

平成 23 年度 修士論文

パネル法による水平軸風車後流の 速度場に関する数値解析

2012 年 2 月 1 日 提出

指導教員 前田 太佳夫 教授

鎌田 泰成 准教授

村田 淳介 助教

三重大学 大学院工学研究科
博士前期課程 機械工学専攻
エネルギー環境工学研究室

伊藤 崇文

目次

第1章	緒言	1
1.1	研究背景	1
1.2	本研究の目的	2
第2章	記号および座標系	3
2.1	主な記号	4
2.2	座標系	4
2.2.1	静止座標系	4
2.2.2	翼座標系	5
2.3	主な定義式	5
2.3.1	位置の表記に用いるパラメータ	5
2.3.2	風車性能評価に用いるパラメータ	5
2.3.3	風車後流の整理に用いるパラメータ	6
第3章	パネル法による解析手法	9
3.1	基礎方程式および境界条件	9
3.2	離散化	9
3.3	自由後流モデル	11
3.4	循環定理	11
3.5	翼に働く揚力と流入角の関係	12
3.6	粘性補正	13
第4章	計算対象および計算条件	17
4.1	計算対象	17
4.1.1	風車および翼形状	17
4.1.2	計算における翼の取り扱い	17
4.2	風車性能の計算条件	18
4.3	計算結果と実験値の比較	18
4.4	風車後流の計算条件	19
第5章	解析結果	25
5.1	風車後流速度場の実験値と計算結果の比較	25
5.2	ヨー角変動が風車後流に与える影響	25
5.2.1	速度分布	25
5.2.2	風速欠損領域と自由流れ領域の境界付近における風速変動	26

5.2.3 渦度分布	27
5.3 風車後流モデルと解析値の比較	29
5.3.1 Frandsen の後流モデル	29
5.3.2 後流モデルと解析値の比較	30
第 6 章 結言	66
参考文献	68
謝辞	

第1章 緒言

1.1 研究背景

近年,世界中で温室効果ガスを発生しない再生可能エネルギーを利用した発電方法が注目されている. 例えば太陽光発電では, 2008 年スペインに世界最大となる 60MW 太陽光発電所が建設された⁽¹⁾. また, バイオマス関連ではフィンランドに 240MW の電力供給量を誇るバイオマスプラントがある⁽¹⁾. 一方, 風力発電はアメリカに 291 基の 1.5MW 級と 130 基の 2.3MW 級の風車が設置されている⁽¹⁾. インドには 1000MW の大規模ウィンドファーム (一つのサイトに複数基の風車を設置した発電施設) が建設された⁽¹⁾. また, 洋上風力発電ではイギリスの北海洋上に並ぶ風力発電施設があり, 194MW の発電量を誇る⁽¹⁾. このように再生可能エネルギーの中でも風力を利用した発電が盛んに行われている. その理由として, 風力発電は他の発電方法に比べると建設経費が安いこと, 単位面積当たりの出力が高いこと⁽²⁾ および政府による優遇政策等があることが挙げられる. 例えば, アメリカでは風力発電の導入促進のため, 風力発電量に応じた生産税額控除 (PTC) という減税措置が実施されている. また, 中国は 2007 年に「再生可能エネルギー中長期発展計画」を発表, 2020 年までに 100GW 超の風力発電設備容量を目標に掲げている. このような各国における政治的な支援や方策もあり, ドイツやアメリカなどの先進国だけでなく, インドや中国, 南米などの発展途上国においても積極的に導入されている. その結果, 2000 年にはおよそ 30GW であった世界の風力発電容量は, 2011 年には 194GW にまで増加し⁽³⁾, 今後もますます増加することが予想される.

風車を設置する際は, 単基で設置するのではなく, 上記のようなウィンドファームとして設置するのが主流になっている. これは風車を単基で設置するよりも, 好風況な土地の有効利用や, 道路や送電線などのインフラの集約といった利点があるためである. ウィンドファームにおいて, 風向によっては風上側にある風車の後流 (風車回転面を通過したことでエネルギー抽出された減速流れ) が風下側にある風車に流入することがある. この後流は風車通過前と比べて風速が減少し, 風向や風速の変動が大きくなる. そのため後流が風下側の風車に流入した場合, 風速の減少による発電量の低下や, 風向および風速変動に基づく荷重変動の増加による下流側風車の寿命の低下といった問題が生じる. そのため風車後流を正確に把握し, 風車後流が下流側風車へ流入することを防ぐように風車配置を最適化すれば, 風力エネルギー獲得の増加や風車の長寿命化を実現できると考えられる.

風車後流の研究はとくに洋上風車について盛んに行われており, Rebecca Barthelmie や Jochen Cleve らは洋上ウィンドファームを対象として実測データと後流モデルの比較を行った⁽⁴⁾⁽⁵⁾. また, 後流に関する研究は洋上風車以外にも行われており, 風洞実験において乱流格子と複数のモデル風車を用いて出力や風の乱流強度が後流に与える影響について検討を行ったものもある⁽⁶⁾⁽⁷⁾. しかしこれらの研究は乱流強度の低い洋上や風向が変化しない風洞で行われた研究のため, 高い乱流強度や斜めから流入する風が風車後流に与える影響については未解明である. また自然風況下においては風向や風速が常に変動しているため, その影

響を考慮した後流モデルが必要である。

1.2 本研究の目的

屋外に試験風車を設置して行うフィールド実験では、流入風条件の設定が困難であり、実験装置や実験に多大な時間と労力が必要である。一方、風洞実験では実機スケールの風車を扱うことや屋外と同等の乱れを含んだ風を再現することは困難である。これらに対して数値計算は風車の翼型を変更することや、流入角や乱流強度などの流入条件を任意で設定することができる。そのため、風車の研究において数値解析の果たす役割は大きいと考えられる。

そこで、本研究では流入風の速度分布や乱れなどの様々な流入条件を考慮した風車後流モデルの開発を最終目的とし、風車後流を数値計算により明らかにする。また、風車回転面への流入角を変化させ、風車後流に及ぼす影響について解析を行った。

第2章 記号および座標系

2.1 主な記号

a_0	: 揚力傾斜	[1/rad]
A	: ロータの受風面積= πR^2	[m ²]
b	: 計算対象とした翼根から翼先端までの翼幅長=0.2	[m]
c	: 翼弦長	[m]
C_d	: 抗力係数	
C_l	: 揚力係数	
C_p	: 出力係数	
C_T	: 推力係数	
D	: 風車のロータ直径=0.5	[m]
H	: 風車のハブ高さ=0.5	[m]
i	: 翼弦方向のパネル番号	
j	: 翼幅方向のパネル番号	
l	: 揚力	[N]
\mathbf{n}	: 単位法線ベクトル	[m]
N	: ロータ翼1枚についてのパネル分割数	
N_B	: 翼枚数	
N_{BLADE}	: ロータ翼上パネル枚数	
N_{WAKE}	: 後流パネル枚数	
Q	: 風車回転軸トルク	[N・m]
r	: ロータ半径位置	[m]
\mathbf{r}	: 位置ベクトル	[m]
r'	: 特異要素から \mathbf{r} までの距離	[m]
\mathbf{r}_b	: 翼座標上撰点の位置ベクトル	[m]
r_w	: 後流渦パネルの位置	[m]
R	: 風車のロータ半径=0.25	[m]
S	: 風速変動の標準偏差	[m/s]
t	: 時間	[s]
T	: ロータ推力	[N]
TI	: 乱流強度	
u_i	: 誘導速度	[m/s]
U	: 局所風速	[m/s]
U_0	: 主流風速=7	[m/s]
U_b	: 相対流入速度	[m/s]
U_N	: 主流方向の無次元風速	

V	: 水平方向速度	[m/s]
V_N	: 水平方向の無次元速度	
W	: 鉛直方向速度	[m/s]
W_0	: 一様流速度ベクトル	[m/s]
W_{ave}	: 平均風速	[m/s]
W_N	: 鉛直方向の無次元速度	
x	: 主流方向位置	[m]
y	: 水平方向位置	[m]
y_b	: 翼幅方向位置	[m]
z	: 鉛直方向位置	[m]
α	: 迎角	[deg]
α_{eff}	: 有効迎角	[deg]
α_g	: 幾何迎角	[deg]
α_{ind}	: 誘導迎角	[deg]
β	: ピッチ角	[deg]
Γ	: 循環量	[m ² /s]
ε	: 渦線コア半径	[m]
ζ	: 渦度	[1/s]
θ	: 局所ねじり角	[deg]
λ	: 周速比	
μ	: 二重湧き出し強さ	[m ² /s]
ρ	: 空気密度	[kg/m ³]
σ	: 湧出し強さ	[m/s]
Φ	: 摂動速度ポテンシャル	[m ² /s]
Φ^*	: 速度ポテンシャル	[m ² /s]
Φ_0	: 一様流速度ポテンシャル	[m ² /s]
Φ_{yaw}	: ヨー角	[deg]
Ψ	: 風車のアジマス角	[deg]
ω	: 風車ロータ回転の角速度	[rad/s]
Ω	: 風車ロータ回転の角速度ベクトル	[rad/s]

2.2 座標系

2.2.1 静止座標系

図 2.1 に示すように静止座標系は風車翼の回転中心 O を原点とし，主流方向，水平方向，鉛直方向にそれぞれ x , y , z 軸をとる．また， xy 平面内に速度成分を持つ斜め流入風を取り扱う場合，斜め流入角（ヨー角） Φ_{yaw} は風車回転軸と主流方向のなす角とし，風車を上か

ら見たとき反時計回りを正とする．図 2.2 に上流側から見た風車ブレードのアジマス角 Ψ を示す．基準翼の位置が鉛直上向き方向にくる位置をアジマス角 0deg とする．また，風車回転面を上流側から見て時計回りの方向を正とする．

2.2.2 翼座標系

図 2.3 に示すように翼を基準とした相対座標系を導入する．相対座標の原点は静止座標系の原点と一致させる．翼の 1/4 弦線上で翼端方向に z_b 軸，翼面上で翼の回転により受ける相対流入風速の方向（翼弦方向）に y_b 軸ととり， x_b 軸を静止座標系の x 軸に一致させる．この $x_b y_b z_b$ 系を翼座標系（添字 b で表示）と定義する． z_b 軸と y 軸とのなす角をアジマス角（翼の位置角） Ψ と定義すると，静止座標系と翼座標系の間には，式(2.1)の関係が成り立つ．

$$\begin{aligned} x_b &= x \\ y_b &= y \cos \Psi + z \sin \Psi \\ z_b &= -y \sin \Psi + z \cos \Psi \end{aligned} \quad (2.1)$$

2.3 主な定義式

2.3.1 位置の表記に用いるパラメータ

本論文では位置の表記に，主流方向位置 x ，鉛直方向位置 z をそれぞれロータ直径 D で除した無次元主流方向位置 x/D ，無次元鉛直方向位置 z/D を用いる．また水平方向位置 y をロータ半径 R で除した無次元水平方向位置 y/R を用いる．

2.3.2 風車性能評価に用いるパラメータ

出力特性の評価には，ロータ回転面に流入する風エネルギーに対する風車出力の比である出力係数 C_p を用いる．出力係数 C_p は次式のように定義する．

$$C_p = \frac{Q\omega}{\frac{1}{2}\rho A U_0^3} \quad (2.2)$$

ここで Q は風車回転軸トルク， ω はロータ回転角速度， ρ は空気密度， A はロータの受風面積である．理論上の最高効率（Betz 限界）は $16/27$ （ ≈ 0.59 ）である．

また，ロータ面に発生するロータ軸方向の力と流入風の動圧の比である推力係数 C_T を用いる．推力係数 C_T は次式のように定義する．

$$C_T = \frac{T}{\frac{1}{2}\rho A U_0^2} \quad (2.3)$$

ここで T はロータ推力である．

風車の運転状態は主流風速に対する風車翼端速度の比である周速比 λ を用いる．周速比 λ は次式のように定義する．

$$\lambda = \frac{R\omega}{U_0} \quad (2.4)$$

ここで U_0 は主流風速， R はロータ半径， ω はロータ回転角速度である．また，翼素の迎角は周速比 λ によって決まるので，主流風速が変化しても周速比 λ が同じであれば同じ迎角となる．

2.3.3 風車後流の整理に用いるパラメータ

風速の乱れを評価するために，風速変動の局所標準偏差 S を局所平均風速 W_{ave} で除した乱流強度を用いる．乱流強度は次式のように定義する．

$$TI = \frac{S}{W_{\text{ave}}} \quad (2.5)$$

また，後流内速度を一般化するため局所風速 U を主流風速 U_0 で除した主流方向の無次元風速 U_N を用いる．主流方向の無次元風速 U_N は次式のように定義する．

$$U_N = \frac{U}{U_0} \quad (2.6)$$

同様に，水平方向風速 V と主流風速 U_0 で除した水平方向と鉛直方向の無次元風速 V_N を用いる．水平方向の無次元風速 V_N を次式のように定義する．

$$V_N = \frac{V}{U_0} \quad (2.7)$$

また，後流内の空間的な速度変化を評価するために，渦度 ζ を用いる．渦度 ζ は次式のように定義する．

$$\zeta = \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \quad (2.8)$$

ここで U は主流方向の局所風速， V は水平方向の局所風速である．

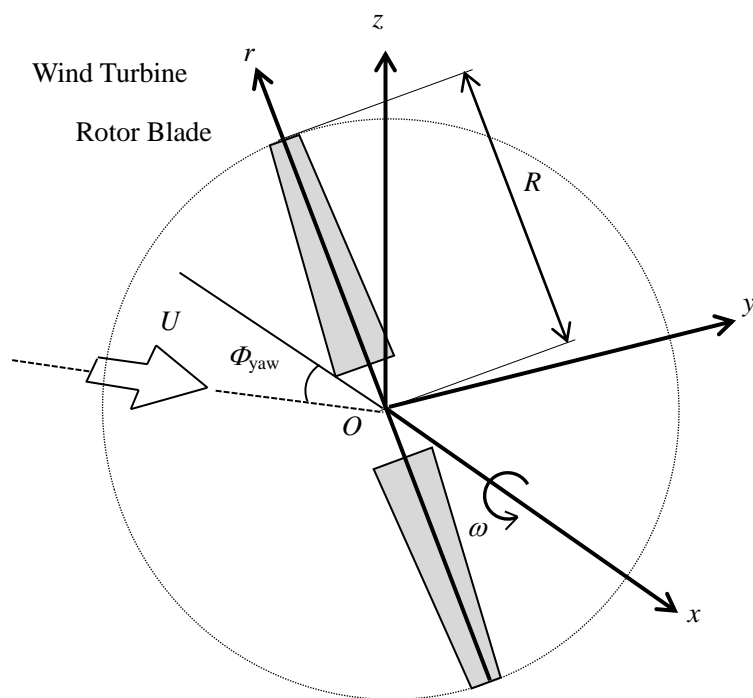


Fig. 2.1 Definition of Coordinate Systems

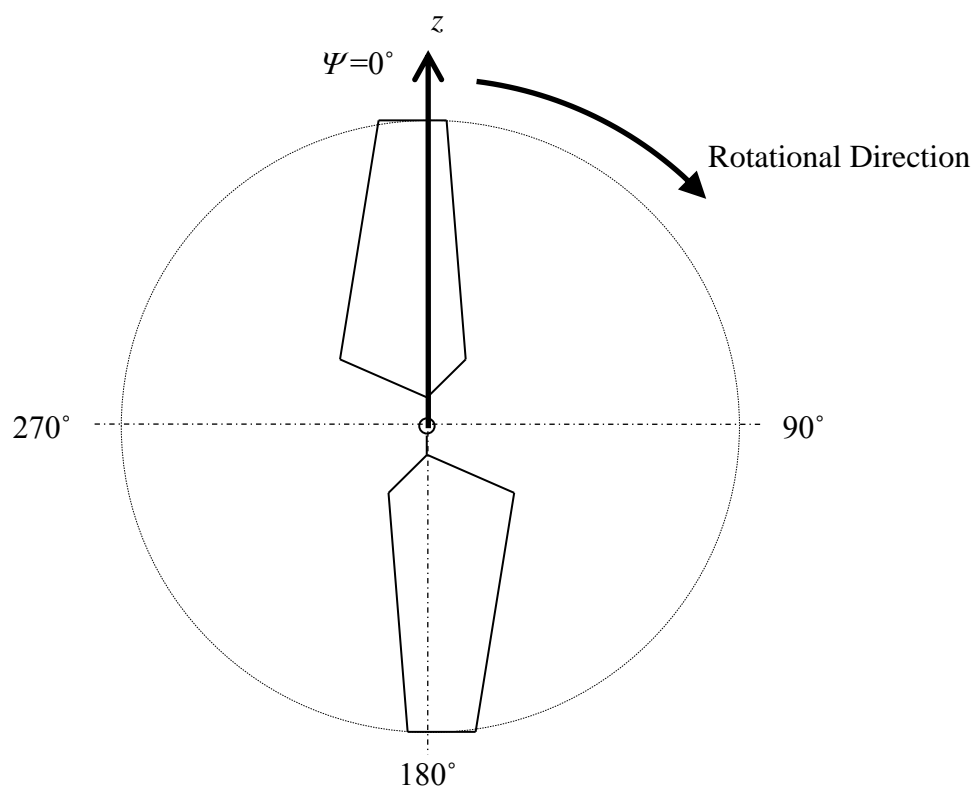


Fig. 2.2 Definition of Azimuth Angle (View From Upstream)

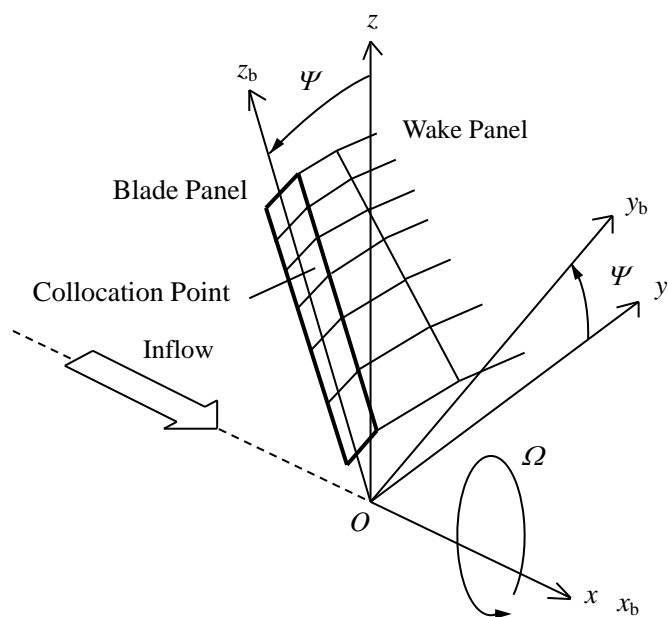


Fig. 2.3 Stationary System and Rotor Blade Reference Coordinate System

第3章 パネル法による解析手法

3.1 基礎方程式および境界条件

三次元物体周りの非粘性・非圧縮流れに対する支配方程式は、次式で表される速度ポテンシャル Φ^* の Laplace 方程式となる.

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

$\mathbf{W}_0 = \nabla \Phi_0$ を満足する一様流速度ポテンシャル Φ_0 と摂動速度ポテンシャル Φ を用いることにより, 速度ポテンシャル Φ^* は次式のようになる. ここで \mathbf{W}_0 は一様流速度ベクトルである.

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

Φ について Green の恒等式を用いると, 式(3.1)の一般解は, 物体表面上に分布させた特異要素の湧出し σ と二重吹出し μ を用いた次の境界積分方程式を満たす.

$$\Phi^*(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{\text{BLADE+WAKE}} m \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} \frac{1}{r'} dS + \frac{1}{4\pi} \int_{\text{BLADE}} \sigma \frac{1}{r'} dS + \Phi_0 \quad (3.3)$$

ここで $\partial/\partial \mathbf{n}$ は物体表面上の単位法線ベクトル \mathbf{n} による方向微分で, \mathbf{r} は位置ベクトル, \mathbf{r}' は特異要素から \mathbf{r} までの距離である. また, S は境界面, BLADE は翼表面, WAKE は厚みのない後流渦面を表す.

式(3.3)の Φ^* を求めるために, 翼表面において翼に垂直方向の速度成分が零となる Neumann 型の境界条件($\partial \Phi' / \partial \mathbf{n} = 0$)を用いる. 図 2-2 の翼座標系(x_b, y_b, z_b)では, この境界条件は次式のように表される.

$$(\mathbf{W}_{b,0} - \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}_b + \nabla \Phi) \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (3.4)$$

ここで, $\boldsymbol{\Omega}$ は風車ロータ回転の角速度ベクトル, \mathbf{r}_b は翼座標系での位置ベクトルである.

3.2 離散化

式(3.4)の解法として, 渦格子法 (Vortex Lattice Method) を用いる. 式(3.3)において湧出し要素を $\sigma = 0$ として翼の上面と下面を四辺形パネル要素に分割する. この際, 翼幅方向は翼端および翼根部における翼幅方向の循環量の勾配 $\partial \Gamma / \partial y_b$ が大きいいため, 余弦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で密にすることにより計算精度を向上させている. この離散化されたパネルをここでは物理パネル (Blade Panel) と呼ぶ.

翼弦方向 i 番目, 翼幅方向 j 番目のパネル要素が持つ空気力学的効果は, 循環量 Γ_{ij} の渦糸

を四辺に持つ渦格子パネル (Vortex Panel) により表される。渦格子パネルは図 3.1 に示すように、翼弦方向には各物理パネルの 1/4 弦線上に、翼幅方向には物理パネルと一致させて渦線を配置する。この渦格子パネルは、二重吹出し μ が均一に分布するパネル要素と等価である。

未知の循環量 Γ_{ij} を決定する方法として撰点法を用いる。 Δc_{ij} を i, j 番目の物理パネル要素の翼弦方向の長さとし、 Δb_{ij} を i, j 番目の物理パネル要素の翼幅方向の長さとする。撰点 (Collocation Point) を各物理パネル要素の翼弦方向に後縁側から物理パネル要素の翼弦方向の長さの 1/4 ($\Delta c_{ij}/4$)、翼幅方向には物理パネル中心 ($\Delta b_{ij}/2$) に定める。撰点は解析的に求められる位置である。この翼要素上に配置した撰点において、全ての渦線要素から誘起される速度を Biot-Savart 則により計算し、条件式(3.4)に代入すると、未知の翼パネル循環量 Γ_{ij} に関する次の代数方程式が得られる。

$$\sum_{m=1}^{N_{\text{BLADE}}} [B_m \Gamma_m + (\mathbf{W}_0 - \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}_b)_m \cdot \mathbf{n}] + \sum_{n=1}^{N_{\text{WAKE}}} C_n \Gamma_n = 0 \quad (3.5)$$

B_m , C_n はそれぞれ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り、 N_{BLADE} および N_{WAKE} はそれぞれ翼パネル枚数および後流パネル枚数である。誘導速度の計算にはパネル四辺すべての渦糸が用いられる。式(3.5)で表される代数方程式の行列解法として LU 分解法を用い、連立一次方程式の解である翼上の渦パネルの循環量を求める。この時に用いられる行列は式(3.6)で表される。

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1N} & a_{1(N+1)} & \dots & a_{1(N_B \cdot N)} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2N} & a_{2(N+1)} & \dots & a_{2(N_B \cdot N)} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{N1} & a_{N2} & \dots & a_{NN} & a_{N(N+1)} & \dots & a_{N(N_B \cdot N)} \\ a_{(N+1)1} & a_{(N+1)2} & \dots & a_{(N+1)N} & a_{(N+1)(N+1)} & \dots & a_{(N+1)(N_B \cdot N)} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{(N_B \cdot N)1} & a_{(N_B \cdot N)2} & \dots & a_{(N_B \cdot N)N} & a_{(N_B \cdot N)(N+1)} & \dots & a_{(N_B \cdot N)(N_B \cdot N)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Gamma_1 \\ \Gamma_2 \\ \vdots \\ \Gamma_N \\ \Gamma_{N+1} \\ \vdots \\ \Gamma_{(N_B \cdot N)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{RHS}_1 \\ \text{RHS}_2 \\ \vdots \\ \text{RHS}_N \\ \text{RHS}_{N+1} \\ \vdots \\ \text{RHS}_{N_B \cdot N} \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

ここで N はロータ翼 1 枚についてのパネル分割数であり、 N_B はロータ翼枚数を示す。すなわち、 $1 \sim N$ はロータ翼 1 枚目についての値であることを意味し、 $N+1 \sim 2N$ は 2 枚目という

ように以下 N_B 枚目までを意味する。RHS は、すべての後流パネルから各パネル撰点へ誘導される速度の垂直方向成分である。

3.3 自由後流モデル

後流渦パネルの位置 r_w の計算には、時間ステップ Δt が進行する毎に各パネル節点を局所の速度で移流させる自由後流モデル（Euler 法）を用いる。

$$r_w(t+\Delta t) = r_w(t) + (W_0 + u_i)\Delta t \quad (3.7)$$

節点での局所速度は、一様流速度ベクトル 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。

1 つの渦線により誘導される速度 Δu_i の計算には Biot-Savart 則を用いる。図 3.2 に示す通り、渦線要素ベクトル r_{12} の始点 1 と終点 2 から計算点 $P(x, y, z)$ へ向かうベクトルをそれぞれ r_1, r_2 とするとき、渦要素 r_{12} により誘起される速度 Δu_i は、

$$\Delta u_i = \frac{\Gamma}{4\pi} \frac{r_1 \times r_2}{|r_1 \times r_2|^2} r_{12} \cdot \left(\frac{r_1}{|r_1|} - \frac{r_2}{|r_2|} \right) \quad (3.8)$$

となる。式(3.8)を用いて Δu_i を求める際に、計算点 P が翼線要素のコア半径 ε ($=10^{-27}$) 内にある場合は $\Delta u_i=0$ とする。

翼から放出される後流渦が移流される際には、翼周りの循環量が Kelvin の定理により保存される。式(3.6)の連立一次方程式を計算することで求められる渦格子パネルの循環量は、図 3.3 に示されるように、実際にパネル境界に存在する循環量は隣接する 2 つのパネルの循環量の差となる。循環量の翼弦方向の積分値は計算対象としている翼幅位置における空気力学的効果を示す。このため、後縁にある渦パネルの循環量は、計算対象としている翼全体の循環量をもっている。したがって式(3.9)で示すように翼上面および下面の後縁パネルの循環量の差 $\Gamma_{TEupper} - \Gamma_{TElower}$ を保存し、図 3.4 に示される通り、後縁パネルを移流させる。

$$\Gamma_{WAKE}(t) = \Gamma_{TEupper}(t-\Delta t) - \Gamma_{TElower}(t-\Delta t) \quad (3.9)$$

ここで Γ_{WAKE} は後流パネルの循環量を表し、 $t-\Delta t$ は 1 ステップ前の時刻を表す。

3.4 循環定理

翼に働く揚力は Kutta-Joukowski の定理より求められる。翼幅方向位置 z_b の翼素に発生する局所揚力 $L_{invisid}(z_b)$ は次式により求められる。

$$L_{invisid}(z_b) = \rho U_b \Gamma(z_b) \Delta z_b = l_{invisid}(z_b) \Delta z_b$$

$$U_b = \sqrt{(u_{b,0} + \Omega z_b)^2 + w_{b,0}^2} \quad (3.11)$$

ここで、 ρ は流体密度、 U_b は翼座標系 $x_b y_b$ 平面内の翼への相対流入速度、 Δz_b はパネル翼幅方向の長さであり、 l_{invisid} は非粘性計算時の単位幅あたりに発生する局所揚力である。局所揚力係数は次式で与えられる。

$$C_{l,\text{invisid}}(z_b) = \frac{l_{\text{invisid}}(z_b)}{\frac{1}{2} \rho U_b^2} \quad (3.12)$$

式(3.10), (3.12)で計算される局所揚力および局所揚力係数には粘性の影響は考慮されていない。

3.5 翼に作用する揚力と流入角の関係

パネル法による計算では翼面上の揚力分布の時間変化を求めているが、非粘性流れを仮定しているため、剥離などによる失速、あるいは粘性による影響を直接算出することが不可能であり、翼型の二次元静特性データを用いて粘性の影響を推定することとなる。この際には、翼素に流入する迎角を定義する必要がある。二次元流れの場合、迎角は一樣流入風と翼弦線とのなす角度で定義されるが、三次元回転流れにおいて、迎角を決定することは困難である。

図 3.5 は翼への相対流入速度および流入角の関係を示している。 β はピッチ角、 α_g は相対一樣流れとピッチ角によって定められる幾何迎角、 α_{ind} は誘導速度による迎角の減少分（誘導迎角）、 α_{eff} は式(3.13)で表される有効迎角である。

$$\alpha_{\text{eff}} = \alpha_g - \alpha_{\text{ind}} \quad (3.13)$$

薄翼近似の場合、図 3.5 に示すように、有効迎角は 1/4 弦線上における一樣流入風速、翼の束縛渦および後流の自由渦からの誘導速度を用いて求めることができる。しかし、翼の厚みを考慮して解析を行う場合、あるいは、実験により求める場合には翼の厚みの存在により 1/4 弦線への流れには物理的な意味はない。このため実験では、前縁より十分上流での流入風を測定し有効迎角を決定する方法が通常用いられている。しかし、後流の自由渦による誘導速度は、測定位置によって変化し、また前縁付近では束縛渦による吹き上げ効果が支配的になり、流れが複雑になるため、流入風の代表点を決定することが困難である。二次元風洞実験では、誘導速度を含まない一樣流入速度ベクトルと翼弦線とがなす角を翼の迎角と定義している。これに対し風車の風洞試験およびフィールド試験においては、前縁から翼弦線方向にピトー管を延ばし、流入風の誘導速度を含む速度場を観察して迎角を決定しているものもある⁽⁸⁾が、ピトー管の位置は各実験者が任意に定めている。この方法以外には、三次元試験によりよどみ点位置（あるいは翼周りの圧力分布）を測定し、二次元静特性試験のよ

どみ点位置（あるいは翼周りの圧力分布）と一致した時の迎角を三次元の迎角と定義する方法がある．しかしこれらの迎角の定義は，剥離の翼幅方向への伝播が起きるなど三次元効果が表れた場合，同じ迎角でも二次元の圧力分布とは異なった圧力分布となる．したがって，三次元流れの迎角を適切に表していないとされている⁽⁸⁾．このように三次元回転系流れにおいて，迎角を一意的に決定する方法は確立されていない．

本研究では，各パネル列に対して，3.4 節で述べた局所の揚力係数 $C_{l,invisid}(y_b)$ を用い循環定理から迎角を算出し，この迎角を翼素を代表する迎角 α と定義する（図 3.6①）．

$$\begin{aligned}\alpha(y_b) &= \frac{C_{l,invisid}(z_b) - C_{l\alpha=0}}{a_0} \\ &= \frac{1}{a_0} \left\{ \frac{l_{invisid}(z_b)}{\frac{1}{2} r \left((u_{b,0} + \Omega z_b)^2 + w_{b,0}^2 \right) c(z_b)} - C_{l\alpha=0} \right\}\end{aligned}\quad (3.14)$$

ここで， a_0 は揚力傾斜， $C_{l\alpha=0}$ は $\alpha=0$ の揚力係数である．二次元薄翼の揚力傾斜は，非粘性，非圧縮性を仮定した二次元薄翼理論より近似的に 2π と求められる．厚翼や複雑な反り線を持つ翼の場合，揚力傾斜は 2π からずれが生じる．そこで，翼型の静特性データより，線形性が認められる小さな迎角の範囲で最小二乗近似より揚力傾斜を決定する．

3.6 粘性補正

前項までに説明した計算法においては，非粘性流れを仮定しているため，粘性の影響を考慮する必要がある．

本研究では，非粘性の計算過程終了後に，二次元翼型特性データを用いて補正を行う．式 (3.14) によって求められた迎角 (図 3.6 中の $\alpha(z_b)$) に対し，二次元翼性能計算コード `xflr` を用いて計算した翼型特性データを用いて，粘性の影響を考慮した揚力係数 $C_l(z_b)$ (図 3.6②) および抗力係数 $C_d(z_b)$ (図 3.6③) を算出する．

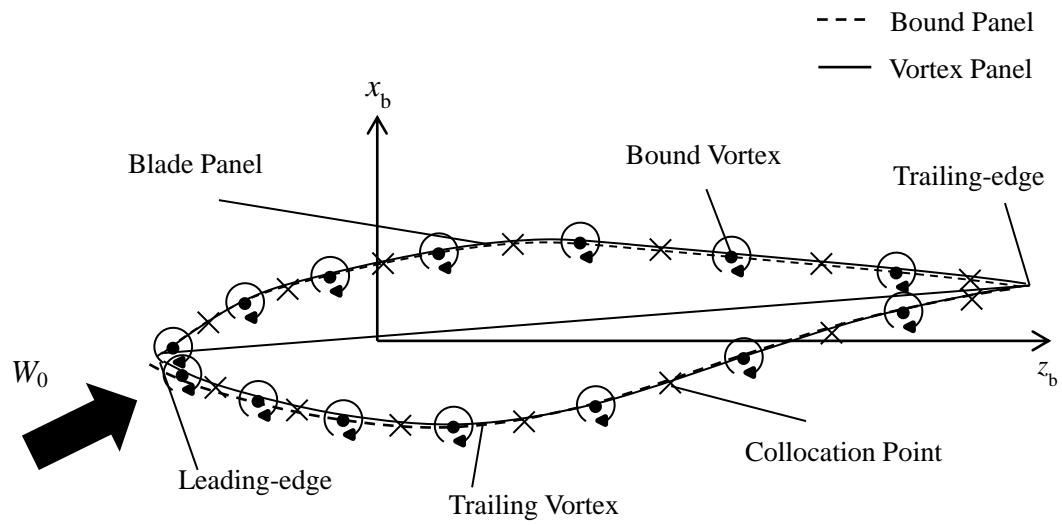


Fig. 3.1 Discretization of Blade Panel

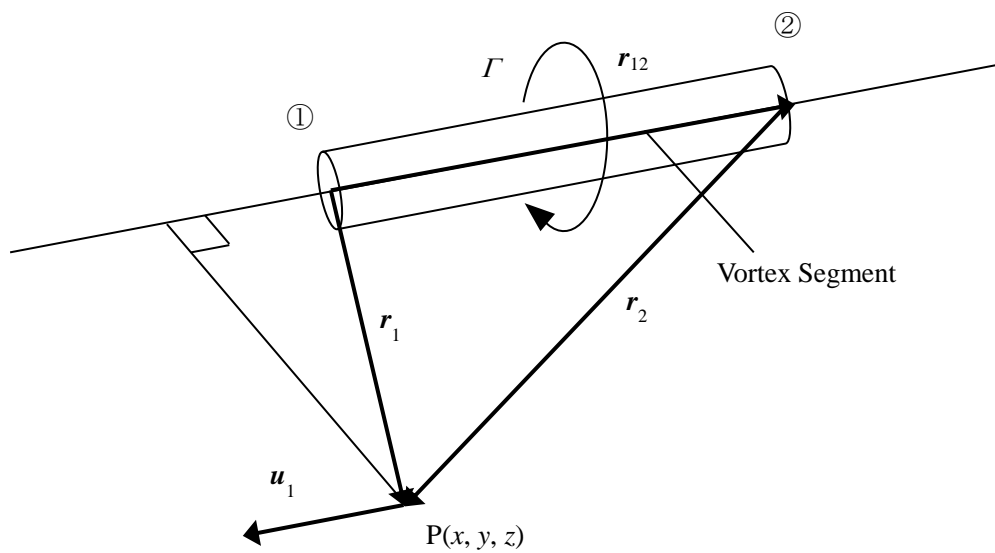


Fig. 3.2 Velocity Induced by a Finite Straight Vortex Segment

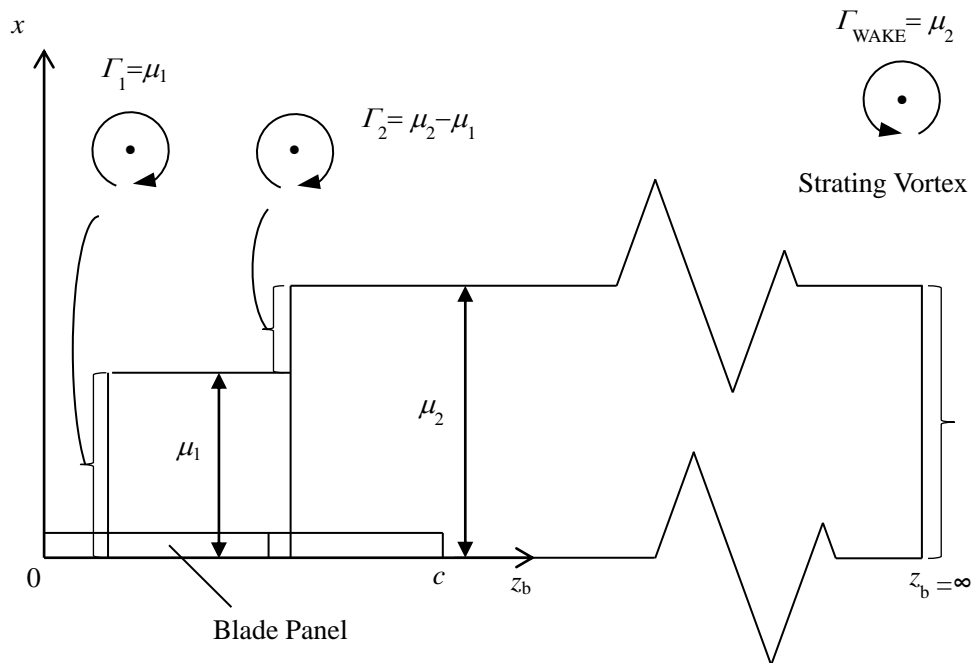


Fig. 3.3 Constant-Strength Doublet Element Representation of the Blade

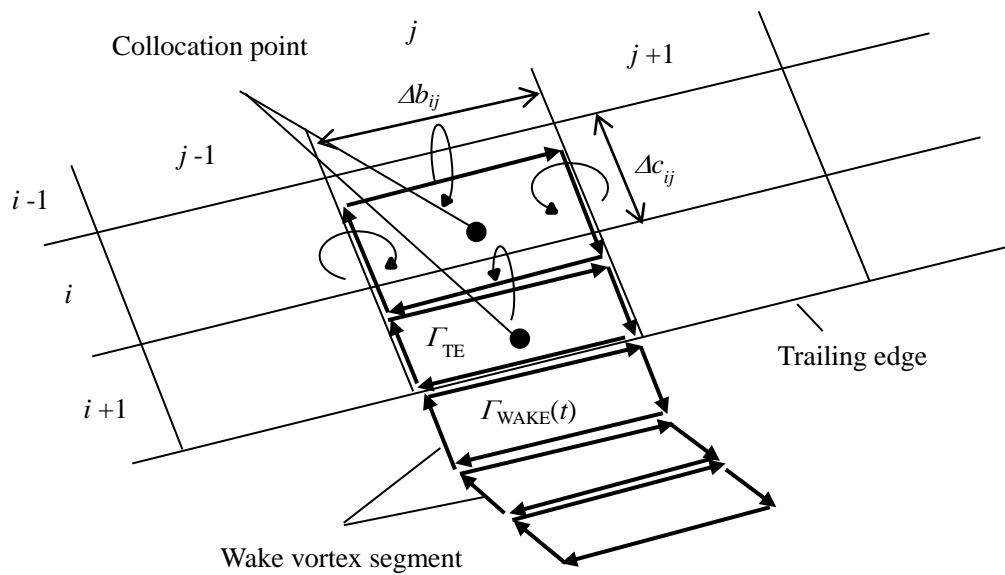


Fig.3.4 Schematic Description of Trailing-Edge and Wake Row

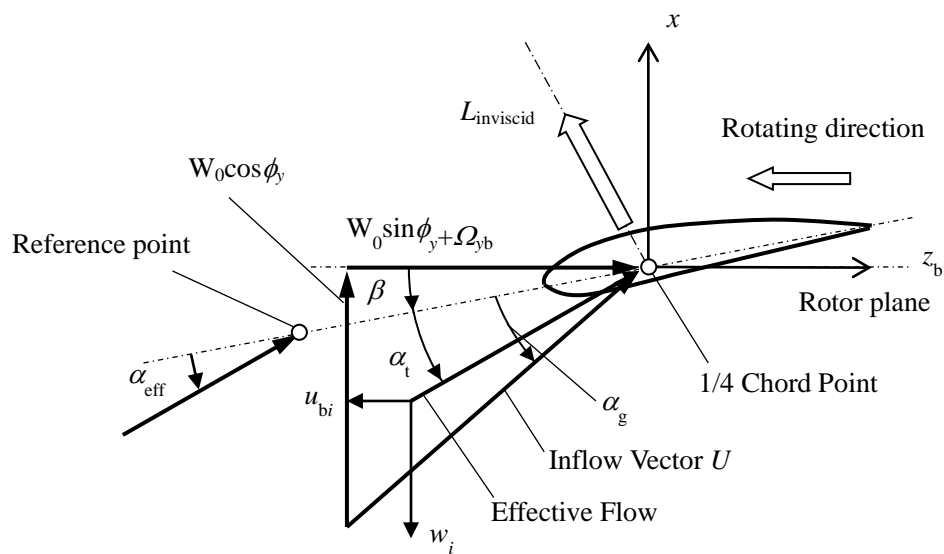


Fig.3.5 Definition of Angle of Attack

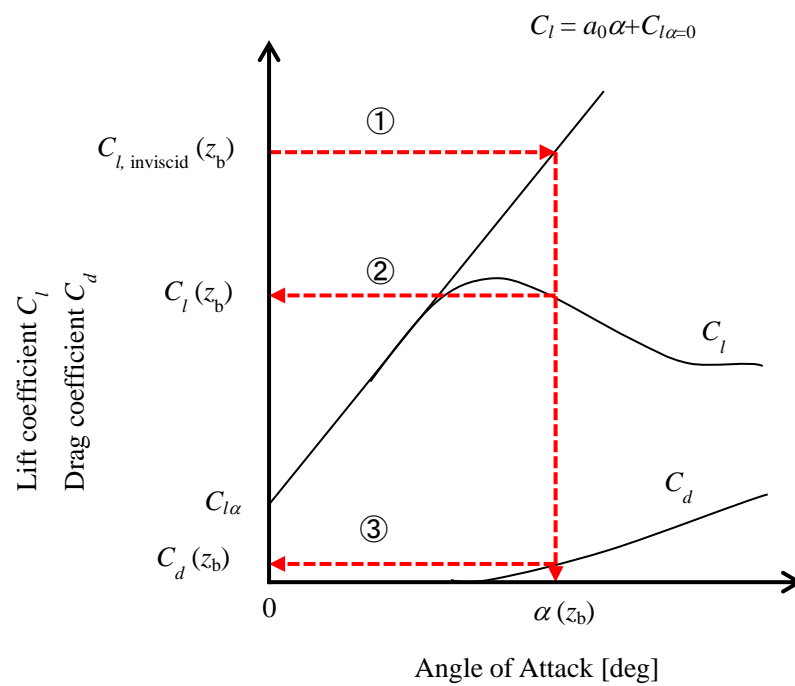


Fig3.6 Process for Viscous Correction

第4章 計算対象および計算条件

4.1 計算対象

4.1.1 風車および翼形状

図 4.1 に本研究において計算対象にした風車の模式図および写真を示す。この供試風車は三重大学ベンチャー・ビジネス・ラボラトリーに設置されている回流式大型風洞で行われた実験で使用された風車である⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。供試風車はロータ直径 $D=500[\text{mm}]$ 、ハブ高さ $H=500[\text{mm}]$ の 2 枚翼アップウィンド型水平軸風車である。ナセル断面は 30mm 角, タワー直径は 25.4mm である。ロータ回転方向は風車を上流側から見て時計回りである。

図 4.2 および表 4.1 に各半径位置の翼弦長 c , ねじり角 θ および翼断面形状を示す。この供試翼は, 翼素運動量理論に基づき設計されている。各半径位置の翼型は $r/R=0.1$ で円形断面, $r/R=0.2\sim 0.8$ で NACA63(3)-618, $r/R=0.9\sim 1.0$ で NACA63(2)-215 となっている。 $r/R=0.8\sim 0.9$ の間は滑らかにつながるようにしてある。翼スパンは 225mm で, 翼弦長は $r/R=0.2$ で 122.4mm, $r/R=1.0$ で 70.6mm である。この供試風車は実機風車と比べてロータ直径が小さいため, レイノルズ数の低下による風車空力性能の低下が懸念される。そのため翼のレイノルズ数の低下を防ぐために, 翼弦長の大きな翼を用いている。また, 翼弦長を大きくすることでロータのソリディティの増加による最適周速比の低下が懸念されるため, 翼枚数を通常より少ない 2 枚翼としている。さらに, 翼は軽量化のため, FRP 製の中空構造を採用している。

Table 4.1 Blade Geometry

r/R	Chord Length c [mm]	Twist Angle θ [°]	Blade Cross Section
0			
0.1	20.0	23.8	Cylinder
0.2	122.4	23.8	NACA63(3)-618
0.3	115.9	17.0	NACA63(3)-618
0.4	109.5	11.6	NACA63(3)-618
0.5	103.0	8.3	NACA63(3)-618
0.6	96.5	5.0	NACA63(3)-618
0.7	90.0	2.8	NACA63(3)-618
0.8	83.6	1.3	NACA63(3)-618
0.9	77.1	0.8	NACA63(2)-215
1.0	70.6	0.0	NACA63(2)-215

4.1.2 計算における翼の取り扱い

本供試翼は各半径位置において翼型が異なっている。しかし, パネル法を用いたプログラム内で翼型を変更することは困難である。そこで今回の解析では表 4.2 のようにロータ翼の

断面形状を全て NACA63(3)-618 として扱い, 3.6 節で述べた粘性補正に使用する二次元翼特性データを半径方向位置の Re 数で変更するものとする. すなわち半径方向位置 $r/R=0.9\sim 1.0$ において翼断面形状は NACA63(3)-618 として扱っているが, 粘性補正のための二次元翼特性データは NACA63(2)-215 のデータを用いて計算している. なお, $r/R=0.1$ の円断面は空力計算に考慮しておらず, 今回の解析では $0.2 \leq r/R \leq 1.0$ の範囲の翼部分のみを空力計算の対象とし, $r/R < 0.2$ の範囲およびナセルは考慮していない.

上記風車を用いて行われた風洞実験で得られた風車性能および後流のデータ⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾を計算結果との比較に使用する. なお, この実験に使用された風洞の乱流強度は 0.5%であるが, 数値計算においては乱流強度を考慮せずに計算を行った.

Table 4.2 Specifications of Blade Data

r/R	Experimental Blade Cross-Section	Analysis Blade Cross-Section	Analysis Blade Characteristic Data
0			
0.1	Cylinder		
0.2	NACA63(3)-618	NACA63(3)-618	NACA63(3)-618
0.3	NACA63(3)-618	NACA63(3)-618	NACA63(3)-618
0.4	NACA63(3)-618	NACA63(3)-618	NACA63(3)-618
0.5	NACA63(3)-618	NACA63(3)-618	NACA63(3)-618
0.6	NACA63(3)-618	NACA63(3)-618	NACA63(3)-618
0.7	NACA63(3)-618	NACA63(3)-618	NACA63(3)-618
0.8	NACA63(3)-618	NACA63(3)-618	NACA63(3)-618
0.9	NACA63(2)-215	NACA63(3)-618	NACA63(2)-215
1.0	NACA63(2)-215	NACA63(3)-618	NACA63(2)-215

4.2 風車性能の計算条件

風車性能の計算は, ロータ翼を翼弦方向に上下面合わせて 16 個, 翼幅方向に 10 個, 計 160 個のパネルに分割して行った. 計算ステップ幅は, 1 ステップ毎にアジマス角 Ψ が 10deg 回転し, 36 ステップでロータ翼が 1 回転するものとする. 計算はロータ翼 15 回転分, すなわち 540 ステップ行った. 主流風速 U_0 は実験と同じとし $U_0=7$ [m/s], 回転数を 300~1300rpm, 翼のピッチ角 β を $\beta=0, 2, 4, 6, 8$ [deg] として計算した. なお, ピッチ角 β はロータ回転面と翼端の翼弦線のなす角と定義し, 前縁が主流の上流側に傾く方向を正とした.

4.3 計算結果と実験値の比較

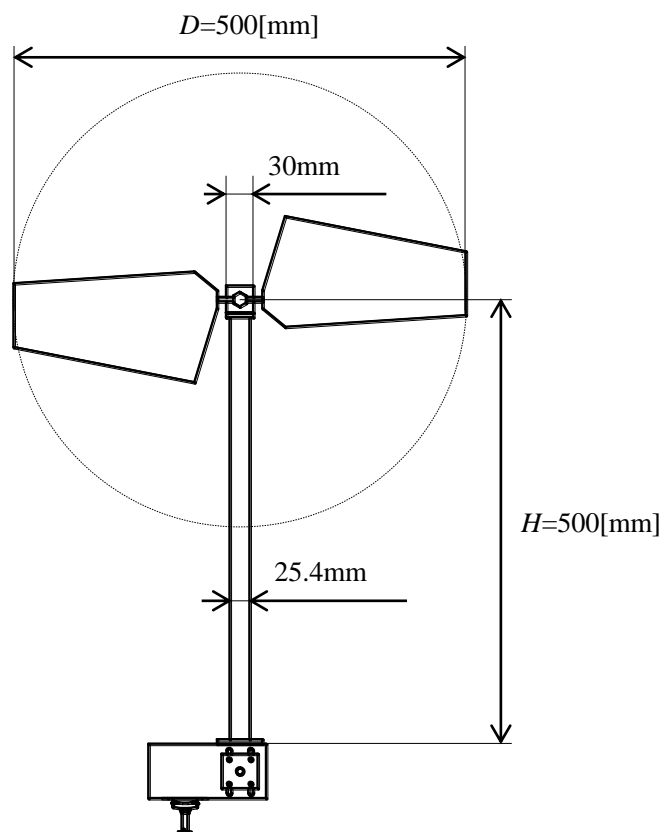
風車の各々のピッチ角における数値計算の出力係数曲線を図 4.3 に, 実験の出力係数曲線を図 4.4 に示す. 図は横軸に周速比 λ , 縦軸に出力係数 C_p を示す. 最大の出力係数を示す最適ピッチ角は数値計算, 実験ともに $\beta=4$ [deg] であり, 最適ピッチ角は一致していることが

確認できる．図 4.5 に最適ピッチ角である $\beta=4$ [deg]のときの数値計算と実験の出力係数曲線の比較を示す．実験の最大出力係数は周速比 $\lambda=3.3$ の時に $C_p=0.33$ であり，数値計算の結果は $\lambda=3.7$ の時に $C_p=0.33$ である．実験と数値計算の出力係数曲線はおおよそ一致しており，今回用いた風車性能の数値計算手法は妥当であるといえる．

図 4.6, 4.7 にヨー角に対する風車の性能係数と推力係数の変化を示す．図は横軸にヨー角 ϕ_{yaw} ，縦軸に出力係数 C_p および推力係数 C_T を示す．図よりヨー角が大きくなるほど出力および推力は低下している．これはロータ面に対して垂直な成分の流速が減少したためである．

4.4 風車後流の計算条件

風車後流の計算は，性能の計算同様ロータ翼を翼弦方向に上下面合わせて 16 個，翼幅方向に 10 個，計 160 個のパネルに分割して行った．計算ステップ幅も性能の計算と同じである．計算ステップは，ロータ翼 30 回転分すなわち 1080 ステップ行った．これは風車後流内の任意の位置の風速と，同じ位置の 36 ステップ（風車 1 回転）前の風速の差が 100 分の 1 以下になるタイムステップである．なお，本研究では，風速の差が 100 分の 1 であれば，計算が収束したと判断した．主流風速 U_0 は実験と同じ $U_0=7$ [m/s]とし，ピッチ角 β は最適ピッチ角である $\beta=4$ [deg]とし，周速比は計算において出力が最大となる周速比 $\lambda=3.7$ とした．ヨー角 ϕ_{yaw} は $\phi_{yaw}=0, \pm 10, \pm 20, \pm 30$ [deg]で計算を行った．後流の評価位置は無次元主流方向位置 $x/D=0.1\sim 0.9$ の範囲で 0.1 毎， $x/D=1.0\sim 10.0$ の範囲を 1.0 毎，無次元水平方向位置 $|y/R|\leq 6.0$ の範囲を 0.04 毎とし，鉛直方向は風車回転軸の高さである $z/D=0$ の位置で一定とした．

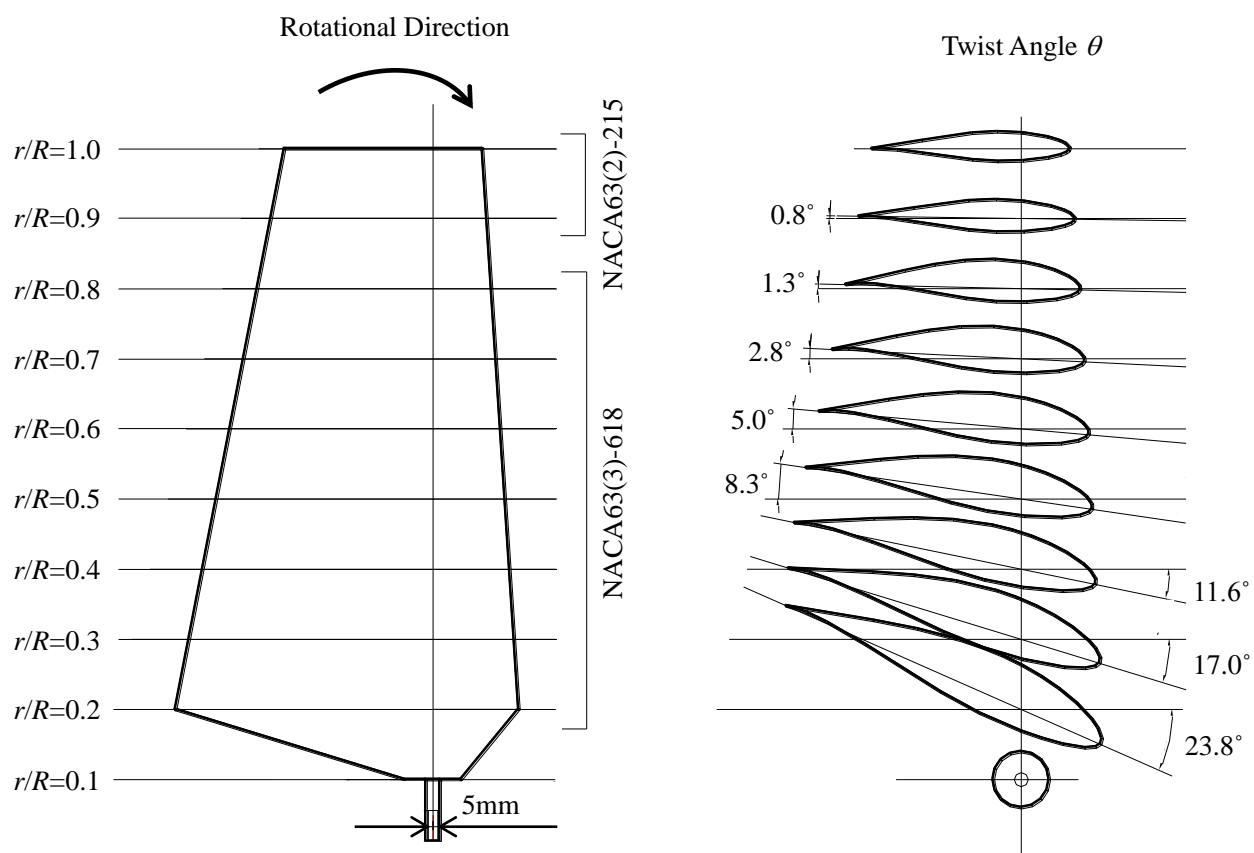


(a) Geometry of Test Wind Turbine



(b) Photograph of Test Wind Turbine

Fig. 4.1 Test Wind Turbine



(a) Chord Length and Twist Distributions



(b) FRP Blade

Fig. 4.2 Test Blade

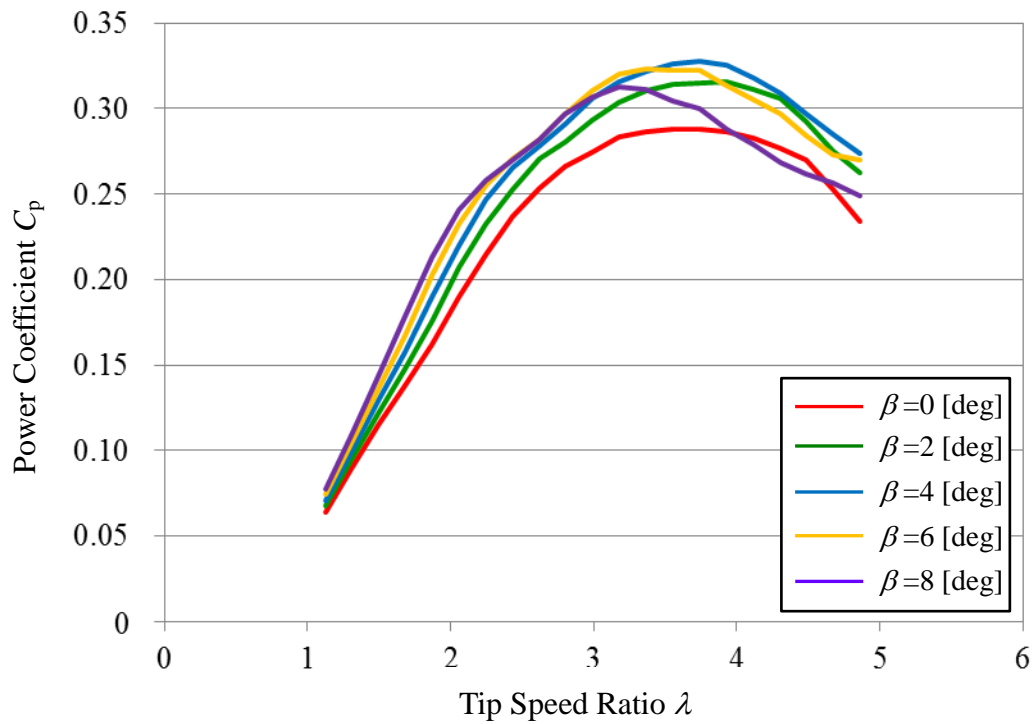


Fig. 4.3 Calculated Power Coefficient Curve

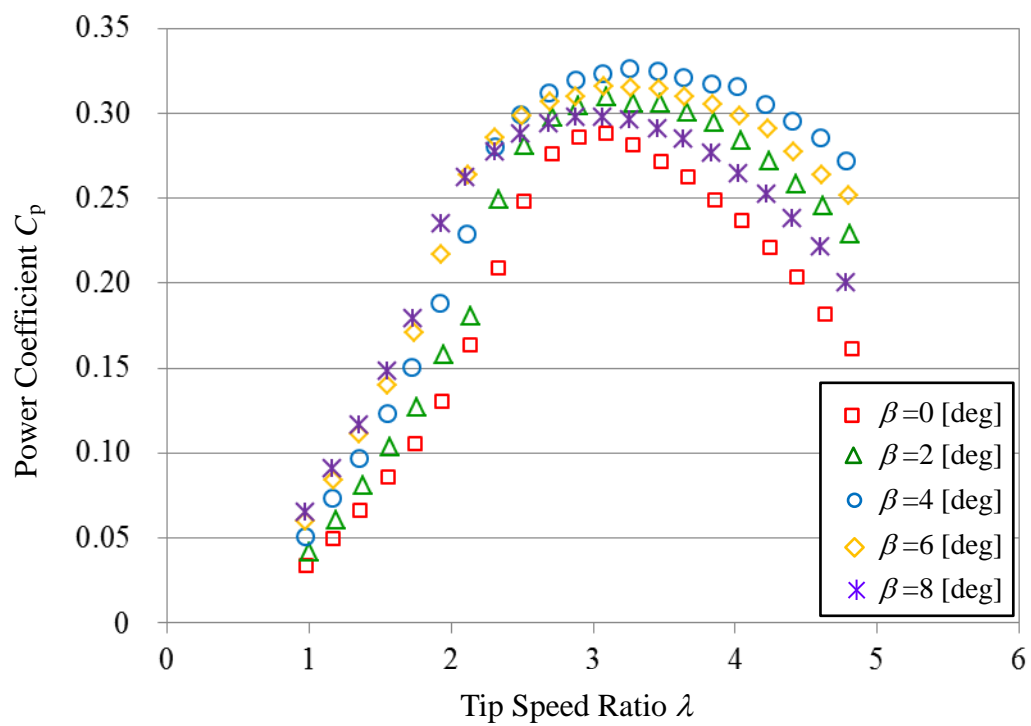


Fig. 4.4 Experimental Power Coefficient Curve

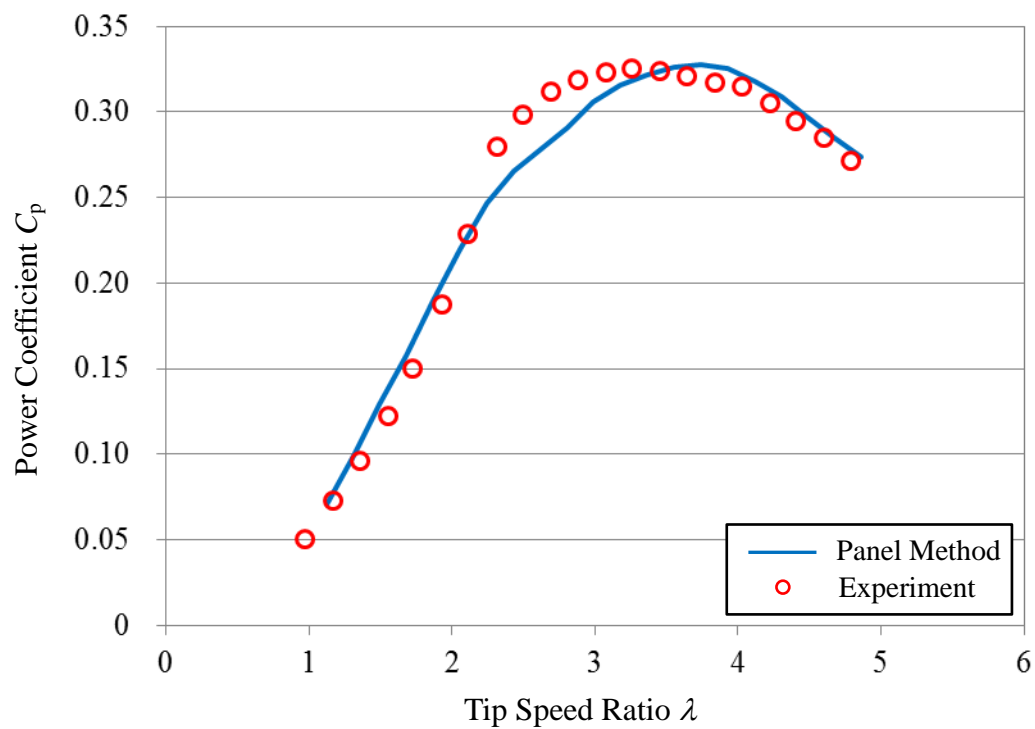


Fig. 4.5 Comparison between Calculated and Experimental Power Coefficient Curve
($\beta=4$ [deg])

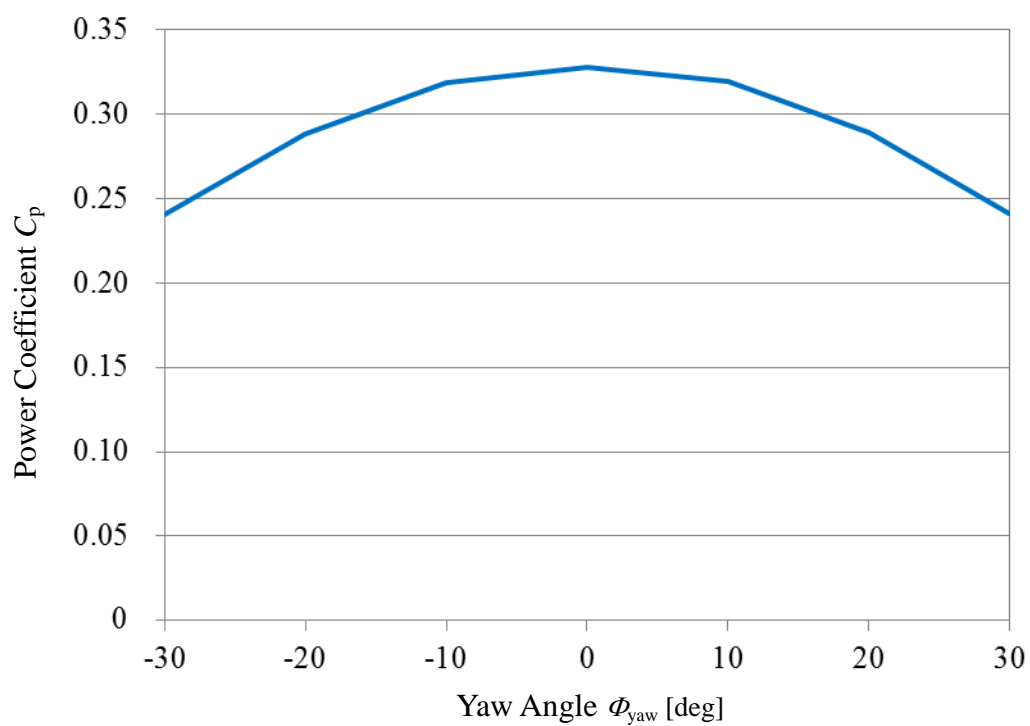


Fig. 4.6 Calculated Power Coefficient Curve as a Function of Yaw Angle

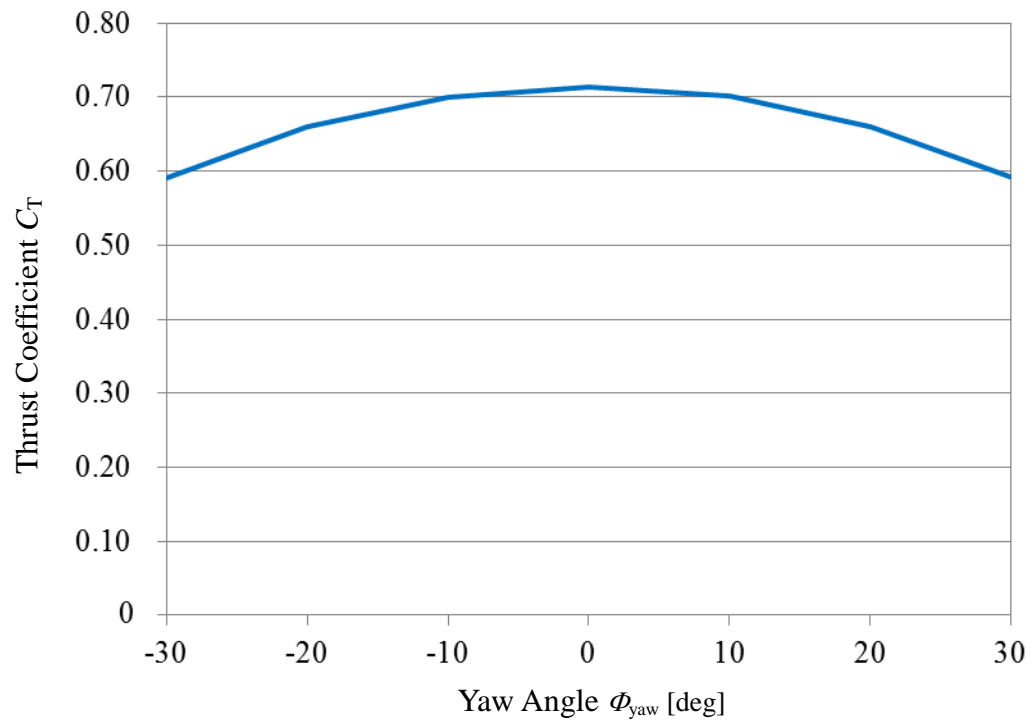


Fig. 4.7 Calculated Thrust Coefficient Curve as a Function of Yaw Angle

第5章 解析結果

5.1 風車後流速度場の実験値と計算結果の比較

図5.1に最適周速比で運転される風車後流の速度分布形状の実験値と解析結果の比較を示す。図は横軸に無次元主流方向位置 x/D ，無次元風速 U_N ，縦軸に無次元水平方向位置 y/R をとっており，横軸の1目盛の間隔が無次元風速 $U_N=1$ に対応する。ロータの占める範囲は $|y/R| \leq 1.0$ である。実験においては， $|y/R| \leq 0.06$ の範囲にナセルが存在している。自由流れ領域は $y=0$ から水平方向外側へ向かって，無次元風速が初めて 0.95 以上になる点以降と定義し，それまでの無次元風速が 0.95 未満になる範囲を風速欠損領域と定義する。また，後流中心は風速欠損領域の間にある無次元風速が 0.95 以上となっている領域の中心と定義する。

図より，解析においては，風速欠損領域は $y=0$ を中心に対称となっている。 $x/D=1$ の位置で $|y/R| \leq 0.32$ の範囲で $U_N > 1$ になっているのは，今回の計算では， $|r/R| < 0.2$ の範囲の翼およびナセルを考慮していないため，その範囲を流入風が吹き抜けているためであると考えられる。実験値と比較すると， $x/D=1, 2, 3$ において風速欠損領域の幅はほぼ一致しており， $x/D=1$ においては風速の減速量もほぼ一致している。また，実験においては， x/D の増加にしたがい，風速欠損領域の幅は大きくなり，後流の速度分布の形状が二山形状から一山形状へと変化する。一方，計算に使用したパネル法は非粘性解析を基にしているため，後流内での粘性の影響を無視している。そのため粘性による渦の拡散や散逸は考慮していない。しかし $x/D \geq 5$ の位置で風速欠損領域の形状が変化し， $x/D=5 \sim 6$ にかけて風速欠損領域の形状が一山形状へ変化している。これは計算ステップの増加とともに渦パネルの相対的な位置関係にずれが生じ，渦構造が崩壊したためだと考えられる。

5.2 ヨー角変動が風車後流に与える影響

5.2.1 速度分布

図5.2に最適周速比で運転されるヨー角 $\phi_{yaw} = \pm 30[\text{deg}]$ における風車後流の速度分布形状の解析結果の比較を示す。図は横軸に無次元主流方向位置 x/D と無次元風速 U_N ，縦軸に無次元水平方向位置 y/R をとっており，横軸の1目盛の間隔が無次元風速 $U_N=1$ に対応する。図より， $\phi_{yaw}=30[\text{deg}]$ と $-30[\text{deg}]$ で $y=0$ を中心に対称となっている。ゆえに以降は， $\phi_{yaw} \geq 0$ の条件について論じる。図5.3にヨー角 $\phi_{yaw}=0, 10[\text{deg}]$ ，図5.4はヨー角 $\phi_{yaw}=0, 20[\text{deg}]$ ，図5.5はヨー角 $\phi_{yaw}=0, 30[\text{deg}]$ の条件における計算結果を示す。また，図5.6に後流速度分布形状のヨー角の比較を示す。図5.3より， $\phi_{yaw}=0$ のとき風車後流の中心は $y=0$ と一致している。また，図5.3～5.5より，すべてのヨー状態において，下流にいくにしたがい，後流中心と $y=0$ との距離が大きくなっている。図5.6より風車近傍 ($x/D \leq 0.8$) において上流側回転面 ($y < 0$) よりも下流側回転面 ($y > 0$) の範囲のほうが風速の減速率が大きく，後流速度分布も広がっている。これは下流側の後流速度分布が上流側よりも広く，発生する誘導速度が大きくなるためだと考えられる。図5.6よりヨー角が大きいほど，回転面上流側と

下流側の減速率の差は大きくなる傾向を示す。

また、 $x/D=1$ における後流中心は、 $\Phi_{yaw}=10[\text{deg}]$ のとき $y/R=0.08$ 、 $\Phi_{yaw}=20[\text{deg}]$ のとき $y/R=0.18$ 、 $\Phi_{yaw}=30[\text{deg}]$ のとき $y/R=0.33$ なので、 $\Phi_{yaw}=10, 20, 30[\text{deg}]$ の流入角に対し、風速欠損領域はそれぞれ 5deg, 10deg, 19deg 傾斜しており、ヨー角が大きいほど大きく偏向する傾向がある。

5.2.2 風速欠損領域と自由流れ領域の境界付近における風速変動

図 5.7 に $\Phi_{yaw}=0[\text{deg}]$ における、無次元主流方向位置 $x/D=1$ での無次元風速 U_N の BIN 平均の実験値と計算結果の比較を示す。図は横軸にアジマス角 $\Psi[\text{deg}]$ 、縦軸に無次元風速 U_N をとっている。図より、実験値と解析結果いずれの y/R についても無次元風速は、ロータの回転周期の 2 倍の周期で変動している。これは供試風車が 2 枚翼であるため、ロータ 1 回転につき 2 回の後流渦を発生するためである。また、無次元風速 U_N の BIN 平均は風車の翼端の位置にあたる $y/R=-1.0$ よりも水平方向外側 ($y/R<-1.0$) と内側 ($y/R>-1.0$) で傾向が異なる。図 5.8 に翼端渦の模式図を示す。 $y/R<-1.0$ で翼端渦の誘導速度の方向と主流の方向が一致する時に無次元風速 U_N の値は大きくなる。対して、 $y/R>-1.0$ では翼端渦の誘導速度の方向と主流の方向が反対であるため、無次元風速 U_N の値が小さくなったと考えられる。解析と実験で無次元風速 U_N が変動するアジマス角が解析と実験で異なっている。これは解析において誘導速度を正確に計算できていないためだと考えられる。しかし無次元風速 U_N がロータの回転周期の 2 倍の周期で、 $y/R=-1.0$ の外側と内側で逆向きに変動していることから、解析において翼端渦の形状を再現できていると考えられる。

次に、自由流れ領域と風速欠損領域の境界付近の風速変動について考察する。図 5.9 に $\Phi_{yaw}=0[\text{deg}]$ における、無次元主流方向位置 $x/D=0.1$ での無次元風速 U_N をアジマス角で BIN 平均した計算結果を示す。図 5.9 より、 $y/R=-1$ のとき主流方向向きに、 $y/R=-1.04$ のとき主流方向逆向きに無次元風速 U_N が大きくなっており、翼端 ($y/R=-1$) の内側と外側で $x/D=1$ のときと逆向きになっている。これは $x/D=0.1$ は風車に非常に近い位置であるため、翼端から発生した渦が完全に渦の形状を形成していないためだと考えられる。また、図 5.10 に $x/D=0.1$ の位置における水平方向の無次元風速 V_N の BIN 平均の計算結果を示す。 $y/R=-1$ の位置で無次元風速 U_N が変動する $\Psi=160, 340[\text{deg}]$ における無次元風速 V_N はロータ翼の外側 ($y/R<-1.0$) に向けて大きくなっている。よって、この位置では斜め下流向きの流れが発生していることが分かる。一方、 $y/R=-1.04$ の位置で無次元風速 U_N が変動する $\Psi=140, 320[\text{deg}]$ における無次元風速 V_N はロータ翼の内側 ($y/R>-1.0$) に向けて大きくなっている。よって、この位置では斜め上流向きの流れが発生していることが分かる。一方、 $y/R>0$ の範囲においては、無次元風速 U_N は $y/R<0$ の範囲と同じアジマス角で無次元風速が変動しているが、無次元風速 V_N は $y/R<0$ の範囲と同じアジマス角で無次元風速が逆向きに変動している(図 5.11～5.12 参照)。これは供試風車が 2 枚翼風車であるためである。

図 5.13～5.16 に自由流れ領域と風速欠損領域の境界付近の $\Phi_{yaw}=30[\text{deg}]$ における、無次元主流方向位置 $x/D=0.1$ での無次元風速 U_N および V_N のアジマス角の BIN 平均の計算結果を

示す．図より $\Phi_{yaw}=0[\text{deg}]$ の時と同様に，無次元風速 U_N が変動するピークがある．しかし $\Phi_{yaw}=0[\text{deg}]$ の時と比べ，変動は小さい．無次元風速 V_N も U_N と同様， $\Phi_{yaw}=0[\text{deg}]$ の時と比べ変動は小さい．これは $\Phi_{yaw}=30[\text{deg}]$ においては翼端渦が斜めに発生するため，主流方向および水平方向成分の風速が小さいためだと考えられる．一方， $y/R>0$ の範囲においては，無次元風速 U_N および V_N はほとんど変動していない．これによりヨー状態において，上流側回転面よりも下流側回転面のほうが後流速度分布は広がっているが，風速の変動は小さいことが確認できる．

図 5.17～5.20 に $\Phi_{yaw}=0[\text{deg}]$ における，無次元主流方向位置 $x/D=1$ での無次元風速 U_N および V_N をアジマス角で BIN 平均した計算結果を示す．図 5.17 より， $y/R=-1.08$ のとき主流方向逆向きに， $y/R=-1.12$ のとき主流方向向きに無次元風速 U_N が大きくなっている．これにより，翼端渦の中心は $x/D=1$ では $-1.12 < y/R < -1.08$ の間にあることが確認できる．また，図 5.17～5.20 より，無次元風速 U_N は $y/R>0$ と $y/R<0$ において同じアジマス角のとき無次元風速が変動しており，無次元風速 V_N は $y/R>0$ と $y/R<0$ において同じアジマス角で無次元風速が逆向きに変動している． $x/D=0.1$ の位置と同様の傾向が確認できた．図 5.21～5.24 に $\Phi_{yaw}=30[\text{deg}]$ における，無次元主流方向位置 $x/D=1$ での無次元風速 U_N および V_N のアジマス角の BIN 平均の計算結果を示す．図より $\Phi_{yaw}=30[\text{deg}]$ における， $x/D=0.1$ の位置と同様に，回転面の下流側における風速はほとんど変動していない．したがって，ヨー状態における自由流れ領域と風速欠損領域の境界付近では，回転面上流側よりも下流側のほうが，風速の変動が小さい傾向がある．

5.2.3 渦度分布

図 5.25～5.28 に $\Phi_{yaw}=0, 10, 20, 30[\text{deg}]$ における解析値の渦度分布を示す．図は横軸に無次元主流方向位置 x/D ，縦軸に無次元水平方向位置 y/R をとっている．渦度は主流方向と水平方向の速度場から式(2-9)を用い鉛直方向成分を計算した．渦度は風車上流側から見て反時計回りの渦を正，時計回りの渦を負とする．すべての条件において，アジマス角 Ψ が $\Psi=0, 30, 60, 90, 120, 150, 180, 210, 240, 270, 300, 330[\text{deg}]$ のときの瞬間値の速度場から渦度を計算した．図 5.25 に $\Psi=0[\text{deg}]$ のときの渦度分布を示す．図 5.25(a)より， $\Phi_{yaw}=0[\text{deg}]$ のとき $y=0$ を中心に対称に渦が分布している． $|y/R|=1$ 付近に分布している渦は翼端渦で， $|y/R|=0.2$ 付近に分布している渦は翼根渦である．また， $|\zeta|\geq 20$ となっている領域は下流にいても，偏向していない．次に，アジマス角 $\Psi=30[\text{deg}]$ のときの渦度分布を図 5.25(b)に示す． $\Psi=0[\text{deg}]$ の時と比べると， $|y/R|=1$ 付近で渦度が高い領域が広がっている．また， $|\zeta|\geq 20$ となっている領域は $\Psi=0[\text{deg}]$ の時と同じく，偏向していない．図 5.26(c)より， $x/D<0.8$ の $|y/R|=1$ 付近にある渦は，渦度が $|\zeta|\geq 200$ の領域があるが， $x/D>0.8$ で $|y/R|=1$ 付近にある渦は，渦度が $|\zeta|\geq 100$ の領域は存在しない．よって，アジマス角の変化にともない，渦の形状が変化しているのが確認できる．図 5.25(a)～(g)から，発生した渦がアジマス角の変化とともに下流へ流れていく様子が確認できる．また，発生する渦は，直線 $y=0$ と平行に下流に流れている．図 5.25(a)，(g)より， $\Psi=0[\text{deg}]$ のときの渦度分布は $\Psi=180[\text{deg}]$ のときの渦度

分布と酷似している。また、図 5.25(h)～(l)より $\Psi=210\sim 330[\text{deg}]$ の渦度分布は $180[\text{deg}]$ 前の渦度分布とそれぞれ酷似していることが確認できる。これは供試風車が 2 枚翼であるため、ロータ 1 回転につき 2 回の周期で渦が発生するためだと考えられる。ゆえに、以降はアジマス角 Ψ が 0, 30, 60, 90, 120, 150, 180[deg] について考察を行う。

図 5.26 に $\Phi_{\text{yaw}}=10[\text{deg}]$ のときの渦度分布を示す。図 5.26(a)より、 $\Phi_{\text{yaw}}=0[\text{deg}]$ のときと同様、 $x/D=0.1$ の $|y/R|=1$ 付近で翼端渦、 $|y/R|=0.2$ 付近で翼根渦がそれぞれ形成されている。 $\Phi_{\text{yaw}}=0[\text{deg}]$ のとき、渦は偏向しなかったが、 $\Psi=10[\text{deg}]$ においては下流にいくにしたがい、偏向しているのが確認できる。ここで、翼端渦が偏向する角度について検討する。 $0.1 \leq x/D \leq 0.3$ および $0.7 \leq x/D \leq 0.9$ の範囲で、 $|y/R|=2$ から $y=0$ へ向かって、渦度が初めて $|\zeta| \geq 20$ となる点を線で結び、その線と直線 $y=0$ の 2 つの線がなす角を偏向角と定義する。なお、上流側回転面から発生した渦の偏向角を θ_{up} 、下流側回転面から発生した渦の偏向角を θ_{down} とする。図 5.26(a)～(g)より、 $\Phi_{\text{yaw}}=10[\text{deg}]$ のとき渦の偏向角は表 5.1 のようになる。

Table 5.1 Angle of deviation ($\Phi_{\text{yaw}}=10[\text{deg}]$)

$\Psi[\text{deg}]$	$\theta_{\text{up}}[\text{deg}]$	$\theta_{\text{down}}[\text{deg}]$
0	2.5	6.7
30	0.4	5.4
60	2.5	9.0
90	0.9	10.6
120	2.5	4.1
150	6.3	8.2
180	2.5	6.7

表 5.1 より、アジマス角の変化にともない偏向角は上流側下流側ともに変化するが、上流側より下流側回転面から発生した渦のほうが偏向する角度が大きくなっている。同様に図 5.27(a)～(g)および図 5.28(a)～(g)より、 $\Phi_{\text{yaw}}=20, 30[\text{deg}]$ のとき渦の偏向角は表 5.2, 5.3 のようになる。

Table 5.2 Angle of deviation ($\Phi_{\text{yaw}}=20[\text{deg}]$)

$\Psi[\text{deg}]$	$\theta_{\text{up}}[\text{deg}]$	$\theta_{\text{down}}[\text{deg}]$
0	11.4	14.5
30	13.7	16.4
60	11.4	11.4
90	19.0	23.0
120	10.1	19.0
150	16.0	17.5
180	11.4	14.5

Table 5.3 Angle of deviation ($\Phi_{\text{yaw}}=30[\text{deg}]$)

$\Psi[\text{deg}]$	$\theta_{\text{up}}[\text{deg}]$	$\theta_{\text{down}}[\text{deg}]$
0	8.9	12.6
30	6.8	10.0
60	11.6	12.3
90	5.2	11.6
120	7.1	12.6
150	6.8	13.1
180	8.9	12.6

表 5.2, 5.3 より, $\Phi_{\text{yaw}}=20, 30[\text{deg}]$ においても $\Phi_{\text{yaw}}=10[\text{deg}]$ と同様, 渦が偏向する角度は上流側と下流側回転面で異なり, 下流側のほうが偏向する角度が大きくなる傾向がある. また, ヨー角が大きいほど偏向角は大きいことが確認できる.

したがって, ヨー状態においては, 発生する渦はヨー角が大きいほど水平方向へ大きく偏向する. また, 偏向する角度は上流側回転面から発生した渦よりも下流側回転面から発生した渦の方が大きくなる.

5.3 風車後流モデルと解析値の比較

風車後流に関する研究は欧州で盛んに行われており, いくつかの後流モデルが提案されている. 本節では, 解析値と Frandsen によって提案された後流モデルの比較を行う.

5.3.1 Frandsen の後流モデル⁽¹¹⁾⁽¹²⁾

Frandsen は, 風車後流の風速欠損予測のために, 図 5.29 のような単純化された風車後流モデルを提案している. 風車後流の風速欠損領域の範囲 D_0 と風車のロータ直径 D には次式のような関係がある.

$$\frac{D}{D_b} = \frac{1}{1 + \beta_0 \cdot s} \quad (5.1)$$

ここで D は風車のロータ直径, D_b は風車後流の風速欠損範囲, s は風車から主流方向位置 x/D である. β_0 は風車周囲の乱流強度に依存する定数で, 乱流強度が高くなるにつれて増加する係数である. 通常, β_0 は 0.15~0.20 の値が用いられる.

単純化された風車後流内の風速を示す式はロータ周りの検査体積の運動量の平衡からが求まる. 式(5.1)は風車後流内の風速が主流方向位置で決まり, 風車後流内の風速は水平方向位置によらず一定であると仮定している. 風速欠損領域と風速には以下の式のような関係がある.

$$U_b = U_0 - \frac{1}{2} U_0 C_T \left(\frac{D}{D_b} \right)^2 \quad (5.2)$$

ここで, U_0 は自由流れの風速, U_b は風速欠損領域の風速, C_T はスラスト係数である. 式(5.1)および式(5.2)より, 無次元風速 U_N は以下の式のように表される.

$$U_N = \frac{U_b}{U_0} = 1 - \frac{C_T}{2(1 + \beta_0 \cdot s)^2} \quad (5.3)$$

5.3.2 後流モデルと解析値の比較

図 5.30 に $\phi_{yaw}=0$ [deg]における風車後流速度分布の解析結果と Frandsen の後流モデルの比較を示す. 図は, 横軸に無次元主流方向位置 x/D と無次元風速 U_N , 縦軸に無次元水平方向位置 y/R をとっており, 横軸の 1 目盛の間隔が無次元風速 $U_N=1$ に対応する. 解析結果と Frandsen の後流モデルの後流風速分布の形状が近くなるのは, $x/D=0.1\sim0.3$ の範囲である. また, 後流速度場の幅は $x/D=0.1\sim1$ の範囲で一致している. しかし, これより下流では計算において流れ中の粘性の影響を考慮していないため, 計算結果と後流モデルの誤差が大きくなる. そのため, 現在使用しているプログラムによる計算結果を, 後流モデルとして使用するためにはプログラムの更なる改善が必要である.

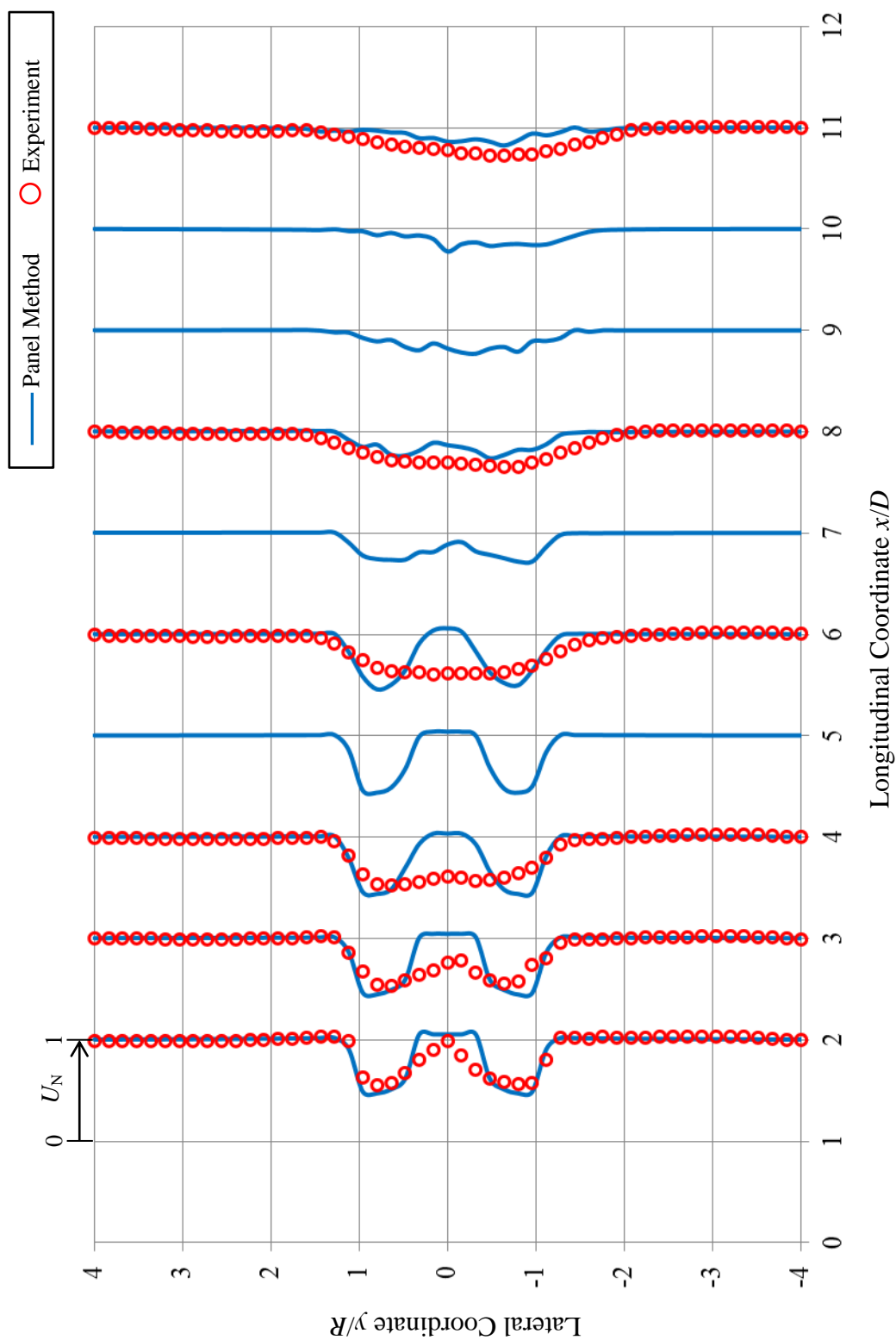


Fig.5.1 Comparison between Calculated and Experimental Longitudinal Velocity in Wake

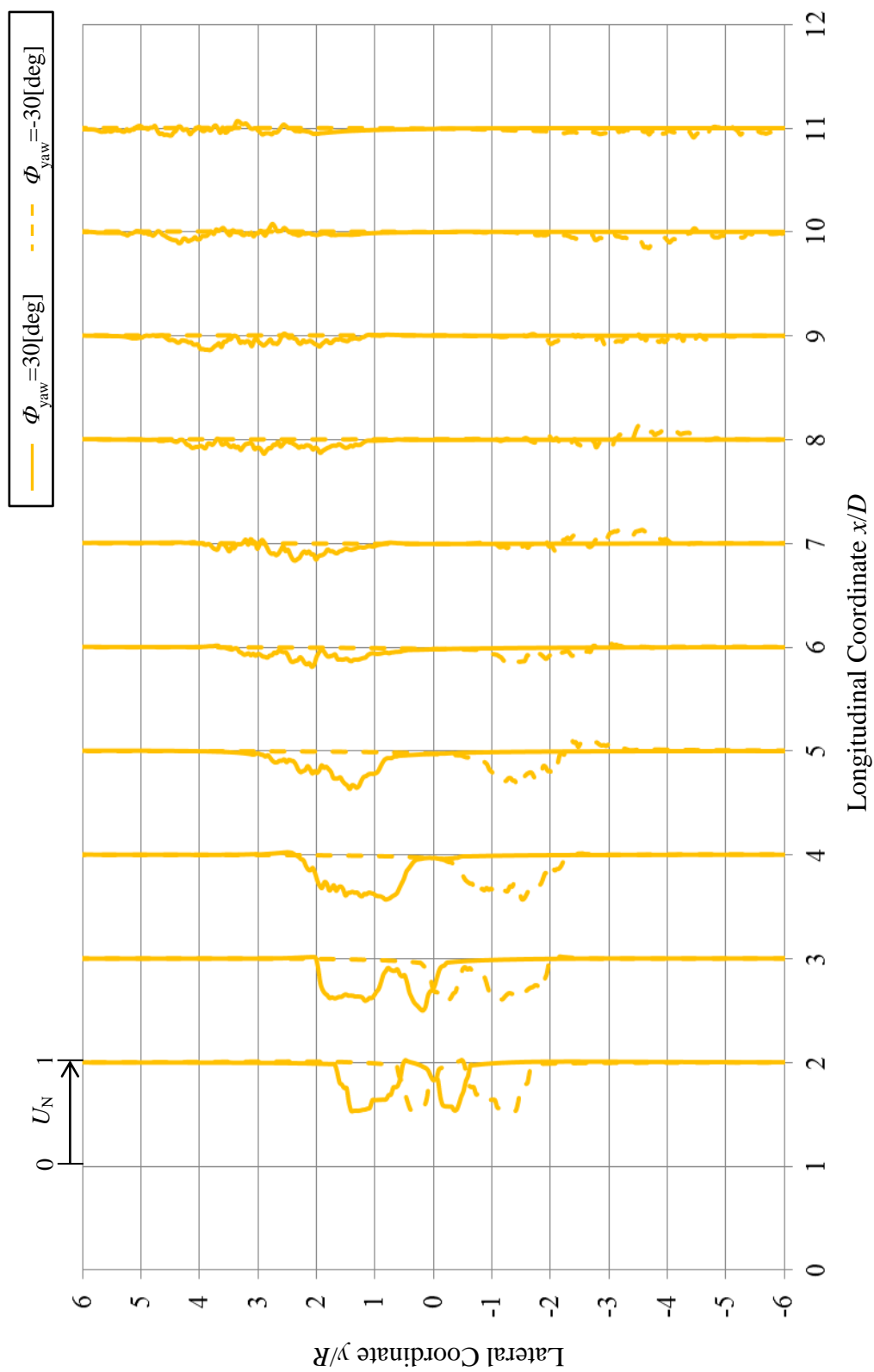


Fig.5.2 Calculated Longitudinal Velocity in Wake ($\phi_{yaw} = \pm 30$)

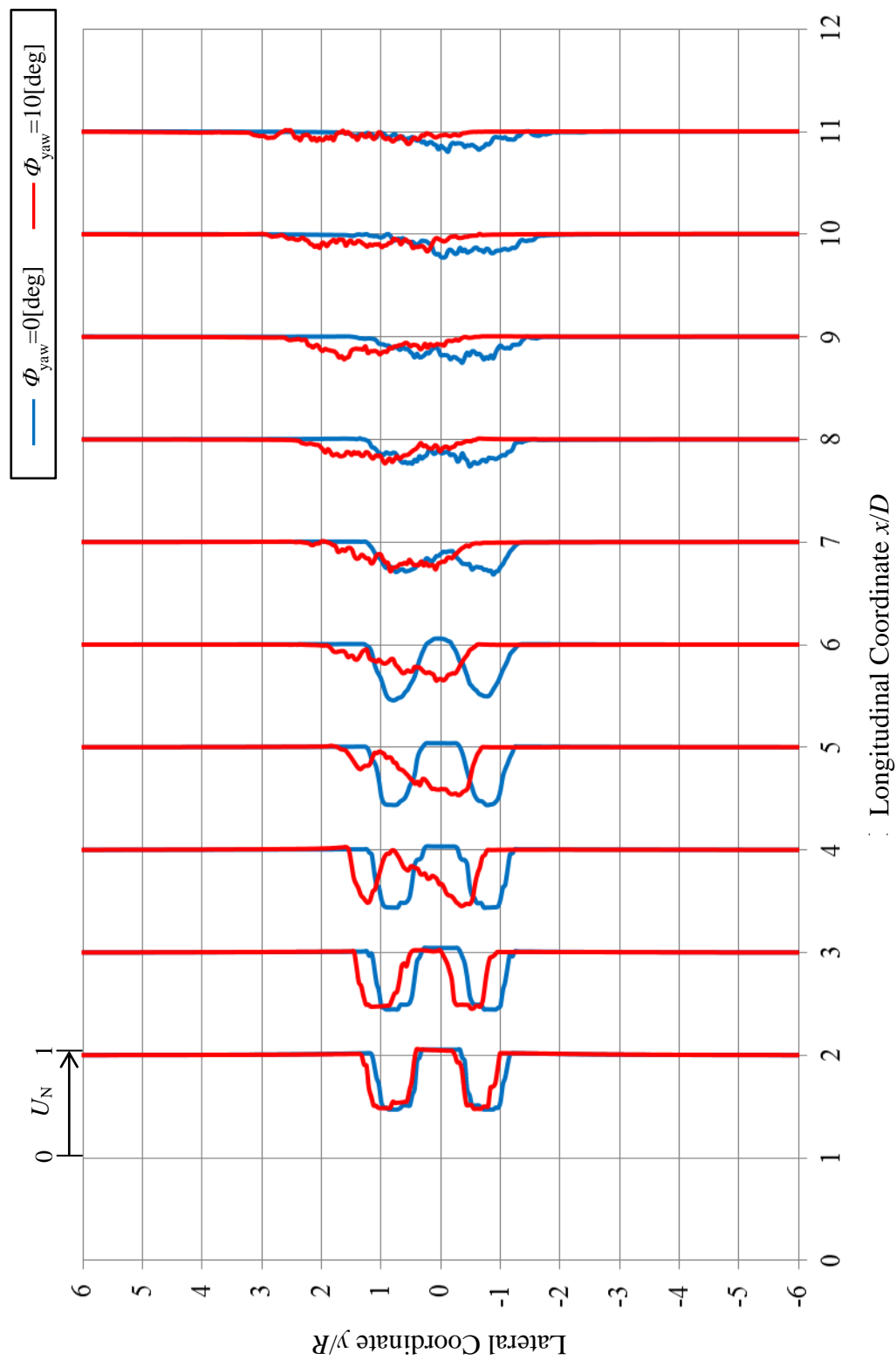


Fig.5.3 Calculated Longitudinal Velocity in Wake ($\phi_{yaw}=0, 10$)

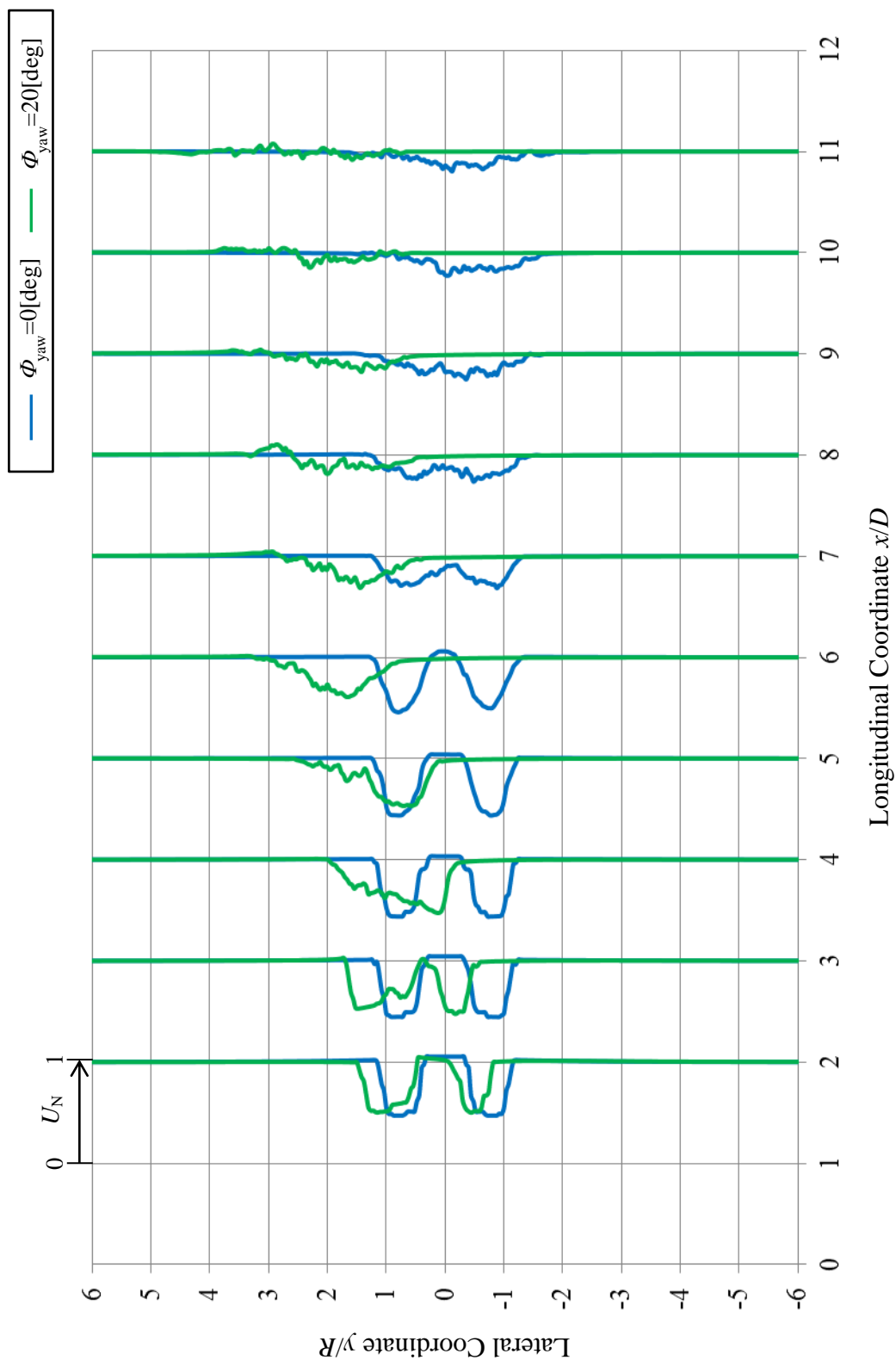


Fig.5.4 Calculated Longitudinal Velocity in Wake ($\phi_{yaw} = 0, 20$)

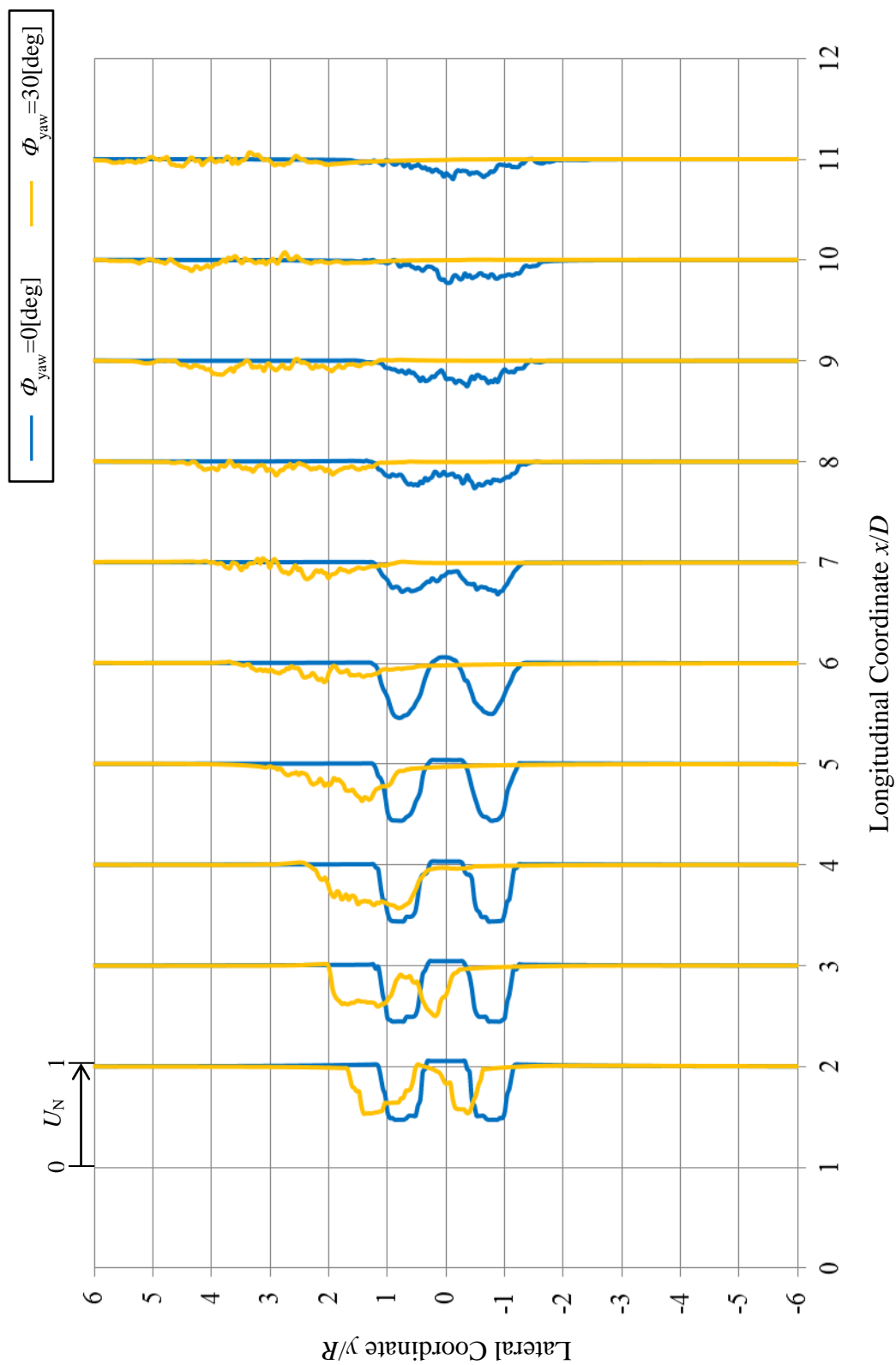


Fig.5.4 Calculated Longitudinal Velocity in Wake ($\phi_{yaw} = 0, 30$)

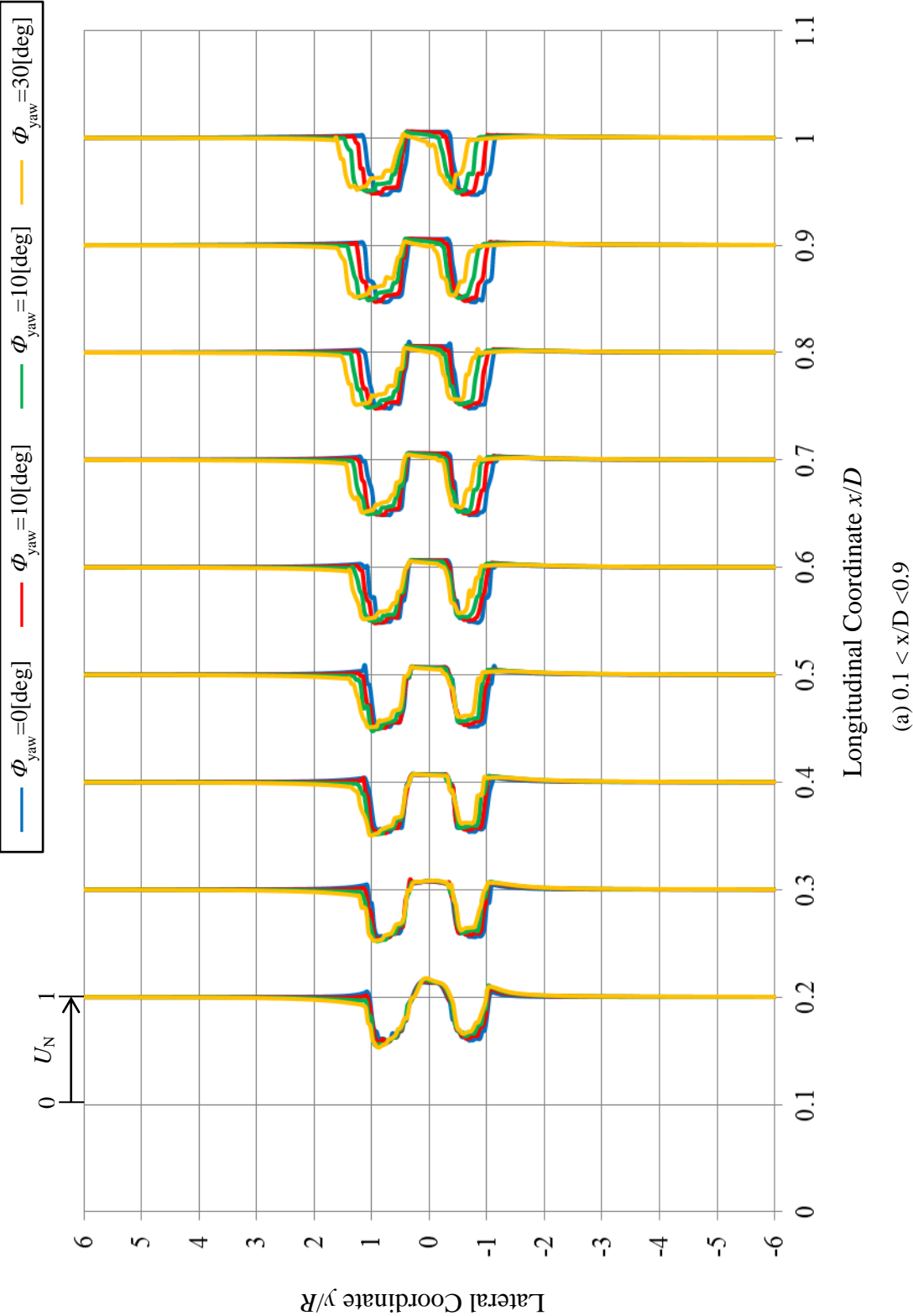
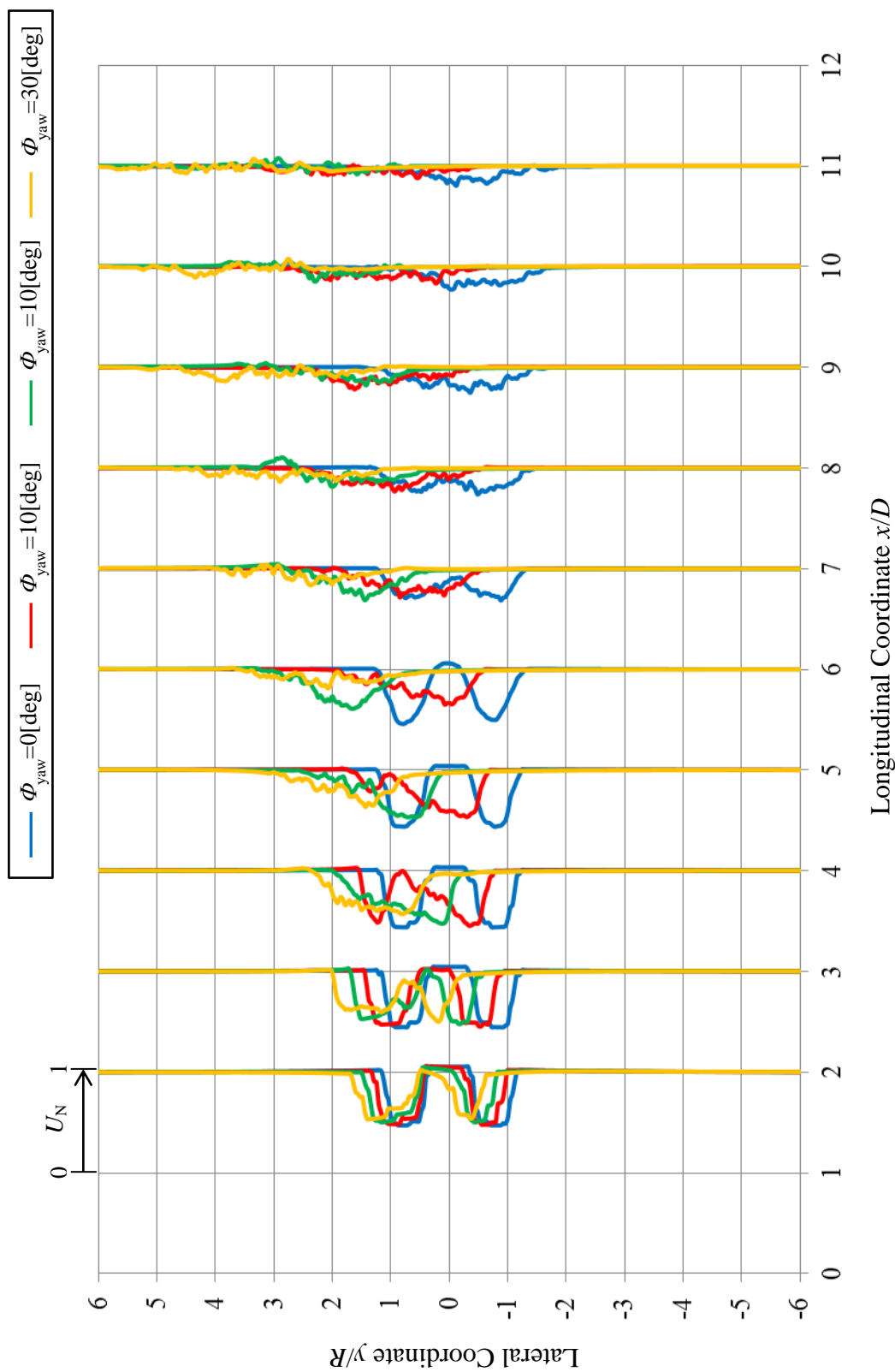


Fig.5.6 Calculated Longitudinal Velocity in Wake ($\phi_{yaw}=0, 10, 20, 30$)

(a) $0.1 < x/D < 0.9$



(b) $1 < x/D < 10$

Fig.5.6 Calculated Longitudinal Velocity in Wake ($\phi_{yaw} = 0, 10, 20, 30$)

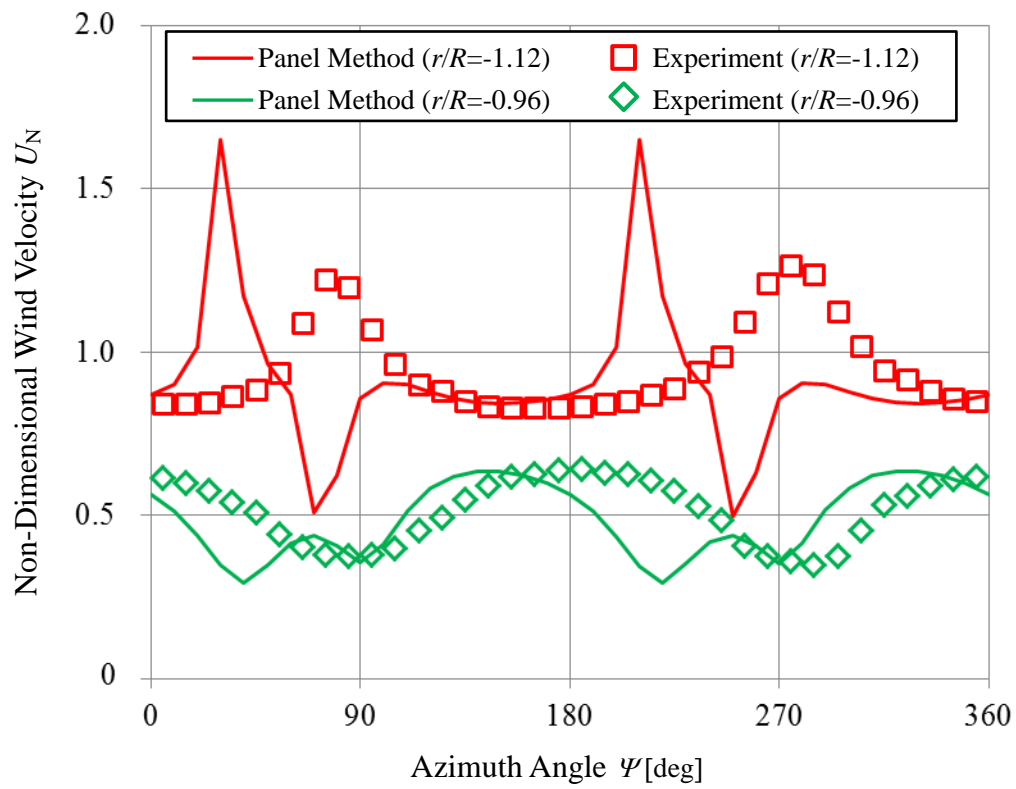


Fig. 5.7 Comparison between Calculated and Experimental
Wind Velocity Fluctuation in Wake ($x/D=1$)

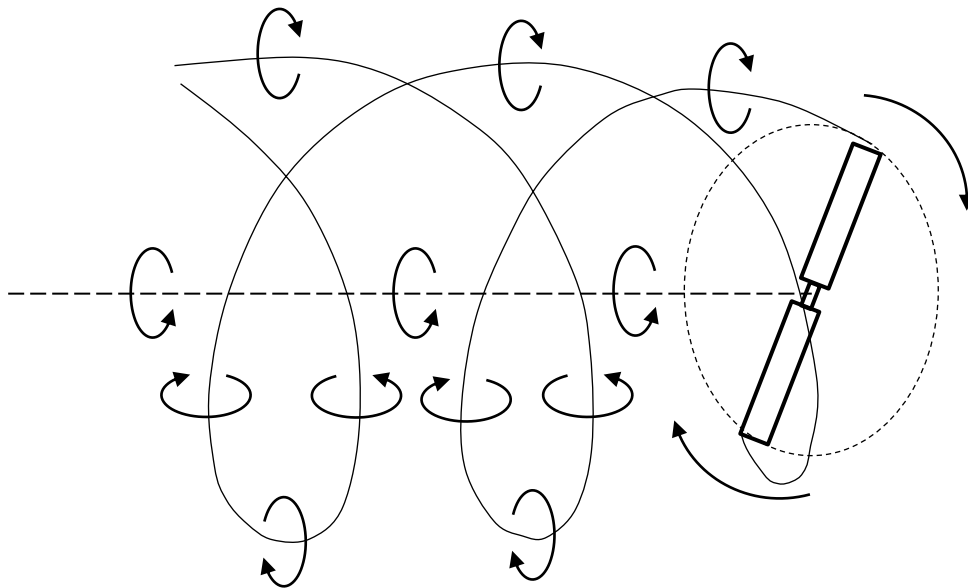


Fig.5.8 Helical Vortex Wake

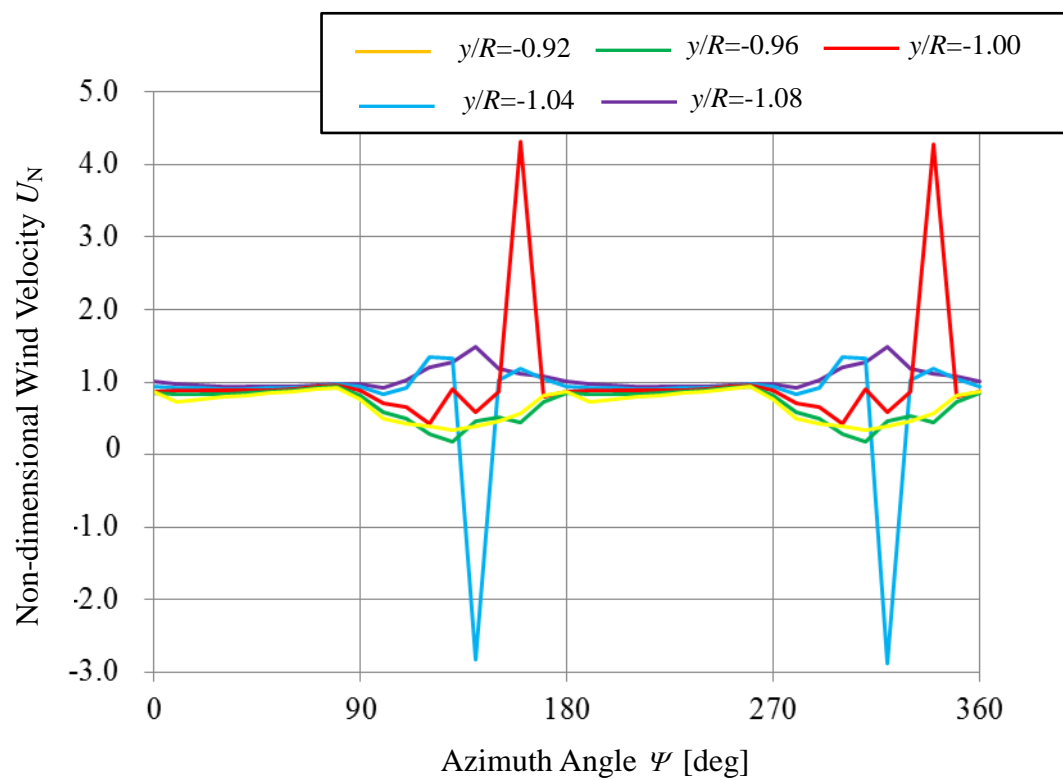


Fig. 5.9 Longitudinal Velocity in Wake ($\Phi_{yaw}=0$, $x/D=0.1$)

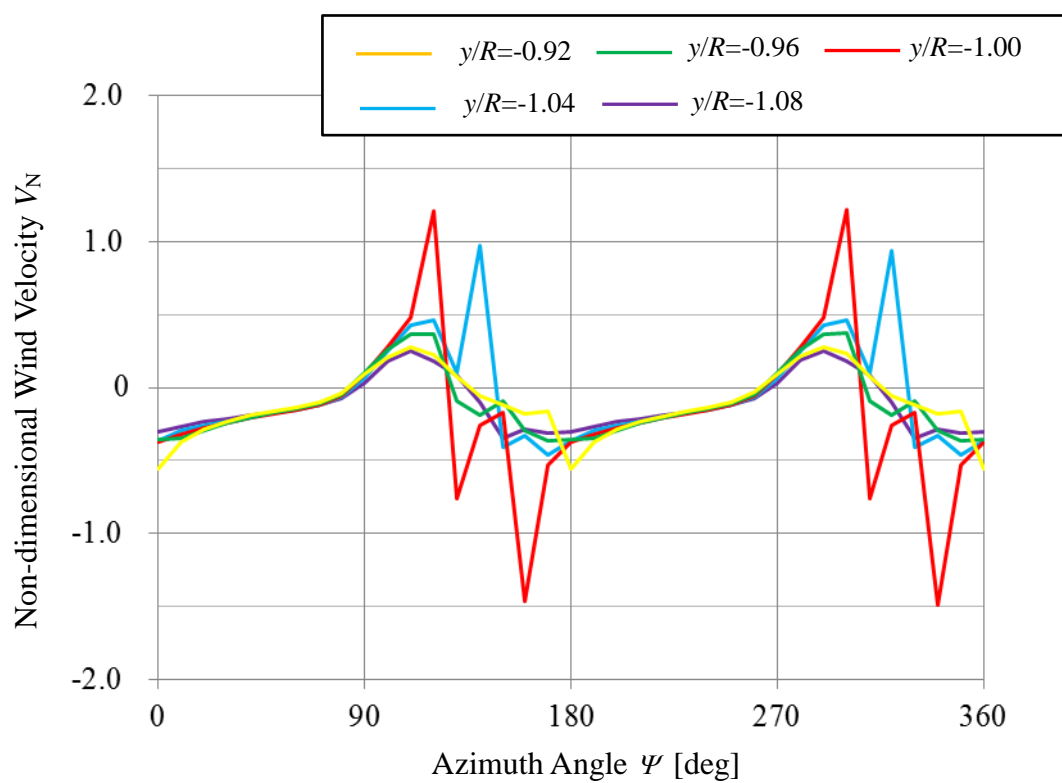


Fig. 5.10 Lateral Velocity in Wake ($\Phi_{yaw}=0$, $x/D=0.1$)

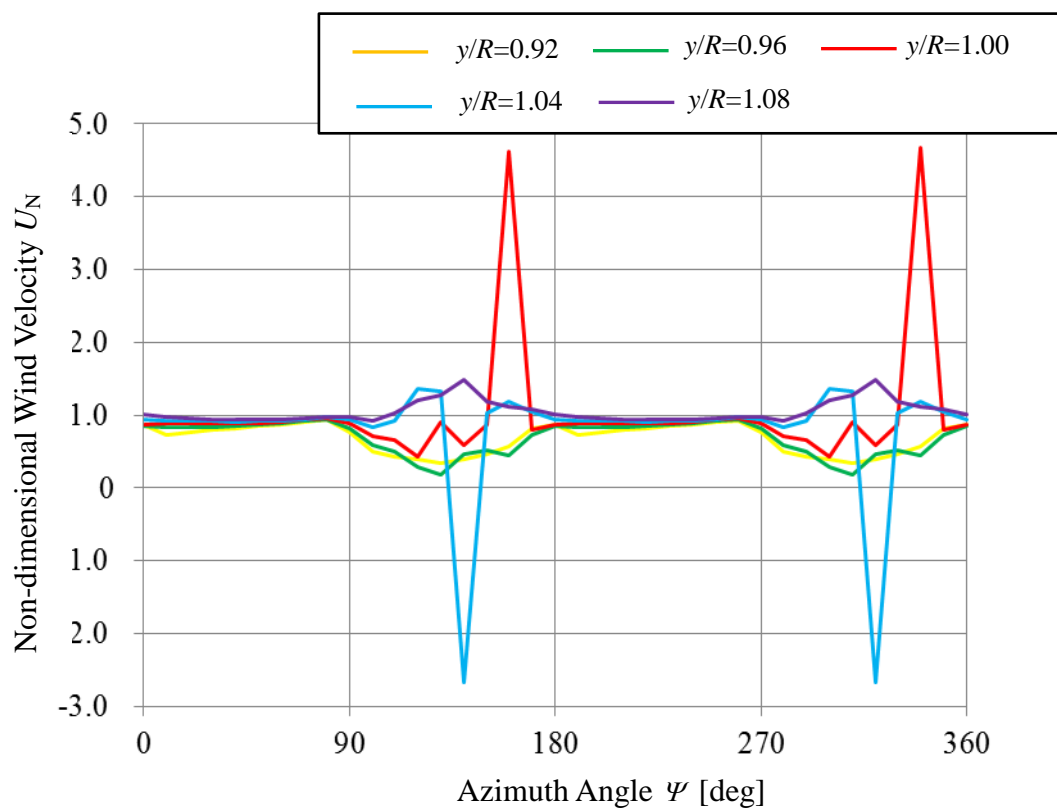


Fig. 5.11 Longitudinal Velocity in Wake ($\Phi_{yaw}=0$, $x/D=0.1$)

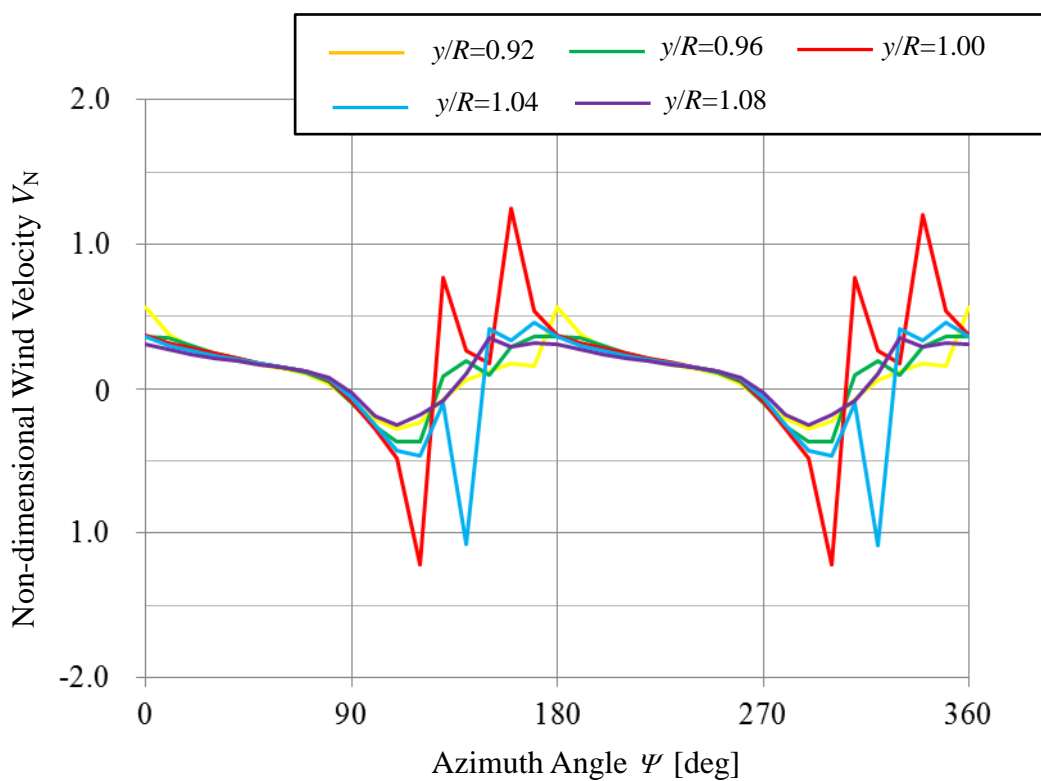


Fig. 5.12 Lateral Velocity in Wake ($\Phi_{yaw}=0$, $x/D=0.1$)

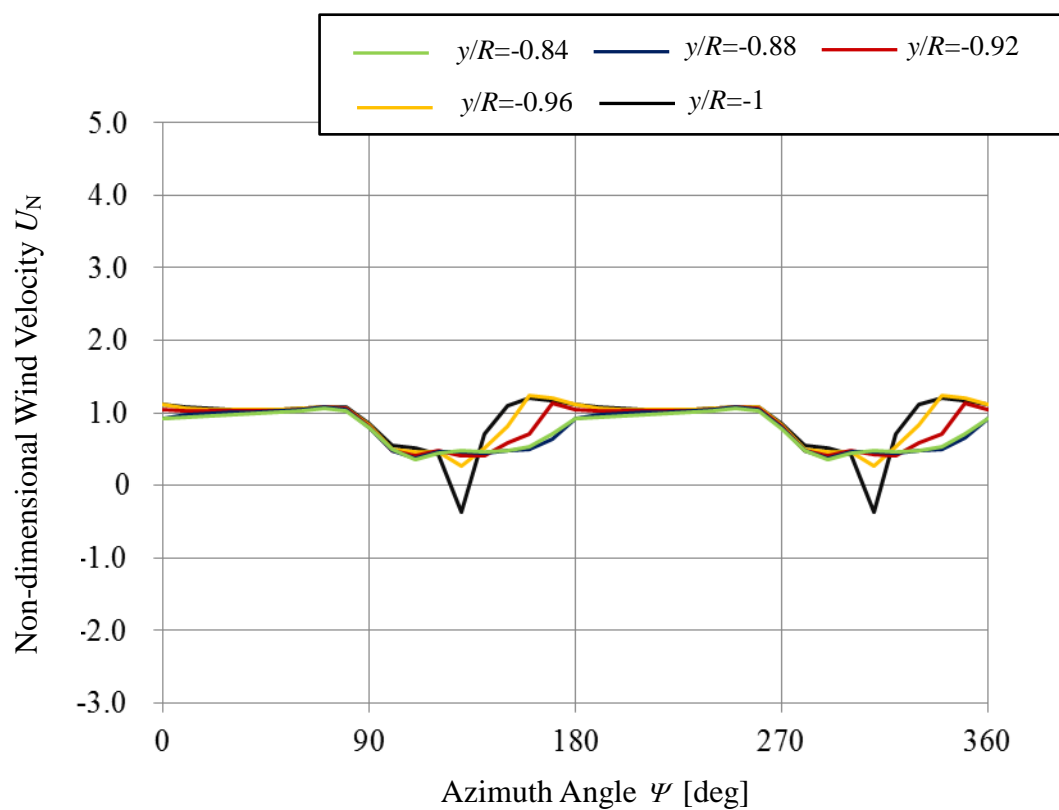


Fig. 5.13 Longitudinal Velocity in Wake ($\Phi_{yaw}=30^\circ$, $x/D=0.1$)

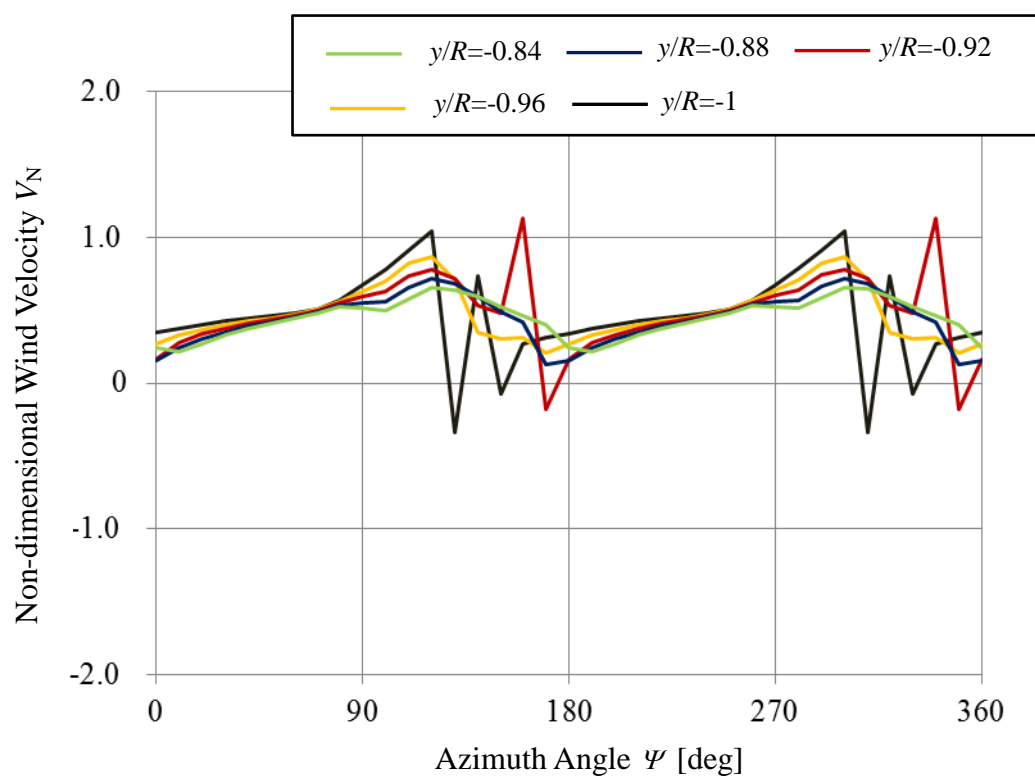


Fig. 5.14 Lateral Velocity in Wake ($\Phi_{yaw}=30^\circ$, $x/D=0.1$)

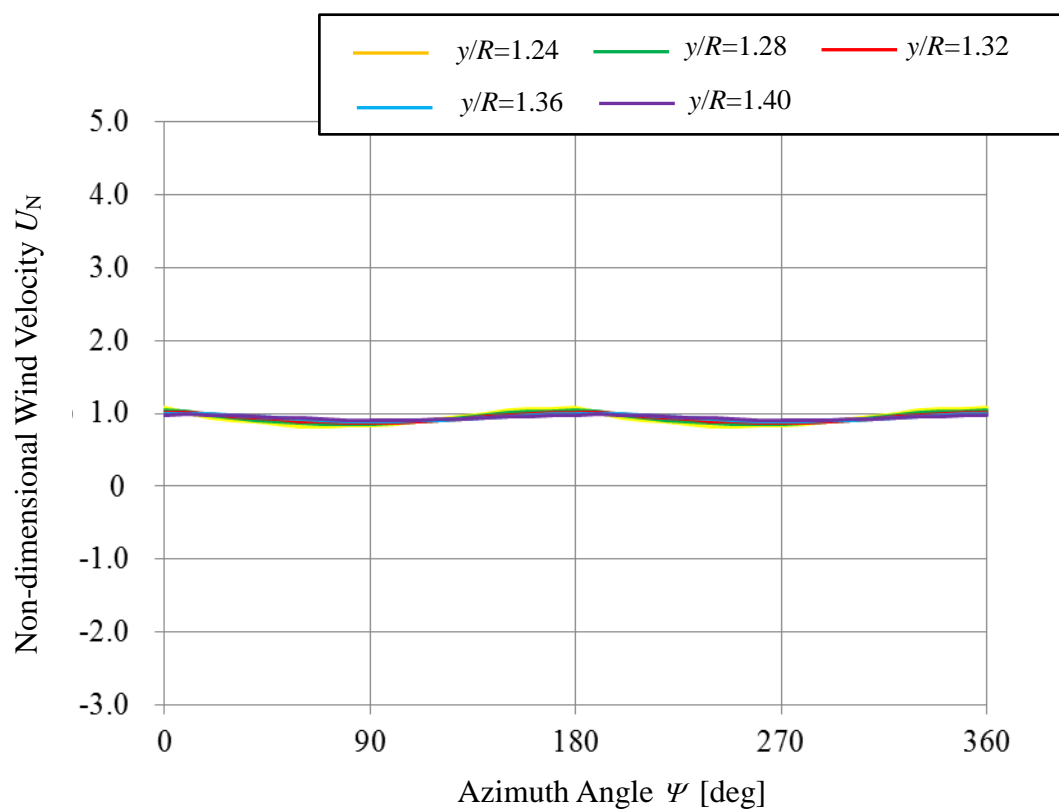


Fig. 5.15 Longitudinal Velocity in Wake ($\Phi_{yaw}=30$, $x/D=0.1$)

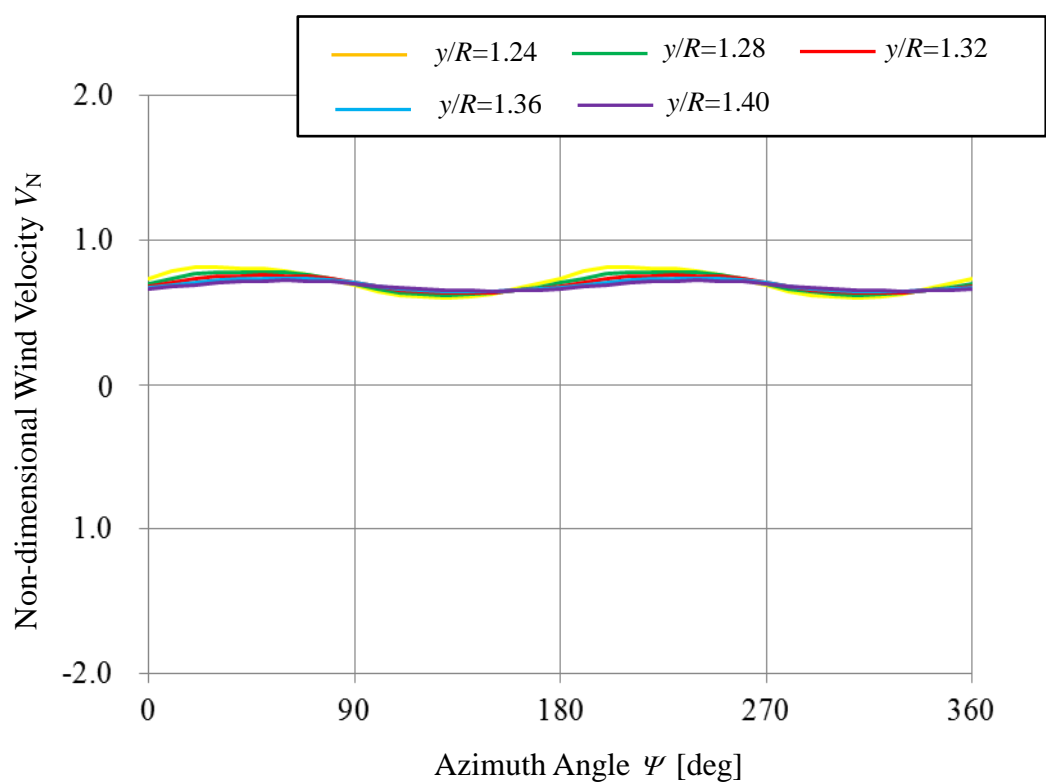


Fig. 5.16 Lateral Velocity in Wake ($\Phi_{yaw}=30$, $x/D=0.1$)

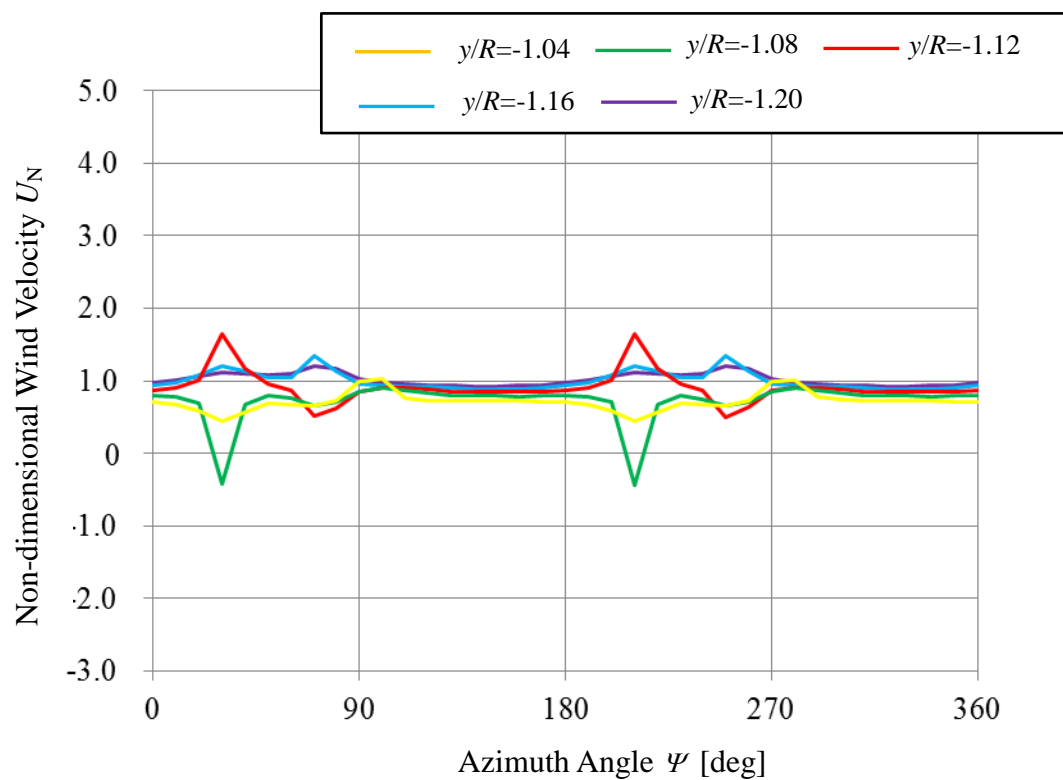


Fig. 5.17 Longitudinal Velocity in Wake ($\Phi_{yaw}=0$, $x/D=1$)

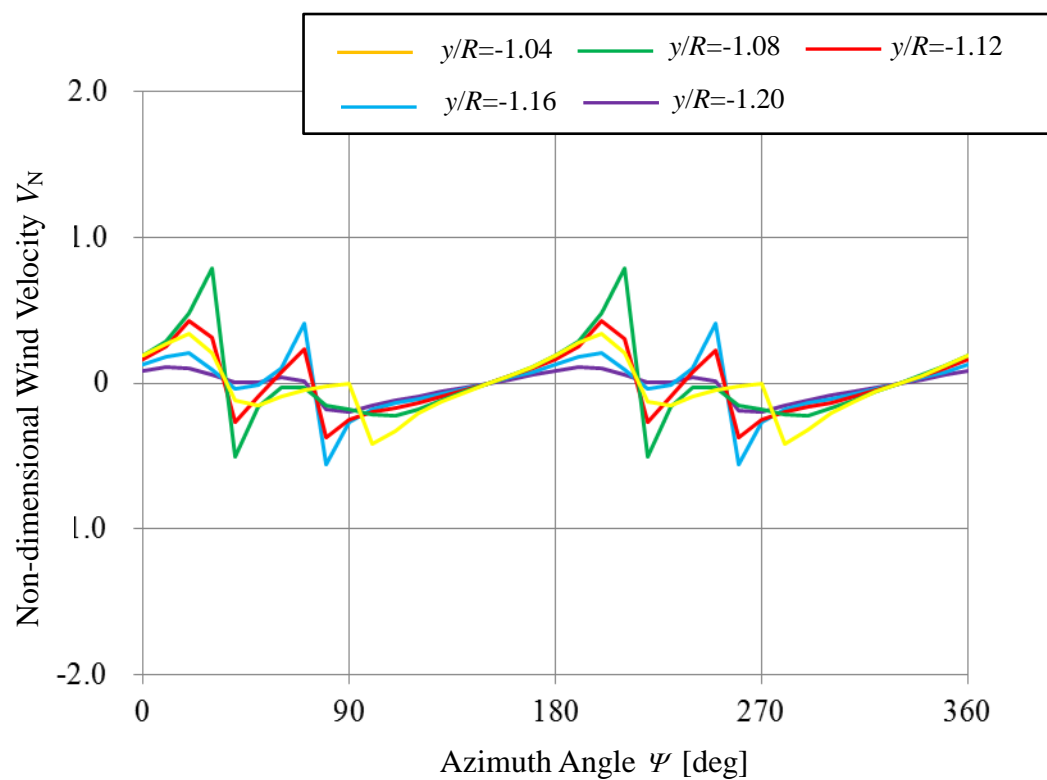


Fig. 5.18 Lateral Velocity in Wake ($\Phi_{yaw}=0$, $x/D=1$)

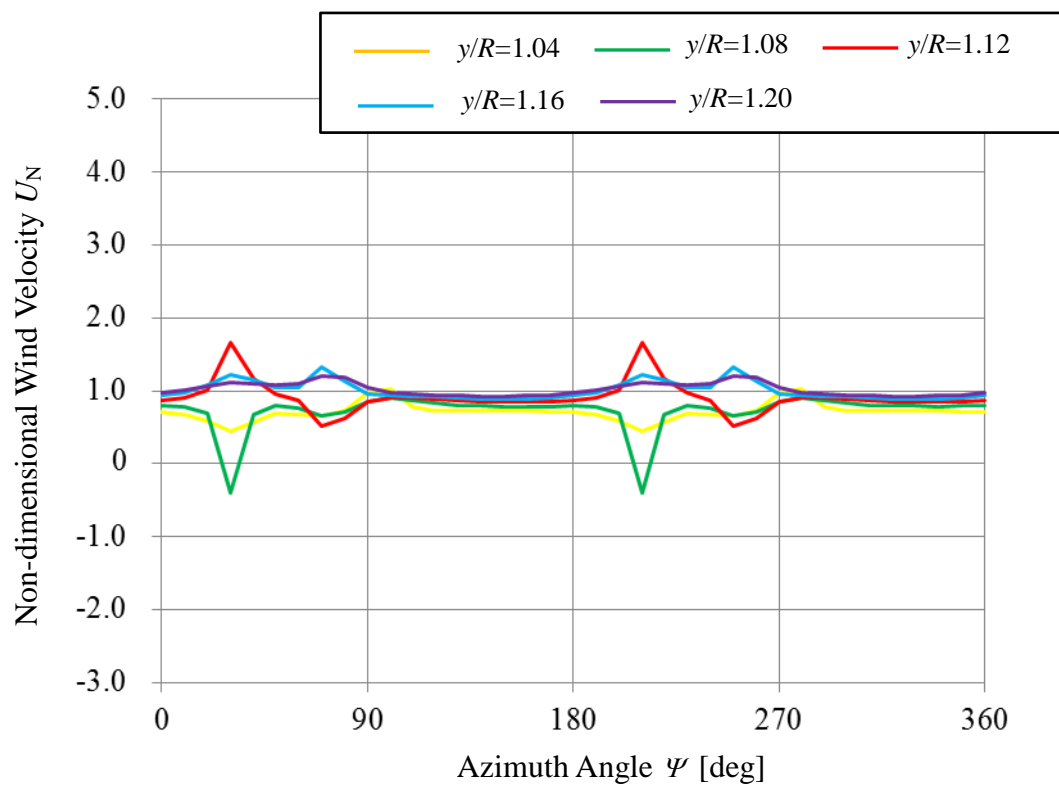


Fig. 5.19 Longitudinal Velocity in Wake ($\Phi_{yaw}=0$, $x/D=1$)

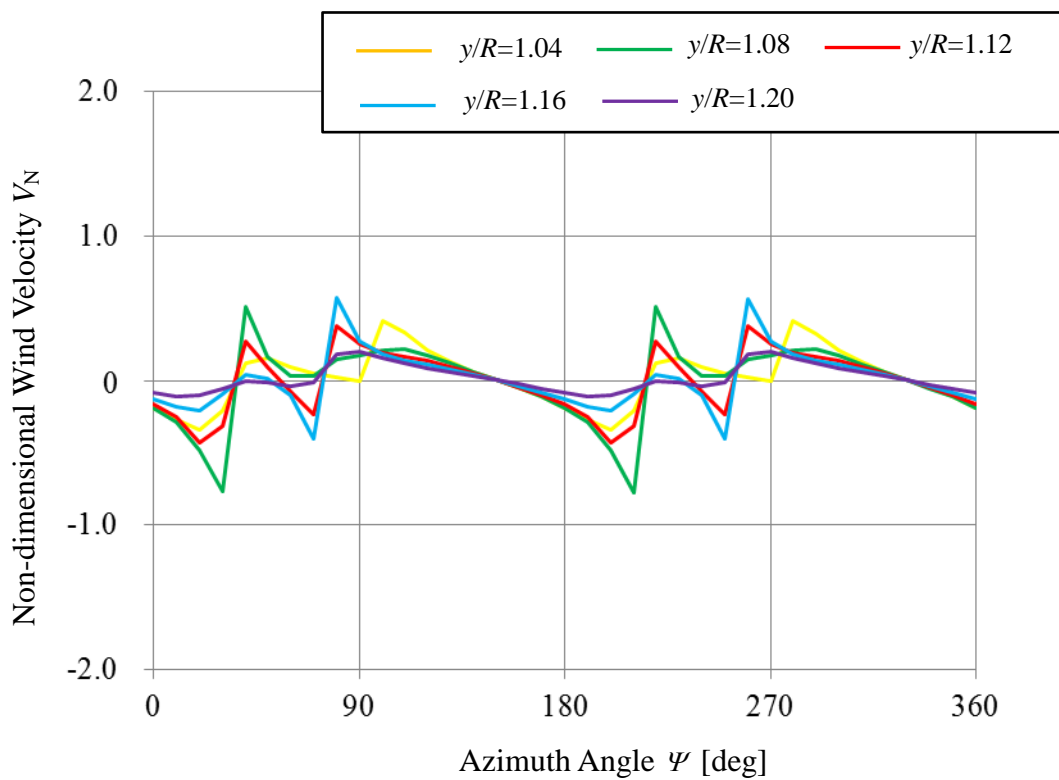


Fig. 5.20 Lateral Velocity in Wake ($\Phi_{yaw}=0$, $x/D=1$)

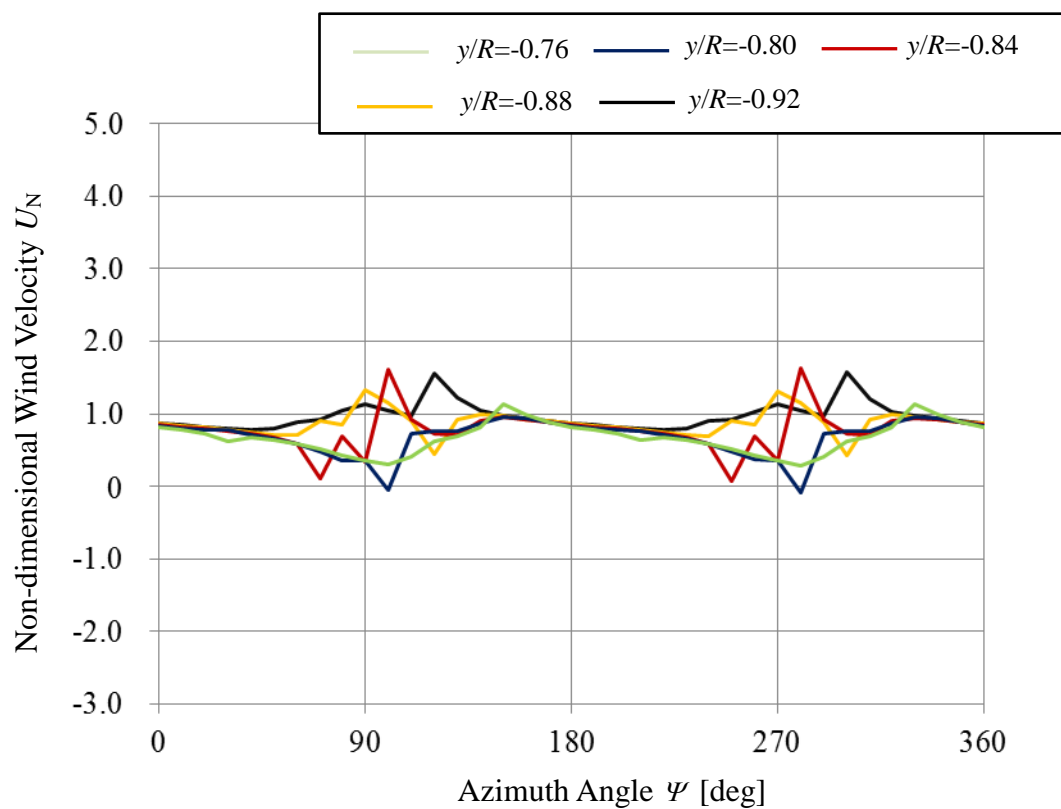


Fig. 5.21 Longitudinal Velocity in Wake ($\Phi_{yaw}=30^\circ$, $x/D=1$)

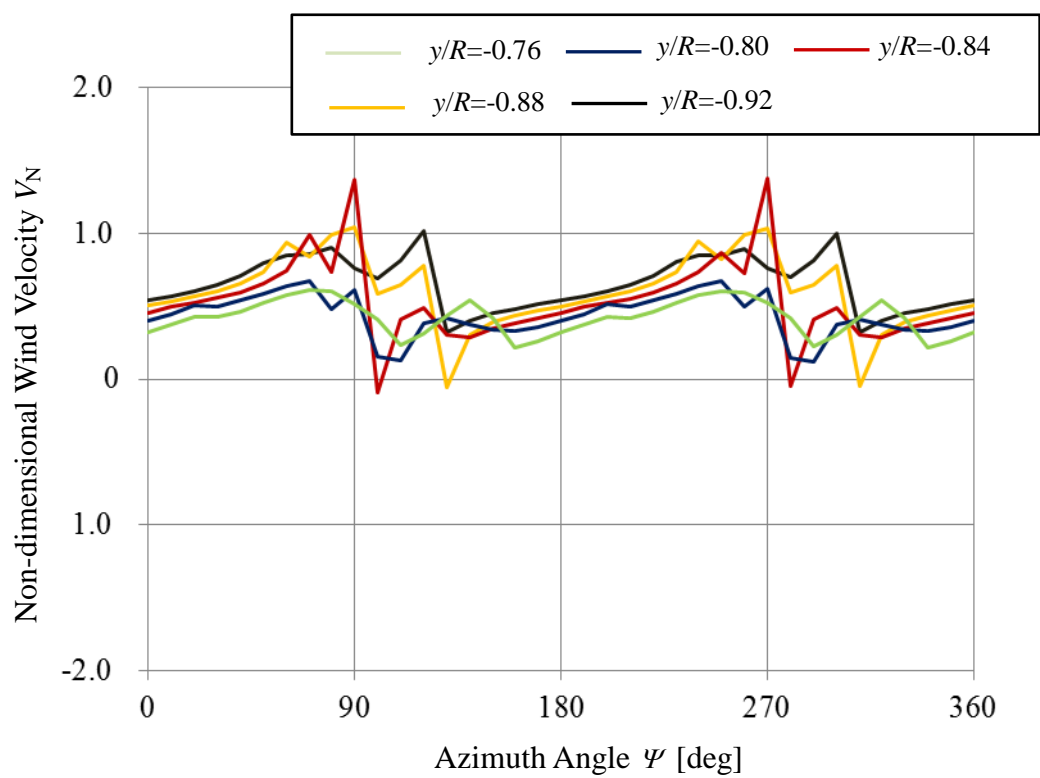


Fig. 5.22 Lateral Velocity in Wake ($\Phi_{yaw}=30^\circ$, $x/D=1$)

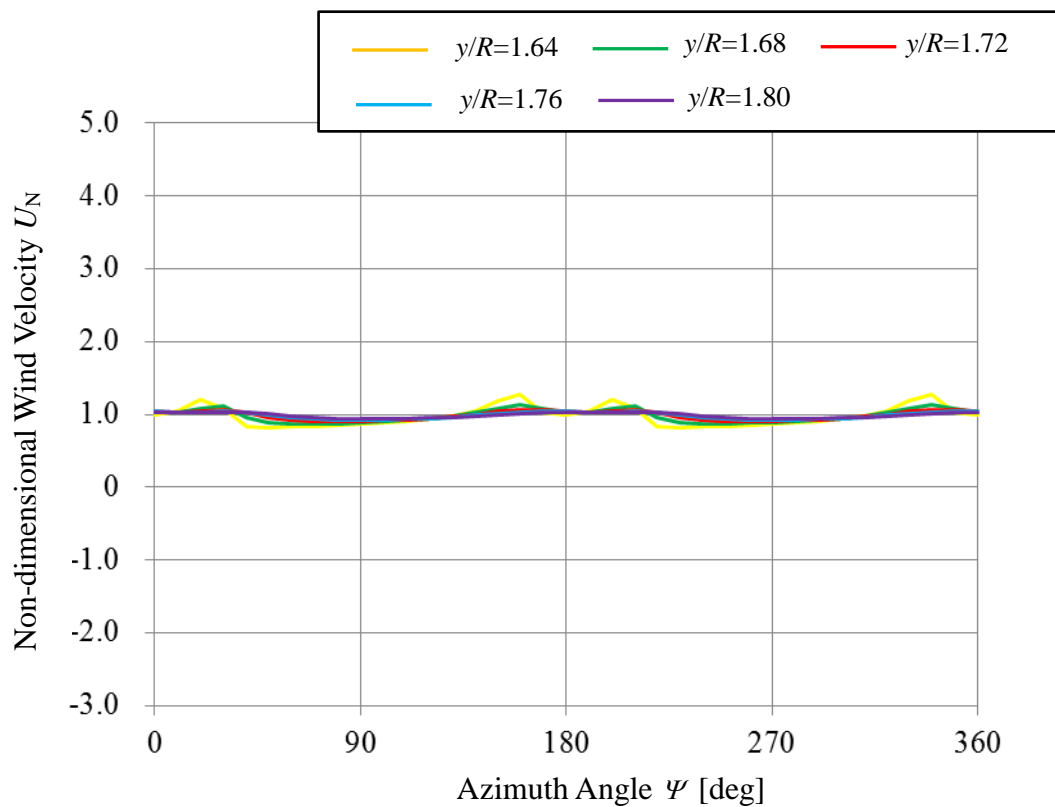


Fig. 5.23 Longitudinal Velocity in Wake ($\Phi_{yaw}=30^\circ$, $x/D=1$)

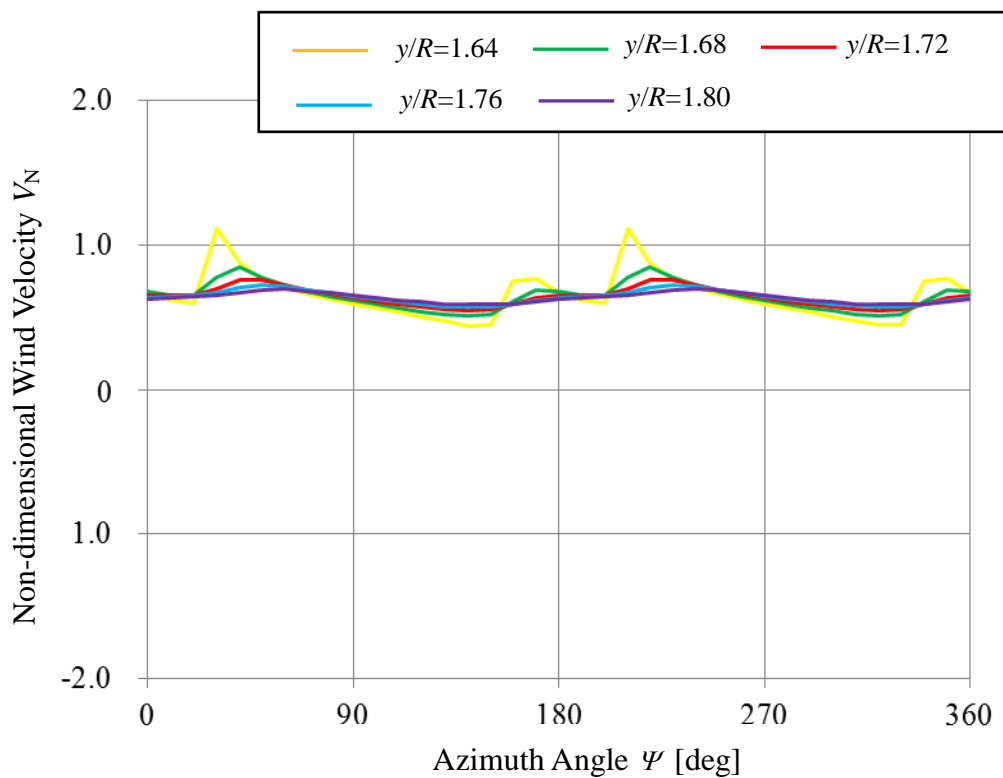


Fig. 5.24 Lateral Velocity in Wake ($\Phi_{yaw}=30^\circ$, $x/D=1$)

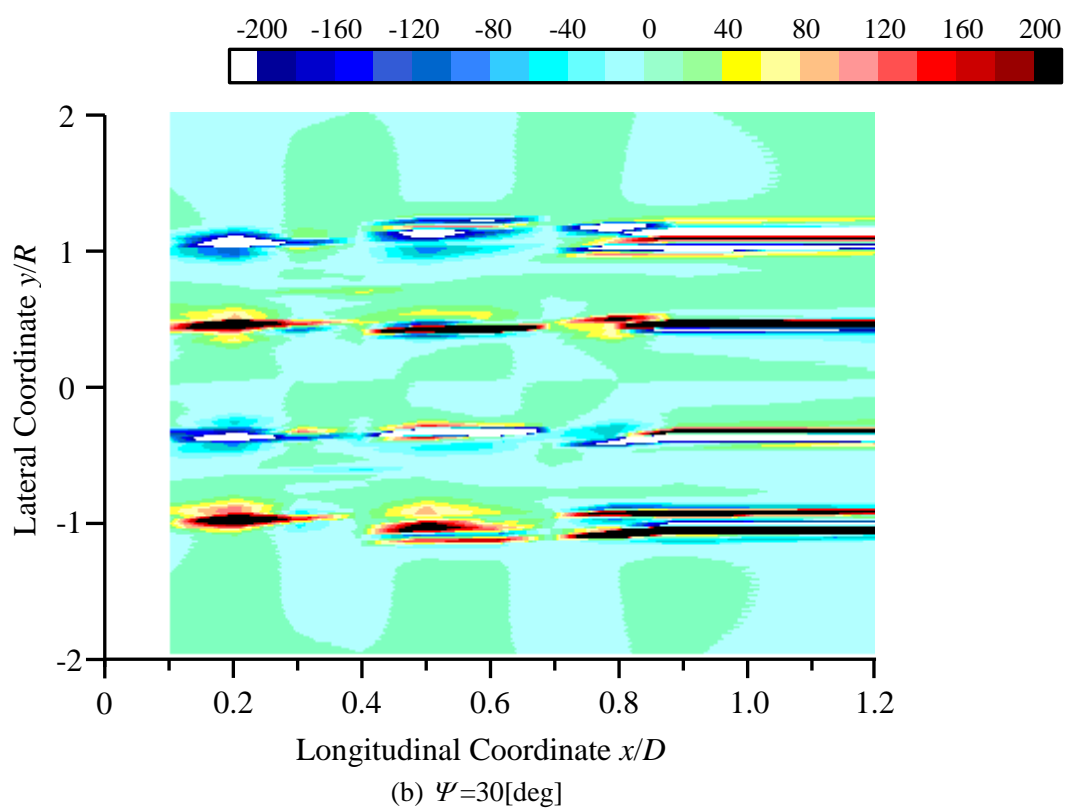
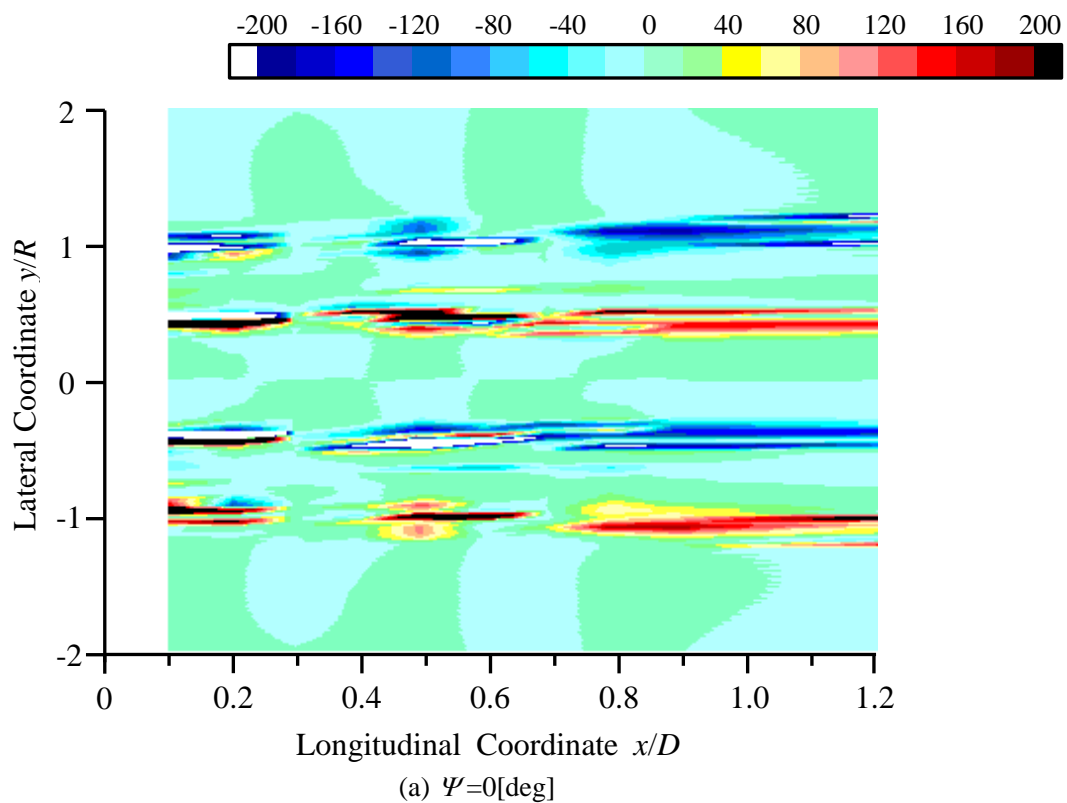
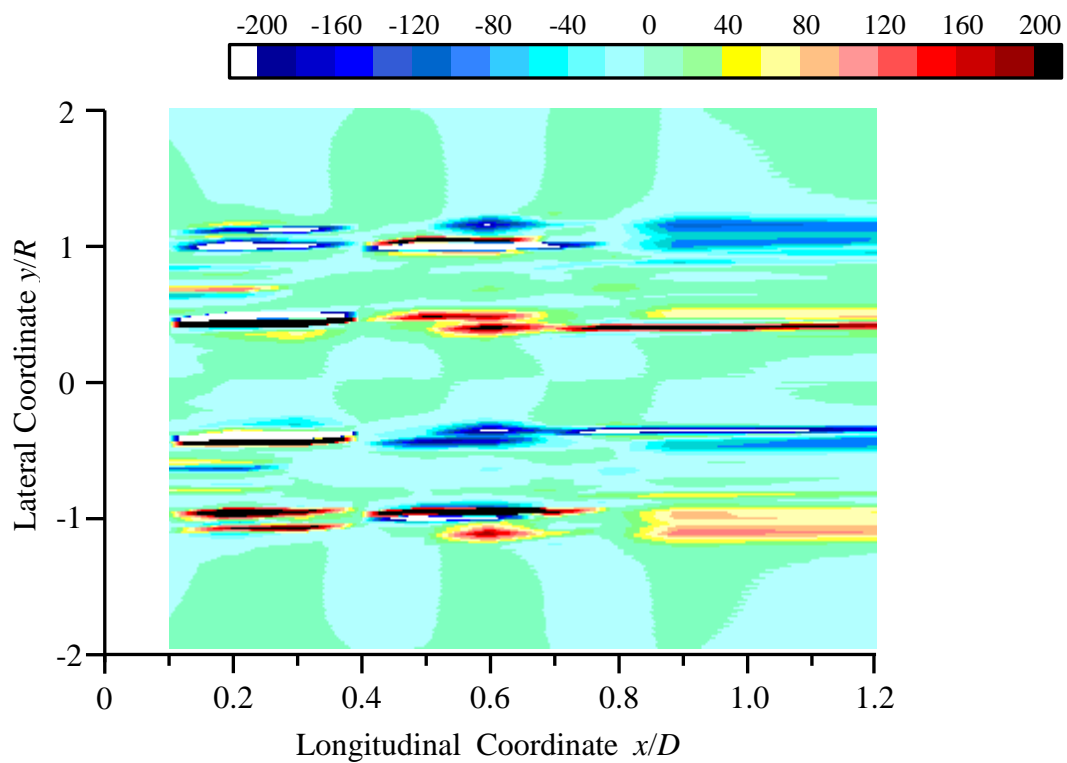
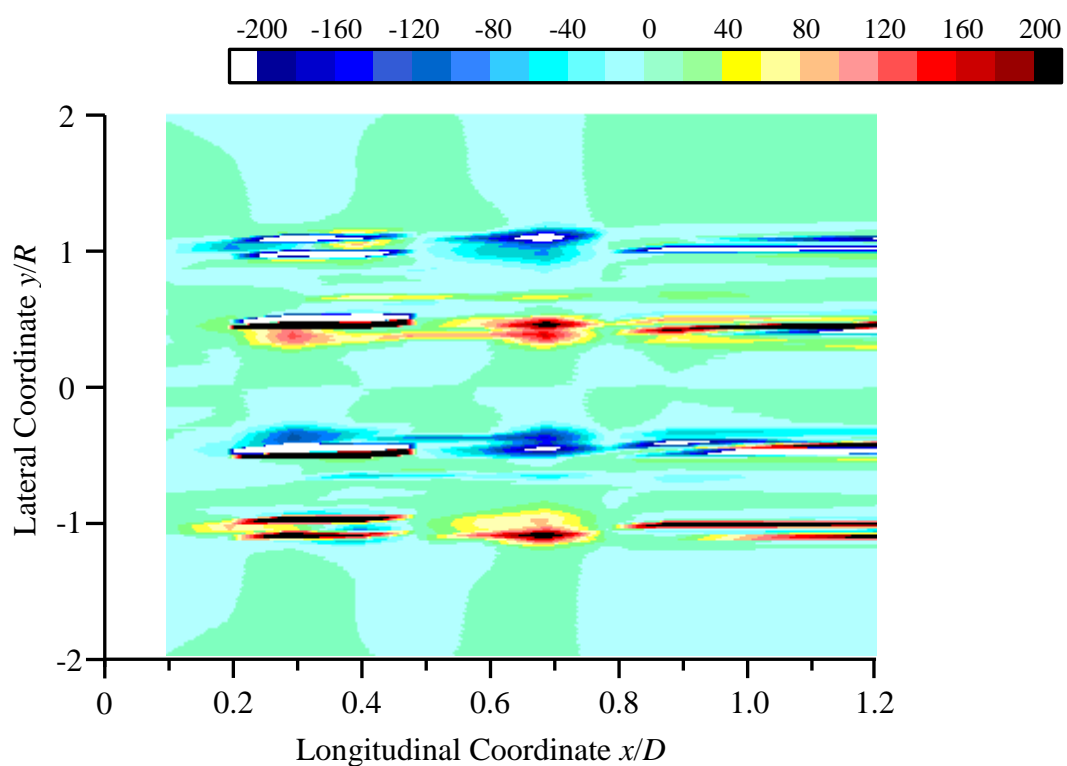


Fig 5.25 Calculated Longitudinal Vorticity in Wake ($\Phi_{\text{yaw}}=0^\circ$)

(c) $\Psi = 60^\circ$ (d) $\Psi = 90^\circ$ Fig 5.25 Calculated Longitudinal Vorticity in Wake ($\Phi_{yaw} = 0^\circ$)

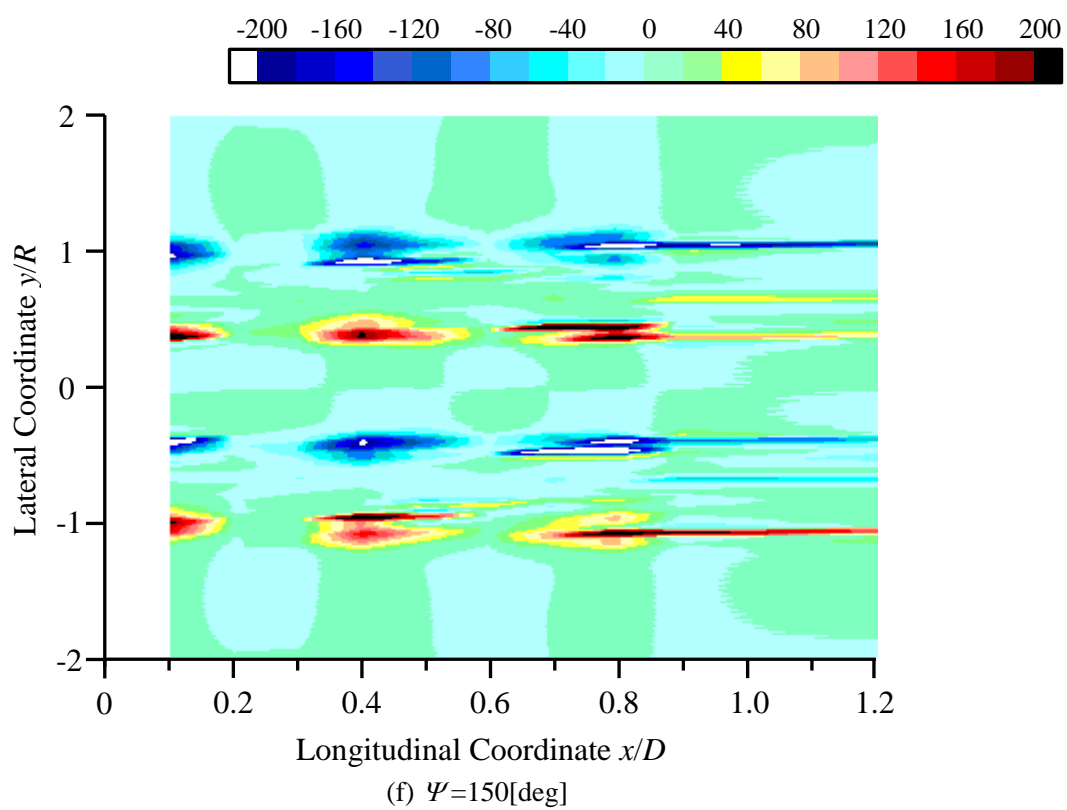
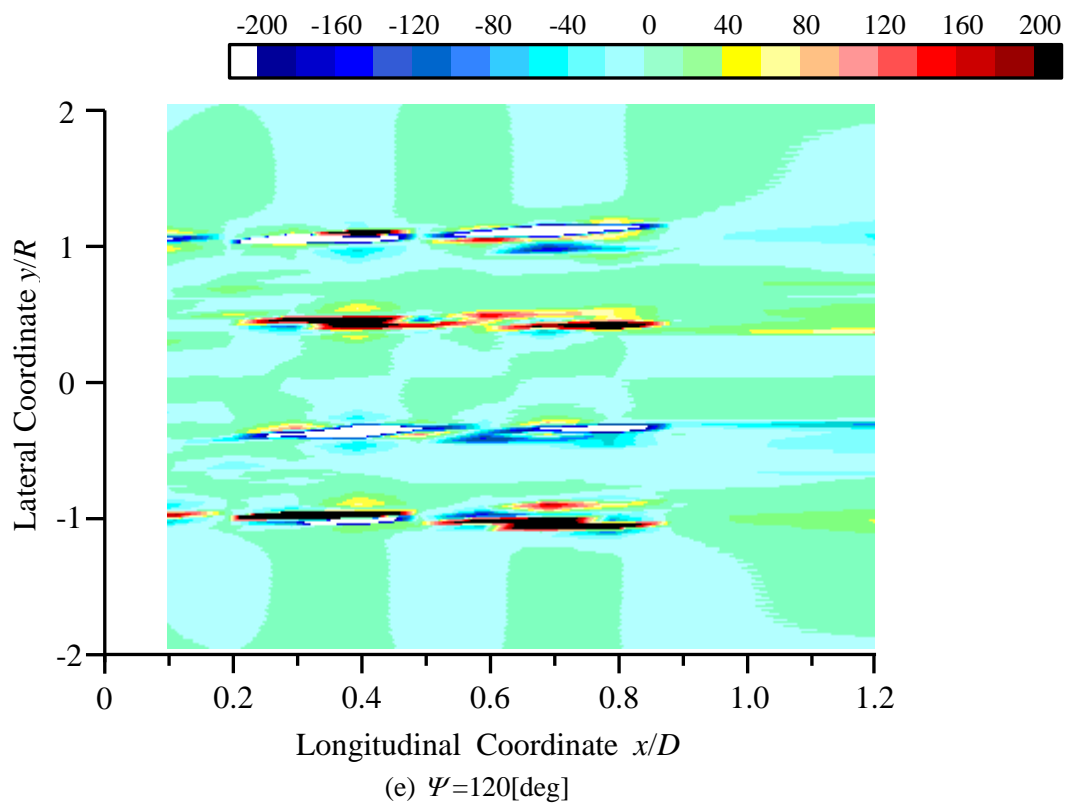


Fig 5.25 Calculated Longitudinal Vorticity in Wake ($\Phi_{\text{yaw}}=0$ [deg])

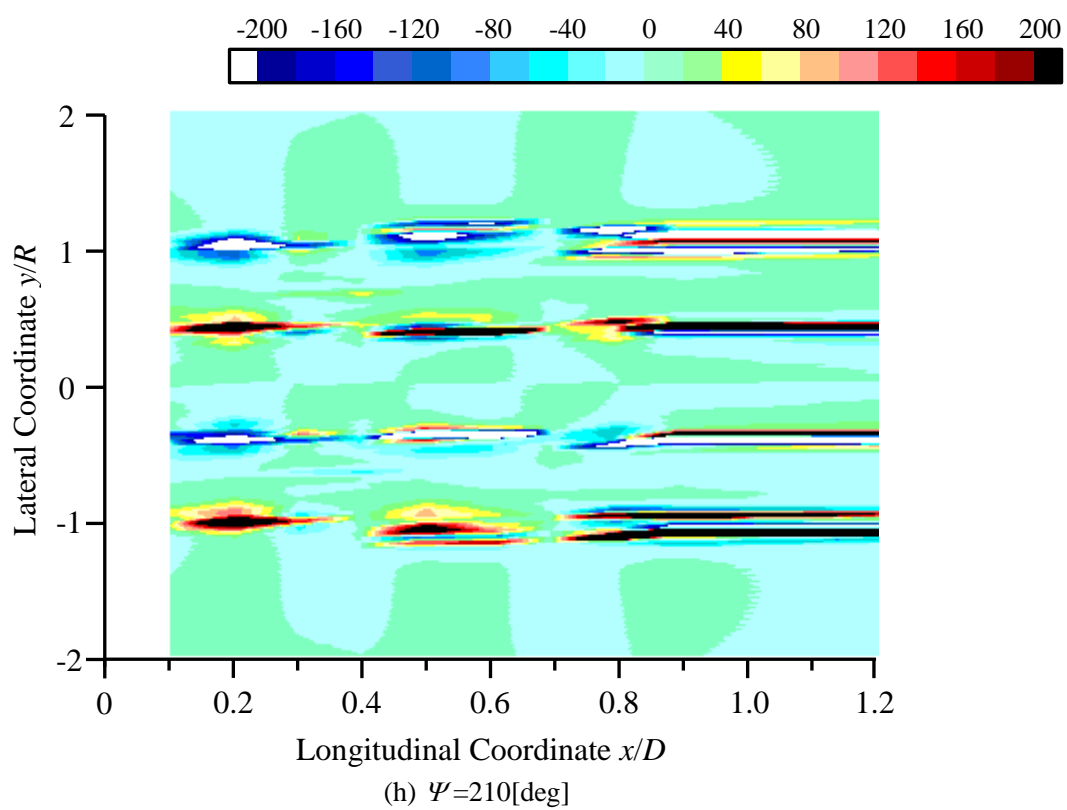
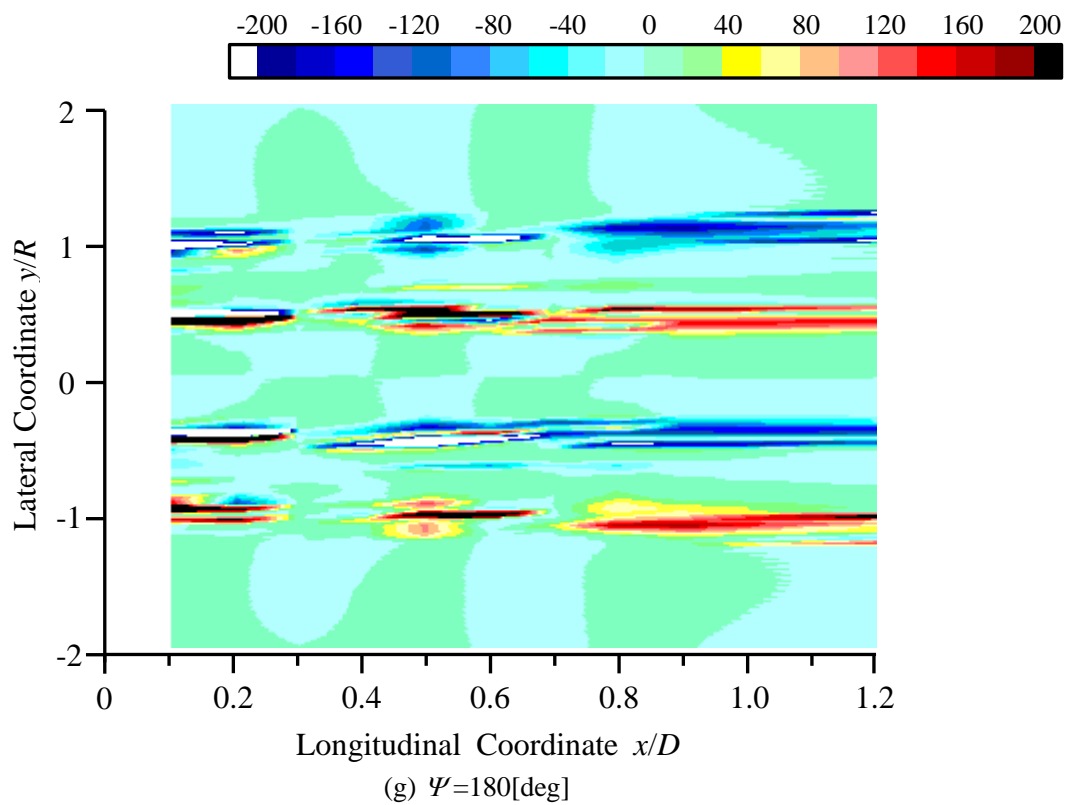
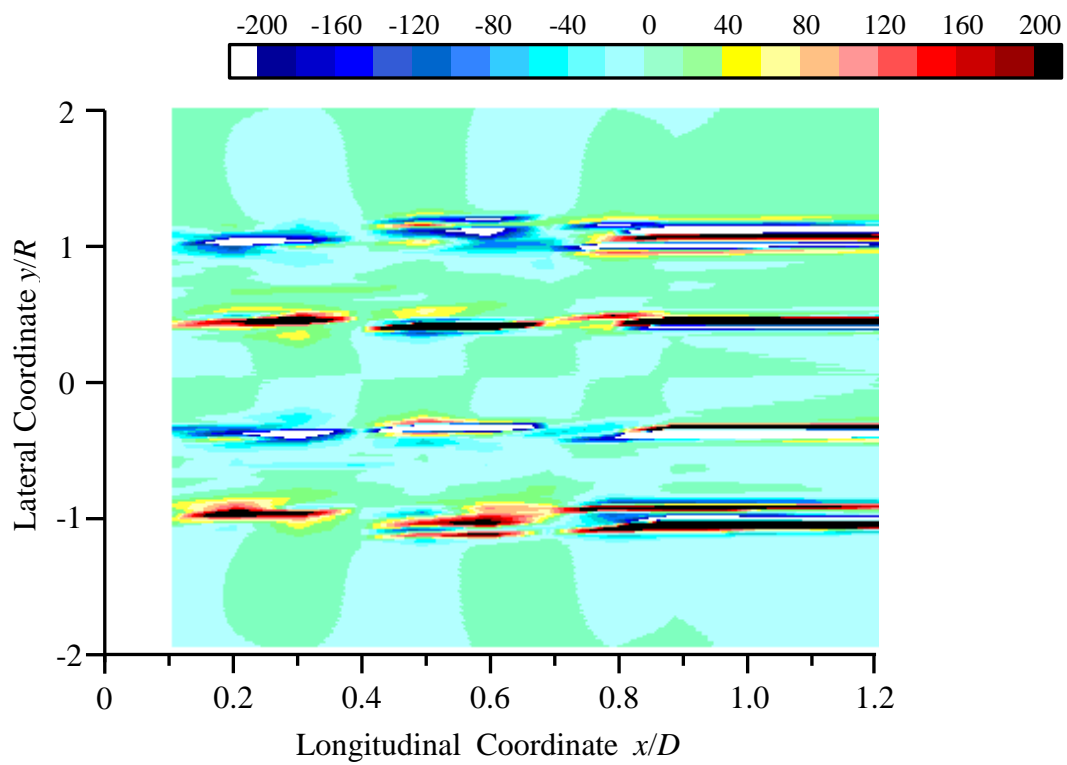
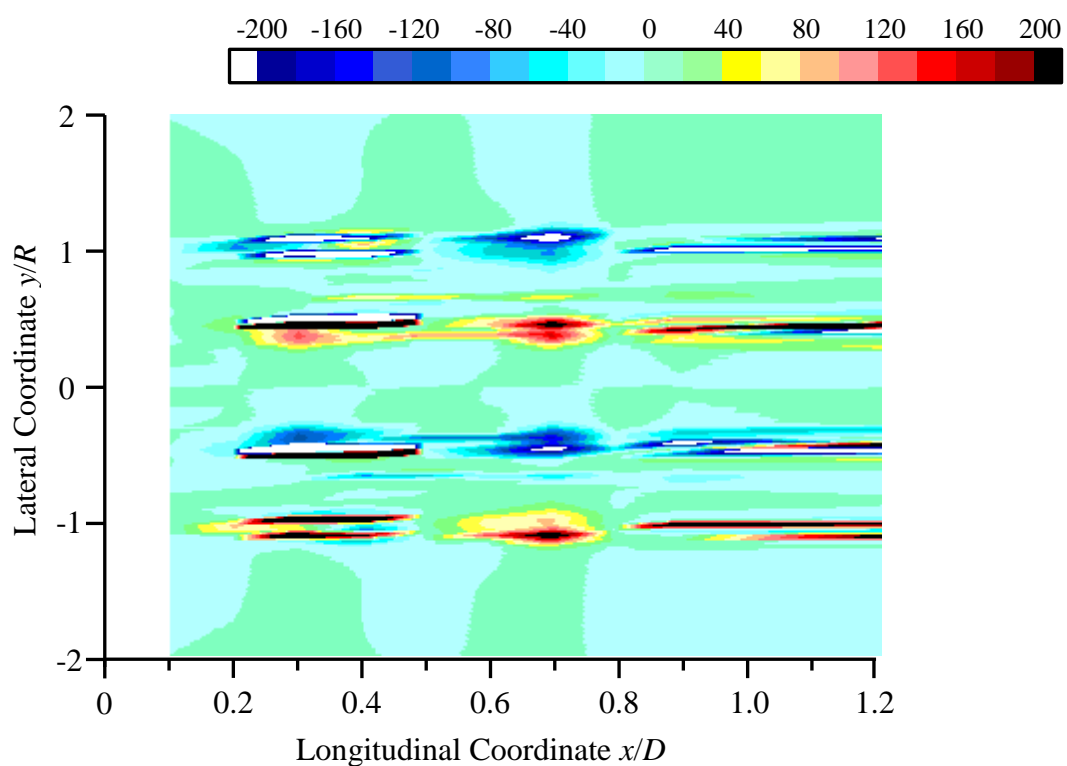


Fig 5.25 Calculated Longitudinal Vorticity in Wake ($\Phi_{yaw} = 0^\circ$)

(i) $\Psi = 240^\circ$ (j) $\Psi = 270^\circ$ Fig 5.25 Calculated Longitudinal Vorticity in Wake ($\Phi_{yaw} = 0^\circ$)

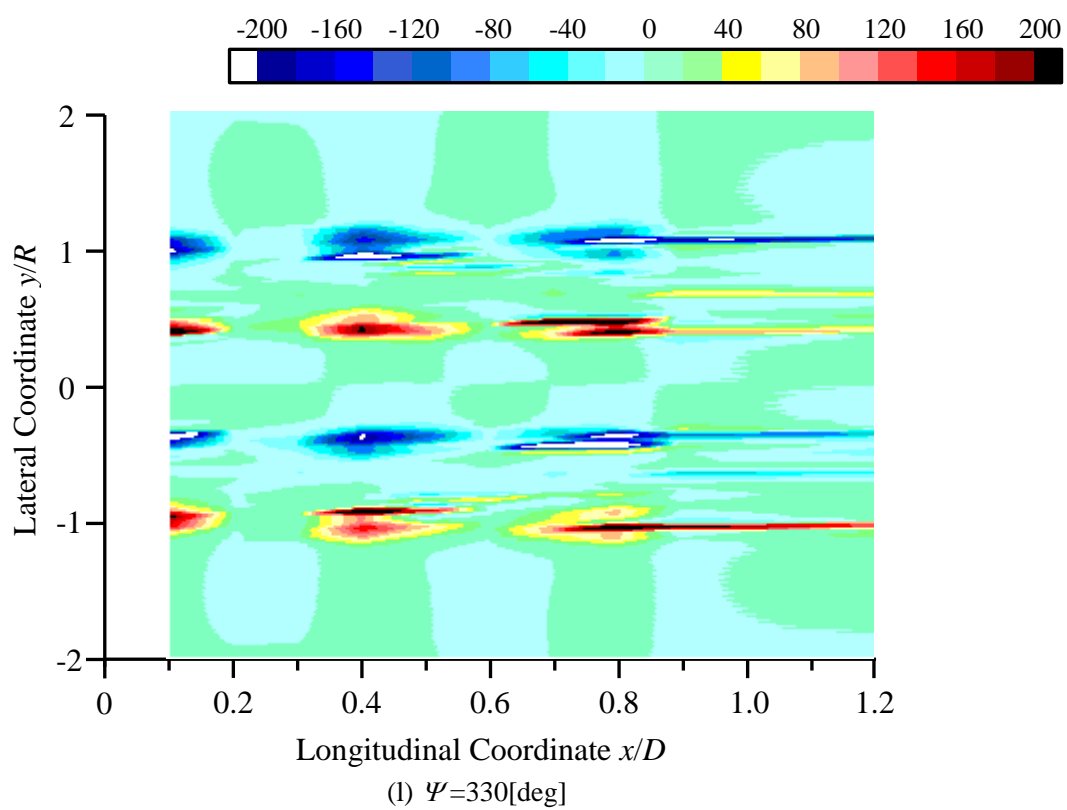
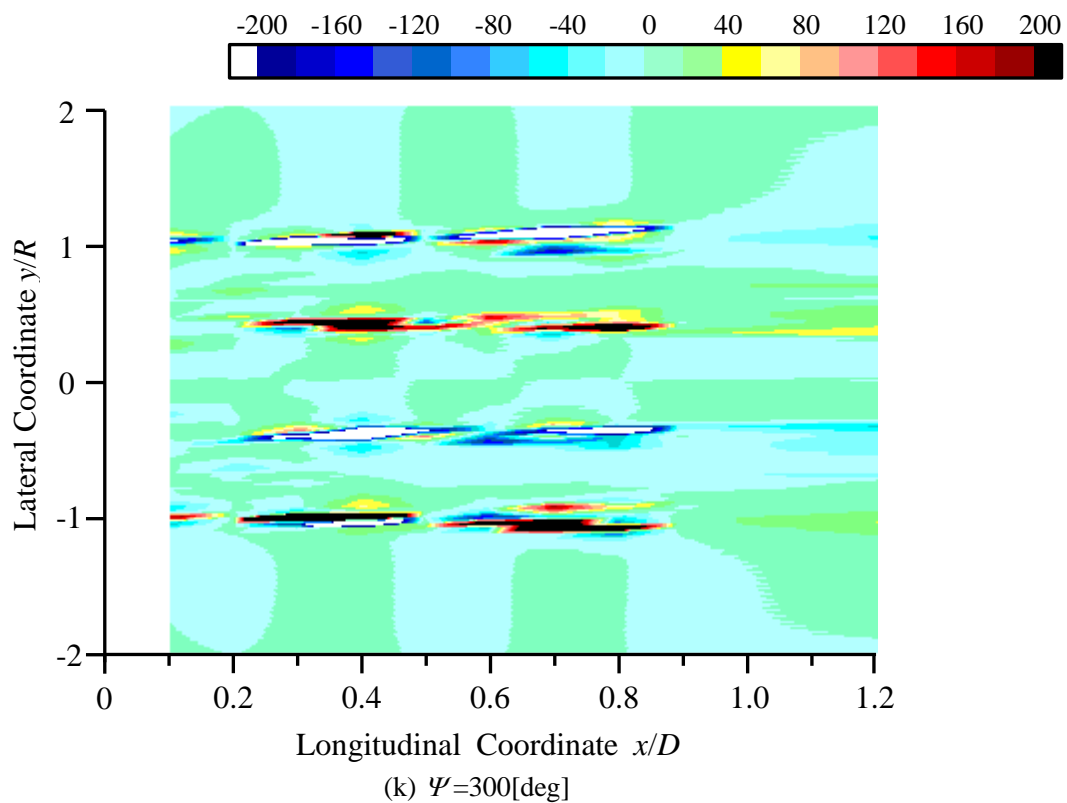


Fig 5.25 Calculated Longitudinal Vorticity in Wake ($\Phi_{yaw} = 0^\circ$)

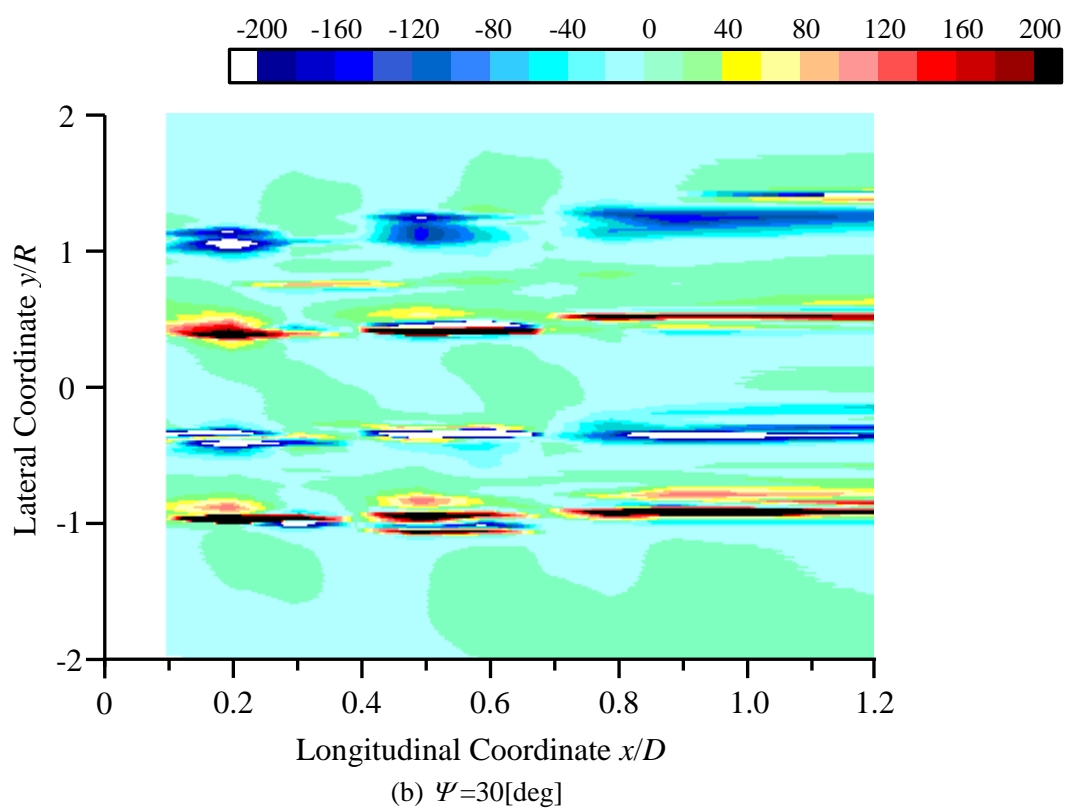
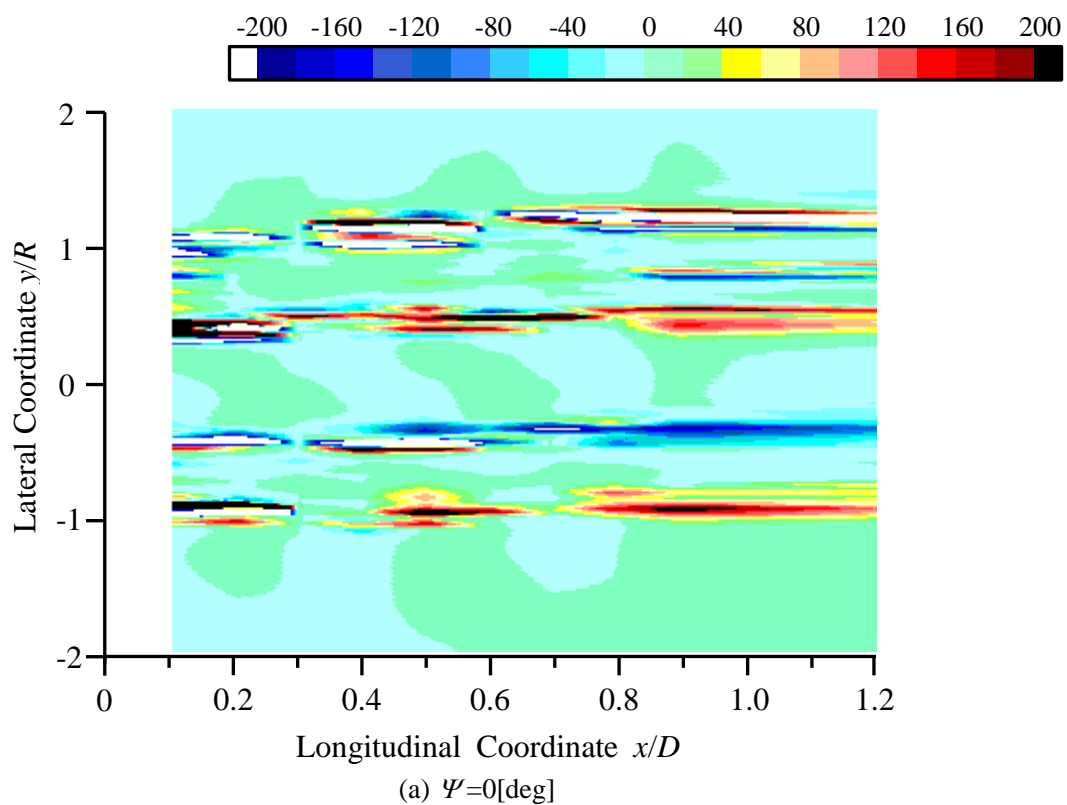


Fig 5.26 Calculated Longitudinal Vorticity in Wake ($\Phi_{\text{yaw}}=10 [\text{deg}]$)

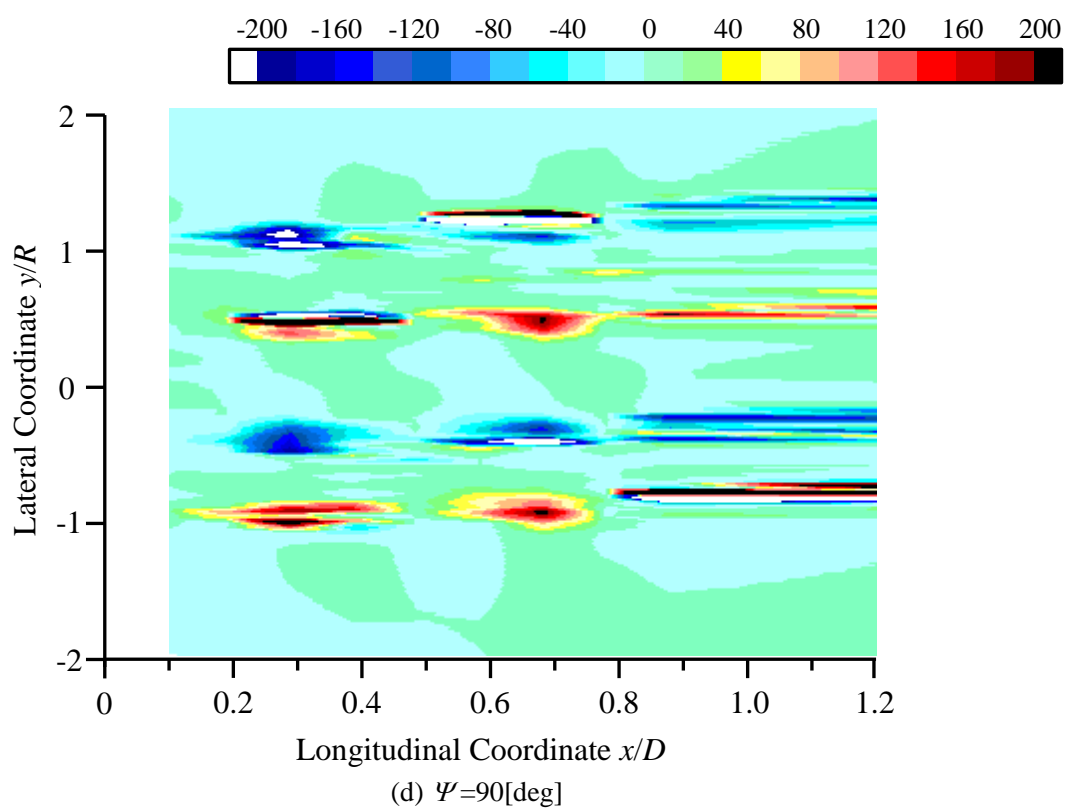
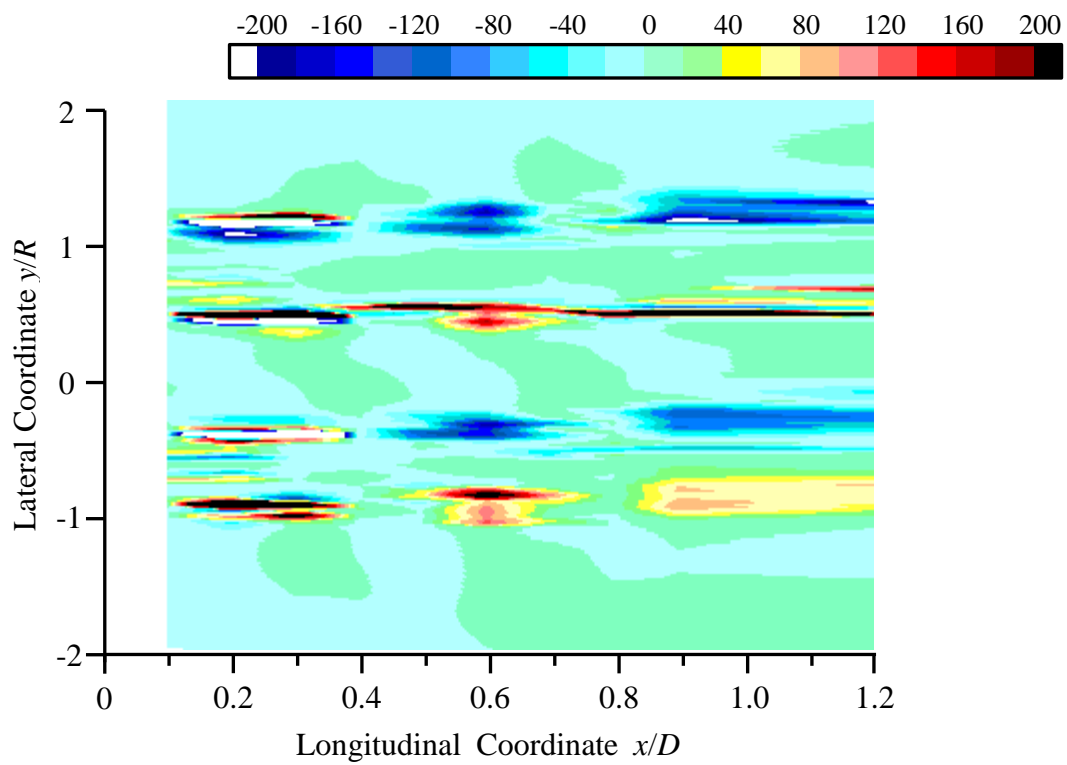


Fig 5.26 Calculated Longitudinal Vorticity in Wake ($\Phi_{\text{yaw}}=10 [\text{deg}]$)

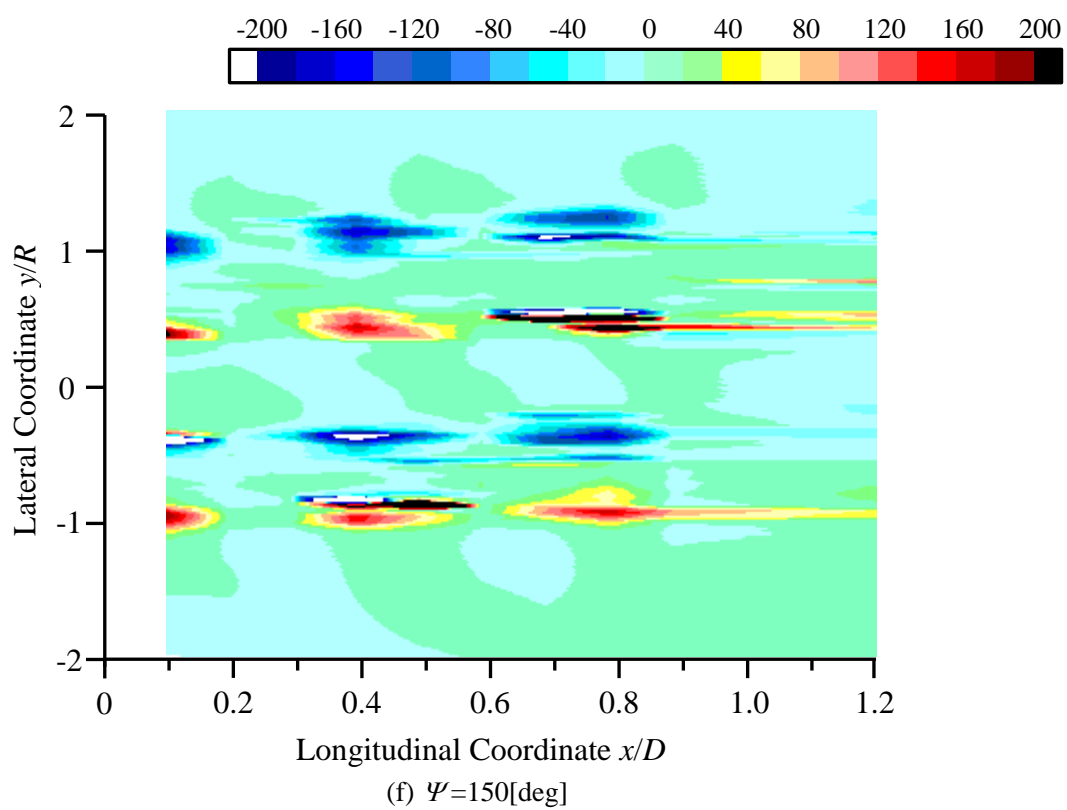
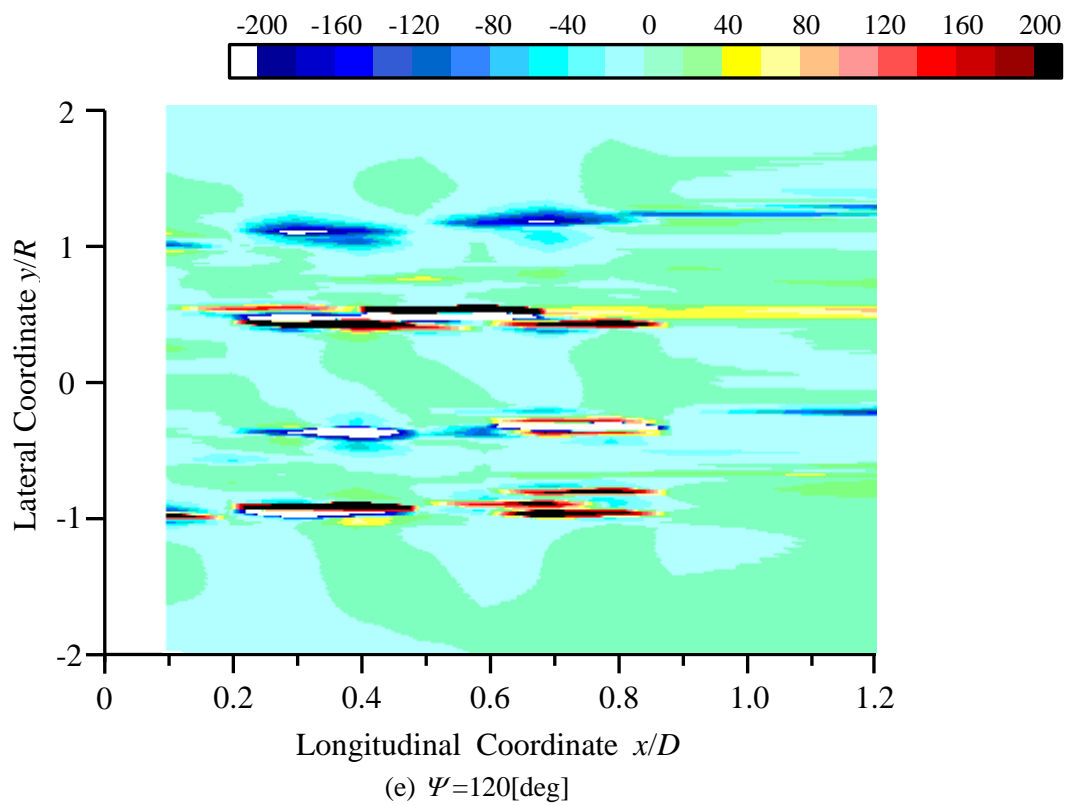


Fig 5.26 Calculated Longitudinal Vorticity in Wake ($\Phi_{\text{yaw}}=10$ [deg])

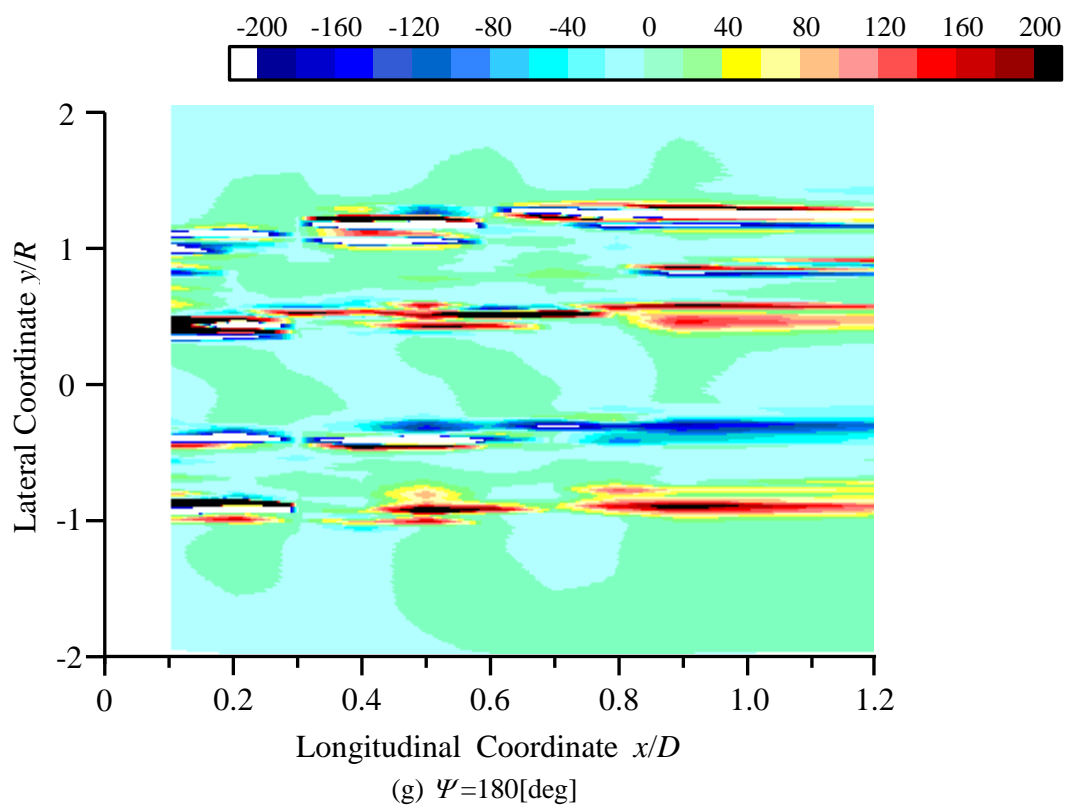


Fig 5.26 Calculated Longitudinal Vorticity in Wake ($\Phi_{\text{yaw}}=10$ [deg])

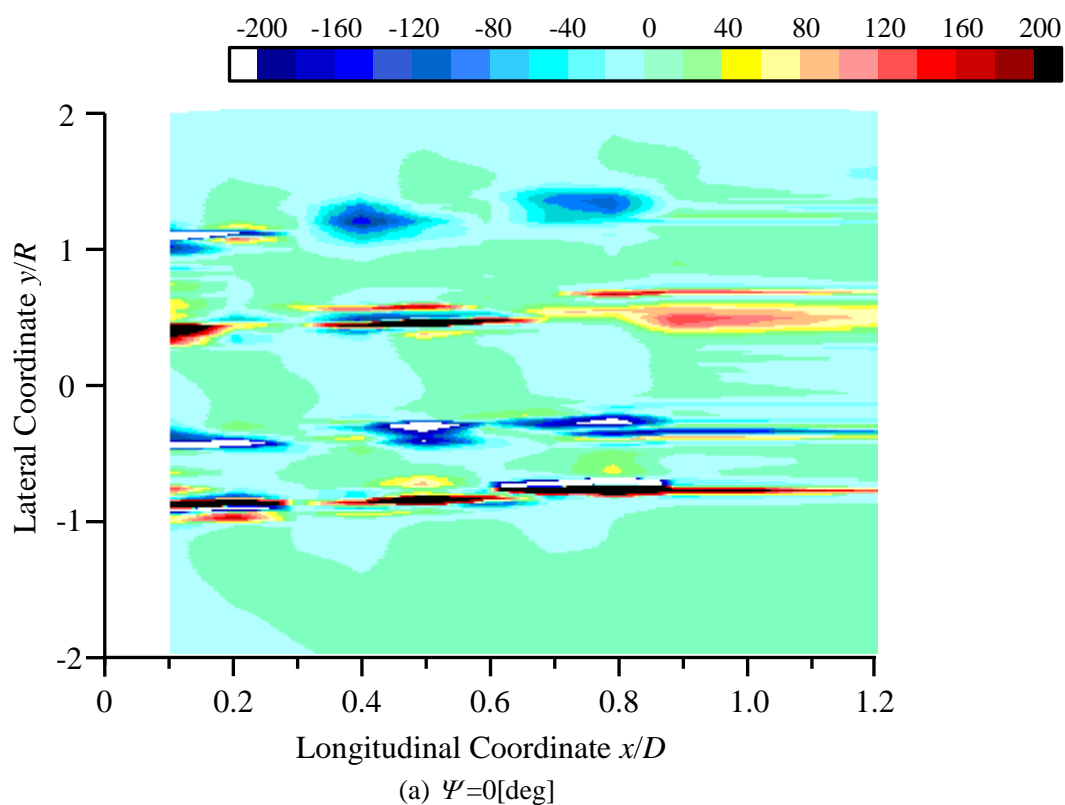


Fig 5.27 Calculated Longitudinal Vorticity in Wake ($\Phi_{\text{yaw}}=20$ [deg])

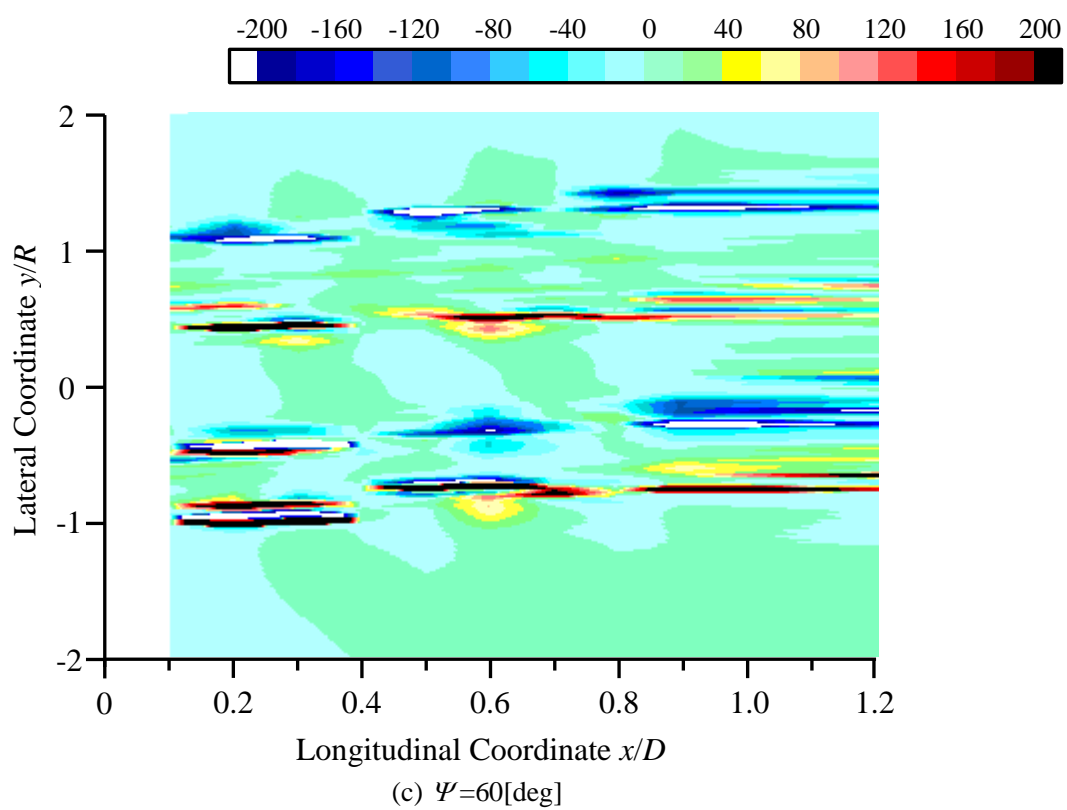
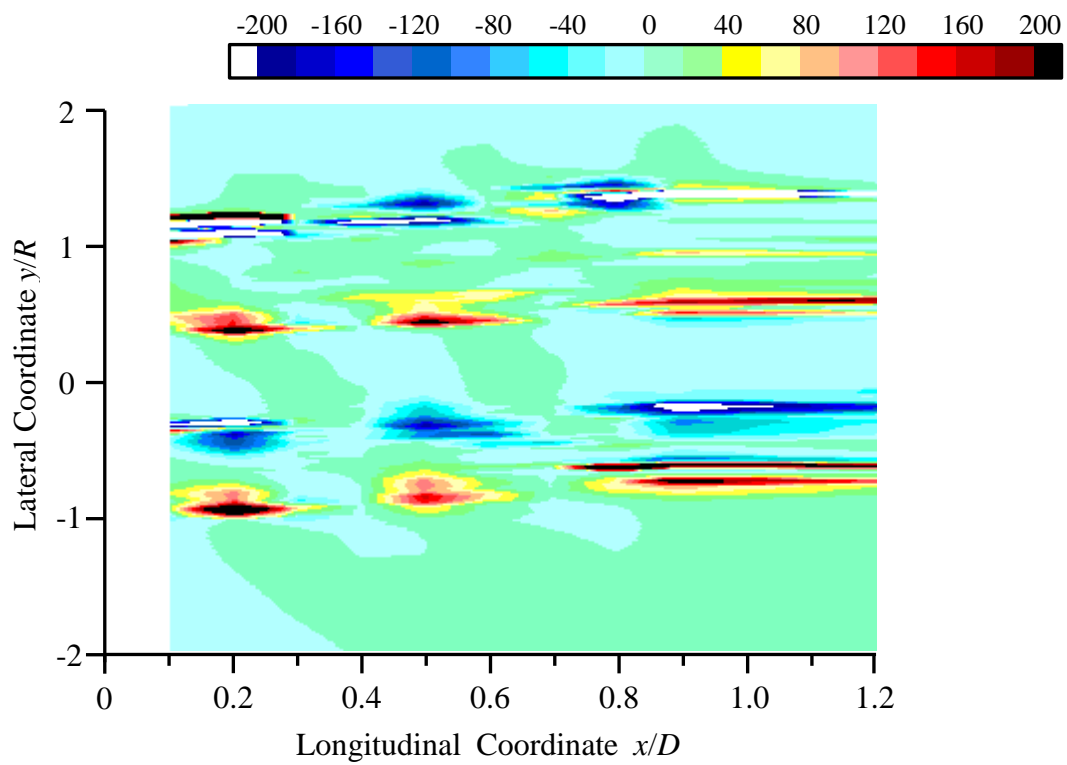


Fig 5.27 Calculated Longitudinal Vorticity in Wake ($\Phi_{\text{yaw}}=20$ [deg])

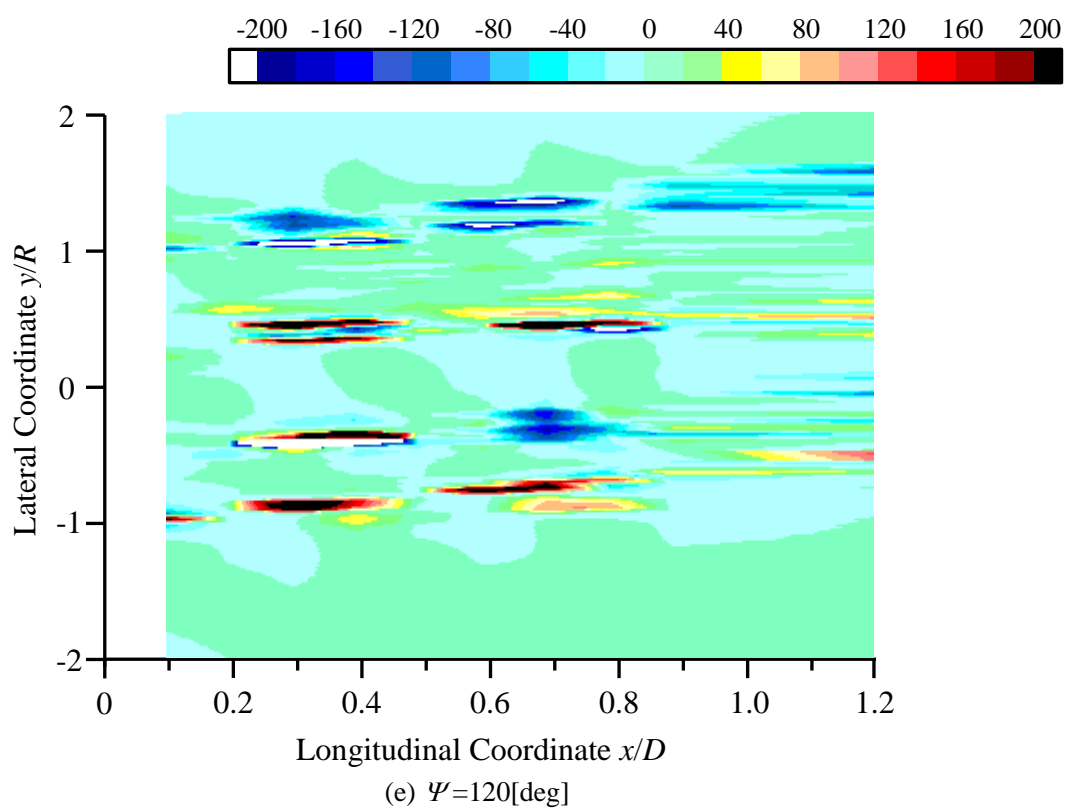
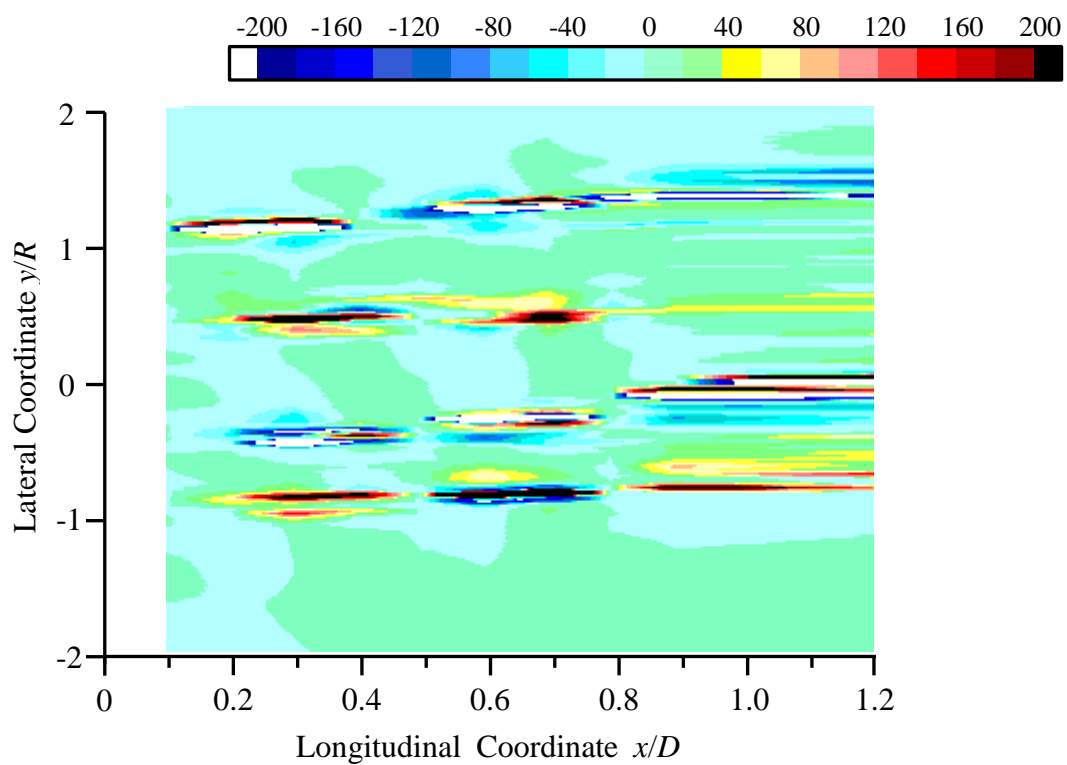


Fig 5.27 Calculated Longitudinal Vorticity in Wake ($\Phi_{\text{yaw}}=20$ [deg])

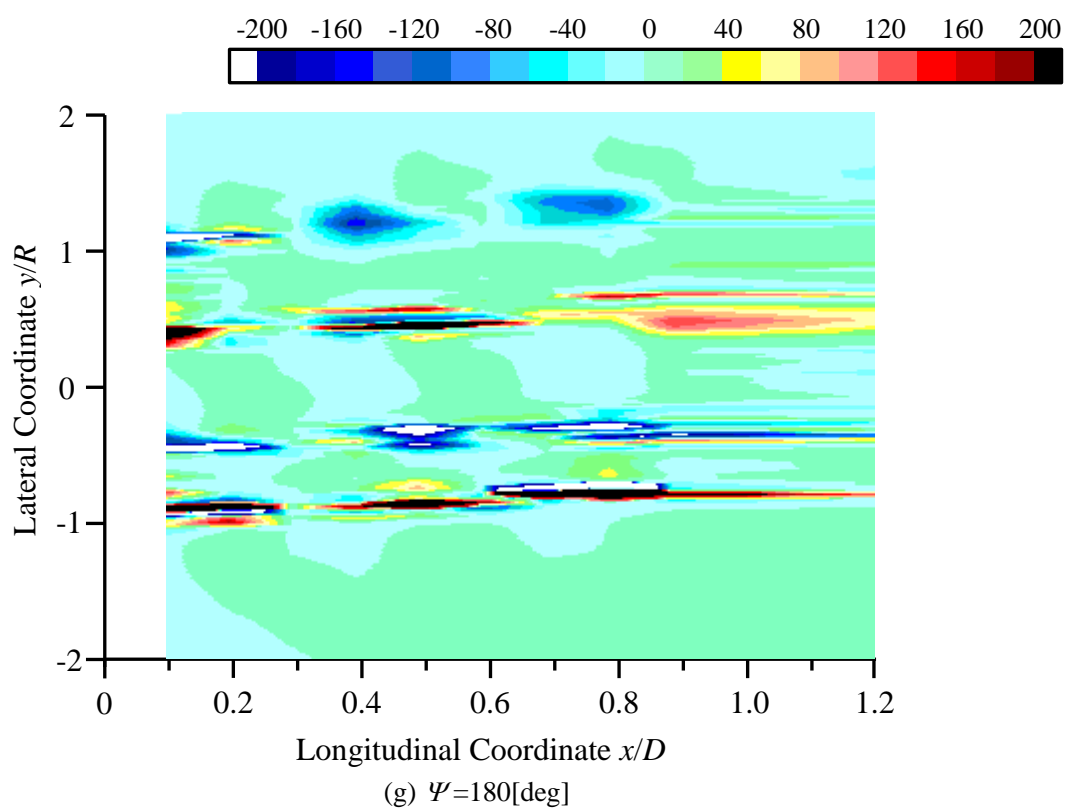
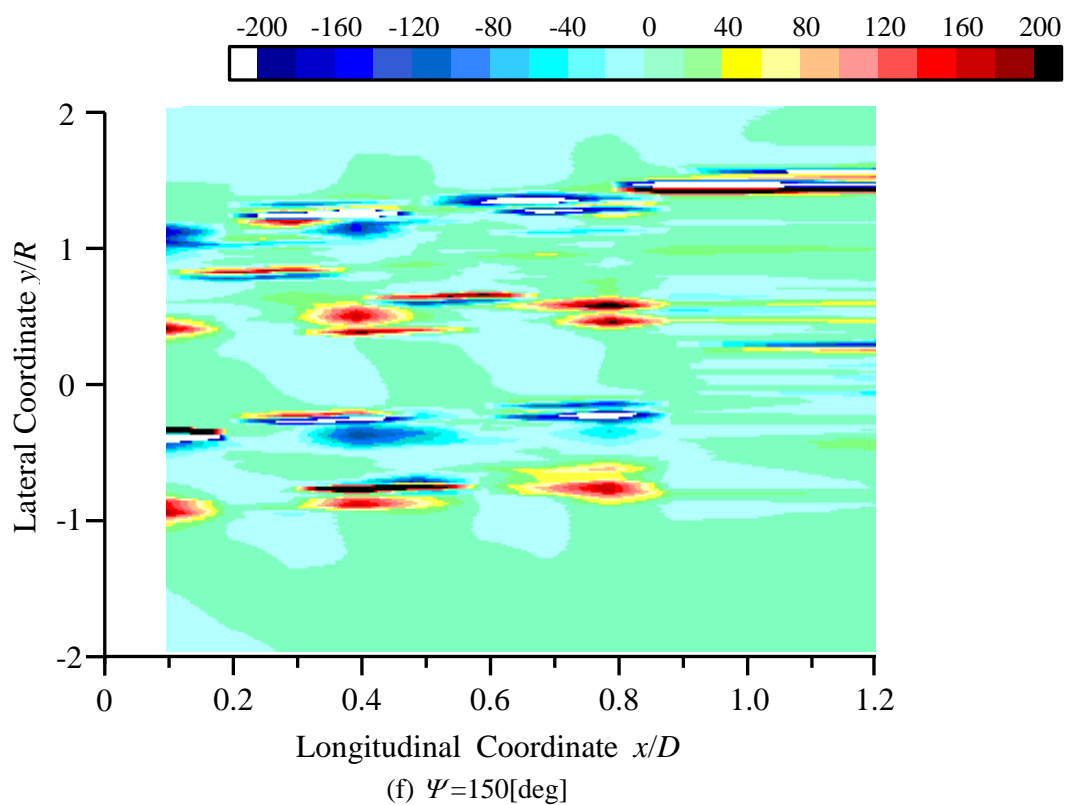


Fig 5.27 Calculated Longitudinal Vorticity in Wake ($\Phi_{\text{yaw}} = 20^\circ$)

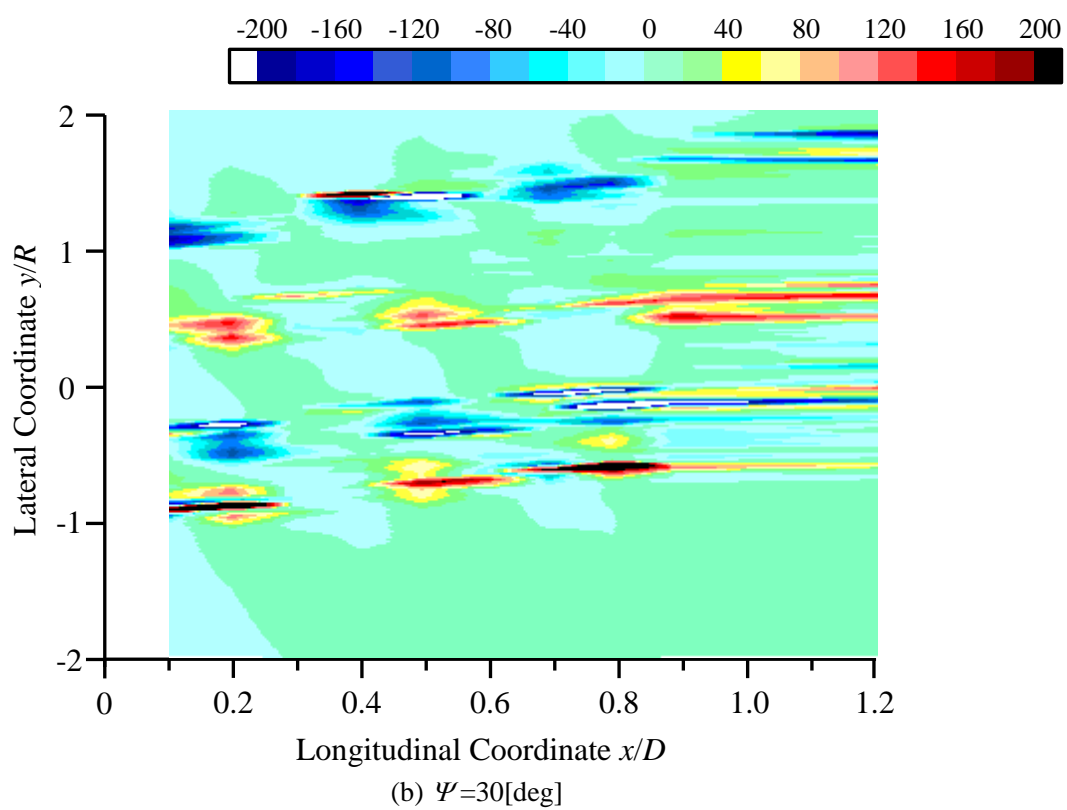
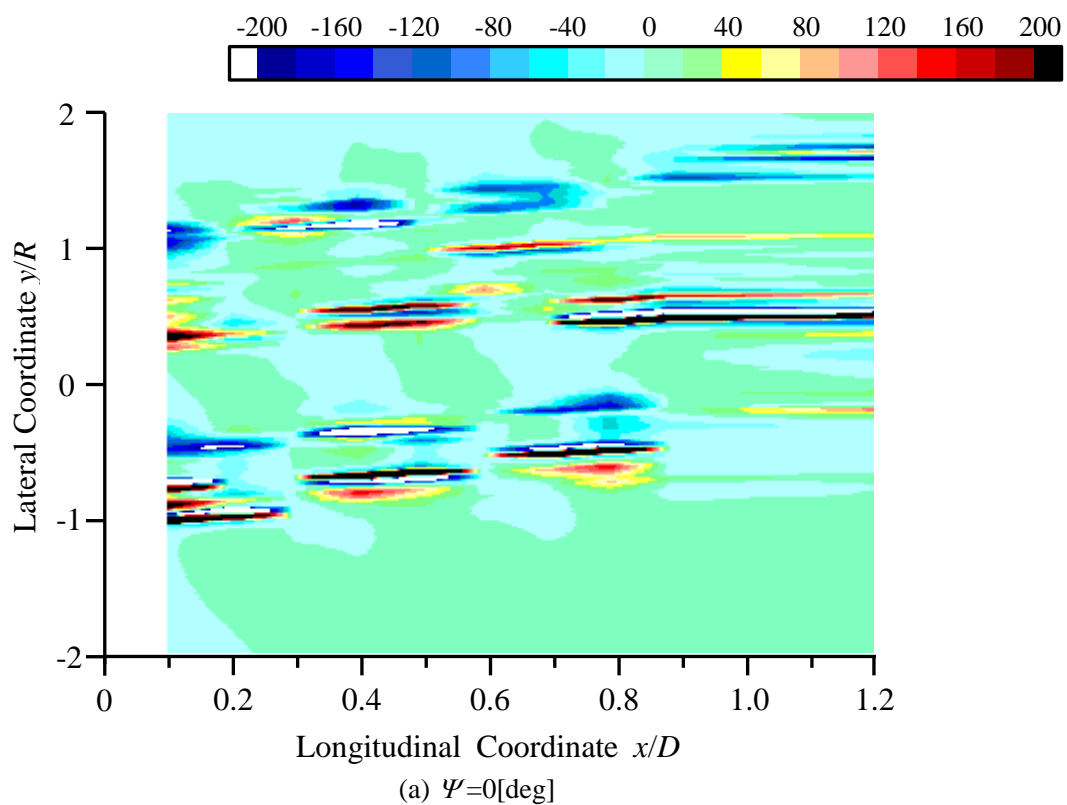


Fig 5.28 Calculated Longitudinal Vorticity in Wake ($\Phi_{\text{yaw}}=30$ [deg])

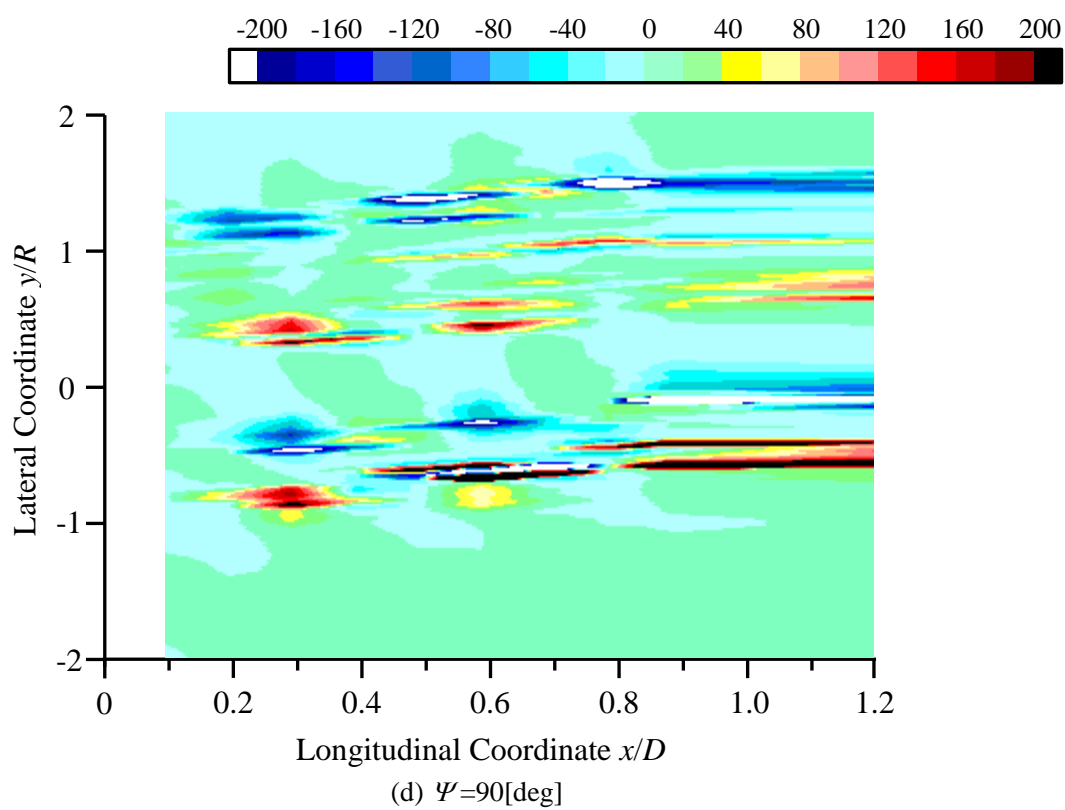
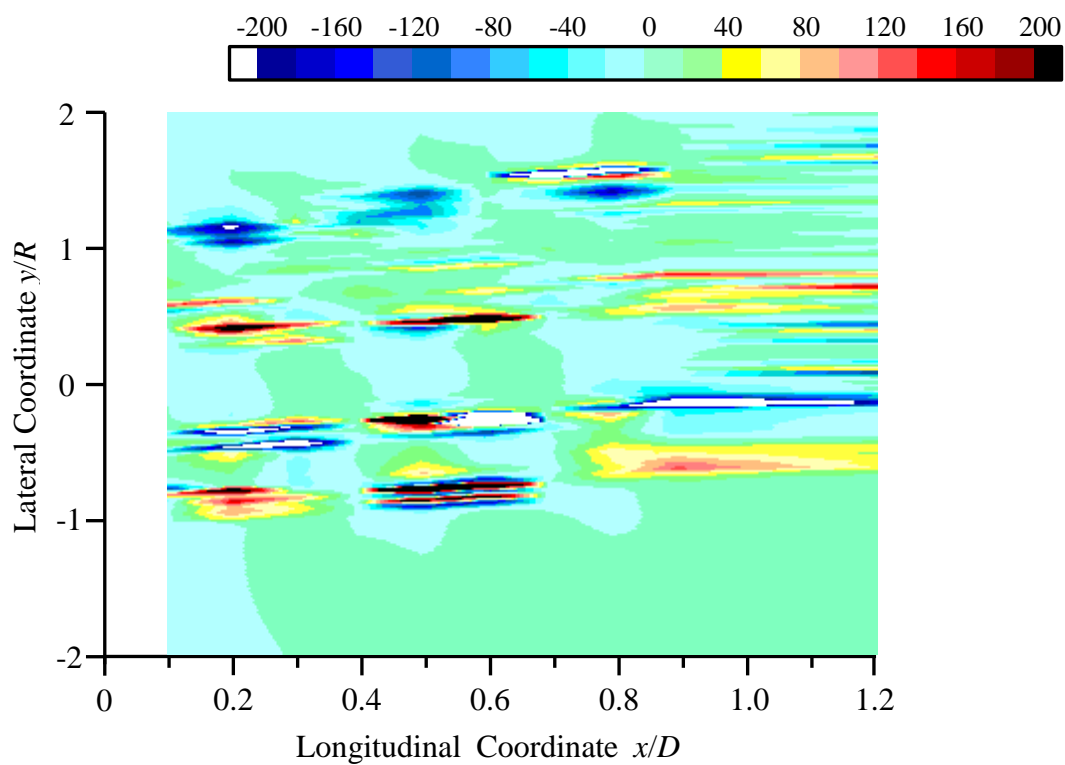


Fig 5.28 Calculated Longitudinal Vorticity in Wake ($\Phi_{\text{yaw}}=30$ [deg])

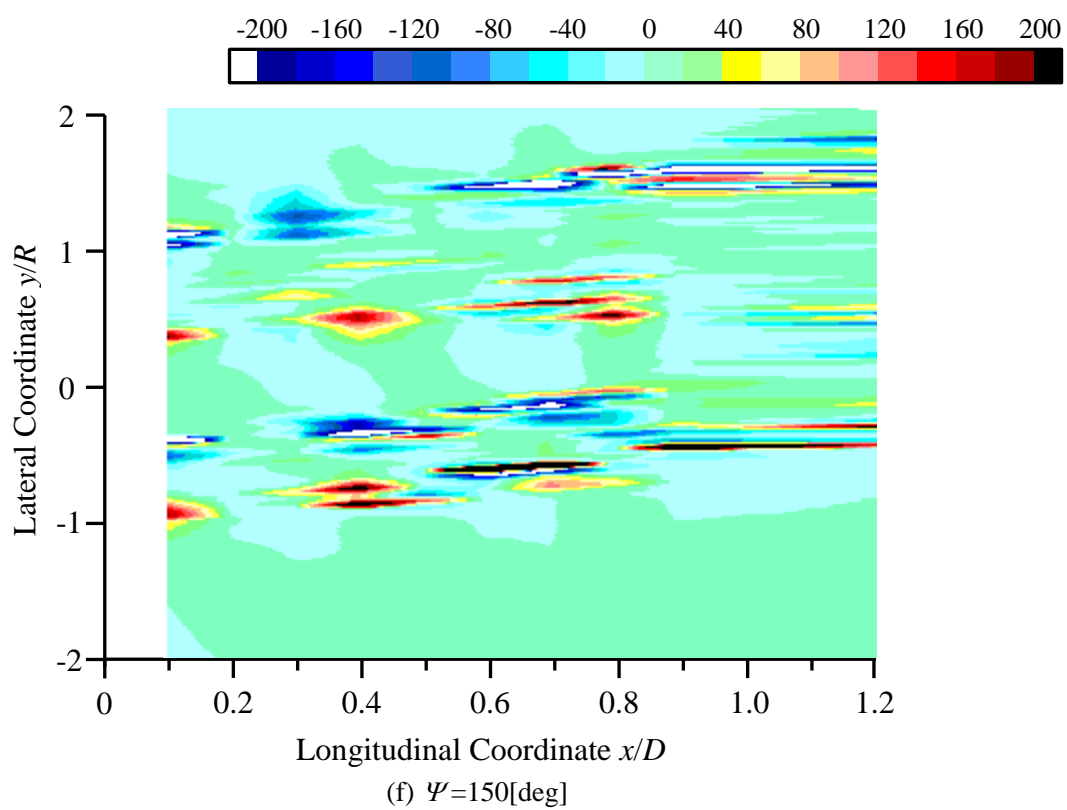
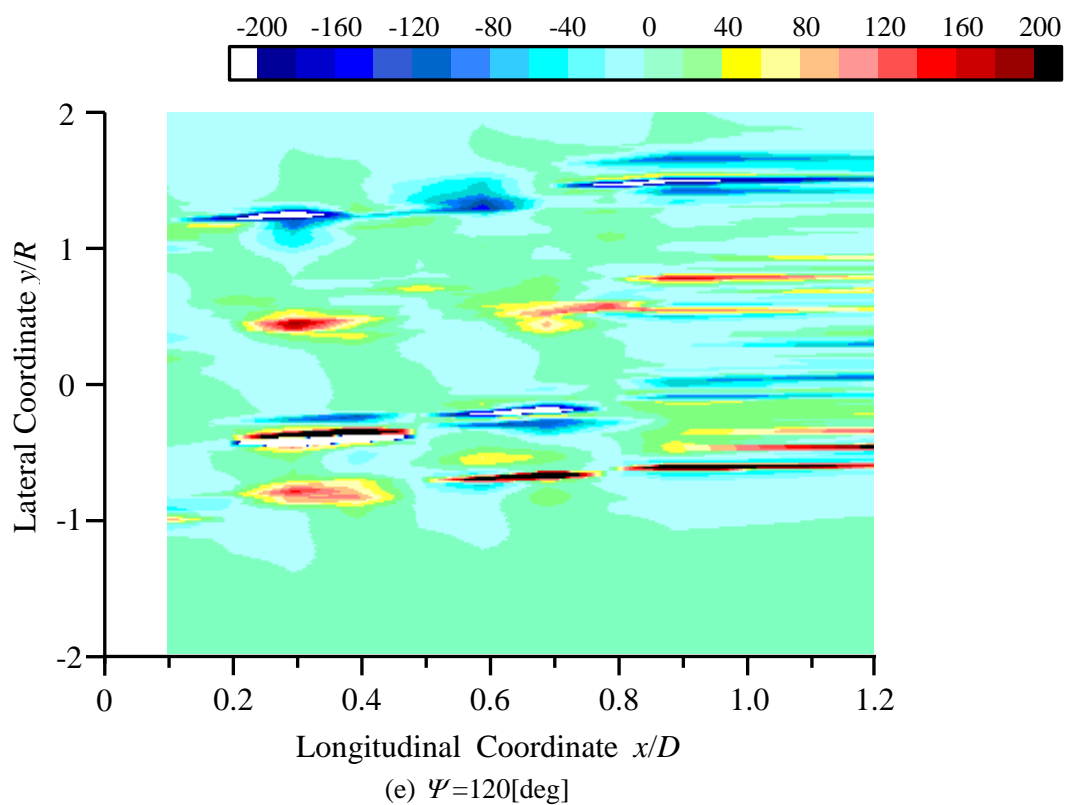


Fig 5.28 Calculated Longitudinal Vorticity in Wake ($\Phi_{\text{yaw}}=30$ [deg])

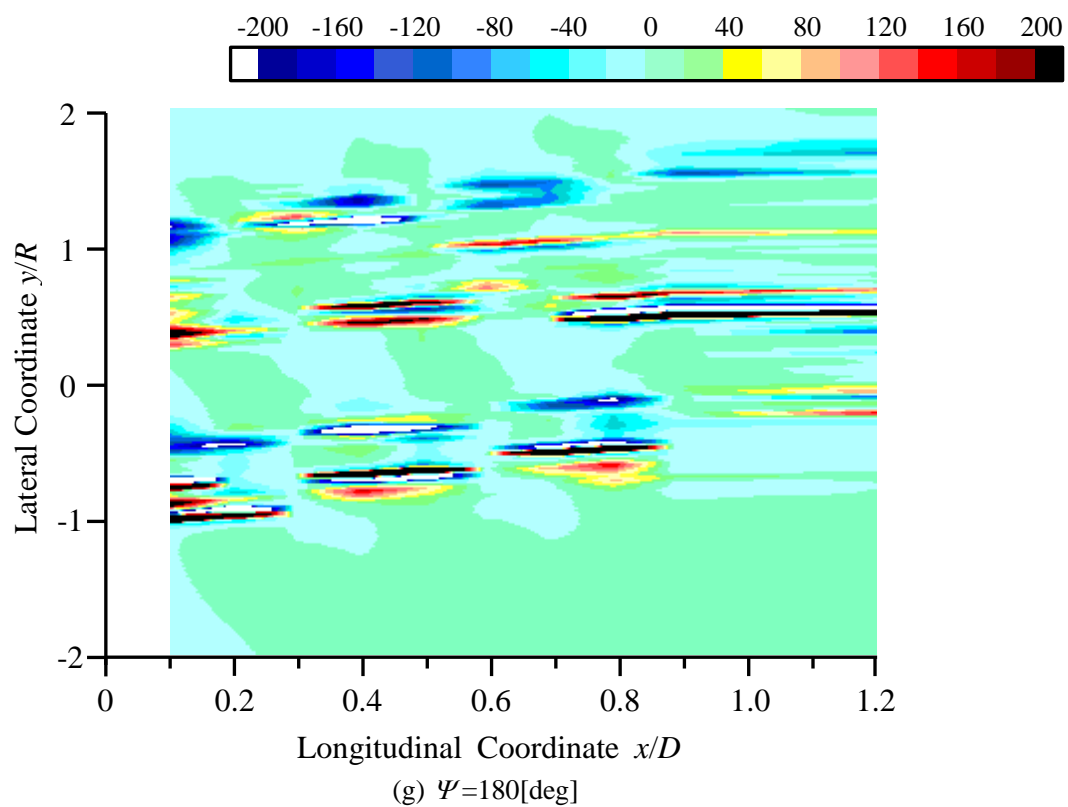
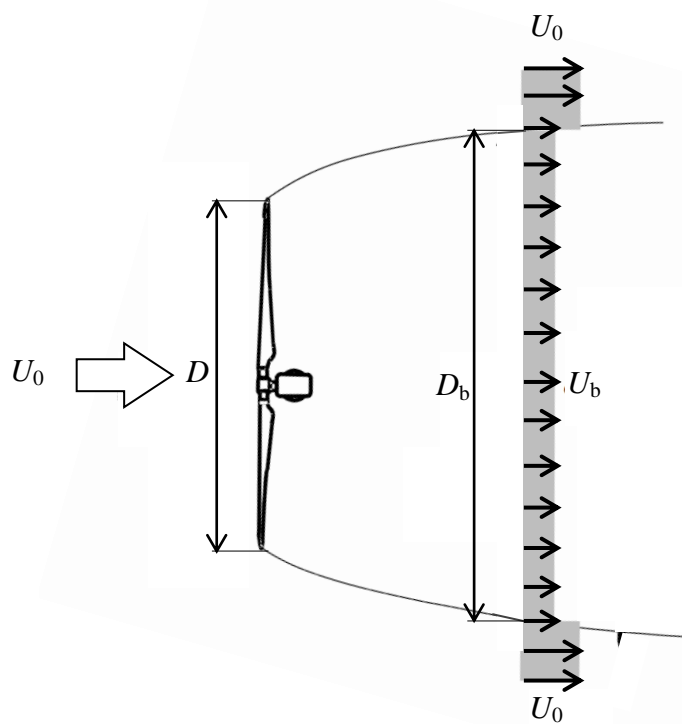


Fig 5.28 Calculated Longitudinal Vorticity in Wake ($\Phi_{\text{yaw}}=30$ [deg])



Wake Deficit by Wind Turbine

Fig. 5.29 Definition of Parameter for Frandsen Model⁽¹¹⁾⁽¹²⁾

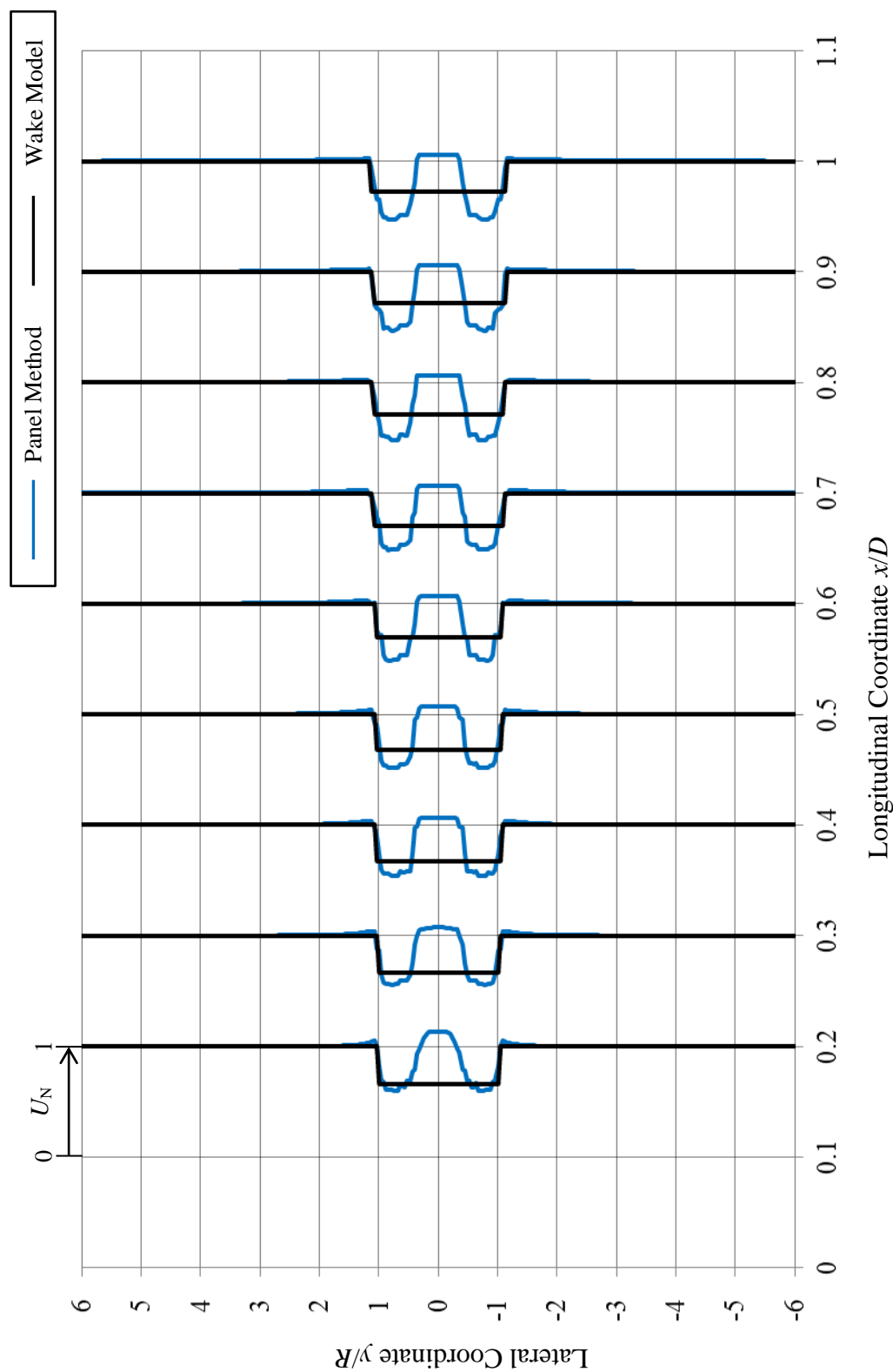
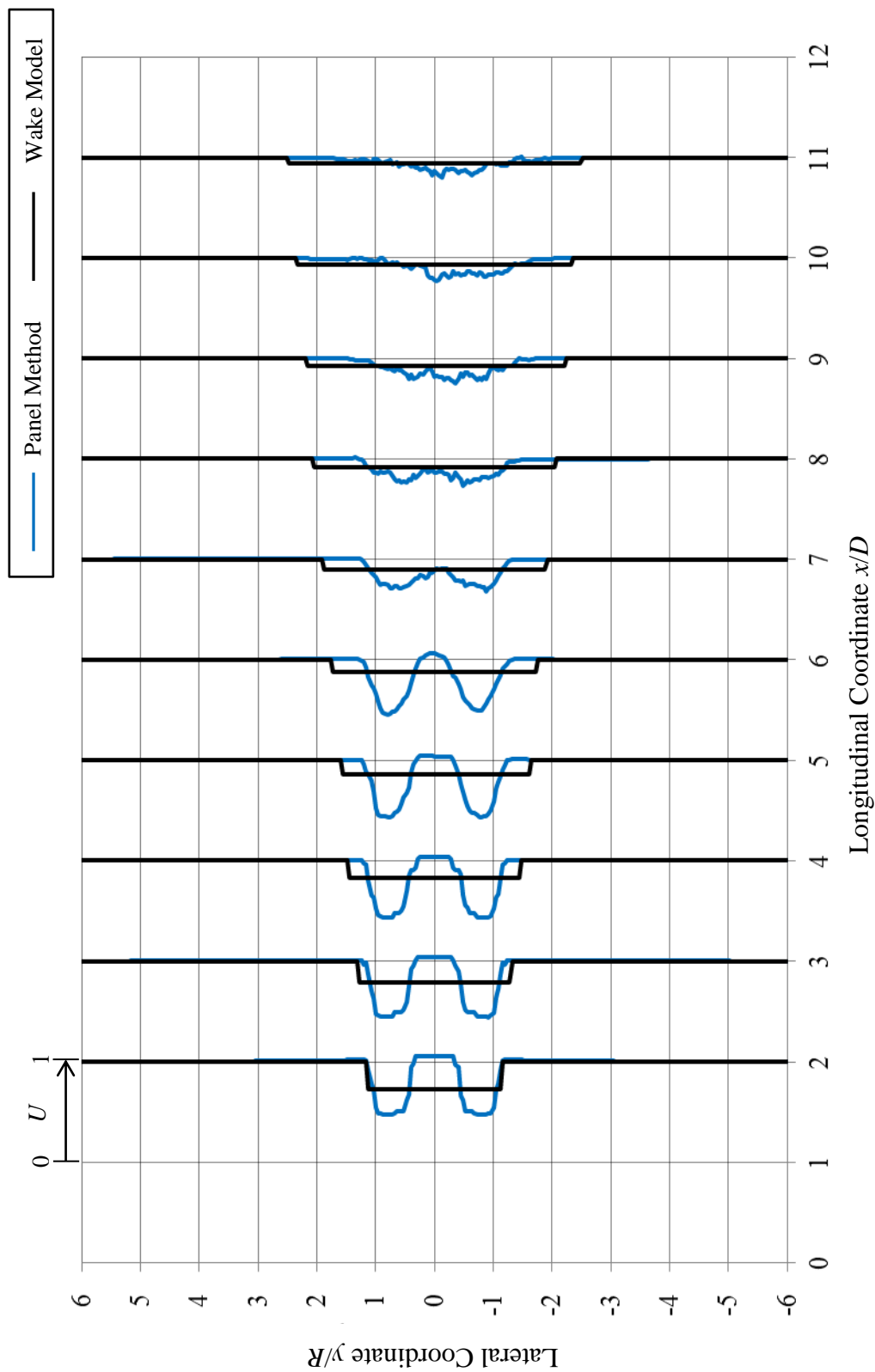


Fig.5.30 Comparison of Calculated Longitudinal Velocity in Wake and Wake Model ($\phi_{yaw}=0$)
(a) $0.1 \leq x/D \leq 0.9$



(b) $1 \leq x/D \leq 10$
 Fig.5.30 Comparison of Calculated Longitudinal Velocity in Wake and Wake Model ($\phi_{yaw}=0$)

第7章 結言

7.1 結言

本研究では、流入風速度分布や乱れなどの様々な流入条件に適した風車後流モデル開発に向けたデータ蓄積を最終目的として、非粘性解析を基にしたパネル法を用いて風車後流の計算を行った。また、風車への流入角を変化させて風車後流の計算を行い、風車への流入角の変化が後流に及ぼす影響について調べた。本研究によって得られた研究成果は以下のとおりである。

- パネル法は非粘性解析の計算手法であるが、性能の計算において、粘性の影響を考慮した二次元翼型特性データを補正值として採用することで、風洞実験で得られた風車性能を再現することができた。
- 計算により得られた風車後流は、風車下流側にロータ直径の3倍程度の範囲であれば、実験値との整合性が得られた。計算により得られた風車後流は正対状態において風車回転軸を中心に対称となっている。
- 風車への流入角が変化すると、風車後流の速度分布は正対状態と比べて水平方向に偏向していく。流入角が 10° 、 20° 、 30° のとき、風車後流の中心はそれぞれ 5° 、 10° 、 19° 傾斜した。
- 斜め流入状態において、下流側回転面から発生する風車後流は上流側よりも発生する後流内風速の減速率が大きくなる。また、流入角が大きいほど、回転面上流側と下流側の後流内風速の減速率の差は大きくなる。
- 斜め流入状態において、発生する翼端渦が偏向する角度は上流側回転面から発生した渦よりも下流側回転面から発生した渦のほうが大きくなる。また、流入角が大きいほど、翼端渦は水平方向へ大きく偏向する。

7.2 今後の課題

今後の課題としては、以下のようなものが挙げられる。

- 計算ステップが増加しても、後流渦パネルの構造が崩壊しないように、プログラムを改善する。解決方法の1つとして、コア半径（3.3節参照）を関数にすることが考えられる。今回の計算では風車に近い位置では渦構造は崩壊していないことから、計算ステップが小さければ、渦構造は崩壊しないと考えられる。そこで、今回の計算では常に一定としているコア半径をタイムステップによって変化する時間関数、もしくは風車からの

距離の関数にすることで、計算ステップが増加しても渦構造を維持できるのではないかと考えられる。

- 後流中の粘性の影響を考慮し、渦の散逸や拡散を再現できるようにする。パネル法は非粘性解析であるため粘性の影響を考慮することは容易ではないが、渦法において **Core-spreading** 法を用いて粘性拡散を扱う計算手法が提案されている⁽¹³⁾。この計算手法を応用することで、パネル法においても粘性による影響を考慮することができるのではないかと考えられる。

また、今後の方向性としては、以下のようなものが挙げられる。

- 風車流入前の風速の計算を行い、風車回転面に流入する前後の風速の変化や風の流れを検討する。また、後流の主流方向の評価位置の間隔を細かくし、風速や渦の変化を検討する。
- 流入風の乱れが風車後流に及ぼす影響を考慮するため、乱流モデルを導入する。流入風の乱れと流入角を変化させて風車後流に及ぼす影響を検討する。そして、様々な流入条件を考慮した新しい風車後流モデルを提案する。
- 本研究では風車を最適周速比で運転している状態で計算を行ったが、最適周速比でない状態で計算を行い、風車後流に及ぼす影響を検討する。

参考文献

- (1) 漆原次郎：原発と次世代エネルギーの未来がわかる本，株式会社洋泉社，2011.
- (2) 新エネルギー・産業技術総合開発機構：風力発電導入ガイドブック（2008年2月改訂第9版），pp.22，2008.
- (3) 西山孝，別所昌彦：統計データから見る地球環境・資源エネルギー論，丸善出版株式会社，pp.135，2011.
- (4) R.J. Barthelmie, et. al. : Modelling and Measuring Flow and Wind Turbine Wakes in Large Wind Farms Offshore, Wind Energy volume 12, pp.431-444, 2009
- (5) Jochen Cleve, et. al. : Model-based Analysis of Wake-flow Data in the Nysted Offshore Wind Farm, Wind Energy volume 12, pp.125-135, 2009.
- (6) Souma Chowdhury, et. al. : OPTIMIZING THE UNRESTRICTED PLACEMENT OF TURBINES OF DIFFERING ROTOR DIAMETERS IN A WIND FARM FOR MAXIMUM POWER GENERATION, 2010.
- (7) 前田太佳夫，鎌田泰成，村田淳介，溝腰拓哉，米倉早香，稲田直也：後流内で運転される風車の出力と荷重の特性に関する研究，日本機械学会論文集 B 編，75-758，pp.154-160，2009.
- (8) Takao MAEDA, Yasunari KAMADA, Yukimaru SHIMIZU, Albert Bruining, R. van Rooij, : PRESSURE DISTRIBUTION ON ROTOR BLADE OF THREE-DIMENSIONAL FIELD AND TWO-DIMENSIONAL WIND TUNNEL TESTS, Proc, European Wind Energy Cong, pp.534-537, 2001.
- (9) 前田太佳夫，鎌田泰成，村田淳介，溝腰拓哉，米倉早香，稲田直也：後流内で運転される風車の出力と荷重の特性に関する研究，日本機械学会論文集 B 編，75-758，pp.154-160，2009.
- (10) 米倉早香：乱れの大きい速度場における風車後流および後流内風車の性能の測定，三重大学大学院工学研究科平成22年度修士論文，2011.
- (11) Sten Frandsen, et. al. : The necessary distance between large wind farms offshore - study, Report Risø-R-1518(EN), pp.8-12. 2004.
- (12) Sten Frandsen, et. al. : Turbulence and turbulence-generated structural loading in wind turbine clusters, Report Risø-R-1188(EN), pp.22-33. 2007.
- (13) 竹崎大輔：渦理論による水平軸風車周り粘性流れ解析のための基礎研究（渦法における壁面渦度再分配法の開発），名古屋大学大学院工学研究科平成19年度博士論文，2008

謝辞

本研究を行うにあたり、御指導と自分を成長させてくれる機会を与えて下さった前田太佳夫教授、研究の進め方や考察について親切に御助言を頂いた鎌田泰成准教授、理論的な内容について丁寧に御指導を頂いた村田淳介助教に感謝の意を表します。論文審査を受諾して下さった辻本公一教授に感謝の意を表します。

工作機械の扱いや実験装置の製作で御助力頂きました堀場映次技官、研究室を明るく支えていただいた都築修子秘書に感謝の意を表します。

同じウィンドファームチームとして研究を共にしてきた、溝腰拓哉先輩、米倉早香先輩、大川敦司君、太田帆南さん、西村隼君、韓萬海君に感謝します。ありがとうございます。

同期の加賀則光君、幸田晴伸君、菅原智史君、中井隆太君、広森裕也君には大変お世話になりました。みなさんと出会い、研究室で共に過ごしたこの3年間はとても有意義なものとなりました。

最後に、大学生活を通して私を支えてくださった方々、ご協力いただいた方々に心から感謝いたします。本当にありがとうございました。

平成 24 年 2 月 1 日

伊藤 崇文