九州大学学術情報リポジトリ
Kyushu University Institutional Repository

空力騒音を支配する非定常流動現象の解析

鄭，宰昊
九州大学大学院工学府機械科学専攻

古川，雅人
九州大学大学院工学研究院機械工学部門

https://doi.org/10.15017/1470185

出版情報：九州大学情報基盤研究開発センター全国共同利用システム広報. 3 (1), pp.31-37, 2009-10.
九州大学情報統括本部広報委員会
バージョン：
権利関係：

空力騒音を支配する非定常流動現象の解析

鄭　宰昊[1]，古川　雅人[2]

本プロジェクトでは，ファンなどの流体機械システムで発生する空力騒音がどのような非定常流動現象によって支配されているのかを探査することを目的として，大規模な非定常三次元流動解析を実施するとともに，特異点理論に基づいた流れ場の知的可視化を行った．具体的には，半開放形プロペラファンの全周において 3000 万点の計算格子（1 億 5000 万自由度）を設け，ナビエ・ストークス方程式の DES(Detached Eddy Simulation) 解析を実施した．その結果，ファンまわりの複雑な三次元渦流れ構造を明らかにするとともに，空力騒音を引き起こす非定常流動現象を明らかにすることができた．また，Ffowcs Williams-Hawkings の式により流体騒音の予測も試みた．

１．緒言

プロペラファンは構造が簡単で大流量を実現できることから，単体として換気用ファンや，エアコンの室外機や，自動車のエンジンブロックに組み込まれた熱交換器（ラジエータ）やコンピュータ筐体内の冷却ファンなどに広く使用されている．このようなプロペラファンでは，シュラウドとして軸方向長さの短いベルマウス（半開放形シュラウド）のみが装着されることが多く，翼前縁の一部あるいは全体が上流に開放された部分を持つ形状となる．この場合，翼入口では内部流れと外部流れが混在し，翼全体がシュラウドで完全に覆われた軸流ファンに比べ，その翼周りの流れ構造はきわめて複雑な三次元性を呈することは言うまでもない．

しかしながら，これまではこの複雑な流れ構造を把握することなく，プロペラファンの空力性能の向上が進められてきた．また，プロペラファンは人間の住居環境に近い場所で作動することが多いため，その空力特性には高効率であることのみならず，低騒音であることが求められる．しかし，経験則に基づいた従来の騒音低減化手法では，プロペラファンのさらなる低騒音化を実現することは容易でない．特に，空力騒音特性と密接に関係した動翼まわりの非定常流れ挙動は，最新の流れ計測技術を用いても，実験により把握することが困難である．したがって，高精度の非定常渦流れ現象の予測には実験解析のみならず，数値解析による研究が必要である．

本研究では，プロペラファンの高効率および低騒音化を目指して，九州大学情報基盤研究開発センターの共有メモリ型並列計算機 PRIMEQUEST580 を用いて，$k-\omega$ モデルをベースとした大規模な DES 計算を実施することにより，半開放形プロペラファンにおける複雑な渦流れ場の三次元構造を数値解析により明らかにし，Lighthill の音響学的アナロジー[(1)]（Acoustic Analogy）に基づいて音圧レベルの予測を行う．

２．解析対象

本研究の解析対象は図 1 のように 3 枚の翼で構成される半開放形プロペラファンであり，翼直径 470.0 mm，ハブ直径 160.0 mm，シュラウドと翼先端とのすき間は 7.76 mm である．本研究では，設計作動点に対してのみ解析を行った．なお，翼半径を代表長さ，翼先端周速を代表速度とした Reynolds 数は約 2.62×10^5 となる．

３．数値計算手法

３－１．計算スキーム

本研究では，Reynolds 平均を施された三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を基礎方程式とし，数値計算手法として，緩和型陰的高解像度風上スキーム[(2) (3)]により，$k-\omega$ モデルを用いた URANS と LES[(4)]とを組み合わせた DES 計算を行った．

計算スキームでは，非粘性・粘性流束および体積力は時間方向に全て陰的に離散化し，空間方向には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離散化する．人工粘性を小さく抑え，かつ安定に計算するため，非粘性流束は Roe の近似リーマン解法[(5)(6)]を用いた MUSCL 形[(7)]の高次精度 TVD スキーム[(8)]により評価する．粘性流束は Gauss の発散定理を用いて中心差分的に評価する．線形化されて得られた連立一次方程式は，近似因子化法によらず，Gauss-Seidel 形の点緩和法によって解かれる[(9)]．なお，各時間ステップで 10 回のニュートン反復を実行し，線形化と点緩和に伴う誤差を除去して時間精度を 2 次に保った[(10)]．

各時間ステップ間の時間刻み幅は $\Delta t^* = 0.01$ とした．ここで，t^* は無次元時間であり次式で定義される．

$$t^* = \frac{c_1 t}{r_t} \tag{1}$$

上式において c_1 は上流での音速，t は時間，r_t は

[1]九州大学大学院工学府機械科学専攻
jeong@haira.mech.kyushu-u.ac.jp
[2] 九州大学大学院工学研究院 機械工学部門
furu@mech.kyushu-u.ac.jp

動翼先端半径である．なお，動翼 1 回転は$\Delta t^* \fallingdotseq 120.0$ に相当する．

３－２．乱流モデル

DES（Detached Eddy Simulation）は Sparart et. al [11]によって提案された，RANS と LES を組み合わせたハイブリッド手法である．同手法は RANS を用いて壁面近傍の格子数を少なくし，流れ場の特性を決定づけるはく離域における渦構造は LES によって再現するため，計算負荷を抑えつつ精度よく流れ場を予測することが出来る．本解析で用いた DES[12]は$k-\omega$ 2 方程式モデルを解くことにより，渦粘性を得る．$k-\omega$モデルにおけるkの輸送方程式内散逸項より，混合距離$l_{k-\omega}$は，

$$l_{k-\omega} = \frac{k^{1/2}}{\beta^* \omega}, \quad \beta^* = 0.09 \tag{2}$$

で表される．DES における渦粘性の支配方程式は，$k-\omega$モデルにおいて用いられる混合距離$l_{k-\omega}$を

$$\tilde{l} = \min\left(l_{k-\omega}, C_{des}\Delta_{des}\right) \tag{3}$$

と置き換えることで得られる．上式は LES 領域と RANS 領域を決定づける．ここで，Δ_{des}はx，y，z方向における最大格子幅，C_{des}は定数である．

$$\Delta_{des} = \max\left(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z\right) \tag{4}$$

$l_{k-\omega} < C_{des}\Delta_{des}$の場合，$\tilde{l}$は混合距離に設定され，この時$k-\omega$モデルは RANS に相当する渦粘性を算出する．$l_{k-\omega} > C_{des}\Delta_{des}$の場合，$\tilde{l}$は格子幅スケールとして設定され，$k-\omega$モデルは標準スマゴリンスキーモデルと同様に SGS 粘性に相当する渦粘性を算出し，DES は LES として計算される．なお、本計算では$C_{des} = 0.78$とした．

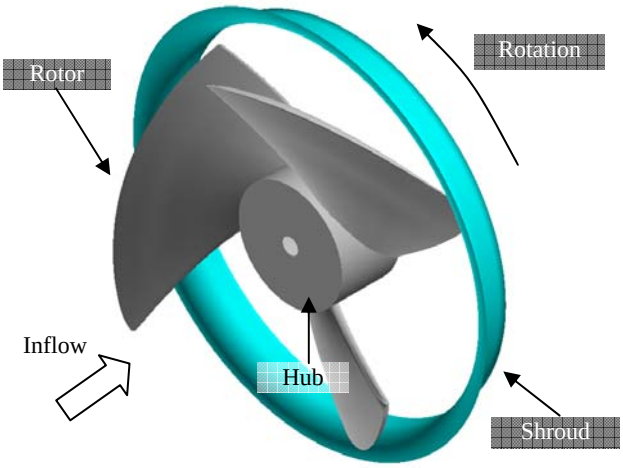
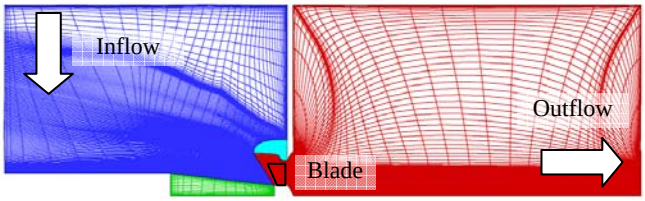


図 1：Perspective view of testment

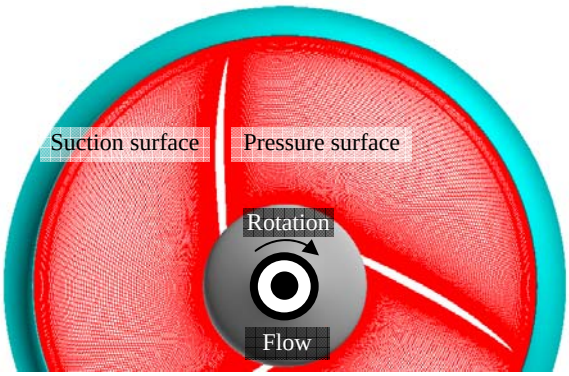
３－３．計算格子

本研究における数値解析では，半開放形プロペラファンを解析対象とし，動翼 1 ピッチの定常計算および動翼の全周（3 ピッチ）にわたる非定常計算を実施した．本研究では，動翼の全周だけではなく，入口および出口チャンバーに対応した領域を計算領域とした．

図 2 に本解析に用いた計算格子を示す．計算格子は H 型の構造格子を用いており，動翼 1 ピッチの計算領域を翼間および流出部（赤色），流入部（青色），シュラウド上部（空色），流入ハブ部（緑色）に分割している．翼間および流出部のセル数は，流れ方向，スパン方向，ピッチ方向にそれぞれ 215 セル，130 セル，256 セルであり，流入部のセル数はそれぞれ，40 セル，200 セル，256 セルである．シュラウド上部のセル数はそれぞれ，50 セル，40 セル，256 セルである．また，流入ハブ部のセル数はそれぞれ，30 セル，20 セル，256 セルである．動翼列 1 ピッチにおける総セル数は 9,868,800 セル，動翼列の全周では 29,606,400 セルである．このとき，自由度の総数は約 1 億 5000 万である．



(a) Meridional view



(b) Blade passage region

図 2：Computational grid system

３－４．PRIMEQUEST580 計算機の利用

九州大学情報基盤研究開発センターの共有メモリ型並列計算機 PRIMEQUEST580 の 4 ノードを用いることにより自由度の総数は約 1 億 5000 万の計算を実施した．本解析では計算の高速化を目指し，MPI(Message Passing Interface)並列を用い，翼間において，64 プロセス並列分割を行い，1 プロセス当たり 4 スレッド並列を行った．プロセス並列計算により，翼 1 回転分のシミュレーションを実施する際，約 1 週間の計算時間を要し，計算の高速化が実現できた．

３－５．計算領域

図 3 に，式(3)より求められた非定常計算のある時刻における RANS 領域（赤色），LES 領域（青色）を示す．図 3 は翼面およびハブ面近傍における RANS あるいは LES により計算された領域を表示している．動翼の壁面境界層，負圧面におけるはく離域，後流のウェーク領域にて RANS 計

算が行われている．$k-\omega$モデルをベースとしたDES は，渦のスケールと格子幅を比較してRANS/LES 領域を決定するため，流れ場の変化に応じて適宜 RANS/LES 領域が設定されることがわかる．

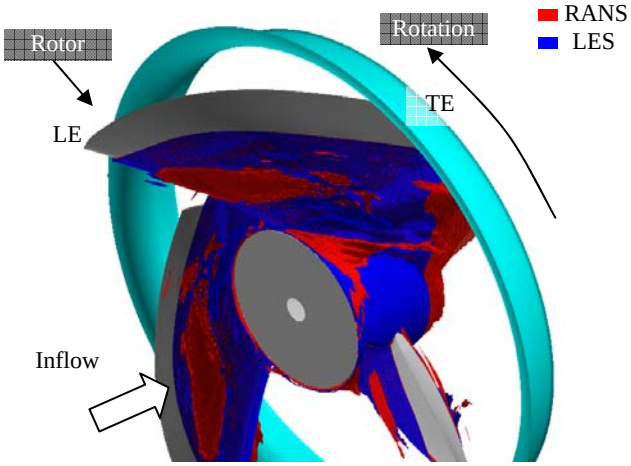


図 3：RANS/LES calculation region near the blade

３－６．境界条件および計算条件

計算領域の境界では，領域の外側に配置した仮想セルに各境界条件に対応する物理量を与え，内部セルと同じ手法で仮想セル界面における数値流速を求めることによって領域境界における流束を定めた．これにより，流入および流出境界においてもリーマン問題が解かれ，非物理的な波の反射を抑制することができる．

流入境界における仮想セルには，設計質量流量が均一に流入する境界条件を与えた．流出境界の仮想セルには，隣接する内部セルと同じ物理量を与えるが，流入質量流量と流出質量流量が同じとなるよう，速度の大きさに対し適宜スケーリングを行った．また，出口境界で逆流はないものとし，出口境界における逆流速度成分をゼロとして規定した．また，壁面境界では壁関数を適用せず，隣接する内部セルの物理量分布を用いて，滑り無しの条件および断熱条件を満足する物理量を仮想セルに与えた．

３－７．渦コア同定法

本解析では，クリティカルポイント解析に基づいて渦構造のトポロジーの同定を行った[13]．この方法では，速度勾配テンソルが１つの実固有値および２つの共役複素固有値を持つとき，流線パターンは螺旋を描くと共に，その渦中心線は実固有値に対応した固有ベクトルに平行となることに基づいて渦中心線が抽出される．さらに，この渦中心線が計算セルを横切るとき，その計算セル内に含まれる線分が局所の渦中心線として同定される．しかし，渦構造が渦中心線の集合体として可視化されるため，これに沿った物理量の変化を把握する事は容易ではない．そのため，本解析では，抽出された渦中心線自体を可視化するのではなく，計算セル内に含まれる渦中心線の数から渦コアの存在率を定量的に評価し，その存在率を指標とした等値面を表示することで渦コアの可視化を行った．

また，渦の挙動を定量的に把握するため，次式で定義される無次元ヘリシティを導入した．

$$H_n = (\vec{\xi}\cdot\vec{w})/(|\vec{\xi}|\cdot|\vec{w}|) \tag{5}$$

ここで$\vec{\xi}$は渦度ベクトル，$\vec{w}$は速度ベクトルである．すなわち無次元ヘリシティはこれらのベクトルの成す角の余弦値を示し，

この値の絶対値が 1 であるとき，流れ方向に強い縦渦が存在することを示す．また，無次元ヘリシティの符号は流れ方向に対する渦の回転方向を示す．そのため渦コアに沿った無次元ヘリシティの分布を見ることで，流れ方向への渦の減衰に関わらず，定量的に渦の挙動を解析することが可能となる．なお，上述の無次元ヘリシティは Levy らによる定義[14]に準拠しているが，動翼列内の二次流れが絶対渦度の相対流れ方向成分によって支配されることから，本解析では式(5)で表される無次元ヘリシティの算出においては，絶対渦度ベクトルと相対速度ベクトルを適用した．

4. EFD と CFD の比較

本研究では，CFD 検証のため，圧力センサーおよび LDV 装置を用い，壁面静圧および翼後縁下流での速度を測定し，静圧上昇係数および乱れ度分布と CFD との比較を行った．

表 1 は圧力センサーを用い，動翼の上流側壁面および下流側壁面の間における静圧上昇係数を示す．静圧上昇係数は翼先端周速度で無次元化されている．表 1 により，EFD と CFD において静圧上昇係数がほぼ一致していることがわかる．

表 1：Static pressure rise coefficient on the EFD and CFD

	Static pressure rise coefficient
EFD	0.130
CFD	0.133

図 4 は LDV 測定により得られた翼後縁下流での乱れ度分布を示す．乱れ度T_iは次式で定義される．

$$T_i = \sqrt{\frac{v_r'^2 + v_\theta'^2 + v_z'^2}{3U_t^2}} \tag{6}$$

ここで，v_r'は半径方速度，v_θ'は周方向速度，v_z'は流れ方向速度，U_tは翼先端周速度である．図 4 により，翼端渦と後流とコーナーセパレーション渦により引き起こされたと考えられる高乱れ流体が見られる．また，翼先端正圧面近傍で高乱れ流体が集積している様子が見られる．

図 5 に CFD により得られた翼後縁下流での時間平均された全圧損失分布を示す．全圧損失 ζ_p は次式で定義される．

$$\zeta_p = \frac{\omega(rc_\theta - r_1 c_{\theta 1}) - (P - P_1)/\rho}{U_t^2/2} \tag{7}$$

ここで，ω は羽根車の回転角速度，r は羽根車回転軸からの半径，c_θ は絶対速度の周方向成分，P は全圧，ρ は入口密度，U_t は翼先端周速，および添字の 1 は羽根車入口の値であることを示している．図 5 を見ると翼端渦と後流とコーナーセパレーション渦により引き起こされたと考えられる高全圧損失流体が見られる．また，翼先端正圧面近傍では高全圧損失流体が見られる．図 4 と図 5 によると，翼後縁下流で，LDV 測定による高乱れ度領域と CFD による高全圧損失領域がよく対応していることがわかる．

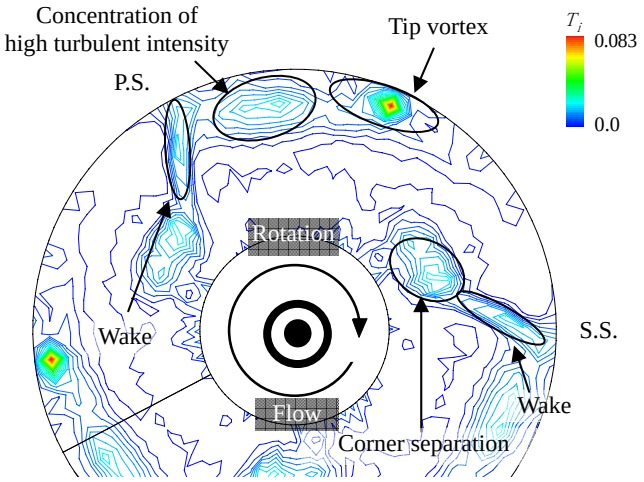


図 4：Turbulence intensity distribution near trailing edge (EFD)

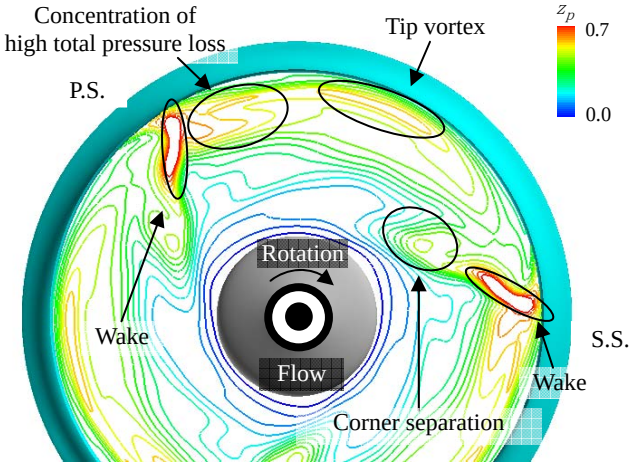


図 5：Total pressure rise distribution near trailing edge (CFD)

５．流れ場の解析結果

図 6 に時間平均流れ場において，特異点理論に基づく方法で同定された渦流れ構造と LIC（Line Integral Convolution）法[(15)(16)]によって描画した負圧面における限界流線を重ねて示す．図 6 の渦流れ構造は式(5)で定義される無次元ヘリシティ H_n の分布に基づいて色付けされている．

図 6 から，翼端前縁付近から翼端後縁付近までに漏れる流れが翼端渦に取り込まれることにより，翼端 30%コード位置付近で強い翼端渦が縦渦として巻き上がる．また，この翼端渦は翼端に沿って軸方向へと発達した後，翼端後縁付近から隣接翼に向かって周方向に発達しており，この漏れ渦発達方向の変化位置はシュラウド面が始まる箇所に一致している．このことは，この位置で翼端渦とシュラウド面との干渉に伴って，翼端に沿って発達していた翼端渦が隣接翼へと誘起されたことを示唆している．

次に図 6 に示された翼負圧面ハブ側の 10%コード位置付近に巻き上がったはく離渦に注目すると，この渦は翼間ハブ面上の二次流れにより運ばれた低エネルギー流体がはく離することで形成されたものである．図 6 に示されている翼負圧面上の限界流線に着目すると，10%コードのハブ付近にはく離線が見られており，その箇所より下流の限界流線には遠心力の影響を強く受け，半径外向きの流れが見られる．このはく離渦は翼端渦と干渉することなく，下流へ移流している様子が見られる．

まず，翼端 30%コード位置付近で強く巻き上がった翼端渦はシュラウド面と干渉することにより周方向に発達し，シュラウド面近傍の広い範囲にわたって高損失領域を形成させる．この翼端渦は崩壊することなく下流へ流れることにより，翼端渦コア挙動が高損失領域とよく一致していることがわかる．図 7 に翼端渦の周囲における全圧損失および流線を示す．図 7 によりシュラウド面近傍の翼端渦と隣接翼面との間では，翼端漏れ流

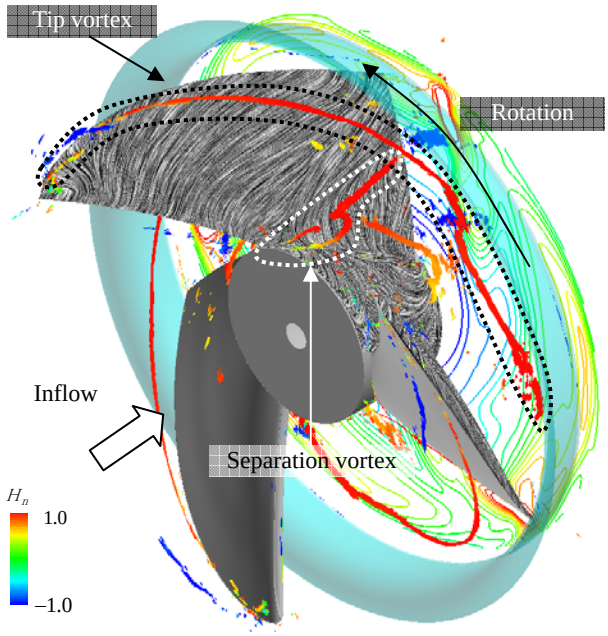


図 6：Time-averaged vortex structure (CFD)

れと翼端近傍の後流が翼端渦の周囲に巻き込まれることにより，高損失流体の集積が形成されている．

次に，翼負圧面ハブ側から生成され，遠心力によりスパン方向へ発達するはく離渦および翼からの境界層はウェークとして高損失領域を形成する．

また，図 5 の翼負圧面後縁ハブ側の全圧損失分布に着目すると，広い範囲にわたって高損失領域が見られる．これは，翼後縁下流側のハブ近傍で存在する大規模な逆流域により供給された高損失流体がハブ面上の二次流れとして翼負圧面へ流れ，集積することで形成されたものである．ハブ面の渦構造および限界流線を示す図 8 の翼負圧面側に着目すると，広い範囲にわたって，コーナーセパレーション渦が形成されていることがわかる．このコーナーセパレーション渦の付近ではハブ面の逆流から供給された低エネルギー流体は翼間の二次流れとして集積し，翼間を通り抜けた後，遠心力および大規模な逆流のブロックケージ効果により，スパン方向へ発達しながら，拡散している．

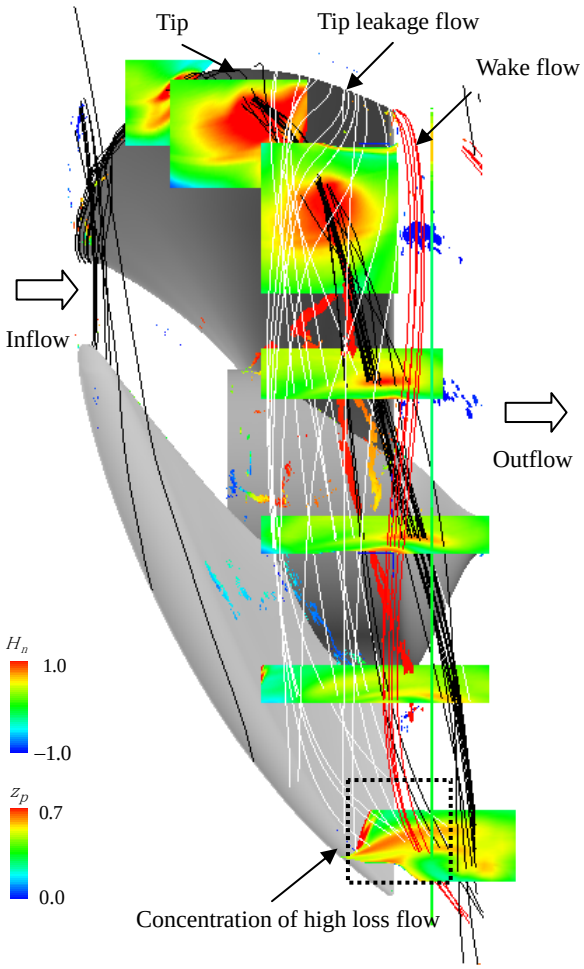


図 7：Time-averaged vortex structure and total pressure loss (CFD)

６．音響的アナロジーに基づいた騒音予測

Lighthill の音響学的アナロジーを用いれば，音源となるプロペラファン近傍の非定常流れ場を CFD 解析することにより，ファンの遠方音場を予測することができる．プロペラファンでは，翼面上の音源が回転していることから，音響学的なアナロジーに基づいた Ffowcs Williams-Hawkings の式[17]により流体騒音の予測を行った．本研究対象は低マッハ数の流れ場に支配されており，物体表面上の圧力変動により引き起こされる双極子音源が主な騒音の原因になる．そのため，流体騒音の予測を行う際において，双極子音源に着目する．また，翼先端周速度は遅いため，動翼の回転に伴う音波の加速度を無視する．以上の仮定により，遠方音場での音圧 P' は次式で定義される．

$$P' = \frac{1}{4\pi a_0}\frac{\partial}{\partial t}\int_S \frac{x_i - y_i}{|X-Y|^2} p_i\left(Y, t - \frac{r}{a_0}\right) dS(Y) \qquad (8)$$

ここで，a_0 は定常な基準状態での音速，X は観測点に関する座標，Y は騒音源に関する座標，p は圧力，t は時間，r は観測点と騒音源との距離，S は圧力放射面積，および添字の i は観測点向き単位ベクトルを示している．図 9 に回転軸上の上流部に 1m 離れた観測点から式(8)を用い，音圧予測を行った結果を示す．図 9 (a)および(b)はそれぞれ翼負圧面および翼正圧面から放射される音圧を示す．図 9 を見ると翼負圧面から放射された音圧は翼正圧面から放射された音圧より大きいことがわかる．また，図 10 に渦構造および翼先端周速度により無次元化された翼面上の圧力変動値 P_f を示す．前述の高損失流体を有する様々な三次元渦構造は非定常性を有し，翼負圧面と干渉することにより，図 10 のように翼負圧面に大きな圧力変動を引き起こし，翼負圧面は翼正圧面より大きな音圧を放射していることがわかる．

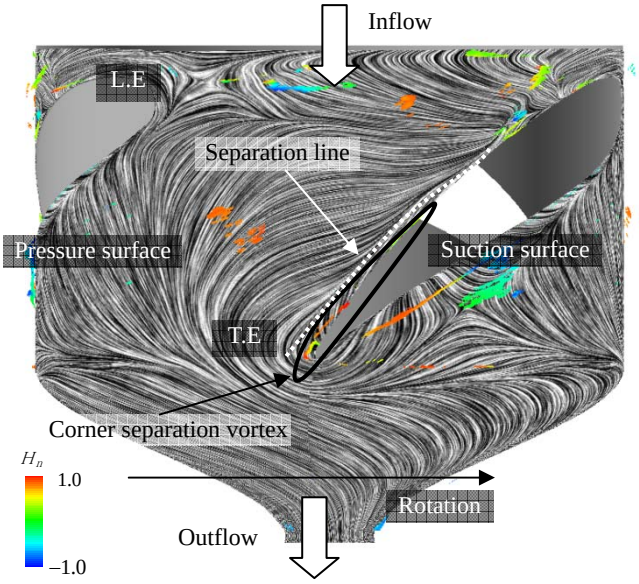


図 8：Time-averaged vortex structure and limiting streamline (CFD)

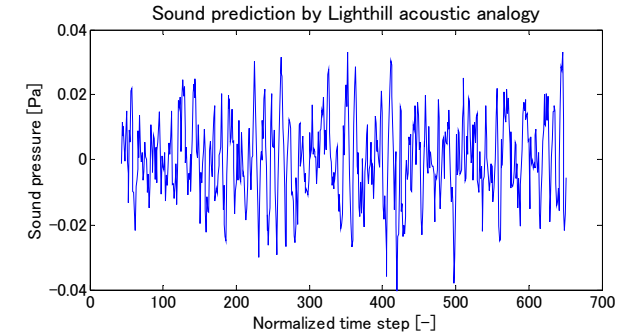
表 2 に半開放形プロペラファンに対し，EFD および CFD により測定および計算により得られた比騒音を示す．比騒音レベル K_S は次式により定義される．

$$K_S = SPL - 10\log_{10}\left(Q \cdot P_S^2\right) \tag{9}$$

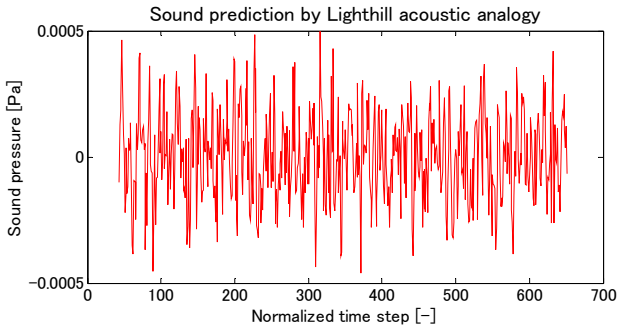
ここで，SPL は音圧レベル，Q は流量，P_S は静圧上昇である．表 2 の EFD は A 特性補正を行った比騒音レベルであり，CFD は A 特性補正を行ってない比騒音レベルである．A 特性補正による影響を考慮すると CFD 結果に計算された比騒音レベルは EFD により測定された比騒音レベルとよく一致していると考えられる．

7．結言

本研究では半開放形プロペラファンに対して，設計作動点における DES(Detached Eddy Simulation)数値計算を行った．その結果，様々な三次元渦流れ構造に対し，高損失流体の引き起こされるメカニズムを明らかにすることができた．また，Ffowcs Williams-Hawkings の式により流体騒音の予測ができた．



(a) Sound pressure level radiated on the suction surface



(b) Sound pressure level radiated on the pressure surface

図 9：Sound pressure radiated from the blade surface (CFD)

表 2：Specific sound level on the EFD and CFD

	Specific sound level [dB]
EFD	27.39 (A characteristic correction)
CFD	30.79

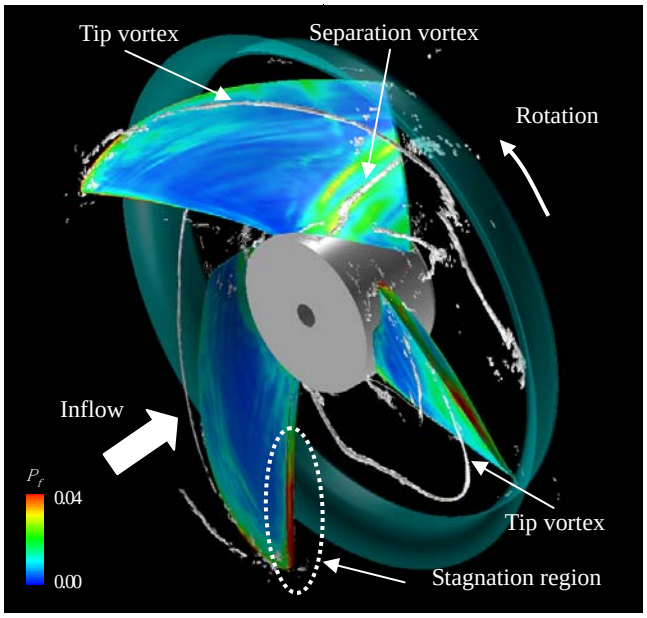


図 10：Pressure fluctuation on the blade surface (CFD)

参考文献

(1) Lighthill, M. J., On sound generated aerodynamically. Ⅰ. General theory, Proc. Roy. Soc. London, A 211, (1952), pp. 564-587

(2) Furukawa, M., Nakano, T., and Inoue, M., “Simulation of Transonic Cascade Flow Using an Unfactored Implicit Upwind Relaxation Scheme With Inner Iterations,” ASME Journal of Turbomachinery (1992), Vol. 114, No.3, pp. 599-606.

(3) Inoue, M., and Furukawa, M., “Artificial Dissipative and Upwind Schemes for Turbomachinery Blade Flow Calculation,” VKI Lecture Series (1994), No. 1994-06.

(4) Smagorinsky, J., “General Circulation Experiments with the Primitive Equations,” Monthly Weather Review (1963), Vol.91, pp.99-164

(5) Roe, P. L., “Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference schemes,” Journal of Computational Physics (1981), Vol. 43, pp.357-372

(6) Chakravarthy, S.R., “The Versatility and Reliability of Euler Solvers Based on High-Accuracy TVD Formulations,” AIAA Paper (1986), No. 86-0243.

(7) Anderson, W.K., Thomas, J.L., and van Leer, B., “Comparison of Finite Volume Flux Vector Splittings for the Euler Equations,” AIAA Journal (1986), Vol. 24, No.9, pp. 1453-1460.

(8) Furukawa, M., Yamasaki, M. and Inoue, M., “A Zonal Approach for Navier-Stokes Computations of Compressible Cascade Flow Fields Using a TVD Finite Volume Method,” ASME Journal of Turbomachinery (1991), Vol. 113, No.4, pp. 573-582.

(9) Furukawa, M., Saiki, K., and Inoue, M., “Numerical Simulation of Three-Dimensional Viscous Flow in Diagonal Flow Impeller,” ASME FED (1995), Vol. 227, pp. 29-36.

(10) Chakravarthy, S.R., “Relaxation Method for Unfactored Implicit Upwind Schemes,” AIAA Paper (1984), No. 84-0165.

(11) Spalart, P. R., Jou, W. H., Sterlets, M., Allmaras, S. R. “Commentson the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach2,” Proc.First AFOSR International Conference on DNS/LES (1997), pp. 137-147.

(12) M.Strelets, “Detached Eddy Simulation of Massively Separated Flows,” AIAA Paper (2001), No.2001-0879.

(13) Sawada, K., “A Convenient Visualization Method for Identifying Vortex Centers,” Trans. Japan Soc. of Aero. Space Sci. (1995), Vol. 38, No. 120, pp. 102-116.

(14) Levy, R., Degani, D. and Seginer, A., “Graphical Visualization of Vortical Flows by Means of Helicity,” AIAA Journal (1990), Vol. 28, pp. 1347-1352.

(15) Cabral, B., and Leedom, C., “Imaging Vector Fields Using Line Integral Convolution,” Computer Graphics Proc. ’93 ACM SIGGRAPH (1993), pp.263-270.

(16) Forssell, L.. K. and Cohen, S. D., “Using Line Integral Convolution for Flow Visualization : Curvilenear Grids, Variable-Speed Animation, and Unsteady Flows,” IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics (1995), Vol. 1, No. 2, pp. 133-141.

(17) Ffowcs Williams, J. E. and D. L. Hawkings, “Sound Generation by Turbulence and Surfaces in Arbitrary Motion,” *Phil. Trans. Roy. Soc.* (*London*), Ser. A, 264, 321-342, 1969