

報告番号 甲 第 3386 号

# 水平軸風車ロータ周りの流れに関する研究

今 村 博

①

# 水平軸風車ロータ周りの流れに関する研究

平成8年1月

今村 博

# 目次

## 第1章 緒論

1.1	研究背景と目的 .....	1
1.2	水平軸風車の理論解析 .....	3
1.2.1	翼素/運動量理論 .....	3
1.2.2	渦理論 .....	4
1.2.3	局所循環法 .....	5
1.2.4	加速度ポテンシャル法 .....	6
1.2.5	固定後流モデル .....	7
1.2.6	自由後流モデル .....	8
1.2.7	後流モデルのまとめ .....	10
1.3	水平軸風車ロータ後流に関する研究 .....	10
1.4	翼端小翼に関する研究 .....	12
1.5	論文構成 .....	13
1.6	記号 .....	15
1.7	座標系 .....	17
1.8	風車係数 .....	18

## 第2章 水平軸風車ロータ近接後流速度場の解析

2.1	緒言 .....	19
2.2	実験装置および方法 .....	19
2.2.1	風洞 .....	19
2.2.2	供試風車 .....	20
2.2.3	測定方法 .....	21
2.2.4	測定条件 .....	22
2.3	実験結果と考察 .....	22
2.3.1	瞬時速度場 .....	22
2.3.2	平均速度場 .....	24
2.3.3	循環分布 .....	24
2.4	結言 .....	26

## 第3章 自由後流モデルによる水平軸風車の数値解析

3.1	緒言 .....	31
3.2	計算方法 .....	32
3.2.1	基礎式および境界条件 .....	32
3.2.2	離散化 .....	32
3.2.3	数値解法 .....	33

3.2.4	自由後流モデル .....	33
3.2.5	流体力の計算 .....	34
3.2.6	計算条件 .....	35
3.3	計算結果と考察 .....	36
3.3.1	瞬時後流速度場 .....	36
3.3.2	平均後流速度場 .....	36
3.3.3	局所速度 .....	37
3.3.4	循環分布 .....	38
3.3.5	性能曲線 .....	38
3.4	結言 .....	39
第4章	ウイングレットを持つ水平軸風車の数値解析	
4.1	緒言 .....	49
4.2	計算方法 .....	50
4.2.1	計算モデル .....	50
4.2.2	流体力の計算 .....	50
4.3	計算結果と考察 .....	51
4.3.1	誘導速度分布 .....	51
4.3.2	平均速度場 .....	51
4.3.3	循環分布 .....	52
4.3.4	揚力・誘導抗力分布 .....	52
4.3.5	特性曲線 .....	52
4.3.6	曲げモーメント .....	53
4.4	結言 .....	54
第5章	結論 .....	65
	謝辞 .....	67
	付録A 境界積分法	
A.1	境界積分方程式 .....	68
A.2	速度ポテンシャル .....	71
A.3	渦格子 .....	72
A.4	Biot-Savartの法則 .....	74
	付録B NACA0012静特性データ .....	75
	参考文献 .....	76

# 第1章 緒論

## 1.1 研究背景と目的

風車といえばオランダ風車が有名であるが、風車は最も利用が盛んであった中世北ヨーロッパでは揚水、製粉などのための動力源であった。その風車が再び注目されてきたのは、近年の地球環境問題の深刻化によるクリーンで再生可能なエネルギー利用が重要視されてきたためであり、また風車ロータ翼に対して空気力学による高度な技術の応用が可能となったためである。発電用としての風車による風力エネルギー利用は、自然エネルギーの中でも太陽光エネルギーの利用等とともに有力視され、欧米を中心に世界各国におけるメガワット機の研究・開発、米国カリフォルニア州におけるウインドファームなどでの利用が進められ、また国内でも100kW機、300kW機が設置され、1MW級機の開発が計画されている。これらの風車の大半は水平軸風車(HAWT)であり、Darrieus型に代表されるような垂直軸風車(VAWT)は数パーセントと少数である。

現代風車の特徴は、まず第一に発電機を駆動するのに用いられていることである。これらの風車は翼による空気力を利用した高速回転型であり、流体力学の研究の進歩によって現在では風のエネルギーの50%近くまでを動力として取り出すことができるようになっている。またウインドファームと呼ばれる集合型風車群により、風車一台当たりの出力は小さくても、数量を増やすことによりエネルギー密度の低い風力を有効に取り出すことができる。これらの風車はさらに大型化を行うことにより、回転面積を増やし、地上高を上げることで三次元的な利用を可能にしている。また、さらに高効率・高発電量の風車を開発するには、風車ロータ、発電機、風車制御システム等についての多岐にわたる技術・知識の集積が必要とされ、流体力学、電気工学、制御工学などの分野において今なお多くの研究が行われている[松宮, 1994]。

流体力学の分野では、広いレイノルズ数に対応した翼型の研究・開発[Musial & Cromack, 1988; Timmer, 1992]、風車翼先端の効率から見た最適形状、騒音面から見た最適形状[Vick: 1993]、回転翼による三次元効果[Butterfield *et al.*, 1992; Bruining, 1993; Snel *et al.*, 1993]、流入風速変動に伴う風車後流渦慣性効果(ダイナミック・インフロー現象)[Snel & Schepers, 1992; Hasegawa & van Bussel, 1992]、

ロータ回転面への斜め流入[Vermeer & de Boer, 1993]などによるダイナミック・ストール現象[de Vries, 1985; Pesmajoglou & Graham, 1993; 長谷川ら, 1995c]、大きな乱れ成分を持つ流入風速に対する問題[Dragt, 1990]など数多くの問題が従来より研究されて来たにもかかわらず十分解明されずに残っており、低コスト、低騒音、高効率の風車の開発に向けた検討課題は未だに多い。

これらの問題の解決のためには、近年のマシンの大型化に伴い、その空気力学的特性を評価する手法として数値計算による研究が重要な役割を果たしつつある。現在、風車に働く負荷やロータ性能の予測のために用いられている手法は、翼素理論による方法が主流 [Hansen & Butterfield, 1993参照] で、ロータ翼の特性は二次元の揚力・抗力係数の静特性翼型データを用いて補正を行っている。しかし回転運動をしている水平軸風車ロータの場合は流れが三次元的であるため、二次元の風洞実験で求めた翼型データでは、この三次元効果は十分に評価できない。例として、二次元の風洞実験では一様流入風速の翼に対する迎角を幾何学的関係から定義しているが、回転翼の場合はロータ回転面に後流渦系から大きな誘導速度が誘起されるために、風洞実験で定義した迎角に相当する幾何学的関係を決定することができない。このため、水平軸風車の解析には三次元的な流れの把握が必要となる。

図 1.1 に模式的に示したように、水平軸風車の場合、翼束渦および翼から放出される螺旋状の軌跡を描く後流渦シートにより、回転面において大きな誘導速度が誘起される。風車の数値計算にはこの誘導速度場の解明・評価が重要であり、実験による測定結果との比較により計算モデルの妥当性が確認されなければならない。

水平軸風車後流の速度場については過去に研究が行われているが、風車後流は広範囲にわたりかつ複雑であるので、実測には多くの時間と労力が必要となるため、フィールドおよび風洞実験による詳細な測定はあまり行われていない。

本論文はこのような背景を踏まえ、水平軸風車の後流速度場について理論と測定による解析から、両者の比較を行うことで後流速度場を把握することを目的とする。また風車効

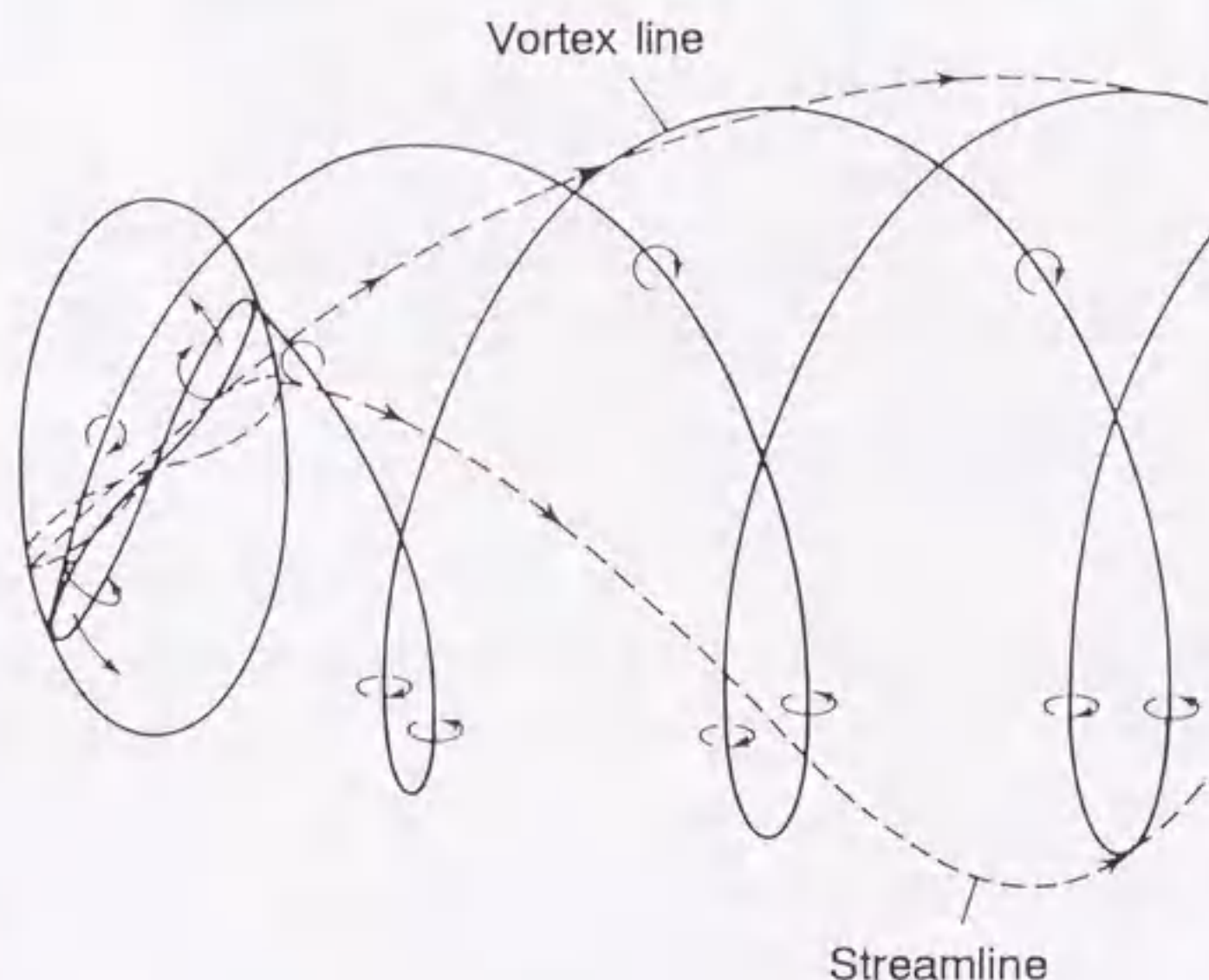


Figure 1.1 Helical wake of a horizontal axis wind turbine (from Freris, 1990).

率を上昇させる空力付加装置としてウィングレットを採り上げ、水平軸風車に与える効果について解析を行う。

## 1.2 水平軸風車の理論解析

水平軸風車の理論計算はヘリコプタ、プロペラの分野で発展してきた空気力学より得られた知識と経験を応用したものである。自動回転翼である水平軸風車は、プロペラ等の駆動回転翼とは異なり、ロータ回転面において大きな誘導速度が誘起されるため理論的に異なる取り扱い方法が必要となる。現在までに行われてきた風車の理論に基づいた計算法は de Vries [1983], Eggleston & Stoddard [1987], Hansen & Butterfield [1993] などによりまとめられており、表 1.1 に示すように、翼素/運動量理論 (blade element / momentum theory), 渦理論 (vortex theory), 局所循環法 (local circulation method), 加速度ポテンシャル法 (acceleration potential method) などが挙げられる。この節ではこれらの理論について概説する。

Table 1.1 Theory for performance analysis of a horizontal axis wind turbine.

Method	Model	Estimation of induced velocity	Researcher
Momentum theory	Actuator disk	Assumption	Betz, 1926
	Blade element		Wilson, 1974
Vortex theory	Lifting line	Prescribed wake	Afjeh, 1986
	Lifting surface (Boundary integral method)		Mackawa, 1986
		Free wake	Simoës, 1990
Local circulation method	Elliptical wing	Attenuation coefficient	Azuma, 1979
Acceleration potential method	Pressure perturbation, Asymptotic expansion method	Integration of pressure field	van Bussel, 1993

### 1.2.1 翼素/運動量理論

運動量理論は、回転翼全体を作動円板とみなして回転面での運動量、角運動量の変化によって回転翼の軸推力トルクを求めるものである。この理論を用いて Betz [1926] は回転面における流入速度が一樣流入速度の  $2/3$  に減速したとき、風車ロータの理論最高効率  $16/27 = 0.593$  が得られることを導いている。この方法は翼周りの局所的挙動に関しては一切触れていないため、得られる結果は空間的に平均されたものとなり、翼の翼幅方向の揚力分布や誘導速度の分布等は計算できない。なお、時間・空間依存性のある誘導速度分布を仮定する方法も試みられている [Sørensen & Myken, 1992]。

翼素理論 [Wilson & Lissaman, 1974] は翼を翼幅方向の細帯 (strip) に分割し、その各断面での空気力学的特性を二次元的に扱おうとする手法であり、翼は翼幅方向に速度の異なる速度場の中を進んで行くことと等価となる。従来の風車の空力特性の計算ではこの方法が広く用いられており、二次元翼型の揚力・抗力係数を利用することにより、翼幅方向の各部位に働く空力負荷を計算する。迎角は誘導速度を含めた局所の流速により幾何学的に求めたものを用いる。この翼素理論は、運動量理論の欠点である空間的に平均化される点を取り除くことができるが、回転翼の空気力学的特性に最も影響を及ぼす誘導速度はこの理論から求めることができない。このため翼素理論によるヘリコプタ [Stepniewski & Keys, 1981]、プロペラ [Glauert, 1947] および風車 [Wilson & Lissaman, 1974] の解析では、実験などから導いた半経験的な関係を用いて誘導速度の見積もりを行う。また、一様流入速度の約 40% を越える大きな誘導速度を翼面上で生じる高負荷運転状態に対して、単純な運動量の釣り合いのみを考えることは妥当でないことが Glauert [1947] により指摘されており、この場合には半経験的な関係式を用いた修正を行う。

### 1.2.2 渦理論

渦理論は誘導速度を直接に見積もる方法である。翼面上では揚力に釣り合うだけの循環量が発生し、この循環量は翼幅方向に分布を持つ。各翼幅位置における隣り合う循環の大きさの差はその点における翼幅方向の流体の速度差を生じ、これが縦渦の原因となる。循環量が連続的に変化する翼の後方には無数の渦が連なっており、これが全体の渦系を形成している。渦理論は翼が作り出す渦 (翼束縛、後縁渦、吐き出し渦、翼端渦など) によって翼面上に誘起される速度を見積もる方法である。

翼後流中の渦は互いに影響し合い時間とともにその位置を変化させるが、計算を行う上で渦の形状を固定して考える方法 (固定後流モデル, prescribed wake model) と、自由に位置を変えることを許す方法 (自由後流モデル, free wake model) とがある。固定後流モデルの利点は計算上発散の問題が起こらないことであり、欠点は渦の形状等が解明されないと利用できないことである。また、渦系から求められる力は翼の形状抵抗の評価に含まれないため、トルクやパワの見積もりが不正確になる。自由後流モデルでは固定後流モデルに比べてより実際の後流に近い結果が得られるが、計算において絶えず発散の心配があり、また膨大な計算時間を要するという欠点がある。上述の二つの方法はともに Biot-Savart の法則に基礎を置いているが、その際、翼を一本の渦線として扱う方法 (揚力線理論, lifting line theory) と翼面上に配置した渦群で扱う方法 (揚力面理論, lifting surface theory) がある。

揚力線理論は Prandtl [1921] により固定翼に対して導かれた理論である。アスペクト比 (翼幅  $b$  の二乗と翼面積  $S$  の比,  $AR = b^2/S$ ) の大きい翼 ( $AR > 5$ ) を束縛渦列が  $1/4$  翼弦線上に集中した一本の渦線で置き換え、そこから後流渦が平面上に一對の半無限



渦系として無限後方まで広がっているという渦系を考える。この後流渦系から翼には"吹き下ろし (downwash)" と呼ばれる速度が誘起される。吹き下ろし強さを定める境界条件としては、 $3/4$  翼弦線上で流れが翼を突き抜けない [Wessinger, 1947] ことを用いて、この吹き下ろしは束縛渦からの誘導速度とは無関係で半無限渦系のみからの影響を Biot-Savart の法則を用いて計算するものとする。吹き下ろしについての積分方程式となる。Prandtl はこの理論を用いて、翼の平面形状が楕円である場合に吹き下ろしが一様で誘導抗力が最小であることを導いた。

回転翼の翼幅方向に対して誘導速度が一定であると仮定した場合には、翼端側での翼端渦による揚力損失を過小評価してしまうため、揚力の積分に翼端損失係数 [東, 1989 参照] とよばれる係数を用いて補正を行う。

揚力線理論は、低アスペクト比翼 ( $1 < AR < 5$ ) や、後退翼への適用では精度が低下する問題があるが、この問題を克服する方法として揚力面理論 [Katz & Plotkin, 1991 参照] が挙げられる。この理論では束縛渦を翼弦方向に分布した渦列とし、翼を揚力線ではなく揚力面として扱う。このとき誘導速度は、翼内の束縛渦列と後流渦列からの Biot-Savart による積分形で与えられることになる。揚力面理論は境界積分法 (付録 A 参照) の一解法であり、非圧縮計算プログラムの三次元 Euler コードのように空間に格子を形成する必要がなく、渦面を離散化するのみである [Morino & Kuo, 1974] ため非圧縮外部流れに対して有効である。またパネル法 [三宅ら, 1984, 86] や粘性流を扱える渦法 [亀本, 1981, 93a, 93b] などのより高度な計算法へと発展し、計算機の能力の向上とともに将来は乱流などの複雑な流れ場中の風車の解析に有効なツールとなることが期待される。

### 1.2.3 局所循環法

局所循環法 [Azuma & Kawachi, 1979] は、運動量理論の欠点を補いかつ渦理論の複雑さおよび計算上の問題点を取り除くために、誘導速度の算出過程に単純化の仮定を導入した近似解法である。

翼を  $N$  個の仮想的な楕円翼で近似し、その翼根側の吹き下ろしを無視することにより、繰り返し計算なしで翼自身が出す誘導速度を計算する。先行翼が残っていた誘導速度は、時間的減衰を示す誘導速度変化率 (減衰係数) を導入することによって、空間的・時間的変化を見積もっている。この方法は、翼のピッチ角の変化や大気の流れ (ガスト等) の影響を比較的簡単に導入でき、また翼の作り出す後流の影響等も簡単に取り組むことが可能である。計算上、発散の心配もなくかつ計算時間が渦理論に比べて圧倒的に短く、その計算精度は固定後流渦法と同程度である。この方法では翼が残す渦の大きさを評価する減衰係数の見積もりが重要である。

#### 1.2.4 加速度ポテンシャル法

加速度ポテンシャル法 [van Bussel, 1993, 95] 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ラプラス方程式を漸近展開法を用いて解く方法である。

流れ場を非圧縮・非粘性・非回転流れと仮定した場合、圧力摂動は Laplace 方程式を満足し加速度ポテンシャルの関数として作用する。ロータ翼は圧力不連続のある二次元の面としてモデル化され、加速度ポテンシャルは翼幅方向および翼弦方向の圧力分布を表現し Laplace 方程式に対する解析的な漸近解として構成される。これは揚力面理論と等価の手法である。この手法はヘリコプタロータ翼に働く負荷の計算に対して van Holten [1975] が発展させた。

漸近解の数値的解法は積分手法を用いる。境界条件を適用するためには、揚力線あるいは揚力面理論では翼面上の位置で誘導速度の決定のために後流の渦面にわたり積分を実行しなければならないが、加速度ポテンシャル法では、十分上流から、あるロータ翼上の点まで流入する流体粒子の軌跡に沿って加速度を積分すればよい。圧力分布が決定されると、ロータ翼上の空力負荷も知ることができ、空気の粒子が受ける加速度を十分上流からロータ翼まで積分することによりロータ翼周りの完全な流れ場を決定することができる。この方法を用いて翼素理論で用いられている局所二次元流れの仮定を評価することが可能である。

加速度ポテンシャル法の長所は対象となるエリア内でモデルを単純化または複雑化することができることである。最も簡潔化されたモデルは、軸方向のみに線形化された後流を持つ揚力線理論と等価である。またより複雑な計算コードを用いると、風速のコヒーレントな変化による近接後流や動的な負荷の計算、翼のピッチ角およびロータの回転速度の変化（ダイナミック・インフロー）、風向がロータの回転軸と時間的に一致しない状況（斜め流入）の計算が可能となる。この方法は渦理論と比較して計算時間が短く、また非定常解析に優れている。

以上概説したように後流渦系の取り扱いを厳密に行うという点では渦理論、特に揚力面理論が最も適している。上述したように後流の計算処理方法としては、予めその形状を決めるモデルである固定後流モデルと自由後流モデル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、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螺旋渦で表す。後者は各瞬時ににおける速度場の計算から各々の渦をその局所速度で移動させることにより、螺旋渦を進行させる手法（time-marching method）である。ヘリコプタロータの空力解析で自由後流モデルを発展させた Sadler [1971, 72] によると、“自由後流”という語句は、後流形状の計算の際に後流の変形過程（distortion process）を考慮に入れた場合に対してその計算された後流を記述する為に与えられる。

自由後流モデルは、螺旋渦のピッチを決定する減衰係数のような経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であり、非定常な条件に対しても適している。また、自由後流モデルはパネル法 [Morino & Kuo, 1974] に基づいた渦格子法 (VLM) [Katz & Plotkin, 1991参照] を用いることもできるので、キャンバ、テーバ、ねじりを持った任意の形状を持つ風車翼を扱うことができ、翼面上の負荷分布、誘導速度分布などを詳細に調べることが可能である。反面、計算を進めていくと後流の渦要素が増えていくため非常に多くの計算時間を必要とし、設計ツールとしては高コストである。

次節では渦理論で用いられている後流の取り扱いについて、これまでに行われた研究を見ることにする。

### 1.2.5 固定後流モデル

固定後流では、後流形状は螺旋渦のピッチや拡大率のようないくつかの実験定数や計算定数を用いて、連続した螺旋状の要素として定義される。これらのパラメータは螺旋の軌跡にわたって定数であるか変数である。

Preuss *et al.* [1980] は Morino & Kuo [1974] によるパネル法を回転翼に適用した。翼を薄翼 (揚力面) 近似し、後流パネルは固定ピッチの螺旋上に置くことにより、ロータ効率と翼面の二重湧き出し分布 (付録 A.2 参照) を求めている。また得られた翼幅方向の揚力係数分布をホバリング時のヘリコプタの測定データと比較し、良い一致を示している。

Anderson [1980] は翼幅方向の揚力分布を考えないで、強さ一定の揚力線により翼を表し、後流を翼端から後流中へ放出される符号が反対で強さの同じ一対の螺旋渦からなると仮定した。

前川 [1983] は船用プロペラ理論に用いられていた揚力線理論を水平軸風車に応用した。プロペラの等ピッチ非線形理論と同じで、自由渦と束縛渦を半径方向にピッチが一定の螺旋面上に分布させた揚力線近似を行った。誘導速度の見積もりは、回転面での平均値を用い、翼断面形状、翼枚数による特性変化を実験との比較により確認した。計算時間は大変短い。

また、前川 [1986] は船用プロペラの解析に用いられた揚力面理論の適用も行っている。自由渦の半径方向の変形を無視して単に螺旋渦のピッチだけが変化を受けるものとし、自由渦を一定ピッチの同一の螺旋面上においた。螺旋渦のピッチは上述の揚力線理論 [前川, 1983] を用いて計算する。また、揚力線理論に基づいた粘性の影響を取り入れた計算を行っている。この方法による二枚翼ロータの計算時間は FACOM M382 を用いておよそ 20s である。

Hernandez & Crespo [1987] は翼素理論と渦理論に基づいた計算コードの違いによるロータ性能予測計算の比較を行った。翼を分布を持つ揚力線で表し、後流はロータ翼が 1/4 回転するまでの後縁渦が翼端渦にまとまる領域と、この領域から下流では翼端渦と翼

根渦のみが螺旋軌跡となる領域とに分けた。この螺旋は 10 回転で打ち切れ、翼端渦の半径方向の広がり質量保存則を用いて計算している。実験値との比較では、ロータ出力に対しては良い一致が得られたが、翼幅方向の誘導速度については分布形状に違いが見られる。

Koh & Wood [1991a, 91b] は後流の螺旋渦が"渦面"とよぶ円筒の表面にあると仮定し、ロータ面近くの近接後流域 (near wake field) ではこの渦面の直径は広がり、数回転後の遠隔後流域 (far wake field) では一定であるとして扱う手法を提案した。翼は揚力線近似を行っている。

Kotb & Abdel Haq [1992] は Pedersen & Antoniou [1989] の可視化による考察から、後流渦面を固定して拡大なしとした。ロータ後流渦は翼に沿った点から放出される後縁渦によってモデル化を行っている。この解析では、束縛渦は翼幅方向の各部位で生じる揚力に比例する強さで、翼幅方向に分布を仮定している。後縁渦の強さは翼幅方向の循環の勾配の関数に等しい。このモデルを四種のロータへ適用し性能の予測で実験データとの良い一致を得ている。

Robison *et al.* [1995] は近接後流域から遠隔後流域までの三次元的な後流の発達を定義するために、運動量理論に基づいた簡単な関数を用いてモデルの後流形状を定める方法を提案した。翼は揚力線近似を行っている。Afjeh & Keith [1986b] による自由後流モデルと MOD-1 タービンの出力結果との比較を行い、良い一致を示している。

### 1.2.6 自由後流モデル

自由後流モデルに基づく解析手法を最初に水平軸風車に適用したのが Gohard [1978] である。この計算法では翼を揚力線で表し、後流は三つの領域に区分されている。後流パネルをロータ翼が 1/4 回転の間に進む距離までは完全な自由後流として計算する近接後流域 (near wake field)。1~2 回転までの領域は中間後流域 (intermediate wake field) として近接域と同様に自由後流として扱うが、流れ方向の数個の渦格子パネルをまとめて格子数を減らす方法が採られている。最後は遠隔後流域 (far wake field) として中間後流域の終わりから渦シートを半無限円筒渦で表す。円筒半径は中間後流域の終端での離散螺旋渦半径に等しい。このモデルは他のモデルと比較して長い計算時間を必要とする。なお Gohard が書いたこの MIT における修士論文の指導教官が、ヘリコプタロータの自由後流モデルを発展させた Miller である。

Miller [1983b] はヘリコプタロータでの計算法を水平軸風車の理論解析に適用しており、ロータの空力特性を二次元および三次元の後流モデルに基づき揚力線および揚力面解法により求め、各モデルによる計算結果を翼幅方向の循環分布の実験値と比較することにより、自由後流モデルを用いた揚力面理論による計算法が優れていることを示している。

Gohard のモデルの複雑さを解消するために、Afjeh & Keith [1986b] は Miller

[1984] がヘリコプタロータの計算で発展させた SFWM (Simplified Free Wake Method) を用いた。彼らは翼を揚力線で表し、後流を近接+遠隔後流域としてモデル化を行った。近接後流域はロータ翼の半回転までの領域で、この領域では後流は変形させずに後流形状を与える。遠隔後流域では、螺旋軌跡を描く後縁渦要素と翼端渦をロータ回転面での周方向に平均した軸速度を用いて移動させ、計算は数回転で打ち切る。彼らは Gohard のモデルによる翼幅方向の誘導速度分布や循環分布の計算結果と比較し、Gohard のモデルと同程度の精度であることを確認した。また NASA の MOD-0A 風車の出力予測を行い、測定値との良い一致を得ている。計算時間は NAS6650 計算システムを用いて数分であると報告されている。

Afjeh & Keith [1986a] はまた Miller [1983a] が前進飛行中のヘリコプタロータの解析に用いた手法を水平軸風車の計算に応用している。この方法では翼は揚力線で表され、半無限長直線渦線の近接後流域、渦輪の列である中間後流域、そして半無限渦円筒の遠隔後流域に分けて計算をおこなった。Gohard のモデルとの比較によると、翼根側の誘導速度が小さく見積もられている。計算時間は NAS6650 計算システムを用いて約 30s であると報告されている。

Rosen *et al.* [1990] は自らのヘリコプタ理論 [Rosen & Graber, 1988] の応用として水平軸風車の新しい自由後流モデルを提案した。計算モデルとして非線形渦格子法を用いた。彼らは後流域を近接および遠隔後流域に分けて考え、近接後流域は 2.25 回転以内の範囲で渦線は直線渦糸の縦渦の鎖でモデル化し、遠隔後流域は半無限螺旋渦系として扱った。遠隔後流域での螺旋渦の半径は近接後流域終端の半径に等しいとした。螺旋のピッチは一定にし、近接域終端での軸方向速度により螺旋渦系のピッチを定めている。

Simoes & Graham [1990] は翼を渦格子で表し (揚力面近似)、また Gohard と同様に後流を近接+中間+遠隔後流域に分け、近接後流域は馬蹄系渦の組み合わせ、中間後流域は近接域と同様の格子構造とし半径方向のパネルを幾つかまとめて計算し、遠隔後流域は有限個の渦環+半無限直線渦のように扱った。このモデルを二枚翼風車に適用してロータ出力と翼の各部位に働く荷重を計算し、標準的な翼素理論との比較を行っている。その結果、この計算法により高負荷状態 (高誘導速度) での後流のふるまいを表し、性能予測ができることを示した。

同じく Simoes & Graham [1991] は渦格子法に自由後流モデルを取り入れた計算に、翼根側の剥離流を吹き出しを用いて表すモデルを組み込んだ計算を行った。翼素理論を用いた計算コード "PROP" と固定後流モデルとの比較では、吹き出しモデルを組み込んで計算されたロータ効率が他の計算法よりも低く評価されている。

渦格子法を用いた Simoes の研究のように最近の著しいコンピュータの発達により、より複雑な計算が可能となってきて、設計ツールとして渦理論に基づいた自由後流モデルを用いた計算コードの開発も行われるようになってきた。代表的なものに Stuttgart 工科大

学の Bareiß & Wagner [1993] による "ROVRM" がある。

他の自由後流モデルとしては後流渦シートとして格子を形成しないで渦をラグランジュ的に追跡する方法として渦粒子 (vortex particle) モデルがある。Zervos *et al.* [1988] はこの解析法を用いて、水平軸風車の後流構造と発達過程について数値的な解析を行っている。また Voutsinas *et al.* [1993] はダイナミック・インフローの解析に用いている。

### 1.2.7 後流モデルのまとめ

1.2.5 および 1.2.6 で示した後流モデルの研究をまとめると、後流渦の取り扱いには次の三つのモデルに分けることができる。

- 一領域後流モデル：無限に伸びる一定螺旋状渦面からなる。
- 二領域後流モデル：相対的に短い変形領域+集中した翼端・翼根渦の領域。
- 三領域後流モデル：近接+中間+遠隔後流域

後流域を各領域に分けて考える方法は、風車の後流は非常に広範囲にわたるためモデル化を行い、渦理論の弱点である計算時間の長さを短縮してかつ精度の良い予測結果を導くために行われている。実際、定常状態に対する固定後流モデルと自由後流モデルとの比較では、モデル化によらず風車全体の特性を表すロータ効率に関しては、数パーセントの違いしか報告されていない。しかし非定常流、斜め流入に対する計算例は少なく、このような条件に対しての固定後流モデルの優位性は示されていない。

モデル化に当たっては、異なった負荷条件での各空間領域に関する幾つかの知識が要求されるが、各モデルともロータに働く負荷あるいは出力の実験結果との比較からそのモデルの妥当性を議論しており、後流速度場の比較によるモデルの検証はほとんど行われていない。これは比較となる速度場に関する測定があまり行われていないためである。

## 1.3 水平軸風車ロータ後流に関する研究

風車ロータの後流に関する研究は、簡易モデルを用いてウインドファームなどの集合型で用いられている後流中の風車の性能予測のためになされている。

Alfredsson *et al.* [1982] は風洞実験で得た風車ロータ後流速度場と "MILLY" 計算コードを用いた予測との比較を行い、流れ方向に対して直列に 2~3 台並べられた風車に対しての後流の影響を調べた。その結果、後流域の速度場と下流側に設置された風車出力について MILLY 計算コードによる予測は良い精度であることを示した。また Frandsen [1992] や Beyer *et al.* [1994] はウインドファームの中の風車ハブ高さにおける風速の減速率に関して簡易モデルによる解析を行い、後流中の風車出力特性を調べている。これらの研究は、風車ロータ後流の流れ場を詳細に検討するのではなく、簡単なモデルを用いた予測に止まっている。

フィールドにおける風車ロータ後流に関する研究は少ないが、Pederssen & Antoniou [1989] の研究はロータ直径 19m の水平軸風車ロータを通過する流れの可視化を行い、ロータ後流の広範囲にわたる領域を包括的に調べた貴重な研究である。この研究では、煙発生装置を翼後縁圧力側の翼幅方向の数カ所に装着し、煙の軌跡を観察することにより、翼端渦の形成とその特徴、渦シートの巻き込み、後流の拡大、後流中の速度、ロータ・支柱の干渉効果などについて詳細に調べており、風車ロータの各運転条件における後流のモデル化に対して貴重な資料を提供している。観察によると、低風速（高負荷状態）では後流中の流れは明確に拡大し、特に近接後流域での急激な拡大を示す。中風速（最高効率点付近）では翼端渦は非常に安定しており、ロータが 5~7 回転する間にロータ直径の 2~3 倍の位置で散逸するまで持続し、後流の拡大はわずかに認められる。高風速（失速状態）では翼端渦は非常に急激に進み、後流の拡大はほとんど確認されず、翼端渦はロータが 3~4 回転した後にロータ直径の 2 倍程度の距離の下流位置で散逸する。この Pederssen の研究成果を参考にして、前述の Kotb & Abdel Haq [1992] は後流のモデル化を行っている。

風洞実験による後流速度場の測定に関しては、次のような研究が挙げられる。

筒井ら [1988] は風車ロータ周りの流れを非接触計測が可能なレーザドップラ流速計を用いて計測を行い、従来のピトー管、熱線流速計では計測できなかったロータ回転面内まで含めた詳細な流れを調べた。また、ロータ周りの速度場の詳細な測定結果と簡易渦モデルを用いた計算結果との比較から、測定された速度変動は翼束縛渦と後流渦面であることを示すとともに、簡易渦モデルの妥当性を示した。

Vermeer & van Bussel [1990] は X 型熱線プローブを用いて、風車ロータ後流の近接速度場の測定を行った。彼らは翼を無限長の揚力線として考え、Biot-Savart の法則を用いて速度波形データから翼束縛渦の循環分布を求め、加速度ポテンシャル法による循環分布の計算結果との比較を行った。また、Vermeer & de Boer [1993] はロータ回転面に対して一様流が斜めに流入する場合についての後流速度場を熱線流速計を用いて同様な測定を行っている。

Guj *et al.* [1991] は一様流入風速が回転軸に平行な場合と斜めの場合について、スラント型熱線プローブを用いて、プローブ回転法により一枚翼ロータのロータ面上流側の固定点における速度変動を測定し、境界要素法コード "MODAIR" による計算値との比較を行った。実験結果と数値計算結果はよく一致している。

清水ら [1993a, 93b] は水平軸風車翼端に取り付けたチップベーンと呼ばれる翼端小翼周り流れの解析を行うために、熱線流速計を用いて水平軸風車ロータ後流中の変動速度場の測定を行った。その結果チップベーンは翼端渦を抑えて翼端における循環量を保持することや、風車後流を拡大させることを示した。

## 1.4 翼端小翼に関する研究

水平軸風力タービンによる風力エネルギーの有効利用方法としては、1.1で述べたように風車単体当たりの高効率化、ロータ面積を増やす大型化、あるいはウインドファームのような集合化などが挙げられる。近年の技術開発により、500kW～数MW級の大型風車の実用化も進められているが、現在稼働中の風車は100～300kW級の中型が主流であり、その多くが集合型で用いられている。

高効率化には翼枚数を減らす、翼アスペクト比を大きくする、翼端損失を減らすよう翼先端部形状を最適化することなどが考えられるが、現有中型風車の高効率化に対しては、新たに翼型を開発するより翼端にウイングレットのような適切な空力デバイスを取り付ける方がコスト面でも有効であると考えられる。

ウイングレットはWhitcomb [1976]により遷音速翼の翼先端部に取り付ける小翼として開発され、翼端渦をウイングレット先端部へ拡散させ、翼幅方向にわたる吹き下ろしを減じ、誘導抵抗を減少させる働きを持っている。ウイングレットに対する研究は、Lundry [1968]、浅井 [1983]らがTrefftz面解析 [Katz & Plotkin, 1991 参照]による非平面翼の最小誘導抗力に関する数値解析を行い、また、Ishimitsu [1976]、Heyson *et al.* [1977]らは揚力面理論を用いた解析、種々の風洞実験 [Jacobs *et al.*, 1977; Flechner & Jacobs, 1978]や飛行試験 [堀之内・猪野, 1979; Montoya, 1981]などが行われている。これらの研究成果によりBoeing-747の例のように現在就航中の旅客機にウイングレットが多く採用されるようになった。

風力タービンにおいても、風車ロータ翼の先端部に小翼を取り付けることによるロータ性能の高効率化を目指す研究が行われており、van Holten [1978, 82]によるチップペーン、Gyatt & Lissaman [1985]による翼端装置の開発、清水ら [1990a, 90b, 1991]によるMieペーンに関する研究などがある。

van Holtenによるチップペーンは、風車翼先端に図1.2に示すように小翼を負圧面側をロータ回転軸方向に向けて取り付ける。ロータの回転により、上流側のチップペーン翼端から生じた翼端渦がある回転数の時、次の翼に取り付けられたチップペーン下流側の向きが反対の翼端渦を打ち消すことにより、翼端渦の存在しないロータ翼を実現させる概念である。煙を用いた可視化ではこの考えが正しいことが確認されており、またチップペーンによりロータ後流が拡大することも同時に確かめられている。

清水らによるMieペーンは、翼端に板を取り付ける(図1.3参照)ことによって翼端渦の作用を軽減し、さらに翼端に対して半径方向外側へ角度を付けて装着することにより、後流を拡大させる効果を狙った。このMieペーンを取り付けた水平軸風車では、図1.3に示すように最高効率点付近で約15%の出力増加の実験結果を得ており、実用発電用風車への応用が期待されている。



理論解析では van Bussel [1990] が、ウイングレットの下流側外向きへの伸張により、翼端渦の放出位置が下流方向へシフトされるとともに、ロータ回転面後の流管の断面積が増加するとの仮定を行い、運動量理論を用いてウイングレットによるロータ出力増加の計算結果を示している。

## 1.5 論文構成

第2章では、ロータ回転面の近接後流速度場を二線式スラント型熱線プローブを用いた測定からロータおよびその後流の渦構造についての解析を行い、また理論計算との比較を行うために、ロータ翼の循環分布を速度データから求める方法を示す。第3章では、自由後流モデルを用いた数値解析により後流速度場の解析を行い、第2章で得た実験結果との比較を行う。第4章では第3章で用いた数値解析法を用いて、ウイングレットを持つ水平軸風車の特性および翼周り流れの数値解析を行い、ロータ翼に働く流体力を計算することによりウイングレットの空気力学的効果を示す。第5章は第2章～第4章で得られた結果についてまとめ、結論とする。

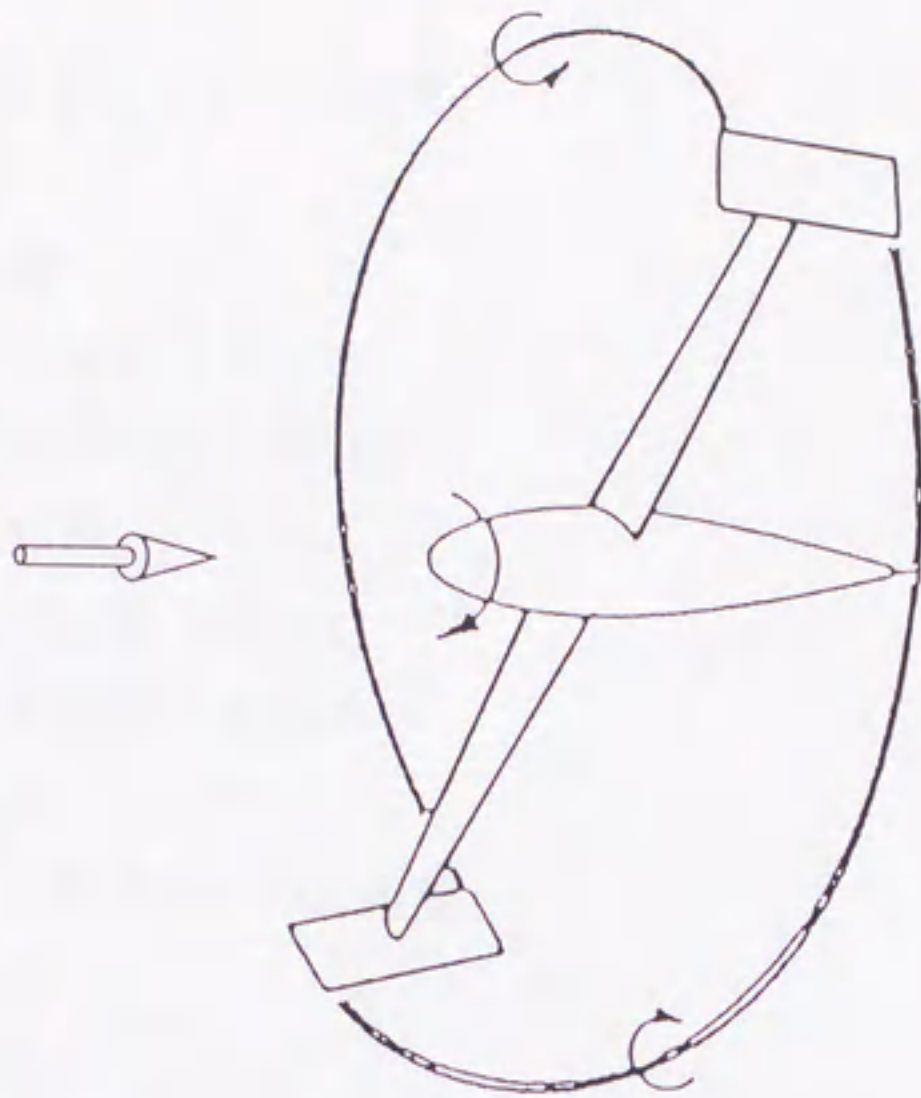


Figure 1.2 Tipvane concept by van Holten [1978].

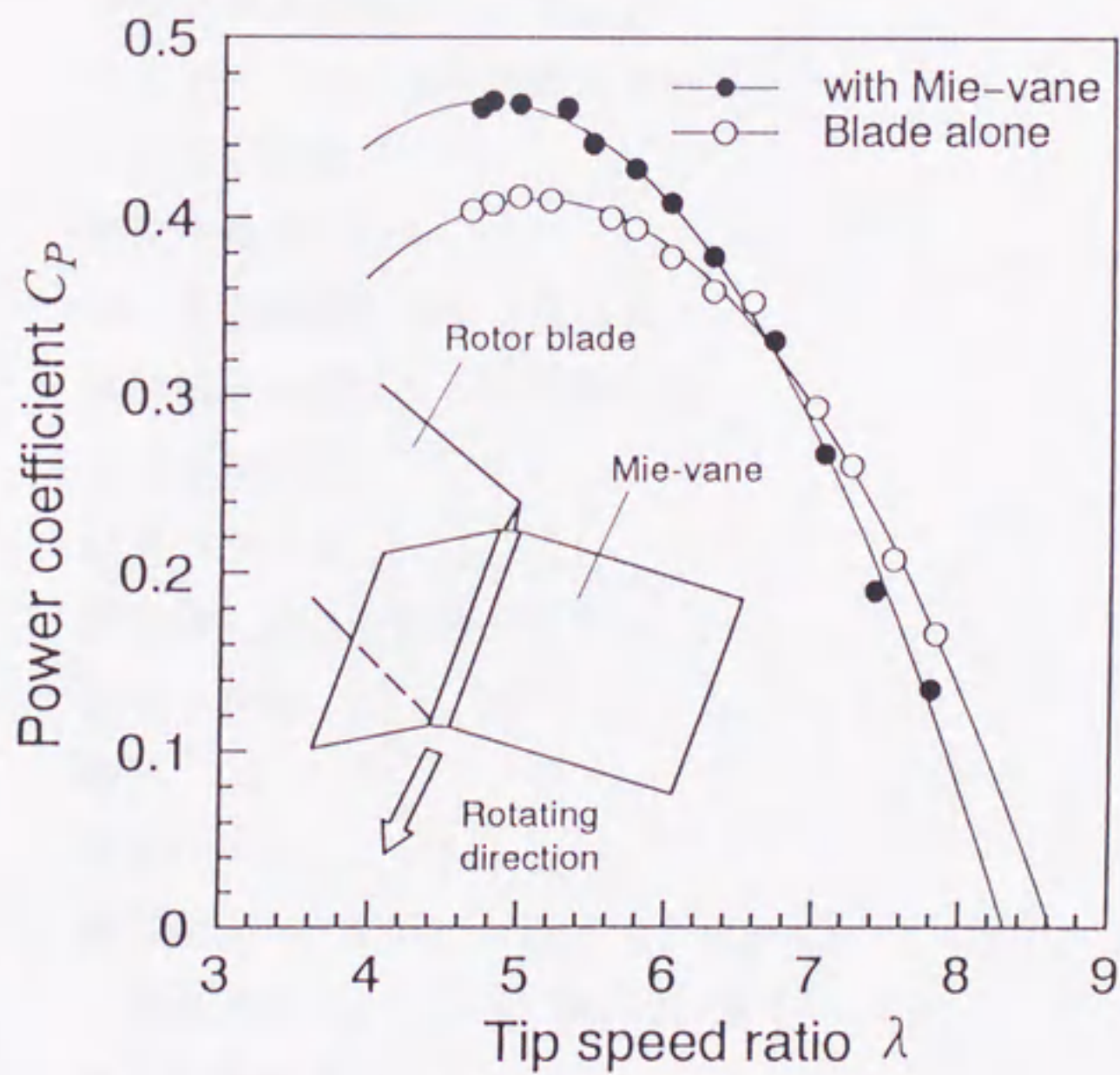


Figure 1.3 Power coefficient of HAWT with Mie type tipvane [Shimizu, 1991].

## 1.6 記号

本論文で使用する主な記号を以下に記す.

$b$	翼幅長
$C_{Dax}$	軸抗力係数：式(1.3)
$C_{Di}$	誘導抗力係数：式(4.2)
$C_L$	揚力係数
$C_L^T$	回転力係数：式(4.1)
$C_P$	ロータ効率：式(1.2)
$c$	翼弦長
$c_{xb}$	ロータ翼前縁からの距離
$D_{ax}$	軸抗力
$D_i$	誘導抗力：式(4.4)
$d$	ウイングレット翼幅方向長さ
$k$	翼弦方向パネル番号
$L_{xb}$	揚力の回転方向成分：式(4.3)
$l$	翼幅方向パネル番号
$M_f$	フラップ方向曲げモーメント
$M_{tip}$	ウイングレット取付部曲げモーメント
$N$	パネル分割数
$n$	単位法線ベクトル
$R$	ロータ有効回転半径：式(4.5)
$R_0$	供試風車基翼のロータ回転半径
$Re$	レイノルズ数
$x$	位置ベクトル
$x_b$	翼座標上選点の位置ベクトル
$T$	回転トルク
$t$	時間
$u$	速度ベクトル $[=(u, v, w)]$
$u_i$	誘導速度ベクトル $[=(u_i, v_i, w_i)]$
$W_0$	一様流速度ベクトル $[=(0, 0, W_0)]$
$x, y, z$	静止座標系成分
$x_b, y_b$	翼座標系成分
$y_w$	ウイングレット翼幅方向座標成分

$\Gamma$	循環量
$\Delta b_{kf}$	$k \cdot \ell$ 番翼パネル要素の翼幅方向長さ
$\Delta c_{kf}$	$k \cdot \ell$ 番翼パネル要素の翼弦方向長さ
$\theta_{tip}$	翼端ピッチ角 (上流側に正)
$\lambda$	周速比: 式 (1.1)
$\Phi^*$	速度ポテンシャル
$\Phi$	摂動速度ポテンシャル
$\Phi_0$	一様流速度ポテンシャル
$\phi$	ウイングレット取付角
$\Psi$	アジマス角
$\Omega$	角速度ベクトル [= (0, 0, $\Omega$ )]

添字

0	基翼
$B$	翼パネル
$b$	翼
$i$	誘導速度
$TE$	翼後縁パネル
$W$	後流パネル
$w$	ウイングレット

## 1.7 座標系

図 1.4 に示すように静止座標系は、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. 本論文では一様流入速度  $W_0$  がロータ回転軸と平行な場合のみを扱うため,  $W_0$  は  $z$  軸に平行で, ロータ回転面は  $x \cdot y$  平面上にある.

風車ロータ翼の位置は  $y$  軸に対するアジマス角  $\psi$  で表し, ロータ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  $b$  で表示) は, 翼の 1/4 弦線上に  $y_b$  軸,  $x \cdot y$  平面上の  $y_b$  軸に直交した方向に  $x_b$  軸をとる.

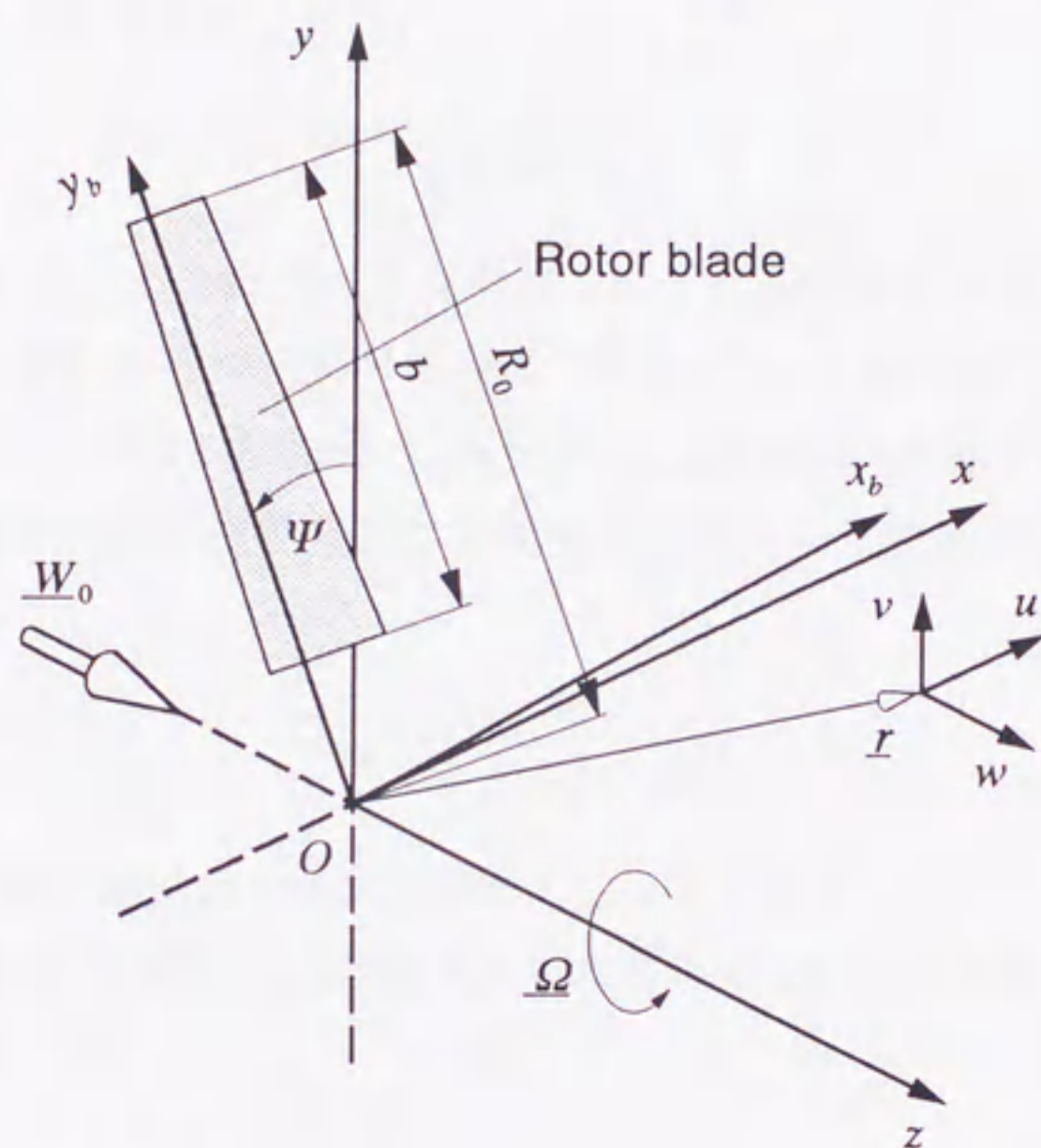


Figure 1.4 Coordinate systems.

## 1.8 風車係数

風車の特性を表す重要な無次元係数を以下に示す.

風車の回転数と一様流入速度の関係を表すパラメータとして周速比  $\lambda$  を用いる.  $\lambda$  は翼端における回転速度  $\Omega R_0$  と一様流入速度  $W_0$  の比であり次式で定義される.

$$\lambda = \frac{\Omega R_0}{W_0} \quad (1.1)$$

風車が得た出力を評価する係数として風車ロータ効率  $C_p$  があり, 次式で示すように, ロータ出力と流入エネルギーの比である.

$$C_p = \frac{T\Omega}{\frac{1}{2}\rho W_0^3 \pi R_0^2} \quad (1.2)$$

$T$  は回転トルクである. また流入エネルギーは, ロータ回転面を断面とする流管を通過する単位時間当たりの空気の持つ運動エネルギーである. 1.2.1 で述べたように, 風車ロータの理論最高効率として, Betz [1926] により  $(C_p)_{\max} = 0.593$  が導かれている.

風車ロータの回転軸方向に加わる力を評価する係数として軸抗力係数  $C_{Dax}$  があり, 次式で表される.

$$C_{Dax} = \frac{D_{ax}}{\frac{1}{2}\rho W_0^2 \pi R_0^2} \quad (1.3)$$

$D_{ax}$  は回転軸方向に働く軸抗力を表す. 通常  $C_{Dax} < 1$  である.

ロータ効率  $C_p$  と軸抗力係数  $C_{Dax}$  は周速比  $\lambda$  に対してプロットされ, 風車特性の評価を行う際に使用される.

## 第2章 水平軸風車ロータ近接後流速度場の解析\*

### 2.1 緒言

水平軸風車のロータ負荷や出力を予測するための計算モデルは、そのほとんどが流れ場を非圧縮・非粘性・非回転として扱うことにより、ロータ周りの流れおよびロータに働く非粘性の流体力を算出したのち、粘性の影響を考慮するために二次元の静特性翼型データを用いて揚力と抗力の補正を行っている。

このアルゴリズムの妥当性を仮定した場合、計算モデルの性能予測に対する精度は、風車周りの流れ場の算出と粘性補正のそれぞれの過程の中に、風車ロータの空力特性を表す物理的洞察がどれだけ十分に組み込まれているかに依存する。前者の過程は、後流中の複雑な渦構造と翼幅、翼弦方向の負荷分布をどのようにモデル化を行うかに帰着する。後者の過程では、求められたロータ翼周りの三次元流れ場に対して二次元流れ場で得られた翼型データをどのように適用するかが、その妥当性ととも問題となる。

本論文では、後流計算に対し自由後流モデルを適用することにより、ロータ周りの流れ場のとくに後流速度場を正確に把握することを目的としている。したがって計算モデルの妥当性を確認するためには、ロータ性能を実験結果と比較するよりもむしろ後流速度場を比較対象とする方がより直接的である。

後流速度場の測定は主に、ウインドファームのような風車列間の相互干渉の影響を調べるためにロータ直径の2~3倍の位置である遠隔後流域で行われてきた [Alfredsson *et al.*, 1982] が、風車ロータ周り流れの詳細にわたる計測 [筒井ら, 1988; Vermeer & van Bussel, 1990] はあまり行われていない。

本章では、ロータ回転面の近接後流速度場を二線式スラント型熱線プローブを用いた測定からロータおよびその後流の渦構造についての解析を行い、また理論計算との比較を行うために、ロータ翼の循環分布を速度データから求めた。

### 2.2 実験装置および方法

#### 2.2.1 風洞

ロータ後流速度場の測定には Delft 工科大学風力エネルギー研究所の開放型風洞を用いて行った。吹き出し口の直径は 2.24 m である。風洞は実験棟内の中央部に設置され、下流側壁面の影響を取り除くために吹き出し口から壁面までの距離は 6.5 m 設けてある。最大風速は 14.5 m/s で乱れ度は約 0.8% である。吹き出し口の速度分布のひずみは、平均速度

\* Imamura & Vermeer, 1992.

に対して最大で約 2.5% である。

## 2.2.2 供試風車

供試風車は Delft 工科大学風力エネルギー研究所における二枚翼のモデル風車である。このモデルは数値計算による解析結果との比較を行いやすいように、風車ロータ翼としては一般的ではないが、広い範囲のレイノルズ数で翼型特性が調べられている NACA0012 翼型 [Abbot & von Doenhoff, 1949 : Chritzos *et al.*, 1955 : Michos *et al.*, 1983] を用いている。ロータ翼のアスペクト比は  $AR=5.25$  である。風車翼の諸元を表 2.1 に、供試風車モデルの概要を図 2.1 に示す。

Table 2.1 Specifications of rotor blade.

Radius	0.6m
Number of blades	2
Aerofoil section	NACA0012
Root cut-off	30%
Blade chord	0.08m
Blade length	0.42m
Replaceable tip	0.06m, no twist
Blade twist	$\theta(y_b/R_0) = (\theta_{tip} + 6^\circ) - 6.67^\circ y_b/R_0 \quad (0.3 < y_b/R_0 \leq 0.9)$ $\theta(y_b/R_0) = \theta_{tip} \quad (0.9 \leq y_b/R_0 \leq 1)$

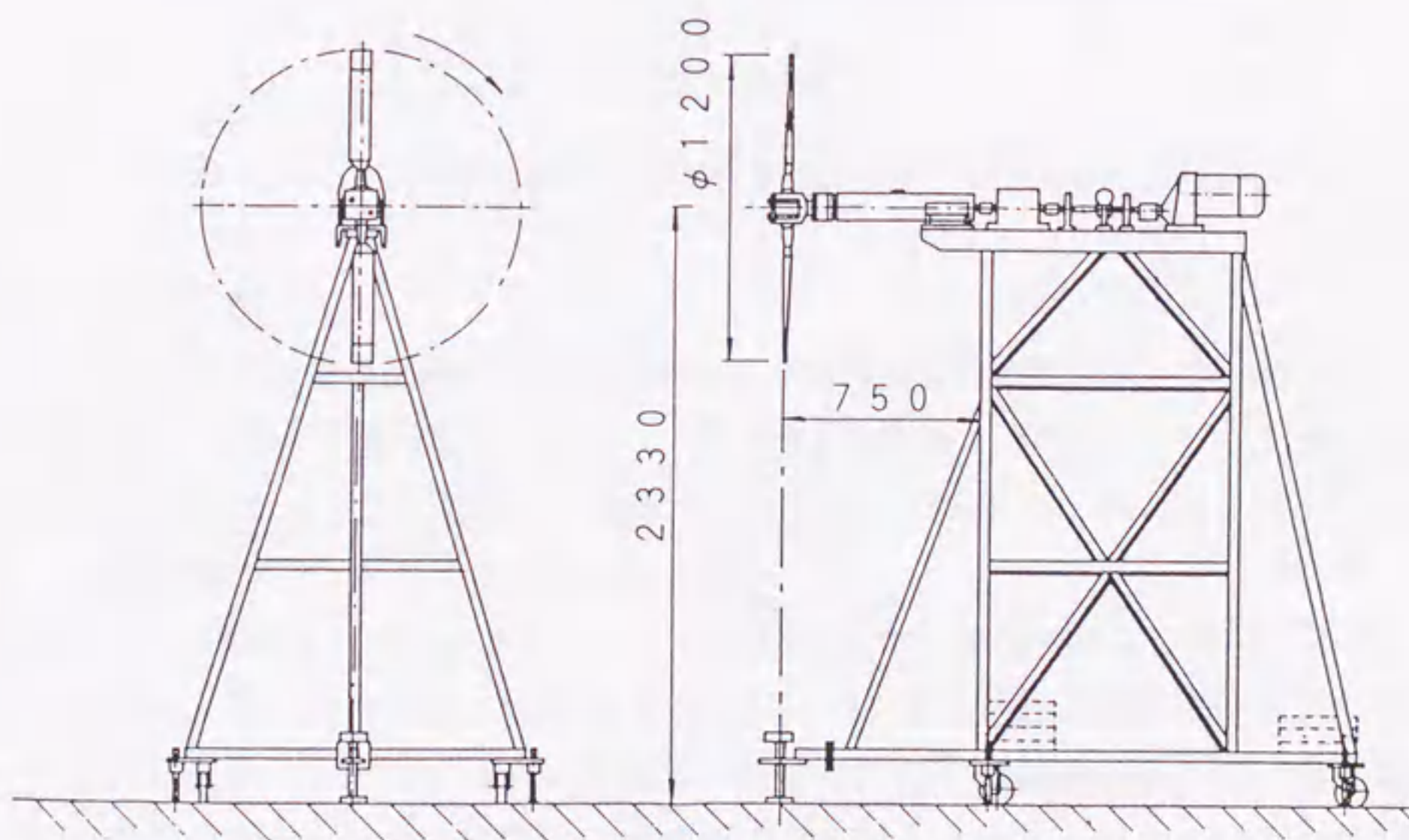


Figure 2.1 Rotor model of TUDelft.



図 2.2 は供試風車の周速比  $\lambda$  に対するロータ効率  $C_p$  および軸抗力係数  $C_{Dax}$  を示す。実験値は Vermeer [1991] によるもので、一様流入速度  $W_0$  を 5.0 m/s の一定として回転数を変化させて測定した結果である。代表長さを翼端における翼弦長、代表速度に翼端での流速  $W_0 [1 + \lambda^2]^{1/2}$  を用いた場合のレイノルズ数  $R_{e, tip}$  の範囲は、 $3.9 \times 10^4 < R_{e, tip} < 3.3 \times 10^5$  ( $1 \leq \lambda \leq 12$ ) である。最高効率( $C_p$ )<sub>max</sub> は  $\lambda = 8$  で得られる高速回転型の風車である。

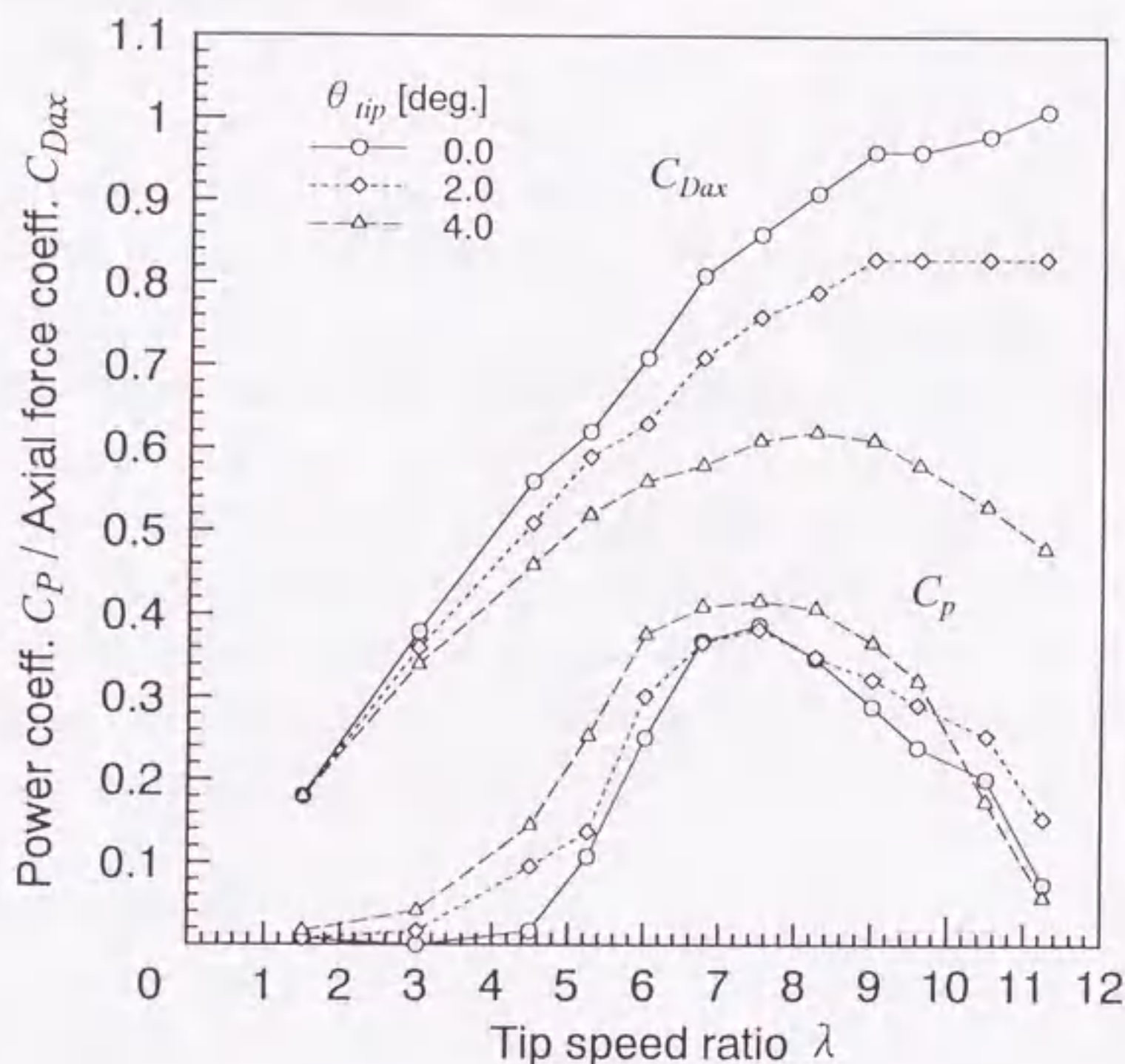


Figure 2.2 Characteristics of rotor model [Vermeer, 1991].

### 2.2.3 測定方法

ロータ回転面の近接後流域の速度場の測定には定温度型熱線風速計を用いた。プローブ形状は二線式スラント型で、プローブステム軸を回転軸に平行に、また二本の熱線を  $y \cdot z$  面に平行になるように設置し、軸方向 ( $z$  方向) および周方向 ( $y$  方向) の速度成分  $w$  と  $v$  の測定を行った [Broekhoven, 1991]。

プローブの位置決めには三次元トラバース装置を用いて、軸方向および半径方向にプローブをトラバースし、 $x \cdot z$  面上の固定点においてロータ下流側の近接後流速度場の測定を行った。データサンプリングはロータ回転一周りにあたり 720 個 ( $0.5^\circ$  毎) を 4 周期サンプリングし位相平均した。翼座標の  $y_b$  軸が空間座標の  $y$  軸に一致する位置をアジマス角  $\Psi = 0^\circ$  とし、翼位置の検出にはロータリエンコーダを用いて一周期一パルスの信号に

より検出した。

一様流入速度に相当する風洞の出口風速  $W_0$  は、ゲッチングン型ピトー管を風洞吹き出し口の平均流速を代表する位置に設置し測定した。

## 2.2.4 測定条件

近接後流速度場測定のための風車ロータの運転条件は次のように設定した。周速比  $\lambda=8$  は供試風車の最高効率点付近である。

$$\theta_{tip} = 4^\circ : \lambda=8$$

$$\theta_{tip} = 2^\circ : \lambda=8, \lambda=6$$

$$\theta_{tip} = 0^\circ : \lambda=8, \lambda=6$$

レイノルズ数  $R_e$  の違いによる影響を避けるために、ロータの回転速度は全ての運転条件で回転周波数を  $f=11.65$  Hz の一定とした。このとき一様流入度  $W_0$  については周速比  $\lambda=8$  で  $W_0=5.5$  m/s,  $\lambda=6$  の場合では  $W_0=7.3$  m/s であり、翼端におけるレイノルズ数は  $R_{e, tip} \approx 2.4 \times 10^5$  となる。

後流速度場の測定位置は、ロータ後流域を範囲に入れるために軸方向位置を  $z/R_0=0.053, 0.070, 0.103, 0.137$  とし、半径方向には  $0.40 \leq x/R_0 \leq 1.10$  の範囲では  $\Delta x/R_0=0.10$  間隔でプローブをトラバースし、翼端近くに相当する  $0.95 \leq x/R_0 \leq 1.05$  の範囲では  $\Delta x/R_0=0.05$  とした。この場合のプローブの位置決め精度は  $\pm 0.1$  mm  $= \pm 1.67 \times 10^{-4} R_0$  である。

## 2.3 実験結果と考察

### 2.3.1 瞬時速度場

図 2.3 はロータの運転条件が翼端ピッチ角  $\theta_{tip}=2^\circ$ 、周速比  $\lambda=8$  の場合において、風車後流中の固定点  $x/R_0=0.70$ 、 $z/R_0=0.053$  で測定された周方向速度  $v$  および軸方向速度  $w$  の回転一周期の速度変動である。アジマス角  $\psi=90^\circ$  と  $270^\circ$  が翼通過位置である。

翼通過時の大きな速度変動は翼束縛渦によるもので、この翼束縛渦により後流中の固定点にもたらされる現象は次のような二次元モデルを用いて説明ができる。

循環  $\Gamma$  の強さを持つ渦糸により位置  $r$  で誘起される速度  $\Delta u_i$  は、Biot-Savart の法則より次式で表される。

$$\Delta u_i = \frac{1}{4\pi} \frac{\Gamma ds \times r}{|r|^3} \quad (2.1)$$

$ds$  は渦糸上の線素ベクトルである。ここで、循環  $\Gamma$  の強さをもつ翼周りの束縛渦を一本の無限長渦線に置き換えて、Biot-Savart の法則 (2.1) を二次元的に積分すると式 (2.1) は次のようになる。

$$|u_i| = \frac{\Gamma}{2\pi|r|} \quad (2.2)$$

この式より、図 2.4 に示すプローブ位置に相当する点  $P$  での速度成分は、

$$v = v_0 + \frac{\Gamma}{2\pi z} \cos^2 \theta \quad (2.3)$$

$$w = w_0 + \frac{\Gamma}{2\pi z} \frac{\sin 2\theta}{2} \quad (2.4)$$

となる。ここで  $v_0$ ,  $w_0$  は束縛渦による誘導速度以外の速度成分である。

式 (2.4) より、 $w$  は測定位置に翼が接近してくると序々に増加して  $\theta = 45^\circ$  で最大となり、この位置からは減少し  $\theta = -45^\circ$  で最小値をとる。更に翼が遠ざかると  $w$  は再び増加を始める。 $v$  に関しては式 (2.3) から、翼とプローブの位置が最短  $\theta = 0^\circ$  でピーク値を取る。束縛渦は自由渦であるため、その影響は必ず同じアジマス角位置で現れ、図 2.3 に示すように誘導速度の大きさ  $\Delta v$ ,  $\Delta w$  は回転面からの距離  $|r|$  に逆比例する。このことから翼束縛渦による誘導速度の大きさは次のように見積もることができる。

$$\Delta v = v_{\max} - v_{\min} \quad (2.5)$$

$$\Delta w = w_{\max} - w_{\min} \quad (2.6)$$

ただし、添字の max と min はそれぞれ翼通過による速度変動の最大値と最小値を表す。Vermeer & van Bussel [1990] はこの誘導速度成分から翼の循環量  $\Gamma$  を求め、理論値との比較を行っている。

翼の通過による変動後のアジマス角位置  $\psi = 140^\circ$  と  $320^\circ$  で見られる乱れた領域は、翼後縁からの後流渦シート（粘性後流）の通過によるものである。

図 2.5 は翼端ピッチ角  $\theta_{tip} = 2^\circ$ , 周速比  $\lambda = 6$  の場合について半径方向位置を  $x/R_0 = 0.70$  と固定し、軸方向位置の違いによる速度変動の変化を示したものである。 $\psi = 90^\circ$  の翼の通過による変動の大きさ  $\Delta v$  と  $\Delta w$  は軸方向距離  $z$  の増大とともに減少する。また渦シート（粘性後流）による影響は下流方向に進むにつれて、検出されるアジマス角  $\psi$  の位相が遅れる。これは渦シートは後流中で螺旋面状の構造を形成しているためである。

図 2.6 は  $\theta_{tip} = 2^\circ$ ,  $\lambda = 6$  の場合の軸方向位置  $z/R_0 = 0.053$  における翼端に近い位置  $x/R_0 = 0.95$  と翼根側の位置  $x/R_0 = 0.40$  での速度変動である。翼端付近では束縛渦による速度変動量  $\Delta v$  と  $\Delta w$  は図 2.5 で示した  $x/R_0 = 0.70$  での値と比較して減少している。また軸方向速度成分には  $\psi = 120^\circ$  で大きな速度の減少があるが、これは翼端渦によるものと考えられる。本実験では  $x \cdot z$  平面にプローブを固定しているため、軸方向速度成分に翼端渦による変動が現れる。翼根側位置  $x/R_0 = 0.40$  では、周方向の翼束縛渦による誘導速度が大きく、また渦シートによる乱れも大きくなっている。

### 2.3.2 平均速度場

図 2.7 は 2.3.1 で示したロータ回転一周期にわたる速度変動のデータをアジマス角方向のサンプル数で平均した軸方向速度  $\overline{w}/W_0$  を示したもので、軸方向位置  $z/R_0=0.053$  の半径方向 ( $x$  方向) 分布である。翼端より内側の領域  $x/R_0 < 1$  では、一様流入速度  $W_0$  は 60~70% にまで減速されており、周速比については最高効率付近である  $\lambda=8$  の方が  $\lambda=6$  よりも速度が低下している。後流の境界近くの翼端付近  $x/R_0 \approx 1$  では  $\overline{w}/W_0$  は非常に大きな値を示しているが、これはスラント型熱線プローブによる測定において、翼端付近では軸方向速度成分に翼端渦による影響のうちの半径方向速度成分も含まれてしまったためと考えられる。翼端から離れた場所  $x/R_0=1.1$  では、ほぼ一様流入速度  $W_0$  に等しい値となっている。

### 2.3.3 循環分布

この節では 2.3.1 で示したロータ回転面近接後流中の固定点で測定された速度データから、翼束縛渦の循環量  $\Gamma$  を見積もる。 $\Gamma$  の算出法としては束縛渦を有限長の揚力線として扱う三次元モデルを用いる [Vermeer, 1992]。

風車ロータ後流中の  $x \cdot z$  平面上の一点  $P(x_0, 0, z_0)$  における速度ベクトル  $\mathbf{u}$  は、Biot-Savart の法則 (2.1) を用いて、

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + \frac{1}{4\pi} \int_{root}^{tip} \frac{\Gamma d\mathbf{s} \times \mathbf{r}}{|\mathbf{r}|^3} \quad (2.7)$$

と表される。 $d\mathbf{s}$  は揚力線の渦線素ベクトル、 $\mathbf{r}$  は点  $P$  から渦線素に向かうベクトルである。ここで  $\mathbf{u}_0$  はアジマス角  $\psi$  によらず一定であるとし、翼を翼幅方向に  $N$  分割すると式 (2.7) は、

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + \frac{1}{4\pi} \left[ \int_1 \frac{\Gamma_1 d\mathbf{s} \times \mathbf{r}}{|\mathbf{r}|^3} + \int_2 \frac{\Gamma_2 d\mathbf{s} \times \mathbf{r}}{|\mathbf{r}|^3} + \dots + \int_N \frac{\Gamma_N d\mathbf{s} \times \mathbf{r}}{|\mathbf{r}|^3} \right] \quad (2.8)$$

となるが、 $l$  番目の翼素の循環  $\Gamma_l$  がその翼素幅にわたり一定であるとする、式 (2.8) は  $x, y, z, \psi$  の関数となる。このように仮定すると、積分値は解析的に求めることができ、次式のようなになる。

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + \sum_{l=1}^N C_l \Gamma_l \quad (2.9)$$

式 (2.9) を成分で表すと、

$$u = u_0 + \sum_{l=1}^N C_{xl} \Gamma_l \quad (2.10a)$$

$$v = v_0 + \sum_{\ell=1}^N C_{y\ell} \Gamma_{\ell} \quad (2.10b)$$

$$w = w_0 + \sum_{\ell=1}^N C_{z\ell} \Gamma_{\ell} \quad (2.10c)$$

ここで,

$$C_{x\ell} = \frac{z_0 \Delta b_{\ell} \cos \Psi}{4\pi |r|^3} \quad (2.11a)$$

$$C_{y\ell} = -\frac{z_0 \Delta b_{\ell} \sin \Psi}{4\pi |r|^3} \quad (2.11b)$$

$$C_{z\ell} = -\frac{x_0 \Delta b_{\ell} \cos \Psi}{4\pi |r|^3} \quad (2.11c)$$

$$|r| = \left[ (x_0 - y_{b\ell} \sin \Psi)^2 + (y_{b\ell} \cos \Psi)^2 + z_0^2 \right]^{1/2} \quad (2.11d)$$

である。ただし、 $\Delta b_{\ell}$ は $\ell$ 番目の翼素幅を表し、 $y_{b\ell}$ は翼座標中心から $\ell$ 番目の翼素までの距離を表す。

例として、式(2.10a)から実際に $N$ 個の $\Gamma$ と一つの $u_0$ を計算するには、半径方向位置 $x_0$ 、軸方向位置 $z_0$ を固定した場合、 $(N+1)$ 個の $\Psi$ に対する $u$ のデータが必要になる。このことから、式(2.10a)を行列式で表すと、次のようになる。

$$\begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \vdots \\ u_{N+1} \end{bmatrix} = \mathbf{T}_x \begin{bmatrix} u_0 \\ \Gamma_1 \\ \vdots \\ \Gamma_N \end{bmatrix} \quad (2.12)$$

ここで,

$$\mathbf{T}_x = \begin{bmatrix} 1 & C_{x,11} & \cdots & C_{x,1N} \\ 1 & C_{x,21} & \cdots & C_{x,2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 1 & C_{x,N+11} & \cdots & C_{x,N+1N} \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

である。 $C_x$ の最初の添字番号がアジマス角 $\Psi$ のデータに対応する。

式(2.12)と(2.13)を用いると,

$$\begin{bmatrix} u_0 \\ \Gamma_1 \\ \vdots \\ \Gamma_N \end{bmatrix} = \mathbf{T}_x^{-1} \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \vdots \\ u_{N+1} \end{bmatrix} \quad (2.14)$$

となり、 $N$ 個の $\Gamma$ と $u_0$ を求めることができる。

上記の手法を式(2.10b)、(2.10c)に対して使用することにより、周方向速度 $v$ もしくはは

上記の手法を式 (2.10b), (2.10c) に対して使用することにより, 周方向速度  $v$  もしくは軸方向速度  $w$  のデータから循環量  $\Gamma$  を算出することができるが, 2.3.1 に示したように軸方向速度  $w$  には, とくに翼端付近で翼端渦による半径方向速度成分の影響が大きく現れ誤差が大きくなるため, 周方向速度  $v$  のデータを用いて  $\Gamma$  を求めた.

図 2.8 に計算結果を示す. 翼端および翼根側では  $\Gamma$  の勾配が大きくこの部分での取り扱いが重要と思われるが, 本計算では翼を翼幅方向に 6 等分し各翼幅要素にわたる循環量  $\Gamma$  が一定であるとして  $\Gamma$  を算出した. この計算結果は次章の自由後流モデルを用いた計算結果と比較し, 考察を行う.

## 2.4 結言

水平軸風車ロータの後流速度場を把握するために, スラント型熱線プローブを用いて風車ロータの近接後流速度場の測定を行い, 以下の結論を得た.

- (1) スラント型熱線プローブにより, 翼束縛渦による速度変動量, 翼後縁からの渦シート, 翼端渦などの検出を行うことができ, 後流速度場中の渦構造について, スラント型熱線プローブによる測定が可能であることを示した.
- (2) 自由後流モデルによる速度場の計算結果との比較を行うために, 後流速度場中の固定点において測定された周方向の速度成分から, Biot-Savart の法則を用いて翼幅方向の循環量を算出する方法を示した.

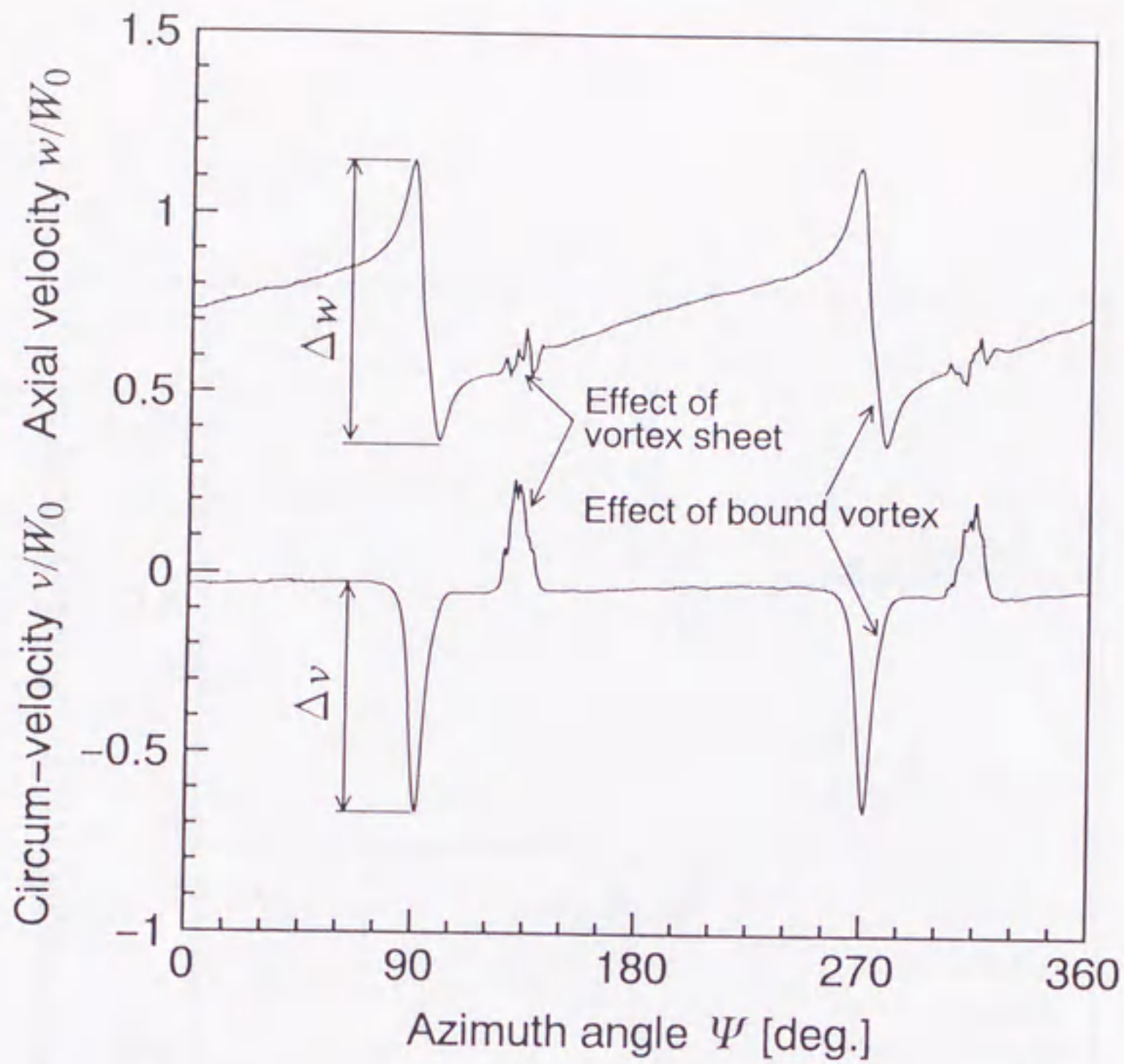


Figure 2.3 Axial and circumferential velocity fluctuation over 1 revolution at  $x/R_0=0.70$ ,  $z/R_0=0.053$  in case of  $\lambda=8$  and  $\theta_{tip}=2^\circ$ .

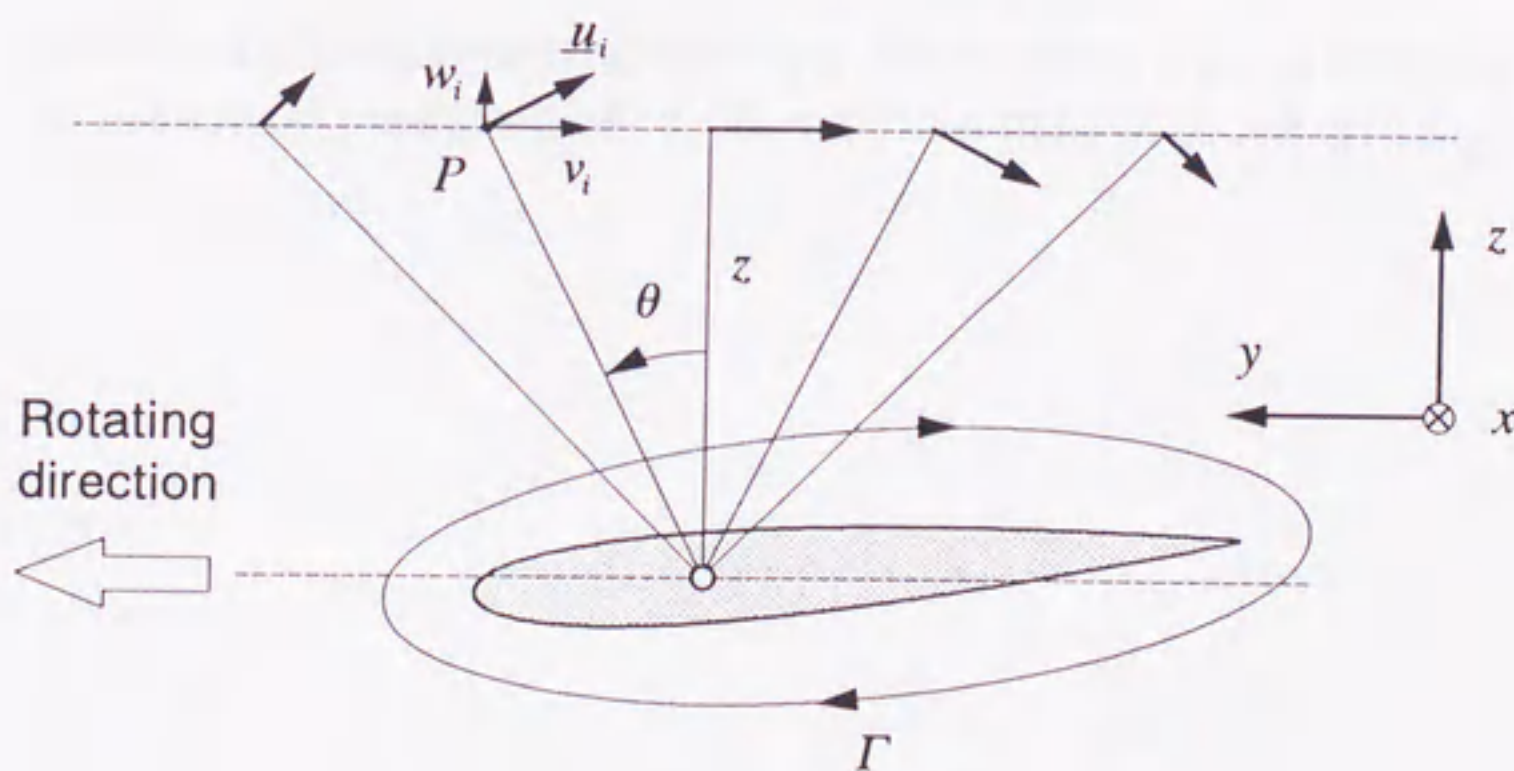


Figure 2.4 Schematic description of the induced velocity due to 2-dimensional bound vorticity.

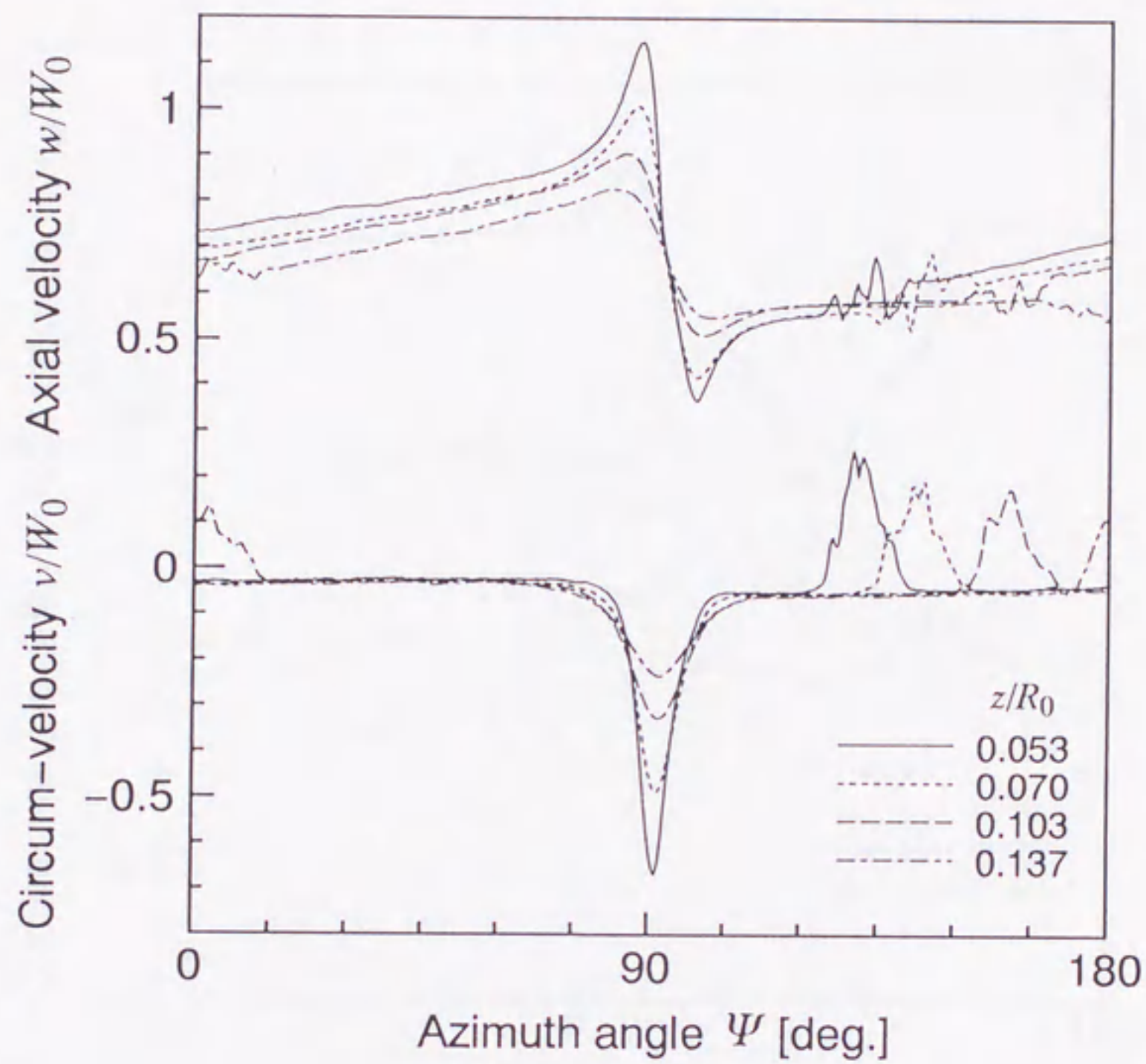


Figure 2.5 Axial and circumferential velocity fluctuation over a half revolution for various axial positions at  $x/R_0 = 0.70$  in case of  $\lambda = 6$  and  $\theta_{tip} = 2^\circ$ .



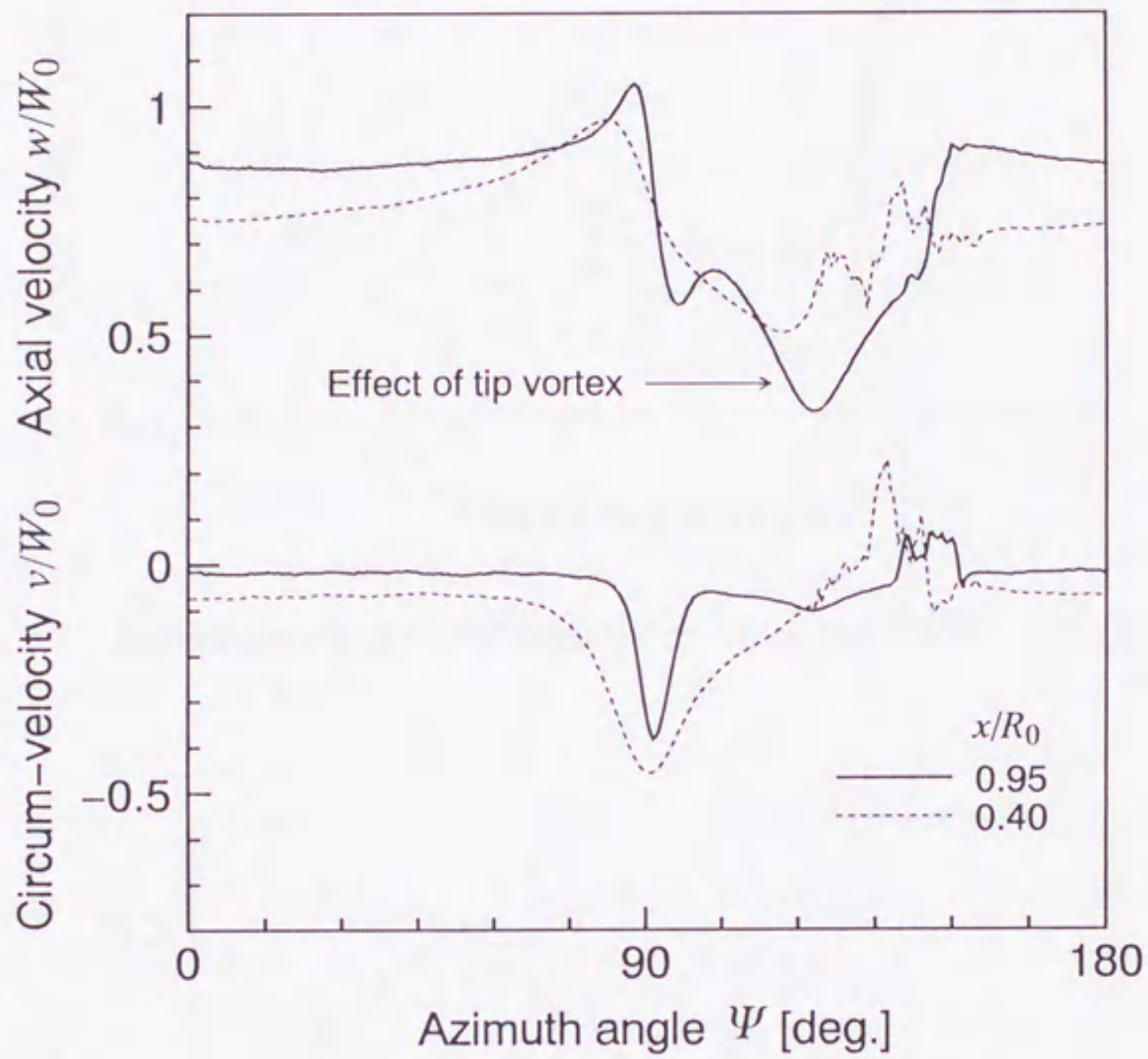


Figure 2.6 Axial and circumferential velocity fluctuation over a half revolution at  $z/R_0 = 0.053$  in case of  $\lambda = 6$  and  $\theta_{tip} = 2^\circ$ .

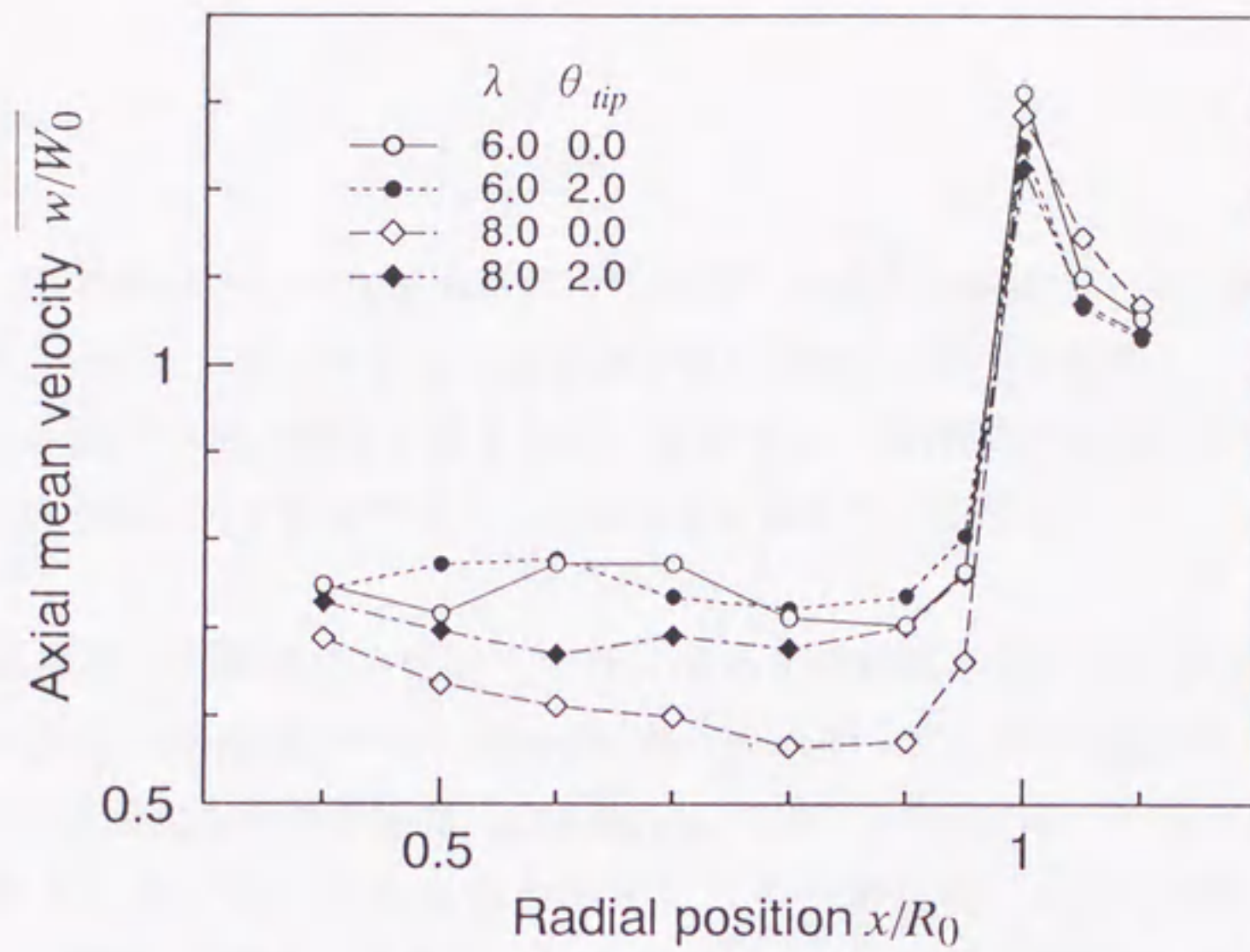


Figure 2.7 Radial distribution of axial mean velocity  $\overline{w/W_0}$  at  $z/R_0=0.053$ .

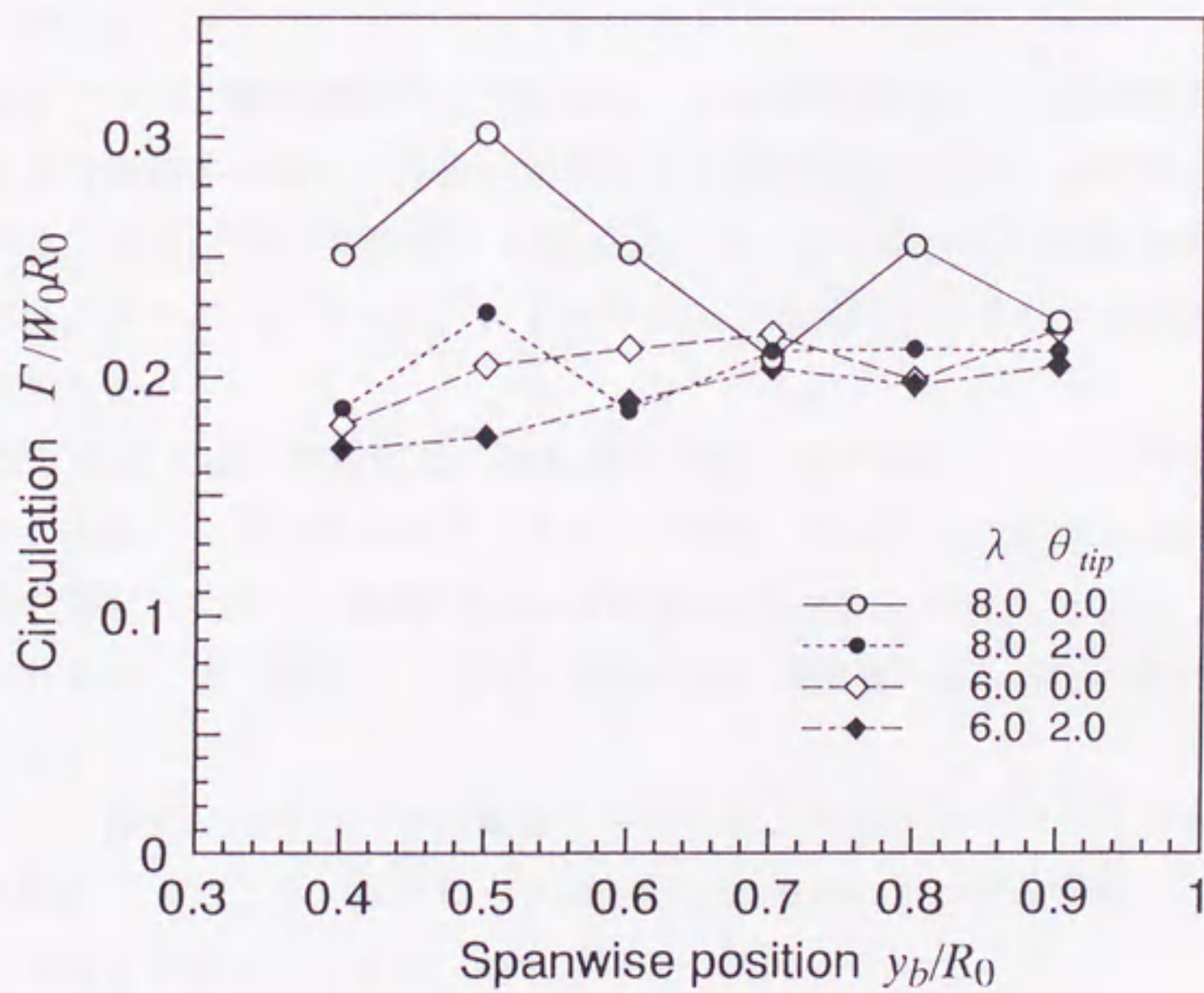


Figure 2.8 Spanwise distribution of circulation.

## 第3章 自由後流モデルによる水平軸風車の数値解析\*

### 3.1 緒言

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螺旋を描きながら発達する。HAWTの数値計算ではこの後流の螺旋渦面の取り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、予めその形状を決めるモデル (prescribed wake 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 [Anderson, 1980]、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螺旋渦 [前川, 1983, 86; Kotb & Abdel Haq, 1992] で表す。後者は、各瞬時に於ける速度場の計算から各々の渦をその局所速度で移動させることにより、螺旋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 [Afjeh & Keith, 1986b; Rosen *et al.*, 1990] あるいは三つの領域 [Gohard, 1978] に分ける計算法も行われている。

自由後流モデルは、螺旋渦のピッチを決定する減衰係数のような経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言え、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) を用いているため、キャンバ、テーバ、ねじりを持った任意の形状を持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 [Pedersen & Antoniou, 1989] あるいは速度場の測定 [筒井ら, 1988; Vermeer & van Bussel, 1990; 清水ら, 1993a, 93b] などが挙げられるが、それ程多くなされてはならず、HAWT周りの流れ場の把握に数値解析が必要となる。

本章では、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。また、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。

\* Hasegawa, Kikuyama & Imamura, 1995a; 長谷川, 菊山, 今村, 1995b, 95d.

## 3.2 計算方法

### 3.2.1 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に対する支配方程式は、次式で示すように、速度ポテンシャル  $\Phi^*$  の Laplace 方程式となる。

$$\nabla^2 \Phi^* = 0 \quad (3.1)$$

$\underline{W}_0 = \nabla \Phi_0$  を満足する一様流速度ポテンシャル  $\Phi_0$  を用いることにより、速度ポテンシャル  $\Phi^*$  は次式のように分解できる。

$$\Phi^* = \Phi + \Phi_0 \quad (3.2)$$

ここで、 $\Phi$  は摂動速度ポテンシャルである。 $\Phi$  について Green の恒等式を用いると、式 (3.1) の一般解は、物体境界面上に分布させた特異要素の吹き出し/吸い込み  $\sigma$  と二重湧き出し  $\mu$  を用いた次の境界積分方程式を満足する (付録 A.1 参照)。

$$\Phi^*(r) = \frac{1}{4\pi} \int_{B+W} \mu \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{r'} dS - \frac{1}{4\pi} \int_B \sigma \frac{1}{r'} dS + \Phi_0 \quad (3.3)$$

式 (3.3) 中の  $\partial/\partial n$  は、物体境界面上の単位法線ベクトル  $\underline{n}$  の方向微分で、 $r$  は位置ベクトル、 $r'$  は特異要素から  $r$  までの距離である。また、 $B$  と  $W$  はそれぞれ翼および厚さのない後流渦面を表す。

式 (3.3) を一意的に求めるために、翼面上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 型の境界条件を用いる。図 1.4 の翼座標系では、この境界条件は次式により表される。

$$\left( \underline{W}_0 - \underline{\Omega} \times \underline{r}_b + \nabla \Phi \right) \cdot \underline{n} = 0 \quad (3.4)$$

ここで、 $\underline{r}_b$  は翼座標系での位置ベクトルである。

### 3.2.2 離散化

式 (3.3)、(3.4) の解法として、パネル法に基づく渦格子法 (VLM) を用いる。式 (3.3) 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パネル要素に分割する (図 3.1 のハッチング部)。このパネル要素が持つ空気力学的効果を表すために、循環量  $\Gamma_{kf}$  の渦糸を四辺に持つ渦格子パネルを用いる。渦格子パネルは翼要素の前縁から翼弦方向に  $\Delta c_{kf}/4$  ずらして配置する (図 3.1 の太線)。この渦格子パネルは強さが一定の二重湧き出し  $\mu$  が分布するパネル要素と等価である (付録 A.3 参照)。

未知量  $\Gamma_{kf}$  を決定する方法として選点法を用いる。選点 (collocation point) は各パネル要素の翼弦方向に後縁側から  $\Delta c_{kf}/4$ 、翼幅方向にパネル中心  $\Delta b_{kf}/2$  の位置に定める。

この位置は解析的に求められる値である。この翼要素上に配置した選点において全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(3.4)に代入すると境界条件式(3.4)は未知量  $\Gamma_m$ ,  $\Gamma_n$  に関する次の代数方程式になる。

$$\sum_{m=1}^{N_B} \left[ B_m \Gamma_m + \left( W_0 - \Omega \times r_b \right)_m \cdot n_m \right] + \sum_{n=1}^{N_W} C_n \Gamma_n = 0 \quad (3.5)$$

式(3.5)において、 $B_m$ ,  $C_n$ 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、翼端及び翼根部における翼幅方向の循環量の勾配  $\partial\Gamma/\partial y_b$  が大きいため、cosine 関数を用いた離散化を行いパネル要素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 [Johnson, 1980参照]。

### 3.2.3 数値解法

境界条件から得られた式(3.5)において、翼面上および後流中のパネル要素の持つ渦強さである未知変数  $\Gamma_m$ ,  $\Gamma_n$  は以下の方法で決定される。

図3.2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  $\Delta t$  の間に渦強さ  $\Gamma_{TE}(t - \Delta t)$  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、

$$\Gamma_w(t) = \Gamma_{TE}(t - \Delta t) \quad (3.6)$$

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

以上の操作により、式(3.5)中の未知変数は  $\Gamma_m$  のみとなる。なお、計算が収束すると  $\Gamma_w(t) = \Gamma_{TE}(t)$  となり、後縁においてパネル間で翼幅方向の渦は全てキャンセルされ馬蹄形渦のみが残り、定常状態における Kutta の条件を満たす。この状態を定常状態とする。

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  $w = W_0$  となり、ロータは一定角速度  $\Omega$  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(3.5)は、

$$\sum_{m=1}^{N_B} B_m \Gamma_m + \left( W_0 - \Omega \times r_b \right)_m \cdot n_m = 0 \quad (3.7)$$

となり、翼面上の各パネルの初期値  $\Gamma_{kf}(0)$  が求められる。任意の時刻  $t$  における  $\Gamma_{kf}(t)$  は、初期値  $\Gamma_{kf}(0)$  ならびに、式(3.5), (3.6)を用いて、時間ステップ毎に  $N_B$  元の連立一次方程式を解くことにより求める。

### 3.2.4 自由後流モデル

後流渦パネルの位置  $r_w$  および形状は、時間ステップ毎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、

$$r_w(t + \Delta t) = r_w(t) + (W_0 + u_i) \Delta t \quad (3.8)$$

とすることにより求める。節点での局所速度は、主流速度  $W_0$  および翼束縛渦と後流渦からの誘導速度  $u_i$  の和である。

渦線による誘導速度  $\Delta u_i$  の計算には Biot-Savart 則を用いた。渦線要素ベクトル  $r_{12}$  の始点 1 と終点 2 から計算点へ向かうベクトルをそれぞれ  $r_1$ ,  $r_2$  とするとき、 $r_{12}$  により誘起される速度  $\Delta u_i$  は

$$\Delta u_i = \frac{\Gamma}{4\pi} \frac{r_1 \times r_2}{|r_1 \times r_2|^2} r_{12} \cdot \left( \frac{r_1}{|r_1|} - \frac{r_2}{|r_2|} \right) \quad (3.9)$$

となる (付録 A.4 参照)。式 (3.9) を用いて  $\Delta u_i$  を求める際に、計算点が渦線要素のコア半径  $\epsilon$  内にある場合は  $\Delta u_i = 0$  として計算を行った。

定常運転状態に対する計算の収束は、翼後縁渦格子パネルの循環量  $\Gamma_f(t)$  について、その時間変分量  $\Delta \Gamma_f = \Gamma_f(t) - \Gamma_f(t - \Delta t)$  の値で判定し、 $\Delta \Gamma_f$  の最大値が、

$$(\Delta \Gamma_f)_{max} \leq \Gamma_f(t - \Delta t) \times 10^{-4} \quad (3.10)$$

の条件を満足するとき、計算を打ち切った。この状態では出発渦に相当する渦格子パネルは、ロータ回転面から  $6R_0$  以上下流側に移動する。

図 3.3 (a), (b) はそれぞれ周速比が  $\lambda = 8, 6$  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形状の計算結果である。これは計算開始からロータが 5 回転した際の結果であり、図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相当する。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、巻き込み (roll-up) が生じている。 $\lambda = 8$  の場合、 $\lambda = 6$  と比較して螺旋渦のピッチが狭く、回転面近くに渦が溜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 3.4 は  $\lambda = 6$ ,  $\theta_{tip} = 2^\circ$ , 翼弦方向と翼幅方向の翼分割数をそれぞれ 2 と 6, 翼枚数が二枚の場合について、後縁におけるパネル循環量  $\Gamma_f$  の過渡変動を示したものである。第一翼が第二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  $\Gamma_f$  は増加するが、その後第二翼の後流による誘導速度の影響を受けて減少する。

### 3.2.5 流体力の計算

翼の上面と下面との圧力差  $\Delta p_{kf}$  は非定常の Bernoulli 式から、

$$\Delta p_{kf} = \rho \left[ \left( \frac{|u_t|^2}{2} \right)_+ - \left( \frac{|u_t|^2}{2} \right)_- + \left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)_+ - \left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)_- \right] \quad (3.11)$$

となる。ここで  $u_t$  は渦格子パネル前縁の中心に流入する時刻  $t$  における速度を表し、ま

た添字+, -はそれぞれパネル上面, 下面を表す. 図 3.2 に示すように, 各パネル表面上の翼弦ならびに翼幅方向の単位接線ベクトルを  $\boldsymbol{\tau}_k, \boldsymbol{\tau}_l$  とすると,  $\boldsymbol{\tau}_k$  および  $\boldsymbol{\tau}_l$  方向の速度成分は,

$$\pm \frac{\partial \Phi}{\partial \tau_k} = \pm \frac{\Gamma_{kl} - \Gamma_{k-1l}}{2 \Delta c_{kl}} \quad (3.12a)$$

$$\pm \frac{\partial \Phi}{\partial \tau_l} = \pm \frac{\Gamma_{kl} - \Gamma_{kl-1}}{2 \Delta b_{kl}} \quad (3.12b)$$

となる.  $\Delta c_{kl}$  と  $\Delta b_{kl}$  はそれぞれ翼弦方向および翼幅方向のパネル要素長さである. また速度ポテンシャルの非定常項は,

$$\pm \frac{\partial \Phi_{kl}}{\partial t} = \pm \frac{\partial}{\partial t} \frac{\Gamma_{kl}}{2} \quad (3.13)$$

と表されるから, 式(3.12a), (3.12b), (3.13)を式(3.11)に代入すると, 次式のようになる.

$$\Delta p_{kl} = \rho \left[ (\boldsymbol{u}_t)_{kl} \cdot \boldsymbol{\tau}_k \frac{\Gamma_{kl} - \Gamma_{k-1l}}{\Delta c_{kl}} + (\boldsymbol{u}_t)_{kl} \cdot \boldsymbol{\tau}_l \frac{\Gamma_{kl} - \Gamma_{kl-1}}{\Delta b_{kl}} + \frac{\partial}{\partial t} \Gamma_{kl} \right] \quad (3.14)$$

したがって, 翼の  $k \cdot l$  番目のパネル要素に作用する非粘性流体力  $F_{kl}$  は次式となる.

$$F_{kl} = \Delta p_{kl} \Delta c_{kl} \Delta b_{kl} \quad (3.15)$$

粘性効果は二次元翼型の静特性データ [Sheldahl, 1981] (付録 B 参照) を用いて補正を行った. HAWT のロータ回転面には翼束縛渦と後流渦面による大きな誘導速度が誘起され図 3.5 に示すように翼弦方向に対しても誘導速度分布を持つため, 本論文では二次元特性データの迎角  $\alpha$  に対応する有効迎角  $\alpha_{eff}$  を以下のように定義した. すなわち, 非粘性・非圧縮計算から揚力を求め, 1/4 翼弦線上へ流入する流速に基づく動圧より揚力係数  $C_L$  を導出し,  $C_L = 2\pi\alpha_{eff}$  の関係から  $\alpha_{eff}$  を定義する. この  $\alpha_{eff}$  を用いて, 翼型特性データより粘性補正值となる  $C_L'$  および抗力係数  $C_D$  を求めた.

### 3.2.6 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風洞実験用モデル風車である (2.2.2 参照).

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角により剥離が生じるため, 風車後流を取り扱うことは困難である. このため本章では, 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, 第 2 章で得た実験値との比較を行った.

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. その結果, パネル分割数が  $\Gamma$  分布に及ぼす影響はほとんど見られず, これは計算対象とした供試風車のロータ翼が対称翼であるためだと考えられる. 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4と15とし、また時間進行におけるアジマス角の増分は $\Delta\psi=7.5^\circ$ とした。

### 3.3 計算結果と考察

#### 3.3.1 瞬時後流速度場

図3.6は、計算開始から風車ロータが5回転した時刻(図3.3(a)参照)における、瞬時軸方向速度 $w/W_0$ の $x-z$ 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 $0.3 < x/R_0 < 1.0$ の領域内では、翼からの距離が $0.5R_0$ 以上になると、一様流入速度 $W_0$ 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( $x/R_0 > 1.0$ )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( $x/R_0 < 0.3$ )では $(1.1 \sim 1.2)W_0$ とわずかに加速されている。これは、 $x/R_0 < 0.3$ 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。

$x/R_0 \approx |1.0|, |0.3|$ 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3.7に $x/R_0=1.0$ 付近における誘導速度のベクトル $u_i$ を示すことにより、この周期的な構造は翼端(または翼根)から放出された渦の集合であることがわかる。

後流中の $z/R_0=3.0$ 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。

#### 3.3.2 平均後流速度場

図3.8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軸方向速度の周方向にわたる平均値 $\overline{w/W_0}$ 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3.7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( $0 < z/R_0 < 1.0$ )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 $0.7 \sim 0.6$ へと減速している。後流は $z/R_0 > 1.0$ 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 *et al.* [1990]のモデルの妥当性を示している。

図3.9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3.8に示した $\lambda=6$ の場合と比較して、より回転面に近い断面( $z/R_0 \approx 0.4$ )において $0.6W_0$ 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、 $\lambda=8$ の場合の方が $\lambda=6$ 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。



### 3.3.3 局所速度

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

図 3.10 に、ロータ面の下流側  $z/R_0=0.053$  の位置における平均軸方向速度  $\overline{w/W_0}$  の半径方向分布の計算結果と測定結果をプロットした。  $0.3 < x/R_0 < 1.0$  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 ( $x/R_0 \approx 1.0$ ) 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、スラント型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 3.11 は、ロータ回転面に接近した静止座標系での位置  $x/R_0=0.80$  ,  $z/R_0=0.053$  において、ロータが 1 回転する間に観測される無次元の周方向速度  $v/W_0$  および軸方向速度  $w/W_0$  の変動を表しており、風車ロータ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は第 2 章のスラント型熱線プローブによる測定である。

翼が観測点に最も接近するアジマス角  $\psi=90^\circ$  ,  $270^\circ$  において、翼束縛渦により誘起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は、 $\psi=120^\circ$  ,  $300^\circ$  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。この渦シートによる変動のアジマス角位置は、計算値と実験値とでほぼ同じ位置であり、後流中の局所の速度場を正確に計算できている。

渦シートがもたらす速度変動の性質の違いを除くと、計算結果は実験値と良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 3.12 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  $x/R_0=0.80$  に保ちつつ軸方向に変化させた際の速度変動の変化を表している。図中で、 $w/W_0=一定$  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螺旋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。 $\psi=90^\circ$  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はほぼ同様の傾向で、軸方向に減衰している。このことより、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分かる。

### 3.3.4 循環分布

図 3.13 は無次元循環量  $\Gamma/W_0R_0$  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、図中には加速度ポテンシャル法 (APM [van Bussel, 1993, 95]) 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  $\Gamma$  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 の方が翼根と翼端近傍においてより多くの選点を設定したためであると考えられる。

循環量の実験より求めた値は、2.3.3 で示したように、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 3.11 参照) から算出した。すなわち、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方が大きな  $\Gamma$  の値を示している。この要因として、VLM は非粘性・非圧縮計算であるため、渦の粘性散逸が考慮されておらず、ロータ回転面において実際よりも後流渦シートかの誘導速度が大きくなり、このため有効迎角が減少して  $\Gamma$  が小さく見積もられたと考えられる。また上述したように 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  $\Gamma$  を求める計算法において縦渦 (随伴渦) の影響が考慮に入られていないことが考えられる。これらの要因から、実験値と計算値の相違が生じていると考えられる。

### 3.3.5 性能曲線

最後に本計算法を用いた風車性能の計算結果を示す。渦格子法はポテンシャル解析であり粘性力による抗力は計算できないため、3.2.5 に記したように二次元翼の静特性データを用いて粘性補正を行った。

図 3.14 および 3.15 はそれぞれ、周速比  $\lambda$  に対する風車ロータ効率  $C_p$  (式 (1.2) 参照) と軸抗力係数  $C_{Dax}$  (式 (1.3) 参照) を示す。比較となる実験値は Vermeer [1991] による。この実験は 2.2.2 で述べたように一様流入速度  $W_0$  を 5 m/s と一定に保ち、回転数を変化させて測定されたデータである。このとき代表長さを翼端における翼弦長、代表速度を翼端

での流速にとった時のレイノルズ数  $R_{e, tip}$  の範囲は,  $3.9 \times 10^4 < R_{e, tip} < 3.3 \times 10^5$  ( $1 \leq \lambda \leq 12$ ) であり広範囲にわたっているが, 粘性補正に用いた静特性データのレイノルズ数は  $R_e = 2.0 \times 10^5$  である.

ロータ効率  $C_p$  の計算結果は翼への迎角が大きく  $R_e$  の低い低周速比域では, 実験結果に比べて大きな値を示している. 軸抗力係数  $C_{Dax}$  に関しては, 翼端ピッチ角が  $\theta_{tip} = 0^\circ$  の場合は比較的良く一致しているが,  $\theta_{tip} = 2^\circ$  の場合には計算結果は低い値となっている.

### 3.4 結言

渦格子法に自由後流モデルを適用して, 水平軸風車ロータ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以下の結論を得た.

- (1) 自由後流モデルを用いることにより, 水平軸風車ロータ後流中の瞬時および平均の速度場とその渦構造を表すことができた.
- (2) 本計算結果の妥当性を調べるために, 第2章で得たロータ後流の近接後流速度場の実験データとの比較を行い, ロータ翼面上で剥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.

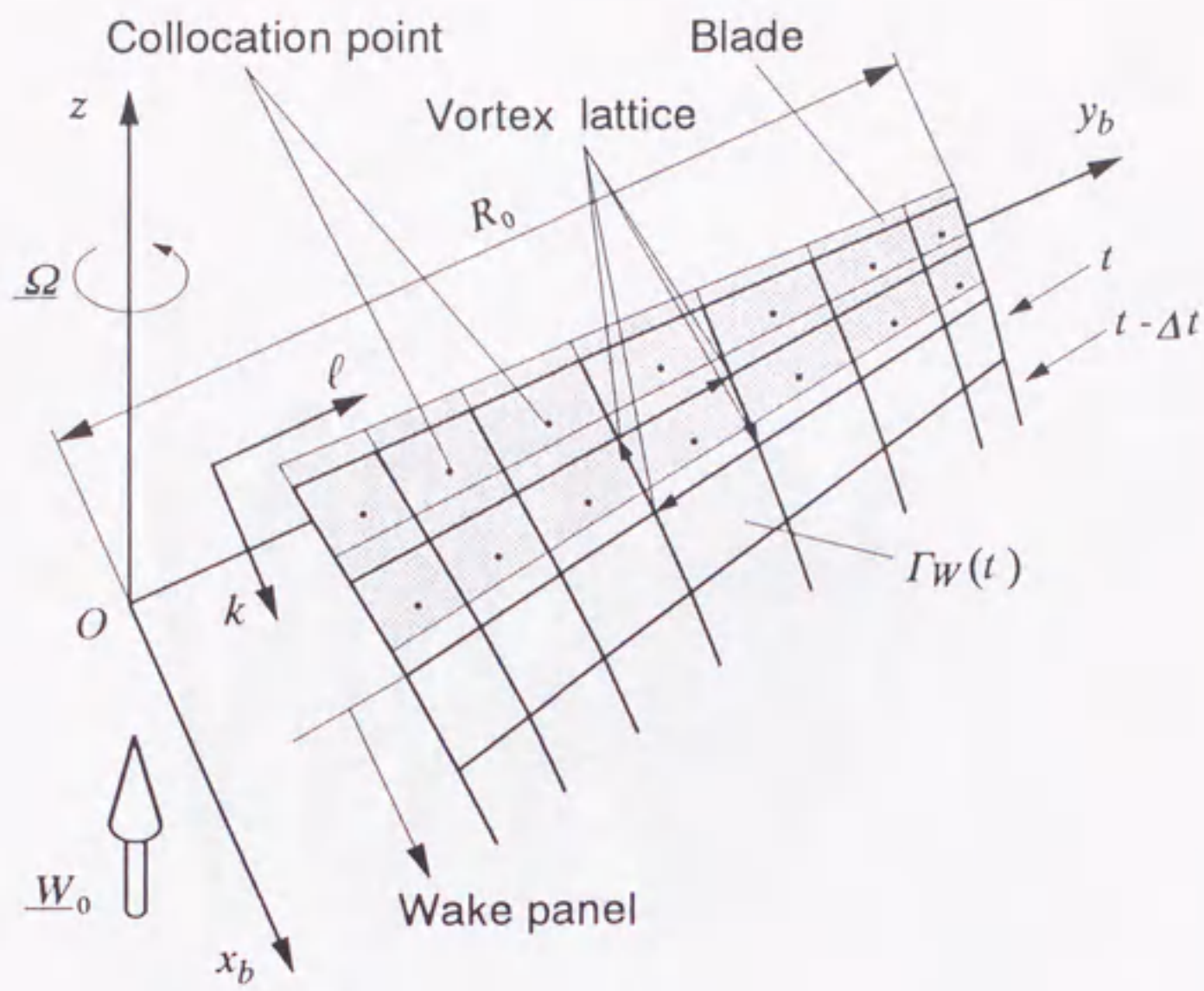


Figure 3.1 Discretization of blade and wake panels.

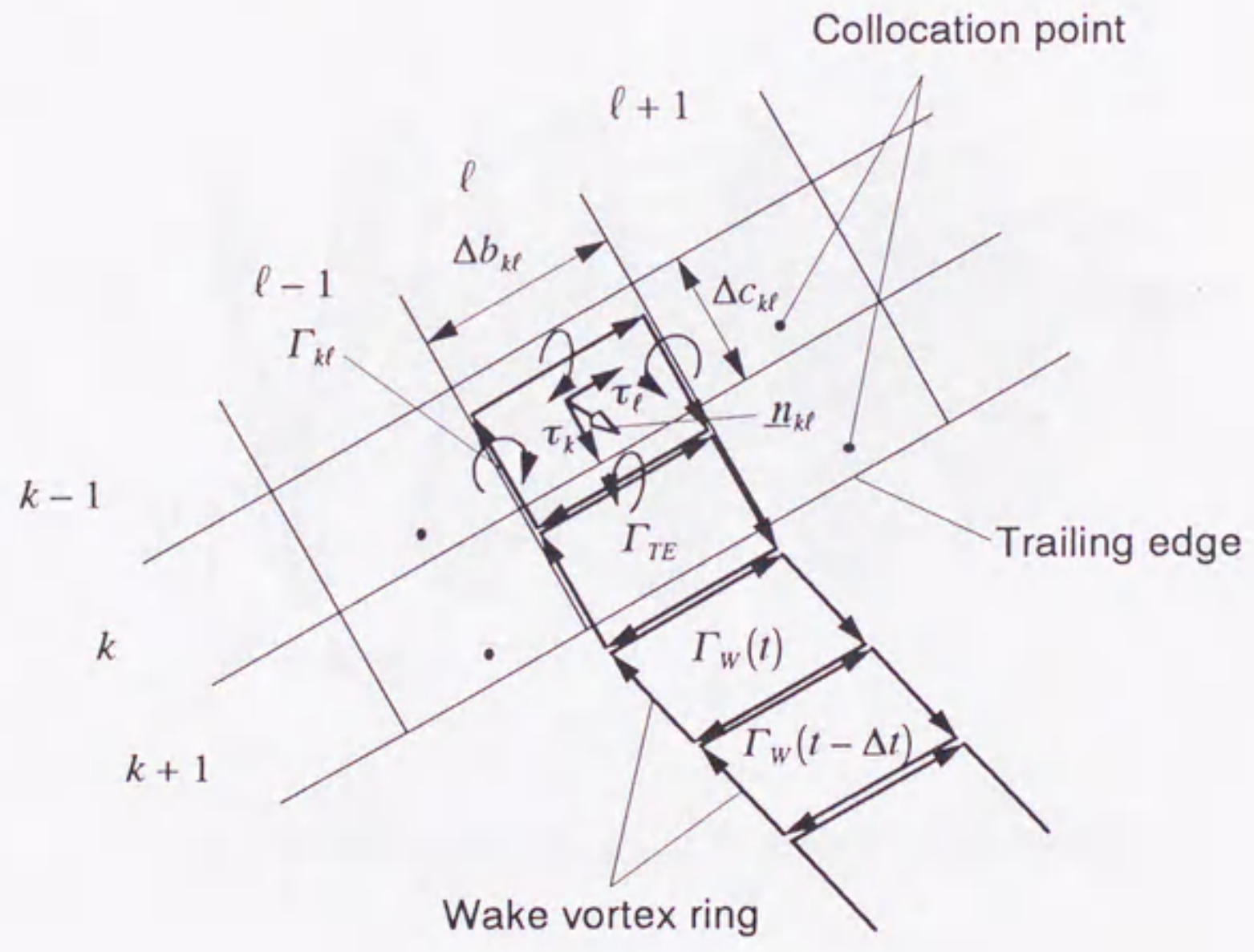
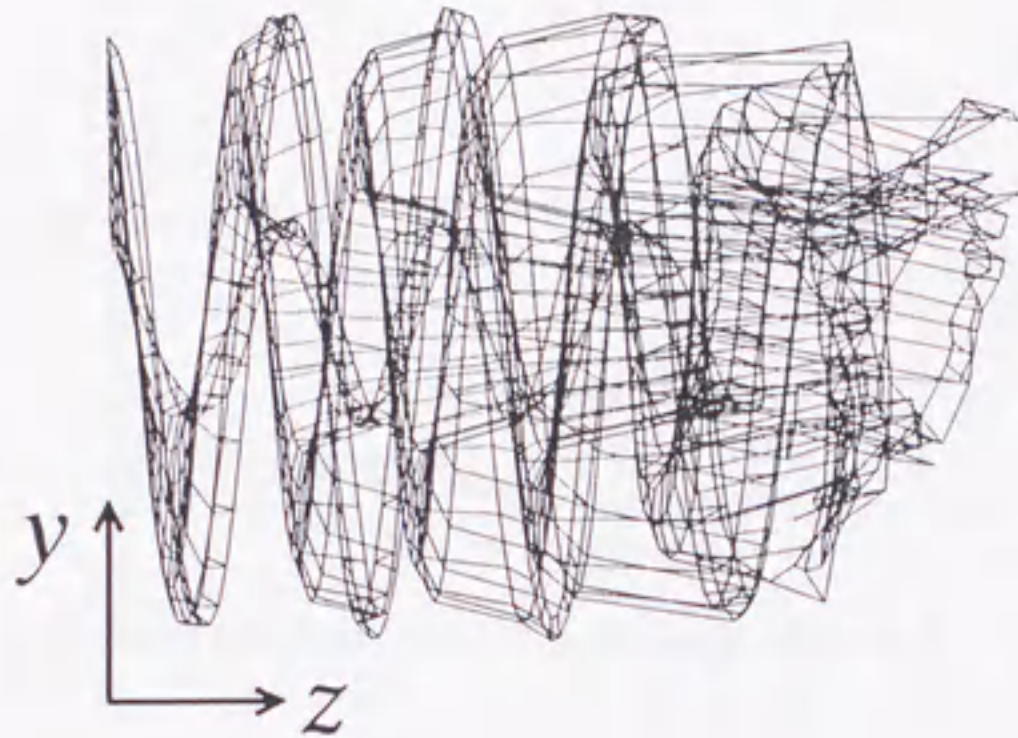
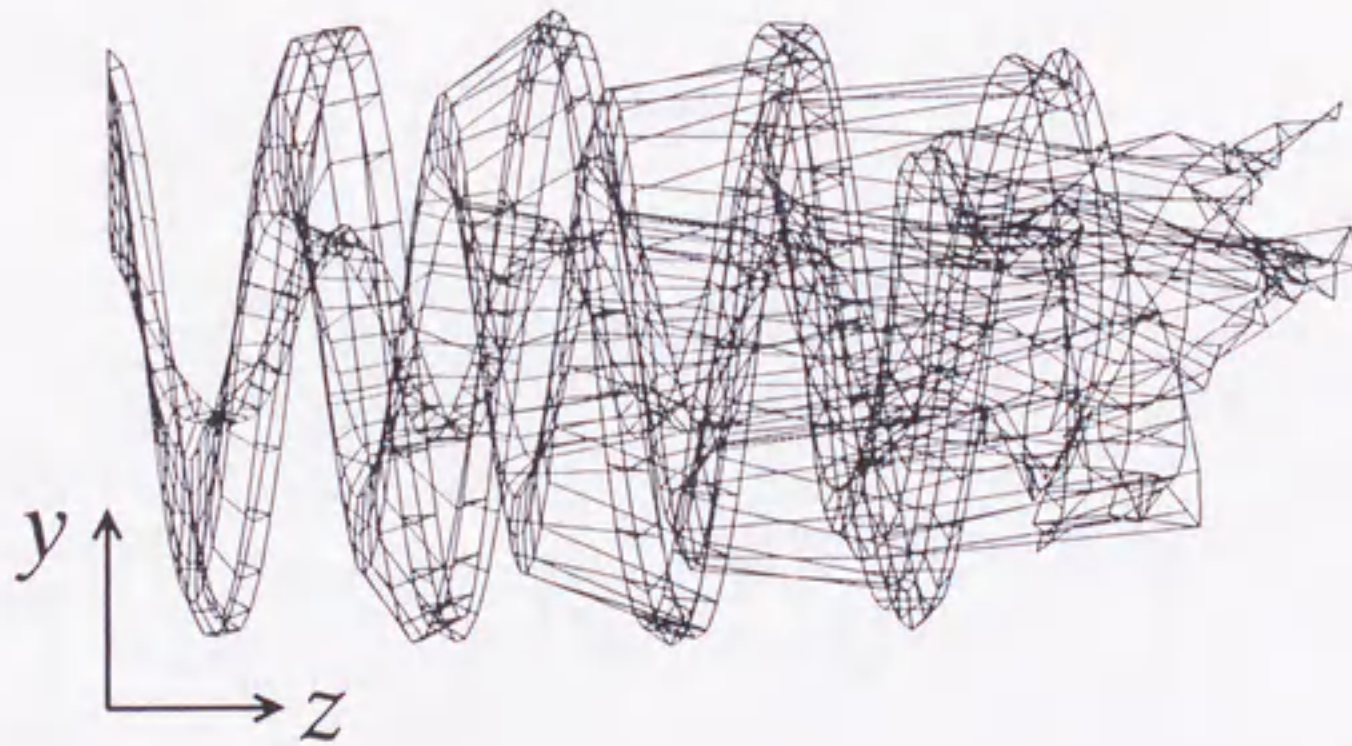


Figure 3.2 Schematic description of a wing's trailing edge and the wake row of the unsteady wake.



(a) In case of  $\lambda = 8$ ,  $\theta_{tip} = 2^\circ$  after 5 revolutions.



(b) In case of  $\lambda = 6$ ,  $\theta_{tip} = 2^\circ$  after 5 revolutions.

Figure 3.3 Wake geometry.

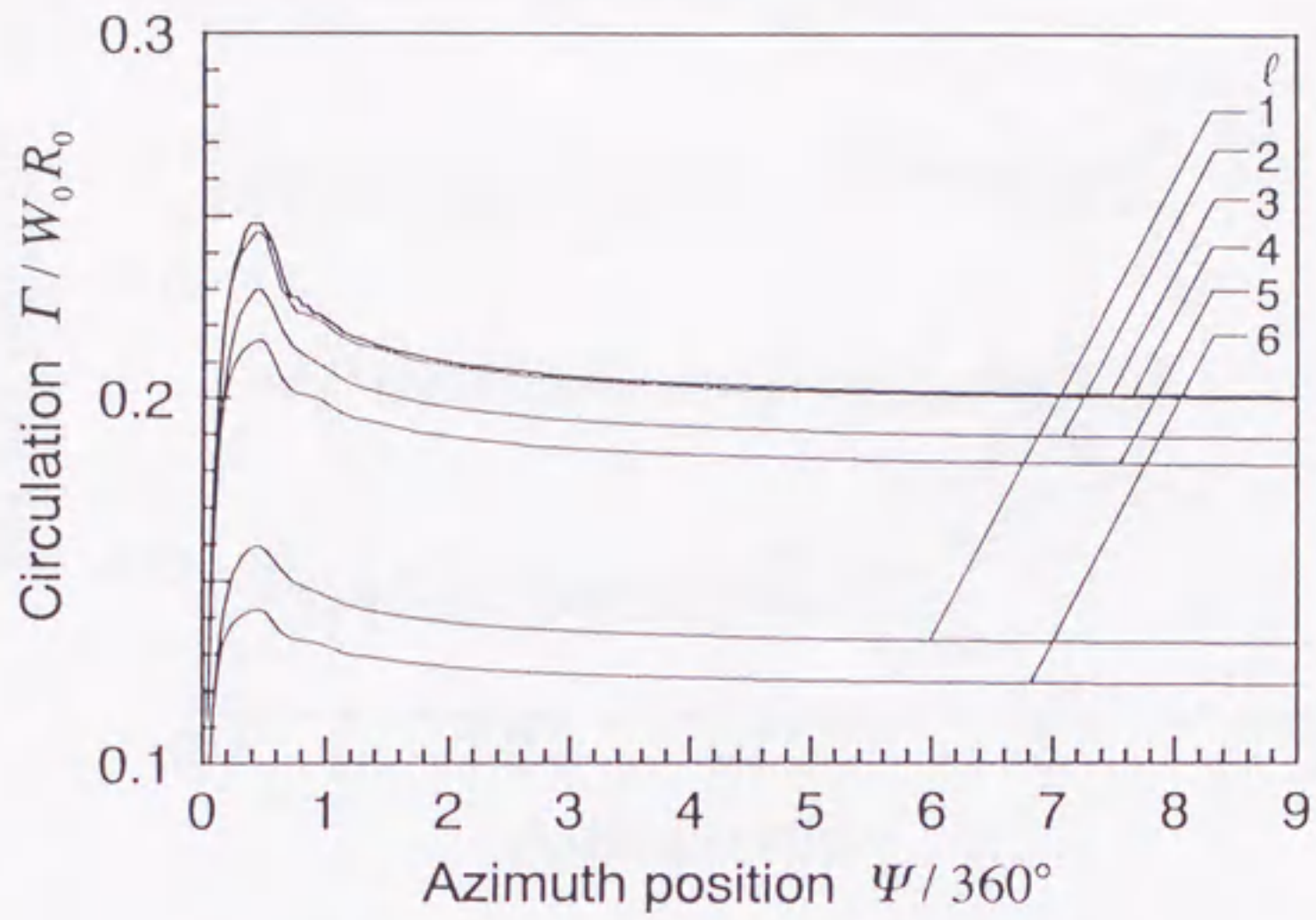


Figure 3.4 Transient variation of circulation  $\Gamma / W_0 R_0$  for azimuth position  $\psi / 360^\circ$ .

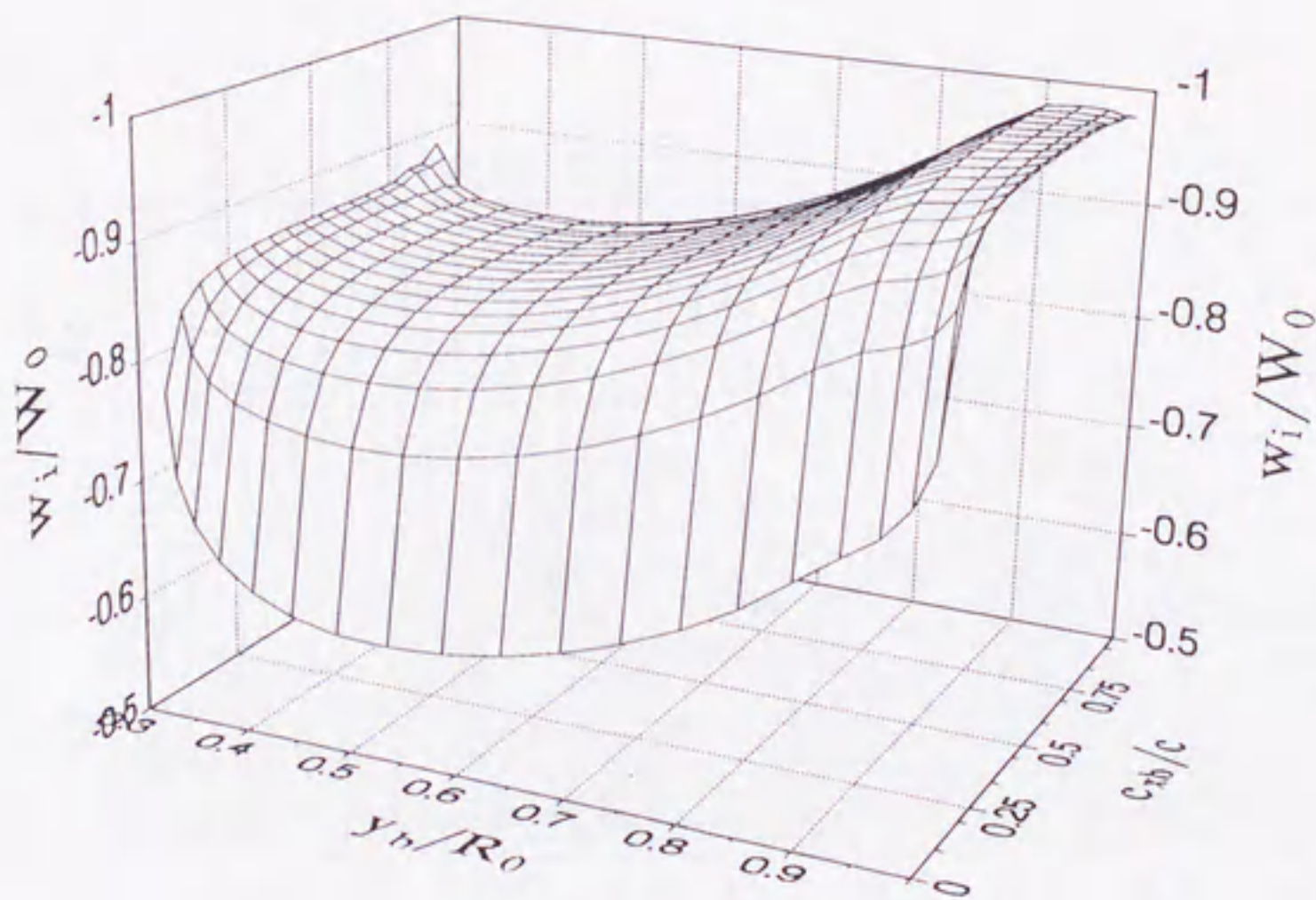


Figure 3.5 Distribution of axial induced velocity  $w_i / W_0$  on the blade in case of  $\lambda = 6$ ,  $\theta_{tip} = 0^\circ$ .

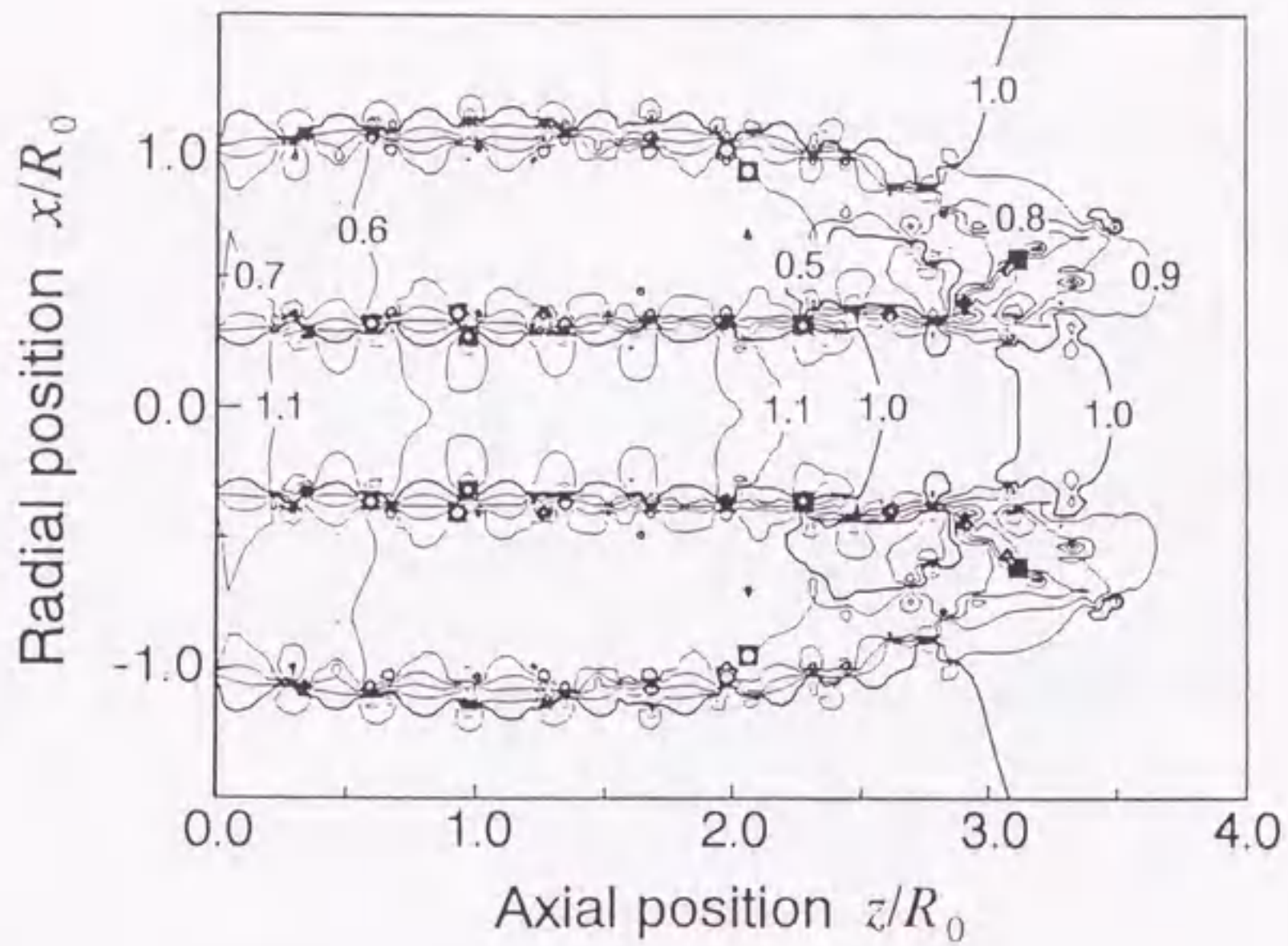


Figure 3.6 Contour lines of axial velocity  $w/W_0$  in  $x \cdot z$  plane in case of  $\lambda=8$ ,  $\theta_{tip}=2^\circ$  and 5 revolutions.

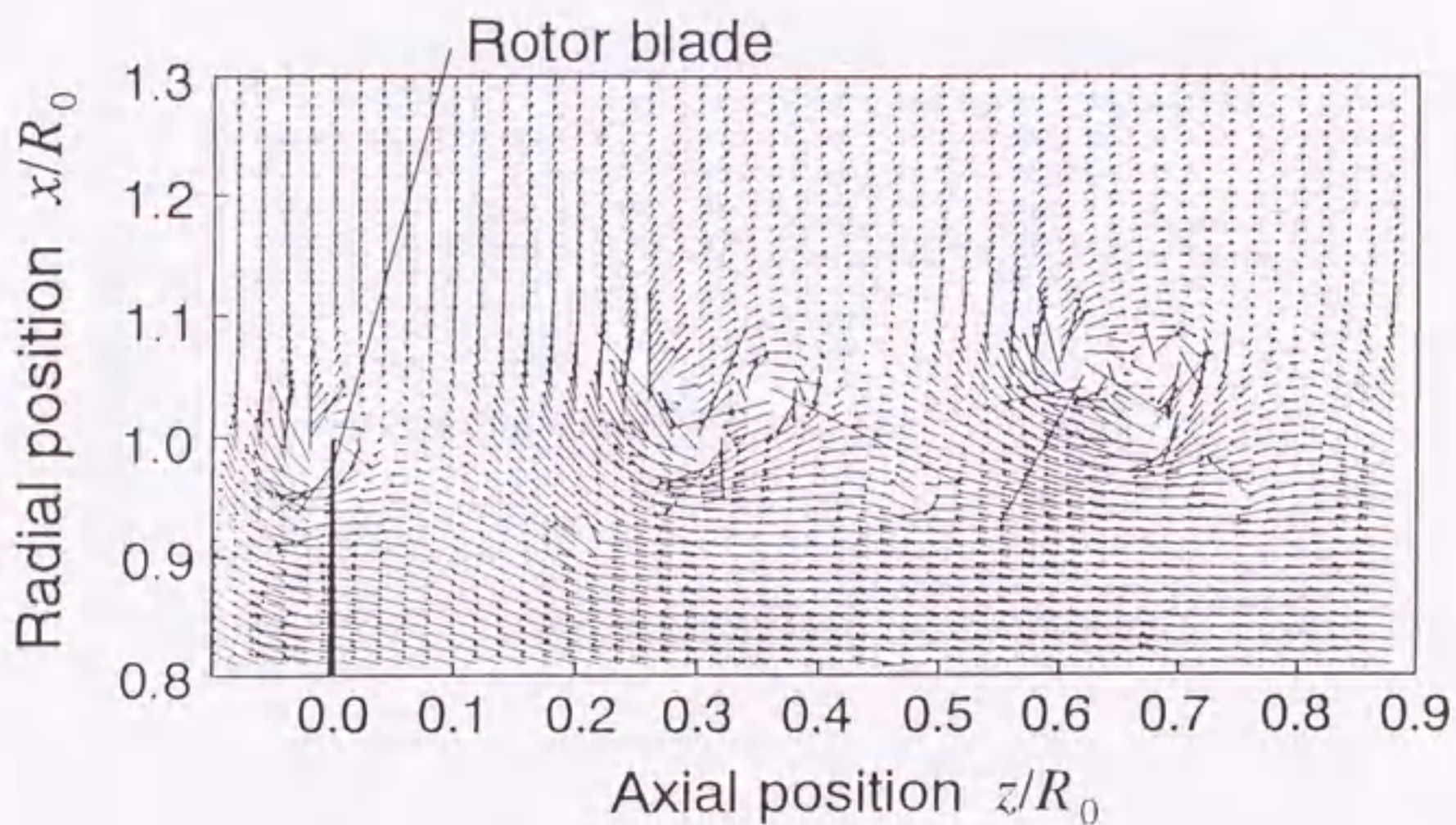


Figure 3.7 Distribution of induced velocity  $u_i$  in  $x \cdot z$  plane in case of  $\lambda=8$ ,  $\theta_{tip}=2^\circ$  and 5 revolutions.

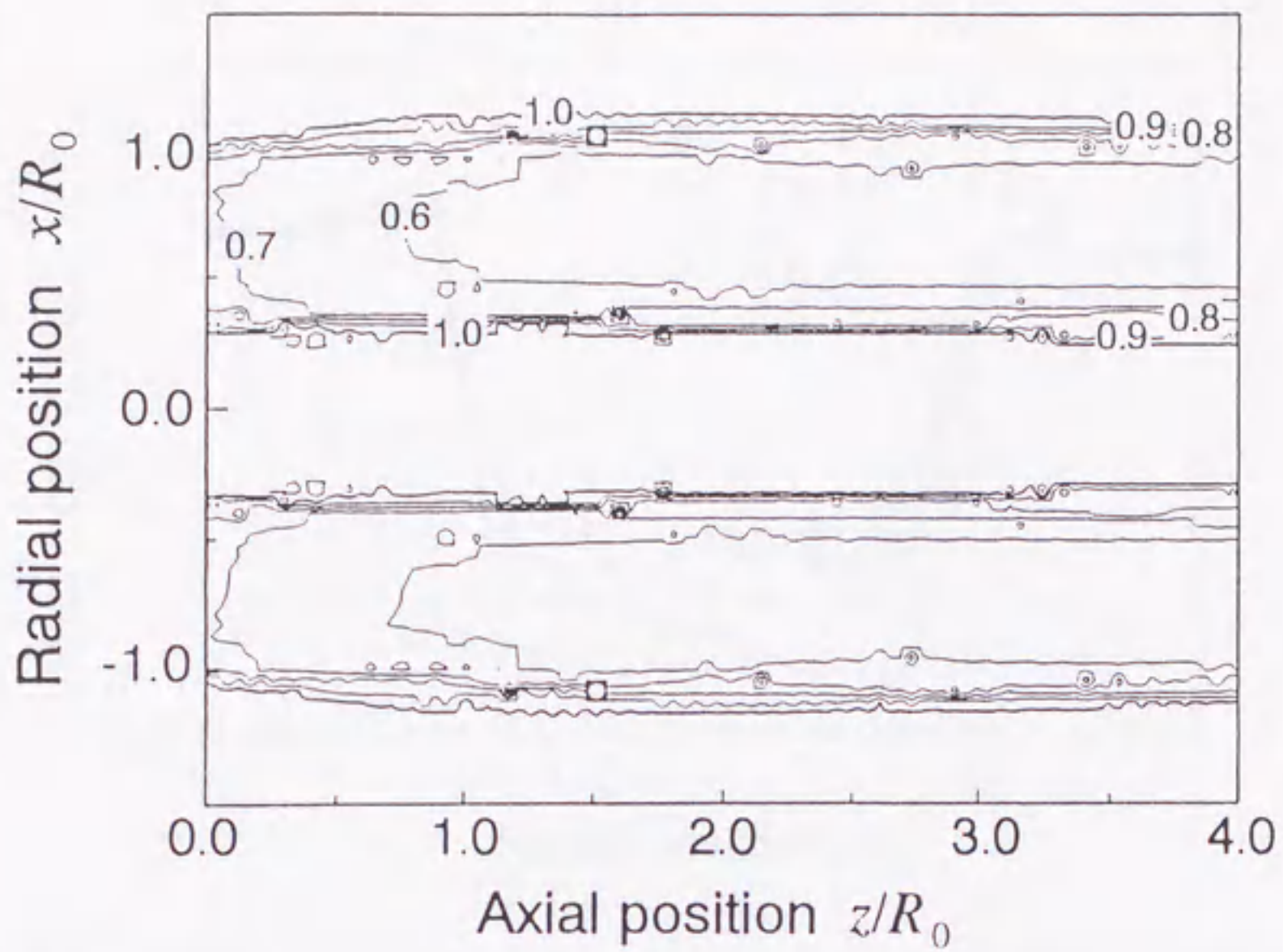


Figure 3.8 Contour lines of axial mean velocity  $\overline{w/W_0}$  in  $x \cdot z$  plane in case of  $\lambda=6$ ,  $\theta_{tip}=2^\circ$ .

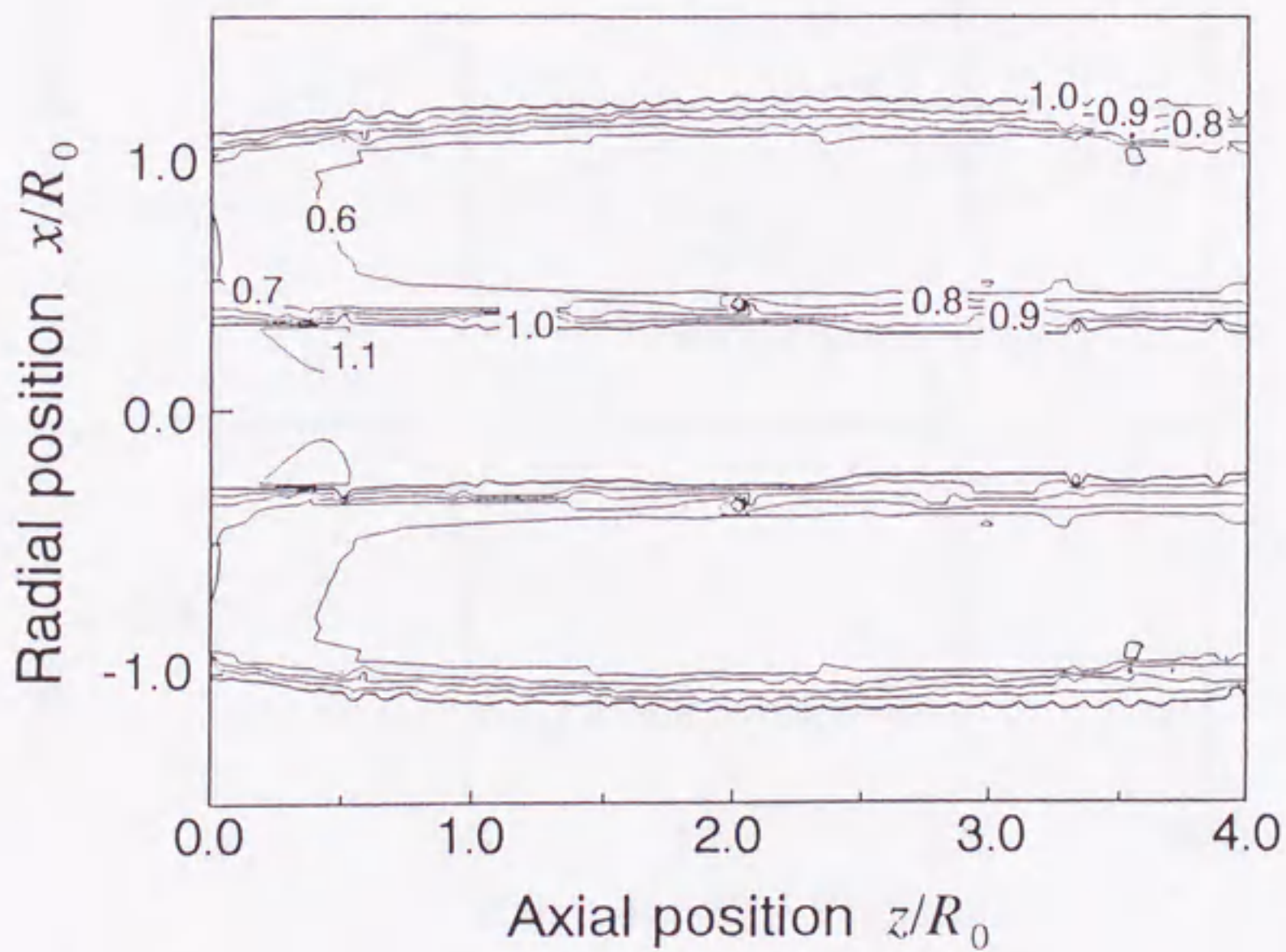


Figure 3.9 Contour lines of axial mean velocity  $\overline{w/W_0}$  in  $x \cdot z$  plane in case of  $\lambda=8$ ,  $\theta_{tip}=2^\circ$ .



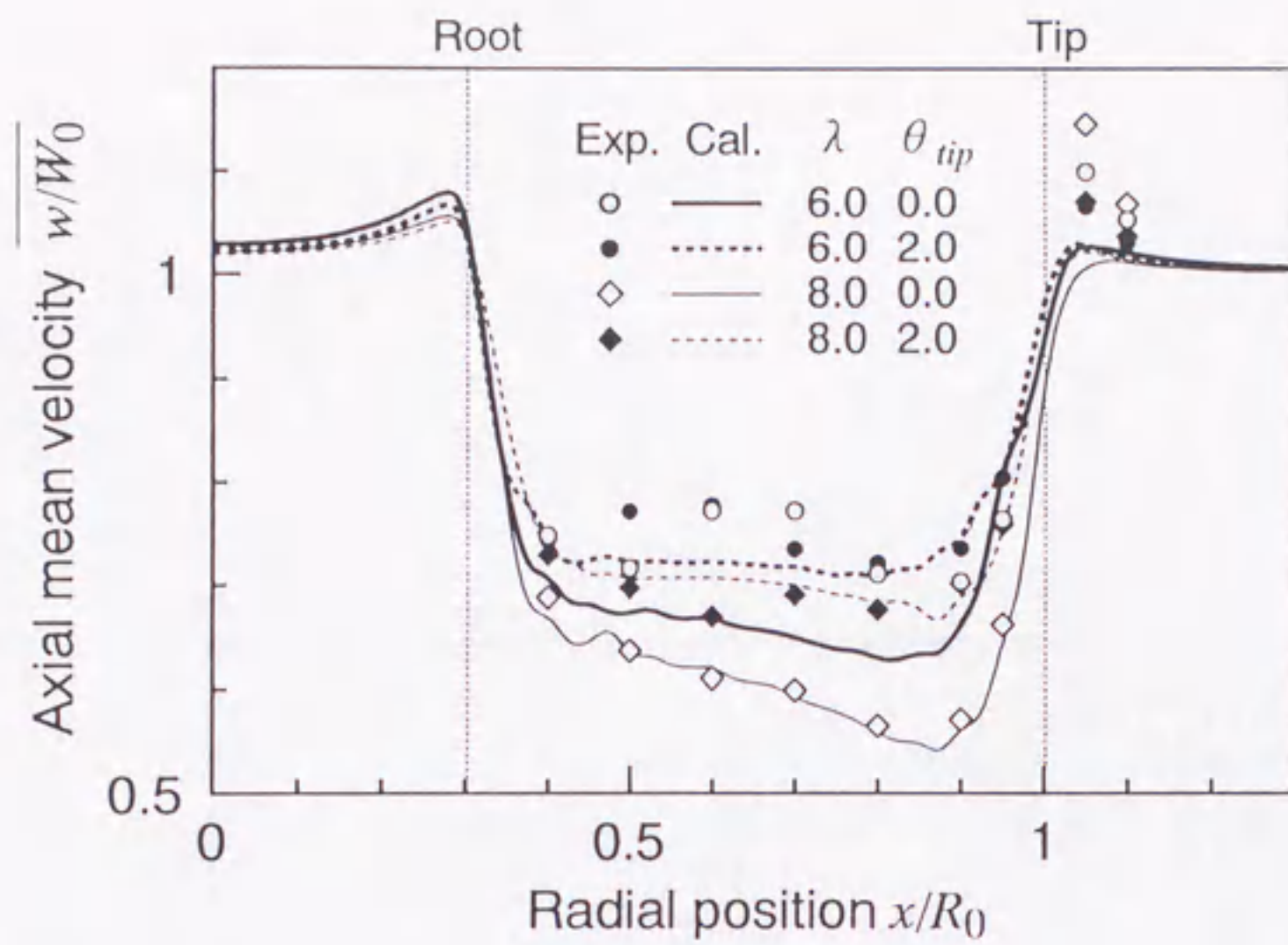


Figure 3.10 Radial distribution of axial mean velocity  $\overline{w}/W_0$  at  $z/R_0=0.053$ .

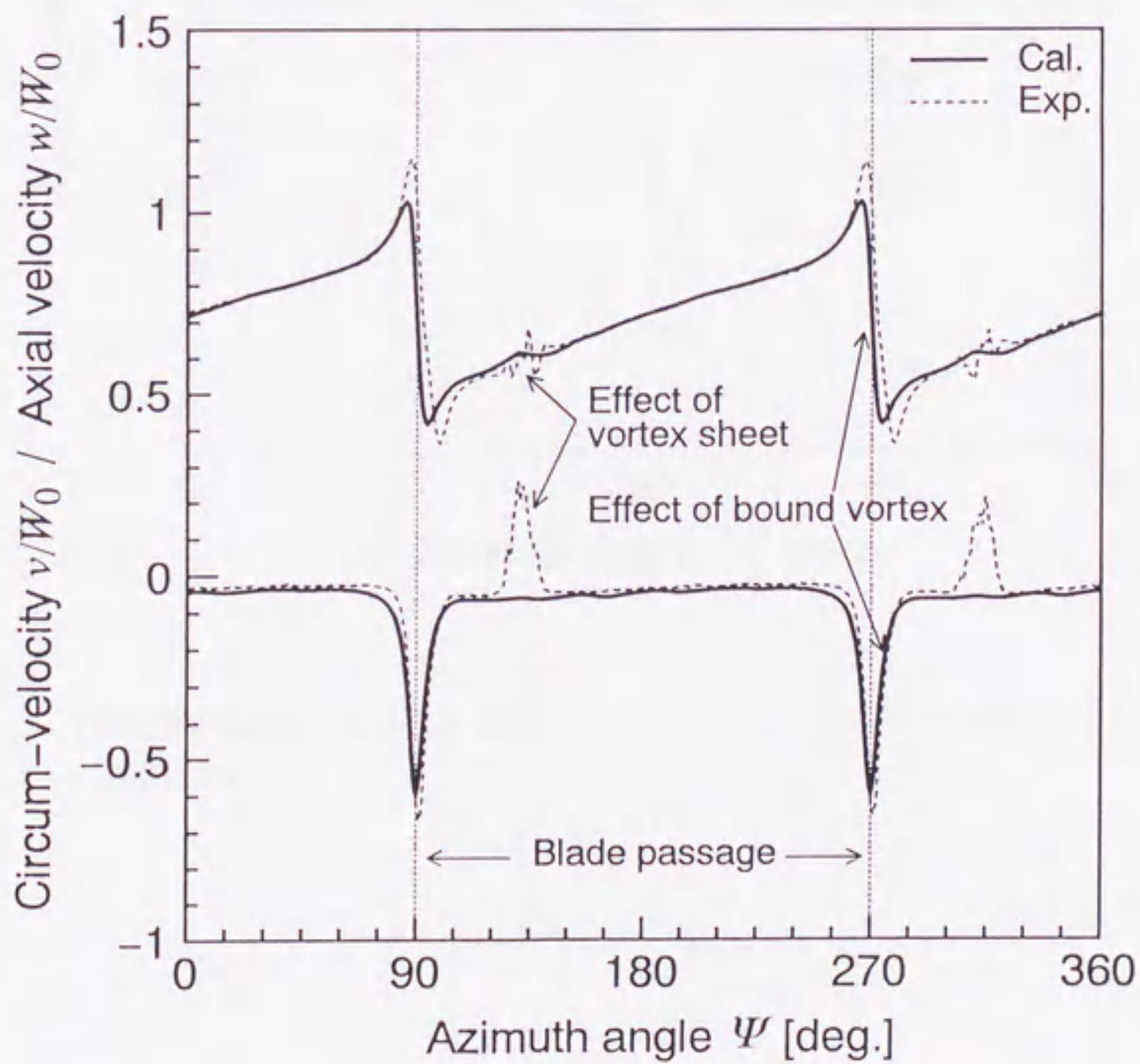


Figure 3.11 Axial and circumferential velocity fluctuations over 1 revolution at  $x/R_0=0.80$  and  $z/R_0=0.053$  in case of  $\lambda=6$ ,  $\theta_{tip}=2^\circ$ .

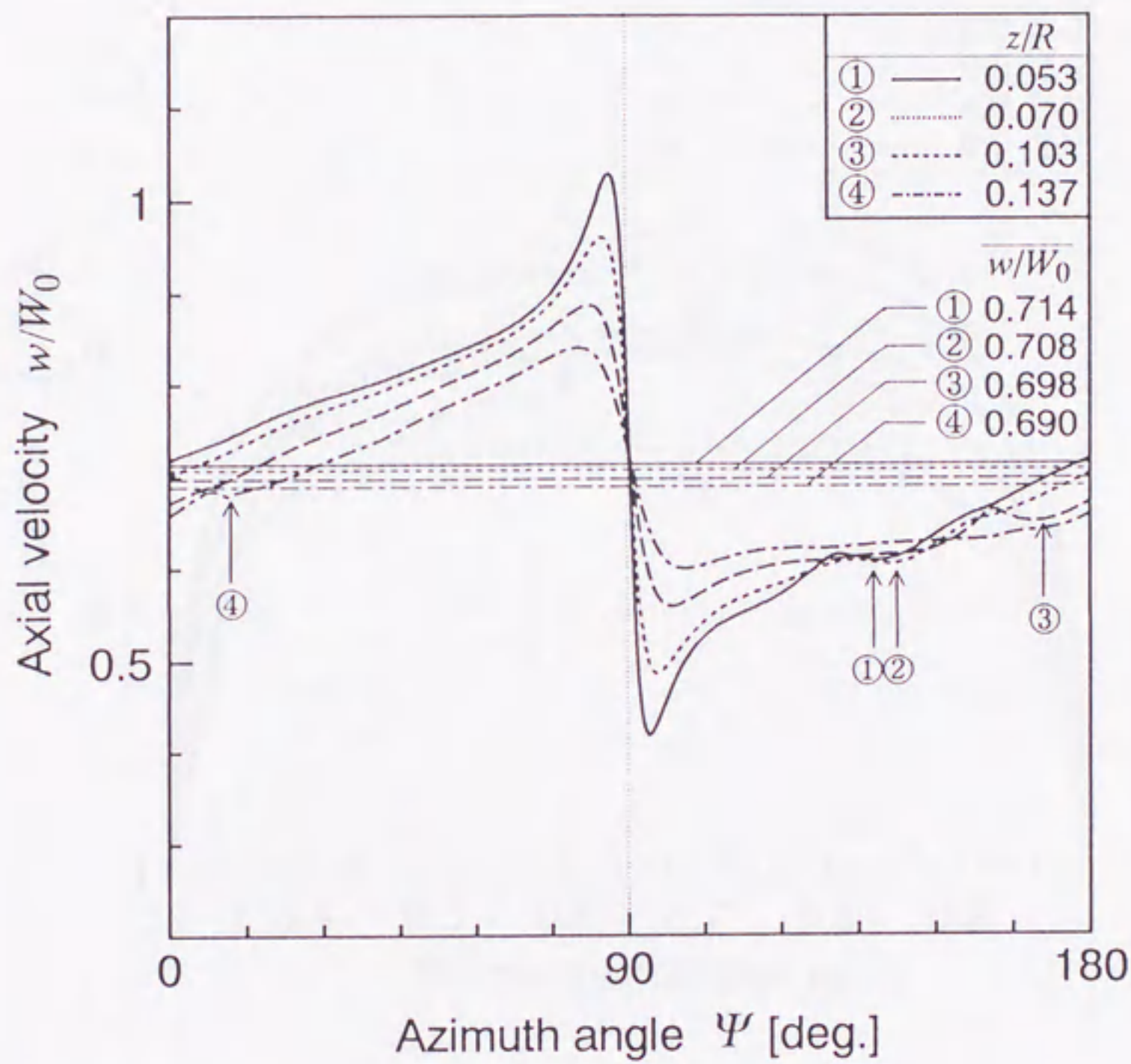


Figure 3.12 Fluctuations of axial velocity  $w/W_0$  at  $x/R_0=0.80$  and various axial positions.

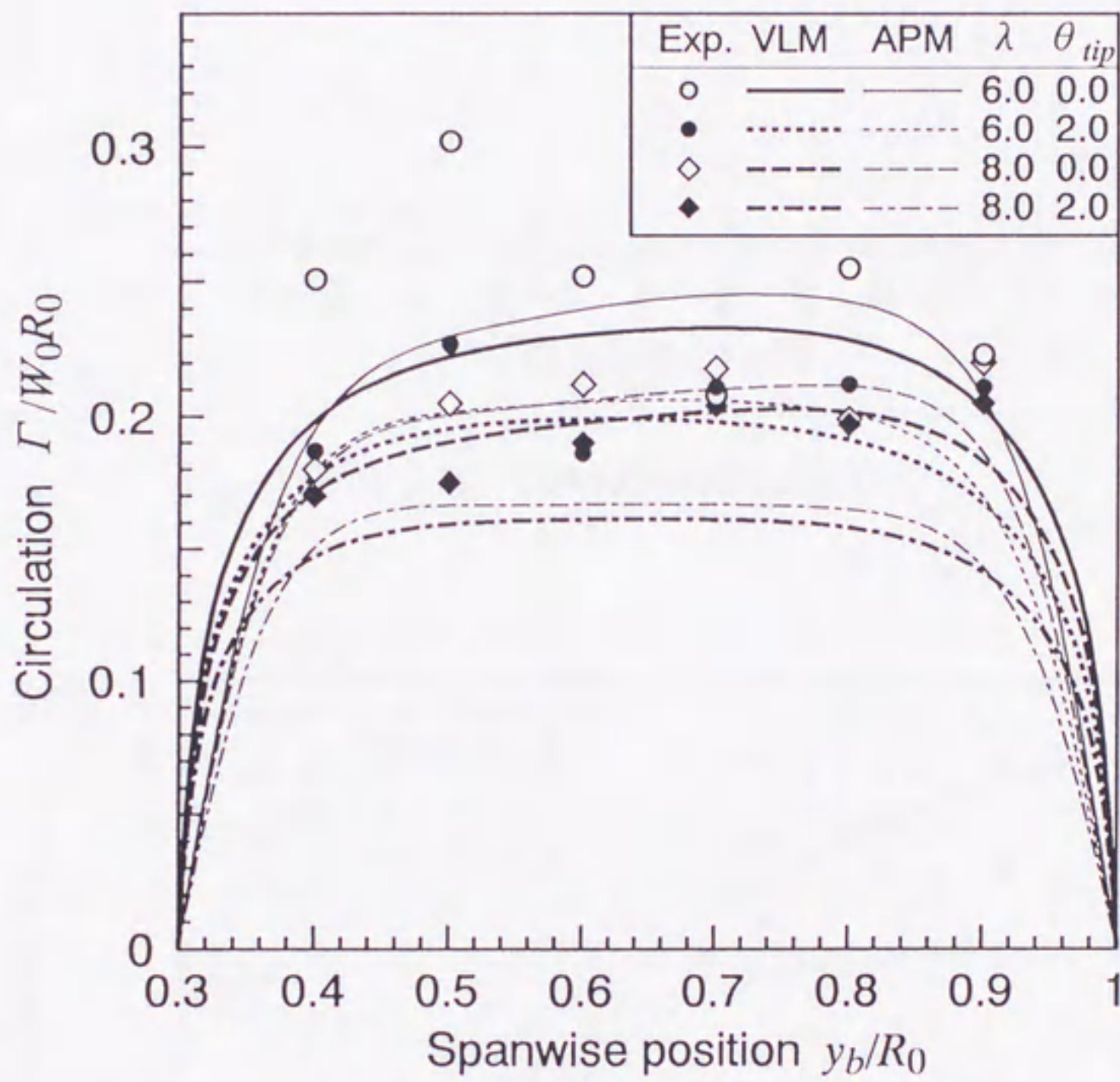


Figure 3.13 Distribution of spanwise circulation.

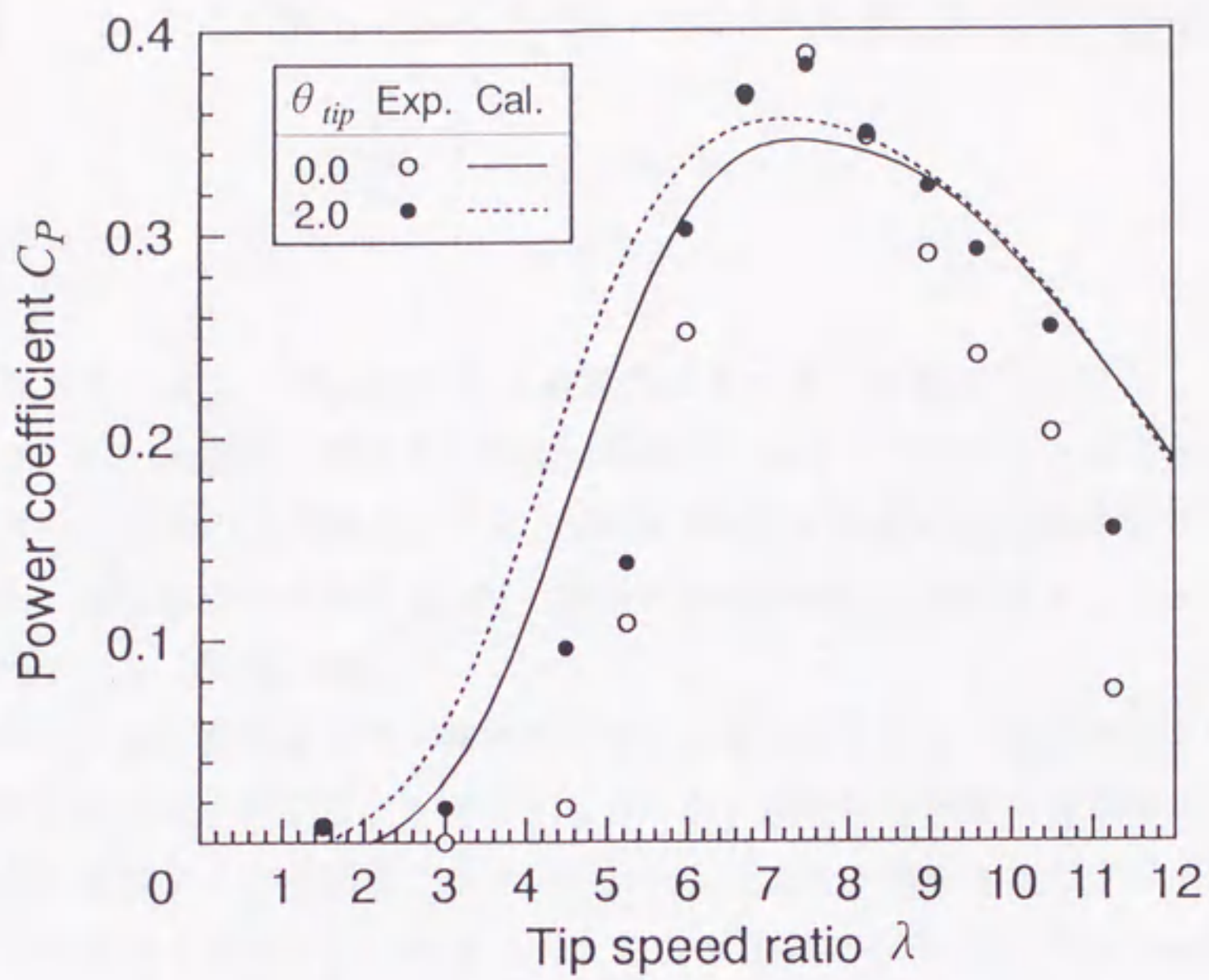


Figure 3.14 Power coefficient  $C_p$ .

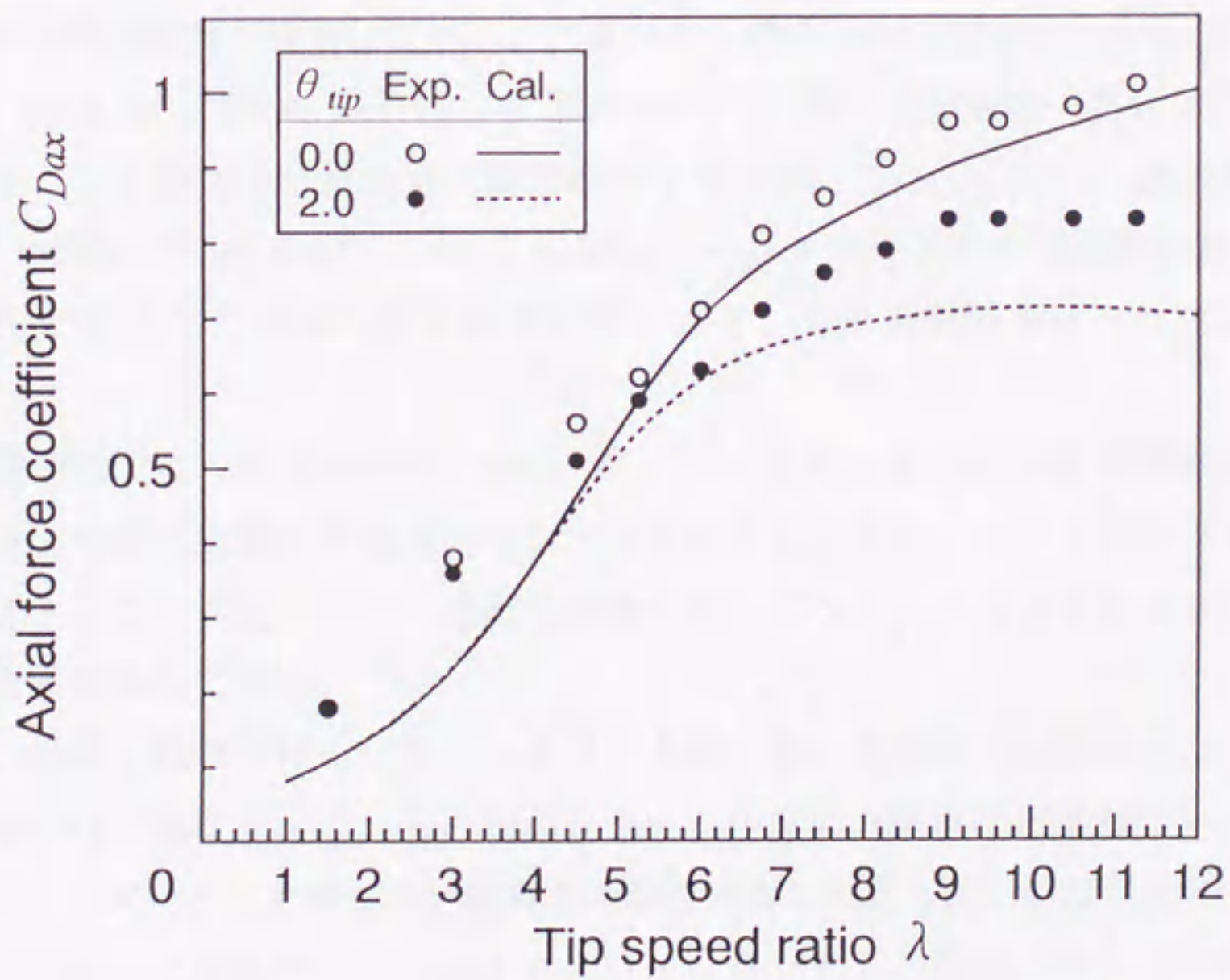


Figure 3.15 Axial force coefficient  $C_{Dax}$ .

## 第4章 ウィングレットを持つ水平軸風車の数値解析\*

### 4.1 緒言

水平軸風力タービン (HAWT) による風力エネルギーの有効利用方法としては、マシンの高効率化、ロータ面積を増やす大型化、あるいはウインドファームのような集合化などが挙げられる。近年の技術開発により、500kW～数MW級の大型風車の実用化も進められているが、現在稼働中の風車は100～300kW級の中型が主流であり、その多くが集合型で用いられている [松宮, 1994]。

高効率化には翼枚数を減らす、翼アスペクト比を大きくする、翼端損失を減らすよう翼先端部形状を最適化することなどが考えられるが、現有中型風車の高効率化に対しては、新たに翼型を開発するより翼端にウィングレットのような適切な空力デバイスを取り付ける方がコスト面でも有効であると考えられる。ウィングレットは Whitcomb [1976] により遷音速翼の翼先端部に取り付ける小翼として開発され、翼端渦をウィングレット先端部へ拡散させ、翼幅方向にわたる吹き下ろしを減じ、誘導抵抗を減少させる働きを持っている。

風力タービンにおいても、風車翼の先端部に小翼を取り付けることによるロータ性能の高効率化を目指す研究が行われている。代表的なものに van Holten [1978, 82] によるチップペーン、清水ら [1990a, 91] による Mie ペーンに関する研究があり、実験により小翼による効果として翼端渦軽減作用や後流拡大作用が挙げられている [van Holten, 1978, 82; 清水, 1990b, 1993a, 93b]。このうち Mie ペーンを取り付けた HAWT では、最高効率点付近で約 15% の出力増加の実験結果を得ており、実用発電用風車への応用が期待されている。

また理論解析では van Bussel [1990] が、ウィングレットの下流側外向きへの伸張により、翼端渦の放出位置が下流方向へシフトされるとともに、ロータ回転面後の流管の断面積が増加するとの仮定を行い、運動量理論を用いてウィングレットによるロータ出力増加の計算結果を示している。

しかし、小翼を取り付けたことによるロータ翼に働く流体力学的荷重の増大量についての評価はなされておらず、これらの制約を含めた小翼の有効性は示されていない。

本章はウィングレットを持つ水平軸風車の特性および翼周り流れの数値解析を行い、ロータ翼に働く流体力を計算することにより、ウィングレットの空気力学的効果の解析を目的としている。

数値解析の手法にはパネル法に基づく渦格子法 [長谷川ら, 1995a, 95b, 95d] を用いた。

\* 長谷川, 菊山, 今村, 投稿中。

渦格子法は、キャンバ、テーパ、ねじりなどを持つ任意の形状を持つ翼が扱いやすいため、本研究に適した手法である。また、風車後流の取り扱い方法として、後流形状の計算に経験定数を必要としない自由後流モデル (free wake model) を用いた。

## 4.2 計算方法

本章で用いた計算法は、3.2で示した渦格子法に自由後流モデルを取り入れた方法である。以下では、ウイングレットの解析で用いた計算モデルについて説明する。

### 4.2.1 計算モデル

計算の対象とした水平軸風車は、Delft工科大学風力エネルギー研究所における二枚翼のモデル風車である (2.2.2参照)。

本計算で取り扱うウイングレットの形状を図4.1に示す。ウイングレットの翼幅方向長さ  $d$  はロータ半径の10% ( $=0.1R_0$ , 一定) の長さを持ち、翼弦方向はロータ翼の翼端の弦長に等しい長さとし、ロータ翼と同様にNACA0012翼断面を持つものとした。翼端における取付角  $\phi$  は、図4.1に示すように翼端に垂直な面とウイングレットがなす角をとり、 $\phi = 10^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 80^\circ$  の場合についての計算を行った。また、ロータ半径が  $R = R_0 + d$  である翼端延長翼 ( $\phi = 90^\circ$  に相当、図中では "Extension" で表示) についても計算を行った。翼端ピッチ角は全ての計算で  $\theta_{tip} = 0^\circ$  である。

本計算ではウイングレットからの半径方向への渦の流出は考えず、図4.2に示すように、吐出渦はすべて翼およびウイングレット後縁から放出されるものとした。ロータ翼は翼弦方向に4、翼幅方向に10、ウイングレットは翼弦方向に4、翼幅方向に5分割し、周方向のステップ数は1回転48ステップとした。

なお、本論文で用いる "基翼" とはウイングレットを装着していないロータ半径  $R_0$  の翼を表し、"ロータ翼" はウイングレット装着時の半径  $R_0$  までの翼を示すものとする。

### 4.2.2 流体力の計算

水平軸風車では回転方向の流体力の成分が重要となるので、揚力および誘導抗力の回転方向成分 ( $x_b$  軸方向成分、図4.3参照) を表す係数として、単位翼幅あたりの回転力係数  $C_L^r$  と誘導抗力係数  $C_{Di}$  を次式で定義する。

$$C_L^r = L_{x_b} / \frac{1}{2} \rho \{ (\Omega y_b)^2 + W_0^2 \} c \quad (4.1)$$

$$C_{Di} = D_i / \frac{1}{2} \rho \{ (\Omega y_b)^2 + W_0^2 \} c \quad (4.2)$$

ここで、 $L_{x_b}$  は揚力の回転方向成分、 $D_i$  は誘導抵抗としてそれぞれ次式で定義する。

$$L_{xb} = \rho \sum_k w_{kf} \Gamma_{kf} \quad (4.3)$$

$$D_i = \rho \sum_k w_{i, kf} \Gamma_{kf} \quad (4.4)$$

### 4.3 計算結果と考察

#### 4.3.1 誘導速度分布

ウイングレットが流れ場に与える影響についての計算結果を示す。

図 4.4 は  $\lambda=6$  の場合のロータ翼の 1/4 翼弦線上における軸方向の誘導速度  $w_i/W_0$  の翼幅方向分布である。基翼に比べウイングレット付き翼では  $w_i/W_0$  の絶対値が小さく、とくに翼端付近で顕著である。

また、図 4.5 は  $\lambda=6$  の場合の (a) 基翼と (b) ウイングレット付き翼 (取付角  $\phi=20^\circ$  の場合) の翼面上の  $w_i/W_0$  の分布を表した図である。 $w_i/W_0$  の分布形状は定性的に類似した分布を示しているが、図 4.4 と同様に翼端近くではウイングレット付き翼の方が翼弦方向の分布に対しても  $w_i/W_0$  の絶対値が小さいことがわかる。

これらの図から、ウイングレットを取り付けることによりロータ翼への有効流入迎角が増加するものと考えられる。

#### 4.3.2 平均速度場

図 4.6 は周速比  $\lambda=8$ 、取付角  $\phi=20^\circ$  の場合のロータ回転面下流付近の軸方向位置  $z/R_0=0.053, 0.137$  において、軸方向速度の周方向にわたる平均値  $\overline{w/W_0}$  が半径方向に変化する様子を示す。基翼のロータに対する実験値は第 2 章による。基翼に対する計算値と実験値は良く一致しており、本計算法の妥当性を示している。

ロータ翼の後流域 ( $0.3 < x/R_0 < 1.0$ ) のうち翼根から  $x/R_0=0.8$  までの領域では、 $\overline{w/W_0}$  の値はいずれの条件においても類似した分布形状を示しているが、翼端付近ではウイングレット付き翼の方が半径方向への減速域の広がりを見せている。この領域でウイングレット付き翼においてより多くの運動量が交換されていると考えられる。

流れ場の広い範囲にわたる影響を見るために、図 4.7 に  $\lambda=8$ 、 $\phi=20^\circ$  の場合の軸方向平均速度  $\overline{w/W_0}$  の  $y_b \cdot z$  平面上分布を示す。図 4.6 でも示されていたようにウイングレット付き翼では、流れが半径方向へ広げられており、また軸方向への変化に関しては、基翼のロータよりもウイングレット付き翼の方が翼端近くの領域 ( $x/R_0 \simeq 1$ ) で  $\overline{w/W_0}$  が大きく減速されている。

### 4.3.3 循環分布

図 4.8 に周速比  $\lambda=6$  の場合の  $W_0 R_0$  で無次元化した循環量  $\Gamma$  の翼幅方向分布をロータ翼とウイングレットに分けて示す。ウイングレット付き翼の  $\Gamma$  は、基翼と比較して大きな値を示し、 $y_b/R_0=1$  においても 0 にまで減少しない。これは本計算モデルが、ウイングレットを揚力面として考えているので、翼端渦がウイングレット先端にシフトしたことによる。

ウイングレットについては、取付角  $\phi$  が大きいほど循環量  $\Gamma$  は比較的大きな値を示す。

### 4.3.4 揚力・誘導抗力分布

図 4.9 は  $\lambda=6$  の場合の回転力係数  $C_L^T$  のロータ翼およびウイングレットの翼幅方向分布である。ウイングレット付き翼および翼端延長翼ともに基翼よりも高い  $C_L^T$  の値を示しており、とくに翼端付近で顕著である。ロータ翼に関しては翼端部近傍 ( $y_b/R_0 > 0.95$ ) を除いては、取付角  $\phi$  が小さい場合に  $C_L^T$  は高い。ウイングレットについては、 $\phi$  が増えるとウイングレットへの流入迎角が増すために  $C_L^T$  は増加する。この回転方向の揚力成分の増加は、回転トルクの上昇へ寄与する。

図 4.10 は  $\lambda=6$  の場合の誘導抗力係数  $C_{Di}$  の翼幅分布である。翼幅位置  $y_b/R_0 < 0.8$  では  $C_{Di}$  の差はあまりないが、 $y_b/R_0 > 0.8$  の範囲では、ウイングレット付きロータ翼の取付角  $\phi$  が減少するとともに  $C_{Di}$  が大きくなる。これは、誘導抗力は揚力発生に起因した抗力であるため、翼端付近で大きな循環量  $\Gamma$  の値を示す小さい取付角  $\phi$  では誘導抗力も大きくなる。

以上の結果より、HAWT に対してウイングレットを取り付けることにより、並進翼に見られる誘導抗力の減少効果は現れず、むしろ、翼幅方向のとくに翼端における循環量  $\Gamma$  が増加し、揚力の回転方向成分が増えることが明らかになった。なお、図 4.9、4.10 に示した  $C_L^T$  と  $C_{Di}$  の傾向は他の周速比においても定性的に同様の傾向を示す。

以上、ウイングレットが翼周りの流れに与える影響を考察したが、以下ではロータ特性に与える影響について調べる。

### 4.3.5 特性曲線

図 4.11 はウイングレット取付角  $\phi$  を変化させた場合のロータ効率  $C_p$  と軸抗力係数  $C_{Dax}$  を半径  $R_0$  の基翼のロータとの比較を行ったもので、粘性補正を行ってある。基翼の実験値は Vermeer [1991] による。 $C_p$  と  $C_{Dax}$  の無次元化には、ウイングレットにより半径方向にロータ翼が伸びたとみなせるため、次式で示す有効回転半径  $R$  を用いた。

$$R = R_0 + d \sin \phi \quad (4.5)$$

ウイングレット付き翼のロータ効率  $C_p$  および軸抗力係数  $C_{Dax}$  はともに、基翼および翼端延長翼と比較して高い値を示している。



取付角  $\phi$  の影響を調べると、 $\phi$  が増す（翼端延長翼に近づく）につれ  $C_p$  と  $C_{Dax}$  は低下し、 $C_p$  は  $\phi=10^\circ$  および  $20^\circ$  の場合に高く、最高効率点付近で約 20% の増加を示す。 $C_{Dax}$  はロータ回転面への流入空気流量に対応しており、計算結果は、基翼のロータよりもウイングレット付きロータに多くの気流が流入していることを示し、このためロータ効率が増加していると考えられる。

ウイングレットがロータ効率に及ぼす効果をより詳細に検討するために、効率  $C_p$  をロータ翼とウイングレットの効率  $C_{Pb}$ 、 $C_{Pw}$  に分けて図 4.12 に示す。なお、基翼との比較を行うために、無次元化には基翼の半径  $R_0$  を用いた。また、翼端延長翼についても  $R_0$  までに作用する回転トルクから効率を算出した。

この図から、ウイングレットの装着による  $C_p$  の増加にはウイングレットが発生する回転トルク  $C_{Pw}$  はあまり寄与せず、ロータ翼の  $C_{Pb}$  が増加するためであることが解る。取付角  $\phi$  については  $\phi=10^\circ$  および  $20^\circ$  が効率が高く、すべての  $\phi$  に対して翼端延長翼よりも効率は良い。

$C_{Pw}$  については  $\lambda \approx 5, 6$  付近で極大値を取り、 $\lambda \approx 8, 9$  からの高周速比域では負のトルクを発生し、ウイングレットが抵抗となっている。

また、ウイングレット表面上は流れの剥離が生じると考えられるが、渦格子法は非粘性計算法であるため剥離流を扱えない。このため、計算結果はウイングレットの抗力を少なく見積もっていると考えられ、実際はさらにウイングレット抗力は大きいと予測される。

本計算ではウイングレットもロータ翼と同様に NACA0012 であるとして扱っており、高周速比域で  $\phi=80^\circ$  の  $C_p$  が基翼よりも下がっているものの、ほぼ全ての周速比域で  $C_p$  が増加している。翼端に平板（翼端板）を取り付けた清水ら [1990a, 91] による実験結果では、最高効率点付近 ( $\lambda \approx 5$ ) では  $C_p$  が増加しているが、高周速比域 ( $\lambda > 8$ ) では低下している。これは、van Bussel [1990] が導いた次式で示されるように、

$$\Delta C_{P_{loss}} = \frac{C_{Dw} S_w}{\pi R_0^2} \lambda^3 \quad (4.6)$$

( $C_{Dw}$  : ウイングレット抗力係数、 $S_w$  : ウイングレット平面投影面積) ウイングレットの抗力による損失  $\Delta C_{P_{loss}}$  は周速比  $\lambda$  のほぼ三乗に比例して増加するためである。しかし、本計算結果は小翼として抗力係数の小さいもの、あるいは剥離の発生を抑える形状のものを使用すれば、高周速比域においてもロータ性能を向上させる可能性を示している。

#### 4.3.6 曲げモーメント

翼端にウイングレットのような空力デバイスを取り付けた場合、翼の重量と流体力が増し、翼に加わる荷重およびモーメントが増加する。ウイングレットによる効果を評価するには、この強度上のペナルティを検討する必要がある。本節では、流体力により翼に働く曲げモーメントについて検討する。

図 4.13 は回転中心を基点としたフラップ方向曲げモーメント (図 1.4 の  $x_b$  軸周りの曲げモーメント)  $M_f$  を示す. ウィングレットを取り付けることにより  $M_f$  は増加するが, 小さい取付角  $\phi$  は他の場合と比較して  $M_f$  は小さな値を示す. また, 翼端延長翼は  $\phi=80^\circ$  と同程度の値を示す.

図 4.14 にウィングレット取付部に働く曲げモーメント  $M_{tip}$  を, 実用発電風車では最も大きい曲げモーメントが働くカットオフ風速時の基翼のフラップ曲げモーメントに対する比で示した. 本計算では, カットオフ風速として周速比  $\lambda=4$  を選び, この場合のフラップ曲げモーメント  $(M_{f0})_4$  を用いた.

$M_f$  と同様に取付角  $\phi$  が増すと  $M_{tip}$  は増加する.  $\phi=10^\circ$  では  $(M_{f0})_4$  の 10% 未満であるのに対して,  $\phi=80^\circ$  では約 10~40% と非常に大きな値を示す.

これら曲げモーメント  $M_f$ ,  $M_{tip}$  に関する傾向は, 取付角  $\phi$  が小さい場合, ウィングレットへの相対流入流速および迎角が小さく,  $\phi$  の大きい場合よりもウィングレットによる発生揚力が少ないためである.

以上により, ウィングレットを取り付けた場合, 翼端延長翼よりも効率が良く, フラップ方向曲げモーメントが小さいので, 翼端延長を行うよりも有効であると言える. また, ウィングレットの取付角  $\phi$  が小さい方が, ロータ効率  $C_p$  の増加が大きくかつフラップ方向曲げモーメント  $M_f$  が小さいことが示された.

#### 4.4 結言

渦格子法に後流の取り扱い方法として自由後流モデルを取り入れて, ウィングレット付き水平軸風車に対する数値解析を行い以下の結論を得た.

- (1) ウィングレット取付角  $\phi$  が小さいほどロータ効率  $C_p$  の増加は大きく, また翼端延長翼よりも大きい.
- (2) フラップ方向曲げモーメント  $M_f$  はウィングレットを取り付けることにより基翼よりも増加する. しかし取付角  $\phi$  が小さい方が  $M_f$  は小さい. また翼端のウィングレット取付部における曲げモーメント  $M_{tip}$  も取付角  $\phi$  が小さい方が小さい.
- (3) ウィングレット付きロータの効率  $C_p$  が増大する要因は, ロータ回転面における軸方向の誘導速度が減少するためロータへの流入空気流量が増加し, また翼端付近の循環量  $\Gamma$  が基翼と比較して大きく維持され, 揚力の回転方向成分が増えるためである.

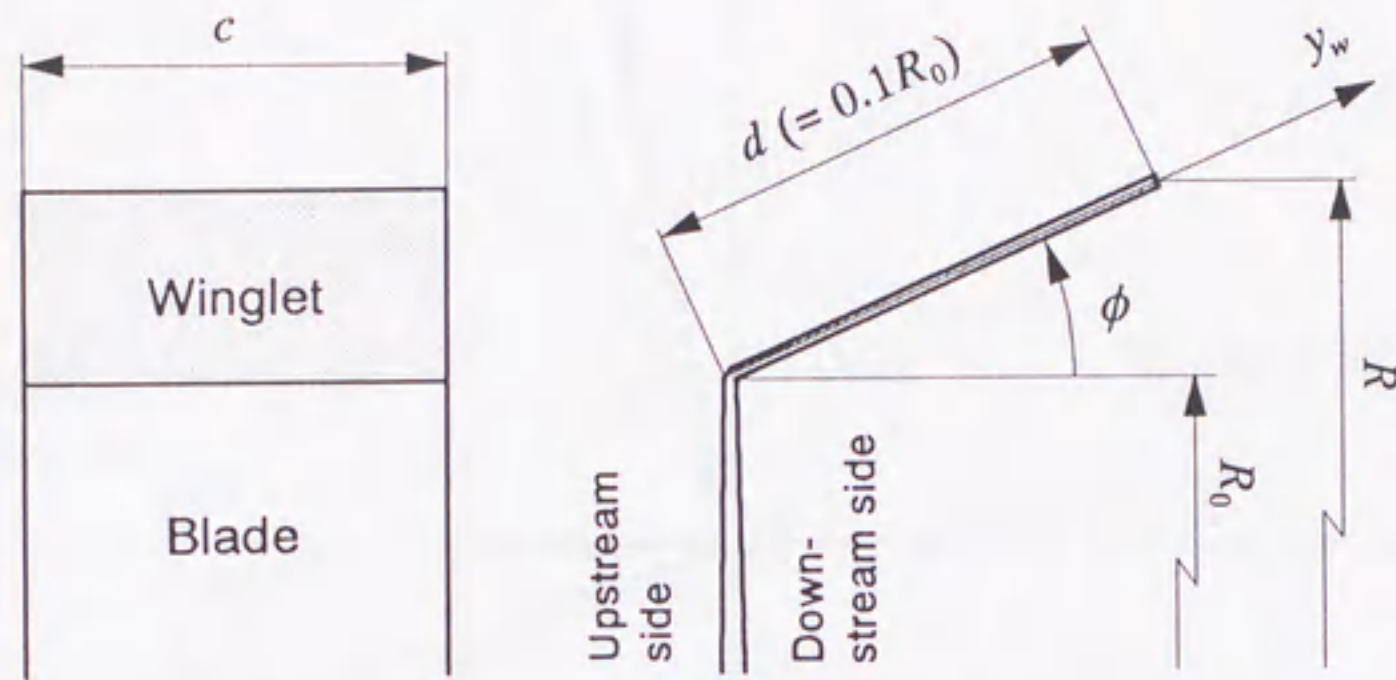


Figure 4.1 Definition of winglet.

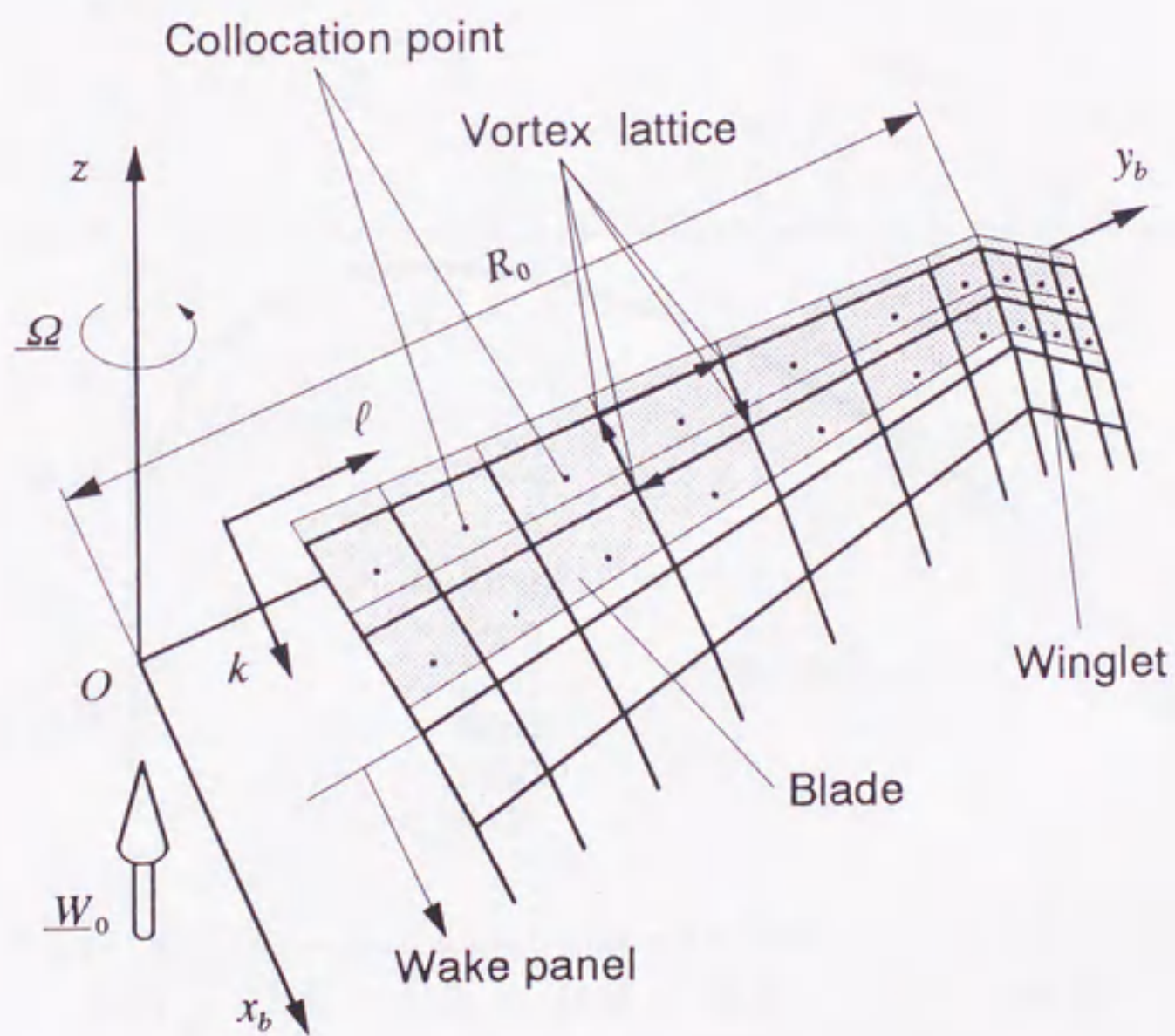


Figure 4.2 Discretization of blade and wake panels.

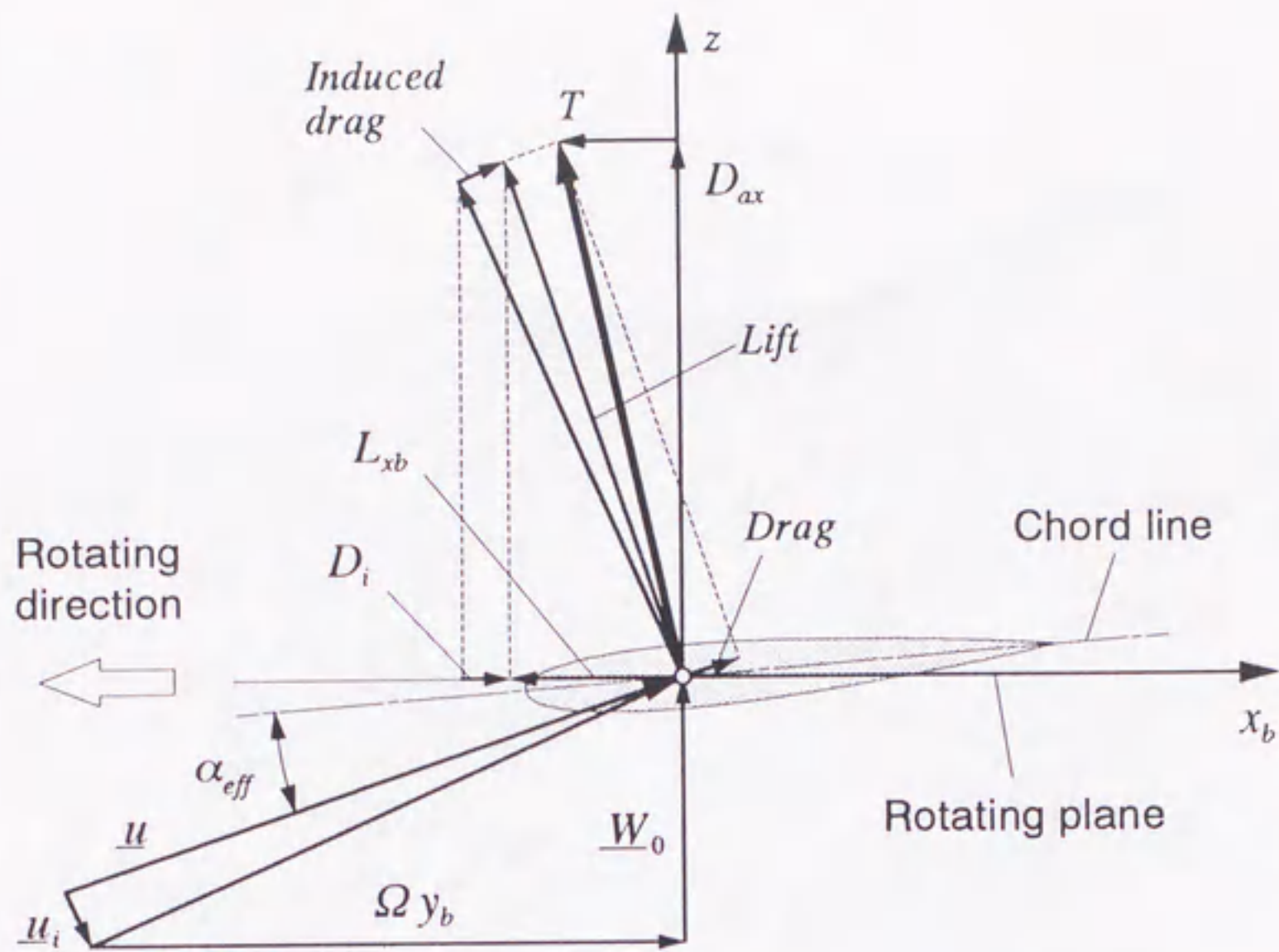


Figure 4.3 Velocity and force components on a blade element.

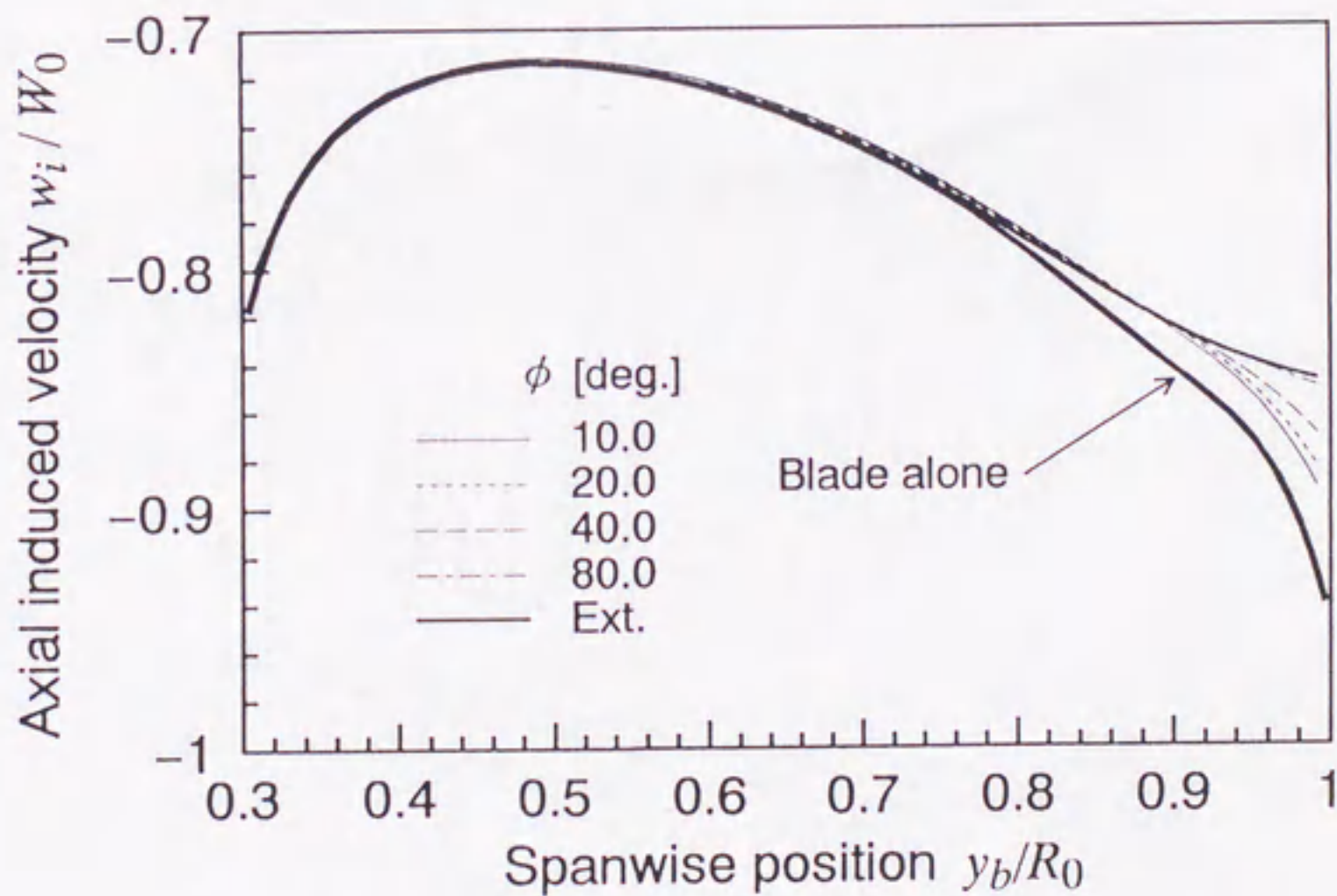
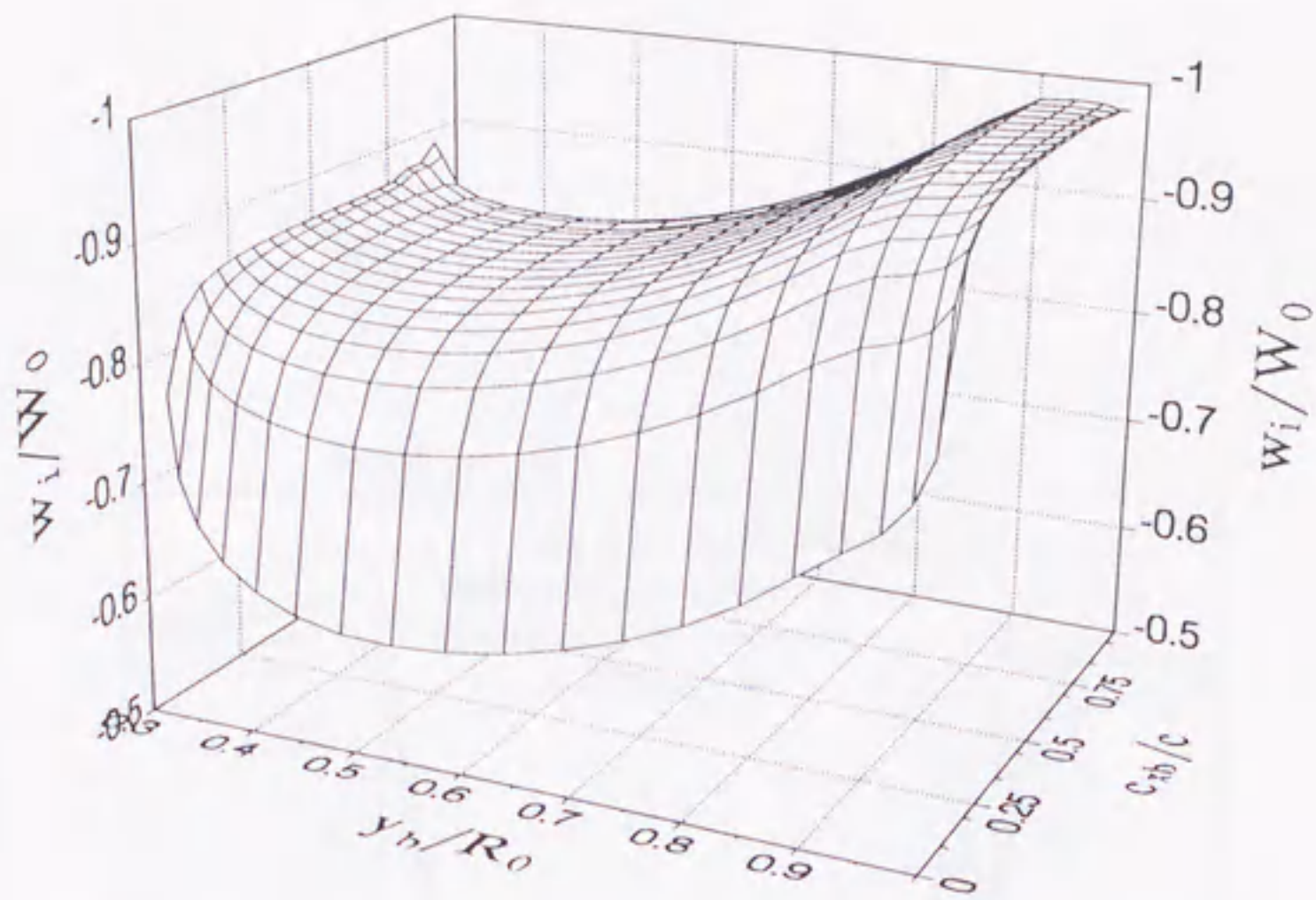
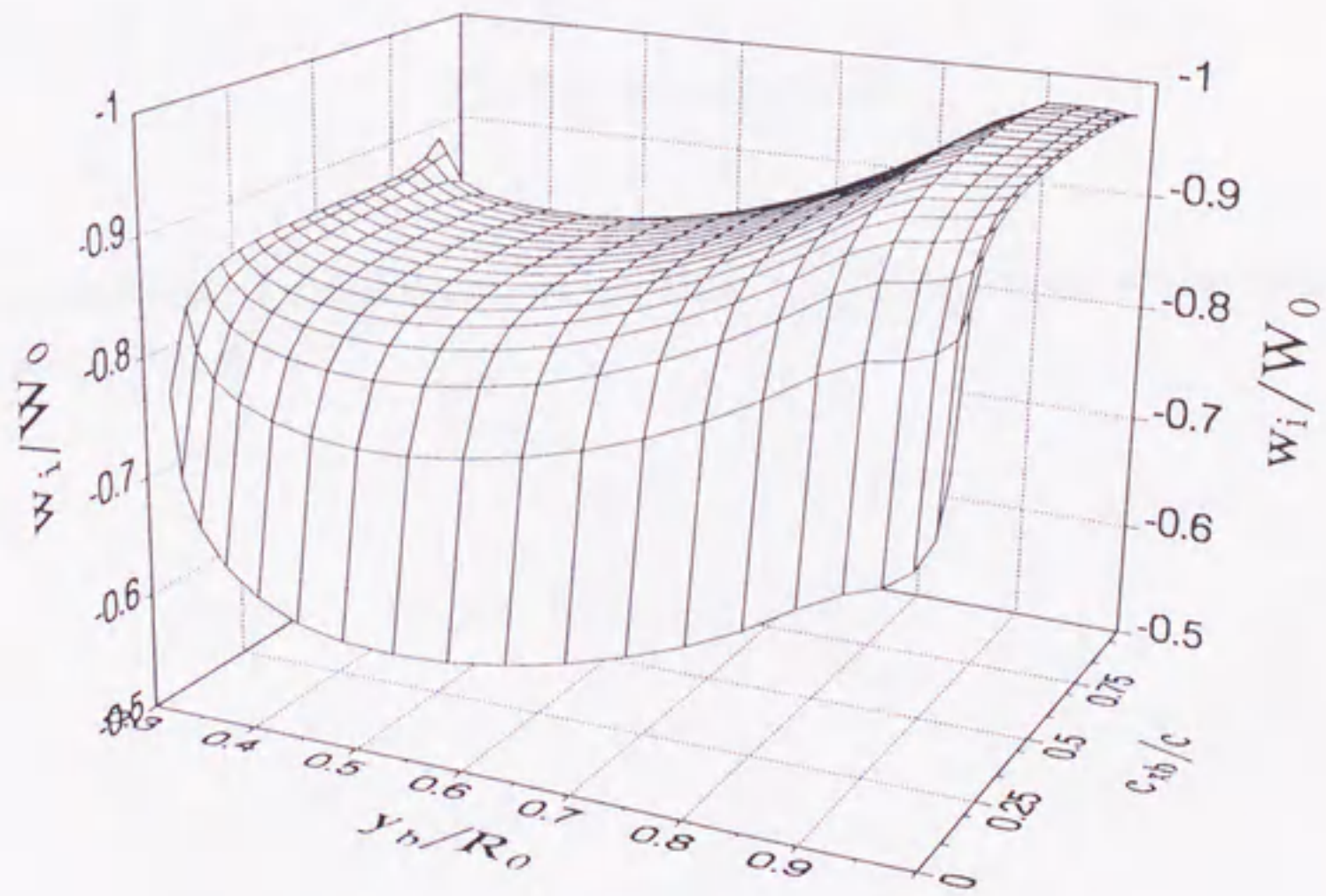


Figure 4.4 Spanwise distribution of axial induced velocity  $w_i / W_0$  in the rotating plane in case of  $\lambda = 6$ .



(a) Blade alone.



(b) With winglets in case of  $\phi = 20^\circ$ .

Figure 4.5 Distribution of axial induced velocity  $w_i/W_0$  on the blade in case of  $\lambda = 6$ .

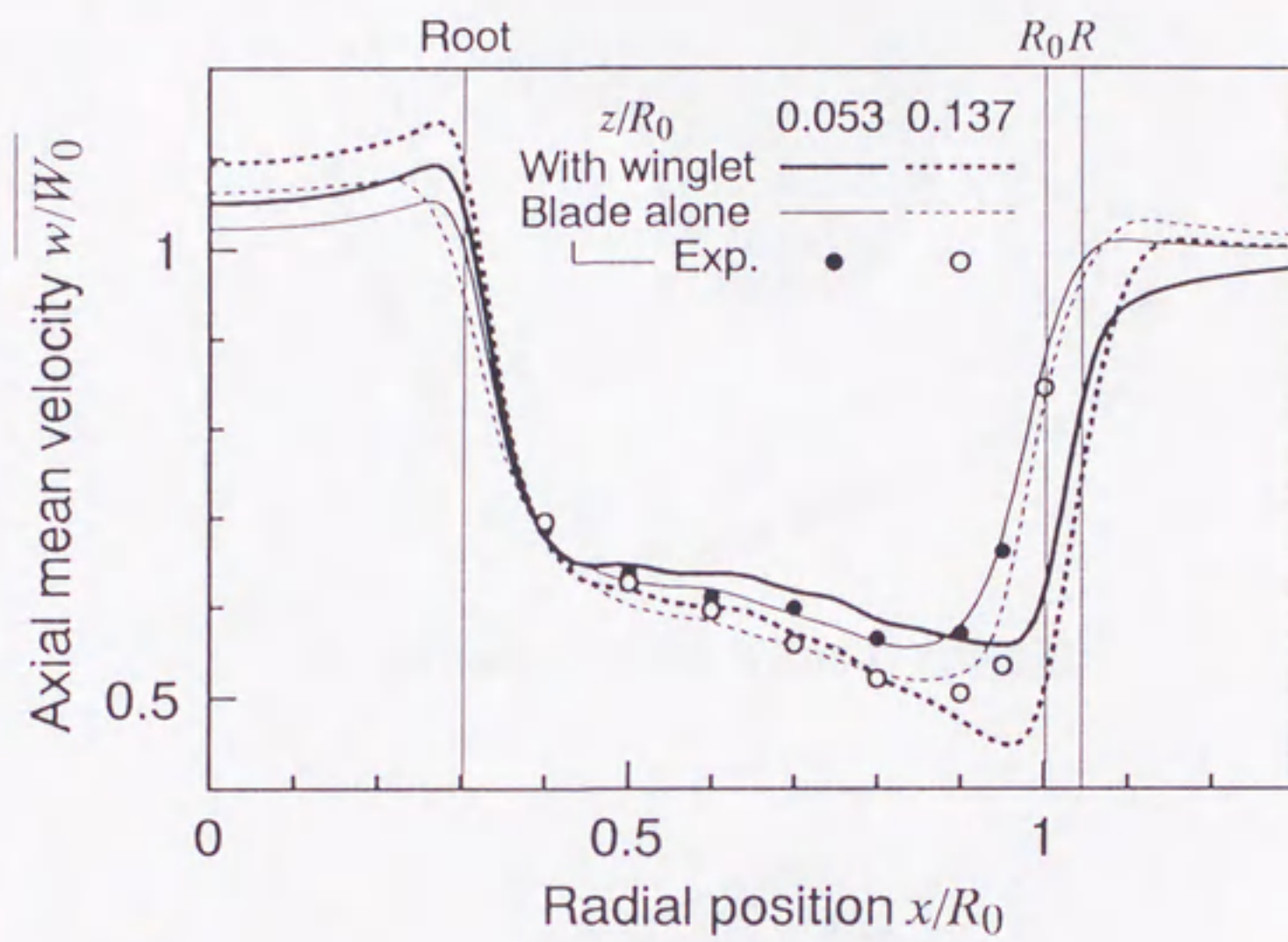
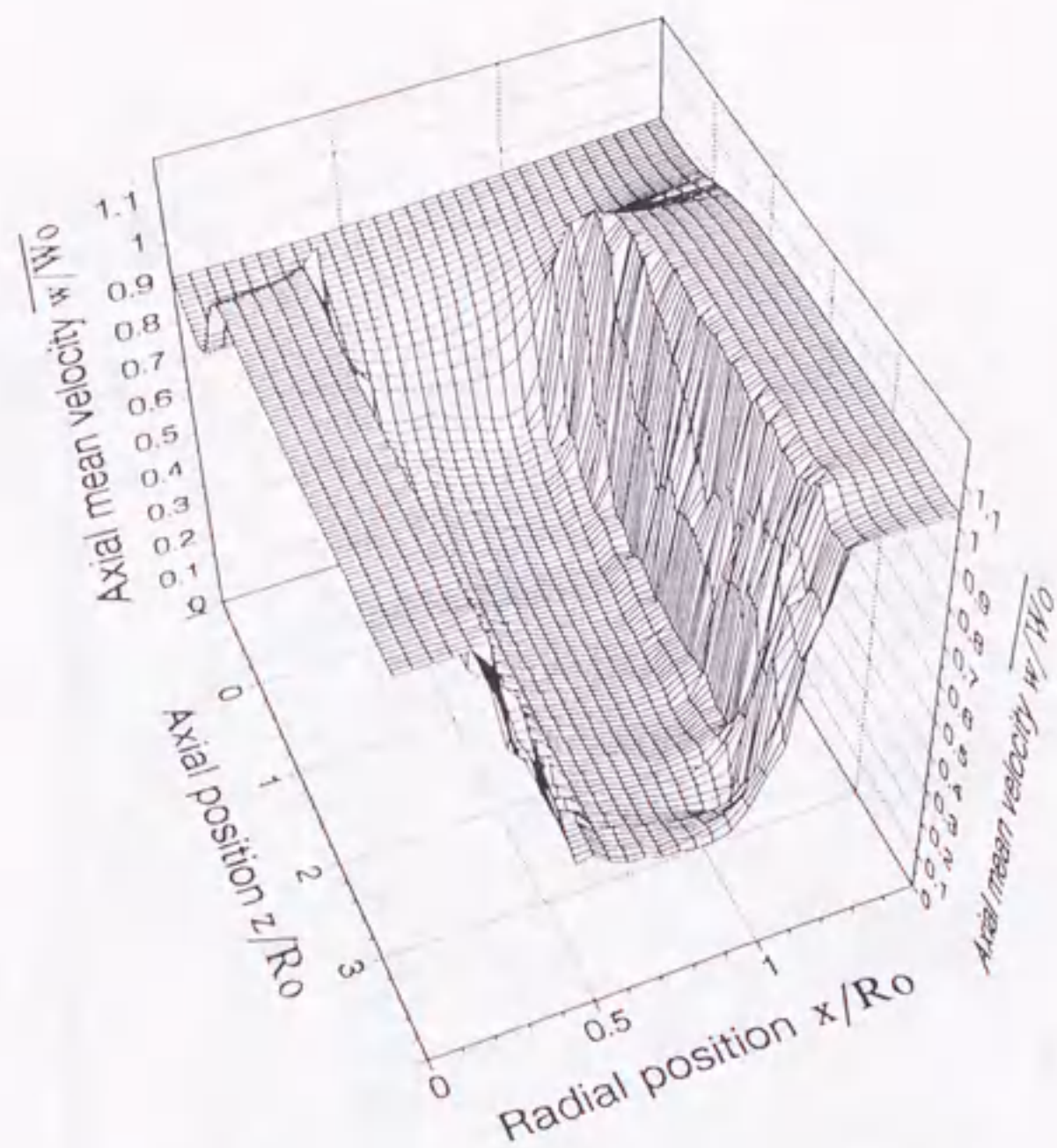
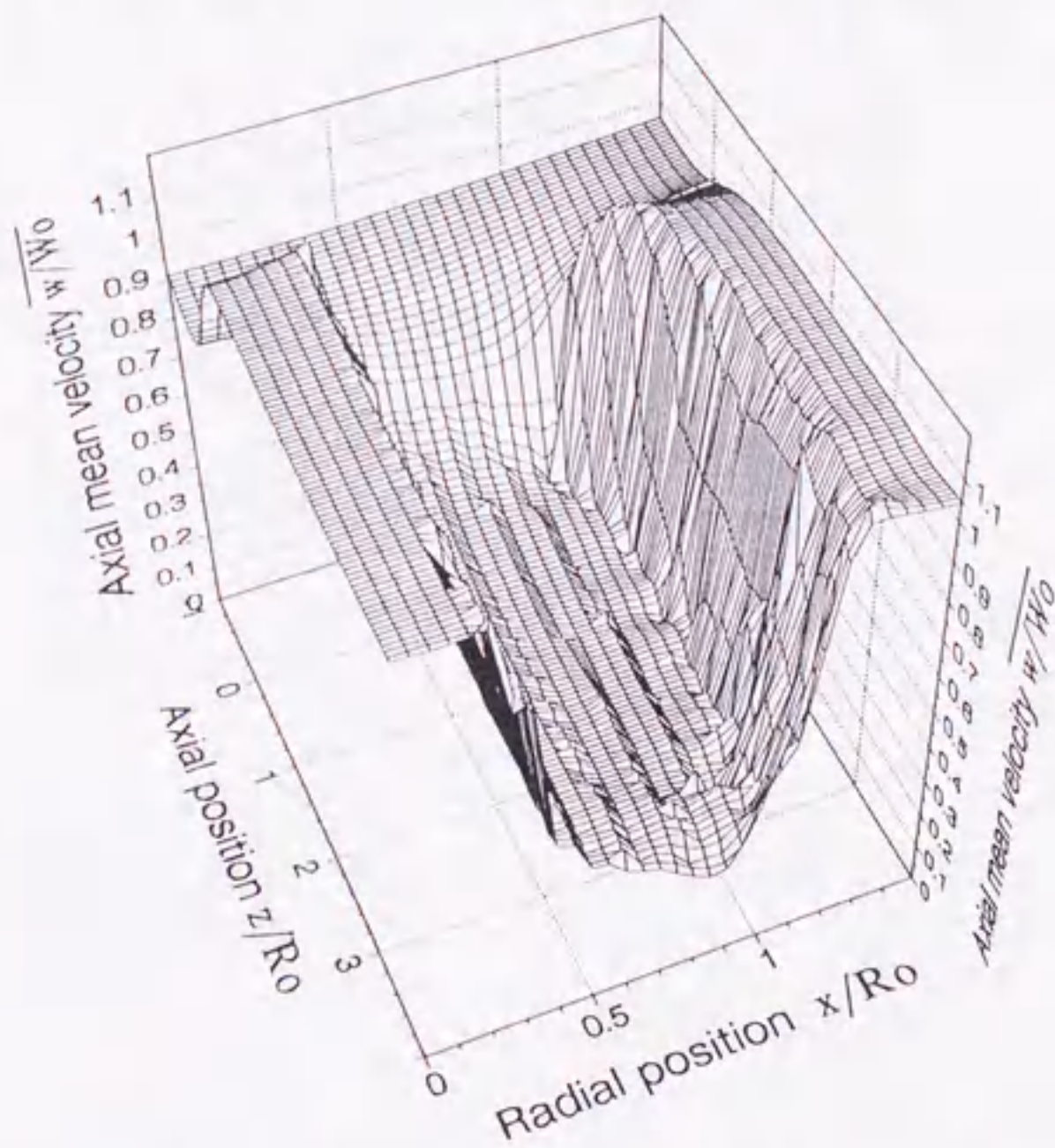


Figure 4.6 Comparison of axial mean velocity  $\overline{w}/W_0$  in the near wake field in case of  $\lambda = 8$  and  $\phi = 20^\circ$ .



(a) In case of rotor without winglets.



(b) In case of rotor with winglets ( $\phi = 20^\circ$ ).

Figure 4.7 Comparison of axial mean velocity  $\overline{w} / W_0$  in  $x \cdot z$  plane in case of  $\lambda = 8$ .

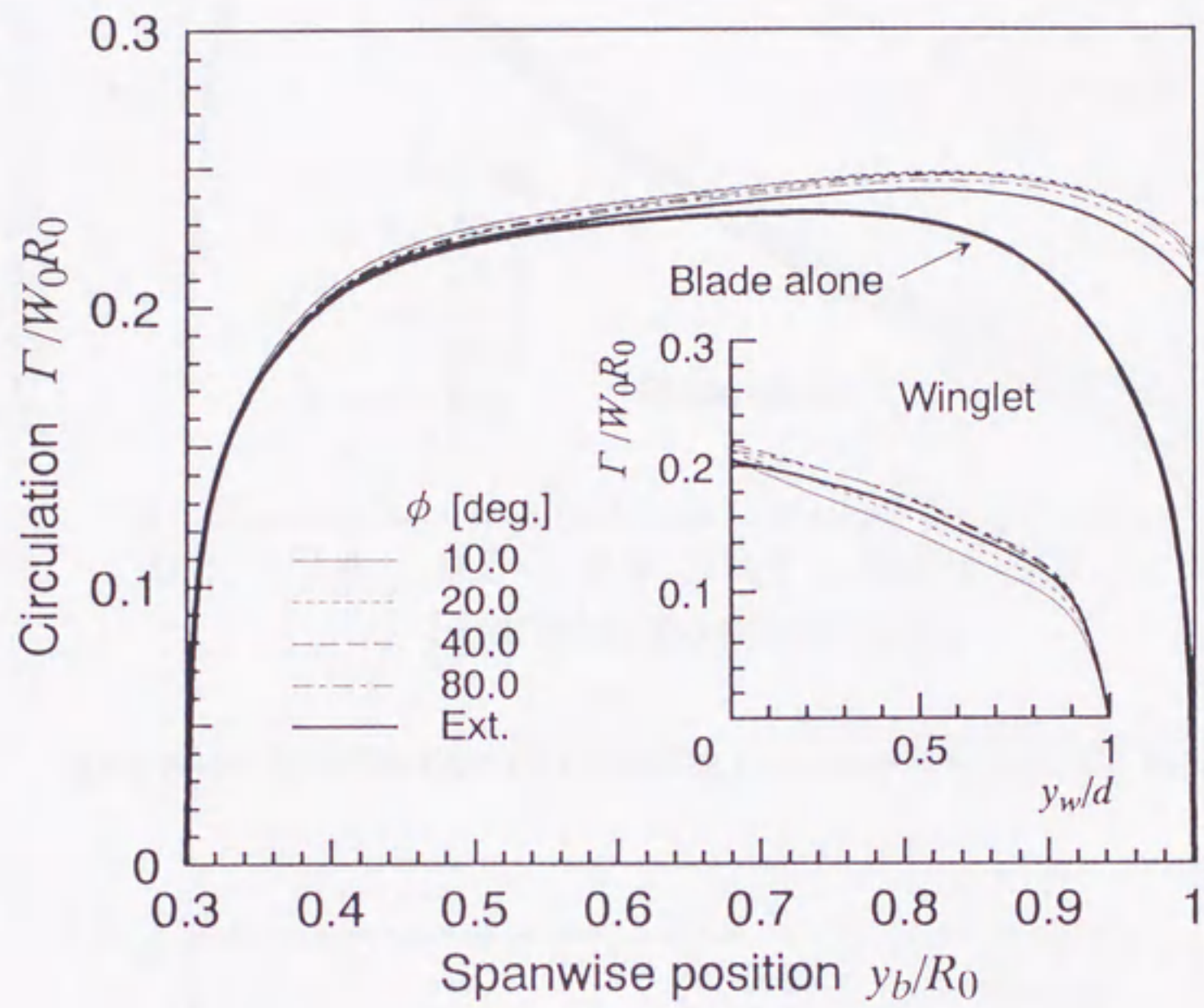


Figure 4.8 Spanwise distribution of circulation  $\Gamma/W_0R_0$  in case of  $\lambda = 6$ .



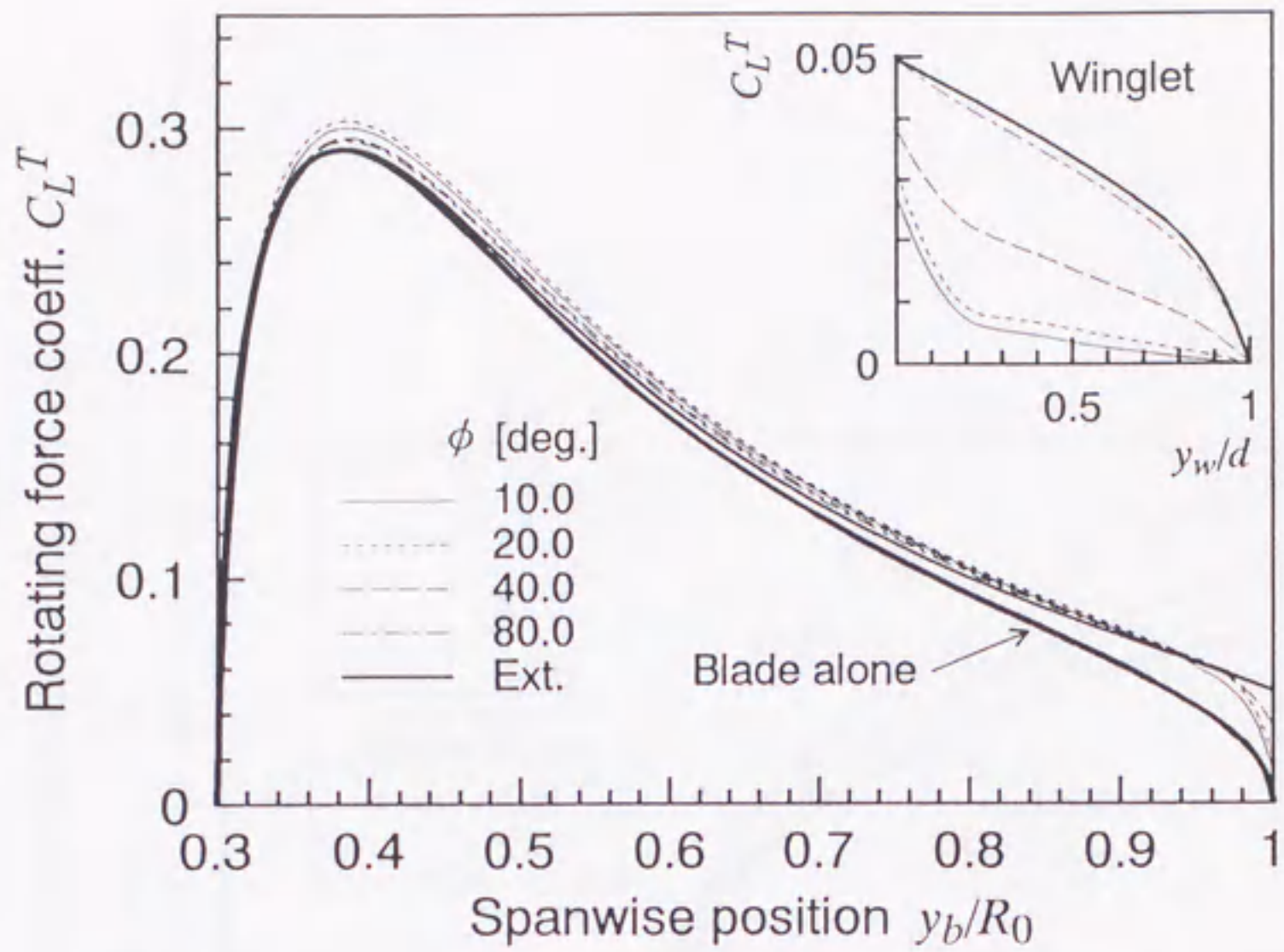


Figure 4.9 Spanwise distribution of rotating force coefficient  $C_L^T$  in case of  $\lambda = 6$ .

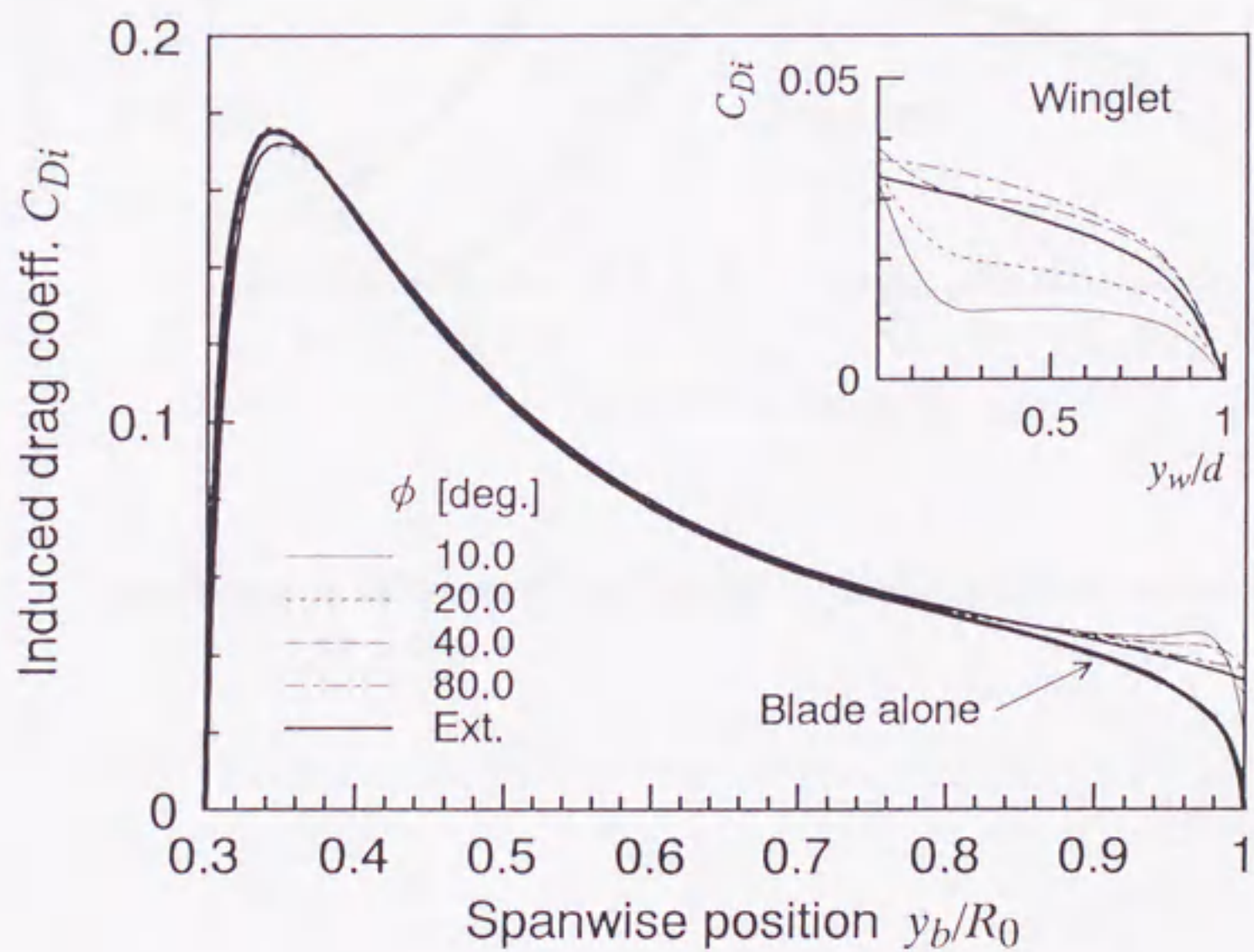


Figure 4.10 Spanwise distribution of induced drag coefficient  $C_{Di}$  in case of  $\lambda = 6$ .

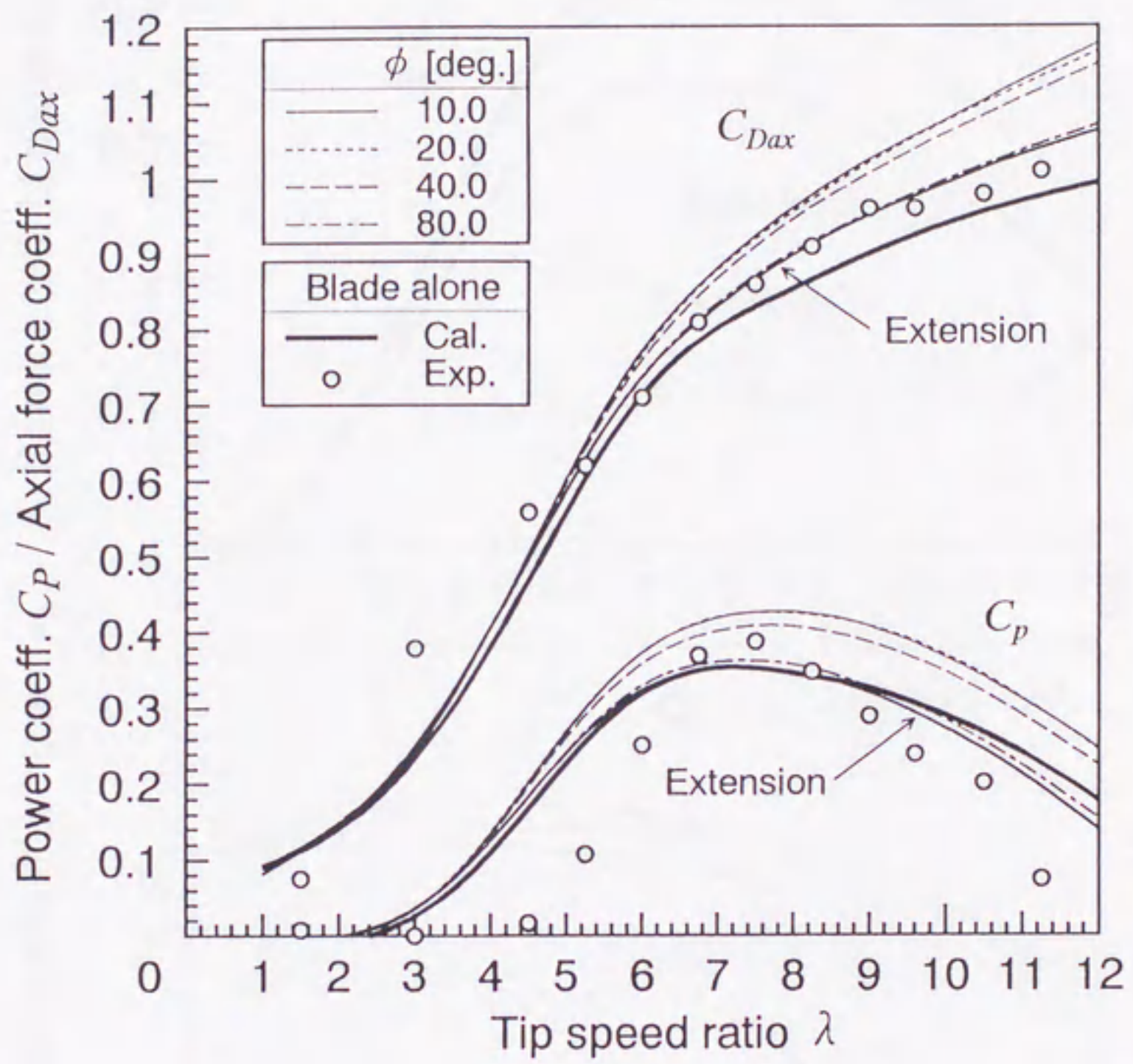


Figure 4.11 Comparison of power coefficient  $C_p$  and axial force coefficient  $C_{Dax}$ .

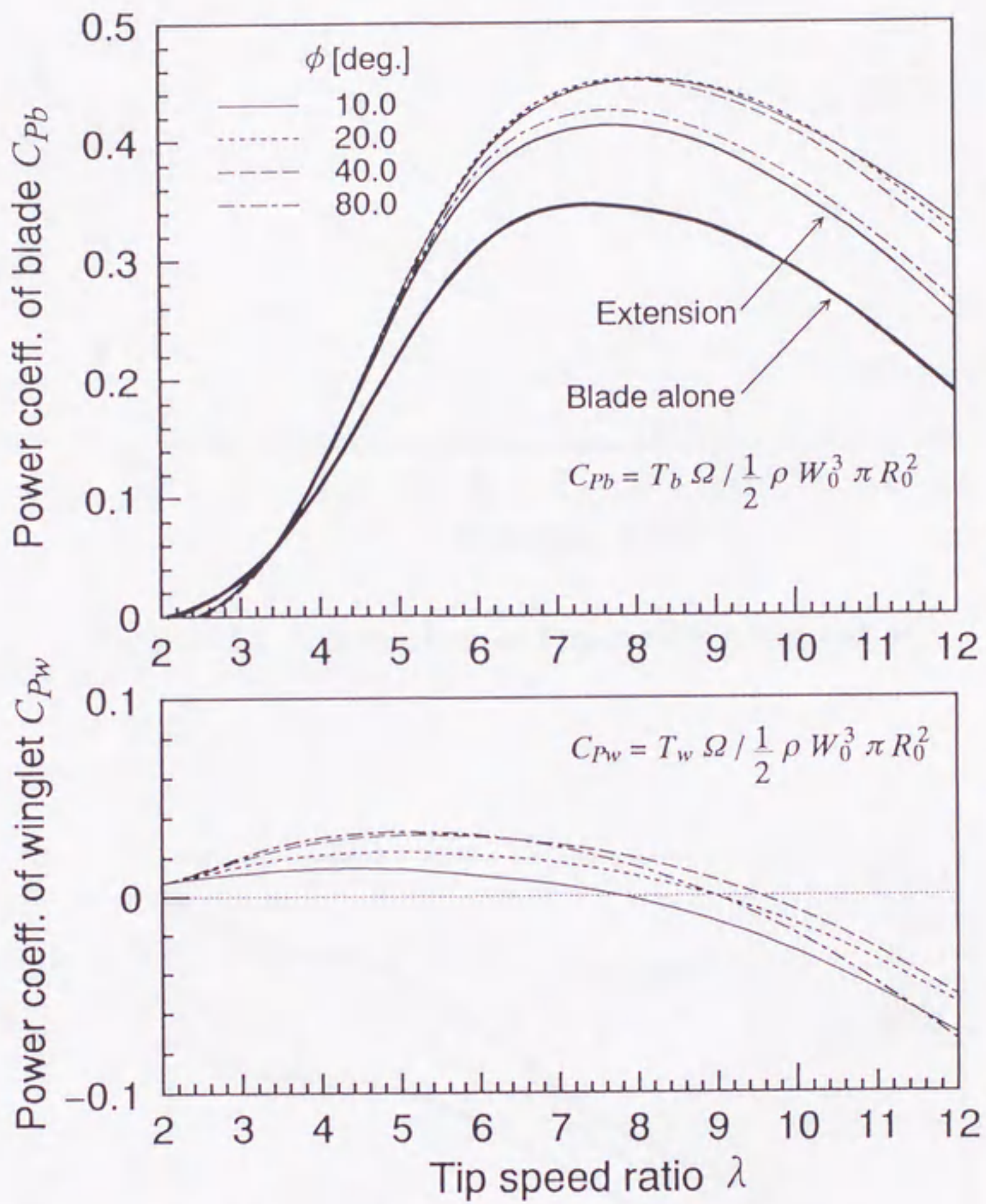


Figure 4.12 Effect of winglet on power coefficient  $C_P$ .

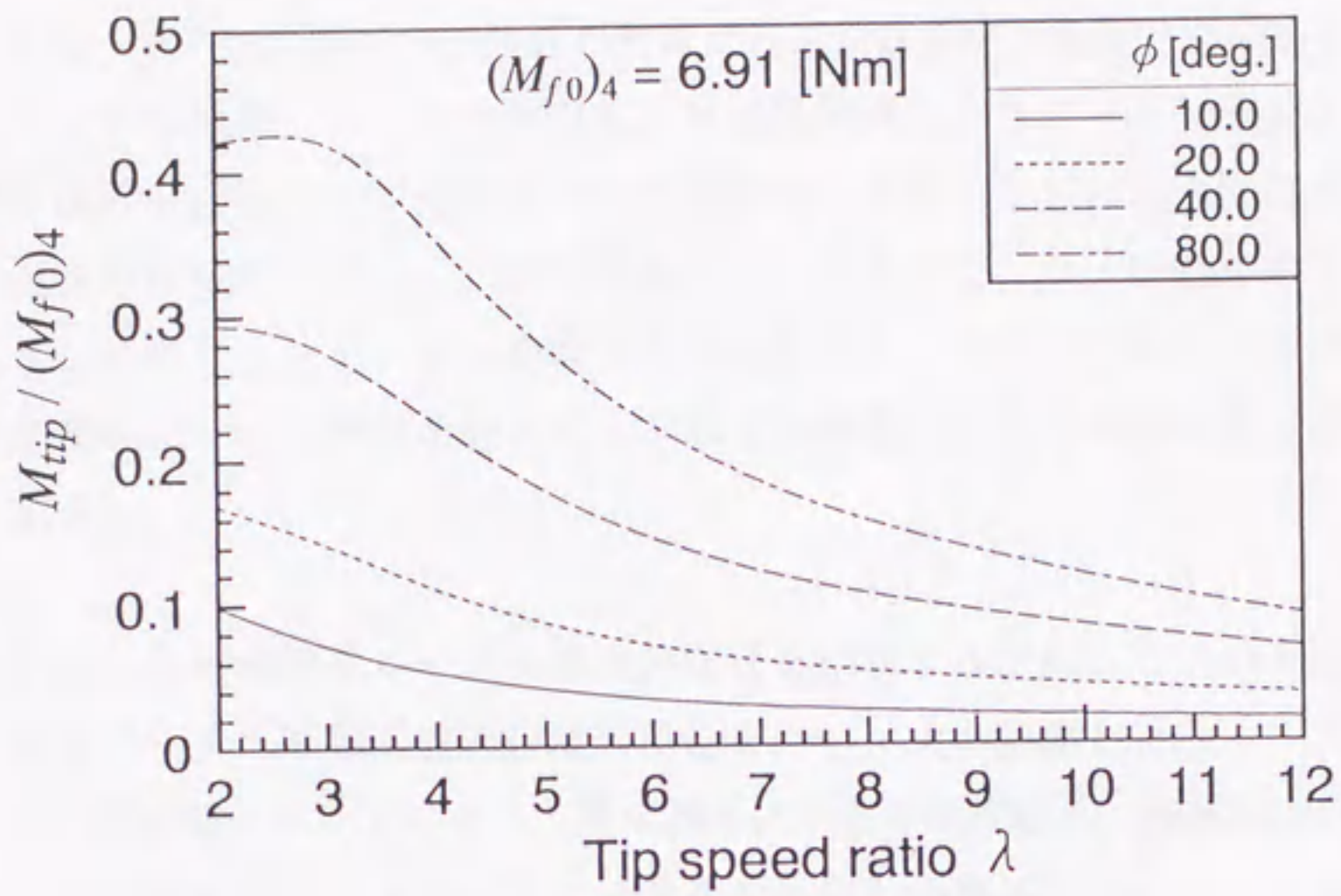


Figure 4.13 Comparison of flap bending moment  $M_f$ .

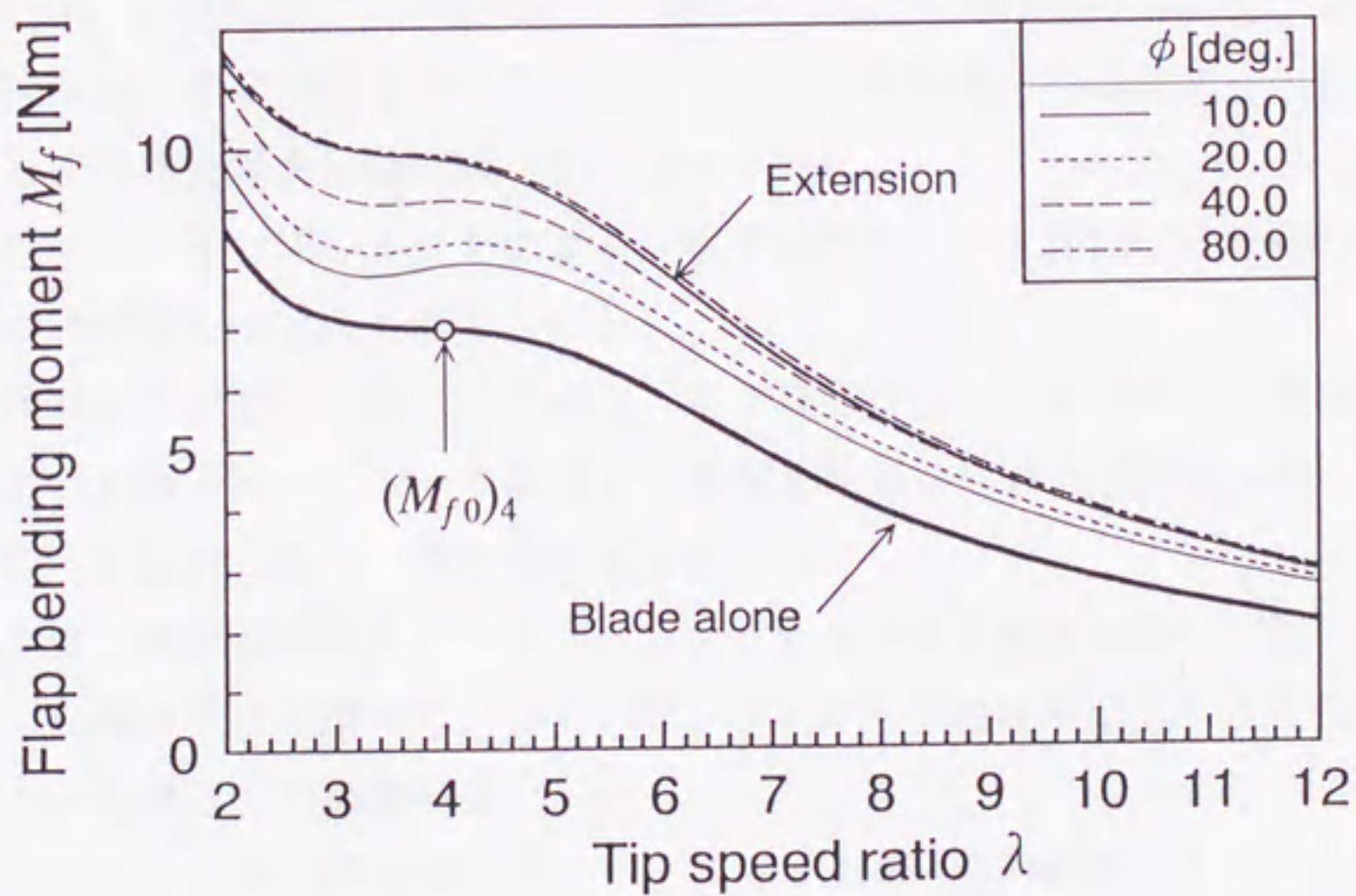


Figure 4.14 Comparison of bending moment  $M_{tip}$  at the blade tip divided by  $(M_{f0})_4$ .

## 第5章 結論

本論文では、水平軸風車ロータ後流の計算に自由後流モデルを用いた渦格子法を適用し、また、スラント型熱線プローブを使用した熱線風速計によるロータ後流速度場の測定を行い、両者の比較を行うことで計算モデルの妥当性を示すとともに、水平軸風車ロータ後流速度場の把握を行った。さらに、自由後流モデルを用いて、ロータ効率を上昇させる空力付加装置としてのウイングレットを持つ水平軸風車ロータ周りの流れおよび特性解析を行い、その有効性について検討を行った。本章では本論文の第2章から第4章で導いた結論について記す。

第2章では、水平軸風車ロータの後流速度場を把握するためにスラント型熱線プローブを用いて風車ロータの近接後流速度場の測定を行い、次の結論を得た。

- (1) スラント型熱線プローブにより、翼束縛渦による速度変動量、翼後縁からの渦シート、翼端渦などの検出を行うことができ、後流速度場中の渦構造について、スラント型熱線プローブによる測定が可能であることを示した。
- (2) 自由後流モデルによる速度場の計算結果との比較を行うために、後流速度場中の固定点において測定された周方向の速度成分から、Biot-Savartの法則を用いて翼幅方向の循環量を算出する方法を示した。

第3章では、自由後流モデルを適用した渦格子法による解析法を用いて、水平軸風車ロータの後流速度場の数値解析を行うことにより、ロータ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次の結論を得た。

- (1) 自由後流モデルを用いることにより、水平軸風車ロータ後流中の瞬時および平均の速度場とその渦構造を示すことができた。
- (2) 本計算結果の妥当性を調べるために、第2章で得たロータ後流の近接後流速度場の実験データとの比較を行い、ロータ翼面上で剥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。

第4章では、非平面翼であるウイングレットをもつ水平軸風車ロータ翼に対して、第3章で展開した解析手法を用いて、ウイングレットが水平軸風車に与える効果を数値的に検討した。この結果以下の結論を得た。

- (1) ウイングレット取付角  $\phi$  が小さいほどロータ効率  $C_p$  の増加は大きく、また翼端延長翼よりも大きい。
- (2) フラップ方向曲げモーメント  $M_f$  はウイングレットを取り付けることにより基翼よりも増加する。しかし、取付角  $\phi$  が小さい方が  $M_f$  は小さい。また、翼端のウイングレット取付部における曲げモーメント  $M_{tip}$  も取付角  $\phi$  が小さい方が小さい。

(3) ウィングレット付きロータの効率  $C_p$  が増大する要因は、ロータ回転面における軸方向の誘導速度が減少するためロータへの流入空気流量が増加し、また翼端付近の循環量  $\Gamma$  が基翼と比較して大きく維持され、揚力の回転方向成分が増えるためである。

## 謝辞

本論文は平成5年4月より平成8年1月にかけて、名古屋大学工学部機械工学科移動現象工学講座において、名古屋大学菊山功嗣教授の御指導のもとに行われた研究を中心にまとめたものです。本論文を結ぶにあたり、長年にわたり終始懇切丁寧な御指導と御鞭撻を賜りました菊山功嗣教授に対し、ここに謹んで感謝の意を表します。

本論文をまとめるに際し、名古屋大学中村育雄教授ならびに藤田秀臣教授からは、有益な御教示と注意深い御検討を賜りました。ここに深く感謝申し上げます。

本論文の第2章は三重大学工学部機械工学科清水幸丸教授ならびに Delft 工科大学風力エネルギー研究所 G. J. W. van Bussel 副所長との共同研究の一環として、Delft 工科大学風力エネルギー研究所において N-J. Vermeer 研究員の御指導のもとに行われた研究をまとめたものです。研究を行う際に多大な御尽力と御鞭撻を賜りました清水幸丸教授ならびに G. J. W. van Bussel 副所長に深く感謝申し上げます。また、研究を行うに際して終始丁寧な御指導と御鞭撻を賜りました N-J. Vermeer 研究員に心より感謝いたします。

本論文の第3章および第4章は名古屋大学長谷川豊講師との共同研究として、日本機械学会論文集に公表あるいは投稿中の研究論文を中心にまとめたものです。研究を行うに際し、適切な御指導と御鞭撻を賜りました長谷川豊講師に心より感謝いたします。

名古屋大学水力実験室の皆様には、朝倉栄次助手、村上初男技官をはじめ様々な方に御助力と御支援をいただきました。ここに心より感謝いたします。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大学院生谷本正信氏に御礼申し上げます。

三重大学機械工学科前田太佳夫講師には、本論文をまとめる際に参考文献の収集などに御協力していただきました。ここに心より御礼申し上げます。

Delft 工科大学風力エネルギー研究所の皆様には、一緒に実験を行っていただいた S. Toet 氏、スラント型熱線プローブによる測定法について御教示していただいた M.J.W. Broekhoven 氏をはじめ様々な方にご助力とご支援をいただきました。ここに心より御礼申し上げます。

本論文を仕上げるにあたって、多くの方に御支援、御協力をいただきました。ここに厚く御礼申し上げます。

最後に、いつも物心両面より支えてくれた母今村萬里子と弟隆、靖に心より感謝いたします。

平成8年1月

## 付録 A 境界積分法\*

### A.1 境界積分方程式

図 A.1 のような領域  $V$  内に存在する物体 (本論文では翼) を考える.  $V$  内の流れが非粘性・非圧縮・非回転である場合, 速度ポテンシャル  $\phi(\boldsymbol{r})$  が定義され連続式と組み合わせることにより次の Laplace 方程式が得られる.

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (\text{A.1.1})$$

各境界面上における垂直方向速度成分は 0 であるとする, 物体表面上では,

$$\nabla \phi \cdot \boldsymbol{n} = 0 \quad (\text{A.1.2})$$

となる. ここで  $\boldsymbol{n}$  は物体表面に垂直な単位ベクトルである. また物体の運動による攪乱は, 物体から無限遠方 ( $r \rightarrow \infty$ ) では減衰して 0 になるとする,

$$\lim_{r \rightarrow \infty} (\nabla \phi - \boldsymbol{v}) = 0 \quad (\text{A.1.3})$$

と表すことができる. ここで  $\boldsymbol{v}$  は  $V$  に対する相対速度である.

式 (A.1.1) を  $S_\infty$  で囲まれた領域  $V$  において, 任意の物体について解くために, 境界条件 (A.1.2), (A.1.3) を  $S_B$ ,  $S_\infty$  に対し適用する.

$\boldsymbol{n}$  を  $V$  の外向きに常にとり, Gauss の発散定理において被面積積分ベクトルを  $\phi_1 \nabla \phi_2 - \phi_2 \nabla \phi_1$  とおくと次式のようなになる.

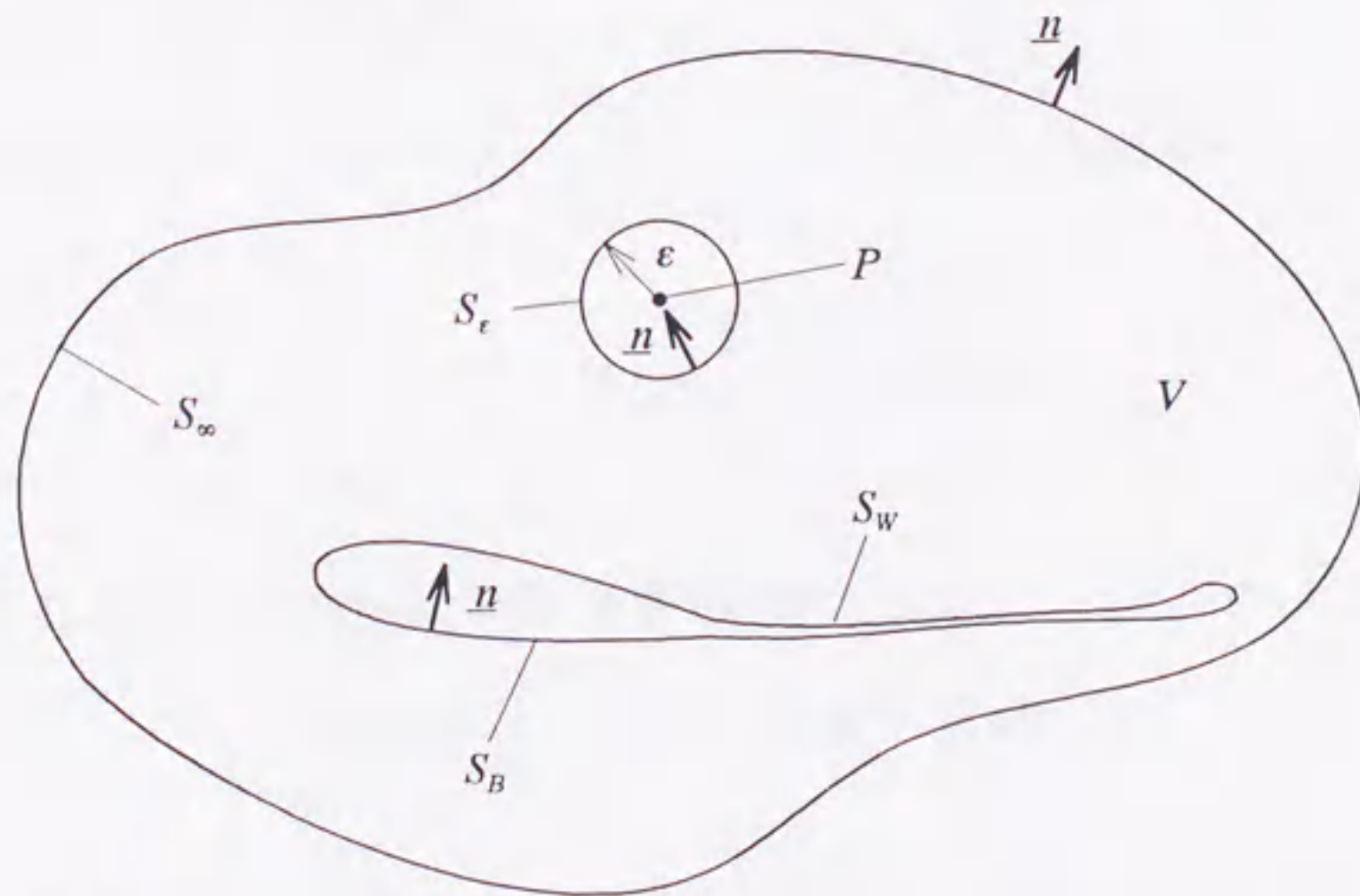


Figure A.1 Nomenclature used to define the potential flow problem.

\* Katz & Plotkin, 1991 参照.



$$\int_S (\phi_1 \nabla \phi_2 - \phi_2 \nabla \phi_1) \cdot \mathbf{n} dS = \int_V (\phi_1 \nabla^2 \phi_2 - \phi_2 \nabla^2 \phi_1) dV \quad (\text{A.1.4})$$

考える物体のすべての境界は,

$$S = S_B + S_W + S_\infty \quad (\text{A.1.5})$$

と表すことにする.  $S_W$  は後流の境界で, 速度ポテンシャルもしくは速度の不連続面である.

ここで, 次のようなポテンシャル,

$$\phi_1 = \frac{1}{r}, \quad \phi_2 = \phi \quad (\text{A.1.6})$$

を導入する.  $\phi_1, \phi_2$  は Laplace 方程式 (A.1.1) を満足し, それぞれ, 点  $P(x, y, z)$  からの距離  $r$  の関数,  $V$  内のポテンシャルである.

$V$  内の半径  $\varepsilon$  の球内に点  $P$  を考える場合, 領域  $V$  内では  $\phi_1, \phi_2$  は式 (A.1.1) を満足しているから, 式 (A.1.4) は次のようになる.

$$\int_{S+S_\varepsilon} \left( \frac{1}{r} \nabla \phi - \phi \nabla \frac{1}{r} \right) \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (\text{A.1.7})$$

$\varepsilon$  に対して球面座標を用いると,  $\mathbf{n} = -\mathbf{e}_r$ ,  $\mathbf{n} \cdot \nabla \phi = -\partial \phi / \partial r$ ,  $\nabla(1/r) = -(1/r^2) \mathbf{e}_r$  となる. ただし  $\mathbf{e}_r$  は半径方向  $r$  の単位ベクトルである. これらを用いると式 (A.1.7) は次式になる.

$$-\int_{S_\varepsilon} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\phi}{r^2} \right) dS + \int_S \left( \frac{1}{r} \nabla \phi - \phi \nabla \frac{1}{r} \right) \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (\text{A.1.8})$$

$P$  を囲む球面上では,  $\int dS = 4\pi \varepsilon^2$  ( $r = \varepsilon$ ) とし  $\varepsilon \rightarrow 0$  の極限をとると, 第一項の積分は,

$$-\int_{S_\varepsilon} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\phi}{r^2} \right) dS \Bigg|_{r=\varepsilon} = -4\pi \phi(P) \quad (\text{A.1.9})$$

となり, また式 (A.1.8) の左辺第二項の被積分関数は消える. よって, 式 (A.1.8) は,

$$\phi(P) = \frac{1}{4\pi} \int_S \left( \frac{1}{r} \nabla \phi - \phi \nabla \frac{1}{r} \right) \cdot \mathbf{n} dS \quad (\text{A.1.10})$$

となる. この式は境界  $S$  上の  $\phi$  と  $\partial \phi / \partial n$  の値を用いて領域  $V$  内の流れ場における点  $P$  での  $\phi$  の値を与える.

次に境界  $S_B$  内での内部ポテンシャル  $\phi_i$  による流れを考えると,  $S_B$  の外側の点  $P$  では,

式(A.1.7)より,

$$0 = \frac{1}{4\pi} \int_S \left( \frac{1}{r} \nabla \Phi_i - \Phi_i \nabla \frac{1}{r} \right) \cdot \mathbf{n} dS \quad (\text{A.1.11})$$

となる. ただし  $\mathbf{n}$  は  $S_B$  の外向きとする. 式(A.1.10)に式(A.1.11)を加えると, 次式のようになる.

$$\Phi(P) = \frac{1}{4\pi} \int_{S_B} \left[ \frac{1}{r} \nabla (\Phi - \Phi_i) - (\Phi - \Phi_i) \nabla \frac{1}{r} \right] \cdot \mathbf{n} dS + \frac{1}{4\pi} \int_{S_W + S_\infty} \left( \frac{1}{r} \Phi \nabla - \Phi \cdot \nabla \frac{1}{r} \right) \cdot \mathbf{n} dS \quad (\text{A.1.12})$$

$S_B$  から十分離れた場所で,

$$\Phi_\infty(P) = \frac{1}{4\pi} \int_{S_\infty} \left( \frac{1}{r} \nabla \Phi - \Phi \nabla \frac{1}{r} \right) \cdot \mathbf{n} dS \quad (\text{A.1.13})$$

であるとし, また後流面が薄く  $\partial\Phi/\partial n$  が後流面に対して連続である場合, 式(A.1.12)は次式のようになる.

$$\Phi(P) = \frac{1}{4\pi} \int_{S_B} \left[ \frac{1}{r} \nabla (\Phi - \Phi_i) - (\Phi - \Phi_i) \nabla \frac{1}{r} \right] \cdot \mathbf{n} dS - \frac{1}{4\pi} \int_{S_W} \Phi \mathbf{n} \cdot \nabla \frac{1}{r} dS + \Phi_\infty(P) \quad (\text{A.1.14})$$

式(A.1.10)あるいは式(A.1.14)は境界上の  $\Phi$  と  $\partial\Phi/\partial n$  を用いて  $\Phi(P)$  の値を与える. このため問題は境界上で  $\Phi$  と  $\partial\Phi/\partial n$  の値を求めることに帰着される. ここで境界  $S_B$  上で, 外部ポテンシャルと内部ポテンシャルの差を次のように定義する.

$$-\mu = \Phi - \Phi_i \quad (\text{A.1.15})$$

また外部ポテンシャルと内部ポテンシャルの垂直方向微分の差は,

$$-\sigma = \frac{\partial \Phi}{\partial n} - \frac{\partial \Phi_i}{\partial n} \quad (\text{A.1.16})$$

となる.  $\mu$ ,  $\sigma$  はそれぞれ二重湧出し, 湧出し (吸い込み) でマイナス符号は  $\mathbf{n}$  が  $S_B$  の内向きであるからである.  $\mu$ ,  $\sigma$  は  $r \rightarrow \infty$  で境界条件(A.1.13)を満足する. 式(A.1.15), (A.1.16)を式(A.1.14)に代入し,  $\partial/\partial n = \mathbf{n} \cdot \nabla$  を考慮すると次の境界積分方程式を得る.

$$\Phi(P) = -\frac{1}{4\pi} \int_{S_B} \left[ \sigma \frac{1}{r} - \mu \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{r} \right] dS + \frac{1}{4\pi} \int_{S_W} \mu \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{r} dS + \Phi_\infty(P) \quad (\text{A.1.17})$$

## A.2 速度ポテンシャル

式(A.1.17)の二つの基本解のうち一つは、湧出し(吸い込み)である。球面座標系の原点におかれた湧出しによる速度ポテンシャル  $\Phi_{source}$  は、次式で表される。

$$\Phi_{source} = -\frac{\sigma}{4\pi r} \quad (\text{A.2.1})$$

湧き出し強さ  $\sigma$  は半径  $r$  の球面を通る体積流量に等しい。パネル法では湧出し分布は、翼の厚みを表し、翼上下面の圧力分布形に影響する。

式(A.1.17)のもう一つの基本解は二重湧出しで、次式で表される。

$$\Phi_{doublet} = \frac{\mu}{4\pi} \mathbf{n} \cdot \nabla \left( \frac{1}{r} \right) \quad (\text{A.2.2})$$

ここで  $\mathbf{n}$  は二重湧出しの向きである。二重湧出しは半径方向に対称ではなく、方向性を持つ。図A.2に二重湧出しによる流線の模式図を示す。この図では二重湧出しベクトル  $\underline{\mu} (= \mu \mathbf{n})$  は  $x$  軸に一致する。二重湧出しは翼に対しては揚力を表す。

また、式(A.2.1)と(A.2.2)から、 $\Phi_{doublet}$  と  $\Phi_{source}$  の関係は次式のようにになる。

$$\Phi_{doublet} = -\frac{\underline{\mu} \cdot \mathbf{r}}{r^3} = -\mathbf{n} \cdot \nabla \left( -\frac{1}{4\pi r} \right) = -\frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} \Phi_{source} \quad (\text{A.2.3})$$

式(A.1.17)をこれらの特異要素の境界面上での線形結合により表し、境界条件、物理条件をあてはめて解くことになる。

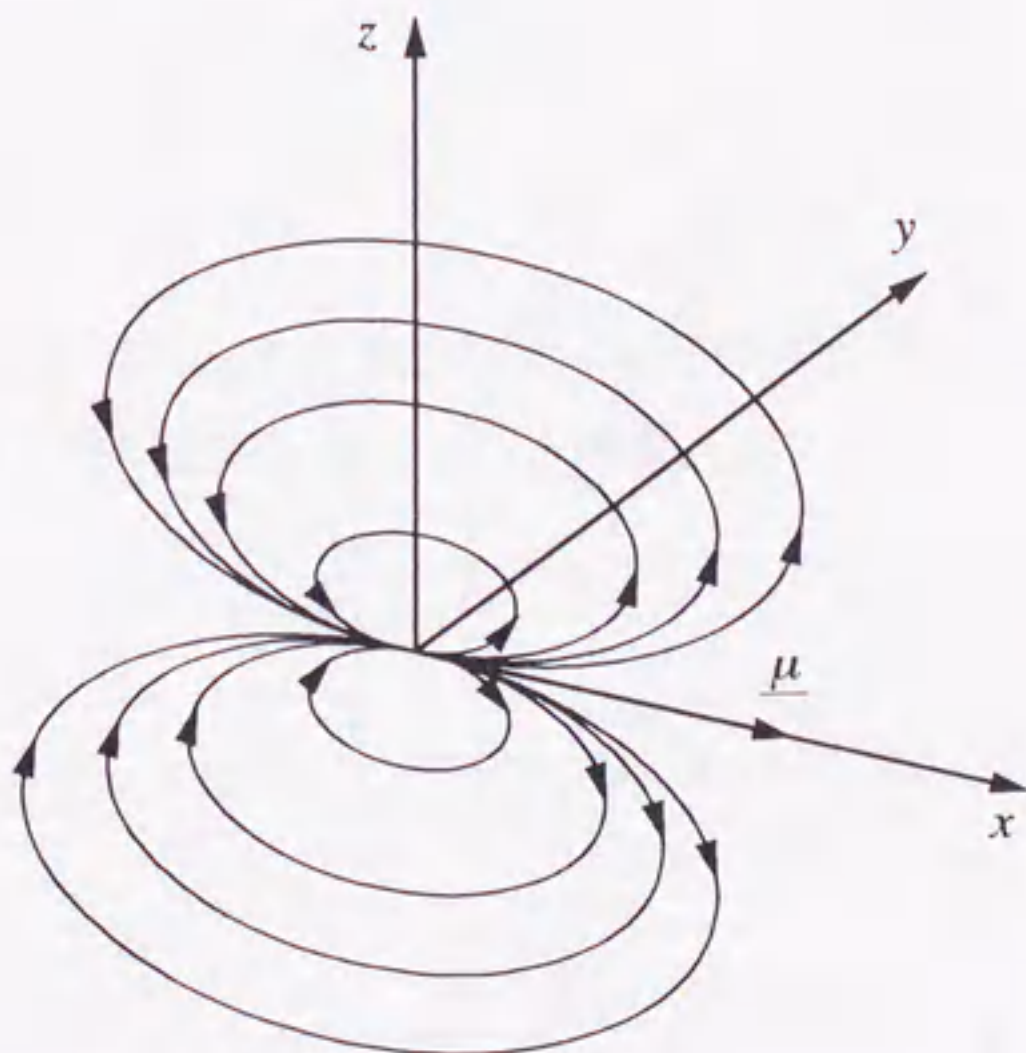


Figure A.2 Sketch of the streamlines due to a doublet pointing in the  $x$  direction.

### A.3 渦格子

境界面において揚力が生じる場合、揚力は流入速度  $u$  に垂直な方向に発生する。揚力は循環と直接結びつけられることが知られており、このため渦要素が式 (A.1.17) に含まれるはずである。

渦要素は一定の強さを持つ閉じた系のみにおいて他の渦要素と組み合わせることが可能である（三次元流れでは渦なしを満たすには、渦系は閉じているか無限に延びていなければならない）ので、渦要素は“渦点”としては三次元の Laplace 方程式を満足しないが、“渦輪”であれば満足する。

図 A.3 で示すように、パネル要素にわたって一定強さ  $\mu$  の二重湧出しを持つパネルを考える。二重湧出しベクトル  $\mu$  の向きは  $z$  軸の向きとすると、式 (A.2.2) で表した速度ポテンシャルは次式で表すことができる。

$$\phi = -\frac{\mu}{4\pi} \int_S \frac{z dS}{r^3} \quad (\text{A.3.1})$$

$r$  は特異要素からの距離で  $r = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + z^2}$  である。式 (A.3.1) から二重湧出しにより誘起される速度  $u_i$  は、

$$u_i = \nabla \phi = -\frac{\mu}{4\pi} \int_S \nabla \frac{z dS}{r^3} = \frac{\mu}{4\pi} \int_S \left[ i \frac{\partial}{\partial x_0} \frac{z}{r^3} + j \frac{\partial}{\partial y_0} \frac{z}{r^3} - k \left( \frac{1}{r^3} - \frac{3z^2}{r^5} \right) \right] dS \quad (\text{A.3.2})$$

となる。ここで、

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{r^3} = -\frac{\partial}{\partial x_0} \frac{1}{r^3}, \quad \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{r^3} = -\frac{\partial}{\partial y_0} \frac{1}{r^3} \quad (\text{A.3.3})$$

を用いた。

次に、図 A.3 のようにパネル要素を囲む線  $C$  に沿う循環強さ  $\Gamma$  の渦線素を考える。Biot-Savart の法則より渦線素から誘起される速度  $u_i$  は、

$$u_i = \frac{\Gamma}{4\pi} \int_C \frac{ds \times r}{r^3} \quad (\text{A.3.4})$$

となる。ここで  $ds = (dx_0, dy_0)$ ,  $r = (x-x_0, y-y_0, z)$  とすると、式 (A.3.4) は次式となる。

$$u_i = \frac{\Gamma}{4\pi} \int_C \left\{ i \frac{z}{r^3} dy_0 - j \frac{z}{r^3} dx_0 + k \left[ \frac{(y-y_0)}{r^3} dx_0 - \frac{(x-x_0)}{r^3} dy_0 \right] \right\} \quad (\text{A.3.5})$$

ベクトル  $A$  に対して Stokes の定理を用いると、次式で表される。

$$\oint_C \underline{A} \cdot d\underline{S} = \int_S \underline{n} \cdot \nabla \times \underline{A} dS \quad (\text{A.3.6a})$$

$\underline{n} = k$  とおくと、式 (A.3.6a) は次のようになる。

$$\oint_C \underline{A} \cdot d\underline{S} = \int_S \left( \frac{\partial A_y}{\partial x_0} - \frac{\partial A_x}{\partial y_0} \right) dS \quad (\text{A.3.6b})$$

$A_x$ ,  $A_y$  は  $\underline{A}$  の  $x$  および  $y$  方向成分である。式 (A.3.6b) を用いると、式 (A.3.5) は次のように表される。

$$\underline{u}_i = \frac{\mu}{4\pi} \int_S \left[ \underline{i} \frac{\partial}{\partial x_0} \frac{z}{r^3} + \underline{j} \frac{\partial}{\partial y_0} \frac{z}{r^3} - \underline{k} \left( \frac{\partial}{\partial x_0} \frac{x-x_0}{r^3} + \frac{\partial}{\partial y_0} \frac{y-y_0}{r^3} \right) \right] dS \quad (\text{A.3.7})$$

式 (A.3.2) と式 (A.3.7) より、 $\Gamma = \mu$  であれば誘導速度  $\underline{u}_i$  は等しい。

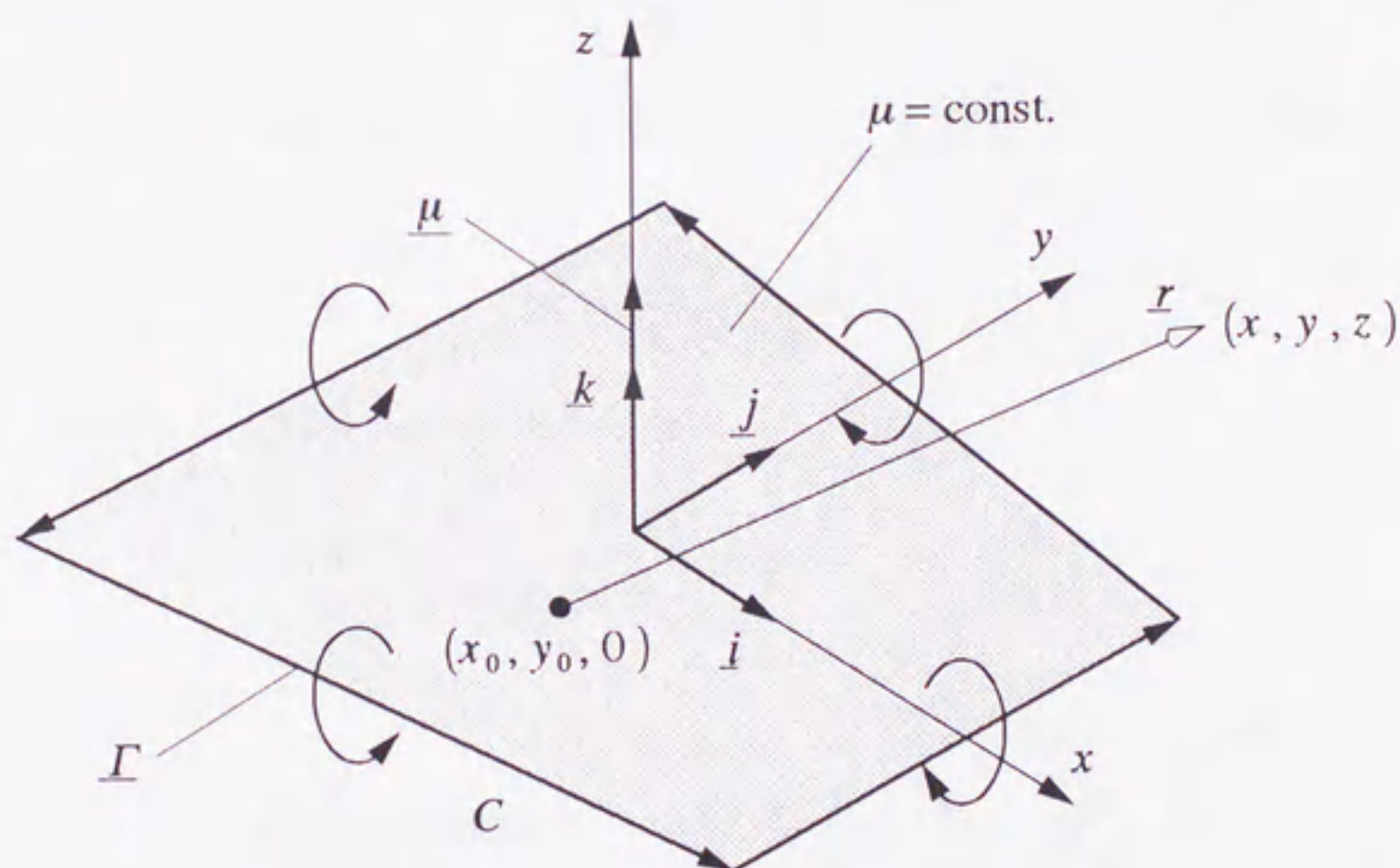


Figure A.3 Quadrilateral doublet element and its vortex ring equivalent.

## A.4 Biot - Savart の法則

Biot-Savart の法則から渦線から誘起される速度は式 (A.3.4) で表せられる。ここでは有限長の直線渦線要素により誘起される速度を数値計算で扱いやすい形で表す。

図 A.4 で示すように、渦線要素ベクトル  $r_{12}$  の始点 1 と終点 2 から点  $P(x, y, z)$  に向かうベクトルをそれぞれ  $r_1$ ,  $r_2$  とする。また、 $r$ ,  $dr_{12}$ , 距離  $d$  および角度  $\beta$  を図 A.4 で示すようにおくと、点  $P(x, y, z)$  で誘起される速度  $\Delta u_i$  は次式のようになる。

$$\Delta u_i = \frac{\Gamma}{4\pi} \frac{|dr_{12} \times r|}{r^3} = \frac{\Gamma}{4\pi} \frac{\sin\beta}{r^2} dr_{12} = \frac{\Gamma}{4\pi d} \sin\beta d\beta \quad (\text{A.4.1})$$

よって、渦線要素ベクトル  $r_{12}$  により点  $P$  で誘起される速度  $u_i$  は、

$$u_i = \frac{\Gamma}{4\pi d} \int_{\beta_1}^{\beta_2} \sin\beta d\beta = \frac{\Gamma}{4\pi d} (\cos\beta_1 - \cos\beta_2) \quad (\text{A.4.2})$$

となる。また、図 A.4 より、

$$d = \frac{|r_1 \times r_2|}{|r_{12}|}, \quad \cos\beta_1 = \frac{r_{12} \cdot r_1}{|r_{12}| |r_1|}, \quad \cos\beta_2 = \frac{r_{12} \cdot r_2}{|r_{12}| |r_2|} \quad (\text{A.4.3})$$

となる。また速度ベクトル  $u_i$  は点  $P$  と渦の端点 1, 2 で張られる面に垂直な向きで、次のようになる。

$$u_i = \frac{r_1 \times r_2}{|r_1 \times r_2|} u_i \quad (\text{A.4.4})$$

式 (A.4.2) ~ (A.4.4) を用いると、次式となる。

$$\Delta u_i = \frac{\Gamma}{4\pi} \frac{r_1 \times r_2}{|r_1 \times r_2|^2} r_{12} \cdot \left( \frac{r_1}{|r_1|} - \frac{r_2}{|r_2|} \right) \quad (\text{A.4.5})$$

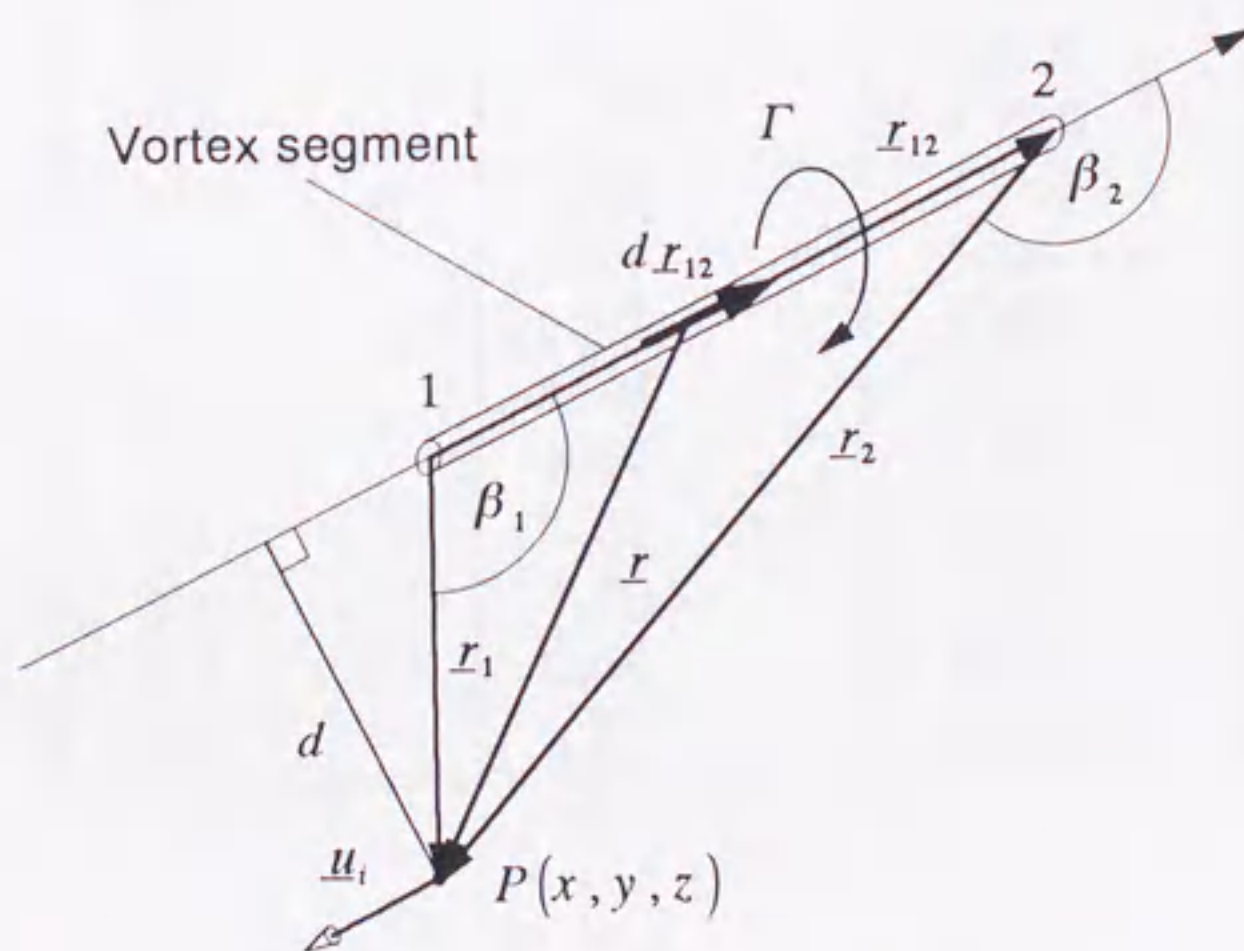


Figure A.4 Velocity induced by a finite straight vortex segment.

付録 B NACA0012 静特性データ\*

Attack angle (Degrees)	$C_L$	$C_D$
0.0	0.000	0.0079
1.0	0.110	0.0080
2.0	0.220	0.0084
3.0	0.330	0.0089
4.0	0.440	0.0098
5.0	0.550	0.0113
6.0	0.660	0.0140
7.0	0.770	0.0190
8.0	0.854	0.0250
9.0	0.935	0.0375
10.0	0.981	0.0550
11.0	0.913	0.0700
12.0	0.750	0.1000
13.0	0.690	0.1300
14.0	0.660	0.1650
15.0	0.640	0.1900
16.0	0.640	0.2100
17.0	0.650	0.2310
18.0	0.660	0.2520
19.0	0.680	0.2740
20.0	0.700	0.2970
25.0	0.800	0.4200
30.0	0.915	0.5700
35.0	1.020	0.7450
40.0	1.075	0.9200
45.0	1.085	1.0750
50.0	1.040	1.2150
55.0	0.965	1.3450
60.0	0.875	1.4700
65.0	0.765	1.5750
70.0	0.650	1.6650
75.0	0.515	1.7350
80.0	0.370	1.7800
85.0	0.220	1.8000
90.0	0.025	1.8000

\* Sheldahl, 1981 参照.

## 参考文献

本論文に関連する文献を記す。本文中での引用は [著者, 発表年] あるいは著者 [発表年] で示した。

- ・ Abbot, I. H. and von Doenhoff, A. E., 1949,  
"Theory of Wing Sections", Dover Publications, Inc..
- ・ Afjeh, A. A. and Keith Jr. T. G., 1986a,  
"A Vortex Lifting Line Method for the Analysis of Horizontal Axis Wind Turbines",  
Transactions of the ASME, Journal of Solar Energy Engineering, Vol.108, pp.303-309.
- ・ Afjeh, A. A. and Keith Jr. T. G., 1986b,  
"A Simplified Free Wake Method for Horizontal-Axis Wind Turbine Performance Prediction",  
Transactions of the ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.108, pp.400-406.
- ・ Alfredsson, P. H. and Dahlberg J-A. and Vermeulen, P. E. J., 1982,  
"A Comparison between Predicted and Measured Data from Wind Turbine Wakes",  
Wind Engineering, Vol.6, No.3, pp.149-155.
- ・ Anderson, M. B., 1980,  
"A Vortex-Wake Analysis of the Horizontal-Axis Wind Turbine and Comparison with Modified Blade Element Theory",  
3rd International Symposium on Wind Energy Systems, paper B1, pp.357-374.
- ・ 浅井 圭介, 1983,  
"非平面翼の最適設計 - 揚力と翼根曲げモーメントを与えた時の最小誘導抵抗 -",  
航空宇宙技術研究報告797号, pp.1-21.
- ・ Azuma, A. and Kawachi, K., 1979,  
"Local Momentum Theory and Its Application to the Rotary Wing",  
Journal of Aircraft, Vol.16, No.1, pp.6-14.
- ・ 東 昭, 1989,  
"航空工学I", 裳華房.
- ・ Bareiß, R. and Wagner S., 1993,  
"The Free Wake / Hybrid Wake Code ROVLM - A Tool for Aerodynamic Analysis of Wind Turbines",  
Proceedings of European Community Wind Energy Conference, Lübeck-Travemünde, pp.424-427.
- ・ Beyer, H. G., Pahlke, T., Schmidt, W., Waldl, H-P. and de Witt, U., 1994,  
"Wake Effects in a Linear Wind Farm",  
Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.51, pp.303-318.



- Betz, A., 1926,  
"Windenergie und ihre Ausnutzung durch Windmühlen",  
Vandenhoeck und Ruprecht, Göttingen.
- Broekhoven, M. J. W., 1991,  
"Calibration of Slanted Hot Wires Using the Effective Angle Approach",  
IW-91047M, Institute for Windenergy, Delft University of Technology, (in Dutch).
- Bruining, A., 1993,  
"Pressure Measurements on a Rotating Wind Turbine Blade on the Open Air Rotor Research Facility of the Delft University of Technology",  
Proceedings of European Community Wind Energy Conference, Lübeck-Travemünde, pp.376-379.
- van Bussel, G. J. W., 1990,  
"A Momentum Theory for Winglets on Horizontal Axis Windturbine Rotors and Some Comparison with Experiments",  
Proceedings of 4th IEA Symposium on the Aerodynamics of Wind Turbines, Rome, pp.1-18.
- van Bussel, G. J. W., 1993,  
"PREDICAT, First Order Performance Calculations of Windturbine Rotors Using the Method of the Acceleration Potential",  
IW-93069R, Institute for Windenergy, Delft University of Technology.
- van Bussel, G. J. W., 1995,  
"The Aerodynamics of Horizontal Axis Wind Turbine Rotors Explored with Asymptotic Expansion Methods", Doctor Thesis of Technische Universiteit Delft.
- Butterfield, C. P., Scott, G. and Musial, W., 1992,  
"Comparison of Wind Tunnel Airfoil Performance Data with Wind Turbine Blade Data",  
Transactions of the ASME, Journal of Solar Energy Engineering, Vol.114, pp.119-124.
- Chritzos, C. C., Heyson, H. H. and Boswinkle Jr., R. W., 1955,  
"Aerodynamic Characteristics of NACA 0012 Airfoil Section", NACA TN-3361.
- Dragt, J. B., 1990,  
"Atmospheric Turbulence Characteristics in the Rotating Frame of Reference of a Wecs Rotor",  
Proceedings of European Community Wind Energy Conference, Madrid, pp.274-278.
- Eggleston, D. M. and Stoddard F. S., 1987,  
"Wind Turbine Engineering Design", Van Nostrand Reinhold International Company Ltd..
- Flechner, S. G. and Jacobs, P. F., 1978,  
"Experimental Results of Winglets on First, Second and Third Generation Jet Transports", NASA CP-2036, Part II, pp.553-569.

- ・ Freris, L. L., 1990,  
"Wind Energy Conversion Systems", Prentice Hall International (U.K.) Ltd..
- ・ Frandsen, S., 1992,  
"On the Wind Speed Reduction in the Center of Large Clusters of Wind Turbines",  
Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.39, pp.251-265.
- ・ Glauert, H., 1947,  
"Elements of Aerofoil and Airscrew Theory Second Edition", Cambridge at the  
University Press.
- ・ Gohard, J. C., 1978,  
"Free Wake Analysis of a Wind Turbine Aerodynamics",  
ASRL TR-184-14, Department of Aeronautics and Astronautics, MIT.
- ・ Guj, G., Terzitta, M. and Arsuffi, G., 1991,  
"Velocity Measurements Upstream of a Windmill Rotor Model",  
Wind Engineering, Vol.15, No.5, pp.248-260.
- ・ Gyatt, G. W., Lissaman, P. B. S., 1985,  
"Development and Testing of Tip Devices for Horizontal Axis Wind  
Turbines", NASA CR-174991.
- ・ Hansen, A. C. and Butterfield, C. P., 1993,  
"Aerodynamics of Horizontal-Axis Wind Turbines",  
Annual Review of Fluid Mechanics, Vol.25, pp.115-149.
- ・ Hasegawa, Y. and van Bussel, G. J. W., 1992,  
"Application of the Asymptotic Acceleration Potential Method for the  
Calculation of Dynamic Inflow Effects on Horizontal Axis Wind Tubines",  
Proceedings of 4th International Symposium on Transport Phenomena and  
Dynamics in Rotating Machinery, Honolulu, pp.186-195.
- ・ Hasegawa, Y., Kikuyama, K. and Imamura, H., 1995a,  
"Application of Panel Method to Flow Around Horizontal Axis Windturbines",  
Proceedings of Numerical Simulations in Turbomachinery, ASME / JSME Fluids  
Engineering Division Summer Meeting, Hilton Head Island, pp.59-65.
- ・ 長谷川 豊, 菊山 功嗣, 今村 博, 1995b,  
"渦格子法による水平軸風車後流速度場の解析",  
日本機械学会論文集(B編), Vol.61, No.588, pp.3005-3011.
- ・ 長谷川 豊, 菊山 功嗣, 谷本 正信, 1995c,  
"斜めからの流入を伴う水平軸風車の特性解析",  
第35回ターボ機械協会山形講演会講演論文集, pp.76-81.
- ・ 長谷川 豊, 菊山 功嗣, 今村 博, 1995d,  
"Free Wake Model による水平軸風車の解析",  
第17回風力エネルギー利用シンポジウム講演論文集, pp.185-188.
- ・ 長谷川 豊, 菊山 功嗣, 今村 博,  
"ウイングレットを持つ水平軸風車の数値解析",  
日本機械学会論文集(B編), 投稿中.

- Heyson, H. H., Riebe, G. D. and Fulton, C. L., 1977,  
"Theoretical Parametric Study of the Relative Advantages of Winglets and Wing  
- Tip Extensions", NASA TP-1020.
- Hernandez, J. and Crespo A., 1987,  
"Aerodynamic Calculation of the Performance of Horizontal Axis Wind Turbine  
and Comparison With Experimental Results",  
Wind Engineering, Vol.11, No.4, pp.177-187.
- van Holten, Th., 1975,  
"The Computation of Aerodynamic Loads on Helicopter Blades in Forward Flight  
Using the Method of the Acceleration Potential",  
VTH-189, Department of Aerospace Engineering, Delft University of Technology.
- van Holten, Th., 1978,  
"Tipvane Research at the Delft University of Technology",  
Proceedings of 2nd International Symposium on Wind Energy Systems, pp.F2-  
13-24.
- van Holten, Th., 1982,  
"An Analytical Theory for Rotor-Tipvane Performance and Comparison with  
Experimental Results",  
Proceedings of 8th European Rotorcraft Forum, Aix-En-Provence, pp.2-1-16.
- 堀之内 芝, 猪野 寛二, 1979,  
"FA300におけるウイングレットの研究",  
第17回飛行シンポジウム講演集, pp.96-99.
- Imamura, H. and Vermeer, N-J., 1992,  
"Near Wake Measurements on a Rotor Model with Mie-vanes in the Delft Open  
Jet Tunnel",  
IW-92052R, Institute for Windenergy, Delft University of Technology.
- Ishimitsu, K. K., 1976,  
"Aerodynamic Design and Analysis of Winglets", AIAA Paper 76-940.
- Jacobs, P. F., Flechner, S. G. and Montoya, L. C., 1977,  
"Effect of Winglets on a First - Generation Jet Transport Wing. I - Longitudinal  
Aerodynamic Characteristics of a Semispan Model at Subsonic Speeds", NASA  
TN D - 8473.
- Johnson, F.T., 1980,  
"A General Panel Method for the Analysis and Design of Arbitrary Configurations  
in Incompressible Flows", NASA CR-3079.
- 亀本 喬司, 1981,  
"離散うず法について",  
ターボ機械, Vol. 9, No.5, pp.266-273.
- 亀本 喬司, 1993a,  
"乱流モデルとしての渦法の発展性 (前編: 渦法の基礎を考える)",  
数値流体力学, 第2巻第1号, pp.20-29.

- ・ 亀本 喬司, 1993b,  
“乱流モデルとしての渦法の発展性(後編:渦法で流れをとらえる)”,  
数値流体力学, 第2巻第2号, pp.28-39.
- ・ Katz, J. and Plotkin, A., 1991,  
“Low-Speed Aerodynamics from Wing Theory to Panel Method”, McGraw-Hill, Inc..
- ・ Koh, S. G. and Wood D. H., 1991a,  
“Formulation of a Vortex Wake Model for Horizontal-Axis Wind Turbines”,  
Wind Engineering, Vol.15, No.4, pp.196-210.
- ・ Koh, S. G. and Wood D. H., 1991b,  
“Implementation of a Vortex Wake Model for Horizontal-Axis Wind Turbines”,  
Wind Engineering, Vol.15, No.5, pp.262-274.
- ・ Kotb, M. A. and Abdel Haq, M. M., 1992,  
“A Rigid Wake Model for a Horizontal Axis Wind Turbine”,  
Wind Engineering, Vol.16, No.2, pp.95-108.
- ・ Lundry, J. L., 1968,  
“A Numerical Solution for the Minimum Induced Drag, and the Corresponding Loading, of Nonplanar Wings”, NASA CR-1218.
- ・ 前川 博, 1983,  
“うず理論による高速水平軸風車の性能予測”,  
日本機械学会論文集(B編), Vol.49, No.447, pp.2624-2631.
- ・ 前川 博, 1986,  
“水平軸風車における揚力面理論と数値解析”,  
日本機械学会論文集(B編), Vol.52, No.480, pp.2983-2989.
- ・ 松宮 輝, 1994,  
“ここまで来た風力発電”, 工業調査会.
- ・ Michos, A., Bergeles, G. and Athanassiadis, N., 1983,  
“Aerodynamic Characteristics of NACA 0012 Airfoil in Relation to Wind Generators”,  
Wind Engineering, Vol.7, No.4, pp.247-262.
- ・ Miller, R. H., 1983a,  
“Rotor Hovering Performance Using the Model of Fast Free Wake Analysis”,  
Journal of Aircraft, Vol.20, No.3, pp.257-261.
- ・ Miller, R. H., 1983b,  
“The Aerodynamics and Dynamic Analysis of Horizontal Axis Wind Turbines”,  
Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.15, pp.329-340.
- ・ Miller, R. H., 1984,  
“Application of Fast Free Wake Analysis Techniques to Rotors”,  
Vertica, Vol.8, No.3, pp.255-261.

- ・三宅 裕, 板東 潔, 宮脇 俊裕, 村田 暹, 1984,  
“パネル法を用いた軸流動翼の三次元流れ解析”,  
日本機械学会論文集(B編), Vol.50, No.457, pp.2143-2153.
- ・三宅 裕, 板東 潔, 倍田 芳男, 永松 茂隆, 1986,  
“遠心羽根車内ポテンシャル流れのパネル法による完全三次元解析”,  
日本機械学会論文集(B編), Vol.52, No.484, pp.3993-4000.
- ・Montoya, L. C., 1981,  
“KC-135 Winglet Flight Results”, NASA CP-2172, pp.145-156.
- ・Morino, L. and Kuo, C-C., 1974,  
“Subsonic Potential Aerodynamics for Complex Configurations : A General Theory”,  
AIAA Journal, Vol.12, No.2, pp.191-197.
- ・Musial, W. D. and Cromack D. E., 1988,  
“Influence of Reynolds Number on Performance Modeling of Horizontal Axis Wind Rotors”,  
Transactions of the ASME, Journal of Solar Energy Engineering, Vol.110, pp.139-144.
- ・Pedersen, T. F. and Antoniou I., 1989,  
“Visualization of Flow through a Stall-Regulated Wind Turbine Rotor”,  
Wind Engineering, Vol.13, No.5, pp.239-251.
- ・Pesmajoglou, S. and Graham, J. M. R., 1993,  
“Prediction of Yaw Loads on a Horizontal Axis Wind Turbine”,  
Proceedings of European Community Wind Energy Conference, Lübeck-Travemünde, pp.420-423.
- ・Prandtl, L., 1921,  
“Applications of Modern Hydrodynamics to Aeronautics”, NACA TR-116.
- ・Preuss, R. D., Suciu, E. O. and Morino, L., 1980,  
“Unsteady Potential Aerodynamics of Rotors with Applications to Horizontal-Axis Windmills”,  
AIAA Journal, Vol.18, N0.4, pp.385-393.
- ・Robison, D. J., Coton, F. N., Galbraith, R. A. McD and Vezza, M., 1995,  
“Application of a Prescribed Wake Aerodynamic Prediction Scheme to Horizontal Axis Wind Turbines in Axial Flow”,  
Wind Engineering, Vol.19, No.1, pp.41-51.
- ・Rosen, A., and Graber, A., 1988,  
“Free Wake Model of Hovering Rotors Having Straight or Curved Blades”,  
Journal of the American Helicopter Society, Vol.33, No.3, pp11-19.
- ・Rosen, A., Lavie, I. and Seginer, A., 1990,  
“A General Free-Wake Efficient Analysis of Horizontal-Axis Wind Turbines”,  
Proceedings of European Community Wind Energy Conference, Madrid, pp.264-268.

- Sadler, G. S., 1971,  
"Development and Application of a Method for Predicting Rotor Free Wake Positions and Resulting Rotor Blade Air Loads Volume I - Model and Results", NASA CR-1911.
- Sadler, G.S., 1972,  
"Main Rotor Free Wake Geometry Effects on Blade Air Loads and Response for Helicopters in Steady Maneuvers", NASA CR-2110.
- Sheldahl, E. R. and Klimas P. C., 1981,  
"Aerodynamic Characteristics of Seven Symmetrical Airfoil Sections Through 180-Degree Angle of Attack for Use in Aerodynamic Analysis of Vertical Axis Wind Turbines",  
SAND80-2114, Sandia National Laboratories.
- 清水幸丸, 吉川孝哉, 松村真次, 1990a,  
"チップペーンによる水平軸風車の増出力に関する研究(第1報, チップペーン形状と性能の関係)",  
日本機械学会論文集(B編), Vol.56, No.522, pp.495-501.
- 清水幸丸, 吉川孝哉, 梶本公彦, 1990b,  
"チップペーンによる水平軸風車の増出力に関する研究(続報, 可視化による増出力効果の解明)",  
日本機械学会論文集(B編), Vol.56, No.522, pp.502-507.
- 清水幸丸, 松村真次, 今村博, 1991,  
"チップペーンによる水平軸風車の増出力に関する研究(第3報, テーパーブレードの場合)",  
日本機械学会論文集(B編), Vol.57, No.543, pp.3845-3850.
- 清水幸丸, 今村博, 松村真次, van Bussel G.J.W., 1993a,  
"チップペーン付き水平軸風車翼端周囲の流速分布",  
日本機械学会論文集(B編), Vol.59, No.557, pp.155-160.
- Shimizu, Y., Imamura, H., Maeda, T., Matsumura, S. and van Bussel G.J.W., 1993b  
"Flow Analysis around Blade Tip of Horizontal Axis Wind turbine with Mievane",  
Proceedings of European Community Wind Energy Conference, Lübeck-Travemünde, pp.408-411.
- Simoes, F. J., and Graham, J. M. R., 1990,  
"A Free Vortex Model of the Wake of a Horizontal Axis Wind Turbine",  
Proceedings of 12th British Wind Energy Association Conference, pp.161-165.
- Simoes, F. J., and Graham, J. M. R., 1991,  
"Application of a Free Vortex Wake Model to a Horizontal Axis Wind Turbine",  
Proceedings of European Community Wind Energy Conference, Amsterdam, pp.46-50.
- Snel, H. and Schepers, J. G., 1992,  
"Engineering Models for Dynamic Inflow Phenomena",  
Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.39, pp.267-281.

- Snel, H., Houwink, R., Bosschers, J., Piers, W.J., van Bussel, G.J.W., and Bruining, A., 1993,  
"Sectional Prediction of 3-D Effects for Stalled Flow on Rotating Blades and Comparison with Measurements",  
Proceedings of European Community Wind Energy Conference, Lübeck-Travemünde, pp.395-399.
- Sørensen, J. N. and Myken, A., 1992,  
"Unsteady Actuator Disc Model for Horizontal Axis Wind Turbines",  
Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.39, pp.139-149.
- Stepniewski, W. Z. and Keys, C. N., 1981,  
"Rotary - Wing Aerodynamics", Dover Publications, Inc..
- Timmer, W. A., 1992,  
"New Profile for Windturbines; a Literature Study",  
IW-92056R, Institute for Windenergy, Delft University of Technology (in Dutch).
- 筒井 康賢, 松宮 輝, 水町 長生, 1988,  
"LDVによる風車ロータまわりの流れ計測",  
日本機械学会論文集(B編), Vol.54, No.505, pp.2471-2477.
- Vermeer, N-J. and van Bussel, G. J. W., 1990,  
"Velocity Measurements in the Near Wake of a Model Rotor and Comparison with Theoretical Results",  
Proceedings of European Community Wind Energy Conference, Madrid, pp.218-222.
- Vermeer, N-J., 1991,  
"Performance Measurements on a Rotor Model with Mie-vanes in the Delft Open Jet Tunnel",  
IW-91048R, Institute for Windenergy, Delft University of Technology.
- Vermeer, N-J., 1992,  
"Local Circulation on Rotating Wind Turbine Blades from Velocity Measurements in the Wake of a Model Rotor",  
Proceedings of 14th British Wind Energy Association Conference, Nottingham, pp.117-121.
- Vermeer, N-J. and de Boer, J. K., 1993,  
"Wake Structure of a Rotor Model in Yaw",  
Proceedings of European Community Wind Energy Conference, Lübeck-Travemünde, pp.432-435.
- Vick, B., 1993,  
"Production and Noise Improvement on the Micon 108 Wind Turbine by Modifying the Removable Tip of the AEROSTAR 9 m Blade",  
Proceedings of Windpower '93, San Francisco, pp.524-528.
- Voutsinas, S. G., Belessis, M. A. and Huberson, S., 1993,  
"Dynamic Inflow Effects and Vortex Particle Methods",  
Proceedings of European Community Wind Energy Conference, Lübeck-Travemünde, pp.428-431.

- de Vries, O., 1983,  
"On the Theory of the Horizontal-Axis Wind Turbine",  
Annual Review of Fluid Mechanics, Vol.15, pp.77-96.
- de Vries, O., 1985,  
"Comment on the Yaw Stability of a Horizontal-Axis Wind Turbine at Small  
Angles of Yaw",  
Wind Engineering, Vol.9, No.1, pp.42-49.
- Weissinger, J., 1947,  
"The Lift Distribution of Swept-Back Wings", NACA TM-1120.
- Whitcomb, R. T., 1976,  
"A Design Approach and Selected Wind-Tunnel Results at High Subsonic Speeds  
for Wing-Tip Mounted Winglets", NASA TN D-8260.
- Wilson, R. E. and Lissaman, P. B. S., 1974,  
"Applied Aerodynamics of Wind Power Machines",  
NTIS PB 238594, Oregon State University.
- Zervos, A., Huberson, S. and Hermon, A., 1988,  
"Three-dimensional Free Wake Calculation of Wind Turbine Wakes",  
Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.27, pp.65-76.



◆ 正誤表

p.64

誤 Figure 4.13 Comparison of flap bending moment  $M_f$ .

↓

正 Figure 4.14 Comparison of bending moment  $M_{tip}$  at the blade tip divided by  $(M_{f0})_4$ .

誤 Figure 4.14 Comparison of bending moment  $M_{tip}$  at the blade tip divided by  $(M_{f0})_4$ .

↓

正 Figure 4.13 Comparison of flap bending moment  $M_f$ .



inches 1 2 3 4 5 6 7 8  
cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

# Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak

Blue	Cyan	Green	Yellow	Red	Magenta	White	3/Color	Black

# Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

**A** 1 2 3 4 5 6 **M** 8 9 10 11 12 13 14 15 **B** 17 18 19

