

埋め込み境界法と移動格子による Caradonna-Tung 回転翼の非定常乱流解析

菅谷 圭祐, 今村 太郎 (東京大学大学院)

Unsteady Turbulent Flow Simulation of Caradonna-Tung Rotor Using Immersed Boundary Method

SUGAYA Keisuke, IMAMURA Taro (The University of Tokyo)

ABSTRACT

The purpose of this study is to investigate the influence of the grid setting and the numerical scheme on the unsteady turbulent flow analysis of the Caradonna-Tung rotor using the moving Cartesian grid with the immersed boundary method. Two types of grids with locally refined regions around the rotor wake are used; the shape of the refinement of one grid is cylindrical, and that of the other is rectangular. Meanwhile, the conventional second-order scheme and the high-order scheme are used to evaluate the inviscid flux. In all simulation results, helical vortices from the blade tips appear. Furthermore, the secondary vortex that entangles two tip vortices is observed by using the high-order scheme. However, when the grid with the cylindrical refined region and the high-order method are combined, unphysical vortices are observed around the cell faces where the cell size changes. By contrast, this phenomenon is not observed in the simulation using the grid with the rectangular region and high-order scheme. Therefore, the grid with a rectangular refined region is more appropriate for the numerical simulation of rotor blades than the grid with a cylindrical refined region.

1. 序論

近年、低環境負荷な航空機として、電動ファンを用いるハイブリッド航空機が研究されている⁽¹⁾。また都市部での新しい交通手段として、垂直離着陸が可能な Urban Air Mobility が注目されている。これらの革新的な航空機の空力設計では、回転するファンや回転翼周りの非定常な流れを予測することが重要である。これまで数値流体力学は、固定翼機の巡航状態での空力予測に広く利用されてきたが、電動ファンや回転翼を有する航空機の空力設計に向けて、移動物体周りの非定常流れを解析できる手法の更なる発展が重要である。

移動する物体周りの流れを解析する手法には、計算格子を変形させる手法⁽²⁾と、剛体とみなす手法⁽³⁻⁵⁾の二種類がある。このうち格子を剛体とみなす手法は、物体の移動に合わせて格子も移動する手法（以降、移動格子と呼ぶ）^(3,4)と、空間に固定された格子で物体の壁面だけが移動する手法⁽⁵⁾の二種類に分類される。移動格子では、一般的に物体適合格子が用いられる。乱流境界層を計算するための層状の格子を利用できるが、格子生成には手動操作が必要である⁽⁶⁾。空間に固定された格子での解析では、はじめに物体壁面に沿わない

格子を生成し、次にレベルセット関数などを用いて物体壁面を表現する。物体の移動に伴い物体内部から流体領域に出現するセルに対し、流れの情報を補間する必要があるが、乱流境界層での非線形な流れを精度よく補間することは難しい。

筆者らは、階段状の直交格子を用いた移動格子と、埋め込み境界法⁽⁷⁾を組み合わせた解析手法を提案している⁽⁸⁾。この手法では階層型直交格子（図 1）を用いるため、複雑形状に対し自動で格子を生成できる。階層型直交格子を用いた計算では、局所的な格子の細分化が容易であり、また空間二次精度以上のスキーム⁽⁹⁾を利用できる。一方、回転翼の解析では計算格子の設定や計算手法が解析結果に大きく影響を与えることが知られている⁽¹⁰⁾。このため階層型直交格子を回転翼の解析に用いる場合、解析精度の低下といった数値的な問題^(11,12)が生じる場合がある、格子幅が切り替わる部分（図 1 の Hanging node）での計算に注意が必要である。特に格子を局所的に細分化する場合は、細分化領域の形状が計算結果に影響を与えられ考えられる。

本研究の目的は、回転する直交格子を用いた回転翼の非定常乱流解析において、計算格子の設定と非粘性

流束評価のスキームが、空力予測に与える影響を調査することである。計算には、回転翼の後流を局所的に細分化した格子を用いる。細分化領域の形状は、円柱と直方体の二種類である。また計算手法が計算結果に与える影響を調査するため、空間二次精度のスキームと、既存の高次精度スキーム⁹⁾を移動格子に拡張した手法を用い、結果を比較する。物体壁面の乱流流れは、壁関数を用いてモデル化する¹³⁾。本研究には、東京大学李家・今村研究室で開発中の直交格子流体ソルバ UTCart を利用する¹⁴⁾。

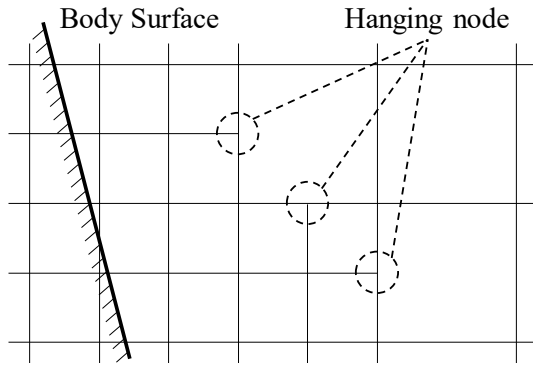


図1 階層型直交格子の例。

2. 計算対象

本研究では、二枚のブレードから構成される Caradonna-Tung 回転翼周りの流れを計算する¹⁵⁾。ブレードの形状は矩形翼で、振りとテーパは無い。コレクティブピッチ角と角速度を変更した実験がなされており、本研究ではコレクティブピッチ角が8 [deg]、翼端でのマッハ数が0.439 の条件を計算する。また本研究では、ブレード周りの境界層が乱流境界層であることを仮定する。表1に回転翼の諸元と解析条件を示す。

表1 回転翼の諸元と計算条件。

| | |
|--------------------|-------------------|
| ブレードの枚数 | 2 |
| 翼型 | NACA0012 |
| 回転翼の半径 | 45 [in.] |
| 翼弦長 | 7.5 [in.] |
| コレクティブピッチ角 | 8 [deg] |
| 翼端マッハ数 | 0.439 |
| 翼弦長と音速を基準にしたレイノルズ数 | 4.4×10^6 |

3. 計算手法

3.1. 支配方程式

移動する格子を用いる場合、Navier-Stokes 方程式は次式である。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \mathbf{Q}_c d\Omega + \oint_{\partial\Omega} \{(\mathbf{F}(\mathbf{Q}_c, \mathbf{n}) - \mathbf{Q}_c \mathbf{V}_n) - \mathbf{F}_v\} dS = 0 \quad (1)$$

ここで \mathbf{Q}_c は保存変数、 $\mathbf{F} - \mathbf{Q}_c \mathbf{V}_n$ は非粘性流束、 \mathbf{F}_v は粘性流束である。格子が静止する場合に加え、格子の移動による流束 $\mathbf{Q}_c \mathbf{V}_n$ が追加される。静止する格子に一樣流を与える解析と、一樣流の速度で移動する格子を用いる計算では、同じ結果が得られることが望ましい。そこで文献^{16,17)}を参考に、非粘性流束を次式で計算する。

$$\mathbf{F}(\mathbf{Q}_c, \mathbf{n}) - \mathbf{Q}_c \mathbf{V}_n = \mathcal{J}_c^{-1} \mathbf{F}(\mathcal{J}_c \mathbf{Q}_c, \mathbf{n}) \quad (2)$$

$$\mathcal{J}_c = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -V_x & 1 & 0 & 0 & 0 \\ -V_y & 0 & 1 & 0 & 0 \\ -V_z & 0 & 0 & 1 & 0 \\ \frac{|V|^2}{2} & -V_x & -V_y & -V_z & 1 \end{bmatrix} \quad (3)$$

ここで $\mathcal{J}_c \mathbf{Q}_c$ は、格子に対する気流の相対速度から計算される保存変数である。非粘性流束をSLAU¹⁸⁾などの近似リーマン解法を用いて計算する場合、セル境界を挟んだ左右の保存変数 $\mathbf{Q}_{c,L}$ 、 $\mathbf{Q}_{c,R}$ を用い、次式で計算する。

$$\mathbf{F} - \mathbf{Q}_c \mathbf{V}_n = \mathcal{J}_c^{-1} \mathbf{F}_{ij}(\mathcal{J}_c \mathbf{Q}_{c,L}, \mathcal{J}_c \mathbf{Q}_{c,R}, \mathbf{n}_{ij}) \quad (4)$$

ここで \mathbf{n}_{ij} はセル境界に対し法線方向の単位ベクトルである。式 (4) を用いて非粘性流束を評価することで、静止する格子に一樣流を与える計算と、一樣流の速度で格子が移動する計算で同じ結果が得られる⁸⁾。

3.2. 境界条件の設定

本研究では、埋め込み境界法を用いて壁面境界条件を計算する。図2に本研究で用いる埋め込み境界法の概念図を示す。セルを、物体の内側に埋没する Body cell, 物体壁面と交差する Wall cell, 流体領域に存在する Fluid cell の三種類に分類する。壁面境界条件は、Wall cell と Fluid cell の Wall cell 側のセル境界中心 (Face Center, FC) に課す。FCでの基本変数は、FC を通り物体壁面から法線方向に $d_{ip} = 2\Delta x$ 離れた位置に配置される Image Point (IP) での基本変数と、壁面に隣接するセル (図2のCell k), 物体壁面での境界条件から計算する。IPの基本変数は、IPが配置されるセル (図2のCell l) の基本変数と勾配から、線形に補間される。

法線方向速度は、壁面を通した質量流束がゼロであることが境界条件である。そこで、IP と壁面の間で速度が線形に変化することを仮定する。接線方向の速度

は、静止する直交格子での解析に向けて提案された壁関数⁽¹³⁾を、移動格子での解析用に修正したものを利用し計算する。図 3 に法線方向速度の境界条件を示す。IP と壁面の間で速度勾配が線形であることを仮定し、次式で計算する。

$$u_{t,FC} = u_{t,IP} - u_\tau \left\{ \frac{\partial f_{wall}}{\partial y^+} (y_{IP}^+) \right\} (y_{IP}^+ - y_{FC}^+) \quad (5)$$

ここで f_{wall} は Spalart–Allmaras 壁関数⁽¹⁸⁾である。 u_τ は Newton–Raphson 法を用い、次式を用いて反復計算で決定する。

$$u_\tau^{m+1} = u_\tau^m - \frac{g(u_\tau^m)}{g'(u_\tau^m)} \quad (6)$$

$$g(u_\tau) = u_\tau f_{wall}(y_{IP}^+) - (u_{t,IP} - V_{t,wall}) \quad (7)$$

$$g'(u_\tau) = f_{wall}(y_{IP}^+) + u_\tau \left\{ \frac{\partial f_{wall}}{\partial u_\tau} (y_{IP}^+) \right\} \quad (8)$$

壁面の移動速度 $V_{t,wall}$ は、式(7)に表れる。埋め込み境界法を用いた境界条件の設定を表 2 に示す。

表 2 埋め込み境界法を用いた境界条件の設定。

| | |
|-------------------|--|
| 法線方向速度 $u_{n,FC}$ | $u_{n,IP} - \frac{(u_{n,IP} - V_{n,wall})}{d_{IP}} (d_{IP} - d_{FC})$ |
| 接線方向速度 $u_{t,FC}$ | $u_{t,IP} - u_\tau \left\{ \frac{\partial f_{wall}}{\partial y^+} (y_{IP}^+) \right\} (y_{IP}^+ - y_{FC}^+)$ |
| 温度 T_{FC} | $T_{IP} - \frac{dT}{dy} \Big _{IP} (d_{IP} - d_{FC})$ |
| 圧力 p_{FC} | p_k |

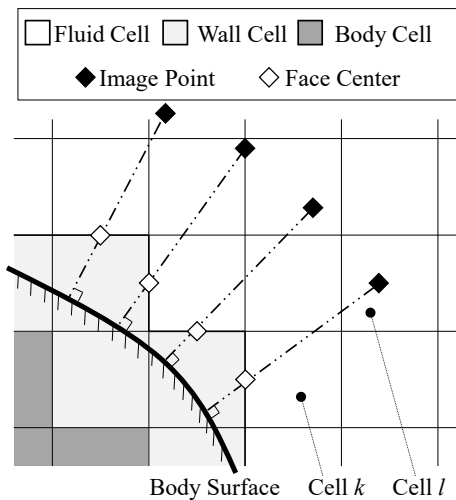


図 2 埋め込み境界法の概念図。

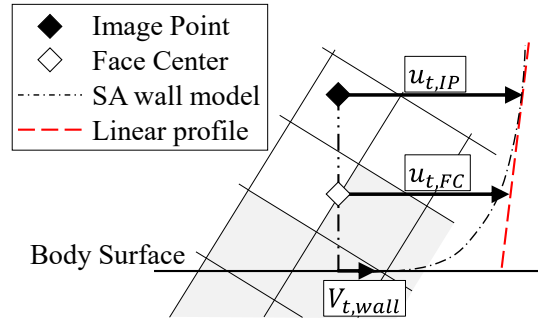


図 3 壁関数を用いた境界条件の設定。

3.3. 高次精度スキーム

回転翼後流の非定常な流れを精度良くするため、格子が等間隔に細分化された部分では空間四次精度となるスキームを利用する。本研究では、Tamaki and Imamura が静止する直交格子での計算用に構築したスキーム⁽⁹⁾を、移動格子での計算に拡張して利用する。非粘性流束を式(9)~(12)で計算する。

$$\mathbf{F} - \mathbf{Q}_c V_n = [\mathcal{J}_c^{-1} \mathbf{F}_{ij} (\mathcal{J}_c \tilde{\mathbf{Q}}_{c,L}, \mathcal{J}_c \tilde{\mathbf{Q}}_{c,R}, \mathbf{n}_{ij})]_{V=V_{FC}} \quad (9)$$

$$+ \mathbf{F}'_{mod} \quad (10)$$

$$\tilde{\mathbf{Q}}_{c,L} = \bar{\mathbf{Q}}_{c,i} + \frac{\Delta x}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{Q}_c}{\partial X} \right)_i + \frac{\Delta x^2}{12} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{Q}_c}{\partial X^2} \right)_i$$

$$\tilde{\mathbf{Q}}_{c,R} = \bar{\mathbf{Q}}_{c,j} - \frac{\Delta x}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{Q}_c}{\partial X} \right)_j + \frac{\Delta x^2}{12} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{Q}_c}{\partial X^2} \right)_j \quad (11)$$

$$\mathbf{F}'_{mod} = \frac{\Delta x^2}{24} \left\{ \frac{\partial}{\partial Y} \left[\frac{\partial (\mathcal{J}_c^{-1} \mathbf{F}_n (\mathcal{J}_c \mathbf{Q}_c))}{\partial \mathbf{Q}_c} \right] \right\}_{V=V_{FC}} \left(\frac{\partial \mathbf{Q}_c}{\partial Y} \right) - \frac{\Delta x^2}{12} \left(\frac{\partial V_n}{\partial Y} \right) \left(\frac{\partial \mathbf{Q}_c}{\partial Y} \right) \quad (12)$$

ここで $\tilde{\mathbf{Q}}_{c,L}$ はセル境界に対する保存変数の面平均値、 $\bar{\mathbf{Q}}_{c,i}$ は cell i での保存変数のセル平均値、 $(\partial \mathbf{Q}_c / \partial X)_i$ と $(\partial^2 \mathbf{Q}_c / \partial X^2)_i$ は保存変数の勾配のセル平均値である。 X と Y はそれぞれセル境界に対する法線方向と接線方向である。MUSCLスキームなどを用いる二次精度の有限体積法では、セル境界を通過する流束を中点則に基づき空間二次精度で評価する。一方式(9)では、四次精度で面積分を計算するための修正項 \mathbf{F}'_{mod} が加えられている。式(12)の右辺第一項は文献⁽⁹⁾の修正項に相当し、右辺第二項は格子の移動に伴う流束の修正である。格子幅が変化する Hanging node では、保存変数の一回微分が空間一次精度で評価される。このため式(10)、(11) が空間二次精度となり、合わせて式 (9) も二次精度となる。

本研究で用いるスキームは、計算領域全体では空間

二次精度であり、格子が等間隔に細分化された部分では空間四次精度となる。以降では、式(9)で非粘性流束を評価する方法を高次精度スキームと呼ぶ。

3.4. 数値計算手法

数値計算手法を表3に示す。本研究では、Spalart-Allmaras 乱流モデル⁽¹⁹⁾を基にしたDelayed Detached Eddy Simulation-protectedを用いて、非定常乱流解析を行う⁽¹⁴⁾。時間積分にはMFGS陰解法とDual Time Steppingによる二次精度後退差分を用いる^(18,20)。無次元での時間刻み幅は $\Delta t = 0.179$ であり、3600ステップで回転翼が一回転する。また音速から計算されるクーラン数は、ブレードの後流で0.75である。

計算は以下の手順で行う。はじめに、内部反復を2回とし、MUSCLスキームを用いて、回転翼を10回転させる。この計算の目的は、計算の初期段階に生じる擾乱を、ブレード下流に移流させることである。次に、内部反復を10回に変更し、MUSCLスキームと高次精度スキームを用い、回転翼を12回転させる。10回の内部反復により、密度の内部残差は一桁以上減少する。時間平均された空力係数と表面圧力係数分布は、最終の4回転を平均して計算する。

4. 計算格子

表4と図4～6は計算格子の情報である。本研究では、回転翼後流の非定常な流れを精度良く計算するため、後流を局所的に等間隔に細分化する。このため本研究で用いる高次精度スキームは、回転翼の後流で空間四次精度である。細分化領域の形状が計算結果に与える影響を調査するため、格子幅は一定で、細分化領域の形状だけを変更した二種類の計算格子を利用し計算する。回転翼の後流を円柱状に細分化した格子をGrid 1、立方体で細分化した格子をGrid 2と呼ぶ。図4に細分化領域(Refinement Box, RB)の設定を示す。図4のRB1は後流の特にブレード近傍の流れを、RB2はブレードの下面から上面に向かう流れを計算するための細分化領域である。加えて、RB1を囲うように、RB1に対し格子幅が二倍のRB3を配置する。Grid 1のRB1の直径と、Grid 2のRB1の辺の長さは、回転翼の直径 D に対し $1.2D$ である。RB1の鉛直方向の大きさはGrid 1とGrid 2で共通であり、回転翼の半径 R と同じである(図5)この設定では、ブレード端から放出されるらせん状の翼端渦がおおよそ720 [deg]

までが、RB1に含まれる。

ブレード近傍の格子の設定は、Grid 1とGrid 2で共通である。回転翼表面の格子幅は、無次元壁面距離 y_{ip}^+ の最大値を基準に設定する。ブレードに対する気流の速度は、翼根から翼端に向けて増加する。そこでブレード中央での格子幅を基準に、翼端側では格子を細分化し、翼根側ではより大きな格子幅とする。図6はImage Pointでの無次元壁面距離 y_{ip}^+ の分布であり、格子幅が切り替わる部分の前縁側で、 y_{ip}^+ はおおよそ500である。

格子のセル数は、Grid 1は64,480,684セル、Grid 2は74,954,728セルである。Grid 1に対し、Grid 2は細分化領域の体積が大きいいため、格子のセル数が多い。

5. 計算資源

本研究には東京大学情報基盤センターが運営するOakbridg-CXスーパーコンピュータシステムを用いる。計算時間に要したCPU時間を表5に示す。

表3 数値計算手法.

| | |
|---------|--|
| 時間積分 | MFGS と Dual Time Stepping による 二次精度後退差分 |
| 非粘性流束評価 | - MUSCL + SLAU - 高次精度スキーム+SLAU |
| 粘性流束評価 | 二次精度中心差分 |

表4 格子幅の設定.

| | |
|-----------------------------|----------------------|
| 翼根 $\Delta x_{root}/c$ | 8.0×10^{-3} |
| 翼中央 $\Delta x_{mid-span}/c$ | 4.0×10^{-3} |
| 翼端 $\Delta x_{tip}/c$ | 2.0×10^{-3} |
| 後流 $\Delta x_{wake}/c$ | 3.2×10^{-2} |

表5 計算時間.

| 計算格子 | スキーム | 並列数 | CPU 時間 [hour] |
|--------|------------|-----|-------------------|
| Grid 1 | MUSCL | 448 | 5.7×10^4 |
| Grid 1 | High-order | 448 | 8.5×10^4 |
| Grid 2 | MUSCL | 896 | 6.7×10^4 |
| Grid 2 | High-order | 896 | 9.9×10^4 |

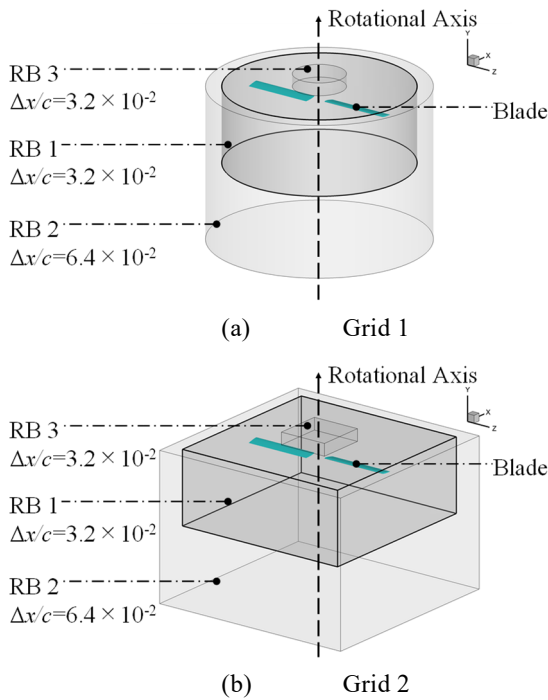


図 4 Refinement Box の配置.

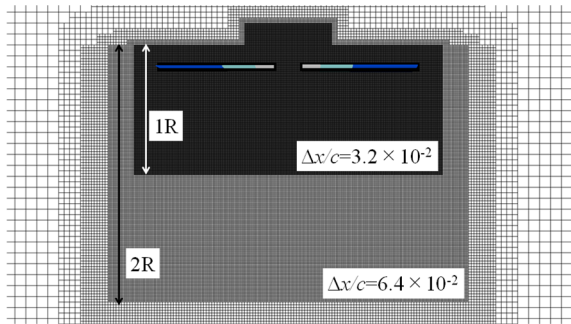


図 5 計算格子 (Grid 1, 翼弦に対し垂直な断面).

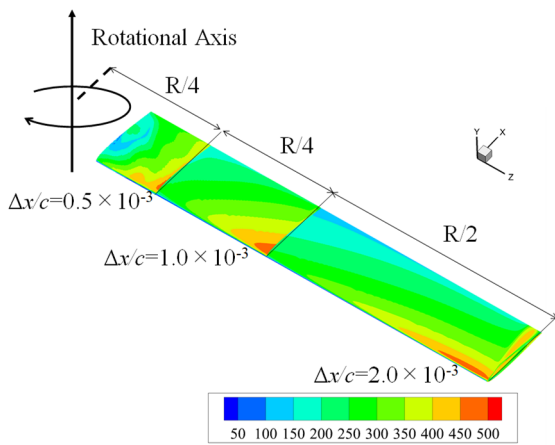


図 6 Image Point での無次元壁面距離 y^+_{ip} の分布 (Grid1, MUSCL).

6. 計算結果

6.1. 空力係数予測

図 7 は推力係数 C_T の履歴である. 図 7 の(1)は, MUSCLを用いた, 計算の初期に生じる擾乱を下流に移流させるための計算である. 図 7 の(2)と(3)では内部反復を増加させ, MUSCLと高次精度スキームを用いて計算している. また図 7 の(3)を利用し, 時間平均された空力係数を計算している. 図 7 より, 推力係数には回転翼の一周に対応する振動が生じている. また円柱状に後流を細分化した Grid 1 と高次精度スキームの組み合わせでは, 他の計算よりも推力係数が小さくなり, 細かな振動が観察される.

表 6 は時間平均された推力係数と Figure of Merit (FM) の比較である. Figure of Merit は, 推力に対する理想的なパワーと実際に必要なパワーの比であり, 次式で計算される.

$$FM = C_T^{3/2} / \sqrt{2} C_Q \quad (13)$$

ここで C_Q はトルク係数である. 表 6 より, MUSCLでの計算では, 後流の細分化領域の形状が変化しても, 推力係数と Figure of Merit は変化しない. また Grid 2 と高次精度スキームを用いる計算では, MUSCLと同じ空力係数が得られている. 一方, Grid 1 と高次精度スキームを組み合わせると, 他の計算と比べ推力係数と Figure of Merit のどちらも過小評価される.

図 8 は時間平均された表面圧力係数分布で, 回転軸からブレード端に向かう方向の座標 r に対し, $r/R = 0.50, 0.80, 0.96$ での断面での値を比較している. Caradonna and Tung の実験ではブレードの外側でサクシオンピークが高く, 本研究の計算でも同様の傾向を再現できている. ただし Grid 1 と高次精度スキームの組み合わせでは, $r/R = 0.96$ でのサクシオンピークが他計算よりも低い (図 8 (d)).

6.2. 非定常流れの比較

図 9 は, 軸方向の速度で色付けした Q 値の等値面である. 全ての計算結果で, ブレード端で生じた翼端渦がらせん状の渦になり, 回転翼の下流側へ移流する様子が観察される. また図 9 (d)より, Grid 2 と高次精度スキームを組み合わせさせた計算では, らせん渦に直交する渦が計算されている. このらせん渦に直交する渦は Secondary braid structure と呼ばれ, 他研究の計算や実験でも観察されている^(10,21). 一方, 図 9 (b)の Grid 1 と高次精度スキームを組み合わせさせた計算では, らせん渦からスパン方向に離れた位置でも細かな渦が生じている.

図 10 (a) は, Grid 1 と高次精度スキームを組み合わせ

せた計算結果で、 Q 値の等値面と計算格子を重ね、鉛直上方向から可視化した図である。円柱状に細分化された格子の、格子幅が切り替わるHanging nodeの周囲で渦が観察される。これより、らせん渦から離れた位置に存在する渦は、格子幅の切り替わりにおける数値誤差の影響による非物理的な現象だと考えられる。この現象が生じる原因は、格子幅の切り替わる部分における流れの、Hanging nodeを通過する回数が影響していると考えられる。図10 (a)の格子に着目すると、格子幅が切り替わるセル境界は階段状になっている。このため格子の回転に伴い、格子幅が切り替わる部分で、流れが等間隔領域とその外側を繰り返し出入りするため、数値誤差が顕著になったと考えられる。一方、図11より Grid 2 の解析では、Grid 1のような非物理的な渦は観察されない。以上より、階層型直交格子をと移動格子による回転翼の解析で、高次精度スキームを用いる場合、後流の細分化領域の形状は円柱よりも直方体が適切である。

Grid 1と高次精度スキームを組み合わせた計算でブレード近傍の流れを観察するため、 $r/R \leq 1.1$ の範囲だけを可視化したのが図10 (b)である。図9 (d)と図10 (b)を比較すると、Grid 1を用いた計算ではSecondary braid structure がより多く観察され、らせん渦が見えにくくなっている。またGrid 1と高次精度スキームを組み合わせた解析では、Secondary braid structure がブレードのより近傍でも生じている。

図12はFigure of Merit のパワースペクトル密度 (PSD) である。Grid 1 と高次精度スキームを組み合わせた計算では、他計算よりもPSDが過大に評価される。これは Secondary braid structure がブレードの近傍でも生じていることが原因だと考えられる。Secondary braid structure の量が過剰に予測されることで Figure of Merit のPSDが増加する現象は、他研究でも報告されている⁽¹⁰⁾。

7. 結論

本研究では、回転する直交格子を用いた回転翼の非定常乱流解析において、計算格子の設定と非粘性流束評価のスキームが、空力予測に与える影響を調査した。計算格子の回転翼後流は局所的に等間隔に細分化され、細分化領域の形状は円柱と直方体であった。また空間二次精度のスキームと高次精度スキームの二種類の計算手法を用い、計算手法が解析結果に与える影響を調査した。計算結果より、全ての計算でブレードの翼端から生じたらせん状の渦が観察された。空間二次精度

の計算では、計算格子の細分化領域を変更しても、空力係数は変化しなかった。高次精度スキームでの計算は、らせん渦に直交する渦が観察された。回転翼の後流を円柱状に細分化した格子で高次精度スキームを用いて計算すると、格子幅の切り替わりで、数値誤差が原因と考えられる非物理的な渦が観察された。これは細分化領域の形状が円柱の場合、格子幅の切り替わりにおいて、流れが等間隔部分とその外側を繰り返し出入りすることで、数値的な誤差が顕著に表れたことが原因だと考えられる。一方、計算格子の細分化領域の形状が直方体の場合は、格子幅の切り替わりでは非物理的な渦は観察されなかった。以上より、階層型直交格子と移動格子を用いた回転翼の解析で、高次精度スキームを利用する場合、後流の細分化領域の形状が解析結果に影響を与えることが確かめられた。また流れ予測の観点では、細分化領域の形状は円柱よりも直方体のほうが適切であった。

謝辞

計算には東京大学情報基盤センターが所有するスーパーコンピュータ (Oakbridge-CX) を利用した。計算結果の可視化には Intelligent Light University Partner Program (UPP) の提供を受け、FieldView を用いた。ここに感謝の意を表す。

表6 時間平均された空力係数の比較。

| 計算格子 | スキーム | C_T | FM |
|--------|------------|---------|-------|
| Grid 1 | MUSCL | 0.00514 | 0.593 |
| Grid 1 | High-order | 0.00486 | 0.562 |
| Grid 2 | MUSCL | 0.00514 | 0.594 |
| Grid 2 | High-order | 0.00519 | 0.606 |

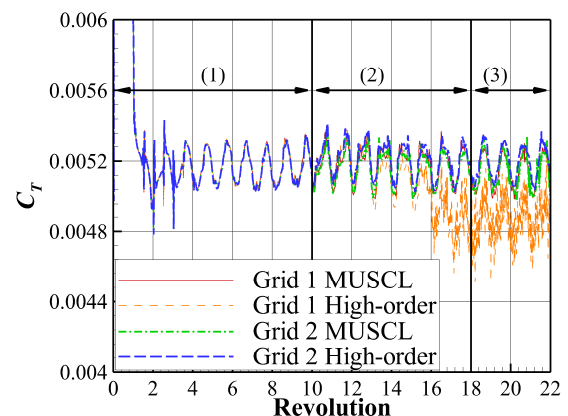
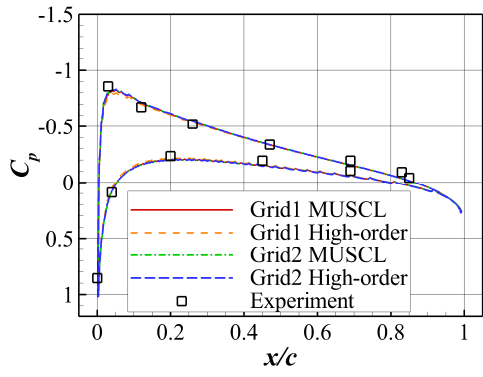
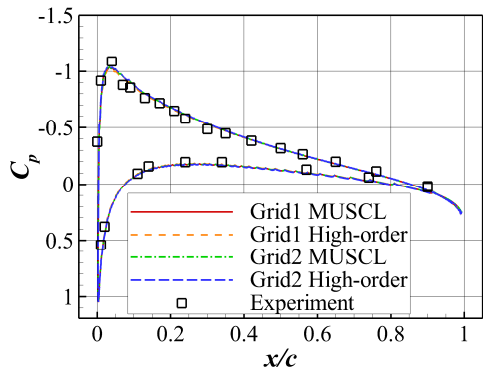


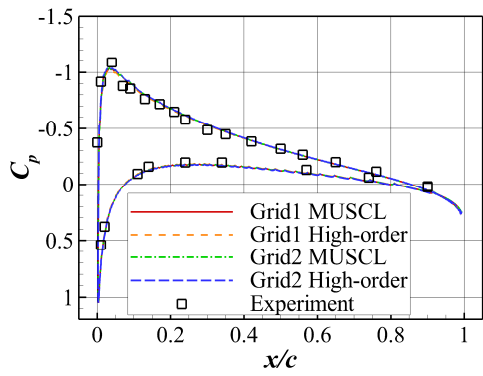
図7 推力係数の履歴。



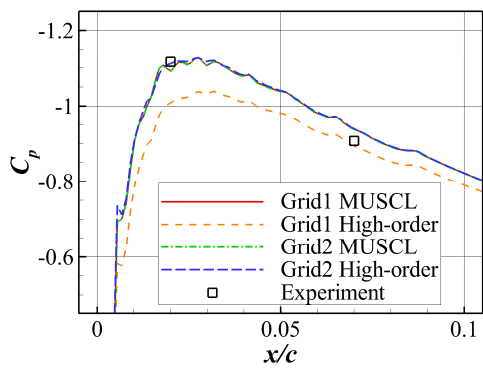
(a) $r/R = 0.50$



(b) $r/R = 0.80$

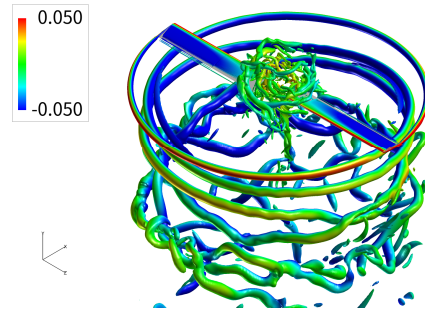


(c) $r/R = 0.96$

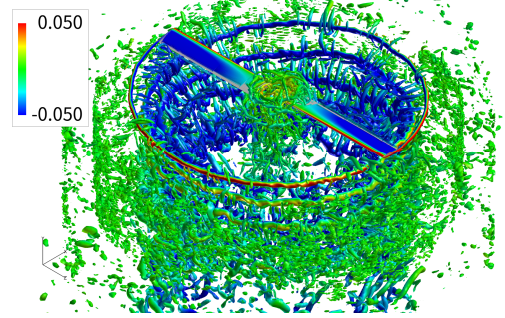


(d) $r/R = 0.96$, 拡大図

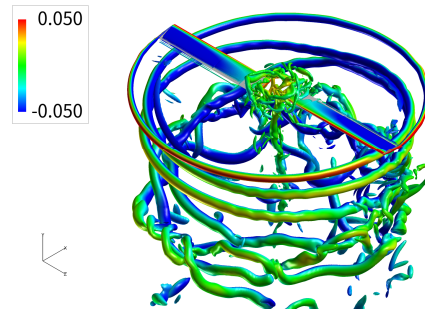
図 8 表面圧力係数分布の比較.



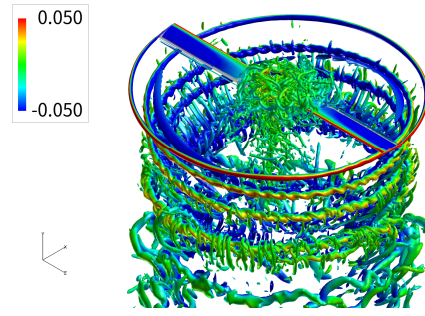
(a) Grid 1, MUSCL



(b) Grid 1, High-order

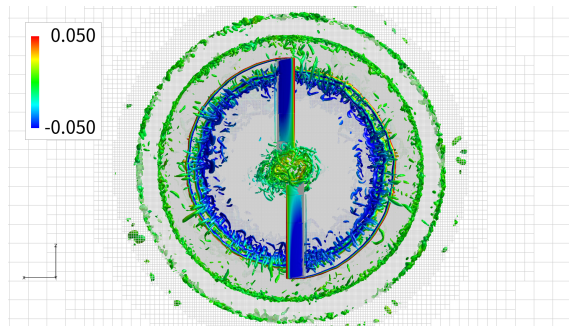


(c) Grid 2, MUSCL



(d) Grid 2, High-order

図 9 Q値の等値面 (軸方向速度で色付け).



(a) 鉛直方向からの可視化

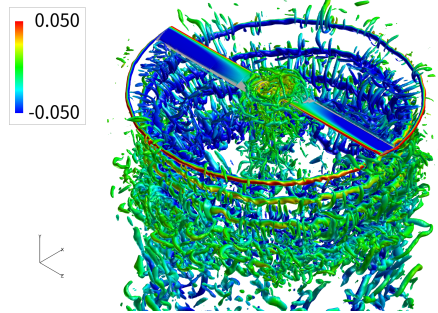
(b) $r/R \leq 1.1$ の領域を可視化

図 10 Grid 1, High-order でのQ値の等値面 (軸方向速度で色付け).

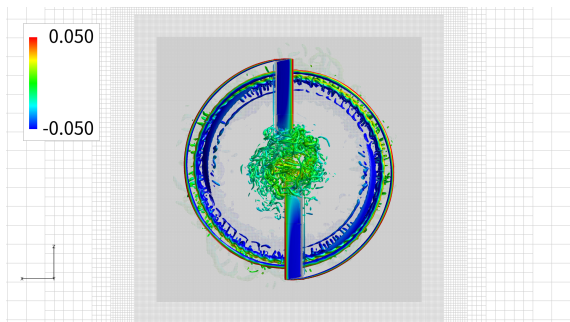


図 11 Grid 2, High-order でのQ値の等値面 (鉛直方向からの可視化, 軸方向速度で色付け).

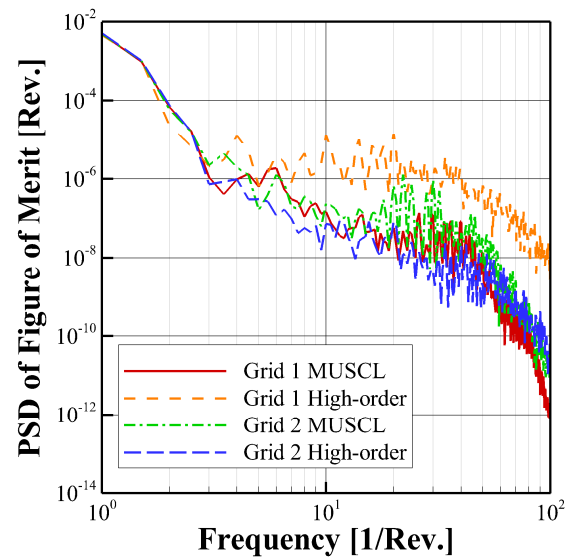


図 12 Figure of Meritのパワースペクトル密度.

参考文献

- (1) Brelje, B. J., and Martins, J. R.R.A., “Electric, hybrid, and turbo electric fixed wing aircraft: A review of concepts, models, and design approaches,” *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 104, 2019, pp. 1–19.
- (2) Donea, J., Huerta, A., Ponthot, J., and Rodríguez-Ferran, A. “Arbitrary Lagrangian–Eulerian Methods,” *Encyclopedia of Computational Mechanics*, Chapter 14, 2004.
- (3) Biedron, R. T., Vatsa, V. N., and Atkins, H. L., “Simulation of Unsteady Flows Using an Unstructured Navier-Stokes Solver on Moving and Stationary Grids,” 23rd AIAA Applied Aerodynamics Conference, AIAA Paper 2005-5093, June 2005.
- (4) Liang, C., Ou, K., Premasathan, S., Jameson, A., and Wang, Z.J., “High-order accurate simulations of unsteady flow past plunging and pitching airfoils,” *Computers & Fluids*, Vol. 40, Issue 1, 2011, pp. 236–248.
- (5) Seo, J. H., and Mittal, R., “A sharp-interface immersed boundary method with improved mass conservation and reduced spurious pressure oscillations,” *Journal of Computational Physics*, Vol. 230, Issue 19, 2011, pp. 7347–7363.
- (6) Wang, Z. J., and Srinivasan, K., “An adaptive Cartesian grid generation method for ‘Dirty’ geometry,” *International Journal for Numerical*

- Methods in Fluids*, Vol. 39, Issue 8, 2002, pp. 703–717.
- (7) Mittal, R., and Iaccarino, G., “Immersed Boundary Methods,” *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 37, No. 1, 2005, pp. 239–261.
- (8) Sugaya, K., and Imamura, T., “Unsteady Flow Simulation using Immersed Boundary Method on Cartesian Grid with Moving Grid Technique,” AIAA Scitech 2021 Forum, AIAA Paper 2021-1549, January 2021.
- (9) Tamaki Y., and Imamura T, “Efficient dimension-by-dimension higher order finite-volume methods for a Cartesian grid with cell-based refinement,” *Computers & Fluids*, Vol. 144, 2017, pp. 74–85.
- (10) Hariharan, N. S., “An Overview of Wake-Breakdown in High-Fidelity Simulations of Rotor in Hover,” AIAA Scitech 2020 Forum, AIAA Paper 2020-0530, 2020.
- (11) Sifounakis, A., Lee, S., and You, D., “A conservative finite volume method for incompressible Navier–Stokes equations on locally refined nested Cartesian grids,” *Journal of Computational Physics*, Vol. 326, 2016, pp. 845–861.
- (12) Kuya, Y., and Kawai, S., “A stable and non-dissipative kinetic energy and entropy preserving (KEEP) scheme for non-conforming block boundaries on Cartesian grids,” *Computers and Fluids*, Vol. 200, 2020.
- (13) Tamaki, Y., Harada, M., and Imamura, T., “Near-Wall Modification of Spalart–Allmaras Turbulence Model for Immersed Boundary Method,” *AIAA Journal*, Vol. 55, No. 9, 2017, pp. 3027–3039.
- (14) Imamura, T., and Tamaki, Y., “Unsteady Flow Simulation around Two-Wheel Main Landing Gear based on Compressible Navier-Stokes Solver with Immersed Boundary Method,” AIAA AVIATION 2020 FORUM, AIAA Paper 2020-2579, June 2020.
- (15) Caradonna, F. X., and Tung, C., “Experimental and analytical studies of a model helicopter rotor, in hover,” NASA Technical Memorandum, NASA TM 81232, September 1981.
- (16) Nishikawa H., “Roe Flux in Deforming Mesh,” March 30, 2019, http://ossanworld.com/cfdnotes/cfdnotes_roe_flux_deforming_mesh.pdf [Retrieved on April 1st, 2021].
- (17) Muffo, D, Quaranta, G., Guardone, A., and Mantegazza, P., “Interface Velocity Consistency in Time-Accurate Flow Simulations on Dynamic Meshes,” Tech. Rep. Scientific Report DIA-SR 07-01, Politecnico di Milano, Italy, 2007.
- (18) Shima, E., and Kitamura, K., “Parameter-Free Simple Low-Dissipation AUSM-Family Scheme for All Speeds,” *AIAA Journal*, Vol. 49, No. 8, 2011, pp. 1693–1709.
- (19) Allmaras, S. R., Johnson, F. T., and Spalart, P. R., “Modifications and Clarifications for the Implementation of the Spalart–Allmaras Turbulence Model,” 7th International Conference on Computational Fluid Dynamics, Paper ICCFD7-1902, 2012.
- (20) Jameson A, “Time dependent calculations using multigrid, with applications to unsteady flows past airfoils and wings,” 10th Computational Fluid Dynamics Conference, AIAA Paper 91-1596, June 1991.
- (21) Wolf, C. C., Schwarz, C., Kaufmann, K., Gardner, A. D., Michaelis, D., Bosbach, J., Schanz, D., and Schröder, A., “Experimental study of secondary vortex structures in a rotor wake,” *Experiments in Fluids*, Vol. 60, 2019.