒区駒場 4-6-1, iida@cfdl.t.u-tokyo.ac.jp
松尾 裕一, JAXA, 〒182-8522 東京都調布市深大寺東町 7-44-1, matsuo@chofu.jaxa.jp
荒川 忠一, 東大院, 〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1, arakawa@gg.cfdl.t.u-tokyo.ac.jp
Keita KIMURA, University of Tokyo, Hongo, 7-3-1, Bunkyo-ku, Tokyo, 113-8656 Japan
Yasutada TANABE, JAXA, Osawa, 6-13-1, Mitaka, Tokyo, 181-0015 Japan
Takashi AOYAMA, JAXA, Jindaijihigashimachi, 7-44-1, Chofu, Tokyo, 182-8522 Japan
Makoto IIDA, University of Tokyo, Komaba, 4-6-1, Meguro-ku, Tokyo, 153-8904 Japan
Yuichi MATSUO, JAXA, Jindaijihigashimachi, 7-44-1, Chofu, Tokyo, 182-8522 Japan
Chuichi ARAKAWA, University of Tokyo, Hongo, 7-3-1, Bunkyo-ku, Tokyo, 113-8656 Japan

For designing of wind farms, we need to consider the appropriate installation distance between wind turbines because wind-turbine wakes cause decrease of outputs to the following wind turbines. According to other studies, velocity loss in a wind-turbine wake lasts long because of tip vortices from blades. In order to set the optimum distance, we need to understand the behavior of tip vortices. However, nobody knows it because a wind-turbine wake is difficult to measure. In this study, we focus on the structure of tip vortex and its effect in the far wake by using CFD. In order to capture the tip vortex adequately, we applied high resolution grid and a solver suitable for rotational blades (rFlow3D). We confirm the validity of the simulation by comparing with the results of MEXICO experiments and discuss about the destruction of tip vortices and mixing process with the main flow.

1. 緒言

近年、地球温暖化に代表される環境問題や化石燃料枯渇への懸念から再生可能エネルギーへの注目が高まっている。数ある代替エネルギーの中でも風力エネルギーは高い変換効率と廉価な発電コストが特徴であり、今後の普及が期待されている。着実に導入が進む風力発電であるが、事業としての採算性を確保する為には、1つのサイトに複数台の風車を設置するウインドファームが望ましい運営形態といえる。集積化によるメンテナンス費用と送電線のコスト削減がウインドファームの大きなメリットとして挙げられるが、同時に弊害も存在する。密な風車配置においては、ある風車の後流域に位置する別の風車は速度欠損および回転翼による渦を受けることになる。故に後続の風車は発電量や寿命が低下し、性能を十分に発揮できない。したがって、大規模ウインドファームの設計において風車設置間隔は発電所全体の発電量及び個々の風車の寿命を左右する重要なパラメータとなる。国土交通省と環境省の示す目安によれば、主流方向に風車直径の10倍の設置間隔を確保することが望ましい⁽¹⁾とされているが、工学的検討による証明はされておらず、更なる検証が必要とされている。しかし、近年大型化が進む風車において実スケールの実験は困難であり、代替としてCFD(Computational Fluid Dynamics)が有効な解析手段となる。CFDによる解析は風速計やPIV計測による特定の点または面の情報とは異なり、空間全体のデータを得ることができる為、風車後流のような広範囲の流れ場における構造解析においては非常に有力なツールである。

以上の理由からCFDを使用した風車後流解析の事例は幾つか存在している。内田ら⁽²⁾が行ったアクチュエータディスク近似によるCFDによれば、風車直径10倍の後流位置において30-40%の速度欠損が存在しており、最適な風車設置間隔については疑問が残る結果となっている。更に内田らは運転時の風車後流と風車と同直径を持つ静止円盤の後流の比較を行っており、風車翼から発生する翼端渦が主流との運動量交換を阻害することによって後流

の速度回復を遅らせていることが明らかになっている。

このようなモデル化を用いた後流解析は計算コストを抑えることができる為、ウインドファーム全体の解析に対して有用である。一方で風車を回転円盤や揚力線として置き換える関係上、風車ブレードの実形状に由来する影響を再現できないというデメリットも存在する。後流構造をより詳細に解析するには、風車実形状でのCFDによる翼端渦の評価が不可欠である。さらに計算リソースへの要求として渦の解像に向けた高次空間精度と、回転翼の再現に対応したソルバが必要となる。

これらの要求を満たすソルバとして、宇宙航空研究開発機構(JAXA)が開発したヘリコプタ用CFDツールのrFlow3D^(3,4)がある。rFlow3Dの達成目標の1つにヘリコプタの翼端渦を適切に捉えることが挙げられており、詳細な渦解析を達成している⁽³⁾。更にヘリコプタと風車の力学的特性が似通っていることから風車のCFDにも適用されており、全機性能の予測に十分利用可能であることが示されている⁽⁴⁾。

本研究ではrFlow3Dを用いて風車遠方後流に主眼を置いたCFDを実施した。後流現象の肝となる翼端渦について着目し、その崩壊過程と主流方向の運動エネルギー回復の関係についての議論を行う。

2. 計算手法

本計算には、JAXA開発のCFDソルバrFlow3Dを用いた。rFlow3Dはヘリコプタの全機性能の解析の為に開発されたコードであり、回転翼とその周りの渦構造解析に適した設計となっている。rFlow3Dでは構造格子である2種類の背景格子(Inner/Outer)、ブレード格子、非構造格子の胴体格子から成る重合格子系を扱うことで流体解析を行う。Inner背景格子を詳細にすることで局所的な高解像度化が実現可能であり、本計算においては後流構造を詳細に捉える為、Inner背景格子では特にメッシュサイズの小さい格子を用いる。ブレード格子では移動重合格子法によって回転翼の

再現が可能である。ブレードの回りに生成された内部構造格子がブレードと共に移動し、背景格子との間でデータを受け渡しながら計算が進行する。なお、格子間のデータの受け渡しには Tri-Linear 補間法を用いている。胴体格子については今回使用していないが、非構造格子による複雑形状の表現が可能であり、タワーやナセルを計算に加えることができる。しかし、今回は計算リソースを後流構造解析に割く為に除外した。rFlow3D の計算スキームについて表 1 に示す。各格子において圧縮性 Navier-Stokes 方程式を 4 次の離散化スキームである 4th order Compact MUSCL TVD interpolation(FCMT)⁽³⁾と SLAU⁽⁹⁾によって離散化している。FCMT によって翼端渦を捉える為の高次空間精度を確保し、全速度型スキームである SLAU によってスパン位置によってレイノルズ数が大きく異なる回転翼の計算に対応している。

Table 1 Specifications of rFlow3D

支配方程式	圧縮性 Navier-Stokes 方程式
空間離散化	Cell-vertex 有限体積法 (背景格子) Cell-centered 有限体積法 (ブレード格子)
時間積分法	4 th order Runge-Kutta 法 (背景格子) LU-SGS/LU-DUR 陰解法 (ブレード格子)
非粘性流束	SLAU
再構築法	4th order Compact MUSCL TVD interpolation 法
乱流モデル	Spalart-Allmaras ⁽⁶⁾ / なし(擬似 DNS)

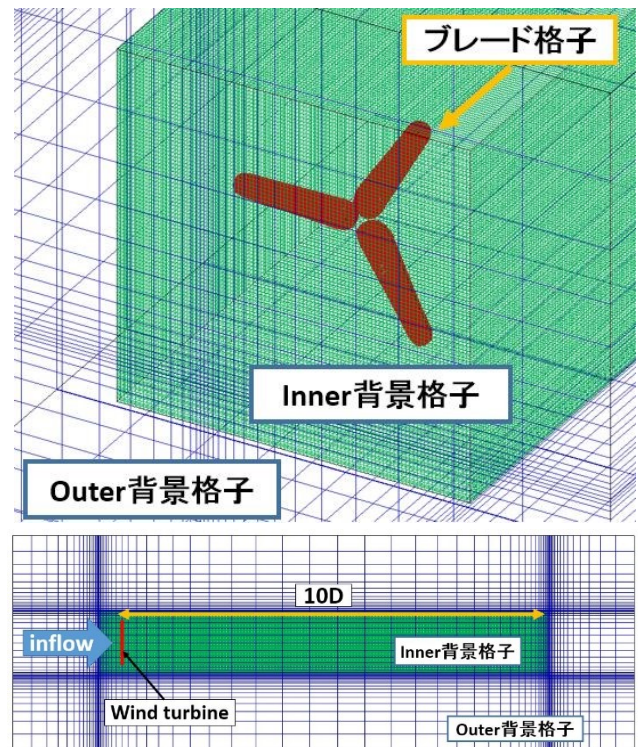


Fig. 1 Computational grid

3. 解析条件

本計算の対象として、MEXICO(Model Experiments in Controlled Condition) 風洞試験^(7,8,9)に用いられた模型風車を使用する。MEXICO 風洞試験では PIV による風車近傍後流の計測が実施されており、後流構造における CFD の妥当性検証に適した風車である。風車諸元及び実験条件を表 2 に示す。レイノルズ数は翼弦長を基準とした値で $10^5 \sim 10^6$ 程度とあまり大きくはないが、MEXICO 模型風車においてはブレード上に乱流遷移の為の tripping tape が使用されている。翼面上での乱流遷移を考慮すれば、乱流モデルの使用が適切であることも考えられる。したがって、本計算では 1 方程式モデルである Spalart-Allmaras モデルを用いたものと乱流モデルを使用しない計算 (擬似 DNS) の 2 ケースを実施し、乱流モデルによる影響を確認しつつ後流解析を行うことにした。

Table 2 Wind turbine parameters and operational conditions

翼枚数	3
風車直径 [m]	4.5
ブレード長さ [m]	2.04
主流速度 [m/s]	15.0
回転数 [rpm]	424.5
代表長さ [m]	0.113(at 0.82R)
Reynolds 数	8×10^5

次に本解析で使用した格子について図 1 に示す。計算の簡略化の為ハブ、ナセル、タワーを除外した格子系になっており、3つのブレード格子と風車直径 D の 10 倍の後流域(10D)を覆う Inner 背景格子と計算領域全体を覆う Outer 背景格子の 3 種類の構造格子から成る。先述の通りブレード格子は設定した回転速度で移動することができ、格子間で情報を交換しながら計算が進行することになる。Outer 背景格子においては詳細メッシュである Inner 背景格子との境界面に格子を寄せることで格子点数を削減している。それぞれの格子の分割数及び解像度について表 3 に示す。

Table 3 Overset grid details for wind turbine analysis

Grid	分割数 (I×J×K)	領域サイズ (D=4.5m)	最小格子幅 [m]
ブレード 格子	121×121×61	-	1.0e-5 ($y^+ \approx 1$)
Inner 背景格子	1311×187×187	10.5×1.3× 1.3 D	0.036
Outer 背景格子	151×101×101	14.5×5×5 D	0.036

4. 風車後流解析

4. 1 巨視的渦特性の検証

本計算の結果について議論する。計算の妥当性の確認の為、まずは実験データの存在する 1D までの後流域について MEXICO 風洞試験との比較を行う。大江ら⁽¹⁰⁾の研究によって rFlow3D を用いた MEXICO 風車の風車性能に関する評価は既に行われており、風車性能に支配的な影響を与える翼面上の圧力分布や風車回転面前後の速度分布については良い一致を示している。本解析では特に翼端渦に関する実験結果について検証を行う。図 5 に翼端渦の渦中心位置の推移を示す。x 方向および y 方向位置は風車直径 D = 4.5 m によって無次元化しており、x 方向は主流方向を、y 方向は正午の方向を基準とした風車ブレードのアジマス角 270° 方向を表す。原点は風車の回転中心であり、図 5 においてはブレード先端である $y=0.5D$ 以降の値に注目して図示した。MEXICO 風洞試験においては 2 つのカメラによる PIV 計測の結果から渦位置の同定が行われており⁽⁹⁾、それぞれのプロットは確認された渦中心位置を表している。図 5 を見ると、 $X/D=0.8$ 付近において擬似 DNS 解では渦の広がりが過小評価しているものの、全体の傾向としては両ケースにおいて実験値とのよい一致を見せている。特に $x=2.7$ m 付近において線形的に広がっていた渦位置が一時停滞する様子を再現出来ていることから、MEXICO 風車の後流の特徴を正確に捉えていると言える。

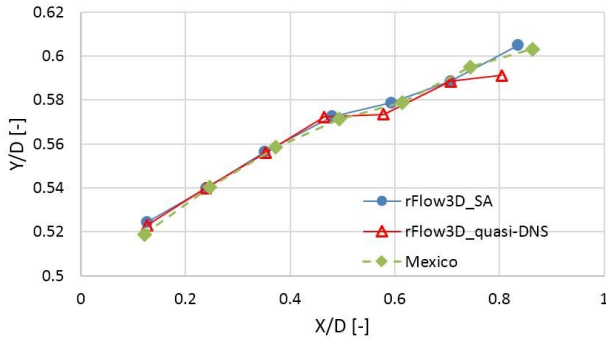


Fig. 2 Location of the vortex center

次に渦の巨視的な表現として、翼端渦の循環 (Circulation) の比較を行う。図 3 のように変数を定義すれば、循環 C は次の式で表すことができる。

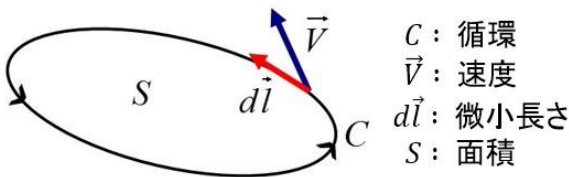


Fig. 3 definition of circulation

$$C = \oint \vec{V} \cdot d\vec{l} \quad (1)$$

S 面と直交する単位ベクトル \vec{n} を定義し、式 1 に対してストークスの定理を適用すると、

$$\oint \vec{V} \cdot d\vec{l} = \int_S (\nabla \times \vec{V}) \cdot \vec{n} dS \quad (2)$$

ここで右辺の括弧内は渦度であり、渦度とは単位面積あたりの循環だと理解できる。したがって、翼端渦周りにおいてセルの面積と渦度を乗じることによってマクロな渦塊としての循環量を算出できる。循環量は渦が持つ角運動量の総和を表現したものであり、循環量の比較によってマクロな渦強さを評価できるものと考えられる。図 4 に循環量の比較を示す。Spalart-Allmaras を用いた解 (以下 SA 解)、擬似 DNS 共に初期渦位置から $x/D = 0.6$ 付近にかけて実験値と良好な一致が見られた。以上の渦位置と循環量の議論から、渦塊としてのマクロな量を適切に評価できているものと判断できる、したがって、本計算の結果は風車直径の数倍のスケールである遠方後流に対する寄与を考察する上では十分な精度の計算だと言える。

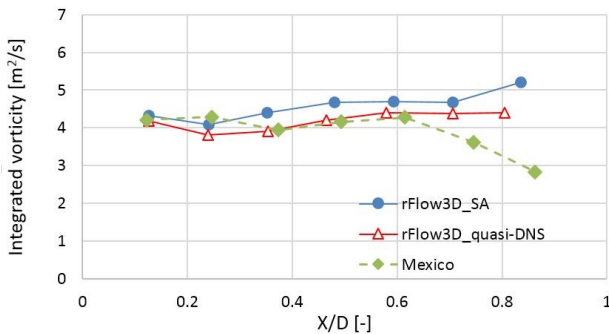


Fig. 4 Integrated vortex strength

4. 2 渦崩壊と速度欠損

図 5 に後流における運動エネルギー回復の推移を示す。図 5 において縦軸は風車回転面の投影面積に存在する主流方向の運動エネルギーであり、風車に流入する運動エネルギーで無次元化して表示した。擬似 DNS と SA 解の両方について、後流 2D 付近で速度欠損が最も大きくなる傾向が確認された。図 6 に示すように、この付近は翼端渦の崩壊が進み、翼根渦との混合が開始する領域である。渦が崩壊することで主流方向に垂直な速度成分の分布が広がり、結果として主流方向の運動エネルギーが減少していると考えられる。図 7 の y 方向速度コンターで確認してみると、1D までは風車スパン中腹部に y 方向速度成分がほぼ存在していないのに対し、渦の崩壊が進む 2D 以降では渦度分布に一致するように y 方向速度分布が広がっていることが分かる。したがって 2D 付近における主流方向運動エネルギーの落ち込みは翼端渦の崩壊によって引き起こされたものと言える。3D 地点では、翼端渦はブレード形状による影響がほぼ失い、渦自体の強度も落ち込んでくる。主流方向運動エネルギーは増大に転じ、以後緩やかに回復していく。渦度が十分小さくなる遠方後流においては渦度を無視できると考えられるが、回復率の定量的評価を行うには、渦度の存在しない純粋な速度欠損が主流と完全に混ざる為に必要な距離を明らかにし、その比較によって検証していく必要がある。速度欠損の定量的評価については今後の課題とする。

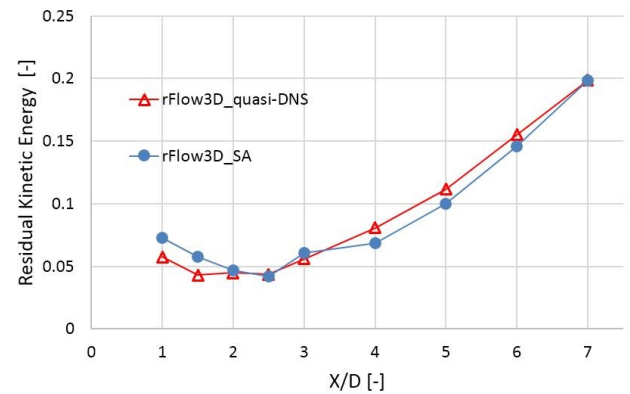


Fig. 5 Residual kinetic energy in wake

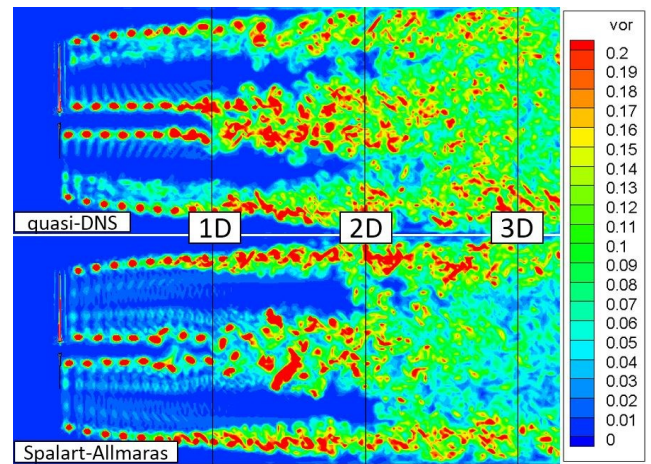


Fig. 6 Vorticity (upper: quasi-DNS lower: Spalart-Allmaras)

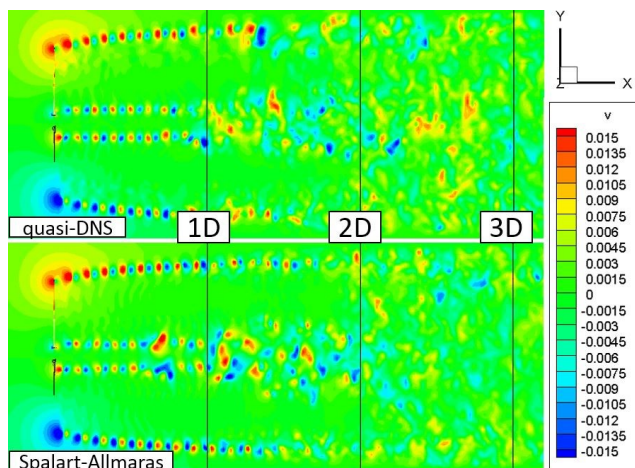


Fig. 7 Velocity profile of v (y direction)

4. 3 微視的渦特性の評価

次に翼端渦の微視的特性について議論する。ここでは局所的な循環量である渦度に着目した解析を行う。渦度は速度の回転であるからその大きさは渦における最大速度差と渦サイズによって決まることになる。したがって最大渦度に加え、渦のコア半径に着目して検証を進めることとする。図 8 に翼端渦の中心における最大渦度を、図 9 に同位置における翼端渦のコア半径のサイズについて実験値との比較を示す。初期渦に注目すると渦度について実験値と CFD の結果で 10 倍程度の乖離が確認できるが、これはコア半径のサイズによって説明ができる。コア半径のサイズは MEXICO 試験において 20~40 mm 程度であった。本計算で使用した Inner 背景格子においてセルサイズが一辺 36 mm であることを考慮すれば、このサイズ以下である MEXICO 風洞試験のコア渦を完全に解像することは不可能である。結果、図 7 に示すように CFD においては 70~110mm と倍以上のサイズが得られている。渦度は速度変化の微分量の表現であり、その変化幅を表すコア半径に反比例して増大する。したがって渦度における実験値と CFD との乖離は格子解像度の影響を強く受けているものと言える。

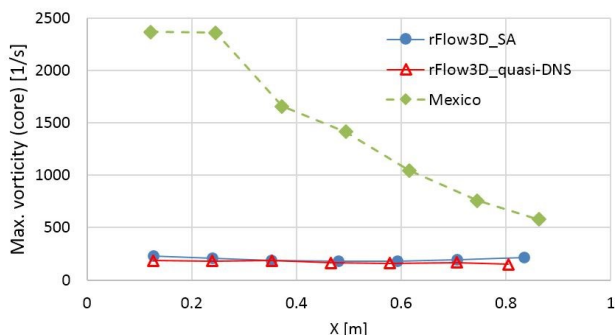


Fig. 8 Vorticity at the vortex core center

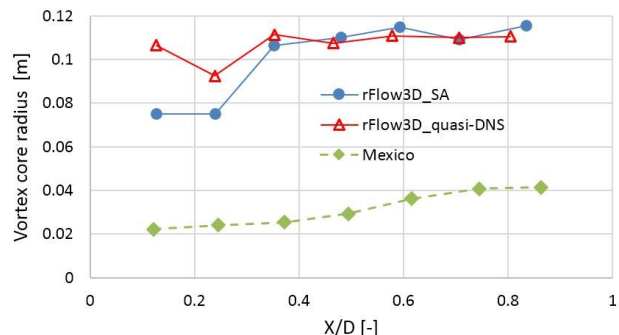


Fig. 9 size of the vortex core radius

4. 4 乱流モデルの影響

最後に後流解析における乱流モデルの影響評価を行う。田辺らの報告⁽³⁾によると、大剥離が生じない付着状態での運転条件であるならば、層流仮定の下で計算を行っても全機性能予測には大きな影響は無いとされている。MEXICO 風洞試験においては tripping tape の使用により層流剥離を避けている為、擬似 DNS 計算において剥離の影響が見られた場合は乱流モデルの使用が適切だと言える。翼面からの剥離渦の有無を確認する為、図 10 に近傍後流における渦度の比較を示した。スパン中腹部の渦度分布を比較すると SA 解では弱く現れているスパン 70% 付近の渦列が、擬似 DNS の解においては顕著に現れていることが分かる。この位置に現れる渦の可能性として(1)剥離渦と(2)スパン方向の揚力差による渦の 2 つが考えられる。図 11 の MEXICO 風車ブレードの翼型プロファイルと比較すると、スパン 50% 付近と 70% 付近が翼型の transition area となっており、揚力差による渦の発生源として妥当であると考えられる。しかし、SA 解においてはこの 2 つの transition area にて同程度の渦度が得られているのに対し、擬似 DNS 解においては明らかにスパン 70% 付近の渦度が過大である。これは純粋な数値粘性の差によるものとは考えにくく、層流剥離によるものと考えられる。

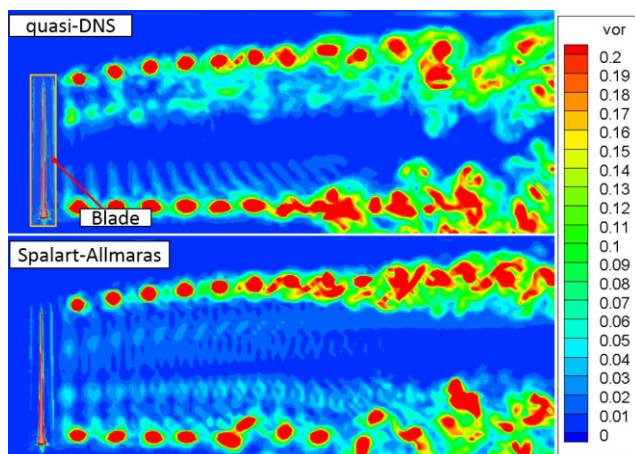


Fig. 10 Vorticity at near wake (upper: quasi-DNS lower: Spalart-Allmaras)

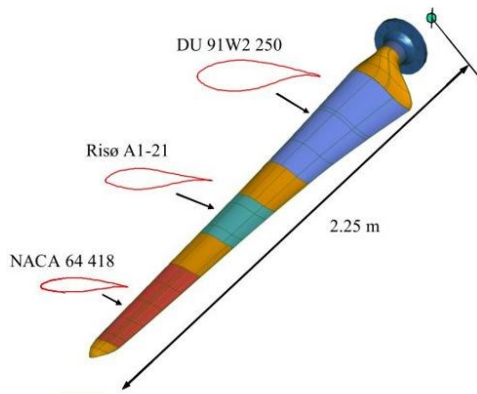


Fig. 11 MEXICO blade profile⁽⁹⁾

次に Inner 背景格子における渦度の散逸を比較することで、乱流モデルによる数値粘性の大きさを評価する。図 12 に翼端渦の中心における渦度の比較を示す。後流 1D までの渦度の大きさの変化に着目すると、SA 解において擬似 DNS と同程度に渦度が保持されており、数値粘性による渦度の減衰は顕著に見られない。したがって、SA の使用による数値粘性が後流構造に重大な影響を与えているとは考えにくい。翼近傍の渦列の妥当性から見ても本計算においては SA 解のほうが良好な結果が得られているものと言えるだろう。渦度の変化に関して補足すると、格子解像度が十分でない場合では過大な数値粘性が働き、急激に渦度が減衰していく⁽¹¹⁾。本計算においては渦度が保持されている為、巨視的視点における渦を解像するに十分な格子解像度を有していると判断できる。

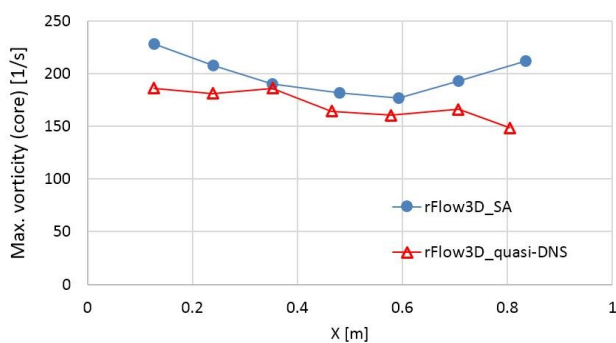


Fig. 12 Vorticity at the vortex core center

5. まとめ

JAXA において開発された回転翼機用 CFD ソルバ rFlow3D を用いて MEXICO 風洞試験用風車の非定常 RANS 計算による後流解析を行った。乱流モデルによる数値粘性の影響を考察しながら解析を進めるため、Spalart-Allmaras モデルを用いたケースと乱流モデルを使用しない擬似 DNS の 2 ケースを実施し、まずは実験値の存在する風車近傍後流域における翼端渦位置と循環量の比較を行い、翼端渦の巨視的特性が適切に捉えられていることを確認した。

実験値の存在しない遠方後流においては、主流方向の運動エネルギーの回復と翼端渦の崩壊の関係に着目した。風車が主流のエネルギーを奪った後、後流域の運動エネルギーは単調増加的に回復するものと思われたが、翼端渦の崩壊が進む 2D 付近において主流方向に直交する速度成分への交換が起こり、主流方向の運動エネルギーが極小値を取ることが示された。3D 以降においては渦度自体が

減少し始め、同時に運動エネルギーも回復に向かっていく様子が確認できたが、定量的な評価には課題が残る。速度回復率の評価の為に、今後渦なし条件における速度欠損回復の CFD を実施することで比較対象とし、検証を進めていく必要があるだろう。

最後に微視的な渦特性として最大渦度とコア半径の比較を行ったが、MEXICO 風洞試験におけるコア半径は本計算の最小格子サイズを下回っているため、今回の CFD ではコア半径を適切に評価するに至らなかった。コア半径は最大渦度の値に直接影響を及ぼす為、渦度の評価についても難色を示す結果となった。

今後は更なる現象解明を目指し、近傍後流における格子解像度の改善や、主流に擾乱を加えることによる大気乱流のモデル化、大気境界層の導入による実スケール風車に向けた解析を行う。また、将来的には、rFlow3D の並列化によって複数台の風車を直列配置した状況でのフルスケール CFD を実施し、ウインドファームの設計に向けた CFD 解析手法の確立を目標としたい。

参考文献

- (1) 国土交通省港湾局, 環境省地球環境局, “港湾における風力発電について-港湾の管理運営との共生のためのマニュアル-ver.1,” (2012)
- (2) 内田, 大屋, 杉谷, “最適周速比における風車後流と静止円盤後流の比較,” 第 19 回風工学シンポジウム論文集, (2006), pp.187-192.
- (3) Tanabe, Y. and Saito, S., “Significance of All-Speed Scheme in Application to Rotorcraft CFD Simulation,” The 3rd International Basic Research Conference on Rotorcraft Technology, (2009)
- (4) 田辺, 杉浦, 菅原, “回転翼空力弾性解析コードの風車への適用,” 2013ANSS
- (5) Shima, E. and Kitamura, K., “On New Simple Low-Dissipation Scheme of AUSM-Family for All Speeds,” AIAA2009-136, (2009), pp.1-15.
- (6) Spalart, P. R. and Allmaras, S. R., “A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows,” AIAA-92-0439, (1992)
- (7) J.G. Schepers, K. Boorsma, “Final report of IEA Wind Task 29: Mexnext (Phase 1),” ECN-E 12-004, (2012)
- (8) J.G. Schepers, K. Boorsma, “Final report of IEA Wind Task 29: Mexnext (Phase 2),” ECN-E 14-060, (2014)
- (9) J.G. Schepers, H. Snel, “Model Experiments in Controlled Conditions Final Report,” ECN-E-07-042, (2008)
- (10) 大江, 田辺, 青山, 山本, 松尾, “回転翼機用の CFD コードの風車への適用と検証,” 第 27 回数値流体力学シンポジウム講演番号 C07-5, (2013)
- (11) Tanabe, Y., Saito, S., Yang, C. and Aoyama, T., “Inviscid Numerical Simulations of 2D Parallel Blade-Vortex Interaction JAXA/ ONERA Cooperation,” JAXA-RR-06-042E, (2007)