渦格子法による水平軸風車後流速度場の解析*

長谷川 豊^{*1}, 菊山 功嗣^{*1}, 今村 博^{*2}Application of Vortex Lattice Method for an Analysis on Wake Flow
of a Horizontal Axis Wind Turbine Rotor

Yutaka HASEGAWA, Koji KIKUYAMA and Hiroshi IMAMURA

This paper describes an analysis of the wake flow behind a horizontal axis wind turbine rotor by means of a vortex lattice method using a free wake model. Rotor blades and their wakes are represented by vortex lattices, which can fit arbitrary blade shapes. The configuration of the wake develops downstream with rolling up, because of the largely decelerated axial flow near the rotor plane and also of the interaction effects within highly skewed vortex sheets. Therefore, a free wake model is adapted with a time marching scheme, where the position of the vortex lattice in the wake is calculated at every time step, using the local velocity, which includes the component induced by the wake. The comparison between the calculated results and the experimental data shows good agreement, especially for the axial velocity distribution in the near wake field.

Key Words: Turbomachine, Numerical Analysis, Horizontal Axis Wind Turbine, Vortex Lattice Method, Free Wake Model

1. ま え が き

高負荷状態で運転される水平軸風車(HAWT)の場合, 風車ロータ回転面における誘導速度が大きいため, ロータ回転面直後では著しく軸方向速度が減少し, またロータ翼から放出される渦の軌跡はらせんを描きながら発達する. HAWTの数値計算ではこの後流のらせん渦面の取扱い方が重要であり, その方法に関して, これまでいくつかの研究がなされている.

HAWTの後流の計算処理方法としては, あらかじめその形状を決めるモデル(prescribed model)と自由後流モデル(free wake model)の二つに分類することができる. 前者のモデルは後流を半無限長渦⁽¹⁾, あるいは, 可視化または後流速度場の測定結果に基づいて決められた固定ピッチのらせん渦⁽²⁾⁽³⁾で表す. 後者は, 各瞬時における速度場の計算から, おおのこの渦をその局所速度で移動させることにより, らせん渦を進行させる手法(time marching method)である. 後流渦シートの計算を簡略化するために, 後流を二つの領域⁽⁴⁾⁽⁵⁾, あるいは三つの領域⁽⁶⁾に分ける計算法も行わ

れている.

自由後流モデルは, らせん渦のピッチを決定する減衰係数のような実験定数を用いていないので, 実際の後流の発達により近い計算を行う解析手法といえ, 非定常な条件に対しても適している. また, 自由後流モデルは通常パネル法に基づいた渦格子法(VLM)を用いているので, キャンバ, テーパ, ねじりをもった任意の形状をもつ風車翼を扱うことができる利点がある.

HAWT周りの流れ場の測定には, 流れ場が複雑で広い範囲にわたるので多大な時間と労力が必要である. このため実測データは, 可視化⁽⁷⁾⁽⁸⁾あるいは速度場の測定^{(9)~(11)}などが挙げられるが, それほど多くなされてはおらず, HAWT周りの流れ場の把握に数値解析が必要となる.

本論文では, 一様流が風車ロータ回転軸に平行に流入する場合について自由後流モデルを取り入れた渦格子法(VLM)により, 風車ロータ回転面後流の流れ場の数値解析を行った. 計算手法の有用性を確認するため, 測定結果との比較を行った.

2. 記 号

b: 翼幅長

* 原稿受付 1995年1月23日.

^{*1} 正員, 名古屋大学 (〒464-01 名古屋市千種区不老町).^{*2} 正員, 名古屋大学大学院.

- c : 翼弦長
 i : 翼弦方向パネル番号
 j : 翼幅方向パネル番号
 N : パネル分割数
 $\mathbf{n}$: 翼面の単位法線ベクトル
 R : ロータ回転半径
 $\mathbf{r}$: 位置ベクトル
 $\mathbf{r}_b$: 翼座標上選点の位置ベクトル
 t : 時間
 $\mathbf{u}$: 速度ベクトル
 $\mathbf{u}_{\text{ind}}$: 誘導速度ベクトル
 $\mathbf{W}_0$: 一様流速度ベクトル $[(0, 0, W_0)]$
 u, v, w : x, y, z 方向速度成分
 x, y, z : 静止座標系成分
 x_b, y_b : 翼座標系成分
 Γ : 循環量
 Δb_{ij} : ij 番翼要素の翼幅方向長さ
 Δc_{ij} : ij 番翼要素の翼弦方向長さ
 θ_{tip} : 翼端ピッチ角(上流側に正)
 λ : 周速比 $[\Omega R/W_0]$
 Φ : 速度ポテンシャル
 ϕ : 摂動速度ポテンシャル
 ϕ_0 : 一様流速度ポテンシャル
 Ψ : アジマス角
 Ω : 角速度ベクトル $[(0, 0, \Omega)]$
 添 字
 B : 翼パネル
 $T.E.$: 翼後縁パネル
 W : 後流パネル

3. 計 算 方 法

3.1 座標系 図1に示すように静止座標系は,

図1 座標系

水平方向, 鉛直上向き, 回転軸方向にそれぞれ, x, y, z 軸をとる。一様流入速度 $\mathbf{W}_0$ は z 軸に平行で, ロータ回転面は $x-y$ 平面上にある。

風車翼の1枚は $t=0$ で y 軸上にあるものとし, アジマス角 Ψ は, 回転面を下流側から見て反時計方向を正とする。翼とともに動く翼座標系(添字 b)は, 翼の1/4弦線上に y_b 軸, $x-y$ 平面上の y_b 軸に直交した方向に x_b 軸をとる。

3.2 基礎式および境界条件 三次元物体周りのポテンシャル流れに対する支配方程式は, 速度ポテンシャル Φ の Laplace 方程式となる。

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$\mathbf{W}_0 = \nabla \phi_0$ を満足する一様流速度ポテンシャル ϕ_0 を用いることにより, 速度ポテンシャル Φ は次式のように分解できる。

$$\Phi = \phi + \phi_0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで, ϕ は摂動速度ポテンシャルである。 ϕ について Green の恒等式を用いると, 式(1)の一般解は, 物体境界面上に分布させた特異要素, 吹出し/吸込み σ と二重わき出し μ を用いた次の境界積分方程式を満足する⁽¹²⁾。

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{B+W} \mu \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{|\mathbf{r}|} dS - \frac{1}{4\pi} \int_B \sigma \frac{1}{|\mathbf{r}|} dS + \phi_0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

上式中の $\partial/\partial n$ は, 物体境界面上の単位法線ベクトル $\mathbf{n}$ の方向微分で, $\mathbf{r}$ は積分点から観点に向かうベクトルである。また, B と W は本論文ではそれぞれ翼および厚さが零の後流渦面を表す。

式(3)を一意的に求めるために, 物体上の各観点において流れが翼を横切らない, すなわち境界面上において $\partial\Phi/\partial n = 0$ となる Neumann 形の境界条件を用いる。図1に示した翼座標系では, この境界条件は次式により表される。

$$(\mathbf{W}_0 - \Omega \times \mathbf{r}_b + \nabla \phi) \cdot \mathbf{n} = 0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

3.3 離散化 式(3), (4)の解法として, パネル法に基づく渦格子法(VLM)を用いた。式(3)において $\sigma=0$ として風車翼を薄翼に置き換え, 翼キャンバ面を四辺形要素に分割する(図2のハッチング部)。この要素がもつ空気力学的効果を表すために, 循環量 Γ_{ij} の渦糸を四辺にもつ渦格子パネルを用いる。パネルは翼要素の前縁から翼弦方向に $\Delta c_{ij}/4$ ずらして配置する(図2の太線)。これは強さが一定の二重わき出し μ が分布するパネルと等価である⁽¹²⁾。

次に翼要素上に配置した観点において, すべての渦線要素から誘起される速度を計算し, 境界条件の式(4)に代入する。渦線による誘導速度 $\Delta \mathbf{u}_{\text{ind}}$ の計算に

は次式の Biot-Savart 則を用いた。

$$\Delta \mathbf{u}_{\text{ind}} = \frac{\Gamma}{4\pi} \frac{d\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{|\mathbf{r}|^3} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 $d\mathbf{l}$ は渦線素ベクトルである。

撰点は各要素の翼弦方向は後縁側から $\Delta c_{ij}/4$ 、翼幅方向はパネル中心 $\Delta b_{ij}/2$ の位置に定める。

以上の操作により境界条件式(4)は未知量 Γ_k, Γ_l に関する次の代数方程式になる。

$$\sum_{k=1}^{N_B} [B_k \Gamma_k + (\mathbf{W}_0 - \Omega \times \mathbf{r}_b)_k \cdot \mathbf{n}] + \sum_{l=1}^{N_W} C_l \Gamma_l = 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

式(5)において、 B_k, C_l は翼および後流パネル位置により決定される影響係数である。

翼をパネル要素に分割する場合、翼端および翼根部における翼幅方向の循環量のこう配 $\partial \Gamma / \partial y_b$ が大きい、パネル密度を翼端と翼根部で密にすることにより、計算精度の向上を目指した。

3・4 数値解法 境界条件から得られた式(6)において、翼面上および後流中のパネル要素のもつ渦強さである未知変数 Γ_k, Γ_l は以下の方法で決定される。

図2に示すように、時刻 $(t - \Delta t)$ において翼後縁に位置するパネルが、時間ステップ Δt の間に渦強さ $\Gamma_{T.E.}(t - \Delta t)$ を保ったまま後流へと放出されるものとする、時刻 t において翼後縁に接する後流パネルの渦強さ $\Gamma_w(t)$ は、

$$\Gamma_w(t) = \Gamma_{T.E.}(t - \Delta t) \quad \dots\dots\dots (7)$$

となる。後縁から放出されたパネルは、Kelvin-Helmholtz の定理に従い、各パネルでの強さを保ち下流へと流される。

以上の操作により、式(5)中の未知変数は Γ_k のみとなる。なお、計算が収束すると、 $\Gamma_w(t) = \Gamma_{T.E.}(t)$ となり、後縁においてパネル間で翼幅方向の渦はすべて

図2 翼の離散化と後流パネル

キャンセルされ、馬てい形渦が残る。この状態を定常状態とした。

時刻 $t < 0$ において、風車ロータが静止流体中で静止しており、時刻 $t \geq 0$ で流入風速が $\mathbf{w} = \mathbf{W}_0$ となり、ロータは一定角速度 Ω で回転するものとして計算を行うと、時刻 $t = 0$ では後流パネルが存在していないので、式(6)は、

$$\sum_{k=1}^{N_B} [B_k \Gamma_k + (\mathbf{W}_0 - \Omega \times \mathbf{r}_b)_k \cdot \mathbf{n}] = 0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

となり、翼面上の各パネルの初期値 $\Gamma_{ij}(0)$ が求められる。任意の時刻 t における $\Gamma_{ij}(t)$ は、初期値 $\Gamma_{ij}(0)$ ならびに、式(6)、(7)を用いて、時間ステップごとに N_B 元の連立一次方程式を解くことにより求める。

3・5 自由後流モデル 後流渦パネルの位置 $\mathbf{r}_w$ および形状は、時間ステップごとに各パネルの節点を局所速度で移動させる Euler 法を用いて、

$$\mathbf{r}_w(t + \Delta t) = \mathbf{r}_w(t) + \mathbf{u} \Delta t \quad \dots\dots\dots (9)$$

とすることにより求める。ここで、節点での局所速度は、翼束縛渦と後流渦からの誘導速度および主流速度の和である。

定常運転状態に対する計算の収束は、翼後縁パネルの循環量 $\Gamma_j(t)$ について、その時間変分量 $\Delta \Gamma_j = \Gamma_j(t) - \Gamma_j(t - \Delta t)$ の値で判定し、 $\Delta \Gamma_j$ の最大値が $(\Delta \Gamma_j)_{\max} \leq \Gamma_j(t - \Delta t) \times 10^{-4}$ の条件を満足するとき、計算を打ち

(a) $\lambda=8, \theta_{\text{tip}}=2^\circ$, 5回転の場合

(b) $\lambda=6, \theta_{\text{tip}}=2^\circ$, 5回転の場合

図3 後流パネル形状

切った。この状態では、出発渦パネルはロータ回転面から $6R$ 以上下流側に移動している。

図 3 (a), (b) はそれぞれ周速比が $\lambda=8$ と 6 の場合において、自由後流モデルを用いることにより求めた、1 枚の翼から放出される後流パネルの計算結果である。

計算開始からロータが 5 回転した際の結果であり、図 3 中で後流パネル最下流部に見られるパネル形状が崩れた部分は計算開始直後の出発渦に当たる。翼端、翼根から放出されたパネルは、翼端と翼根からの強い渦による誘導速度のため、巻込み (roll up) が生じている。 $\lambda=8$ の場合、 $\lambda=6$ と比較してらせん渦のピッチが狭く、回転面近くに渦がたまることになるため、定常運転状態についての収束した計算結果を得るためには、低周速比側よりも多くの時間ステップ数を必要とする。

図 4 は $\lambda=6$, $\theta_{tip}=2^\circ$ 、翼幅方向翼分割数が 6、翼枚数が 2 枚の場合について、後縁におけるパネル循環量 Γ_j の過渡変動を示したものである。第 1 翼が第 2 翼の後流に初めて最接近する $\Psi/360^\circ=0.5$ までは、並進翼と同様に Γ_j は増加する⁽¹²⁾が、その後第 2 翼の後流による誘導速度の影響を受けて減少する。

3・6 計算条件 計算の対象とした HAWT は、Delft 工科大学風力エネルギー研究所における 2 枚翼のモデル風車であり、最高効率率は周速比 $\lambda=8$ で得られる。このモデルは数値計算との比較を行いやすいよ

うに、風車翼としては一般的ではないが、レイノルズ数の広い範囲で翼形特性が調べられている NACA 0012 翼形を用いている。風車翼の諸元を表 1 に示す。

ポテンシャル解析の一手法である渦格子法では、周速比が低い領域では、翼根部における大きな迎え角によりはく離が生じるため、風車後流を取扱うことは困難である。本研究では、ロータモデルの最高効率点付近の $\lambda=6, 8$ についての計算を行い、実験結果⁽¹⁰⁾との比較を行った。

計算を行うにあたり、パネル分割数と時間ステップ幅が、計算精度および計算時間に及ぼす影響を調べた。計算効率を考慮した結果、翼面上パネル分割数を翼弦、翼幅方向にそれぞれ 2 と 15 とし、また時間進行におけるアジマス角の増分は $\Delta\Psi=15^\circ$ とした。

4. 計算結果

4・1 瞬時後流速度場 図 5 は、計算開始から風車ロータが 5 回転した時刻 [図 3 (a)] における、瞬時軸方向速度 w/W_0 の y_b - z 平面内の等値線を示しており、運転条件は、周速比 $\lambda=8$ 、翼先端ピッチ角 $\theta_{tip}=2^\circ$ である。ロータ翼の下流に位置する $0.3 < y_b/R < 1.0$ の領域内では、翼からの距離が $0.5R$ 以上になると、一樣流入速度 W_0 の 60% にまで軸方向速度は減速している。翼端から外側の領域 ($y_b/R > 1.0$) では軸方向速度は後流の境界を除いてほぼ W_0 に等しいが、翼根より内側の領域 ($y_b/R < 0.3$) では $1.1 \sim 1.2 W_0$ とわずかに加速されている。これは、 $y_b/R < 0.3$ の領域において本来存在するはずのナセルが、本計算モデルには組み込まれていないことが原因であると考えられる。

$y_b/R \approx |1.0|, |0.3|$ に位置するロータ後流の境界上では、周期的に等値線が集中した領域が見られる。図 6

表 1 風車翼諸元

radius	0.6 m
blade number	2
profile	NACA0012, no taper
root cut-out	30 %
blade length	0.42 m
chord length	0.08 m
twist angle	$\theta_{tip} + 6.0^\circ - 6.67^\circ y_b/R$ ($0.3 \leq y_b/R < 0.9$) θ_{tip} ($0.9 \leq y_b/R \leq 1.0$)

図 4 後縁パネル循環量 Γ_j の過渡変動 ($\lambda=6$, $\theta_{tip}=2^\circ$)

図 5 瞬時軸方向速度 w/W_0 の y_b - z 平面上分布 ($\lambda=8$, $\theta_{tip}=2^\circ$, 5 回転)

図 6 誘導速度 u_{ind} の y_b - z 平面上分布
($\lambda=8$, $\theta_{tip}=2^\circ$, 5 回転)

図 8 平均軸方向速度 $\overline{w/W_0}$ の y_b - z 平面上分布
($\lambda=8$, $\theta_{tip}=2^\circ$)

図 7 平均軸方向速度 $\overline{w/W_0}$ の y_b - z 平面上分布
($\lambda=6$, $\theta_{tip}=2^\circ$)

図 9 平均軸方向速度 $\overline{w/W_0}$ の翼幅方向分布 ($z/R=0.053$)

に、 $y_b/R=1.0$ 付近における誘導速度ベクトル u_{ind} を示すことにより、この周期的な構造は翼端(あるいは翼根)から放出された渦の集合であることがわかる。なお図で格子点の箇所に特異性が現れているが、式(5)を用いて u_{ind} を求める際に、計算点が渦格子要素の半径 $\epsilon(=1.0 \times 10^{-16})$ 内にある場合は $u_{ind}=0$ として計算を行った。

後流中の $z/R=3.0$ 付近には、計算の初期段階において翼から放出された出発渦が見られる。この領域は、強い循環量と大きく変形した形状をもつ渦シートにより、大変複雑な速度場が誘起されている。

4.2 平均後流速度場 図7は $\lambda=6$, $\theta_{tip}=2^\circ$ の場合について、計算が定常状態に収束した際の、ロータ下流における平均軸方向速度 $\overline{w/W_0}$ の分布を表している。アジマス角方向への平均化により、図5に見られた後流境界上での強い渦による影響は消えている。ロータ回転面直後の領域 ($0 < z/R < 1.0$) では、ロータ後流が半径方向に広がっており、この領域では軸方向速度 $\overline{w/W_0}$ は 0.7 から 0.6 へと減速している。後流は $z/R > 1.0$ の領域では広がらずにほぼ一定の断面積に

なっており、これは後流を二つの領域にわけた Rosenらのモデル⁽⁵⁾ の妥当性を示唆している。

図8は最高効率点に近い運転条件である $\lambda=8$, $\theta_{tip}=2^\circ$ における $\overline{w/W_0}$ の分布を示す。軸方向速度 $\overline{w/W_0}$ は図7に示した $\lambda=6$ の場合と比較して、より回転面に近い断面 ($z/R \approx 0.4$) において $0.6 W_0$ まで減速しており、最適条件の場合には、後流が急拡大することを示している。このことは、 $\lambda=8$ の場合のほうが $\lambda=6$ よりも空力負荷(翼面上の束縛渦の強さ)が大きいことと関連する。

4.3 局所速度 計算結果の妥当性を確認するために、以下では風車後流中の速度場について実験結果との比較を行う。

図9に、ロータ面の下流側 $z/R=0.053$ の位置における平均軸方向速度 $\overline{w/W_0}$ の翼幅方向分布の計算結果と測定結果⁽¹⁰⁾ をプロットした。 $0.3 < y_b/R < 1.0$ の範囲では計算結果と測定値とは比較的良い一致を示しているが、翼端付近 ($y_b/R \approx 1.0$) において測定結果が非常に大きな値を示している。これは、スラント形熱線プローブを用いた速度測定において、翼端渦による半径

図 10 軸方向速度 w/W_0 および周方向速度 v/W_0 のロータ回転 1 周期にわたる変動 ($x/R=0.8$, $z/R=0.053$)

方向速度成分の影響が軸方向速度の測定結果に含まれたためであると推察される。

図 10 は、ロータ回転面に接近した静止座標系での位置 $x/R=0.8$, $z/R=0.053$ において、ロータが 1 回転する間に観測される v , w の変動を表しており、風車の運転条件は周速比 $\lambda=6$, 翼端ピッチ角 $\theta_{tip}=2^\circ$ の場合である。点線で示した実験結果⁽¹⁰⁾ はスラント形熱線プローブによる測定である。図 10 中にはまた、翼弦方向と翼幅方向へのパネル分割数が 4×15 および 1×15 の場合の計算結果がプロットしてある。計算においては、対象となるロータ翼が反りのない対称翼であるとともに、薄翼近似を行ったため、翼弦方向のパネル分割数による計算結果の相違はほとんど見られない。

翼が観測点に最も接近するアジマス角 $\Psi=90, 270^\circ$ において、翼束縛渦により誘導される大きな速度変動が軸方向と周方向のそれぞれの成分に発生している。計算された速度変動の振幅が、測定結果と比較して小さくなっているのは、薄翼近似を用いた今回の計算では、翼の厚みによる排除効果が考慮されていないためであると考えられる。

束縛渦による速度変動の後に、 $\Psi=120, 300^\circ$ において観測される変動は、翼後縁から放出される渦シートによるものであるが、測定結果と計算結果でその大きさと形状が大きく異なっている。この違いは次のように説明することができる。計算モデルにおいては、定常状態に収束した後の翼後流渦シートは随伴渦(縦渦)のみにより構成されており、随伴渦の方向はほぼアジマス方向を向いている。その結果、渦シートが観測点を通過するときには軸方向と半径方向成分の速度変動

図 11 軸方向速度 w/W_0 の軸方向への分布 ($\lambda=6$, $\theta_{tip}=2^\circ$, $x/R=0.8$)

図 12 翼幅方向循環分布

が支配的となる。これに対し、実際に翼後流で測定される周方向速度成分の大きな変動は、粘性に基づく翼表面上の抗力により発生するものである。

渦シートがもたらす速度変動を除くと、計算結果は実験値とよい一致を示しており、ロータ回転力の反力の影響として現れる周方向速度成分の負の値もほぼ等しい。

図 11 は $\lambda=6$, $\theta_{tip}=2^\circ$ の場合における軸方向速度 w/W_0 の計算結果について、観測点の位置を半径方向には $x/R=0.8$ に保ちつつ軸方向に変化させた際の変動の変化を表している。図 11 中で、 w/W_0 = 一定の線は各観測点における時間平均の軸方向速度を表し、矢印は翼後流の渦シートが観測点を通過するアジマス角を示している。翼から放出される渦シートがらせん状になっているため、観測点の軸方向位置が下流

に向かうにつれて、渦シートが通過するアジマス角は増加している。 $\varphi=90^\circ$ において束縛渦により誘導される軸方向速度変動の変動幅は、無限長さの渦線による誘起速度が距離に反比例するのと同様の傾向で、軸方向に減衰している。このことにより、翼近傍の速度場は翼の局所循環量に強く依存しており、翼幅方向の循環量分布にはあまり影響を受けないことがわかる。

4.4 循環分布 図12は無次元循環量 $\Gamma/W_0 R$ の翼幅方向への分布を示している。他の計算方法との比較を行うために、図12中には加速度ポテンシャル法 (APM)⁽¹³⁾ による計算結果(細線)を併せて示してある。

加速度ポテンシャル法は、速度ポテンシャルの代わりに圧力の摂動ポテンシャルに関する Laplace 方程式を解き、ロータ回転面への流入速度を、流体粒子に働く加速度を積分することにより求める計算手法である。

VLM と APM による循環量の計算結果は、種々の運転条件に対して、その分布形状に定性的な一致が見られる。APM と比較して、VLM による循環量 Γ の計算結果が翼根、翼端部において大きな値を示しているが、これは VLM のほうが、翼根と翼端近傍においてより多くの撰点を設定したためであると考えられる。

循環量の実験結果⁽¹⁴⁾ は、風車ロータ後流中の1点で測定されたロータ1回転分の速度データ(図10)から算出した。供試翼を翼幅方向に6等分し、各翼区間では循環量が一定であるとの仮定のもとに、Biot-Savart の法則を用いることにより求めた値である。計算結果と比較すると、どの運転条件においても実験結果のほうが大きな Γ の値を示している。この要因として、上述したように VLM では薄翼近似を行っていること、ならびに、変動速度の測定値から Γ を求める計算法において縦渦(随伴渦)の影響が考慮に入れないことが考えられる。

5. あ と が き

渦格子法に自由後流モデルを適用して、水平軸風車の後流速度場の数値解析を行うことにより、後流中の渦構造、ならびに、ロータ翼近傍における変動速度場を詳細に調べた。また、計算手法の妥当性を調べるために実験結果との比較を行い、ロータ翼面上ではく離を生じない最高効率点付近($\lambda=6, 8$)の運転条件で、比較的良好な一致が確認された。

本研究を進めるのにあたり、実験データの利用を快諾していただいた Delft 工科大学風力エネルギー研究所の van Bussel 副所長と Vermeer 研究員に、また加速度ポテンシャル法による計算結果を提供していただいた名古屋大学大学院生の谷本正信氏に感謝の意を表す。

文 献

- (1) Anderson, M. B., *Proc. 3rd Int Symp. WIND ENERGY SYST.*, paper B1 (1980), 357.
- (2) 前川, 機論, **52**-480, B (1986), 2983.
- (3) Koth, M. A. and Abdel Haq M. M., *Wind Eng.*, **16**-2 (1992), 95.
- (4) Afjeh, A. A. and Kieth, T. G., *J. Solar Energy Eng.*, **14**-2 (1986), 303.
- (5) Rosen, A., Lavie, I. and Seginer A., *Proc. Europ. Commun. Wind Energy Conf.*, Madrid, (1990), 264.
- (6) Gohard, J. C., *Aer. Struct. Res. Lab., Dept. Aeronaut. Astronaut. MIT, ASRL, TR-184-14* (1978).
- (7) Butterfield, C. P., *ASME, Solar Energy Div.*, (1988).
- (8) Pedersen, T. F. and Antoniou, I., *Wind Eng.*, **13**-5 (1989), 239.
- (9) 筒井・ほか2名, 機論, **54**-505, B (1988), 2471.
- (10) Vermeer, N.-J., and van Bussel, G. J. W., *Proc. 15th Europ. Rotat. Forum*, Amsterdam, (1989).
- (11) 清水・ほか3名, 機論, **59**-557, B (1993), 155.
- (12) 例えば, Katz, J. and Plotkin, A., *Low Speed Aerodynamics*, (1990), 421, McGrawHill.
- (13) Hasegawa, Y. and van Bussel, G. J. W., *Proc. 4th Int. Symp. Transport Phenomena Dyn. Rotat. Mach.*, Honolulu, (1992), 186.
- (14) Vermeer, N.-J., *Proc. 14th BWEA Wind Energy Conf.*, Nottingham, (1992), 117.