

## 半開放形プロペラファンにおける翼端渦の三次元構造

草野, 和也  
九州大学大学院工学府機械工学専攻

古川, 雅人  
九州大学大学院工学研究院機械工学部門

山田, 和豊  
九州大学大学院工学研究院機械工学部門

<https://hdl.handle.net/2324/4481542>

---

出版情報 : Transactions of the JSME (in Japanese). 80 (810), pp.FE0024-, 2014-02-25. The Japan Society of Mechanical Engineers

バージョン :

権利関係 : (c) 2014 The Japan Society of Mechanical Engineers



## 半開放形プロペラファンにおける翼端渦の三次元構造\*

草野 和也<sup>\*1</sup>, 古川 雅人<sup>\*2</sup>, 山田 和豊<sup>\*3</sup>

## Three-dimensional structure of tip vortex in a half-ducted propeller fan

Kazuya KUSANO<sup>\*1</sup>, Masato FURUKAWA and Kazutoyo YAMADA<sup>\*1</sup> Department of Mechanical Engineering, Kyushu University  
744 Motoooka, Nishi-ku, Fukuoka, 819-0395 Japan

## Abstract

The tip vortex has an important role on the aerodynamic performance and noise of half-ducted propeller fans. The present paper provides better understanding on the three-dimensional structure of the tip vortex in a half-ducted propeller fan, aiming at the effective control of it. A numerical analysis was carried out using a detached eddy simulation (DES). DES results were validated by the comparison with LDV measurement data. Vortex centers around the propeller fan were identified by the critical point theory. The numerical results show that the tip vortex in the opened region upstream of the shroud leading edge is advected nearly along main stream, whereas the tip vortex in the ducted region covered by the shroud is turned toward the tangential direction by the interaction of the tip vortex with the shroud wall. The behavior of the tip vortex in its inception region does not depend on the flow rate, because the relative inflow angle at the leading edge near the blade tip is independent of the flow rate. On the other hand, the behavior of the tip vortex in the ducted region is sensitive to the flow rate. As the flow rate is decreased, the tip vortex interacts more strongly with the shroud wall, and as a result, its trajectory is inclined more largely in the tangential direction in the ducted region. In the opened region, the core radius and circulation of the tip vortex increase rapidly at constant growth rate in the streamwise direction. In the ducted region, on the other hand, the tip vortex decays gradually in the downstream direction. The maximum circulation of the tip vortex amounts to 60~75% of the circulation of the bound vortices released from the near tip region of the blade. It is found that the jet-like axial velocity distribution is formed around the tip vortex center by the favorable pressure gradient along the tip vortex center resulting from its rapid growth in the opened region.

**Key Words** : Turbomachinery, Fan, Tip vortex, Three-dimensional flow, Numerical simulation

## 1. 緒 言

プロペラファンは換気用に単体で使用されるだけでなく、空調機器や IT 機器に組み込まれて送風および冷却の用途に広く使用されている。このようなプロペラファンは設置スペースの制約を受けながら、空力性能の向上と空力騒音の低減化が同時に求められてきた。図 1 に典型的なプロペラファンの形状を示す。一般的に翼先端負荷形であり、翼先端側のコード長が翼根側よりも長く設計される。また、動翼の上流側への前傾が翼面の乱流境界層の発達を抑制し広帯域騒音を低減する効果があるため (Wright and Simmons, 1990, 大鷲他, 1993), 前縁線が前方に突出した前傾翼が用いられることが多い。さらに、ダクト内に設置される軸流ファンとは異なり、羽根車のまわりには軸方向長さの短いシュラウドのみが装着される。以上のような理由から、多くの場合プロペラファンは翼前縁および翼先端の一部が上流に開放されるという半開放形の特徴を有する。

半開放形プロペラファンでは半開放の形態が流れ場を特徴づける主要なファクターであると考えられる。実際、深野らは動翼に対するシュラウドの軸方向相対位置およびその軸方向長さが空力・騒音特性に対して重要なパラ

\* 原稿受付 0000 年 00 月 00 日 (論文 No.xx-xxxx)

<sup>\*1</sup> 学生員, 九州大学大学院工学府 (〒819-0395 福岡県福岡市西区元岡 744)<sup>\*2</sup> 正員, フェロー, 九州大学大学院工学研究院<sup>\*3</sup> 正員, 九州大学大学院工学研究院

E-mail: kusano@haira.mech.kyushu-u.ac.jp

メータであることを実験により示している（深野他，1990a, 1990b）．また，近藤らや Akaike らの実験的研究からシュラウドの形状が空力・騒音特性に大きな影響を及ぼすことが確認できる（近藤他，1991, Akaike and Kikuyama, 1993）．一方，Jang らは LDV 計測と LES を用いて半開放形プロペラファンの翼先端付近の複雑な三次元流れ構造を初めて明らかにした（Jang, et al., 2001a, 2001b）．彼らの研究により，半開放形の羽根車まわりの流れ場は動翼先端から強い縦渦として巻き上がる翼端渦に支配されていることが明らかにされるとともに，翼端渦のスパイラル形の渦崩壊に起因する非定常挙動により翼面上に強い圧力変動が引き起こされ得ることが指摘されている．Jang らの研究以降は翼端渦に着目した研究が数多く行われるようになった．例えば，中島らは作動点による翼端流れ挙動の違いと騒音との関係について実験により調査し，低流量作動点ほど翼端渦とシュラウドとの干渉が重要な音源となることを示している（中島他，2010）．Iwase らは翼枚数の削減により翼端渦と隣接翼およびシュラウドとの干渉を抑制し低騒音化に成功している（Iwase, et al., 2012）．従来研究ではパラメータスタディに伴う性能や流動現象の変化を議論したものが多く，翼端渦の積極的な制御により半開放形プロペラファンの性能を向上させた研究例は見当たらない．

翼端渦を積極的に制御することができれば，大幅な性能の向上が期待される．翼端渦の制御を効果的に行うためには，その流れの性質の本質的な理解が必要不可欠である．しかしながら，翼端渦の三次元流れ構造については時間平均的にさえも十分な理解は得られていない．そこで，本研究では DES（Detached Eddy Simulation）解析を実施することによって，翼端渦の軌跡，翼端渦まわりの速度や圧力等の分布，渦核の循環量などの詳細な流れ構造を明らかにすることを目的とする．

## 2. 供試プロペラファン

解析対象は図 1 に示すエアコン室外機用の半開放形プロペラファンである．表 1 に設計仕様を示す．翼枚数は 3 枚であり，動翼先端の半径  $r_{tip}$  は 235mm，回転数は 683rpm である．ハブ比  $\nu$  は 0.3404，動翼先端とシュラウド間の隙間は 7.76mm（翼先端半径の 3.3%）である．翼先端のコード長は 353mm であり，翼先端の弦節比は 0.72 である．動翼の断面形状は翼型をしている．図 1 に見られるように，動翼先端付近では先端に向かって翼厚みが薄くなっていき，鋭い先端形状を有する．シュラウドの軸方向長さは動翼先端の軸方向コード長の 30% 程度であり，シュラウド後端部が動翼後縁の軸方向位置と一致するように取り付けてある．すなわち動翼先端の前方側 70% は上流に開放されている．シュラウドの前縁部はベルマウス形状である．設計点の流量係数  $\phi$  および静圧上昇係数  $\psi$  はそれぞれ 0.291 および 0.130 である．なお，流量係数  $\phi$  および静圧上昇係数  $\psi$  は次式で定義される．

$$\phi = \frac{Q}{\pi(1-\nu^2)r_{tip}^2 U_{tip}} \quad (1)$$

$$\psi = \frac{\Delta P_s}{\rho U_{tip}^2 / 2} \quad (2)$$

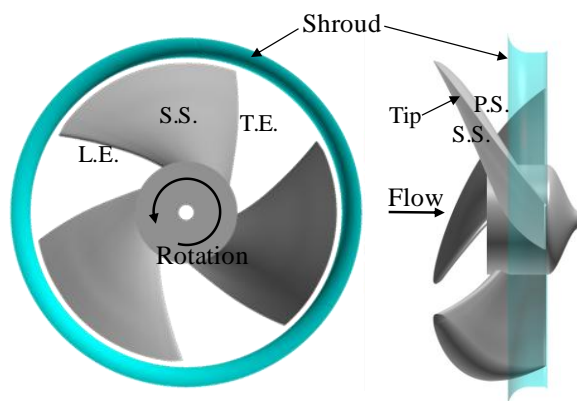


Fig. 1 Test propeller fan

Table 1 Design specifications of test propeller fan

Number of blade $Z_b$	3
Tip radius $r_{tip}$	235mm
Rotor rotation frequency $N$	683rpm
Hub-tip ratio $\nu$	0.3404
Tip clearance	7.76mm
Chord length at tip	353mm
Solidity at tip	0.72
Flow coefficient $\phi$	0.291
Static pressure rise coefficient $\psi$	0.130

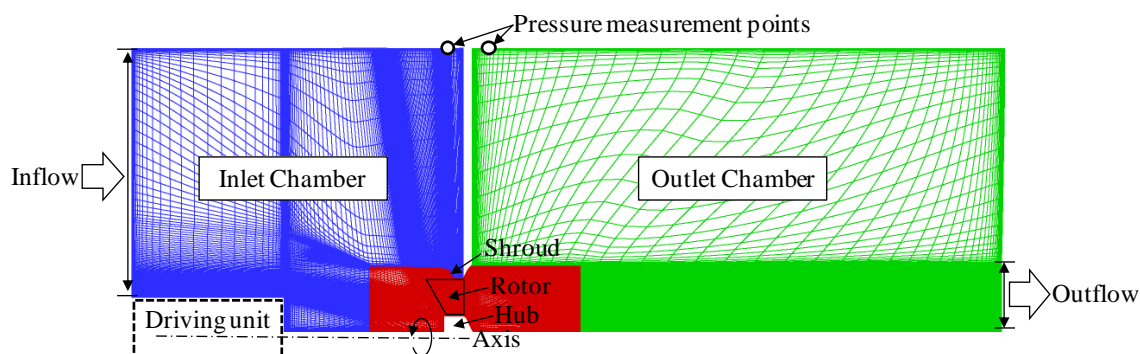


Fig. 2 Computational grid in meridional plane

ここに、 $Q$  は体積流量、 $U_{tip}$  は動翼先端の周速度、 $\Delta P_s$  は羽根車前後の静圧差である。動翼先端半径および動翼先端周速度に基づくレイノルズ数は  $2.6 \times 10^5$  である。Jang らが用いたプロペラファンは流量係数 0.27 において静圧上昇係数 0.22 であり、本供試プロペラファンは比較的静圧上昇が小さい仕様であることがわかる。設計仕様は中島らや Iwase らが用いたものに近い。

### 3. 数値解析手法

#### 3・1 計算スキーム

三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を支配方程式とし、六面体の計算セルを用いた Cell-Centered 法による有限体積法に基づいて空間方向に離散化した。非粘性流束は全速度数値流束スキーム SLAU (Shima and Kitamura, 2009) により評価し、MUSCL 法 (Anderson, et al., 1986) による高次精度化が施された。非粘性・粘性流束および体積力は全て時間方向に陰的に離散化され、時間微分項には二次精度後退差分を用いた。線形化して得られた連立一次方程式は Gauss-Seidel 形の点緩和法により解かれた。なお、各時間ステップで 10 回のニュートン反復を実行した。乱流モデルには  $k-\omega$  二方程式モデルに基づく DES (Detached Eddy Simulation) (Strelets, 2001) を適用した。

動翼先端の半径および音速により無次元化された時間刻み幅は 0.005 に設定した。これは動翼 1 回転に要する時間の 1/25000 に相当する。

#### 3・2 計算格子および境界条件

周方向に周期境界条件を適用することにより、動翼間 1 ピッチのみの計算を行った。図 2 に子午面上の計算格子を示す。実験環境を模擬して羽根車上流側および下流側にチャンバーを設けるとともに、図 2 に示すとおり、流入境界および流出境界を設定した。また、羽根車上流側には駆動用モータの存在を考慮した。翼間部のセル数は約 2800 万セルであり、コード方向、スパン方向、ピッチ方向にそれぞれ 400 セル、160 セル、440 セル設定した。また、全計算領域の総セル数は約 4600 万セルである。翼先端半径で無次元化した、壁面に垂直方向の最小格子幅は  $\Delta y_{\min} = 4.0 \times 10^{-5}$  とした。この最小格子幅は壁座標では  $\Delta y_{\min}^+ < 1$  を満たす。また、翼コード中央付近における翼端渦の渦核領域内にはその直径方向に 20 セル程度の計算セルを配置した。

#### 3・3 計算結果の検証

計算開始から過渡状態を経た後の動翼 10 回転分のデータに対して時間平均処理を施した。図 3 に実験と数値解析から得られた供試ファンの静圧上昇特性の比較を示す。実験における静圧の測定点は、図 2 に示すように、入口および出口チャンバー天井壁面において両チャンバー間の隔壁面からそれぞれ 70mm 離れた位置である。数値解析においてもこの位置の静圧を用いて静圧上昇係数を算出した。数値解析結果は右下がりの特性が捉えられている。低流量側で、数値解析結果が実験結果よりも大きく評価される傾向にあり、 $\phi = 0.222$  において実験結果との差異は 15% 程度であるが、概ね良く一致しており、設計点 ( $\phi = 0.291$ ) では定量的にも良い一致が得られている。本計算は動翼間 1 ピッチのみの計算であり、一般的に低流量側ほど羽根車まわりの流れの非軸対称性が大きくなるので、このことが低流量側の予測精度の低下を招いている可能性がある。また、図 2 の格子図において出口側チャンバーの上側は下側に比べて格子が粗く、図 5 の子午面流線図にみられるように、低流量側では動翼



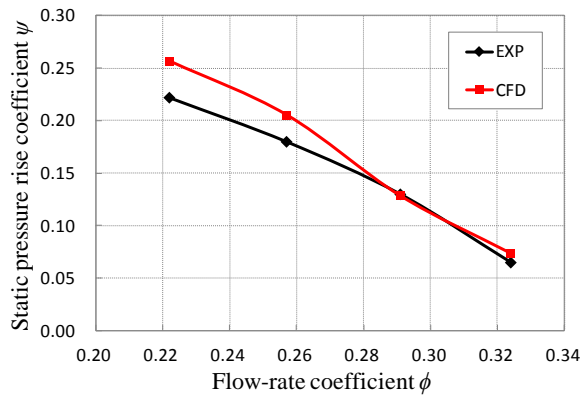


Fig. 3 Static pressure rise characteristics

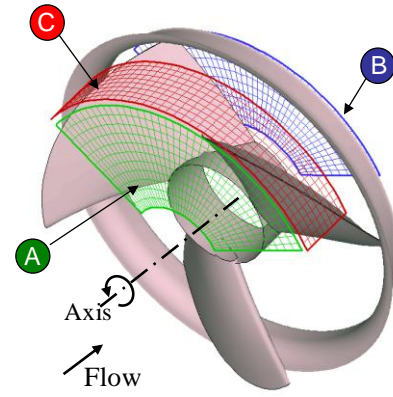
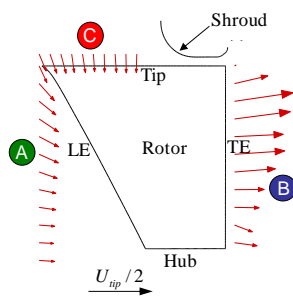
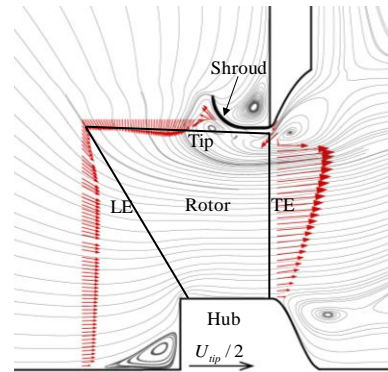


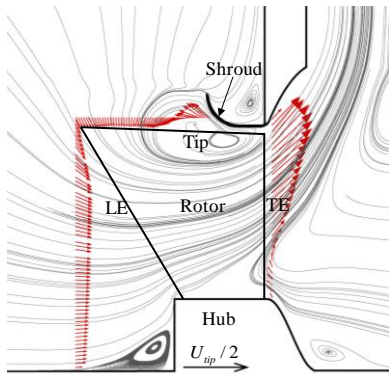
Fig. 4 LDV measurement sections



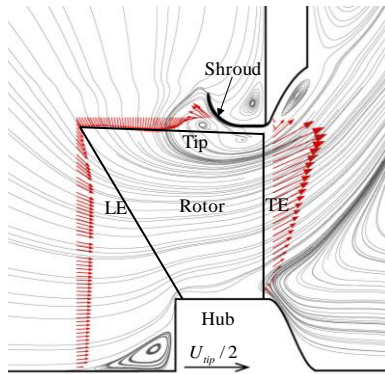
(a) LDV result ( $\phi = 0.291$ )



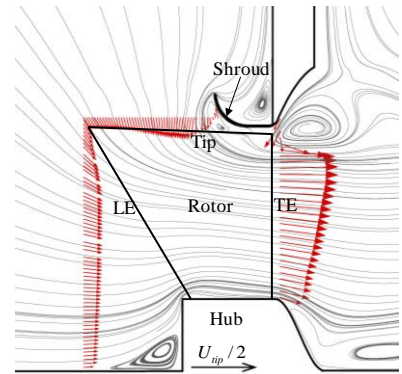
(b) DES result ( $\phi = 0.291$ )



(c) DES result ( $\phi = 0.222$ )



(d) DES result ( $\phi = 0.257$ )



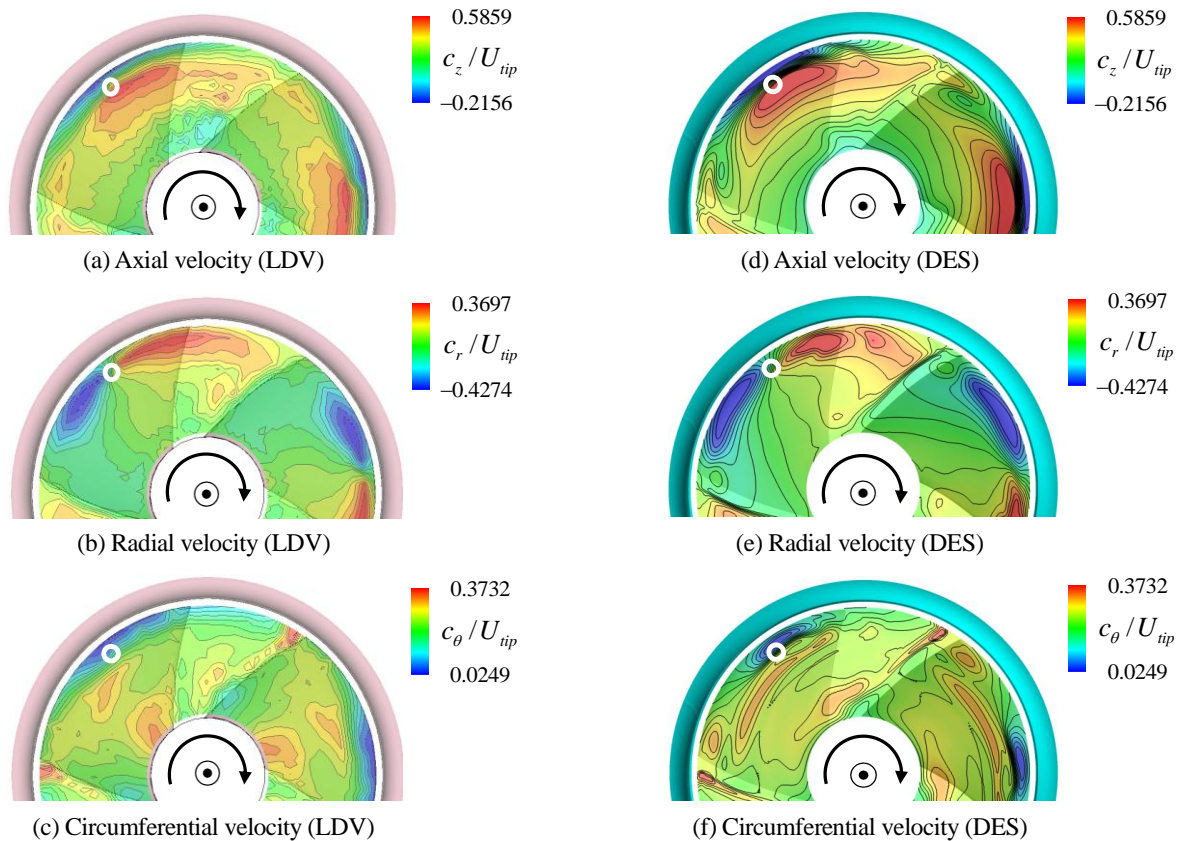
(e) DES result ( $\phi = 0.324$ )

Fig. 5 Circumferentially-averaged velocity vectors and streamlines on meridional plane

下流の流れは半径外向きに大きく傾くため、羽根車から流出する流体とチャンバー内の静止流体との混合が粗い格子で計算されることになり、低流量側では出口チャンバー内の混合損失が過小評価されている可能性がある。しかしながら、低流量側においても、性能特性曲線の傾向は本 DES 解析で十分に再現できている。

次に設計点 ( $\phi = 0.291$ ) の羽根車上流および下流の速度場について LDV 計測結果との比較を示す。図 4 に示すとおり、LDV 計測面は動翼上流側の A 面、動翼下流側（翼後縁から翼先端半径の 5% 下流位置）の B 面および動翼先端上方のシュラウドで覆われていない領域の C 面である。

図 5 は、周方向平均流れ場の子午面速度ベクトルについて、実験および計算結果を示す。計算結果には子午面流線も合わせて表示している。図 5 (a) の LDV 計測結果において、A 面に着目すると、ハブ面付近はほぼ軸方向に流入しているが、動翼先端側に向かって徐々に半径内向きに傾いている。C 面においては、ほぼ半径内向きに流れており、翼先端からの流入が認められる。図 5 (b) の DES 解析結果においても、A 面および C 面において計

Fig. 6 Time-averaged velocity distributions downstream of rotor ( $\phi = 0.291$ )

測結果と同様の傾向が確認できる．図 5 (a)および(b)からわかるとおり，動翼下流の B 面では 80% スパン位置付近にピークのある分布が計測および計算結果の両者で見られる．計算結果では，シュラウド側の逆流とハブ下流のはく離渦がやや大きく評価されたようである．

図 6 に動翼下流の B 面における動翼に位相を固定した時間平均流れ場の軸方向，半径方向および周方向速度成分の分布を LDV 計測結果と DES 解析結果についてそれぞれ示す．なお，いずれも羽根車下流側から見た図であるとともに，羽根車の回転方向は時計回りであり，動翼の相対位置を影で表示している．各速度成分において動翼先端側のピッチ中央付近で見られる速度の急変（図中の白丸）は翼端渦の存在に対応している．速度の急変位置から判断して，翼端渦は半径方向には実験と計算結果でほぼ同じ位置にあるが，周方向には計算結果の方が若干負圧面側に位置している．各速度成分について LDV 計測結果と DES 解析結果を比較すると，両者は定量的に良い一致を示していることがわかる．

以上のとおり，静圧上昇特性と動翼上流および下流の時間平均速度場について，実験と計算結果とを比較した結果，本研究では動翼 1 ピッチのみを対象とした計算を実施しているが，本数値計算により翼端渦を含む動翼まわりの流れ場が正確に再現できていることがわかる．

### 3・4 三次元渦の同定方法

翼端渦の挙動を詳細に調べるため，DES 解析で得られた結果から翼端渦の中心を同定する．渦中心の同定には特異点理論に基づく Sawada の方法 (Sawada, 1995) を用いた．特異点理論によると速度勾配テンソルが 1 つの実固有値と 2 つの複素固有値を持つ領域に渦中心が存在し，実固有ベクトル方向が渦軸方向と一致する．Sawada の方法では 4 面体セルを用いてセル内の速度ベクトル場を直線補間的に定義することにより，そこでの流線のパターンを解析的に求めることができ，流線が螺旋の軌跡を描く場合に局所的な渦中心が同定される．その結果，各 4 面体セルの局所的な渦中心の集合体として流れ場全体の渦構造を可視化することができる．本研究では渦構造を表示する際には，Furukawa らの渦中心の存在率の定量化 (Furukawa, et al., 1999, 古川, 2003) に従い，等値面表示により可視化した．

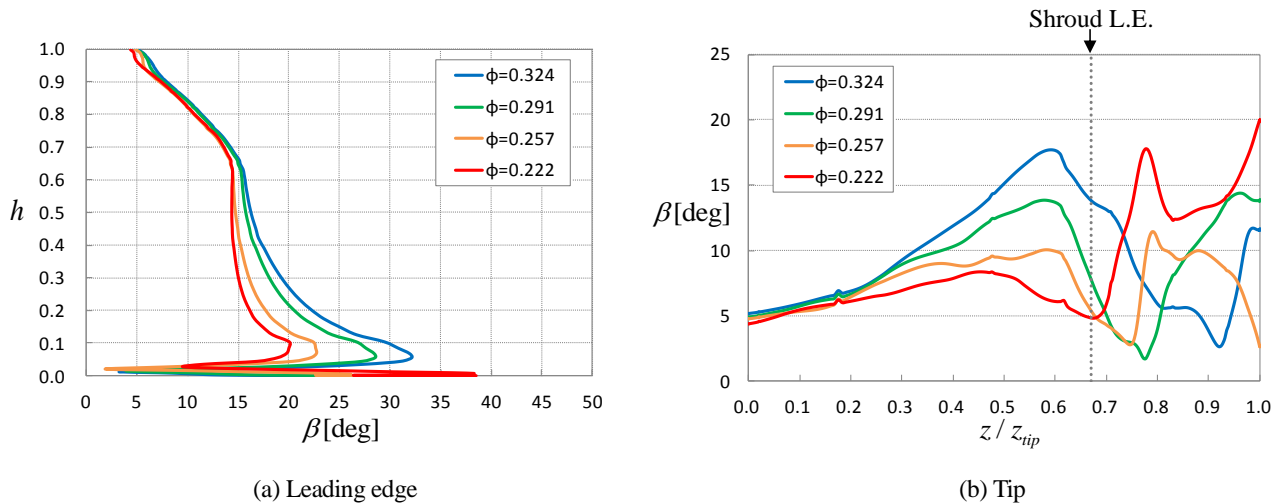


Fig. 7 Relative flow angle distributions at rotor inlet

半開放形プロペラファンの翼端渦のように三次元性の強い縦渦構造の場合、そのまわりの速度等の分布を表示する際は断面の取り方によって分布形状が異なる。渦の挙動を把握する観点からは、言うまでもなく、渦軸に垂直な断面を取るのが適切である。そこで、Sawada の方法で同定された翼端渦の渦中心線上の各位置における渦軸ベクトルに対して垂直な断面内に二次元の格子を新たに生成し、計算格子上的物理量をこの渦軸に垂直な二次元格子上に補間した。また、渦核半径および循環の算出も渦軸に垂直な断面内で行う。

#### 4. 数値解析結果および考察

##### 4・1 動翼入口流れ

図 5 中の子午面流線について、作動条件に伴う変化を比較すると、低流量作動点ほど先端付近の逆流領域が大きく翼先端側からの流入量が少ないことがわかる。これは後述するように、翼端渦の軌跡が低流量作動点ほどシュラウド面下においてより周方向へ転向するためである。また、低流量作動点ほど、羽根車内および羽根車後方において流線の半径方向への傾きが大きく、子午面流線の流量による変化が著しい。しかしながら、翼先端前縁付近に限ってみると、流線の傾きや子午面ベクトルの大きさの流量による変化は小さい。図 7 は、時間平均および周方向平均された流れ場について、動翼前縁および先端に沿った相対流れ角  $\beta$  の分布を示す。 $\beta$  は周方向から測った相対流れ角であり、軸方向速度成分  $w_z$  だけでなく半径方向速度成分  $w_r$  も考慮して次式で定義される。

$$\beta = \tan^{-1}(w_m / w_\theta) \quad (3)$$

$w_m$  は子午面速度 ( $w_m = \sqrt{w_z^2 + w_r^2}$ ) である。 $w_\theta$  は周方向相対速度であり、動翼上流では絶対流れに予旋回がないので、動翼前縁では動翼周速度にほぼ一致する。図 7 (a) の前縁に沿った分布図において縦軸はハブから測った翼スパン方向距離（翼スパン長で無次元化）を表す。翼根側では低流量点ほど相対流入角が小さい。翼根から翼先端に向かって流量による違いが小さくなり、70% スパンより翼端側ではほとんど違いが見られない。図 7 (b) の横軸は翼前縁からの軸方向距離であり、動翼先端の軸方向コード長で無次元化されている。すなわち、同横軸値の 0.0 が翼前縁に、1.0 が翼後縁に相当する。同図中の縦方向の点線はシュラウドの前縁位置を示している。動翼前縁から軸方向 20% 位置より上流では流量による相対流れ角  $\beta$  の変化が極めて小さいが、その下流では大きな変化が見られる。

以上のとおり、低流量作動点ほど翼端渦のブロッキング効果のために翼先端からの流入量が少ないこと、翼前縁の先端側およびシュラウドで覆われていない翼先端の前縁付近において相対流れ角の流量による変化が小さいことがわかる。後者の点は翼端渦や翼負荷と相互に影響し合っていると考えられ、本解析結果のみによりそのメカニズムを明らかにするのは難しく、今後の課題とする。



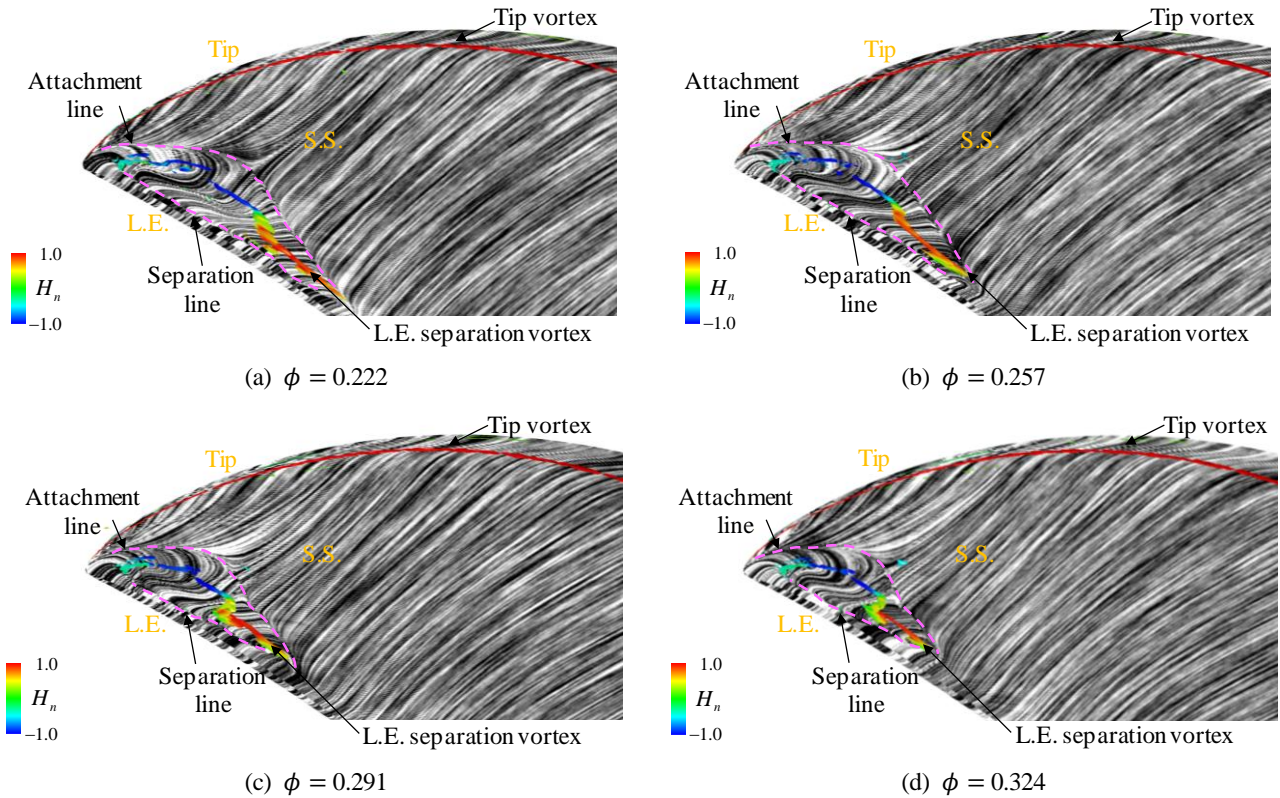


Fig. 8 Time-averaged vortex structures and limiting streamlines on blade suction surface

#### 4・2 翼端渦の初生域

翼負圧面の前縁先端側の限界流線とその近傍の渦構造を図8に示す。図中において、桃色の点線は限界流線上のはく離線および付着線をトレースしている。渦構造は無次元ヘリシティ $H_n$ で色付けされている。無次元ヘリシティの定義を式(4)に示す。無次元ヘリシティは渦度ベクトル $\vec{\zeta}$ と速度ベクトル $\vec{w}$ の成す角度の余弦値として定義され、その絶対値が1となる領域は流れ方向に縦渦が強く巻き上がっていることを示す。さらに、その符号は流れ方向に対する渦の回転方向を表す。

$$H_n = \vec{\zeta} \cdot \vec{w} / (|\vec{\zeta}| \cdot |\vec{w}|) \quad (4)$$

図8(c)の設計流量点に着目すると、翼先端の前縁付近から翼端渦が巻き上がり、翼先端に沿って移流している。一方、翼端渦の巻き上がり位置より少し下側の位置から前縁はく離渦が前縁に沿ってスパン下方向に伸びている。設計流量点では、前縁はく離は先端側から40%スパンほどの領域で生じている。前縁はく離渦の先端側では、無次元ヘリシティは負の値(青色)を示していることから、この領域の渦中心に沿って流れは翼先端から翼根側に向かう流れであることがわかる。一方、前縁はく離渦のスパン中央側では、無次元ヘリシティの値は正(赤色)を示しており、この領域の渦中心に沿って半径外向きの流れになっていることがわかる。前縁はく離渦が再付着した下流域の負圧面の限界流線は翼先端に向かっており、後述するとおり、翼負圧面境界層は最終的には翼端から流出し翼端渦に巻き込まれる。翼先端直近では翼負圧面の限界流線はコード方向にやや傾いていることがわかる。

設計流量点以外の作動点(図8(a), (b), (d))に着目すると、前縁はく離域は低流量作動点ほど翼根側へ広がっているが、それ以外に大きな違いは見られない。翼前縁先端側では、図7で示したように、流入状態が流量により変化しないため、翼端渦の初生および前縁はく離などの挙動も流量による変化は小さいことがわかる。



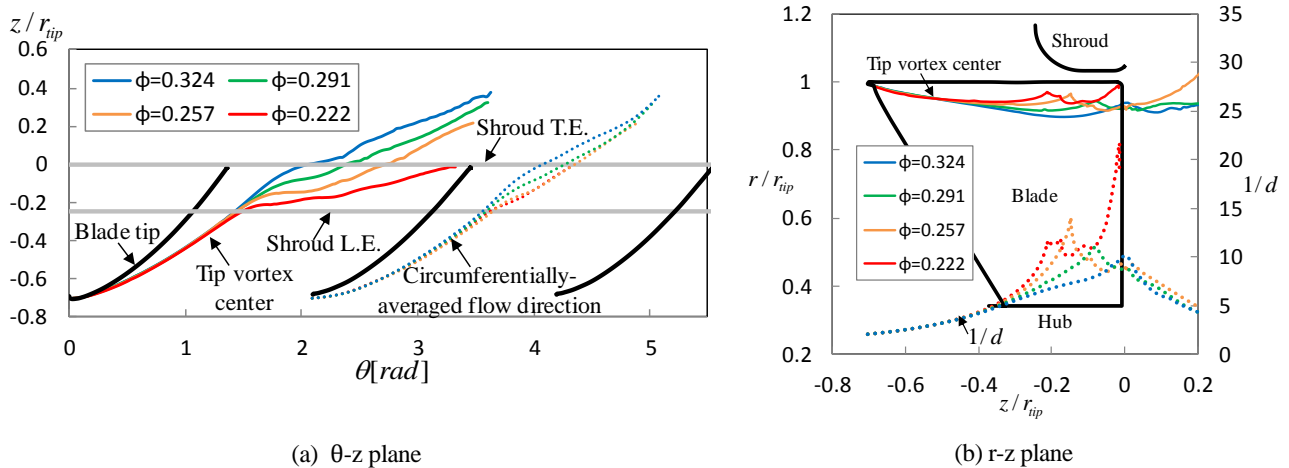


Fig. 9 Trajectory of tip vortex center

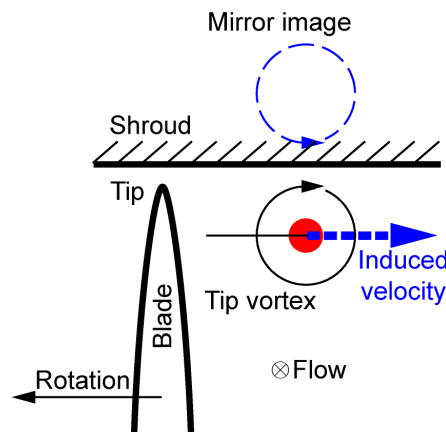


Fig. 10 Illustration of interaction mechanism between tip vortex and shroud wall

#### 4・3 翼端渦中心の軌跡

中島らは、熱線流速計によるファン後流の計測結果から、低流量作動点ほど翼端渦の周方向への移動が大きいことを報告している（中島他, 2010）。また、シュラウド壁面の圧力変動の計測結果より、低流量作動点ほどシュラウドとの干渉が上流側で起こることを示している。塩見らはシュラウドのない開放形のプロペラファンに対して LDV 計測を行い、翼端渦の軌跡について周方向への移動だけでなく半径内側への移動があることを報告している（塩見他, 2004）。しかしながら、これらの現象のメカニズムは明らかにされていない。

図 9 に翼端面（ $\theta$ - $z$  面）および子午面（ $r$ - $z$  面）に投影した翼端渦中心の軌跡を示す。図 9 (a) 中の左側の翼間には翼端渦中心の軌跡を作動点ごとに実線で表示している。一方、右側の翼間に示した点線は翼端渦中心と同じ半径位置における周方向平均相対流れ角から描いた流線である。点線の色は実線と対応している。図 9 (b) においても翼端渦中心の軌跡を作動点ごとに実線で表示している。さらに同図には、翼端渦中心とシュラウド面との距離  $d$  の逆数の流れ方向変化を点線で表示しており、色は実線と対応している。翼端渦中心の軌跡と周方向平均相対流れ方向を比較すると、シュラウドで覆われていない開放領域（図 9 (a) 中の Shroud L.E. より上流領域）においては両者に大きな違いは見られず、翼端渦は主流にほぼ沿って移流していることがわかる。周方向平均流れは負圧面に完全には沿っておらず若干の偏差が存在し、それに対応して翼端渦の軌跡は徐々に負圧面から離れている。図 9 (b) からわかるとおり、翼端渦中心の半径方向位置が翼間前半部では半径内側へ移動している。この領域では、図 5 に見られるように、翼先端からの流入により子午面流線が半径内向きに大きく傾く結果、翼端渦が半径内向きに移動していると言える。開放領域における翼端渦の軌跡について、作動条件に伴う変化を比較してみると、周方向位置には違いは見られず、半径方向位置に 30% コード位置付近から若干の違いが現れ始めているの

みである．このように開放領域における翼端渦の軌跡に大きな違いが現れないのは，図7で示したように，翼前縁先端付近の流入状態が流量により変化しないためである．

一方，シュラウドで覆われた領域では，翼端渦の挙動に大きな違いが現れる．プロペラファンの動翼下流においては，シュラウド壁面が存在しない上に，流れは旋回速度成分をもち，その旋回成分は流量の低下とともに増加することから，図5でわかるとおり，低流量作動点では大きな旋回成分に伴う遠心力の作用により動翼下流の流れは半径外向きに大きく傾く．その結果，図9(b)に示すとおり，動翼出口付近，すなわちシュラウドで覆われた領域では，流量の低下とともに翼端渦中心の軌跡が半径外向きとなり，シュラウド壁面に近づく．また，図9(a)からわかるとおり，シュラウドで覆われた領域での翼端渦の周方向位置に大きな変化が現れ，翼端渦の軌跡は周方向（隣接翼の方向）へ著しく転向している．これは翼端渦とシュラウド壁面との干渉の効果である．すなわち，定性的な説明ではあるが，図10のように，翼端渦がシュラウド壁面近傍に位置している場合，その鏡像により翼端渦に周方向の速度が誘起される結果，翼端渦の軌跡が周方向へ転向することになる．このシュラウド壁面との干渉に起因した翼端渦への誘起速度は，Biot-Savartの法則から，翼端渦の循環および翼端渦とシュラウド壁面の距離に依存するが，後述するように翼端渦の循環は流量によらずほぼ一定であるので，翼端渦がシュラウド壁面に近づくほど，翼端渦への周方向誘起速度が大きくなり，翼端渦の軌跡がより大きく周方向へ転向する．図9(b)中に示した翼端渦中心とシュラウド面との距離 $d$ の逆数について，その流れ方向分布を見ると，図9(a)において翼端渦が周方向へ転向している軸方向位置付近で，翼端渦がシュラウド面に急激に近づいていることが確認できる．シュラウドで覆われた領域では，図9(b)で前述したとおり流量の低下とともに翼端渦がシュラウド壁面に近づくことから，図9(a)に見られるように，シュラウド前縁の下流で翼端渦の軌跡がより周方向に転向する．低流量作動点ほど，転向する位置がより上流であるとともに，周方向への転向量も大きく，最も低い流量（ $\phi = 0.222$ ）では翼端渦中心が隣接翼圧力面と干渉していることが認められる．流量係数 $\phi = 0.222$ および $\phi = 0.257$ の作動点では前述したとおり，静圧上昇係数が過大評価されており，その結果，図5における子午面流線の半径方向の傾きが大きく計算され，翼端渦の軌跡が実際とは若干異なる可能性があることは留意する必要があるが，以上の定性的な議論に影響を及ぼすものでない．

本研究結果は中島らや塩見らの実験結果と同様の傾向を示し，さらに詳細な翼端渦の挙動を示すことができた．本研究で新たに明らかになったことは，開放領域では翼端渦の周方向位置は流量により変化しないこと，低流量作動点ほど翼端渦がシュラウド面に近づくことで，翼端渦とシュラウド面との干渉がより上流から始まり，シュラウド面下における翼端渦の周方向への転向がより大きくなることである．

#### 4・4 翼端渦の流れ方向挙動

図11は翼端渦に垂直な断面における渦度の絶対値分布である．流量は設計流量（ $\phi = 0.291$ ）であり，以後，特に断らない限り設計流量点の結果について示す．円形断面の中心は渦中心に一致するように表示している．図11(a)は全体図であり，図11(b)は翼先端付近の拡大図である．開放領域では動翼先端から流出する渦層が翼端渦

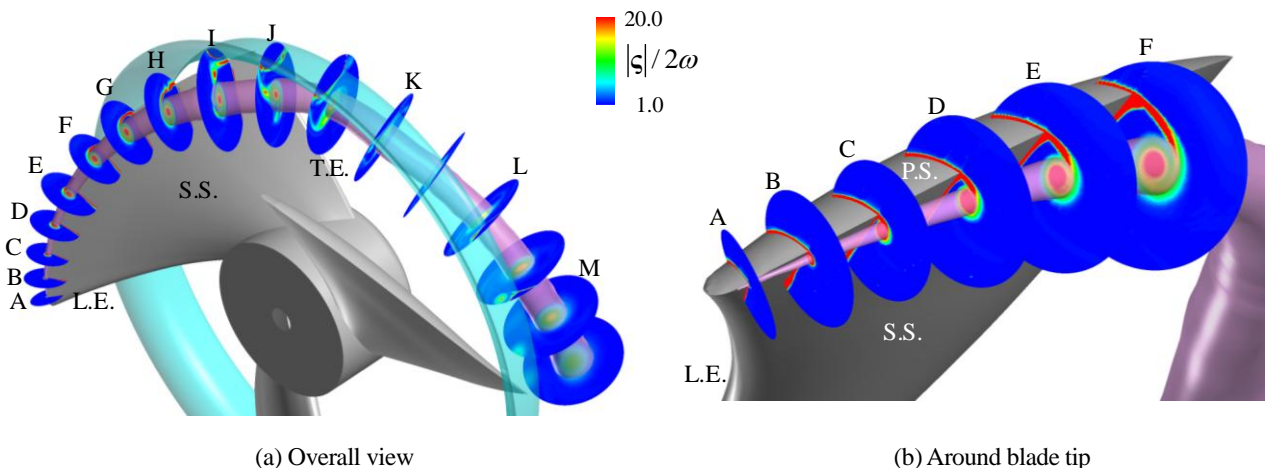


Fig. 11 Trajectory of tip vortex core and absolute vorticity distributions on cross-sections perpendicular to tip vortex

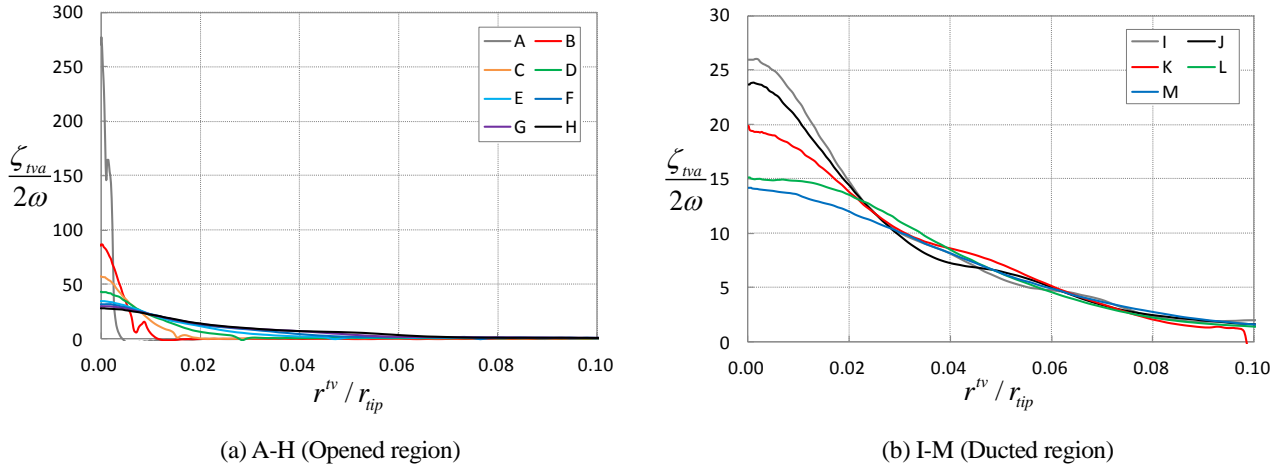


Fig. 12 Distributions of streamwise vorticity around tip vortex

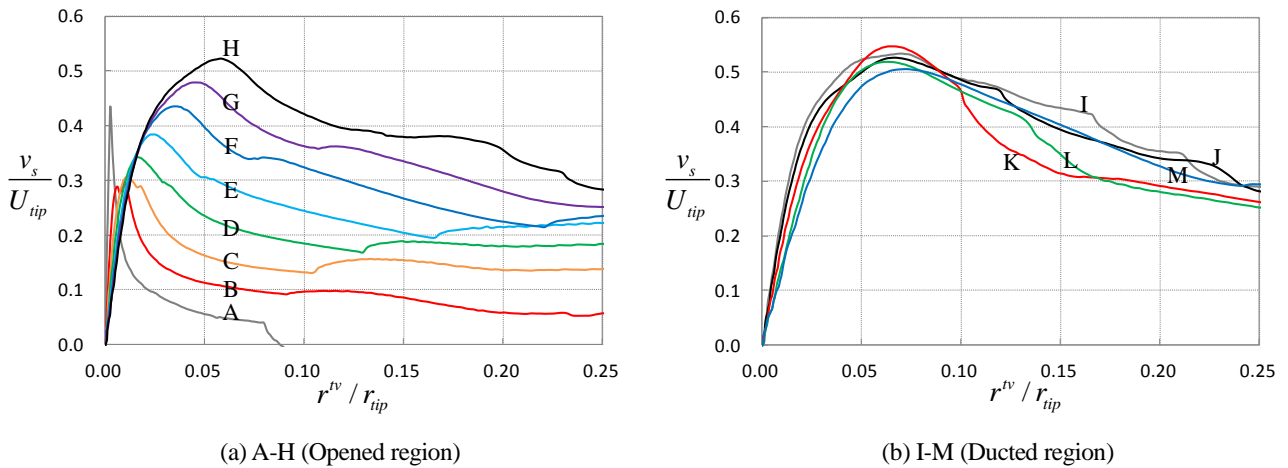


Fig. 13 Distributions of tangential velocity around tip vortex

と連っており、渦層内の渦度は時間とともに翼端渦の渦核内に取り込まれると考えられる。下流側ほど渦度の大きな領域が拡大している。また、中心付近の渦度の集中領域は円形に近い形状をしている。動翼出口付近（J断面より下流）では渦中心付近の渦度が減衰している。図12は渦軸方向渦度成分の翼端渦まわりの分布である。横軸は翼端渦に垂直な各断面において翼端渦中心を原点として定義される半径座標 $r^{rv}$ であり、翼先端半径 $r_{tip}$ で無次元化されている。同図に示す渦軸方向渦度は渦軸まわりの周方向平均値であり、動翼の回転角速度 $\omega$ の2倍で無次元化されている。図12では、図11(a)に示した断面AからMまでについて、各断面内の渦軸方向渦度成分の分布が示されている。なお、図12(a)には開放領域の断面AからHについて、図12(b)にはシュラウド前縁から下流側の断面IからMについて示している。同図のいずれの断面においても、渦度分布は渦中心付近にピークを持つガウス分布のような形状をしている。翼端渦の巻き上がり直後の断面Aでは渦中心付近に非常に大きな渦度が局在しているが、それより下流の断面では中心付近の渦度は周囲に拡散していることがわかる。

図13は翼端渦中心まわりの旋回速度分布である。横軸は図12と同様に翼端渦中心からの半径であり、旋回速度は渦軸まわりに平均化された値である。断面Aでは、ランキン渦のように、強制渦領域および鋭いピークが見られる。断面Aだけ傾向が異なるのは、断面Aにおいてのみ渦核領域が翼負圧面境界層と完全に分離していないことが関係していると考えられる。断面BからHにかけては、最大旋回速度およびその半径位置が徐々に大きくなっており、翼端渦が成長していることがわかる。また、最大旋回付近の勾配が小さくなっており、オセーン渦モデル（Oseen and Arkiv, 1991, 赤木他, 2011）のような分布形状である。シュラウド面下の断面IからMにかけては、開放領域と比較して、旋回速度分布の断面による変化は小さい。



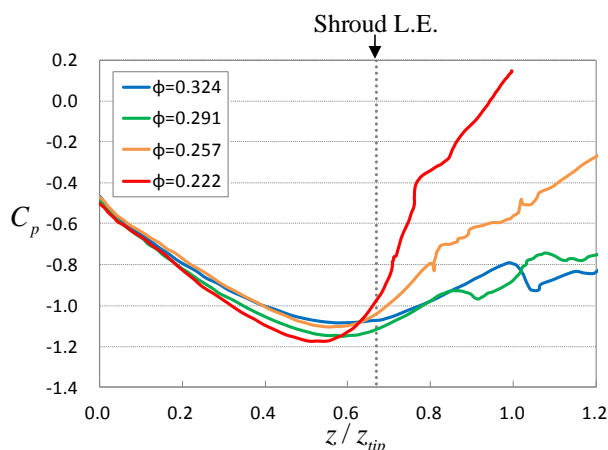


Fig. 14 Distributions of static pressure coefficient along tip vortex

翼端渦中心に沿った静圧係数の分布を図 14 に示す。横軸は翼端渦中心に沿った軸方向距離であり、動翼先端の軸方向コード長で無次元化されている。縦方向の点線はシュラウドの前縁位置を示している。静圧係数  $C_p$  は翼端渦中心とファン上流との静圧差を動翼先端周速度に基づく動圧で無次元化したものである。同図によると、翼端渦に沿った静圧分布の傾向がシュラウド前縁付近で大きく変わるのがわかる。シュラウド前縁付近までは、翼端渦中心の静圧は流れ方向に低下している。この領域では、図 13 (a) で示したとおり、翼端渦の成長に伴って最大旋回速度が流れ方向に増大しており、その結果として翼端渦の半径方向の圧力勾配が大きくなり、翼端渦中心の静圧が流れ方向に低下していることがわかる。一方、シュラウドに覆われている領域では、翼端渦中心に沿って流れ方向に静圧が上昇し、逆圧力勾配となっている。シュラウド前縁から下流では、図 13 (b) で示したとおり、翼端渦まわりの最大旋回速度が流れ方向にほぼ変化していないので、翼端渦の半径方向圧力勾配が流れ方向に変化しておらず、その結果、動翼の仕事による主流の静圧上昇が翼端渦中心の静圧上昇を引き起こしていることがわかる。さらに、図 9 (a) で示したとおり、シュラウド面下では翼端渦の軌跡が周方向へ大きく転向することから、翼端渦が翼負圧面側から隣接翼の圧力面側に移流することになり、このことも翼端渦中心の静圧上昇をもたらしている。以上から、低流量作動点ほど動翼の仕事による主流の静圧上昇および翼端渦の周方向への転向が大きくなる結果、図 14 のように、翼端渦中心に沿った逆圧力勾配が流量の低下とともに大きくなることがわかる。ただし、流量係数  $\phi = 0.222$  および  $\phi = 0.257$  の作動点では、前述したとおり、静圧上昇係数が過大評価されており、この逆圧力勾配も大きく評価されている可能性がある。

#### 4・5 翼端渦まわりの循環

翼端渦まわりの循環を以下のように定量的に評価した。羽根車内には翼面境界層等にも渦度が存在するので、翼端渦の循環量を評価するためには、その渦核領域を明確に同定した上で、渦核領域内の渦度のみを積分する必要がある。渦核領域を同定する方法として、渦度や速度勾配テンソルの第二不変量 ( $Q$  値) 等を指標にする方法が考えられるが、それらの指標の閾値設定には任意性がある。そこで本研究では、渦軸まわりの旋回速度の半径方向分布に着目し、その旋回速度が最大を示す半径位置より内側の領域を渦核領域として同定する。しかしながら、翼端渦の場合、渦軸まわりの全周にわたって半径線に沿う旋回速度分布 (図 15 の断面 H 内に例示している翼端渦中心を原点として定義される半径座標  $r^{tv}$  に沿った、翼端渦中心まわりの旋回速度成分  $v_s$  の分布) にこの方法を適用すると、翼先端から流出するせん断層の一部が渦核領域に含まれてしまう。その理由は、図 15 の翼端渦まわりの旋回速度分布に示すように、翼先端の圧力面から負圧面に回り込む流れは翼端渦軸まわりの大きな旋回速度成分を有するからである。そこで、この点を改善するために、翼端渦軸まわりの周方向に平均化した旋回速度の半径方向分布に上述の方法を適用して渦核半径を同定した。以上の方法により抽出した渦核外縁の三次元構造を、図 11 中に桃色の半透明の面で示す。図 11 から、抽出された渦核内 (図中の桃色の面内部) には、翼先端から流出するせん断層や翼面およびシュラウド面の境界層は含まれておらず、翼端渦中心付近の渦度の集中領域のみが含まれていることが確認できる。ただし、流量係数  $\phi = 0.222$  については、シュラウド面下において翼

端渦とシュラウド面および隣接翼圧力面との干渉が強く、その渦核領域を同定することは困難であった。翼端渦まわりの循環  $\Gamma_{tv}$  は同定された渦核半径から決まる円形の渦核領域内の渦軸方向渦度を面積分することにより算出した。なお、循環  $\Gamma_{tv}$  は、次式 (5) に示すように、ハブ面から翼先端までの環状面積と動翼の回転角速度  $\omega$  を用いて無次元化した。

$$\Gamma_{tv}^* = \frac{\Gamma_{tv}}{2\pi\omega(r_{tip}^2 - r_{hub}^2)} \quad (5)$$

ここで、 $\Gamma_{tv}^*$  は無次元化された循環を、 $r_{hub}$  はハブ面（翼根元）の半径を表す。

図 16 に翼端渦の渦核半径、および図 17 にその循環について、流れ方向の変化をそれぞれ示す。両図中の横軸は、図 7 (b) と同様に、翼前縁からの軸方向距離であり、動翼先端の軸方向コード長で無次元化されている。渦核半径はシュラウドの前縁位置まではほぼ線形的に増加し、シュラウド前縁付近において最大となり、その最大値は翼先端半径の 7% 程度である。シュラウド前縁より下流ではほぼ一定、もしくはやや減少傾向にある。循環についても渦核半径と同様の分布を示しており、シュラウド前縁付近で循環も最大となっている。この渦核半径および循環の流れ方向変化は前節で示した翼端渦の流れ方向挙動と対応していることがわかる。すなわち、開放領域では翼端渦は急速に成長し、シュラウド前縁付近より下流では緩やかに減衰する。また、翼端渦の渦核半径および循環に流量による大きな違いは見られない。

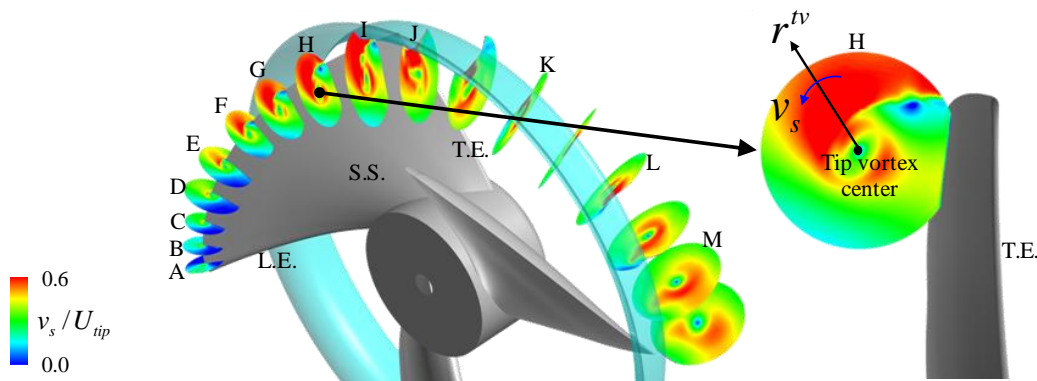


Fig. 15 Distributions of tangential velocity around tip vortex

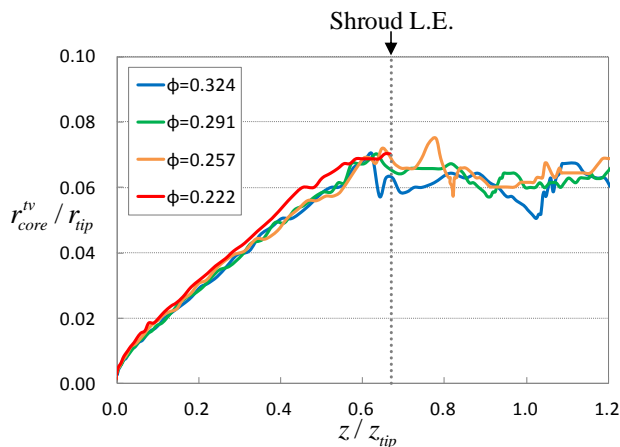


Fig. 16 Tip vortex core radius

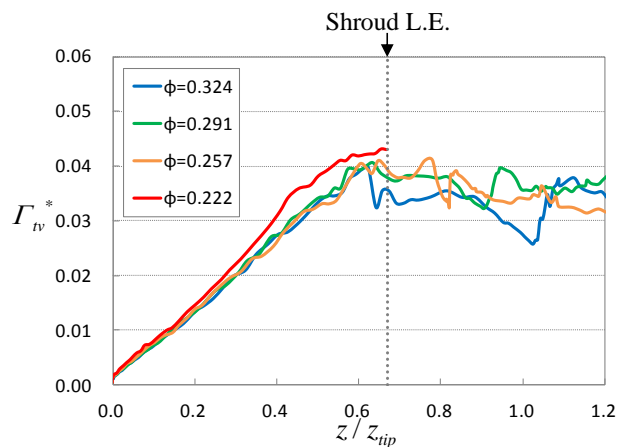


Fig. 17 Tip vortex circulation

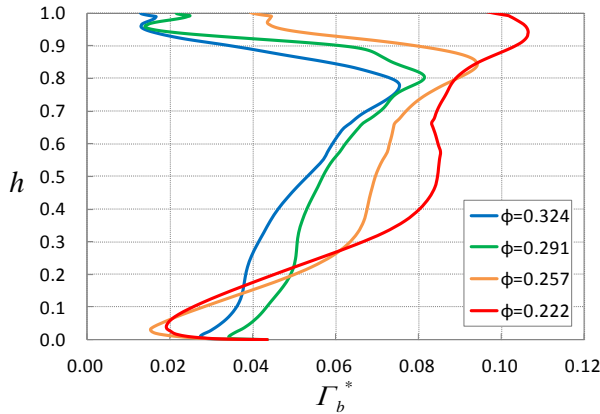


Fig. 18 Blade circulation

Table 2 Circulations of tip vortex and blade

$\phi$	0.257	0.291	0.324
$\Gamma_{tv,max}^*$	0.041	0.040	0.039
$\Delta\Gamma_b^*$	0.054	0.060	0.063
$\Gamma_{tv,max}^*/\Delta\Gamma_b^*$	0.76	0.67	0.62

次に、翼端渦の循環量と動翼の循環量を定量的に比較する。回転軸からの各半径位置における動翼の循環  $\Gamma_b^*$  は次式で算出した。なお、式 (5) と同様に無次元化されている。

$$\Gamma_b^* = \frac{2\pi(r_2c_{\theta 2} - r_1c_{\theta 1})/Z_b}{2\pi\omega(r_{tip}^2 - r_{hub}^2)} \quad (6)$$

上式中、 $Z_b$  は翼枚数であり、動翼入口および出口の絶対流れの周方向速度成分  $c_{\theta 1}$  および  $c_{\theta 2}$  には周方向平均値を用いた。上式の適用では、翼端渦の渦軸は半径方向に対してほぼ垂直であり、その寄与は小さいと仮定している。しかしながら、図 9 (b) に示したように、翼端渦の軌跡は半径方向に傾いているので、上式により算出される循環値は動翼の束縛渦だけでなく翼端渦の半径方向渦度成分による寄与分を含むことに注意が必要である。動翼の循環のスパン方向分布を図 18 に示す。同図中の縦軸は翼根元からスパン方向の距離であり、翼スパン長で無次元化されている。流量係数  $\phi = 0.257, 0.291, 0.324$  では、動翼の循環は 80% スパン位置付近でピークを示し、翼先端に向かって減少している。すなわち、動翼先端付近では、動翼の循環が翼端渦として放出されることによって、翼の循環量が減少していることがわかる。流量係数  $\phi = 0.222$  では翼先端での循環量の著しい減少は見られない。このことは、図 9 (b) で示したとおり、流量係数  $\phi = 0.222$  では、翼端渦の軌跡が翼後縁付近で大きく半径方向に傾いているために、式 (6) から算出した翼先端側の循環量には翼端渦の循環も相当量含まれていることによる。そこで、流量係数  $\phi = 0.257, 0.291, 0.324$  について、翼端渦と動翼の循環量の比較を表 2 に示す。表中の  $\Gamma_{tv,max}^*$  は翼端渦の循環の最大値であり、図 17 で示したとおり、その最大値はシュラウド前縁付近に現れる。また、表中の  $\Delta\Gamma_b^*$  は動翼循環の最大値（図 18 では 80% スパン位置付近に認められる）と動翼先端での循環値との差であり、動翼先端付近から主流に流出する循環量に相当する。表 2 に示すとおり、翼端渦の最大循環量は動翼先端付近から流出する循環量の 60～75% 程度であることがわかる。残りの 25～40% 程度の循環量はシュラウドと動翼先端の隙間から生じる翼端漏れ渦、もしくは後流中の随伴渦として放出されると考えられる。

#### 4・6 翼端渦内の渦軸方向速度分布

図 19 は翼端渦に垂直な断面における渦軸方向の速度成分の分布を示す。図 19 (a) から、断面 I より下流では翼端渦中心付近の渦軸方向速度が周囲よりも速いことがわかる。一方、図 19 (b) を見ると、翼端渦の巻き上がり直後の断面 B および C では、渦中心付近の渦軸方向速度は周囲よりも小さいことがわかる。断面 D から F にかけて翼端渦中心付近が徐々に増速しているが、翼負圧面と翼端渦の渦核領域との間の領域も増速していることがわかる。この増速領域は断面 H まで認められる。図 8 で示した翼負圧面上の先端直近における限界流線のコード方向への傾きは、この渦軸方向の速い流れにより翼面上の二次流れがコード方向に転向された結果であると推測される。

翼端渦内における渦軸方向速度をより詳細に調べるために、図 20 に渦軸まわりの周方向に平均化された渦軸方向速度の分布を示す。同図中の横軸は翼端渦中心からの半径であり、各軸方向位置での渦核半径  $r_{core}^{tv}$  で無次元化されている。すなわち、横軸値の 1.0 が渦核外縁に相当する。断面 A においては渦核外縁付近で渦軸方向速度が



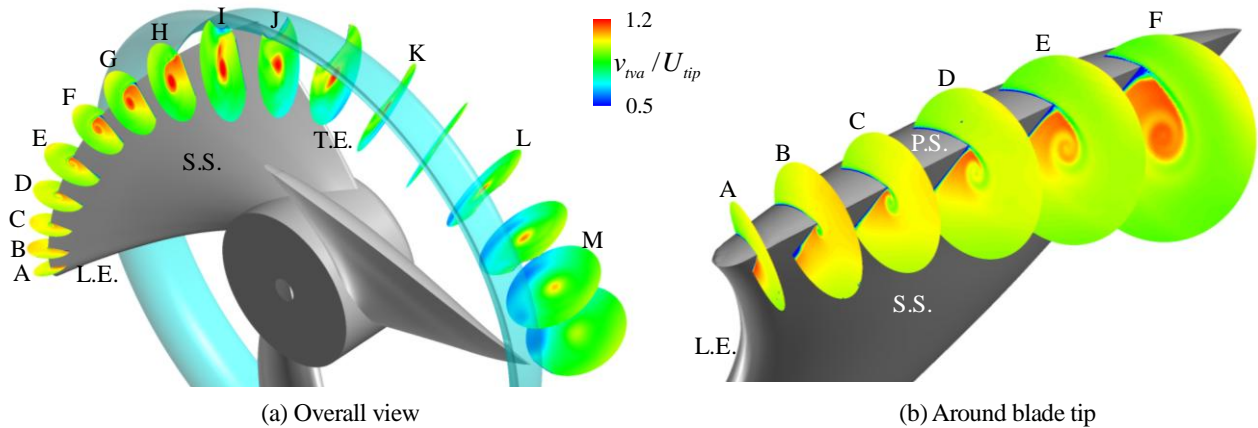


Fig. 19 Distributions of velocity component along tip vortex axis direction on cross-sections perpendicular to tip vortex

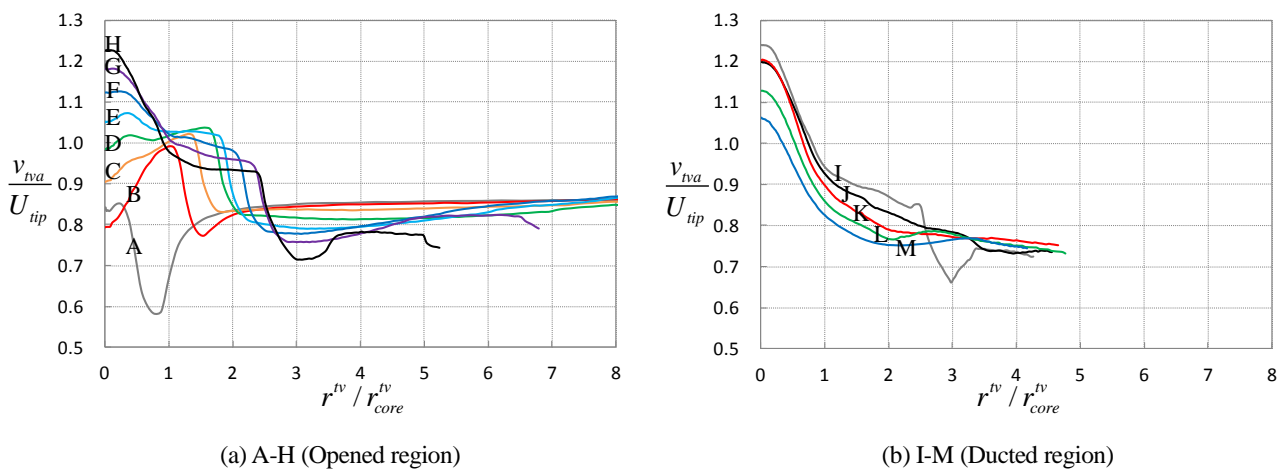


Fig. 20 Distributions of velocity component along tip vortex axis direction

急激に減速しているが、これはその付近に翼負圧面境界層が位置しているためである。翼負圧面境界層の位置は断面 B では横軸の無次元半径値 1.5 付近、断面 C では 2 付近、断面 H では 3 付近に見られるが、これは翼端渦の渦核外縁と翼面との距離が徐々に大きくなることに対応している。図 20 (a)より、断面 A から E までは渦軸方向速度が渦中心付近で極小値を示しており、渦軸方向速度分布がウェークタイプであることがわかる。図 19 で述べたとおり、断面 B から H において翼負圧面と翼端渦の渦核の間で渦軸方向速度が増速している領域が認められるが、この領域は図 20 (a)において渦核外縁位置（横軸の 1.0）から前述した翼面境界層の影響が表れる位置までの領域に対応する。下流ほど翼面と翼端渦の渦核の距離が離れるため、この増速領域は下流に向かって拡大しており、渦核内や境界層内に比べて半径方向の速度勾配が小さな領域を形成している。図 11 の絶対渦度分布をみると、この領域は翼先端から流出する渦層と翼面のなすコーナーに位置しており、渦度は小さいことがわかる。さらに下流の断面 E では、この領域の流体が渦核内に巻き込まれ、翼先端から渦核内に流入する低エネルギー流体と混合する様子が確認される（図 19 (b)）。図 14 で述べたように、開放領域では翼端渦の中心に沿って大きな順圧力勾配が形成されており、図 20 (a)で認められるように、断面 E から H までの間に渦中心付近の渦軸方向速度が増速して、渦中心に最大速度をもつジェットタイプの渦軸方向速度分布が形成されている。シュラウドで覆われた領域から動翼下流においても、図 20 (b)に示すとおり、ジェットタイプの分布を保っていることがわかる。

## 5. 結 言

本研究では、大規模な DES (Detached Eddy Simulation) 解析を実施することによって、半開放形プロペラファンにおける翼端渦の詳細な挙動を明らかにした。得られた知見を以下にまとめる。

- (1) 動翼前縁の先端側および動翼先端の前縁付近における相対流れ角が流量にほとんど依存しない結果、翼端渦の初生域における挙動の流量による大きな変化は認められない。
- (2) シュラウドに覆われていない開放領域では、翼端渦は主流に沿って移流し、その軌跡は流量により変化しない。一方、シュラウド面下では、翼端渦とシュラウド面との干渉の結果、翼端渦の軌跡が周方向（隣接翼の方向）に転向する。プロペラファンの動翼下流においては、シュラウドが存在しない上に、流れは旋回速度成分をもち、その旋回成分は流量の低下とともに増加することから、低流量作動点では大きな旋回成分に伴う遠心力の作用により動翼下流の流れは半径外向きに大きく傾く。その結果、流量の低下とともに、翼端渦がシュラウド面に近づき、シュラウド面下における翼端渦の周方向への転向がより大きくなる。
- (3) 上記 (2) のとおり、低流量作動点ほどシュラウド面下での翼端渦の軌跡がより周方向に転向する結果、流量の低下とともに、翼端渦によるブロックage効果が大きくなり、動翼先端部からの流入量が減少する。
- (4) 開放領域では、動翼先端からの渦度の供給により翼端渦は成長過程にあり、その循環と渦核半径は流れ方向に線形的に増加し、シュラウド前縁付近で最大となる。一方、シュラウド面下では、翼端渦の循環と渦核半径は減少傾向にあり、翼端渦は緩やかに減衰する。この循環と渦核半径の流れ方向挙動に流量による大きな違いは見られない。また、翼端渦の最大循環量は動翼先端付近から流出する循環量の 60～75% 程度である。さらに、その渦核半径の最大値は翼先端半径の 7% 程度である。
- (5) 開放領域では、翼端渦の成長に伴って翼端渦まわりの循環が流れ方向に増加する結果、翼端渦中心の静圧は流れ方向に低下する。一方、シュラウド面下では、翼端渦の減衰が始まることおよび動翼の仕事による主流の圧力上昇が顕著になることから、翼端渦中心の静圧は流れ方向に上昇する。
- (6) 巻き上がり直後の翼端渦はウェークタイプの渦軸方向速度分布を示す。しかしながら、それより下流側では、翼端渦の急速な成長に伴う流れ方向の大きな順圧力勾配に起因して、渦中心に最大速度をもつジェットタイプの渦軸方向速度分布が形成される。
- (7) 上記 (3)、(6) の知見は、翼端渦が軸方向を向いていれば、翼端渦によるブロックage効果が小さくなり、翼先端部での流量低下を抑制できることを示唆している。また、上記 (2) の知見は、翼端渦の周方向への転向は動翼下流の半径外向き流れに支配されていることを示している。すなわち、シュラウドの形状および軸方向長さ、その軸方向位置などにより動翼出口流れを制御することで動翼下流の半径外向き流れを抑制できれば、ファン性能を向上できることが示唆される。

## 謝 辞

本研究で使用した実験データはダイキン工業株式会社からご提供いただいたものである。また、本研究は日本学術振興会特別研究員奨励費（24-6308）の支援を受けて行われた。ここに記して感謝の意を表す。

## 文 献

- Akaike, S. and Kikuyama, K., Noise reduction of pressure type fans for automobile air conditioners, Transactions of the ASME, Journal of Vibration and Acoustics, Vol. 115, No. 2 (1993), pp.216-220.
- 赤木富士雄, 奥苑勇生, 安東洋一, 山口住夫, 古川雅人, 脈動噴流による渦輪の形成過程, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 77, No. 775 (2011), pp. 546-556.
- Anderson, W. K., Thomas, J. L., and Van Leer, B., Comparison of finite volume flux vector splittings for the Euler equations, AIAA Journal, Vol.24, No.9 (1986), pp.1453-1460.
- 深野徹, 福原稔, 川越和浩, 原義則, 木下歓治朗, プロペラファンの低騒音化に関する実験的研究 (第 1 報, 空

- 力特性), 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 56, No. 531 (1990a), pp. 174-178.
- 深野徹, 福原稔, 川越和浩, 原義則, 木下欽治朗, プロペラファンの低騒音化に関する実験的研究 (第 2 報, 騒音特性), 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 56, No. 531 (1990b), pp. 179-184.
- Furukawa, M., Inoue, M., Saiki, K. and Yamada, K., The role of tip leakage vortex breakdown in compressor rotor aerodynamics, Transactions of the ASME, Journal of Turbomachinery, Vol.121, No.3 (1999), pp.469-480.
- 古川雅人, ターボ機械における流動現象の知的可視化, 可視化情報学会誌, Vol.23, No.91 (2003), pp. 206-213.
- Iwase, T., Kishitani, T. and Furukawa, M., Influence of blade number on aerodynamic noise of propeller fans for outdoor unit of air-conditioner, Proceedings of the International Conference on Fan Noise, Technology and Numerical Methods (2012).
- Jang, C. M., Furukawa, M., and Inoue, M., Analysis of vortical flow field in a propeller fan by LDV measurements and LES-PART I : Three-dimensional vortical flow structures, Transactions of the ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.123, No.4 (2001a), pp.748-754.
- Jang, C. M., Furukawa, M., and Inoue, M., Analysis of vortical flow field in a propeller fan by LDV measurements and LES-PART II : Unsteady nature of vortical flow structures due to tip vortex breakdown, Transactions of the ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.123, No.4 (2001b), pp.755-761.
- 近藤文男, 山口信行, 青木美昭, 新田堯, 空調用プロペラファンの騒音低減, ターボ機械, Vol. 19, No. 6 (1991), pp. 19-26.
- 中島誠治, 山田彰二, 吉瀬幸司, プロペラファン周りの流れ場と騒音の関係に関する実験的研究 (作動点による翼端流れ挙動の違いと騒音の関係について), 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 76, No. 767 (2010), pp. 32-37.
- Oseen, C.W., Arkiv. Mat. Astron. Fys, 7 (1911), 1.
- 大蔭勝久, 森主憲, 空調用ファンの低騒音化, 日本音響学会誌, Vol. 49, No. 11 (1993), pp. 803-809.
- Sawada, K., A convenient visualization method for identifying vortex centers, Transactions of the Japan society for Aeronautical and Space Sciences, Vol. 38, No. 120 (1995), pp. 102-116.
- Shima, E. and Kitamura, K., On new simple low-dissipation scheme of AUSM-family for all speeds, AIAA-Paper, No. 2009-136 (2009).
- 塩見憲正, 金子賢二, 蔡文新, 佐々木慶介, 瀬戸口俊明, 開放型軸流ファンにおける翼先端渦の特性, ターボ機械, Vol. 31, No. 9 (2004), pp. 545-553.
- Strelets, M., Detached eddy simulation of massively separated flows, AIAA Paper, No.2001-0879 (2001).
- Wright, T. and Simmons, W. E., Blade sweep for low-speed axial fans, Transactions of the ASME, Journal of Turbomachinery, Vol. 112, No. 1 (1990), pp. 151-158.

## References

- Akaike, S. and Kikuyama, K., Noise reduction of pressure type fans for automobile air conditioners, Transactions of the ASME, Journal of Vibration and Acoustics, Vol. 115, No. 2 (1993), pp.216-220.
- Akagi, F., Okuzono, Y., Ando, Y., Yamaguchi, S., Furukawa, M., Formation process of vortex ring generated by a pulsating jet flow, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 77, No. 775 (2011), pp. 546-556 (in Japanese).
- Anderson, W. K., Thomas, J. L., and Van Leer, B., Comparison of finite volume flux vector splittings for the Euler equations, AIAA Journal, Vol.24, No.9 (1986), pp.1453-1460.
- Fukano, T., Fukuhara, M., Kawagoe, K., Hara, Y. and Kinoshita, K., Experimental study on the noise reduction of a propeller fan (1st report, aerodynamic characteristics), Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 56, No. 531 (1990a), pp. 174-178 (in Japanese).
- Fukano, T., Fukuhara, M., Kawagoe, K., Hara, Y. and Kinoshita, K., Experimental study on the noise reduction of a propeller fan (2nd report, noise characteristics), Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 56, No. 531 (1990b), pp. 179-184 (in Japanese).
- Furukawa, M., Inoue, M., Saiki, K. and Yamada, K., The role of tip leakage vortex breakdown in compressor rotor aerodynamics, Transactions of the ASME, Journal of Turbomachinery, Vol.121, No.3 (1999), pp.469-480.
- Furukawa, M., Extraction of flow phenomena in turbomachinery using visual data mining, Journal of the Visualization Society of Japan, Vol.23, No.91 (2003), pp. 206-213 (in Japanese).
- Iwase, T., Kishitani, T. and Furukawa, M., Influence of blade number on aerodynamic noise of propeller fans for outdoor unit



- of air-conditioner, Proceedings of the International Conference on Fan Noise, Technology and Numerical Methods (2012).
- Jang, C. M., Furukawa, M., and Inoue, M., Analysis of vortical flow field in a propeller fan by LDV measurements and LES-PART I : Three-dimensional vortical flow structures, Transactions of the ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.123, No.4 (2001a), pp.748-754.
- Jang, C. M., Furukawa, M., and Inoue, M., Analysis of vortical flow field in a propeller fan by LDV measurements and LES-PART II : Unsteady nature of vortical flow structures due to tip vortex breakdown, Transactions of the ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.123, No.4 (2001b), pp.755-761.
- Kondo, F., Yamaguchi, N., Aoki, Y. and Nitta, T., Noise reduction of propeller fans for air conditioners, Turbomachinery, Vol. 19, No. 6 (1991), pp. 19-26 (in Japanese).
- Nakashima, S., Yamada, S. and Kise, K., Experimental research into relation between propeller fan's flow fields and noise (relationships between difference of tip flow behavior in each operation point and its noise), Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 76, No. 767 (2010), pp. 32-37 (in Japanese).
- Oseen, C.W., Arkiv. Mat. Astron. Fys, 7 (1911), 1.
- Otsuta, K. and Morinushi, K., The noise reduction of fan used for air conditioner, Journal of the Acoustical Society of Japan, Vol. 49, No. 11 (1993), pp. 803-809 (in Japanese).
- Sawada, K., A convenient visualization method for identifying vortex centers, Transactions of the Japan society for Aeronautical and Space Sciences, Vol. 38, No. 120 (1995), pp. 102-116.
- Shima, E. and kitamura, K., On new simple low-dissipation scheme of AUSM-family for all speeds, AIAA-Paper, No. 2009-136 (2009).
- Shiomi, N., Kaneko, K., Cai, W., Sasaki, K. and Setoguchi, T., Tip vortex feature in an open axial fan, Turbomachinery, Vol. 31, No. 9 (2004), pp. 545-553 (in Japanese).
- Strelets, M., Detached eddy simulation of massively separated flows, AIAA Paper, No.2001-0879 (2001).
- Wright, T. and Simmons, W. E., Blade sweep for low-speed axial fans, Transactions of the ASME, Journal of Turbomachinery, Vol. 112, No. 1 (1990), pp. 151-158.