

一様流れにおける回転円柱周りの流速場の性状に関する研究

令和 6年 1月

日本大学大学院理工学研究科博士後期課程

海洋建築工学専攻

鈴木 雅 洋



# 目次

第 1 章 序論	1
1-1 大水深域における海洋底掘削	2
1-1-1 海洋底掘削の大水深化	2
1-1-2 ライザー掘削とライザーレス掘削	2
1-2 ライザー掘削における流体力学的問題	4
1-2-1 渦励起振動 (Vortex Induced Vibration : VIV)	5
1-2-2 VIV を考慮したライザーパイプの挙動解析	6
1-3 ライザーレス掘削における流体力学的問題	7
1-3-1 マグヌス効果による揚力の発生	7
1-3-2 ライザーレス掘削時における流体力が及ぼす影響	8
1-3-3 ドリルパイプの挙動解析手法開発の現状	9
1-3-4 流れ中で回転する柱状構造物の流体力係数	10
1-3-5 回転円柱周りの流速場を調査する工学的意義	11
1-3-6 ライザーレス掘削における諸条件	12
1-4 既往研究	13
1-4-1 流れ中における回転円柱に働く流体力に関する研究	14
1-4-2 流れ中における回転円柱周りの流速場に関する研究	17
1-5 研究目的	17
1-6 論文構成	17
第 2 章 回転円柱周りの流速場の流体力学的問題	19
2-1 本章の概要	20
2-2 渦に誘導される流速	20
2-2-1 循環と渦度	20
2-2-2 ランキンの渦モデル	21
2-2-3 ビオサーバルの法則	22
2-2-4 回転円柱に関わる流体力学的問題	23
2-3 ポテンシャル理論による回転円柱周りの流速場	23
2-3-1 ケルヴィンの循環定理	23
2-3-2 循環による揚力の発生	24
2-3-3 循環を伴う円柱周りの流速場	25

2-3-4	クッタジュークフスキーの定理	26
2-3-5	回転円柱に関わる流体力学的問題	27
2-4	数値解析による回転円柱周りの流速場	28
2-4-1	基礎方程式のフィルター操作	28
2-4-2	RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes)	30
2-4-3	LES (Large Eddy Simulation)	33
2-4-4	回転円柱に関わる流体力学的問題	34
2-5	回転円柱周りの境界層の発達	35
2-5-1	レイリー問題 (ナビエ-ストークス方程式の厳密解)	35
2-5-2	プラントルの境界層方程式	37
2-5-3	平板の層流境界層	40
2-5-4	平板の乱流境界層	42
2-5-5	回転円柱に関わる流体力学的問題	47
第3章 静水中における回転円柱周りの流速場の特性に関する水槽実験		49
3-1	実験概要	50
3-2	水槽実験	50
3-2-1	実験施設	50
3-2-2	実験模型	51
3-2-3	実験装置	53
3-2-4	計測方法	57
3-2-5	解析方法	60
3-3	実験結果および考察	61
3-3-1	円柱の回転による運動量伝搬特性	61
3-3-2	回転円柱周りの流速分布の基礎的な特性	66
3-3-3	回転円柱周りの粘性低層と摩擦応力	70
3-3-4	円柱表面粗度の違いによる影響	74
第4章 一様流れにおける回転円柱周りの流速場の特性に関する水槽実験		83
4-1	実験概要	84
4-2	水槽実験	84
4-2-1	実験施設	84
4-2-2	実験模型	85



4-2-3	実験装置	85
4-2-4	計測方法	87
4-2-5	解析方法	91
4-3	実験結果および考察	92
4-3-1	円柱周囲の流速場の流線の可視化	92
4-3-2	円柱周囲の流れ方向（x 軸方向）の流速分布	98
4-3-3	代表流速の違いによる影響	104
4-3-4	円柱の回転が流速場に与える影響（減速側）	107
4-3-5	円柱の回転が流速場に与える影響（増速側）	117
4-3-6	円柱の回転による運動量伝播特性	126
4-3-7	円柱表面粗度の違いによる影響	135
第 5 章 回転円柱周りの流速場の性状		141
5-1	本章の概要	142
5-2	静水中における回転円柱周りの流速場の性状	142
5-2-1	回転円柱周りの境界層の発達	142
5-2-2	ビオサーバルの法則との比較	143
5-3	一様流れにおける回転円柱周りの流速場の性状	145
5-3-1	回転円柱周りの流速場の基礎的特性	145
5-3-2	回転円柱周りの流速場の形成過程	147
5-3-3	回転円柱に働く流体力と流速場の関係	152
第 6 章 結論		155
謝辞		160
参考文献		164
研究業績		170

## 表目次

第 3 章 静水中における回転円柱周りの流速場の特性に関する水槽実験	49
Table 3-1 Cylinder model specifications	51
Table 3-2 Measurement point coordinates	59
第 5 章 回転円柱周りの流速場の性状	141
Table 5-1 Percentage change in flow rate per rotation ratio relative to flow	146

## 図目次

第 1 章 序論	1
Fig. 1-1 Drilling methods used in offshore bottom drilling	3
Fig. 1-2 Scientific Deep Sea Drilling Vessel CHIKYU	4
Fig. 1-3 VIV (Vortex Induced Vibration)	5
Fig. 1-4 Variation of vortex emission characteristics of cylinders at different Reynolds numbers	6
Fig. 1-5 Generation of lift due to Magnus effect	7
Fig. 1-6 Potential problems during riser-less drilling operations	9
Fig. 1-7 Comparison of Kutta-Joukowski theorem and experimental fluid force coefficients	13
Fig. 1-8 Relationship between fluid force coefficient and rotation ratio $\alpha$ by CFD	15
第 2 章 回転円柱周りの流れ場の流体力学的問題	19
Fig. 2-1 Rankine's combined vortex	21
Fig. 2-2 Velocity potential and stream function around a rotating cylinder with circulation	26
Fig. 2-3 Similar velocity distribution for Rayleigh problem	36
Fig. 2-4 Rayleigh problem flow	36
Fig. 2-5 Non-dimensional velocity distribution in laminar boundary layer	41
Fig. 2-6 Boundary layer transition	42
Fig. 2-7 Non-dimensional velocity distribution in turbulent boundary layer	45

第 3 章 静水中における回転円柱周りの流速場の特性に関する水槽実験	49
Fig. 3-1 The Circulating Water Channel	50
Fig. 3-2 Cylinder model mounted on motor shaft (0.15 m)	51
Fig. 3-3 Location of acceleration sensor	52
Fig. 3-4 Impact test diagram	52
Fig. 3-5 A series of experimental systems from motors to cylinder models	54
Fig. 3-6 Torque Meter TM3000 manufactured by Unipulse Corporation	55
Fig. 3-7 Electromagnetic current meter manufactured by TOKYO KEISOKU Co.	55
Fig. 3-8 Position control of anemometer by servo motor	56
Fig. 3-9 Abrasive Cloth Roll manufactured by Nagatsuka Abrasive Mfg. Co.	56
Fig. 3-10 Experimental Schematic	57
Fig. 3-11 Schematic diagram of flow velocity measurement points	58
Fig. 3-12 When the anemometer is closest to the surface of the cylinder (0.02 m)	59
Fig. 3-13 Definition of dimensionless distance	60
Fig. 3-14 Relationship between Reynolds stress $\tau_{\theta r}$ and $R'$	62
Fig. 3-15 Time series data of flow velocity at each measurement point ( $U_R = 2.75$ m/s)	63
Fig. 3-16 Reynolds stress divided by the square of the fluid density and cylinder surface velocity	65
Fig. 3-17 Relationship between dimensionless distance and eddy kinematic viscosity coefficient	65
Fig. 3-18 Relationship between dimensionless flow velocity and dimensionless distance at each cylinder surface circumferential velocity (Liner scale)	67
Fig. 3-19 Relationship between dimensionless flow velocity and dimensionless distance at each cylinder surface circumferential velocity (logarithmic scale)	68
Fig. 3-20 Relationship between dimensionless flow velocity in the circumferential direction of the cylinder and dimensionless distance by logarithmic approximation	69

Fig. 3-21	Relationship between Frictional stress on the cylinder surface for each cylinder model diameter and the square of the cylinder surface circumferential velocity	70
Fig. 3-22	Relationship between surface friction coefficient and Reynolds number of flat plate	71
Fig. 3-23	Relationship of the Reynolds number to the dimensionless quantity of viscous low-layer thickness divided by the cylinder radius, using the power function	73
Fig. 3-24	Relationship between the dimensionless distance and the dimensionless velocity, obtained by equations (3-6) and (3-11)	73
Fig. 3-25	Measurement results at each cylinder surface circumferential velocity under smooth conditions	76
Fig. 3-26	Measurement results at each cylinder surface circumferential velocity for the 35 $\mu$ m grain size condition	77
Fig. 3-27	Measurement results at each cylinder surface circumferential velocity for the 60 $\mu$ m grain size condition	78
Fig. 3-28	Measurement results at each cylinder surface circumferential velocity for the 200 $\mu$ m grain size condition	79
Fig. 3-29	Logarithmic approximation of dimensionless velocity distribution for each grain size condition	80
Fig. 3-30	Logarithmic approximation of dimensionless Reynolds stress for each grain size condition ( $U_R = 2.75\text{m/s}$ )	80
Fig. 3-31	Relationship between surface frictional stress for each grain size and $U_R^2$	81
Fig. 3-32	Relationship between surface frictional stress for each grain size and $U_R^2$ (Approximate formula correction)	81
第 4 章 一樣流れにおける回転円柱周りの流速場の特性に関する水槽実験		83
Fig. 4-1	Cross-sectional view of the Circulating Water Channel	84
Fig. 4-2	The Circulating Water Channel control panel	85
Fig. 4-3	HAS-U1, high-speed camera manufactured by DITECT	86
Fig. 4-4	LSR532H-3W manufactured by LASERVER	86

Fig. 4-5	Schematic diagram of the increasing and decreasing sides due to rotation of a cylinder	87
Fig. 4-6	Schematic diagram of flow velocity measurement points	88
Fig. 4-7	Measurement range of flow field by high-speed camera	89
Fig. 4-8	Laser sheet installation position	89
Fig. 4-9	DIAION™ HP20 manufactured by Mitsubishi Chemical Corporation	90
Fig. 4-10	Tracer particles filling the experimental water tank	90
Fig. 4-11	Relationship between Reynolds stress and rotation ratio ( $R' = 1$ )	91
Fig. 4-12	Streamlines around a rotating cylinder ( $\alpha = 0.00$ )	93
Fig. 4-13	Streamlines around a rotating cylinder ( $\alpha = 0.61$ )	93
Fig. 4-14	Streamlines around a rotating cylinder ( $\alpha = 1.22$ )	94
Fig. 4-15	Streamlines around a rotating cylinder ( $\alpha = 1.83$ )	94
Fig. 4-16	Streamlines around a rotating cylinder ( $\alpha = 3.05$ )	95
Fig. 4-17	Streamlines around a rotating cylinder ( $\alpha = 4.28$ )	95
Fig. 4-18	Streamlines around a rotating cylinder ( $\alpha = 5.50$ )	96
Fig. 4-19	Streamlines around a rotating cylinder ( $\alpha = 6.11$ )	96
Fig. 4-20	Streamlines around a rotating cylinder ( $\alpha = 7.33$ )	97
Fig. 4-21	Streamlines around a rotating cylinder ( $\alpha = 7.94$ )	97
Fig. 4-22	Contour plot of circumferential flow velocity around a cylinder ( $\alpha = 0.00$ )	99
Fig. 4-23	Contour plot of circumferential flow velocity around a cylinder ( $\alpha = 0.61$ )	99
Fig. 4-24	Contour plot of circumferential flow velocity around a cylinder ( $\alpha = 1.22$ )	100
Fig. 4-25	Contour plot of circumferential flow velocity around a cylinder ( $\alpha = 1.83$ )	100
Fig. 4-26	Contour plot of circumferential flow velocity around a cylinder ( $\alpha = 3.05$ )	101
Fig. 4-27	Contour plot of circumferential flow velocity around a cylinder ( $\alpha = 4.28$ )	101
Fig. 4-28	Contour plot of circumferential flow velocity around a cylinder ( $\alpha = 5.50$ )	102

Fig. 4-29	Contour plot of circumferential flow velocity around a cylinder ( $\alpha = 6.11$ )	102
Fig. 4-30	Contour plot of circumferential flow velocity around a cylinder ( $\alpha = 7.33$ )	103
Fig. 4-31	Contour plot of circumferential flow velocity around a cylinder ( $\alpha = 7.94$ )	103
Fig. 4-32	Dimensionless velocities in the circumferential direction of the cylinder at a rotation ratio 3.30	105
Fig. 4-33	Dimensionless velocities in the circumferential direction of the cylinder at a rotation ratio 5.60	106
Fig. 4-34	Schematic diagram of Rotation only + Uniform flow and Rotating in the flow	107
Fig. 4-35	Measurement results on the deceleration side ( $\alpha = 0.00$ )	109
Fig. 4-36	Measurement results on the deceleration side ( $\alpha = 0.98$ )	110
Fig. 4-37	Measurement results on the deceleration side ( $\alpha = 1.96$ )	111
Fig. 4-38	Measurement results on the deceleration side ( $\alpha = 2.95$ )	112
Fig. 4-39	Measurement results on the deceleration side ( $\alpha = 3.93$ )	113
Fig. 4-40	Measurement results on the deceleration side ( $\alpha = 4.91$ )	114
Fig. 4-41	Measurement results on the deceleration side ( $\alpha = 5.89$ )	115
Fig. 4-42	Measurement results on the deceleration side ( $\alpha = 6.87$ )	116
Fig. 4-43	Measurement results on the acceleration side ( $\alpha = 0.00$ )	118
Fig. 4-44	Measurement results on the acceleration side ( $\alpha = 0.98$ )	119
Fig. 4-45	Measurement results on the acceleration side ( $\alpha = 1.96$ )	120
Fig. 4-46	Measurement results on the acceleration side ( $\alpha = 2.95$ )	121
Fig. 4-47	Measurement results on the acceleration side ( $\alpha = 3.93$ )	122
Fig. 4-48	Measurement results on the acceleration side ( $\alpha = 4.91$ )	123
Fig. 4-49	Measurement results on the acceleration side ( $\alpha = 5.89$ )	124
Fig. 4-50	Measurement results on the acceleration side ( $\alpha = 6.87$ )	125
Fig. 4-51	Reynolds stress contour plot around a rotating cylinder ( $\alpha = 0.00$ )	127
Fig. 4-52	Reynolds stress contour plot around a rotating cylinder ( $\alpha = 0.61$ )	127

Fig. 4-53	Reynolds stress contour plot around a rotating cylinder ( $\alpha = 1.22$ )	128
Fig. 4-54	Reynolds stress contour plot around a rotating cylinder ( $\alpha = 1.83$ )	128
Fig. 4-55	Reynolds stress contour plot around a rotating cylinder ( $\alpha = 3.05$ )	129
Fig. 4-56	Reynolds stress contour plot around a rotating cylinder ( $\alpha = 4.28$ )	129
Fig. 4-57	Reynolds stress contour plot around a rotating cylinder ( $\alpha = 5.50$ )	130
Fig. 4-58	Reynolds stress contour plot around a rotating cylinder ( $\alpha = 6.11$ )	130
Fig. 4-59	Reynolds stress contour plot around a rotating cylinder ( $\alpha = 7.33$ )	131
Fig. 4-60	Reynolds stress contour plot around a rotating cylinder ( $\alpha = 7.94$ )	131
Fig. 4-61	Relationship between Reynolds stress and dimensionless distance for each rotation ratio (Acceleration side)	132
Fig. 4-62	Relationship between Reynolds stress and dimensionless distance for each rotation ratio (Deceleration side)	134
Fig. 4-63	Relationship between Reynolds stress and rotation ratio ( $R' = 1.0$ )	134
Fig. 4-64	Measurement results for each grain size condition at a rotation ratio of 1.96 (Acceleration side)	136
Fig. 4-65	Measurement results for each grain size condition at a rotation ratio of 5.89 (Acceleration side)	137
Fig. 4-66	Measurement results for each grain size condition at a rotation ratio of 1.96 (Deceleration side)	138
Fig. 4-67	Measurement results for each grain size condition at a rotation ratio of 5.89 (Deceleration side)	139

第 5 章 回転円柱周りの流速場の性状	141
Fig. 5-1 Time series data of flow velocity at each measurement point ( $D = 0.15$ m, $U_R = 2.75$ m/s)	142
Fig. 5-2 Relationship between mean velocity distribution and Reynolds stress around a rotating cylinder and dimensionless distance $R'$	143
Fig. 5-3 Comparison of velocity distribution between Biot-Serval's law and experimental results	144
Fig. 5-4 Relationship between cylinder circumferential momentum and dimensionless distance	144
Fig. 5-5 Flow velocity distribution and Reynolds stresses on the decelerating and increasing sides (rotation ratio $\alpha=6.84$ )	145
Fig. 5-6 Variation of flow rate with rotation ratio	146
Fig. 5-7 Comparison of Rotation only and Rotating in the flow ( $U_R : 2.75$ m/s)	146
Fig. 5-8 Contour plot of flow field around a rotating cylinder ( $\alpha=0.61 \sim 1.22$ )	147
Fig. 5-9 Contour plot of flow field around a rotating cylinder ( $\alpha=3.05 \sim 4.28$ )	148
Fig. 5-10 Contour plot of flow field around a rotating cylinder ( $\alpha=5.50 \sim 7.94$ )	150
Fig. 5-11 Relationship between dimensionless flow velocity distribution and dimensionless distance	151
Fig. 5-12 Characteristics of fluid forces acting on a rotating cylinder ( $D = 0.15$ m)	152



# 第 1 章

## 序論

## 1-1 大水深域における海洋底掘削

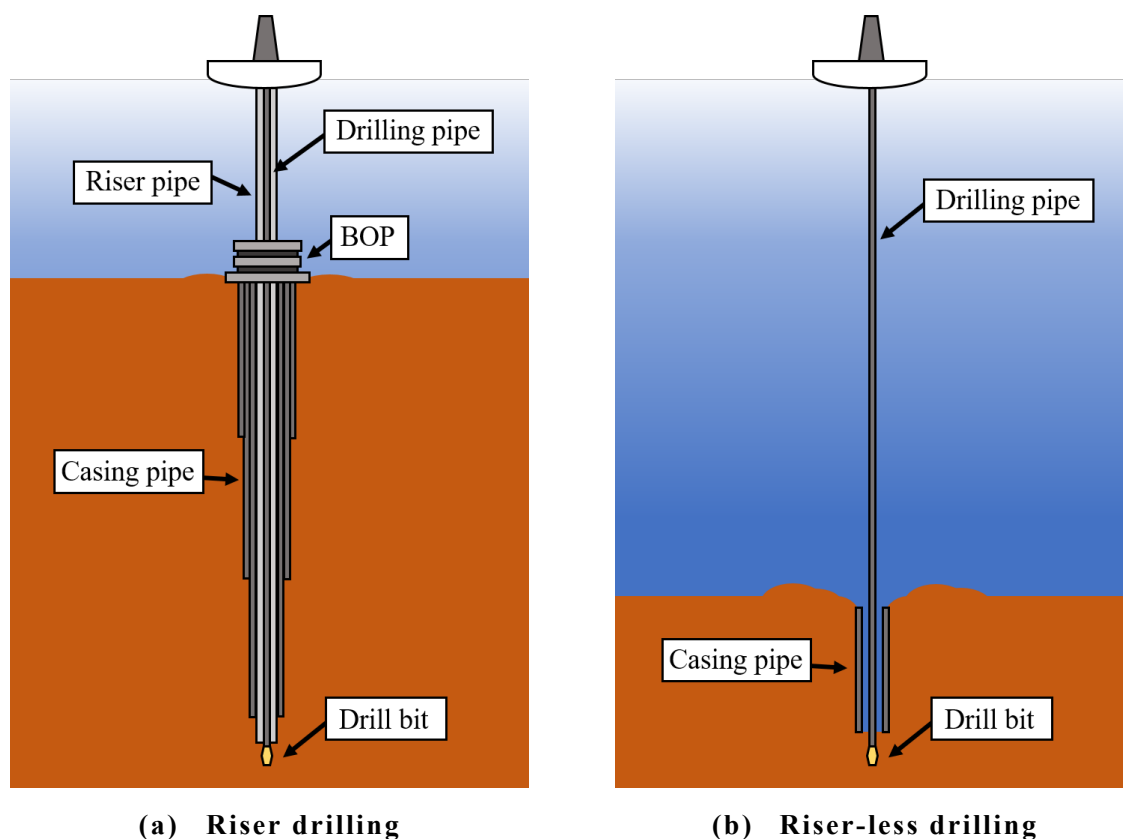
### 1-1-1 海洋底掘削の大水深化

海洋底掘削は、様々な観点における目的を持って実施されている。一つは石油・天然ガス資源開発である。世界の石油・天然ガスの全生産量の約 30%は海洋油田から生産されたものである。そして、海洋底の探査技術は益々発展していき、より広範囲かつ深い水深の海域での海底油田・ガス田の開発が実施されている。現在では、メキシコ湾、西アフリカのアンゴラ沖、南米ブラジル沖等にて水深 1500～2000m での生産が実用化しつつあり、水深 3000m 以深での生産を目指した研究開発も盛んに実施されている<sup>1)</sup>。

もう一つは、科学的な調査のための海洋掘削である。代表的なものとして、数十年以内に大規模な地震が発生し、甚大な被害を及ぼすと想定されている南海トラフ周辺の地殻調査、地球内部に存在する地殻と核の間の層であるマンツルの掘削などが挙げられる。特にマンツル掘削では、掘削候補地として挙げられているコスタリカ沖、メキシコ沖、ハワイ沖はいずれも水深 4000m 級の大水深である<sup>2)</sup>。今後の人類の発展において、水深数千 m を超える大水深での掘削オペレーションは必要不可欠なものである。

### 1-1-2 ライザー掘削とライザーレス掘削

これらの海洋底掘削で採用されている掘削方式は、ライザー掘削とライザーレス掘削の二種類である (Fig. 1-1)。ライザー掘削は、ライザーパイプを用いる掘削方式であり、ドリルストリングをライザーパイプの中に通して掘削を行う。ライザー掘削を実施する際には、先端のドリルビットから泥水と呼ばれる化学調合された特殊な流体を噴出し、ライザーパイプを通じて泥水を循環させる。そうすることによって坑内の圧力を保ち、坑井を壊さずより深い掘削深度まで掘削することが出来る。また、ライザーパイプは中を通すドリルストリングのガイドとしての役割を持つ。ライザー掘削では噴出防止装置 (Blow Out Preventer : BOP) を取り付けることが可能であり、地下から意図せずに油やガスが発生するような緊急時に、それらを地上まで上げないように遮断することが出来る。ライザー掘削によって海洋底を掘削する際には、ライザーパイプ内の泥水の循環に混じってカッタィングスも地上まで運ばれてくる。カッタィングスは坑井掘削時に掘り起こされた岩石の小片であり、地層の重要なサンプルの一つである。そのため、カッタィングスを回収できる



(a) Riser drilling

(b) Riser-less drilling

Fig. 1-1 Drilling methods used in offshore bottom drilling

こともライザー掘削のメリットの一つである。ただし、ドリルパイプに加えて、ライザーパイプも浮体や船に積載しなければならないため、ライザーパイプの積載量によって掘削可能水深に制限が生じる。

それに対して、ライザーレス掘削はドリルパイプのみで掘り進めていく掘削方式である。ライザーパイプを用意する必要がないため、ライザー掘削と比べて費用が掛からず、ライザー掘削よりも深い水深で掘削を行うことができる。また、ライザーレス掘削では、ドリルビットの先端から海水を噴出しながら掘削を行う。そのため、泥水を調整する必要がなくシステムが簡素であり、ライザー掘削と比べて短期間で多く掘削を行うことができる。海水を噴出する理由としては、掘削によって発生するカッティングスを坑内から押し出すこと、掘削による摩擦熱で高温となったドリルビットを冷却することが挙げられる。ただし、ライザーレス掘削では泥水による地層圧との圧力調整を行うことが出来ないため、ライザー掘削よりも深い掘削深度まで掘り進めることが出来ない。

以上のことから、海洋底の掘削において、試掘の段階では短期間で多くの掘削を実施することが出来るライザーレス掘削が実施され、ある程度検討がつき、より深い掘削深度で掘削が必要となる場合にライザー掘削が実施される。また、ターゲッ



**Fig. 1-2 Scientific Deep Sea Drilling Vessel CHIKYU**

トの地点の水深が、積載されているライザーパイプの長さの総量を上回る場合には、ライザーレス掘削による調査が実施される。このように、場面によってライザー掘削とライザーレス掘削は使い分けて運用されている。

科学掘削で活躍している、国立研究開発法人海洋研究開発機構（Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology : JAMSTEC）の保有する地球深部探査船「ちきゅう」（Fig. 1-2）では、ライザーレス掘削とライザー掘削の両方の掘削方式を用いて海洋底の掘削を行っている。ライザーレス掘削では、水深 7000m の海域で掘削が可能であり、東日本大震災の震源付近の地盤調査でも活用された<sup>3)</sup>。一方ライザー掘削では、ライザーレス掘削に比べてかなり深い深度まで掘削することが出来るが、現状ライザーパイプの積載量の関係上、掘削水深は 2500m までという制限がある。将来的には、軽量ライザーの開発を進め、水深 4000m の海域でのライザー掘削の利用を目指している<sup>4), 5)</sup>。

## 1-2 ライザー掘削における流体力学的問題

### 1-2-1 渦励起振動（Vortex Induced Vibration : VIV）

海洋底の掘削に用いられるライザー掘削とライザーレス掘削であるが、オペレーション時に働く流体外力が問題として挙げられる。ライザー掘削時のライザーパイプのような流れの中で静止している柱状構造物には、物体表面を流れる流体の渦放

出特性に起因する，流れに対して直交方向の周期的な流体の圧力変動が発生する<sup>6)</sup>。そして，この圧力変動は渦励起振動（Vortex Induced Vibration : VIV）と呼ばれる振動現象を引き起こす（Fig. 1-3）。

ライザーパイプのような柱状構造物の渦放出特性は（1-1）式に示すレイノルズ数によって支配されている。

$$Re = \frac{UD}{\nu} \quad (1-1)$$

$U$ は代表流速， $D$ は代表長さ， $\nu$ は動粘性係数である。柱状構造物の二次元的な渦放出特性は流体力学の古典的な問題であり，レイノルズ数 $Re$ によって大きく変化することが広く知られている（Fig. 1-4）<sup>7)</sup>。レイノルズ数が $Re < 6.0$ の範囲では，流体の粘性影響が卓越し，流れは剥離せず物体表面を沿うように流れる。レイノルズ数が $6.0 < Re < 40$ の範囲では，円柱背後に流れ方向に対して軸対称な双子渦が形成され，レイノルズ数が高くなると双子渦は下流方向に引き伸ばされるように大きくなる。レイノルズ数が $40 < Re < 1.0 \times 10^3$ の範囲ではカルマン渦と呼ばれる周期的な渦の放出が発生する。レイノルズ数が $1.0 \times 10^3 < Re < 3.0 \times 10^5$ の範囲では，円柱の下流に大きく減速した後流（Wake）が形成される。レイノルズ数が $4.0 \times 10^5 < Re$ の範囲では，円柱表面近傍の流れが層流から乱流に遷移する。乱流になると運動量交換が激しくなり，速度の速い領域が円柱表面近傍まで達するため，剥離が生じにくくな

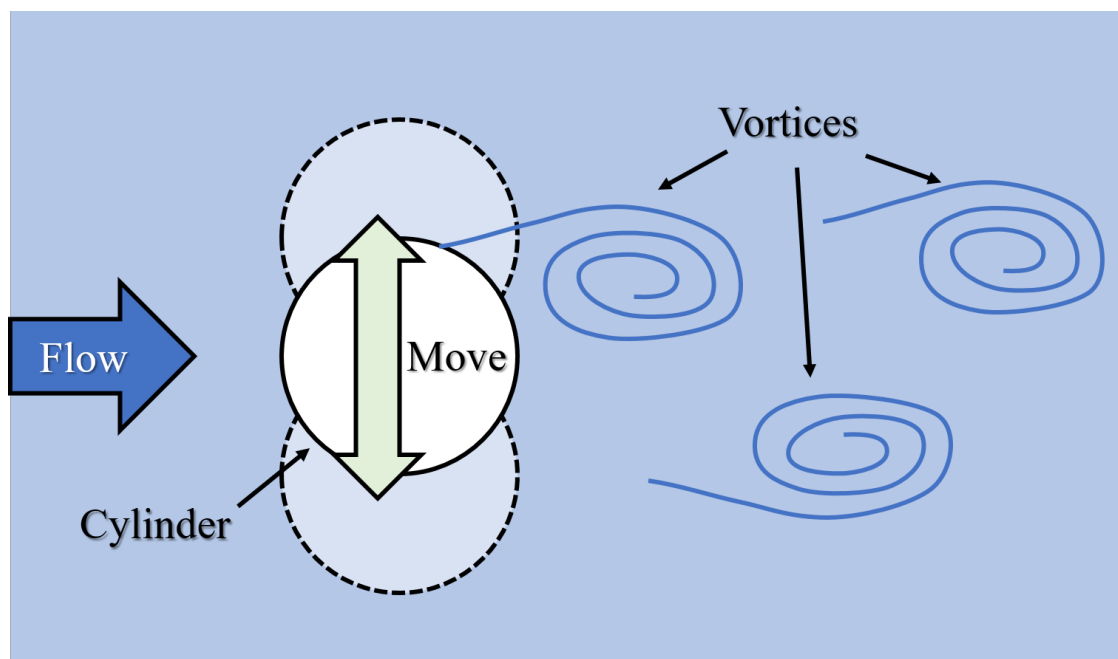
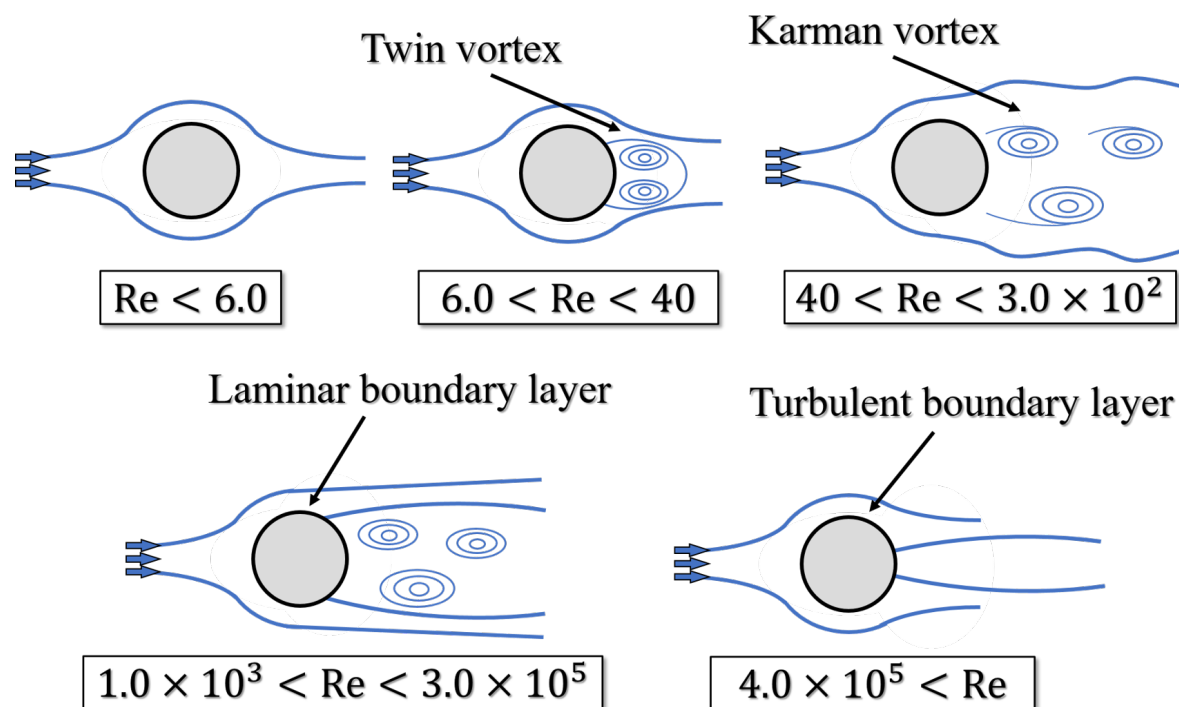


Fig. 1-3 VIV (Vortex Induced Vibration)



**Fig. 1-4 Variation of vortex emission characteristics of cylinders at different Reynolds numbers**

るという性質を示す。このような流体の圧力変動による繰り返し応力がライザーパイプに作用することで、ライザーパイプの疲労強度等に大きな影響を与える。

### 1-2-2 VIV を考慮したライザーパイプの挙動解析

ライザー掘削時のライザーパイプのような流れの中で静止している柱状構造物に働く流体力やその挙動特性については、長年多くの研究が実施されてきた<sup>8), 9)</sup>、<sup>10)</sup>。VIVの原因となる流体の渦放出特性は、物理的メカニズムが明らかにされており、ライザーパイプのVIV応答を抑えるための工夫が実施されている。ライザーパイプにロープを沿わすことによって乱流遷移を促進させ、大きな渦の生成を抑制する方法や、ライザーパイプにフィンや螺旋状突起物を取り付けることによって剥離渦をコントロールし、ライザーパイプのVIV応答を低減させる方法などが取られている。

VIVを考慮したライザーパイプの挙動解析は、様々な手法の開発が行われてきた。一つは、ライザーパイプ周囲の流体領域を、有限差分法（Finite Difference Method : FDM）や有限体積法（Finite Volume Method : FVM）、有限要素法（Finite Element Method : FEM）を用いて離散化した手法と、FEM等を用いたライザーパイプの応答解析法と連成して解く方法である。また、二次元流場を渦追跡モデルや伴

流によって振動する振動子を用いて挙動推定を行う等の工夫をしている流体力推定モデルがある。もう一つは，渦励振による振動又は強制振動させた剛体円柱の計測結果からの流体力のデータベースを作成し，励起される可能性が最も高いモード（またはモードの範囲）の振幅を推定する手法がある<sup>11), 12), 13)</sup>。特に，水槽実験の結果を用いた手法は，現時点では最も実用的である<sup>14)</sup>。このように，ライザー掘削時の流体力学的問題については多くの研究成果の蓄積が存在し，実設計に反映されている。

## 1-3 ライザーレス掘削における流体力学的問題

### 1-3-1 マグナス効果による揚力の発生

ライザーレス掘削時のドリルパイプのような流れの中で回転している柱状構造物に働く流体外力として挙げられるのは，柱状構造物の回転に起因するマグナス効果による，流れに対して直交方向に作用する流体力である。マグナス効果は，円柱や球体が流れ中で回転することによって，流れに対して直交方向に圧力差が生まれ，物体に揚力が作用する現象のことである（Fig. 1-5）。野球のカーブやサッカーのシュートなども，ボールの回転によって流れに対して直交方向に流体力が作用し，円弧を描く軌道になると説明されている。

マグナス効果によって揚力が発生する物理的なメカニズムについて，円柱や球体

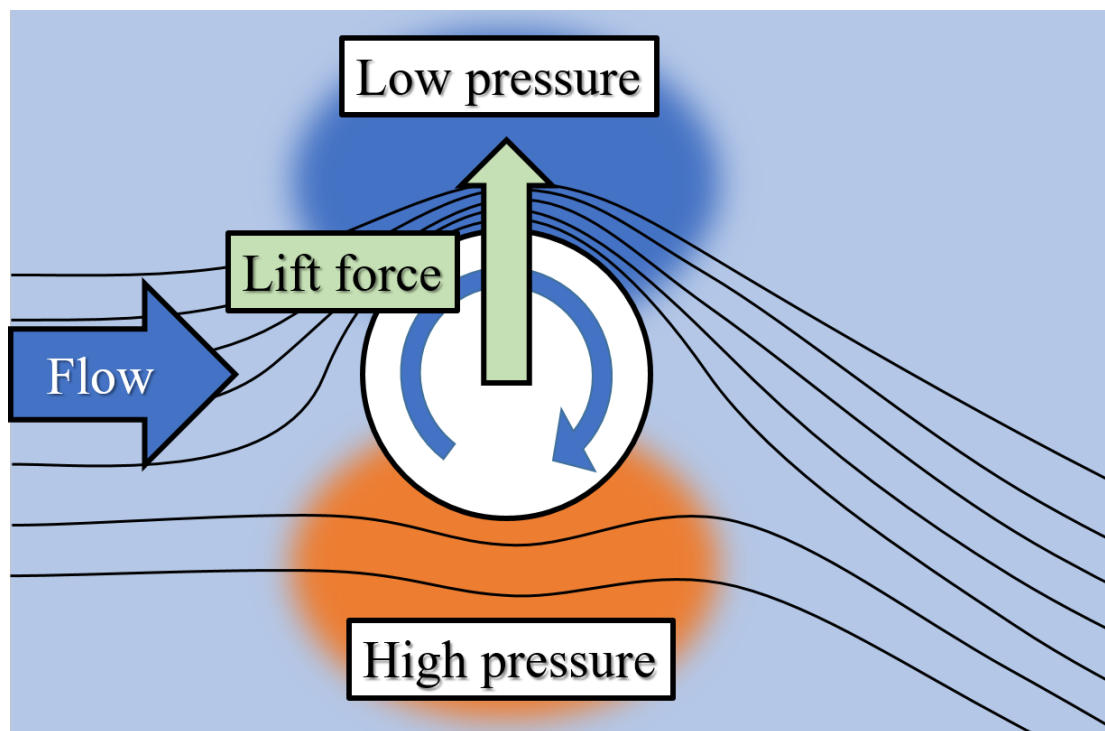


Fig. 1-5 Generation of lift due to Magnus effect



の回転に起因する周囲の流速場の速度差によるものであると説明している文献が多くみられる。たしかに、ベルヌーイの定理を適用すると、円柱の回転によって流れが加速する側では低圧となり、流れが減速する側では高圧となるため、物体には揚力が作用する。ただし、ベルヌーイの定理は完全流体において適用できるため、粘性の影響により流体が円柱の回転に引きずられて流速差が発生すると考えると、説明に自己矛盾が含まれてしまう。流速差と圧力差の関係のみについて考えると、境界層の概念が適用できる高レイノルズ数の流れにおいては説明の内容自体に誤りを含まない。しかし、流速差が発生するメカニズムが説明されていないため、説明として完結していない。

現状のマグナス効果の物理的メカニズムの説明としては、円柱や球体が回転することで剥離点が非対称となり、物体近傍と通り過ぎた流れの向きが曲がり、その反作用として物体は流体から揚力を受けるという説明が適切であると述べられている<sup>15)</sup>。

### 1-3-2 ライザーレス掘削時における流体力が及ぼす影響

過去にはマグナス効果による流体力が原因と推定されるドリルパイプの脱落事故が起きている。その事故は、2016年1月16日（土）に静岡県御前崎沖にて実施していた掘削制御システムの動作確認時に発生した<sup>16)</sup>。ドリルパイプを船上から約1400m吊り下げた状態で、165rpmで回転させていた時に、ドリルフロア近傍に位置するドリルパイプ管体部が破断し脱落した。この事故を受け、JAMSTECの井上らによって事故の原因について考察された<sup>17), 18)</sup>。その際に、ドリルパイプに作用する曲げ応力の主要因について、下記の5項目が挙げられた。

- (1) ドリルパイプの回転による揚力および抗力
- (2) 船体動揺に起因する変動軸応力
- (3) 潮流による抗力（ドリルパイプ静止時）
- (4) 振れ回り自励振動および動的挙動
- (5) 渦励起振動（Vortex Induced Vibration : VIV）

項目（2）～（5）は、ライザー掘削の掘削ライザーやドリルパイプ静止時でも発生する応力である。ただし、項目（1）のドリルパイプの回転による揚力および抗力は、ライザーレス掘削オペレーション時特有のものであり、ドリルパイプの破断の



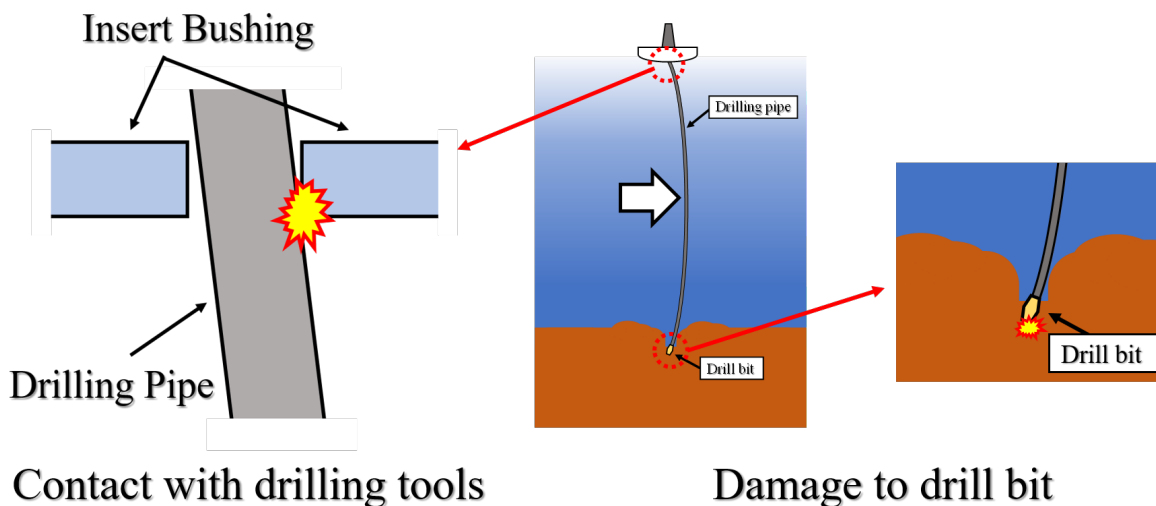


Fig. 1-6 Potential problems during riser-less drilling operations

大きな要因として述べられている。実際に、通常静止状態のドリルパイプの上部の傾斜は  $0.2\text{deg}$  であるのに対して、回転状態のドリルパイプの傾斜は  $3.5\text{deg}$  であり、静止状態の 15 倍近くドリルパイプが傾斜しているということが実測のカメラで確認されている。そして、この傾斜によってドリルパイプがインサートブッシュに接触し、摩擦などの負荷がかかっていたためドリルパイプの破断に至ったと推定されている。また、上記に述べたドリルパイプの脱落事故に限らず、マグヌス効果による流体力を受けたドリルパイプの大変形は、先端のドリルビットに強く影響が表れ、ドリルビットの異常摩耗や破損等を引き起こす。その結果、ドリルビットの取り換え等が必要となり、掘削効率の低下に繋がる。特に、ドリルビットの回転速度が急激に変動する Stick-Slip 現象が問題として取り上げられており、Stick-Slip 現象に関する様々な研究が実施されている (19), 20), 21), 22)。

### 1-3-3 ドリルパイプの挙動解析手法開発の現状

流れの中でドリルパイプが回転することによって、静止時の何倍もドリルパイプは傾斜し、掘削オペレーション時に様々な問題を引き起こす。ただし、マグヌス効果による流体力を受けたドリルパイプがどの程度まで変形するのか、またはどのような挙動特性を示すのか、未だに明らかにされていない。このことから、流体外力を受けたドリルパイプの挙動特性を把握することは重要であると考えられる。しかし、ドリルパイプの長さは数千 m にも及ぶため、実測による挙動把握は難しく、縮尺模型を用いた水槽実験も困難である。そこで、ドリルパイプの挙動特性を把握するには、数値的な挙動解析を実施することが必要である。

これまでに、JAMSTEC の Inoue<sup>23), 24)</sup>らによってドリルパイプの挙動解析が実施された。挙動解析の際に用いる流体力係数は、数値解析によって算出された値が用いられている。その結果、ドリルパイプの回転によって発生する流体力によって大きな変位がドリルパイプに生じることが確認された。しかし、水槽実験スケールのドリルパイプ模型を用いた実験値との比較を行うと、数値計算におけるドリルパイプ模型の変位と差異が表れる結果となった。これは、数値解析の段階で課題点が存在し、正しく流体力係数を算出できていないと推定される。他の要因としては、ドリルパイプ模型の傾斜による三次元影響や、ドリルパイプ模型の回転による付加質量の変化が適切に考慮されていないことが挙げられている。

ドリルパイプのような長さが数千 m にも及ぶ水中線状構造物について、これまでに有限要素法やランプドマス法を用いたモデル化が実施されてきた。元々は、ライザーパイプや係留索の挙動解析の際に用いられてきたものであるが、ドリルパイプの挙動解析においても十分適用できると考えられる。しかし、上記の既往研究でも挙げた通り、様々な流体力学的な課題点が存在し、現状ドリルパイプの挙動解析手法の確立には至っていない。

### 1-3-4 流れ中で回転する柱状構造物の流体力係数

ドリルパイプの挙動解析を行う上で、重要な要素の一つとして適切な流体力係数の入力と考えられる。一般的に、ドリルパイプのような柱状構造物に作用する流体力は、(1-2) 式と (1-3) 式に示す修正モリソン式による算定方法が挙げられる。

$$P_{x,t+\Delta t} = \frac{1}{2}C_D\rho Du|u - \dot{x}| + \frac{1}{2}C_L\rho Dv|v - \dot{y}| \quad (1-2)$$

$$P_{y,t+\Delta t} = \frac{1}{2}C_D\rho Dv|v - \dot{y}| + \frac{1}{2}C_L\rho Du|u - \dot{x}| \quad (1-3)$$

ここで、 $P_{x,t+\Delta t}$ は $x$ 軸方向（In-Line 方向）の時間ステップごとの外力、 $P_{y,t+\Delta t}$ は $y$ 軸方向（Cross-Flow 方向）の時間ステップごとの外力、 $\rho$ は流体密度、 $D$ は柱状構造物の直径、 $u$ は $x$ 軸方向（In-Line 方向）の流体速度、 $v$ は $y$ 軸方向（Cross-Flow 方向）の流体速度、 $\dot{x}$ は $x$ 軸方向（In-Line 方向）の物体速度、 $\dot{y}$ は $y$ 軸方向（Cross-Flow 方向）の物体速度、 $C_D$ は $x$ 軸方向（In-Line 方向）の流体外力の無次元量である抗力係数、 $C_L$ は $y$ 軸方向（Cross-Flow 方向）の流体外力の無次元量である揚力係数である。流体密度 $\rho$ や柱状構造物の直径 $D$ などは既知の値であり、物体速度も計算過程で導出されるため、抗力係数 $C_D$ 、揚力係数 $C_L$ に適切な値を入力することが必要とな

る。しかし、柱状構造物の回転速度に対してどの程度の流体力係数を示すのか、現状指標となるデータは明確にされていない。

流体力係数を算出するアプローチは、ポテンシャル理論による理論的な算定、実験による計測、粘性流体の FVM 等による数値的な解析の 3 つが挙げられる。詳細については第 1 章 4 節 1 項「流れ中における回転円柱に働く流体力に関する研究」にて述べる。ポテンシャル理論による算定は、回転円柱に働く流体力に関する議論において最も古典的なものである。しかし、粘性流体中の結果と比べると、完全流体を仮定しているポテンシャル理論では過大評価となり、かつ回転速度に対する傾向も大きく乖離している。実験による計測は、そもそも実施例が少ないという現状がある。また、何故そのような流体力の傾向を示すのか明確に説明されていない研究が多い。FVM 等による数値的な解析は、これまでに多くの研究者によって実施されており、回転数が低い場合においては実験値と良好な結果を示す。ただし、回転数が増加するにつれて、計算条件ごとに傾向に大きな差異がみられる。

問題点を整理すると、これまで様々なアプローチによって回転円柱に働く流体力係数の算定は実施されてきたが、計算条件や実験条件によって傾向や値に差異が見られる。また、何故そのような傾向を示すのか明確に説明することが出来ていないという現状がある。この問題を解決するには、回転円柱周りの流速場について調査を実施し、流速場で起きている現象を正確に把握する必要がある。

### 1-3-5 回転円柱周りの流速場を調査する工学的意義

流れ中における回転円柱周りの流速場を調査し、流速場で起きている現象を正確に把握する工学的意義として、二つの理由が挙げられる。一つ目は、前項でも述べたように、ドリルパイプの挙動解析で用いる流体力係数の特性を正しく評価するためである。二つ目は、マグナス効果による流体力を低減させる対策を検討するためである。ライザー掘削では、ライザーパイプに幾何学的凹凸やフィンを取り付けることによって渦の放出を制御し、VIV 応答を低減させた。しかし、ライザーレス掘削では、マグナス効果による流体力を制御できるほどの現象への知見は現状足りていない。そのため、流速場で起きている現象を把握できれば、流体力学的観点から流体力を低減させる方法を提案できると考えられる。

### 1-3-6 ライザーレス掘削における諸条件

流れ中において回転する円柱に働く流体力の特性について、特に我々が得たい知見としては、ライザーレス掘削オペレーション時の条件下における流体力特性である。その際に指標となるパラメーターとして、レイノルズ数 $Re$ と回転比 $\alpha$ （または周速比とも呼ばれる）が挙げられる。レイノルズ数 $Re$ は粘性力と慣性力の比であり、流体力学における重要なパラメーターの一つである。第1章2節1項「渦励起振動（Vortex Induced Vibration : VIV）」でも述べた通り、レイノルズ数 $Re$ が変化することによって流速場の特性は大きく変わる。しかし、その反対にレイノルズ数 $Re$ が同じであれば、代表流速や代表長さが変化しても流速場は同条件であるといえる。回転比 $\alpha$ は、代表流速 $U$ に対する円柱の周速 $U_R$ の比で定義されるパラメーターであり、(1-4)式で与えられる。

$$\alpha = \frac{U_R}{U} \quad (1-4)$$

これまでに実施されてきた回転円柱に働く流体力の研究で、流体力の傾向は回転比 $\alpha$ に依存することが明らかとなっており、回転円柱に関わる議論において重要なパラメーターである。本項では、ライザーレス掘削時におけるレイノルズ数 $Re$ と回転比 $\alpha$ の範囲を明確にするために、ドリルパイプの径や想定される流速などの諸条件についてまとめる。

ライザーレス掘削で用いられるドリルパイプは、米国石油協会（American Petroleum Institute : API）によって規格が定められている。外径は2-3/8”～6-5/8”（60mm～168mm）、長さはRange-Iでは18ft～22ft（5.5m～6.7m）、Range-IIでは27ft～30ft（8.2m～9.1m）、Range-IIIでは38ft～45ft（11.6m～13.7m）である。ライザーレス掘削オペレーション時におけるドリルパイプの回転速度は、「ちきゅう」の定格出力260rpmに対して、通常60rpm～180rpmの範囲で実施される。流速について、南海トラフの地層調査を想定すると、周辺海域では黒潮が流れており、その流速は1.0kn（0.5m/s）から最大で3.0kn（1.5m/s）以上まで達する<sup>25)</sup>。黒潮は世界でも有数の速さの海流であるため、黒潮の流れから少し離れると、流速はおおよそ0.5kn（0.25m/s）となる<sup>26)</sup>。

これらのパラメーターからレイノルズ数 $Re$ と回転比 $\alpha$ を算出すると、レイノルズ数は $1.5 \times 10^4 < Re < 2.1 \times 10^5$ の範囲で、回転比 $\alpha$ は約6.0付近までとなる。回転比 $\alpha$ に関しては、海域や水深によって上記で挙げた流速よりも低い流速の可能性もあり、回転比 $\alpha$ が6.0以上に達することも十分想定できる。

## 1-4 既往研究

### 1-4-1 流れ中における回転円柱に働く流体力に関する研究

#### (a) 理論的アプローチ

流れの中で回転する円柱に働く流体力の算定について、古くはポテンシャル理論による方法が挙げられる。一様流中の物体周りに循環が存在すると仮定し、一様流の流速と循環による流速を線形的に重ね合わせ、物体表面の流速からベルヌーイの定理によって圧力を算出し、得られた圧力を積分することによって揚力を算出する方法である。詳細な説明については第2章3項「ポテンシャル理論による回転円柱周りの流速場」で述べる。

上記のような操作によって得られた(1-5)式はクッタジュークフスキーの定理と呼ばれ、物体周りの循環と揚力の発生を関連付けたものである。

$$L = \rho U \Gamma \quad (1-5)$$

$L$ は単位長さあたりの揚力、 $\rho$ は流体密度、 $U$ は代表流速、 $\Gamma$ は循環である。元々は翼に揚力が発生する仕組みを説明したものであるが、モデルとしては本研究において対象としている流れの中で回転する円柱と同じである。

では、(1-5)式を用いて回転円柱に働く揚力を算定できるかと言われると、実際に起きている現象とは乖離がある。Fig. 1-7に、(1-5)式のクッタジュークフスキーの定理によって算出した揚力係数 $C_L$ と、過去に実施した水槽実験<sup>27)</sup>で得られ

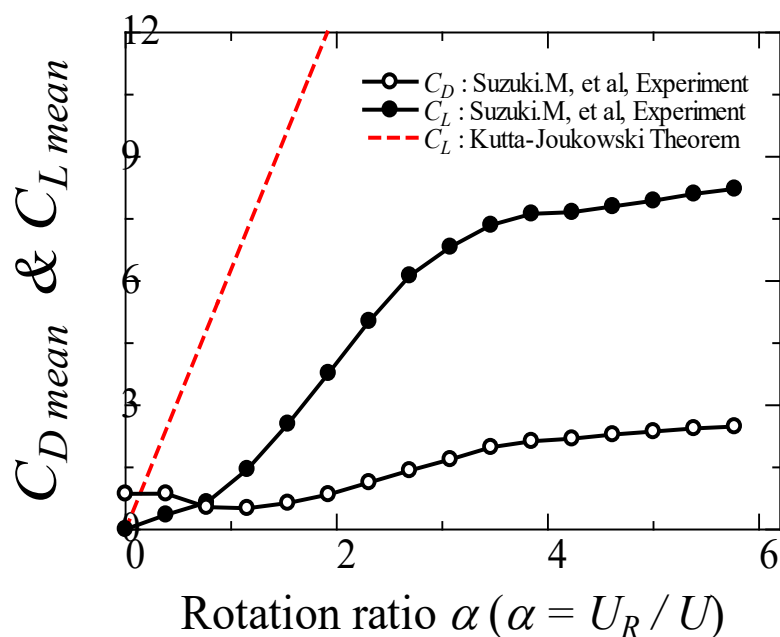


Fig. 1-7 Comparison of Kutta-Joukowski theorem and experimental fluid force coefficients

た抗力係数 $C_D$ と揚力係数 $C_L$ を示す。横軸は回転比 $\alpha$ である。(1-5)式を用いて算出した揚力係数 $C_L$ は、回転比 $\alpha$ に対して線形的な傾向を示す。これは円柱の回転速度(循環の大きさ)に応じて線形的に流速が増加するためである。しかし、実験によって得られた揚力係数 $C_L$ は回転比 $\alpha$ に対して非線形な傾向を示す。実際の物理現象では、流体の粘性や物体表面の摩擦の影響が強く働き、非定常な剥離現象が起きている。そのため、回転比 $\alpha$ に対して非線形な傾向を示していると推定される。また、古典的な問題として、ダランベールのパラドックスによりポテンシャル流れでは抗力が働かないことが指摘されている。当然ながら、流れの中におかれた物体には抗力が作用しており、円柱の回転速度の増加による抗力の変化についても着目する必要がある。

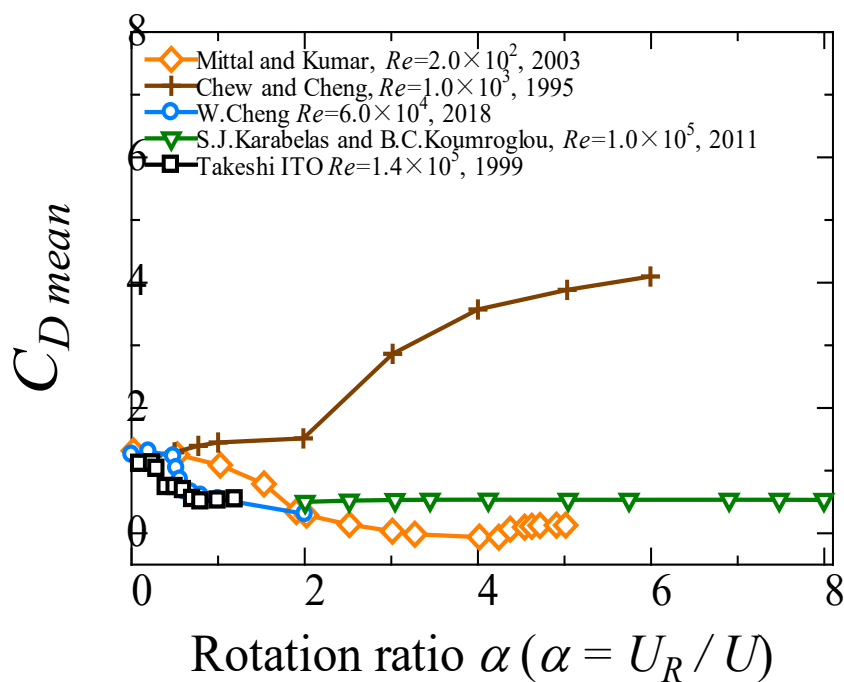
### (b) CFD (Computational Fluid Dynamics) 的アプローチ

流れ中で回転する円柱に働く流体力について、流速場の数値解析がこれまで多くの研究者によって実施されてきた。Fig. 1-8は各々の研究者によって実施された数値解析による流体力係数と回転比 $\alpha$ の関係である。(a)は抗力係数 $C_D$ 、(b)は揚力係数 $C_L$ である。Stojkovicら<sup>28)</sup>は、レイノルズ数 $Re = 30$ で層流解析を実施した。Mittalら<sup>29)</sup>は、レイノルズ数 $Re = 200$ で安定化有限要素法を用いた解析を実施した。Chewら<sup>30)</sup>は、レイノルズ数 $Re = 1.0 \times 10^3$ でハイブリッド渦法を用いた解析を実施した。Chengら<sup>31)</sup>は、レイノルズ数 $Re = 6.0 \times 10^4$ で乱流モデルにLES (Large Eddy Simulation)を用いた解析を実施した。Karabelasら<sup>32)</sup>は、レイノルズ数 $Re = 1.0 \times 10^5$ で乱流モデルにRANS (Reynolds Averaged Navier-Storks)の $k-\varepsilon$ モデルを用いた解析を実施した。伊藤ら<sup>33)</sup>は、レイノルズ数が $0.6 \times 10^5 < Re < 1.4 \times 10^5$ の範囲で乱流モデルにRANSのRNG (Renormalization Group)  $k-\varepsilon$ モデルを用いた解析を実施した。

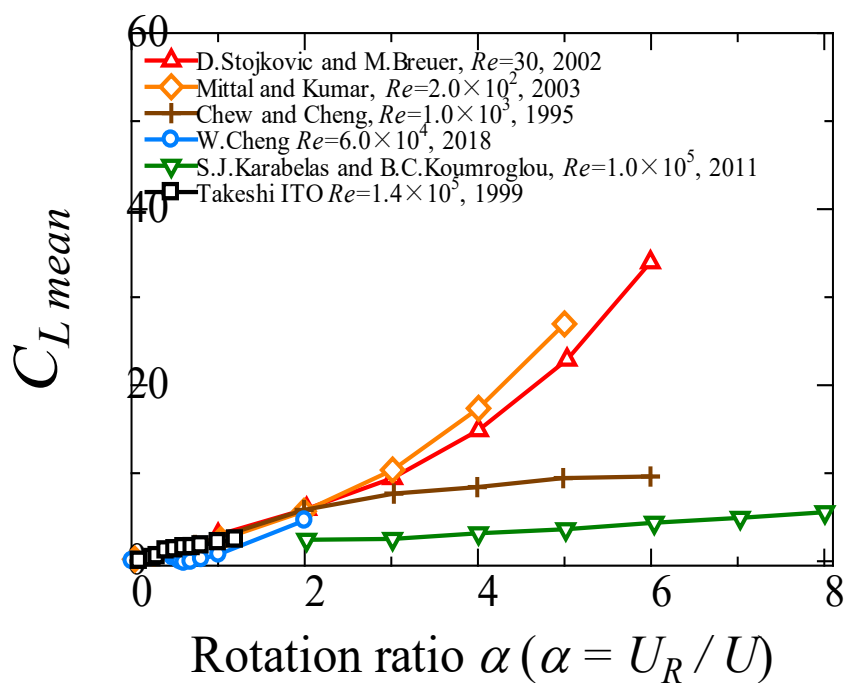
CFD解析によって得られた結果は、計算条件によって流体力特性の傾向は大きく異なることがわかる。抗力では、回転比 $\alpha$ の増加に伴い多くのケースにて抗力係数 $C_D$ の減少が見られるが、減少した後の傾向について計算条件ごとに差異が見られる。揚力では、レイノルズ数 $Re$ が低いほど大きく揚力係数 $C_L$ は増加していき、レイノルズ数 $Re$ が高くなると揚力係数 $C_L$ の増加は頭打ちになるような傾向を示す。一見レイノルズ数 $Re$ に依存した傾向を示しているように見えるが、レイノルズ数 $Re$ の変化に伴い何故このような傾向を示すのか明確に示されていない。

Chengら<sup>31)</sup>と伊藤ら<sup>33)</sup>の結果は、回転比 $\alpha$ が2.0付近までは実験値との比較が行われており、その妥当性が示されている。しかし、それ以上の回転比 $\alpha$ になると、

実験による結果が少ないため、計算結果に妥当性を持たせることが難しい。



(a) Drag coefficient  $C_D$



(b) Lift coefficient  $C_L$

Fig. 1-8 Relationship between fluid force coefficient and rotation ratio  $\alpha$  by CFD

### (c) 実験的アプローチ

実験による回転円柱に働く流体力の計測についてもこれまでに実施されてきた。ただし、実験による結果は、調べた限りではそれほど多くはない。回転円柱に働く流体力について、Prandtl<sup>34)</sup>によって最も初期の実験が実施され、マグヌス効果による最大揚力は $4\pi$ に制限されることが示唆された。その後、Swanson<sup>35)</sup>による実験が実施された。この実験は、Prandtlが示唆した最大揚力を超えるか検証するために行われた。結果として、Prandtlが示唆した最大揚力である $4\pi$ は越したものの、どこで頭打ちになるか示されていない。また、何故そのような流体力の傾向を示すのか明確にされていない。

田中らの実験<sup>36)</sup>では、レイノルズ数が $0.5 \times 10^3 < Re < 3.7 \times 10^5$ の範囲で回転比 $\alpha$ が1.0付近までの詳細な流体力の計測を実施しており、負のマグヌス効果の発生やSwansonの結果でも示されている抗力の減少が確認されている。ただし、ライザー掘削オペレーション時に想定される回転比 $\alpha$ は0.5~6.0の範囲であり、データとして不足している。他にも、Takayamaら<sup>37)</sup>による実験結果などもあるが、いずれも回転比 $\alpha$ が1.0付近までのデータとなっている。

Zhaoら<sup>38)</sup>は、回転比 $\alpha$ が3.5付近までの計測を実施した。ただし、レイノルズ数が $1.0 \times 10^3$ のオーダーであり、掘削時に想定されるオーダーより1桁小さい。

Chenら<sup>39)</sup>の実験では、レイノルズ数が $1.0 \times 10^5 < Re < 1.6 \times 10^5$ の範囲で回転比 $\alpha$ が8.0付近までの計測を実施した。また、円柱模型の端部影響を取り除くため円盤プレートが円柱模型両端部に取り付けられている。しかし、その円盤プレートの影響が流体力の傾向に表れており、円柱模型の径に対して円盤プレートの径の比率が大きいほど流体力の増大に繋がっていると推定される。このことは、のちに鈴木ら<sup>40)</sup>が実施した実験結果からも確認できる。このように、円柱模型両端部の条件や実験水槽の幅など、実験条件によっても流体力の傾向に差が生じる。鈴木ら<sup>27), 40)</sup>の実験では、自由表面や円柱端部下の流れ、アスペクト比の影響について調査し、考察が行われている。

これまでに鈴木らが実施してきた実験結果をまとめると、レイノルズ数が $2.0 \times 10^4 < Re < 1.5 \times 10^5$ の範囲で回転比 $\alpha$ が6.0付近までの流体力の傾向は、抗力と揚力共に大きく3つに分けられる。回転比 $\alpha$ が $0.0 < \alpha < 1.0$ の範囲では、抗力は減少傾向を示し、揚力は緩やかに上昇し始める。回転比 $\alpha$ が1.0付近を超えると、回転比 $\alpha$ が3.0付近までは抗力と揚力共に大きく上昇傾向を示す。その後、回転比 $\alpha$ が3.0付近を超えると、抗力と揚力共に値の上昇は弱まる。しかし、Swansonの結果と同じく、そのような流体力の傾向を示す理由について明確にされていない。



## 1-4-2 流れ中における回転円柱周りの流速場に関する研究

流体力の傾向や特性について考察するには、円柱の回転による流速場の形成メカニズムについて調査を実施する必要があると考えられる。これまでに、固形プラスチックのトレーサー粒子を流し、レーザー光線で反射したトレーサー粒子をカメラで撮影することによって、流速場と直接可視化する実験が行われてきた。

Kumar ら<sup>41)</sup>は、レイノルズ数が  $2.0 \times 10^2 < Re < 4.0 \times 10^2$  の範囲で、回転比  $\alpha$  が 4.4 付近までの回転円柱周りの流速場の調査を実施した。Badr ら<sup>42)</sup>は、レイノルズ数が  $1.0 \times 10^3 < Re < 1.0 \times 10^4$  の範囲で、回転比  $\alpha$  が 3.0 付近までの回転円柱周りの流速場の調査を実施した。ただし、どちらの実験でも円柱の回転による渦放出特性の変化について着目しており、流体力特性と結び付けた考察は行われていない。また、Kumar らの実験は、ライザーレス掘削時に想定されるレイノルズ数  $Re$  よりも 2 桁ほどオーダーが低い。

Swanson ら<sup>35)</sup>と田中ら<sup>36)</sup>は、流体力の計測に加えて、流速計を使った回転円柱周りの流速場の計測を実施し考察を行っている。また、Peller ら<sup>43), 44), 45)</sup>によっても流速場の計測が実施された。ただし、いずれも回転比  $\alpha$  が  $1.0 < \alpha < 2.0$  付近までの範囲でとどまっている。

回転円柱周りの流速場に関して、トレーサー粒子を用いた可視化実験や流速計による流速場の計測などが実施されてきた。ただし、ライザーレス掘削時に想定されるレイノルズ数  $Re$  と回転比  $\alpha$  の範囲のデータが不足しているという現状がある。

## 1-5 研究目的

本研究では、大きく二つの目的を挙げ、水槽実験を通じて達成する。

- 回転円柱に働く流体力特性について、流速場と関連付けた考察を行い、その特性の物理的メカニズムを明らかにすること。
- 円柱の回転による周囲の流速場に与える影響やその特性について考察し、回転円柱周りの流速場の形成過程を明らかにすること。

## 1-6 論文構成

本論文は、序論と結論を含め 6 章で構成される。

第 1 章では、序論として本研究の背景と目的について述べている。ライザーレス掘削では、マグヌス効果による流体力がドリルパイプに作用し、ドリルパイプの大変形を引き起こす。ドリルパイプの大変形は先端のドリルビットに大きく影響を与

え、掘削効率の低下に繋がる。また、最悪の場合ドリルパイプの破断に至る。そこで、安全かつ効率的な掘削を行うためには、ドリルパイプの挙動特性を明らかにすることは重要である。そのためにはドリルパイプの数値的な挙動解析手法を開発する必要がある。最も重要となるのは適切な流体力係数の入力である。ただし、過去に回転円柱に働く流体力に関する研究はいくつも実施されてきたが、条件の違いによる傾向や値の差異が大きく、精度良くドリルパイプの挙動解析を行えていないという現状がある。回転円柱に働く流体力特性を正しく推定するためには、周囲の流速場の特性を明らかにし、起きている現象を正確に把握する必要がある。

第2章では、これまで蓄積されてきた回転円柱周りの流速場に関わる知見を取りまとめ、流体力学的問題を抽出する。本節は4つの節から構成される。第1節では渦に誘導される流速、第2節ではポテンシャル理論による回転円柱周りの流速場、第3節では数値解析による回転円柱周りの流速場、第4節では回転円柱周りの境界層の発達について述べる。

第3章、第4章では、第2章で述べた流体力学的問題を踏まえつつ、回転円柱周りの流速場の特性を明らかにするために実施した水槽実験についてまとめる。第3章の静水中における水槽実験では、電磁流速計を用いた流速の計測、トルクメータを用いた表面摩擦応力の計測を実施した。第4章の流れ中における水槽実験では、電磁流速計を用いた流速の計測、ハイスピードカメラとトレーサー粒子を用いた流速場の撮影を実施した。

第5章では、第2章で挙げた流体力学的問題と、第3章と第4章の実験結果を踏まえて、回転円柱周りの流速場の特性について明らかにする。

第6章では、結論として本研究により得られた成果が総括されている。

## 第 2 章

# 回転円柱周りの流速場の流体力学的問題

## 2-1 本章の概要

本章では、回転円柱周りの流速場で起きている流体现象について考察するために、回転円柱周りの流速場に関わる過去の知見について取りまとめ、流体力学の問題を抽出する。古くは渦なし非粘性流体を取り扱うポテンシャル理論から始まり、粘性や流体の非線形性を考慮して流れ場を解析する CFD、境界層についても取り上げる。

## 2-2 渦に誘導される流速

静水中で回転する円柱周りの流速場を巨視的に見てみると、ビオサーバルの法則で表されるような渦に誘導される流速として捉えることが出来る。また、ビオサーバルの法則で表される流速は、循環の大きさに依存し、次節で説明するクッタジューコフスキーの定理においても用いられる。本節では、循環や渦の基礎的な特性や、ビオサーバルの法則で表される流速の導出について述べる。

### 2-2-1 循環と渦度

まず、本節の渦に誘導される流速や第 2 章 3 節でのポテンシャル理論による回転円柱周りの流速場での議論において基礎となる循環について説明する。流れ中の任意の閉曲線  $C$  に沿う速度ベクトル  $\mathbf{u}$  の線積分を考える。

$$\Gamma(C) = \oint_C \mathbf{u} \cdot d\mathbf{r} = \oint_C u_s ds \quad (2-1)$$

ここで、 $u_s$  は速度ベクトル  $\mathbf{u}$  の曲線  $C$  に対する接線方向成分であり、 $\Gamma(C)$  を曲線  $C$  に沿っての循環 (Circulation) と呼ぶ。ベクトル解析のストークスの定理を用いると、(2-2) 式は

$$\Gamma(C) = \iint_S (\nabla \times \mathbf{u}) \cdot \mathbf{n} dS = \iint_S \boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{n} dS = \iint_S \omega_n dS \quad (2-2)$$

と変形され、循環と渦度の関係が与えられる。すなわち、循環  $\Gamma$  は閉曲線  $C$  に囲まれた任意の曲面  $S$  上での渦度  $\boldsymbol{\omega}$  の法線成分  $\omega_n$  の積分に等しい。

閉曲線  $C$  に囲まれた曲面  $S$  への法線  $\mathbf{n}$  の向きは、曲面  $S$  に立てた右ねじを閉曲線  $C$  の積分方向に回すときに、ねじの進む方向を法線の正の方向とする。したがって、循環の値は閉曲線  $C$  を一巡する向きによって符号が逆になる。二次元の場合には、 $\omega_n = \omega_z$  (つまり、法線方向を  $z$  軸の正の方向) にとるため、閉曲線  $C$  に沿う積分経路は反時計まわりとなる。

(2-2) 式より，流速場が渦無し ( $\omega = 0$ ) ならば，循環は常にゼロである。しかし，その逆は必ずしも成立しない。なぜならば，閉曲線で囲まれた領域内の正の渦と負の渦が同じ量であれば，積分はお互いに打ち消しあうためである。

ここで，断面積  $\sigma$  の非常に細い渦管を考え，(2-2) 式の積分表面として渦管の直断面をとると，断面内では  $\omega_n = \omega$  はほとんど一定と考えられるので

$$\Gamma(C) = \iint_S \omega_n dS = \omega \iint_S dS = \omega \sigma \quad (2-3)$$

と表すことが出来る。この値は渦管のどの位置で考えても同じであるので，渦管の強さ (Strength of vortex tube) と呼ばれている。

我々の生活の中では様々な渦を見ることが出来る。例えば，洗面台の排水口にできるうず，コーヒーをかき混ぜたときのうず，鳴門海峡のうずなどである。しかし，これらは流体力学的に定義される渦の要件を満たしていないうず (渦度がゼロであるうず) であることが多い。

一方，人間の目には個別の渦とは見えなくても，流体力学的には渦の集合とみなせる流れ，つまり渦度がゼロではない流れがある。このような観点から流れを「渦なし流れ (あるいは「非回転流れ」)」と「渦あり流れ (または「渦運動」，「回転流れ」)」に二分して考えることが出来る。

## 2-2-2 ランキンの渦モデル

上記で挙げたような洗面台の排水口にできるうずなどの多くの場合は，中心部だけが「渦あり」で，それ以外は「渦なし」である。このようなうずは，ランキンの渦モデルで表される。中心部の「渦あり」の部分は強制渦と呼ばれ，それ以外の「渦なし」の部分は自由渦と呼ばれる。そして，強制渦と自由渦を結合した渦のモデルをランキン渦と称す (Fig. 2-1)。

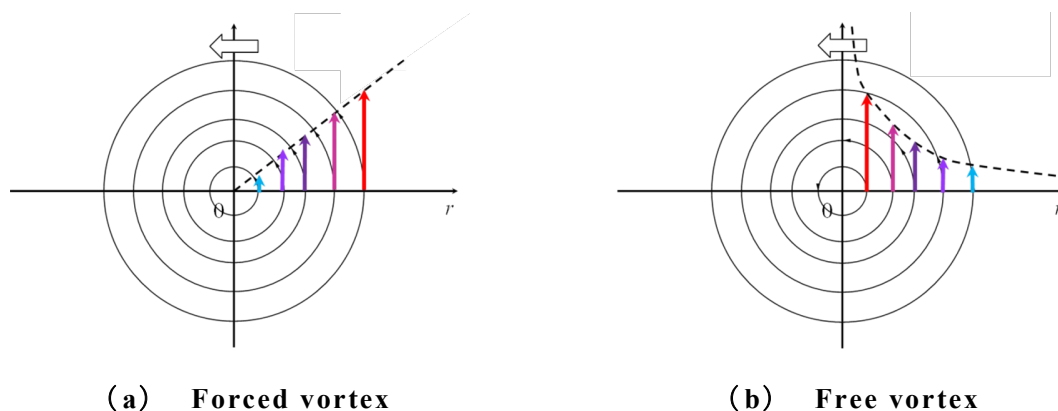


Fig. 2-1 Rankine's combined vortex

純粋な渦運動である強制渦は流体の剛体的回転運動成分であって、渦の中心からの距離（半径） $r$ の点での円周方向の速度は  $v_r \propto r$  である。しかし、このような運動は渦の中心からある有限の範囲に制約される。半径の中心部の「渦ありのうず」の外側の領域である自由渦では、円周方向の速度は  $v_r \propto 1/r$  となる。次項にて自由渦の円周方向の速度の導出について述べる。

### 2-2-3 ビオサーバルの法則

無限に広がっている流体中にある微小長さ  $ds$ 、強さ  $\Gamma$  の渦糸部分が、観測点  $P$  に作る速度寄与分  $\delta\mathbf{v}$  は次の法則で与えられる。

$$\begin{aligned}\delta\mathbf{v} &= \frac{\Gamma}{4\pi} \operatorname{rot}\left(\frac{d\mathbf{s}}{r}\right) = \frac{\Gamma}{4\pi} \frac{d\mathbf{s}}{r^2} \times \frac{\mathbf{r}}{r} \\ &= \frac{\Gamma \sin\theta ds}{4\pi r^2} \cdot \mathbf{e}\end{aligned}\quad (2-4)$$

ここで、 $\mathbf{r}$  は渦糸部分から観測点  $P$  へのベクトル、 $d\mathbf{s}$  は渦糸の微小線要素ベクトル、 $\theta$  は渦糸の軸が渦糸と点  $P$  を結ぶ線となす角、 $\mathbf{e}$  は  $d\mathbf{s}$  と  $\mathbf{r}$  に直交する単位ベクトルである。

渦度場が作る速度場は、(2-4) 式の積分形で表される。

$$\mathbf{v} = \frac{1}{4\pi} \iiint \frac{\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}}{r^3} dV \quad (2-5)$$

(2-5) 式の関係は電磁気学におけるビオサーバル (Biot-Savart) の法則にほかならない。この場合は  $\Gamma$  を電流密度とすれば  $\mathbf{v}$  は磁場ベクトルを表す。ただし、流体力学におけるビオサーバルの法則は運動学的なものであり、かつ流体が非粘性であることに依存しない。

二次元の場合、ないし三次元場の真直な渦糸の場合には、渦糸と観測点  $P$  の垂直距離を  $h$  とすれば、 $r = h/\sin\theta$ 、 $s = h \cot\theta$  であるため、渦によって誘導される流速  $u_\theta$  は (2-6) 式で表される。

$$u_\theta = \frac{\Gamma}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin\theta}{r^2} ds = \frac{\Gamma}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sin\theta ds = \frac{\Gamma}{2\pi h} \quad (2-6)$$

また、(2-6) 式における循環  $\Gamma$  は、 $h$  の値によらず一定の値である。これは、渦周りの流速場の運動量が保存されていることを示す。つまり、ビオサーバルの法則は、渦周りの流速場の運動量保存則であるといえる。

## 2-2-4 回転円柱に関わる流体力学の問題

本節の冒頭で述べたように、静水中で回転する円柱周りの流速場を巨視的に見ると、円柱部分は剛体的回転運動である強制渦あるいは渦糸、その外側は自由渦であり、いわば渦に誘導される流速として捉えることが出来る。また、ビオサーバルの法則では、渦に誘導される流速は渦糸からの距離に反比例して減少し、渦糸による影響は無限大に広がる。

円柱を渦糸と考えれば、一見ビオサーバルの法則に従う流速場が形成されると推定される。ただし、自由渦は渦度がゼロであり、流体内部でエネルギーが消費されないが、実際の円柱表面では摩擦応力が生じ渦や流れの乱れが生じる。そこで、ビオサーバルの法則における条件と粘性流体における条件の違いを考慮し、実際の流速場で起きている現象について考察する必要がある。

## 2-3 ポテンシャル理論による回転円柱周りの流速場

第1章4節1項「流れ中における回転円柱に働く流体力に関する研究」でも取り上げたように、流れ中における回転円柱に働く揚力について、ポテンシャル理論によって導かれたクッタジュコーフスキーの定理による算定方法が存在する。元々は、流体中を移動する翼に揚力が発生する理由を説明するために、ウィルヘルム・クッタとニコライ・ジュコーフスキーによって取り入れられたものである。しかし、その過程におけるモデルは流れ中で回転する円柱そのものである。

本節では、翼の周りに循環が発生する理由から、実際にポテンシャル理論によって求められる循環を伴う円柱周りの流速場について述べ、クッタジュコーフスキーの定理の導出を行う。そして、ポテンシャル理論における仮定を整理し、粘性流体中における課題を抽出する。

### 2-3-1 ケルヴィンの循環定理

第2章2節1項では、ある一定の時刻における渦管の性質について述べただけであるので、次に渦管の時間的変化について考える。まず、流れとともに動く閉曲線  $C$  にそっての循環の時間的変化を考える。つまり、(2-1) 式の物質微分を考えると

$$\frac{D}{Dt} \Gamma(C) = \oint_C \frac{D}{Dt} (\mathbf{u} \cdot d\mathbf{r}) = \oint_C \frac{D\mathbf{u}}{Dt} \cdot d\mathbf{r} + \oint_C \mathbf{u} \cdot \frac{D}{Dt} d\mathbf{r} \quad (2-7)$$

オイラー方程式より

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla(P + \Pi) \quad (2-8)$$

$$\mathbf{u} \cdot \frac{D}{Dt} d\mathbf{r} = \mathbf{u} \cdot d\mathbf{u} = d\left(\frac{1}{2}q^2\right) \quad (2-9)$$

ここで、 $\Pi$ は外力のポテンシャルである。したがって、(2-7)式に(2-8)式と(2-9)式を代入することによって

$$\frac{D}{Dt} \Gamma(C) = \left[ \frac{1}{2}q^2 - P - \Pi \right]_C \quad (2-10)$$

が得られる。ここに $[\dots]_C$ は、閉曲線 $C$ を一周した時の変化を意味する。流速と圧力関数は物理量であるから、場所の1価関数である。また、外力のポテンシャル $\Pi$ も1価関数と考えられるため、(2-10)式の右辺はゼロである。すなわち、非粘性の順圧流体が保存力のもとに運動する場合、流体粒子によって作られた閉曲線 $C$ に沿っての循環は、時間的に一定不変に保たれることになる。これをケルヴィンの循環定理 (Kelvin's circulation theorem) という。

### 2-3-2 循環による揚力の発生

第2章3節1項で説明したケルヴィンの循環定理は、翼に働く揚力の説明の際に利用されてきた。静水中におかれた翼を考えると、流体領域のいたるところで渦なし、すなわち循環はゼロである。その後、翼が速度 $U$ で動き出すと、実在の流体では粘性の影響によって翼表面に沿って薄い境界層が発達する。しかし、翼下面にできた境界層は後縁を回りきって上面に達することができず、翼後縁から剥離して渦を作る。さらに時間が経つと、翼上面の剥離点が後縁に移動する。流れがスムーズに流れ去るようになると、この渦は翼の後方へ押し流されていき自由渦となる。この渦は出発渦 (Starting vortex) と呼ばれている。ケルヴィンの循環定理によれば、最初に循環がゼロであれば、この出発渦と翼の両方を取り囲む閉曲線 $C$ に沿っての循環もゼロである。すなわち、出発渦の循環を $-\Gamma_S$ とすれば、翼のまわりには出発渦と同じ強さで反対向きの循環 $\Gamma_S$ が存在することになる。この循環が揚力を発生させており、(2-11)式に示すクッタジュコーフスキーの定理 (Kutta-Joukowski's theorem) として知られている。

$$L = \rho U \Gamma_S \quad (2-11)$$

$L$ は単位長さあたりの揚力、 $\rho$ は流体密度である。



### 2-3-3 循環を伴う円柱周りの流速場

第2章3節2項で述べたように、クッタジュコーフスキーの定理では翼周りの流速場に循環が存在することによって揚力が発生するとされている。その理論的な導出として、一様流、二重湧き出し、渦糸の複素ポテンシャルを重ね合わせて表される循環を伴う円柱周りの流速場から、ベルヌーイの定理を用いて円柱表面の圧力を算出し、円柱表面を圧力積分することによって(2-11)式の揚力と循環の関係式を求めた。本項ではまず、ポテンシャル理論による循環を伴う円柱周りの流速場について述べ、次項にてクッタジュコーフスキーの定理の導出について述べる。

一様流の複素ポテンシャルを(2-12)式、二重湧き出しの複素ポテンシャルを(2-13)式、渦糸による流れの複素ポテンシャルを(2-14)式に示す。

$$W(z) = Uz \quad (2-12)$$

$$W(z) = -\frac{\mu}{z} \quad (2-13)$$

$$W(z) = i\frac{\Gamma}{2\pi}\ln z \quad (2-14)$$

(2-12)式と(2-13)式を足し合わせることで、一様流中の円柱周りの流速場を表現することが出来る。また、二重湧き出しの項を変形することで、一様流中の円柱周りの流れは(2-15)式のようになる。ただし、二重湧き出しの向きは、(2-13)式とは逆の $x$ の負の方向とする。

$$W(z) = Uz + \frac{Ua^2}{z} \quad (2-15)$$

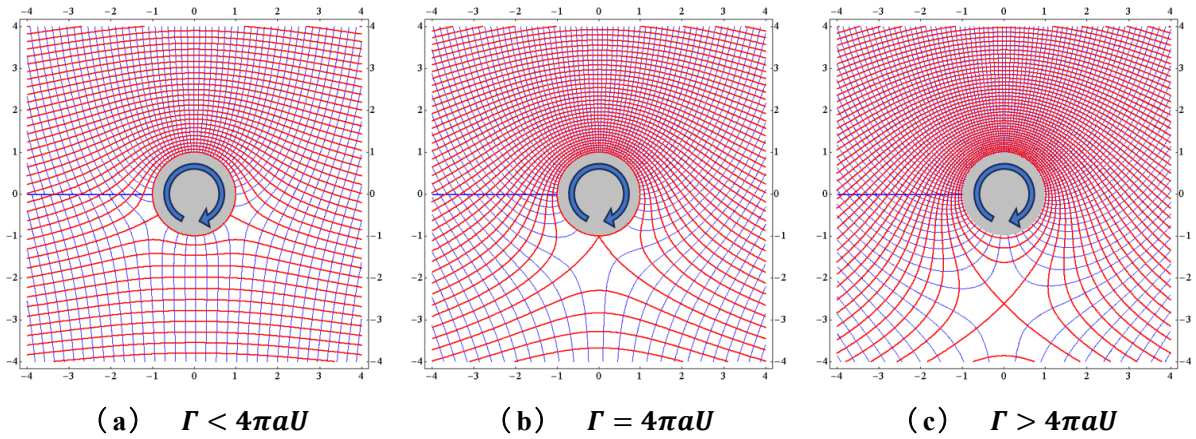
そして、(2-15)式に(2-14)式を加えることによって、循環を伴う円柱周りの流速場を表現することが出来る。

$$W(z) = U\left(z + \frac{a^2}{z}\right) + i\frac{\Gamma}{2\pi}\ln z \quad (2-16)$$

さらに、式を書き変えると

$$W = \Phi + i\Psi = U\left(r + \frac{a^2}{r}\right)\cos\theta + \frac{\Gamma}{2\pi}\theta + i\left\{U\left(r - \frac{a^2}{r}\right)\cos\theta + \frac{\Gamma}{2\pi}\ln r\right\} \quad (2-17)$$

となる。速度ポテンシャル $\Phi$ と流線関数 $\Psi$ はそれぞれ(2-18)式と(2-19)式で示される。



**Fig. 2-2 Velocity potential and stream function around a rotating cylinder with circulation**

$$\Phi = U \left( r + \frac{a^2}{r} \right) \cos \theta + \frac{\Gamma}{2\pi} \theta \quad (2-18)$$

$$\Psi = U \left( r - \frac{a^2}{r} \right) \cos \theta + \frac{\Gamma}{2\pi} \ln r \quad (2-19)$$

速度ポテンシャルと流線関数を重ねて図示したものを Fig. 2-2 に示す。青線が速度ポテンシャル，赤線が流線関数である。流線関数を見てみると， $\Gamma < 4\pi aU$  の場合，円柱の上流側と下流側の対称な二点によどみ点が出る。 $\Gamma = 4\pi aU$  の場合，二つのよどみ点は円柱の下面の一点に集まる。 $\Gamma > 4\pi aU$  の場合，よどみ点は円柱の真下の離れた位置に 1 つだけ現れる。そして，このよどみ点を通る流線によって，流れの場は円柱を回る循環流と外部の流れに二分される。

### 2-3-4 クッタジュコーフスキーの定理

(2-18) 式の速度ポテンシャルを方向微分することにより，円柱周りの流速を求めることができる。

$$v_r = \frac{\partial \Phi}{\partial r} = U \left( 1 - \frac{a^2}{r^2} \right) \cos \theta \quad (2-20)$$

$$v_\theta = \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} = U \left( 1 + \frac{a^2}{r^2} \right) \sin \theta + \frac{\Gamma}{2\pi r} \quad (2-21)$$

$v_r$  は円柱半径方向の流速， $v_\theta$  は円柱半径方向の流速である。また， $r = a$  とすることによって算出される円柱表面上の流速は

$$v_r = 0 \quad (2-22)$$

$$v_{\theta} = 2U \sin \theta + \frac{\Gamma}{2\pi r} \quad (2-23)$$

となる。

今、完全流体中の流速場を考えており、流速場は渦なし、定常流である。そのため、(2-24)式に示すベルヌーイの定理を適用することが出来る。

$$\frac{1}{2}\rho q^2 + p = \frac{1}{2}\rho U^2 + p_0 \quad (2-24)$$

$q$ に(2-23)式の $v_{\theta}$ を代入し、(2-24)式を変形すると

$$p - p_0 = \frac{1}{2}\rho U^2 - \frac{1}{2}\rho q^2 = \frac{1}{2}\rho U^2 - 2\rho U^2 \sin^2 \theta - \frac{\rho U \Gamma}{\pi a} \sin \theta - \frac{\rho \Gamma^2}{8\pi^2 a^2} \quad (2-25)$$

円柱に働く抗力 $F_x$ と揚力 $F_y$ はそれぞれ、圧力の $x$ 方向成分と $y$ 方向成分を円柱表面について積分することによって求められる。

$$F_x = - \int_0^{2\pi} (p - p_0) a \cos \theta \, d\theta = 0 \quad (2-26)$$

$$\begin{aligned} F_y &= - \int_0^{2\pi} (p - p_0) a \sin \theta \, d\theta = \int_0^{2\pi} \frac{\rho U \Gamma}{\pi} \sin^2 \theta \, d\theta \\ &= \frac{\rho U \Gamma}{\pi} \int_0^{2\pi} \left( \frac{1}{2} - \frac{\cos 2\theta}{2} \right) d\theta = \rho U \Gamma \end{aligned} \quad (2-27)$$

完全流体を考えているため、摩擦応力は働かず圧力のみが円柱表面に垂直に作用する。(2-27)式に示すように、循環流を伴った円柱は、無限遠における流れの方向へ垂直に円柱の単位長さあたり $\rho U \Gamma$ の大きさの力を受けることになる。そして、(2-27)式は(2-11)式に示すクッタジューフスキーの定理と一致する。(2-26)式は、三角関数の $\theta$ に関する対称性を考慮すると、その積分値は全てゼロになる。

### 2-3-5 回転円柱に関わる流体力学の問題

第1章4節1項のFig. 1-7でも示されているように、クッタジューフスキーの定理によって算定される揚力の傾向は、実現象とは大きく乖離しており、(1-4)式で与えられる回転比 $\alpha$ に対して線形的な増加傾向を示す。(2-27)式に示すように、ポテンシャル理論によって算出される揚力は循環の大きさに依存し、循環に対して揚力が線形的に上昇するためである。

クッタジューフスキーの定理では、流れ中の物体の周りに循環が存在することによって流速場に速度差が発生し、揚力が生じると説明している。静水中における

回転円柱周りの流速場を循環による流れと仮定した場合、静水中における回転円柱周りの流速場と一様流の流速場を足し合わせたケースと、実際に流れ中における回転円柱周りの流速場を計測したケースでは近しい傾向を示すのか、明確にされている研究事例はない。

また、古典的な問題として指摘されている通り、ポテンシャル流れでは上流と下流で対称的な流速場を示しており、正味の抗力はゼロである（ダランベールのパラドックス）。これは、非粘性渦なしの流体を仮定しており、物体表面からの渦の放出や後流の形成が考慮されていないためである。マグヌス効果では、揚力の発生にのみ言及しているが、実際の流体では円柱の回転速度増加に伴う抗力の変化についても調査する必要がある。

## 2-4 数値解析による回転円柱周りの流速場

ポテンシャル理論を用いて流れ場を議論していた時代から時は進み、プラントルによって境界層の概念が取り入れられ、流体の粘性や流れの変動成分を考慮した流れ場の解析が実施されるようになった。その中でも、コンピュータの発展に伴い数値解析が盛んに行われ、工学への応用もされるようになった。本節では、乱流現象を解析する上で重要となる基礎方程式のフィルター操作と、工学分野で主に利用される二つの乱流モデルについて説明する。そして、各乱流モデルの特性を明確にし、流れ中における回転円柱周りの流速場を解析する際の問題点を抽出する。

### 2-4-1 基礎方程式のフィルター操作

流体密度 $\rho$ 、粘性係数 $\nu$ が一定な非圧縮性流体の基礎方程式は、連続の式（質量保存式）およびナビエーストークス（Navier-Stokes）方程式である。連続の式は（2-28）式で表される。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2-28)$$

ナビエーストークス方程式は3つの座標軸方向に対してそれぞれ1つずつ方程式が存在し、まとめて（2-29）式で表される。

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{F} \quad (2-29)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial (u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + f_i$$

CFD では、(2-28) 式と (2-29) 式に示す支配方程式をそのまま解く直接数値シミュレーション (Direct Numerical Simulation : DNS) がある。DNS は、十分な格子解像度と数値精度で適切な初期条件と境界条件を設定し、格子より小さい渦の影響が極めて小さくなるくらいの格子解像度であれば、統計的データとしては十分に信頼に値するものが得られるとされている。しかし、非常に高い格子解像度が必要とするため、莫大な計算コストがかかる。そのため、現状 DNS は基礎研究にしか用いられておらず、工学的な実用性は極めて低い。

そこで、流れ場に平均操作 (フィルター) を施すことにより、流れの乱れをモデル化して解く手法が編み出された。(2-30) 式と (2-31) 式はそれぞれ、フィルター操作によって平均値と変動量に分けられた速度  $u$  と圧力  $p$  である。

$$u_i = \bar{u}_i + u_i' \quad (2-30)$$

$$p_i = \bar{p}_i + p_i' \quad (2-31)$$

バーで表された平均値は格子上で直接求められ、プライムで表された変動量はモデル化することによって求められる。このように、流れ場の物理量を平均値と変動量に分けることをレイノルズ分解という。

(2-28) 式と (2-29) 式に示す連続の式とナビエストークス方程式にも同様に、フィルター操作を施すと、(2-32) 式に示すフィルターをかけた連続の式と (2-33) 式に示すフィルターをかけたナビエストークス方程式が得られる。

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} = 0 \quad (2-32)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0$$

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \bar{\mathbf{u}} = -\frac{1}{\rho} \nabla \bar{p} + \nabla \cdot (v \nabla \bar{\mathbf{u}} - \boldsymbol{\tau}) \quad (2-33)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ v \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \tau_{ij} \right\}$$

ここで、 $\boldsymbol{\tau} = \tau_{ij}$  はフィルター操作によって表された変動速度の 2 次の相間項であり、フィルターから漏れた変動量による影響を表す。また、 $\boldsymbol{\tau}$  と  $\tau_{ij}$  は (2-34) 式で表される。

$$\boldsymbol{\tau} = \overline{\mathbf{u}\mathbf{u}} - \bar{\mathbf{u}}\bar{\mathbf{u}} \quad (2-34)$$

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j$$

$\tau_{ij}$ は未知数であり，分子粘性応力と同じ次元を持つことから，レイノルズ平均ナビエーストークス（Reynolds Averaged Navier-Stokes : RANS）ではレイノルズ応力，LES（Large Eddy Simulation）ではSGS（Sub Grid Scale : SGS）応力と呼ぶ。

フィルター操作を行うことで基礎方程式を平均成分と変動量に分離したが，それによって新たな変数 $\tau_{ij}$ が追加され，4つの方程式に対して変数が5つになってしまう。これらの変数を求め方程式を閉じるためには， $\bar{u}_i$ と $\bar{p}$ からなる $\tau_{ij}$ の方程式を追加する必要がある。 $\tau_{ij}$ を求めるために導入されるモデル化された方程式を乱流モデルという。次節では，現在工学的に用いられている二種類の乱流モデルについて述べる。

### 2-4-2 RANS（Reynolds Averaged Navier-Stokes）

RANS で用いられる平均操作はレイノルズ平均と呼ばれる。レイノルズ平均は(2-35)式に示すような特徴を持つ時間平均である。

$$\begin{aligned}\bar{\bar{u}}_i &= \bar{u}_i \\ \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} &= \bar{u}_i \bar{u}_j \\ \overline{\bar{u}'_i} &= 0 \\ \overline{\bar{u}'_i \bar{u}'_j} &= \overline{\bar{u}'_i \bar{u}'_j} = 0\end{aligned}\tag{2-35}$$

これらの特徴を用いてレイノルズ応力 $\tau_{ij}$ を計算すると(2-36)式のようにになる。

$$\tau_{ij} = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j = \overline{\bar{u}'_i \bar{u}'_j}\tag{2-36}$$

(2-36)式を(2-33)式に代入すると，RANSの基礎方程式は(2-37)式と(2-38)式のようにになる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0\tag{2-37}$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \nu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{\bar{u}'_i \bar{u}'_j} \right\}\tag{2-38}$$

(2-37)式と(2-38)式に加えて，レイノルズ応力 $\tau_{ij} = \overline{\bar{u}'_i \bar{u}'_j}$ を与えるモデル式を追加することで，流れ場の速度や圧力を計算することが出来る。

レイノルズ応力を与えるモデルは大きく分けて「応力方程式モデル」と「渦粘性モデル」の二種類が存在する。本項では渦粘性モデルの中の2方程式モデルである

$k-\varepsilon$ モデルについて述べる。 $k-\varepsilon$ モデルは、工学・工業の分野で最も広く利用されており、 $k-\varepsilon$ モデルをベースとしたモデルも多数開発されていることから、RANSを代表するようなモデルである。

渦粘性モデルでは、分子粘性応力が粘性係数と速度勾配の積で与えられるのと同様に、レイノルズ応力も乱れによる拡散を表す係数と平均速度の積で与えられると仮定すると、(2-39)式のようになる。

$$\tau_{ij} = \frac{2}{3}k\delta_{ij} - \nu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) = \frac{2}{3}k\delta_{ij} - 2\nu_t S_{ij} \quad (2-39)$$

ここで、 $k$ は乱流エネルギー、 $S_{ij}$ はひずみ速度テンソルである。 $k$ は(2-40)式、 $S_{ij}$ は(2-41)式で表される。

$$k = \frac{1}{2}\tau_{ii} = \frac{1}{2}\overline{u'_i u'_i} \quad (2-40)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2-41)$$

乱れによる拡散を表す係数 $\nu_t$ は分子粘性係数と対比して渦粘性係数とよばれ、単位は[m<sup>2</sup>/s]である。このようにレイノルズ応力を渦粘性係数と平均速度勾配との積で表すモデルを渦粘性モデルという。また、1877年にブシネスクによって提唱されたことからブシネスク近似ともいう。

そして、(2-39)式を(2-38)式に代入すると(2-42)式が得られる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \nu_e \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\} \quad (2-42)$$

$$\nu_e = \nu + \nu_t \quad (2-43)$$

$$\bar{P} = \bar{p} + \frac{2}{3}\rho k \quad (2-44)$$

$\bar{u}_i$ と $\bar{p}$ 以外の変数は $\nu_t$ ただ一つであり、この $\nu_t$ をどのように求めるかが渦粘性モデルの唯一にして最も重要な点である。

$k-\varepsilon$ モデルでは、乱流エネルギー $k$ と乱流散逸率 $\varepsilon$ を用いて渦粘性係数 $\nu_t$ が計算される。新たに追加した2つの変数 $k$ と $\varepsilon$ は、それぞれ輸送方程式を計算することによって求められる。渦粘性係数は(2-45)式のように表される。

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2-45)$$

乱流エネルギー $k$ と乱流散逸率 $\varepsilon$ を求めることで、渦粘性係数 $\nu_t$ を計算することが出

来る。乱流エネルギー $k$ の輸送方程式を (2-46) 式に示す。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = P_k - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \left( \frac{\nu_t}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} \quad (2-46)$$

右辺の第 1 項が生成項 $P_k$ 、第 2 項が散逸項、第 3 項が拡散項であり、生成項 $P_k$ は (2-47) 式で表される。

$$P_k = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (2-47)$$

乱流散逸率 $\varepsilon$ は (2-48) 式のように定義される。

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \varepsilon_{ii} = \nu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} \quad (2-48)$$

乱流散逸率 $\varepsilon$ の輸送方程式を (2-49) 式に示す。

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \left( \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} + \nu \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right\} \quad (2-49)$$

(2-45) 式, (2-46) 式, (2-49) 式が,  $k-\varepsilon$ モデルの中でも最も基本となる標準  $k-\varepsilon$ モデルである。それぞれの式中の定数は (2-50) 式で与えられる。

$$C_\mu = 0.09 \sigma_k = 1.0 \sigma_\varepsilon = 1.3 C_{\varepsilon 1} = 1.44 C_{\varepsilon 2} = 1.92 \quad (2-50)$$

(2-50) 式に示した定数は、実験や DNS によって算定されている<sup>46)</sup>。また、以下のことを仮定して決定されている。

- 定常 2 次元せん断乱流の乱流境界層の対数領域である
- 乱れの移流、生成、拡散がないような一様等方乱流である

上記の仮定を大きく逸脱するような複雑な流れに対しては、標準  $k-\varepsilon$ モデルの精度は低下してしまう。

標準  $k-\varepsilon$ モデルはレイノルズ数が高く、局所平衡が成り立つ対数領域をもとに定数を決定しているため、このままではより壁面に近い低レイノルズ数効果の大きい領域（粘性低層）を扱うことができない。そこで、壁面の境界条件として壁関数とよばれる関数を導入し、対数領域に第 1 格子点を設定することで粘性低層の計算を省略する。対数領域や粘性低層などの乱流境界層については次節にて説明する。



### 2-4-3 LES (Large Eddy Simulation)

LES の基礎方程式は (2-32) 式と (2-33) 式に示す, フィルターをかけた連続の式とナビエストークス方程式である。RANS では, (2-34) 式に対してアンサンブル平均の性質を適用することでさらに簡単な式にすることができたが, LES で用いる空間平均ではそのような操作は出来ない。(2-33) 式の変数は速度の GS (Grid Scale) 成分  $\bar{u}_i$ , 圧力の GS 成分  $\bar{p}$ , SGS 応力  $\tau_{ij}$  であり, SGS 応力  $\tau_{ij}$  を与えるモデル式を追加することで速度と圧力を求めることが出来る。

SGS 応力  $\tau_{ij}$  に (2-30) 式を代入すると, (2-51) 式に示すように SGS 応力  $\tau_{ij}$  は異なる役割を持つ 3 つの項に分けられる。

$$\tau_{ij} = L_{ij} + C_{ij} + R_{ij} \quad (2-51)$$

ここで,  $L_{ij}$  はレナード項,  $C_{ij}$  はクロス項,  $R_{ij}$  は SGS レイノルズ応力項であり, それぞれ (2-52) 式, (2-53) 式, (2-54) 式で表される。

$$L_{ij} = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (2-52)$$

$$C_{ij} = \overline{\bar{u}_i u'_j} - \overline{u'_i \bar{u}_j} \quad (2-53)$$

$$R_{ij} = \overline{u'_i u'_j} \quad (2-54)$$

レナード項は, 平均的に見ると GS 成分から SGS 成分への運動エネルギーの輸送 (順カスケード) を担っており既知の変数  $\bar{u}_i$  にフィルターをかけることで直接計算することができる。クロス項は, 平均的に見ると SGS 成分から GS 成分への運動エネルギーの逆輸送 (逆カスケード) を担っている。SGS レイノルズ応力項は, 主に SGS における運動エネルギーの散逸を担っている。

SGS 応力  $\tau_{ij}$  は RANS の渦粘性モデルと同様に渦粘性近似によってモデル化され, (2-55) 式で表される。

$$\tau_{ij} = \frac{2}{3} k \delta_{ij} - 2\nu_{SGS} \bar{S}_{ij} \quad (2-55)$$

ここで,  $\nu_{SGS}$  は乱流エネルギー,  $\bar{S}_{ij}$  はひずみ速度テンソルである。 $\bar{S}_{ij}$  は (2-56) 式で表される。

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2-56)$$

(2-55) 式を (2-33) 式に代入すると, (2-57) 式が得られる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \nu_e \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\} \quad (2-57)$$

$$\nu_e = \nu + \nu_{SGS} \quad (2-58)$$

$$\bar{P} = \bar{p} + \frac{2}{3} \rho k \quad (2-59)$$

基礎方程式の形は LES と RANS で共通であり，乱流モデルの種類にかかわらず共通のソルバーを使うことが出来る。

LES においても，いくつかのモデルが存在する。本項では代表的な Smagorinsky モデルについて述べる。Smagorinsky モデルでは，SGS 渦粘性係数は (2-60) 式で定義される。

$$\nu_{SGS} = (C_s f_s \Delta)^2 \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \quad (2-60)$$

$\Delta$  はフィルター幅であり， $C_s$  はこのモデルで与える必要のある唯一のモデル定数で Smagorinsky 定数とよばれる。 $f_s$  は壁面で滑りなし条件  $\nu_{SGS}|_{wall} = 0$  を与えるための減衰関数で，(2-61) 式に示す Van Driest 関数が用いられる。

$$f_s = 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right), \quad A^+ \cong 25 \quad (2-61)$$

Smagorinsky 定数の理論値は  $C_s = 0.173$  であり，一様等方乱流では実験結果とよく一致することが確認されている。一方で，チャンネル乱流などのせん断乱流に対してはより低い値  $C_s = 0.10 \sim 0.15$  を設定する必要がある。そのため，Smagorinsky 定数はどんな流れ場でも共通して使える普遍的な定数ではない。

#### 2-4-4 回転円柱に関わる流体力学の問題

上記でも述べた通り，諸々の定数は実験によって得られている。また，RANS で用いられる壁関数は乱流境界層を基に導入されている。これらに共通するのは，平板の乱流境界層から検討されている点である。ただし，本研究で対象としているような流れの中で回転し続ける円柱周りの境界層が，時間経過によってどのように発達するか明確に示されていない。そのため，現状用いられている定数や壁関数が，回転円柱周りの流速場の解析においてに適用していない可能性がある。境界層の発達に関する具体的な問題点については，次節にて扱う。

LES で用いられている Smagorinsky 定数の理論値は  $C_s = 0.173$  であり，一様等方乱流の実験結果とよく一致することが確認されている。ただし，Smagorinsky 定数は

どんな流れ場でも共通して使用できる普遍的な定数ではなく、流れ場によっては Smagorinsky 定数を変更しなければならない。流れ中における回転円柱周りの流れ場は一様等方乱流とは言い難く、回転円柱周りの流れ場の解析に適している Smagorinsky 定数を探す必要がある。そのため、LES を用いた回転円柱周りの流速場を正しく解析するのは容易ではない。

## 2-5 回転円柱周りの境界層の発達

プラントルによって取り入れられた境界層の概念は、流体力学の進歩に大きく貢献し、数値解析を行う上でも多く活用されている。ただし、静水中や流れ中で回転し続ける円柱周りの境界層の発達について現状明確にされていない。本節では、境界層理論の基礎を説明し、平板の層流境界層および乱流境界層の速度分布の導出を行う。境界層の具体的な特性を整理し、回転円柱周りの境界層の発達に関する問題抽出に繋げる。

### 2-5-1 レイリー問題（ナビエーストックス方程式の厳密解）

本節で説明するナビエーストックス方程式の厳密解の一つであるレイリー問題は、無限に長い平板が瞬間的にある一定速度  $U_0$  で、その面の方向に運動しだす場合の流れであり、非定常平行流れである。レイリー問題は、境界層の概念への接続という役割を果たしており、粘性の作用を理解する上できわめて重要である。

平板の面に沿い  $x$  軸、これと直角に  $y$  軸をとる。圧力  $p$  は流れの場を通じて一定と考えられるから、(2-29) 式に示すナビエーストックス方程式は (2-62) 式のようになる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (2-62)$$

結局、(2-29) 式のナビエーストックス方程式は、左辺の時間項と右辺の粘性項が残る。境界条件は (2-63) 式のようにおける。

$$\left. \begin{array}{l} t \leq 0 : u = 0 \quad (y \geq 0) \\ t > 0 : u = U_0 \quad (y = 0) \\ u = 0 \quad (y = \infty) \end{array} \right\} \quad (2-63)$$

ところで、新しい独立変数として (2-64) 式に示す  $\eta$  を導入する。

$$\eta = \frac{y}{2\sqrt{\nu t}} \quad (2-64)$$

また、流速 $u$ を(2-65)式の形に仮定する。

$$u(y, t) = U_0 f(\eta) \quad (2-65)$$

このことは $y$ 軸の目盛りを時々刻々変化させ $2\sqrt{vt}$ を基準として測ると、流速分布は相似となり一つの独立変数 $\eta$ の関数となると考えることである。(2-64)式と(2-65)式を(2-62)式に代入すると、(2-66)式に示す常微分方程式が得られる。

$$f'' + 2\eta f' = 0 \quad (2-66)$$

これに対応する境界条件 $f = 1 (\eta = 0)$ ,  $f = 0 (\eta = \infty)$ を満たす(2-66)式の解は(2-67)式となる。

$$u = U_0(1 - \operatorname{erf}\eta) \quad (2-67)$$

$\operatorname{erf}$ は誤差関数であり、(2-68)式で表される。

$$\operatorname{erf}\eta = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\eta e^{-\xi^2} d\xi \quad (2-68)$$

流速分布 $u/U_0$ を Fig. 2-3 に示す。これを生の座標 $y$ に関して $t$ をパラメーターにして表すと、Fig. 2-4 のようになる。

上記でも述べた通り、レイリー問題の結果は粘性の作用を理解するにはきわめて重要である。Fig. 2-4 からわかるように、板の運動の影響は時間とともに徐々に遠方に伝えられる。また、流速分布は $y$ 座標のスケールを変えることにより、Fig. 2-

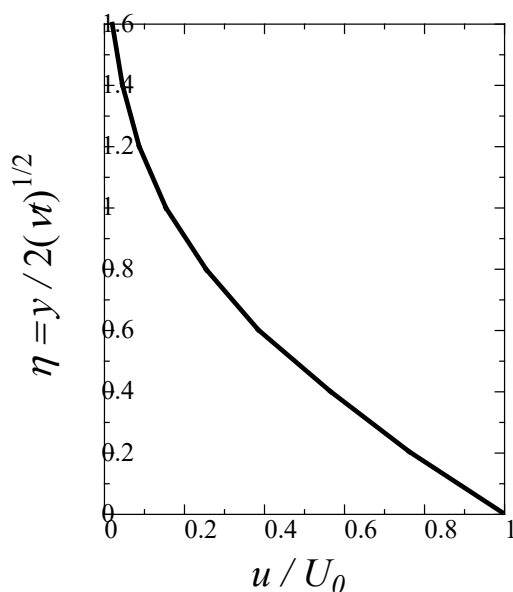


Fig. 2-3 Similar velocity distribution for Rayleigh problem

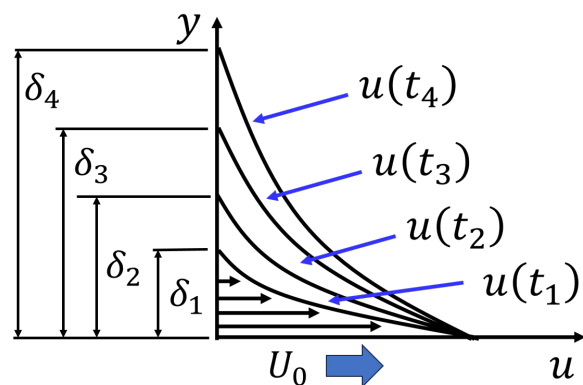


Fig. 2-4 Rayleigh problem flow

3のように相似形となる。粘性の影響が遠方に及ぶ範囲を表す目安として、流速 $u$ が壁面速度 $U_0$ の約0.5% ( $u/U_0 = 0.0047$ )に落ちる高さを取り、これを $y = \delta(t)$ と定義する。(2-65)式より、これを満たすのは $\text{erf}\eta = 0.9953$ 、すなわち $\eta = 2$ が得られ、(2-64)式に代入すると(2-67)式が得られる。

$$\delta = 4\sqrt{\nu t} \quad (2-69)$$

(2-69)式は粘性の影響が動粘性係数 $\nu$ の平方根および平板が運動し始めてからの時間 $t$ の平方根に比例して遠くへ及んでいることを表している。(2-69)式の結果は、次項で展開される層流境界層の概念に結び付く。また、このことは壁面の運動の記憶が粘性により $\delta/t = 4\sqrt{\nu/t}$ の速さで(時間が経つほど、粘性が小さいほどゆっくりと)遠方に伝えられるという風にも解釈される。

## 2-5-2 プラントルの境界層方程式

レイノルズ数 $Re$ が大きいということは、ナビエストークス方程式の粘性項の影響が小さいということであり、その極限 $Re \rightarrow \infty$ での流れはポテンシャル流にほかならない。しかし、ダランベールの背理より、定常な非粘性ポテンシャル流れの中の物体には抵抗が働かないため、一見ナビエストークス方程式が矛盾を含んでいるように見える。ポテンシャル流では物体の壁面上での法線流速がゼロという条件だけで解が求まり、壁面での滑りなしの条件は満たされていない。このことは、 $Re \rightarrow \infty$ により、偏微分方程式の最高階の項が消えて、境界条件の数が少なくともよいことに対応している。すなわち、 $Re \rightarrow \infty$ の極限の方程式を解いても実在流体の壁面上での境界条件を満たしていないので、パラドックスは当然である。いかに、レイノルズ数 $Re$ が高くとも実在の粘性流体は物体の表面で流速ゼロであり、壁近くではこの状態から急激にポテンシャル流の状態に移る。そのため、流体のせん断変形 $\partial u/\partial y$ を無視するわけにはいかない。レイノルズ数 $Re$ の大きい流れでは、このように壁の近くにせん断変形速度が大きく、粘性の作用の無視しえないごく薄い層が存在し、その外側では非粘性流と考えてもよい。この物体の表面近くの粘性の作用を無視しえない薄い層を境界層とよぶ。

本項では、上記で述べた境界層の概念により、レイノルズ数 $Re$ が十分大きい場合の粘性流体の運動を定式化して論ずる。境界層理論の考え方を明確にするために平板に沿う非圧縮性の二次元流について考える。以下に導く境界層方程式は層流境界層に関するものではあるが、境界層の概念そのものと取り扱い方は乱流境界層にもそのまま拡張できる。

レイリー問題より類推されるように、粘性効果の及ぶ範囲である境界層の厚さ $\delta$ は $\sqrt{vt}$ に比例する。ここで時間 $t$ は、流れが物体の存在を感知してからの経過時間であるとみなせば、主流速 $U$ と物体の先端からの距離 $x$ に関し、 $t = x/U$ と書ける。したがって、境界層の厚さ $\delta$ は(2-70)式で表すことが出来る。

$$\delta \approx \sqrt{\frac{vt}{U}} \quad (2-70)$$

境界層厚さ $\delta$ と物体の大きさ $l$ あるいは物体の先端からの距離 $x$ との比は(2-71)式で表される。

$$\frac{\delta}{x} \approx \frac{\delta}{l} = \sqrt{\frac{v}{Ul}} = Re^{-1/2} \quad (2-71)$$

つまり、レイノルズ数 $Re$ が十分大きくなると、 $\delta$ は $l$ (または $x$ )に比べて十分に小さく、 $Re^{-1/2}$ のオーダーとなる。

流れの場の代表長さを $x$ 方向に $l$ 、 $y$ 方向に境界層厚さの代表値 $\delta_0$ 、代表流速を $x$ 方向に $U$ 、 $y$ 方向に $V$ とするとき、ナビエストークス方程式の第一式の各項についてオーダー比較を行う。

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{U}{l} \frac{\partial(u/U)}{\partial(x/l)} = \frac{U}{l} \frac{\partial u'}{\partial x'} = \frac{U}{l} O(1) \quad (2-72)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{U^2}{l} \cdot u' \frac{\partial u'}{\partial x'} = \frac{U^2}{l} O(1) \quad (2-73)$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{U}{l^2} \frac{\partial^2(u/U)}{\partial(x/l)^2} = \frac{U}{l^2} \frac{\partial^2 u'}{\partial x'^2} = \frac{U}{l^2} O(1) \quad (2-74)$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{U}{\delta_0^2} \frac{\partial^2(u/U)}{\partial(y/\delta_0)^2} = \frac{U}{\delta_0^2} O(1) = \frac{U}{l^2} \left(\frac{l}{\delta_0}\right)^2 O(1) \quad (2-75)$$

ここで、

$$x' = \frac{x}{l}, \quad y' = \frac{y}{\delta_0} = Re^{1/2} \frac{y}{l}, \quad u' = \frac{u}{U} \quad (2-76)$$

である。したがって、(2-72)式と(2-73)式の比較から、

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (2-77)$$

となりナビエストークス方程式の第一式の粘性項から $\partial^2 u / \partial x^2$ の項を省略できる。

ナビエストークス方程式の第一式が $Re \rightarrow \infty$ のときに、完全流体の方程式に漸近しないためには、粘性項 $v(\partial^2 u / \partial x^2 + \partial^2 u / \partial y^2) \approx \frac{vU}{\delta_0^2} O(1)$ が $u \partial u / \partial x \approx \frac{U^2}{l} O(1)$ と同じオーダーとならなければいけない。このことから、(2-71)式と同じことがいえる。すな

わち,

$$\delta_0 \approx l(\nu/U)^{1/2} \approx lRe^{-1/2} \quad (2-78)$$

あるいは,

$$\delta'_0 = \delta_0/l = Re^{-1/2} \quad (2-79)$$

となる。

次に (2-32) 式に示す連続の式より  $\partial u/\partial x = (U/l)\partial u'/\partial x'$  と  $\partial v/\partial y = (V/\delta_0)\partial v'/\partial y'$  のオーダーが等しくなければならないことが要請される。したがって、 $y$  方向の代表速度は (2-80) 式で表される。

$$V = \delta_0 U/l = URe^{-1/2} \quad (2-80)$$

上記の関係を用いると、運動方程式の第二項は各項ともにたかだか  $\delta_0 U^2/l^2 = U^2 Re^{-1/2}/l$  のオーダーであり、残りの項  $(1/\rho)\partial p/\partial y = (U^2/\delta_0)\partial p'/\partial y'$  も同じオーダーでなければならないから、

$$\frac{\partial p'}{\partial y'} \sim \delta_0'^2 \quad (2-81)$$

これを 1 に比べて  $\delta_0'^2 = Re^{-1}$  オーダーの項として省略しうる。すなわち、境界層内の圧力は  $y$  方向に変化がなく、外側のそれと同じであり、

$$p' \sim 1 \quad (2-82)$$

となる。したがって、境界層内の圧力は外部ポテンシャル流より与えられる。このことは、境界層の厚さが薄いことの結果に他ならない。結局、境界層方程式の第二式は不要となる。

以上の式を整理すれば、二次元流の境界層方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (2-83)$$

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial y} \quad (2-84)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2-85)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} \quad (2-86)$$

(2-83) ~ (2-86) 式は、プラントルの境界層方程式として知られている。第四式は境界層に沿う圧力分布を自由流（主流） $U$ より決める式である。また、境界条件は (2-87) 式と (2-88) 式で与えられる。

$$u = 0, \quad v = 0 \quad (y = 0) \quad (2-87)$$

$$u \rightarrow U(x) \quad (y \rightarrow \infty) \quad (2-88)$$

### 2-5-3 平板の層流境界層

(2-83) ~ (2-86) 式に示すプラントルの境界層方程式を具体的に解くことは、ブラジウスにより一様流中の平板に沿う流れについて行われた。これをブラジウスの解とよぶ。平板上に沿って流れる定常な一様流の層流境界層方程式および境界条件は (2-89) ~ (2-92) 式で与えられる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (2-89)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2-90)$$

$$u = v = 0 \quad (y = 0) \quad (2-91)$$

$$u = U_\infty \quad (y = \infty) \quad (2-92)$$

プラントルの境界層方程式はナビエーストクス方程式に比べて単純化され、2変数に関する2方程式である。しかし、第一式は依然として非線形偏微分方程式である。ブラジウスの解は、次のような考え方により組み立てられている。

- 流速分布の相似性の仮定により、独立変数  $x, y$  を一つの変数  $\Psi$  にまとめる。
- 流線関数  $\Psi$  の導入により、従属変数  $u, v$  を一つの従属変数  $\Psi$  にまとめて、偏微分方程式を常微分方程式に直す。
- 得られた非線形型常微分方程式の非線形二点境界値問題を解く。壁近くでは、級数展開法により解を求める。ただし、級数解の収束範囲では積分にあたって必要な三つの境界条件のうち、二つしか壁面上で与えられていないので、この形の解は一つの未定定数を含む。壁面より遠い所では、一種の摂動近似による漸近解を求め、最後に、級数展開解と摂動解を中間領域で接続させる。



本項では，詳細な説明については省略する。壁面近傍における解は (2-93) 式で表される。

$$f(\eta) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(-\frac{1}{2}\right)^n \frac{\alpha^{n+1} C_n}{(3n+2)!} \eta^{3n+2} \quad (2-93)$$

無限遠での漸近解は (2-94) 式で表される。

$$f(\eta) = \eta - \beta + \gamma \int_{\eta}^{\infty} d\eta \int_{\eta}^{\infty} e^{-(1/4)(\eta-\beta)^2} d\eta \quad (2-94)$$

ここで，各係数は (2-95) 式と (2-96) 式で与えられる。

$$C_0 = 1, \quad C_1 = 1, \quad C_2 = 11, \quad (2-95)$$

$$C_3 = 375, \quad C_4 = 27,897, \quad C_5 = 3,817,137$$

$$\alpha = 0.332, \quad \beta = 1.73, \quad \gamma = 0.231 \quad (2-96)$$

Fig. 2-5 に平板上の境界層内の無次元流速分布を示す。流速  $u$  が主流  $U$  の 99% に達する位置で境界層厚さ  $\delta_0(x)$  を定義し，

$$\frac{u}{U_{\infty}} = f'(\eta) = 0.99 \quad (2-97)$$

となる無次元高さ  $\eta$  を求めると， $\eta = 4.91 \approx 5.00$  である。したがって，層流の境界層厚さは (2-98) 式で表される。

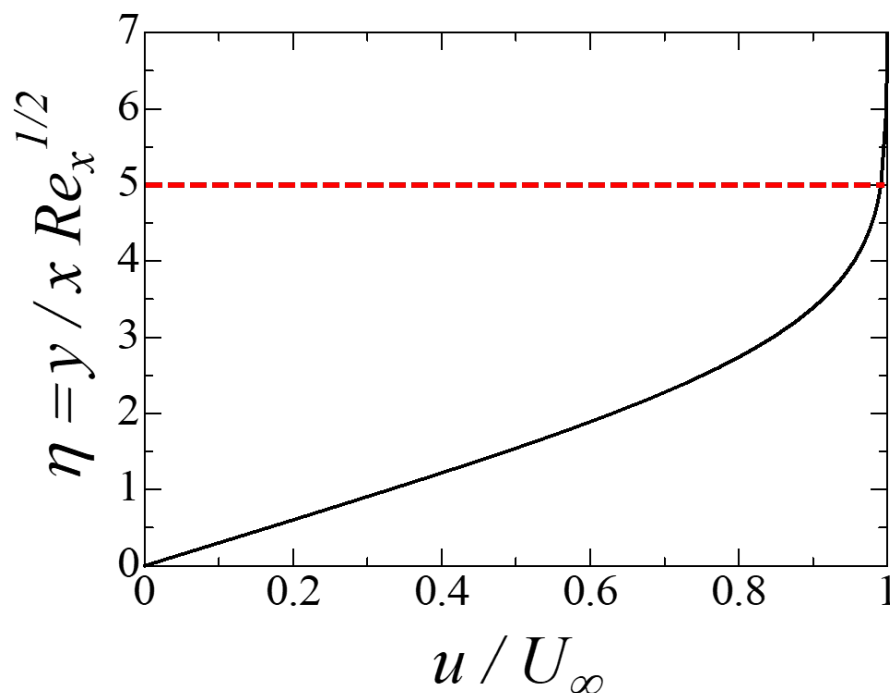


Fig. 2-5 Non-dimensional velocity distribution in laminar boundary layer

$$\delta(x) \approx 5.0 \sqrt{\frac{\nu x}{U_\infty}} = 5.0xRe_x^{-1/2} \quad (2-98)$$

境界層厚さは流れの下流方向への距離  $x$  の 1/2 乗に比例して増加する。また、流速  $U_\infty$  の 1/2 乗に逆比例して成長し、流速が速いほど境界層厚さは薄くなる。

壁面でのせん断応力は、(2-99) 式で表される。

$$\tau_0(x) = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} = \alpha \rho U_\infty \sqrt{\frac{\nu U_\infty}{x}} \quad (\alpha = 0.332) \quad (2-99)$$

無次元の局所摩擦係数  $c_f$  を

$$\tau_0 = \frac{1}{2} c_f \rho U_\infty^2 \quad (2-100)$$

により定義すれば、(2-101) 式が得られる。

$$c_f = \frac{0.664}{\sqrt{Re_x}} \quad (2-101)$$

#### 2-5-4 平板の乱流境界層

一様な流れの中に流れに対して平行な平板をおく。このとき、平板に沿って前縁から層流境界層が発達する。境界層の厚さが増した平板の前縁から十分下流では、一様流速  $U_\infty$  と境界層の排除厚  $\delta^*$  により作られるレイノルズ数  $Re^* = U_\infty \delta^* / \nu$  がある臨界値 ( $Re^* \approx 420$ ) に達すると、境界層は微小擾乱に対して不安定となる。そして、指数的に変動の振幅が増大していき、この点より遥か下流で境界層内の流れは乱流状態となる (Fig. 2-6)。この乱流への遷移点のレイノルズ数  $Re_l = U_\infty l / \nu$  は流れの乱

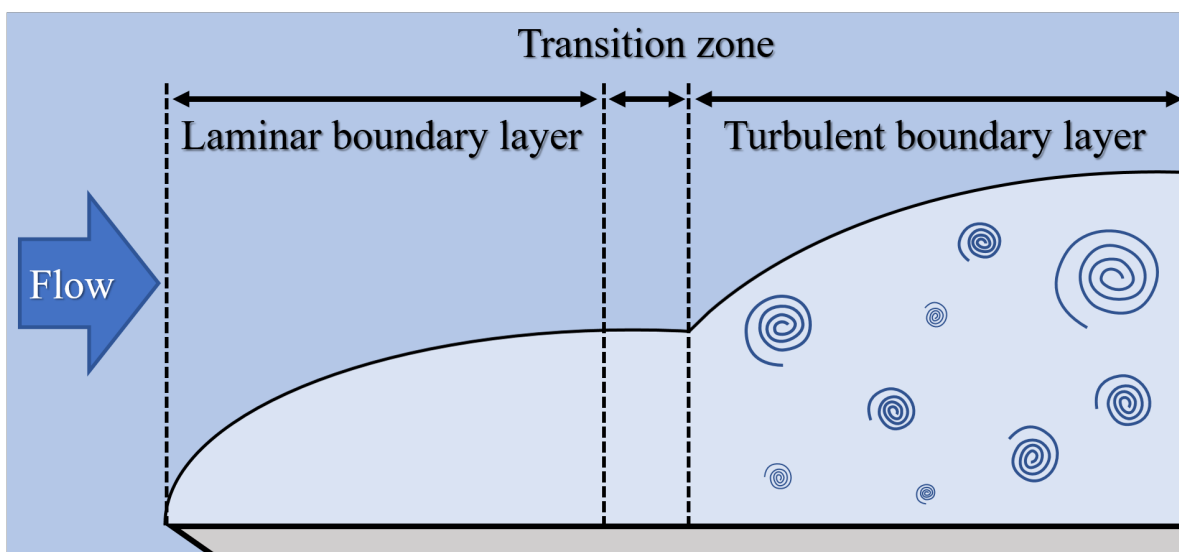


Fig. 2-6 Boundary layer transition

れが小さい場合には、 $Re_l \cong 4 \times 10^6$ にも達するが、乱れの大きい普通の流れでは  $Re_l \geq 5 \times 10^5$ である。

壁面近くの流れは、そこで重要な役割を果たす物理量の密度 $\rho$ 、動粘性係数 $\nu$ 、壁面摩擦応力 $\tau_0$ 、壁からの距離 $y$ により支配され、流速場全体にかかわる量であるレイノルズ数 $Re$ には無関係であると推論される。前者のうち $\tau_0$ と $\rho$ から作られる(2-102)式は速度の次元を持ち、速度の代表スケールとみなしうる。

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \quad (2-102)$$

(2-102)式の $U_\tau$ を摩擦速度 (Friction Velocity) という。したがって、これらの支配量から作られる無次元長さを

$$\eta = \frac{U_\tau y}{\nu} \quad (2-103)$$

で定義すれば、壁面近くの流速分布はレイノルズ数 $Re$ に無関係に

$$\frac{\bar{u}(\eta)}{U_\tau} = f_n\left(\frac{U_\tau y}{\nu}\right) \quad (2-104)$$

の形に書きうる。これをプラントルの壁法則 (Law of Wall) という。

(2-38)式に示すレイノルズ平均を施したナビエーストークス方程式に対して、層流境界層の場合と同様なオーダー比較を行えば、乱流境界層の方程式は(2-105)～(2-107)式で表される。

$$\rho \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} - \rho \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} \quad (2-105)$$

$$0 = -\frac{\partial (\bar{p} + \rho \overline{u'^2})}{\partial y} \quad (2-106)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \quad (2-107)$$

壁面の近傍では、定常流の場合(2-105)式の左辺はゼロと考えうる。また、平板の迎え角はゼロとしてあるから $\partial \bar{p} / \partial x = 0$ である。また、(2-105)式の右辺の第二項と第三項は、せん断応力 $\tau$ の $y$ 微分を意味する。すなわち(2-108)式となる。

$$\frac{\partial \tau}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \rho \overline{u'v'} \right) \quad (2-108)$$

境界層の下部では分子粘性の作用が支配的である。そのため、せん断応力は壁面せん断応力に等しく一定であると仮定し、(2-109)式で表すことができる。

$$\tau = \mu \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (2-109)$$

$\tau = \tau_0$ とし、(2-109) 式を積分すると (2-110) 式が得られる。

$$\frac{u(y)}{U_\tau} = \frac{U_\tau y}{\nu} \quad (2-110)$$

(2-110) 式は乱流境界層内における粘性低層の流速分布を表しており、無次元距離に対して直線的な分布を示す。

ただし、分子粘性の作用を考慮しなければならないのは壁面のごく近傍のみである。壁面を離れると乱流運動が卓越し、せん断応力はほとんどレイノルズ応力によるものと考えられ、(2-111) 式で表せる。

$$\tau = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \rho \overline{u'v'} \approx -\rho \overline{u'v'} \quad (2-111)$$

レイノルズ応力はプラントルの混合距離理論により (2-112) 式で表される。

$$\tau = \rho l^2 \left| \frac{du}{dy} \right| \frac{du}{dy} \quad (2-112)$$

混合距離  $l$  に関して、プラントルによって (2-113) 式のように仮定された。

$$l = \kappa y \quad (2-113)$$

ここで、 $\kappa$  はカルマン定数である。

混合距離に関するプラントルの仮定が適用しうる範囲では、せん断応力  $\tau$  は壁面せん断応力  $\tau_0$  に等しいと考えるべきである。(2-112) 式の  $du/dy$  はこの条件では常に正であるから、絶対値記号を取り去って (2-112) 式に (2-113) 式を代入すると、(2-114) 式の関係が得られる。

$$\frac{\tau_0}{\rho} = (\kappa y)^2 \left( \frac{du}{dy} \right)^2 \quad (2-114)$$

すなわち、(2-115) 式のように変形できる。

$$\frac{du}{dy} = \frac{U_\tau}{\kappa y} \quad (2-115)$$

$U_\tau$  は (2-102) 式により定義される摩擦速度  $U_\tau = \sqrt{\tau_0/\rho}$  である。

(2-115) 式を積分すると、(2-116) 式が得られる。

$$\frac{u(y)}{U_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln y + C \quad (2-116)$$

ここで、 $C$ は積分定数である。壁面近くでは壁法則が成立することを考えれば、(2-116)式は新たに普遍定数 $A_s$ を導入して(2-117)式のように表される。

$$\frac{u(y)}{U_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{U_\tau y}{\nu} + A_s \quad (2-117)$$

また、各定数は(2-118)式で与えられる。

$$\kappa = 0.4 \quad A_s = 5.5 \quad (2-118)$$

(2-118)式に示す各定数は実験によって得られたものである。(2-117)式に(2-118)式を代入すると、(2-119)式が得られる。

$$\frac{u(y)}{U_\tau} = 2.5 \ln \frac{U_\tau y}{\nu} + 5.5 \quad (2-119)$$

(2-119)式を対数分布則といい、乱流境界層内の乱流域の流速分布を示す。また、(2-110)式の粘性低層の流速分布と(2-119)式の乱流層の流速分布を図示したものをFig. 2-7に示す。

平板に沿う乱流境界層はベキ乗型の流速分布が適用でき、(2-120)式で表すことが出来る。

$$\frac{u(y)}{U_\infty} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/n} \quad (2-120)$$

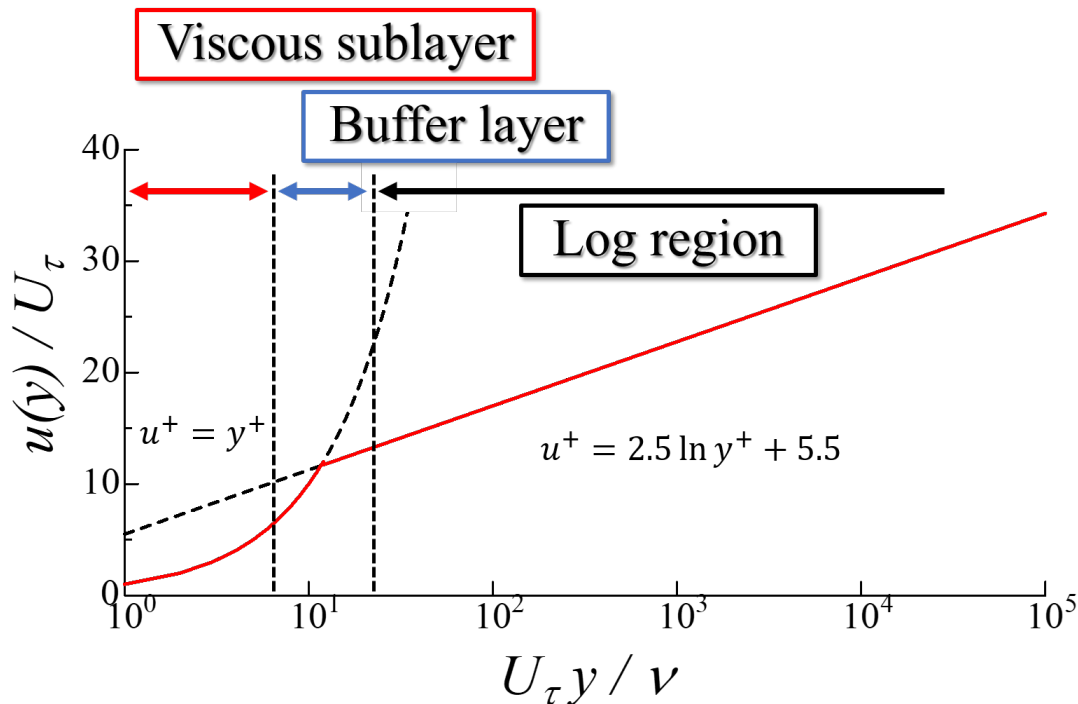


Fig. 2-7 Non-dimensional velocity distribution in turbulent boundary layer

また、滑らかな平板では (2-120) 式の  $n$  は 7 となる。これを 1/7 乗則という。平板上の乱流境界層内の流速分布に (2-120) 式のようなべき乗則が成立するとすれば、これに対応する各断面での摩擦応力は、(2-121) 式に示すブラジウスの実験公式が局所的に成立すると考える。

$$\frac{\tau_0}{\rho U_\infty^2} = 0.0225 \left( \frac{U_\infty \delta(x)}{\nu} \right)^{-1/4} \quad (2-121)$$

一方、層流乱流の区別なく成立するカルマンの運動量方程式を (2-122) 式、境界層厚さ  $\delta$  と運動量厚さ  $\theta$  の関係を (2-123) 式に示す。

$$U_\infty^2 \frac{d\theta(x)}{dx} = \frac{\tau_0}{\rho} \quad (2-122)$$

$$\theta = \frac{7}{72} \delta \quad (2-123)$$

(2-122) 式に (2-123) 式を代入すると、(2-124) 式が得られる。

$$\frac{\tau_0}{\rho U_\infty^2} = \frac{7}{72} \frac{d\delta(x)}{dx} \quad (2-124)$$

平板に沿う乱流境界層では、摩擦抵抗に対抗するのは境界層厚さ  $\delta(x)$  の増加による運動量束の変化である。(2-121) 式を (2-124) 式に代入すると (2-125) 式が得られる。

$$\delta(x) = 0.38 \left( \frac{U_\infty x}{\nu} \right)^{-1/5} x \quad (2-125)$$

(2-98) 式に示すように、層流境界層は平板の前縁からの距離の 1/2 乗に比例して発達したが、乱流境界層は流体の乱流運動により、効果的に運動量が輸送されるため遥かに境界層が厚くなる。

長さ  $l$  の平板に働く全抵抗  $D(l)$  は (2-122) 式を用いれば (2-126) 式で表される。

$$\begin{aligned} D(l) &= b \int_0^l \tau_0(x) dx \\ &= b \rho U_\infty^2 \int_0^l d\theta \\ &= b \rho U_\infty^2 \theta(l) \end{aligned} \quad (2-126)$$

ここで、 $b$  は平板の幅である。(2-126) 式に (2-123) 式と (2-125) 式を代入すると (2-127) 式が得られる。

$$D(l) = 0.036\rho U_\infty^2 bl \left( \frac{U_\infty l}{\nu} \right)^{-1/5} \quad (2-127)$$

また、抵抗係数  $C_f$  および局所摩擦係数  $c_f$  は (2-128) 式と (2-129) 式のように表される。

$$C_f = \frac{D(l)}{(1/2)\rho U_\infty^2 bl} = 0.074 Re_l^{-1/5} \quad (5 \times 10^5 < Re_l < 10^7) \quad (2-128)$$

$$c_f = \frac{\tau_0}{(1/2)\rho U_\infty^2} = 0.059 Re_x^{-1/5} \quad (Re_x < 10^7) \quad (2-129)$$

### 2-5-5 回転円柱に関わる流体力学的問題

平板上を沿う流れは、流体の粘性の作用によって、平板の前縁から流れていくほど境界層が発達していく。初めは層流境界層であるが、ある一定の距離以上流れると流れの乱れが激しくなり、乱流境界層へと遷移する。乱流境界層に遷移すると、層流境界層の時よりも境界層の厚さが増すのが早くなる。では、円柱を回転させ続けると、粘性の拡散作用によって円柱の回転影響は延々と広がり続けるのかという疑問が生じる。そこで、静水中で回転する円柱表面の摩擦影響による運動量伝搬特性について調査を行い、円柱の回転影響の範囲について明らかにする必要がある。





## 第3章

# 静水中における回転円柱周りの流速場の 特性に関する水槽実験

### 3-1 実験概要

静水中で円柱が回転している条件の流速場の特性について調査を実施した。流れが流入するケースについて調査をする前に、静水中では円柱の回転による運動量伝搬特性や、流速分布の基礎的な特性を明らかにする必要がある。

直径 0.15m、長さ 0.97m（没水長さ 0.95m）の円柱模型を使用し、円柱表面から遠ざかる方向に計 15 点において流速の計測を実施した。また、円柱に作用する摩擦応力や円柱表面付近の粘性低層の流速分布を評価するためにトルクの計測を実施した。本実験の考察には、時系列の流速変動、流速の平均成分の分布、単位時間・単位面積あたりの運動量の伝播を示すレイノルズ応力を用いた。

円柱表面に働く摩擦応力は、物体の粗度が粗くなることによって大きくなると推定される。そこで、円柱表面粗度を変え、円柱表面の摩擦応力が大きくなることによる運動量伝搬特性や流速場の特性の変化についても調査を実施した。

### 3-2 水槽実験

#### 3-2-1 実験施設

本実験は、東京大学生産技術研究所大規模実験高度解析推進基盤，研究実験棟 II，風路付造波回流水槽（Fig. 3-1）にて実施した。風路付造波回流水槽の諸元は全



Fig. 3-1 The Circulating Water Channel

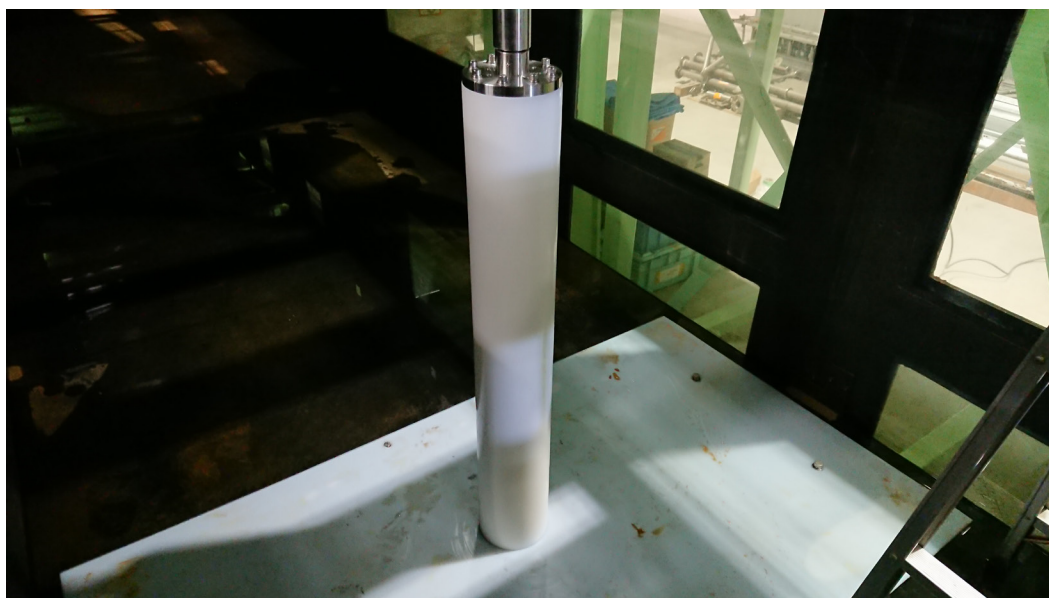
長 25m, 幅 1.8m, 最大水深 2.0m である。風路付造波回流水槽では流れや波, 風を起こすことが可能であるが, 本実験では静水中における回転円柱周りの流速場に着目するため使用しない。

### 3-2-2 実験模型

Fig. 3-2 は水槽実験にて使用した円柱模型 (モーターのシャフトに取り付けられている状態) である。また, 円柱模型の諸元を Table 3-1 に示す。円柱模型の材質はポリアセタールコポリマー (PolyOxyMethylene : POM) であり, 比重は 1.42 である。トルクの計測には 0.15m, 0.20m, 0.25m の 3 種類の円柱模型を用いたが, 流速の計測には計測可能期間の都合上, 直径 0.15m の円柱模型のみを使用した。

**Table 3-1 Cylinder model specifications**

Diameter [m]	Length (Submersion length) [m]	Natural frequency (Air) [Hz]	Mass [kg]
0.15	0.97 (0.95)	9.18	24.4
0.20	0.82 (0.80)	8.54	36.6
0.25		6.88	57.2



**Fig. 3-2 Cylinder model mounted on motor shaft (0.15 m)**

Table 3-1 に示す円柱模型の固有振動数について、衝撃試験を実施し計測した。モーターのシャフトに取り付けた状態の円柱模型の上部に加速度計を設置し (Fig. 3-3) , 円柱中心部にインパルスハンマーで衝撃を与え、加速度センサーにてインパルス計測する (Fig. 3-4) 。そして、計測した加速度を高速フーリエ変換 (Fast Fourier Transform : FFT) にて解析することで、円柱模型の固有振動数を算出した。なお、気相中と液相中の両方で試験を実施したが、液相中では多くの周波数成分が含まれており、円柱の固有振動数を算定することが出来なかったため、Table 3-1 には気相中の固有振動数のみ記載した。

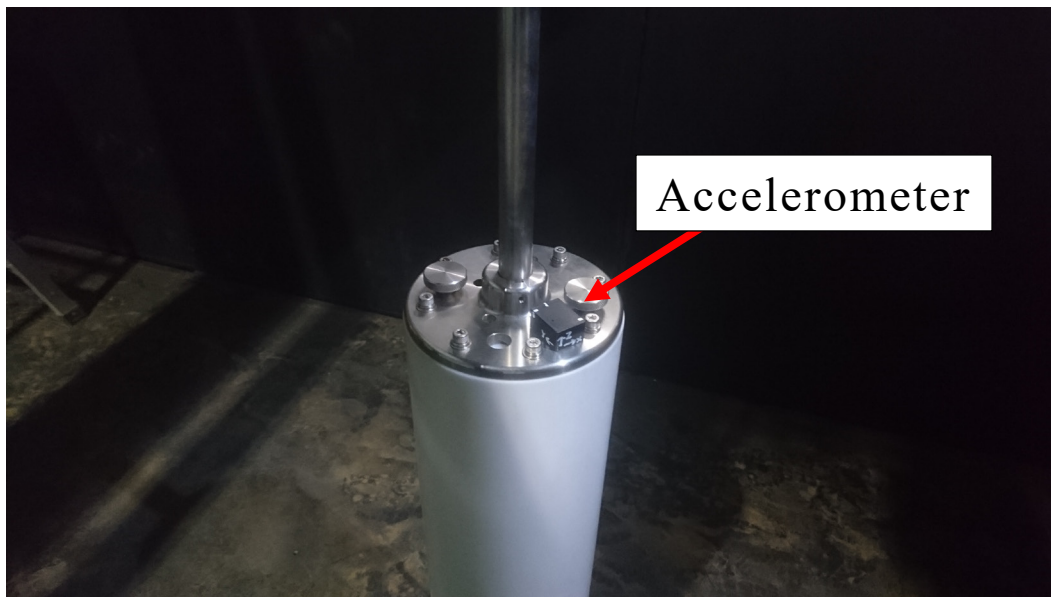


Fig. 3-3 Location of acceleration sensor

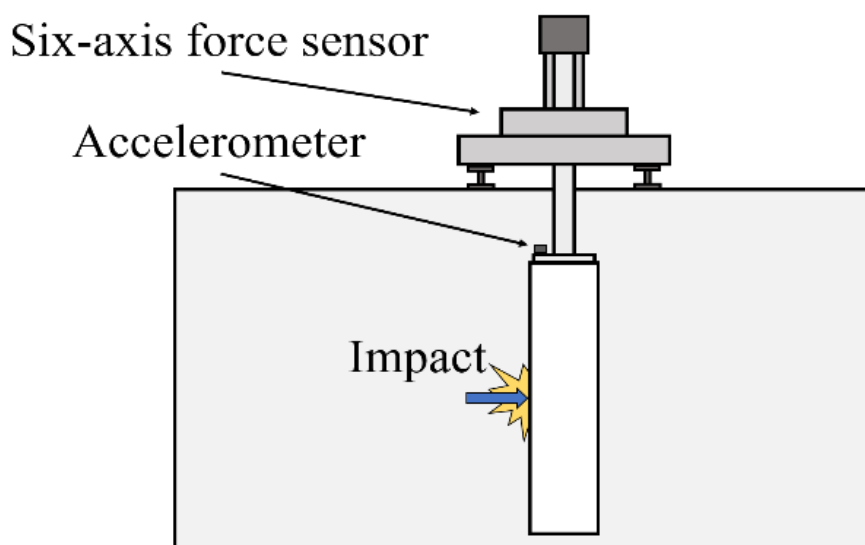


Fig. 3-4 Impact test diagram

### 3-2-3 実験装置

Fig. 3-5 に一連の実験システムを示す。円柱模型は、上部のモーターからトルクメーター、六分力計を介して下部に取り付けられている。モーターの最大回転速度は 120rps であるが、ギア比の関係から実際の円柱の最大回転速度は 1/18 となり 6.68rps である。モーターと円柱模型の間に六分力計が設置しており、流体力の計測も実施している。水槽底面には、流体の摩擦抵抗を低減するために高分子ポリエチレンシート（厚さ：0.005m）を設置した。

トルクの計測には、ユニパルス株式会社製のトルクメーターTM300 を用いた（Fig. 3-6）。信号入力範囲は $\pm 5V$ 、非直線性は $FS \pm 1$  digit 以内、分解能は 24bit である。流速の計測には、東京計測株式会社製の 2 次元電磁流速計（本体部：SF-2012, 検出部：SFT-200-05）を用いた（Fig. 3-7）。流速の測定範囲は $\pm 25\text{cm/s}$ ,  $\pm 50\text{cm/s}$ ,  $\pm 200\text{cm/s}$  の 3 レンジ切換（静水中における実験の測定範囲は $\pm 25\text{cm/s}$  で設定し計測）、非直線性は $\pm 2\%/FS$ 、ノイズレベルは $\pm 5\text{mm/s}$ 、検出部の直径は 5mm である。流速計の位置制御のためにサーボモーターを使用した（Fig. 3-8）。電磁流速計は、コイルに電流を流して測定プローブ内に磁界をつくり、その中を流れる伝導性液体の流速に従って発生する起電力の大きさを検出して流速を測定する流速計である。他に、熱線流速計を用いて流速を計測する方法があるが、熱線流速計ではプラスとマイナスが判別できないこと、流速が遅い範囲であると計測精度が低下するというデメリットがある。本計測範囲では、流速がゼロ付近で変動する状態になるケースも想定されるため、電磁流速計を用いて実験を実施した。

円柱表面粗度を変えるために、永塚工業株式会社の研磨布ロールを円柱模型に貼り付けた（Fig. 3-9）。研磨布ロールの粒度は、35, 60, 200 $\mu\text{m}$  の三種類である。



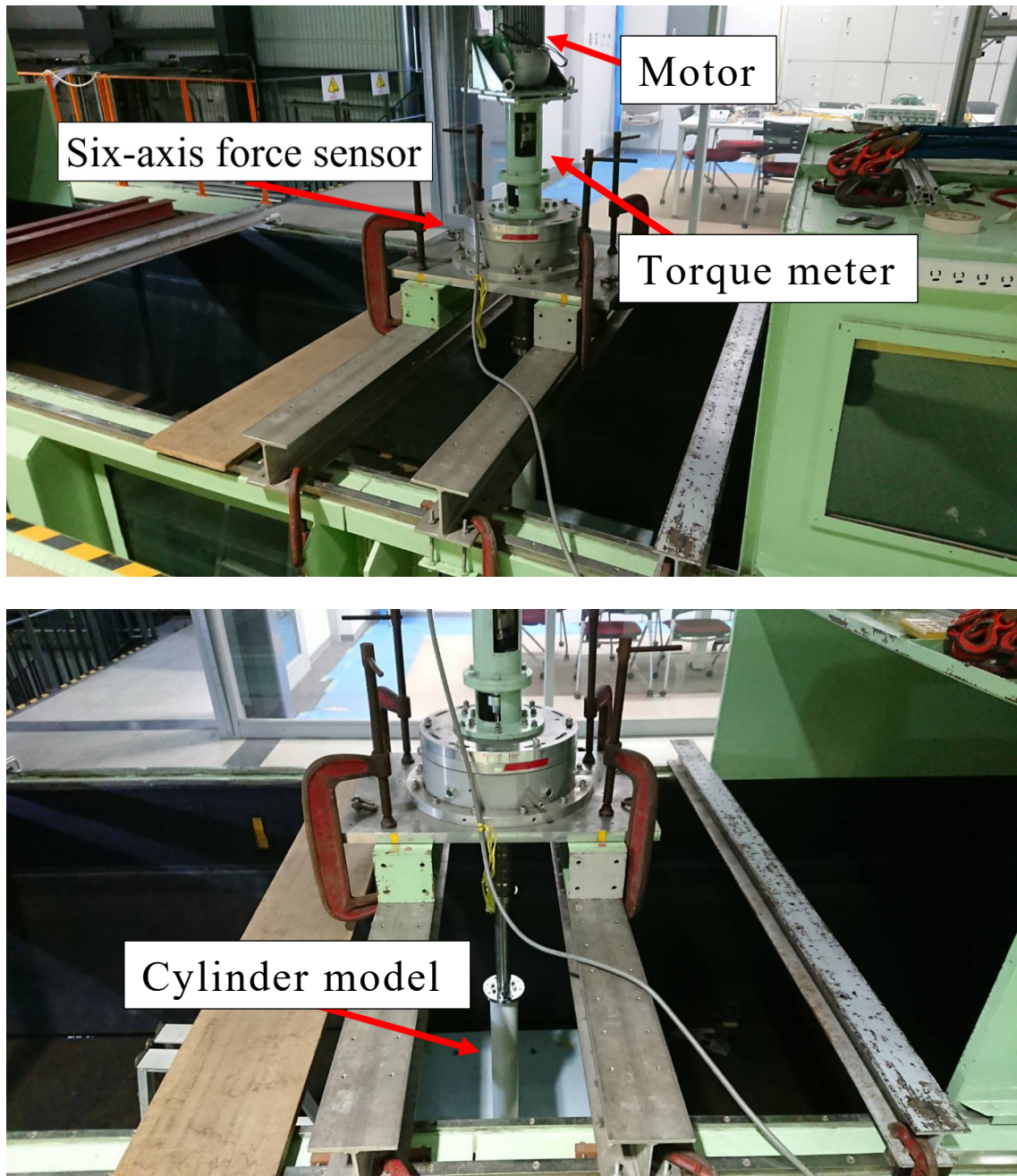


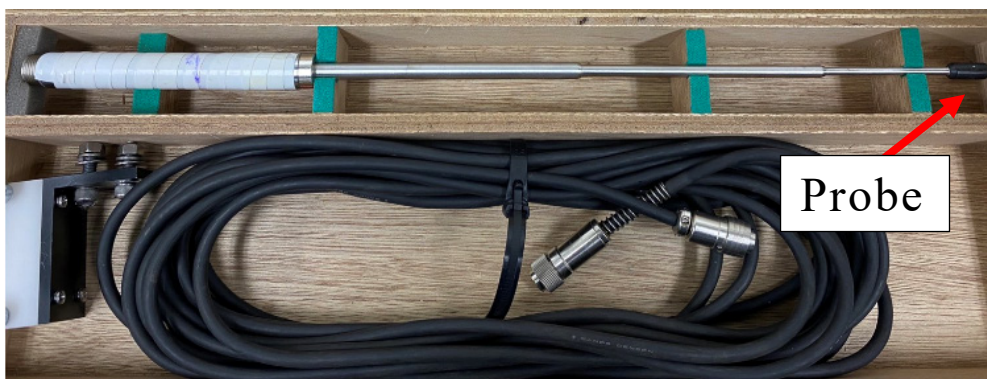
Fig. 3-5 A series of experimental systems from motors to cylinder models



**Fig. 3-6 Torque Meter TM300 manufactured by Unipulse Corporation**



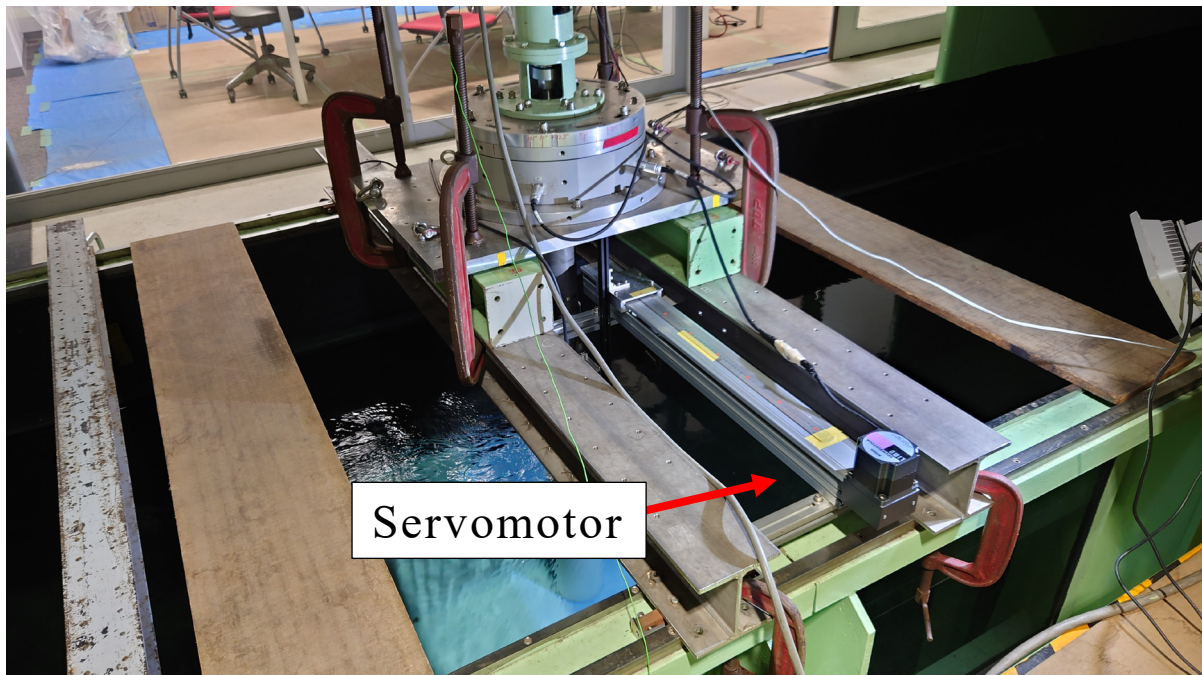
**(a) Body part : SF-2012**



**(b) Read station : SFT-200-05**

**Fig. 3-7 Electromagnetic current meter manufactured by TOKYO KEISOKU Co.**





**Fig. 3-8 Position control of anemometer by servo motor**

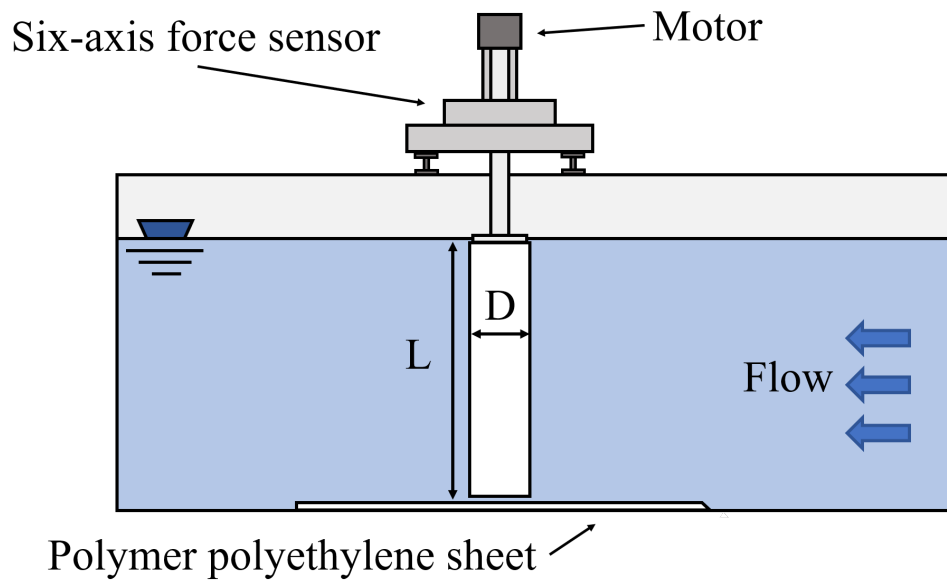


**Fig. 3-9 Abrasive Cloth Roll manufactured by Nagatsuka Abrasive Mfg. Co.**

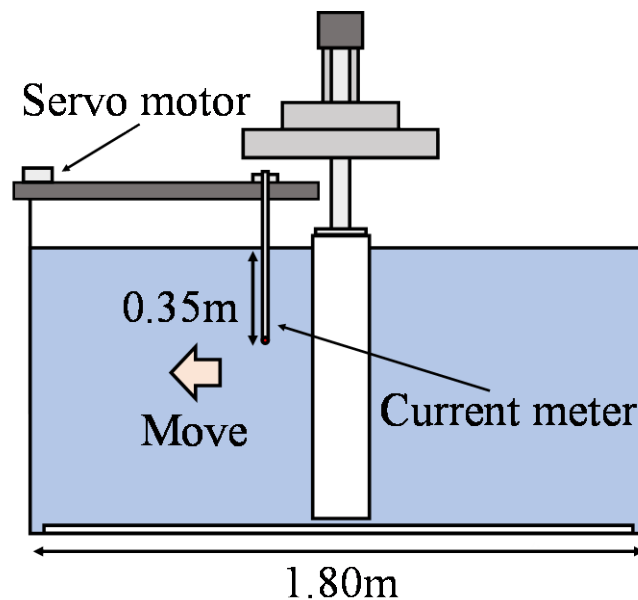


### 3-2-4 計測方法

Fig. 3-10 に実験概略図を示す。(a) は流れに対して直交方向の断面図, (b) は流れに対して正面方向の断面図である。流速計の先端部分が出来る限り自由表面や水槽底面の影響を受けないように水面から 0.35m の位置に流速計を設置した。



(a) Cross-sectional view perpendicular to the flow



(b) Cross-sectional view in frontal direction to the flow

Fig. 3-10 Experimental Schematic

Fig. 3-11 に流速の計測点に関する概略図を示す。また、Table 3-2 に円柱模型の表面からの各計測点の座標を示す。流速の計測点は、円柱模型表面に最も近づいている位置で 0.02m (Fig. 3-12) から計測を開始し、円柱模型表面から 0.61m 離れた位置までを計 15 点計測した。各計測点では 180 秒間の計測を実施した。円柱模型の最大回転速度は、安全性の関係上、回転速度が円柱模型の固有振動数に近づき振動が大きくなり、これ以上回転速度を上昇させると危険であると判断した値までとした。直径 0.25m の円柱模型の最大回転速度は 4.58rps、直径 0.20m と 0.15m の円柱模型では 5.83rps である。前述したとおり、流速分布の計測を実施したのは直径 0.15m の円柱模型のみであり、15 点での計測が終了する度に 0.83rps 刻みで回転速度を上昇させ、1.66rps ~ 5.83rps (0.79 m/s ~ 2.75 m/s) の範囲で計 6 ケース計測を実施した。

トルクの計測の際、計測機器の構造上、モーターとシャフト部分はギアを介しているため、気相中で円柱模型を回転させてもトルクが作用する。そこで、液相中と気相中の両方の条件にてトルクを計測し、その差を流体の影響により円柱に作用するトルクとした。また、直径 0.25m の円柱模型では 0.30rps、直径 0.20m と 0.15m の円柱模型では 0.39rps 刻みで回転速度を上昇させた。

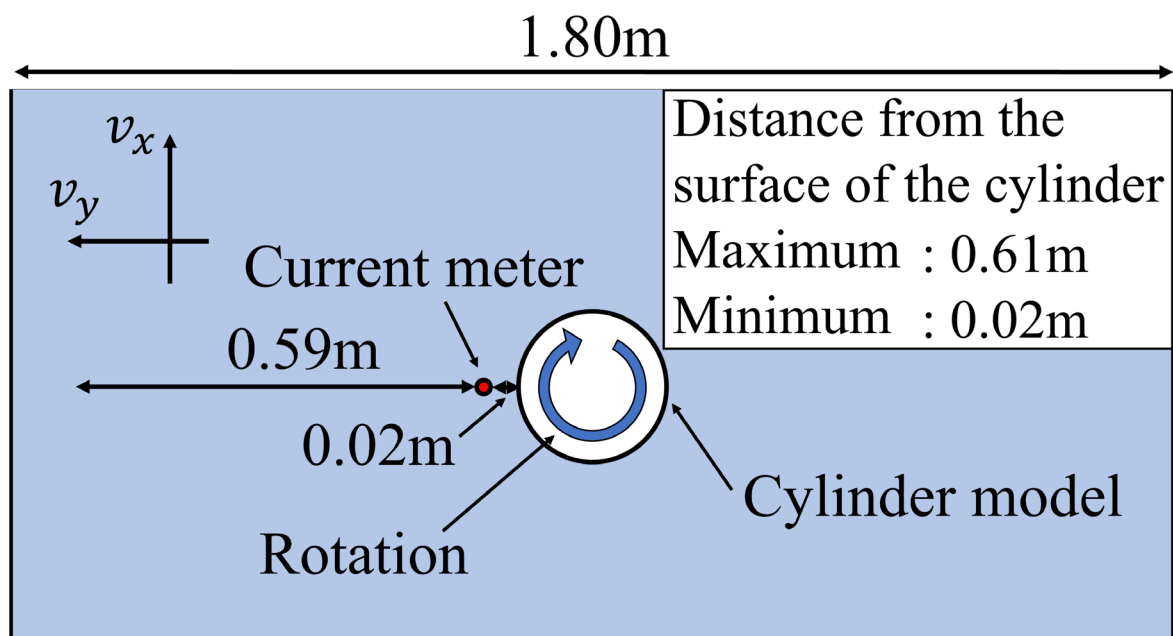
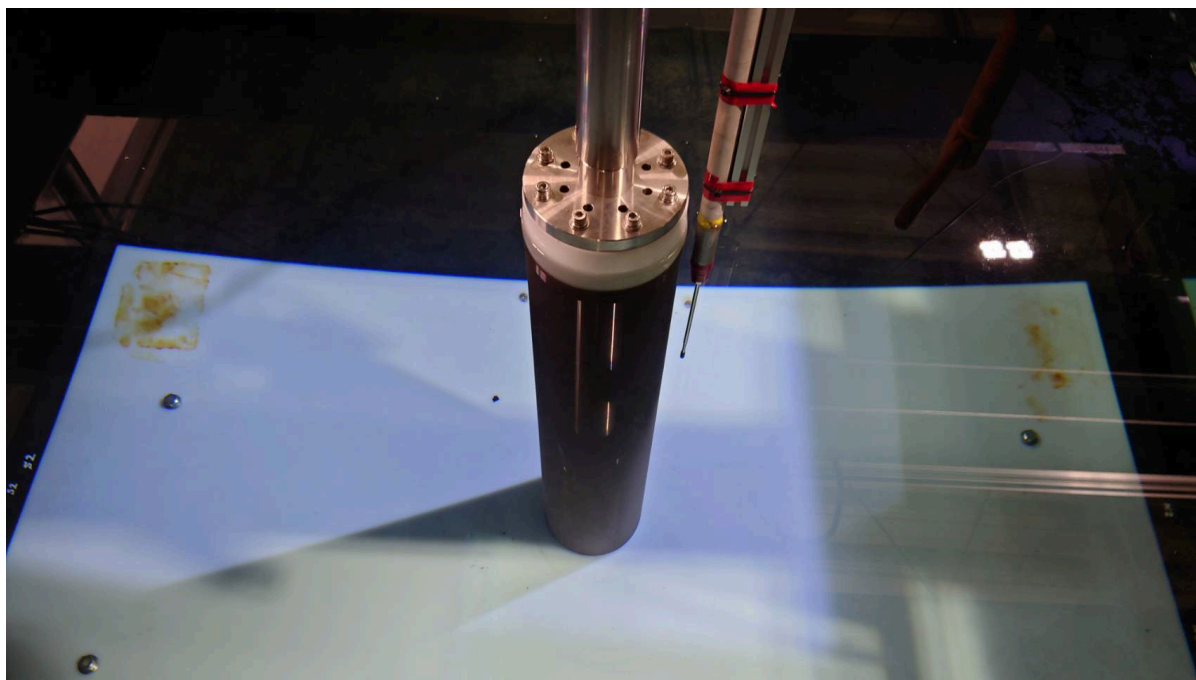


Fig. 3-11 Schematic diagram of flow velocity measurement points

**Table 3-2 Measurement point coordinates**

	$r$ [m]		$r$ [m]		$r$ [m]
Point 1	0.020	Point 6	0.060	Point 11	0.210
Point 2	0.025	Point 7	0.080	Point 12	0.310
Point 3	0.030	Point 8	0.100	Point 13	0.410
Point 4	0.040	Point 9	0.120	Point 14	0.510
Point 5	0.050	Point 10	0.160	Point 15	0.610

**Fig. 3-12 When the anemometer is closest to the surface of the cylinder (0.020m)**

### 3-2-5 解析方法

運動量伝播特性について考察するために、単位時間および単位面積あたりの流体の運動量輸送量を示すレイノルズ応力のせん断応力成分の $\tau_{\theta r}$ を用いる。(3-1)式にレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ の定義を示す。

$$\tau_{\theta r} = \rho \overline{v_{\theta}' v_r'} \quad (3-1)$$

$\rho$ は流体密度、 $\overline{v_{\theta}' v_r'}$ は円柱周方向の流速 $v_{\theta}$ および円柱半径方向の流速 $v_r$ の平均値からの変動振幅の積の平均である。静水中における実験では、Fig. 3-11に示す $v_x$ を $v_{\theta}$ 、 $v_y$ を $v_r$ とする。円柱側から流体側へ運動量が供給される方を正とするために、負の符号は外した。また、レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ を算出する際に、 $v_{\theta}$ は円柱の回転方向、 $v_r$ は円柱中心から遠ざかる方向を正とした。

本実験の考察において高頻度で用いる無次元距離 $R'$ の定義を(3-2)式に示す。

$$R' = \frac{r}{R} \quad (3-2)$$

$r$ は円柱表面からの距離、 $R$ は円柱模型の半径である。円柱表面からの距離を円柱模型の半径で除した無次元量を用いて考察を行う (Fig. 3-13)。

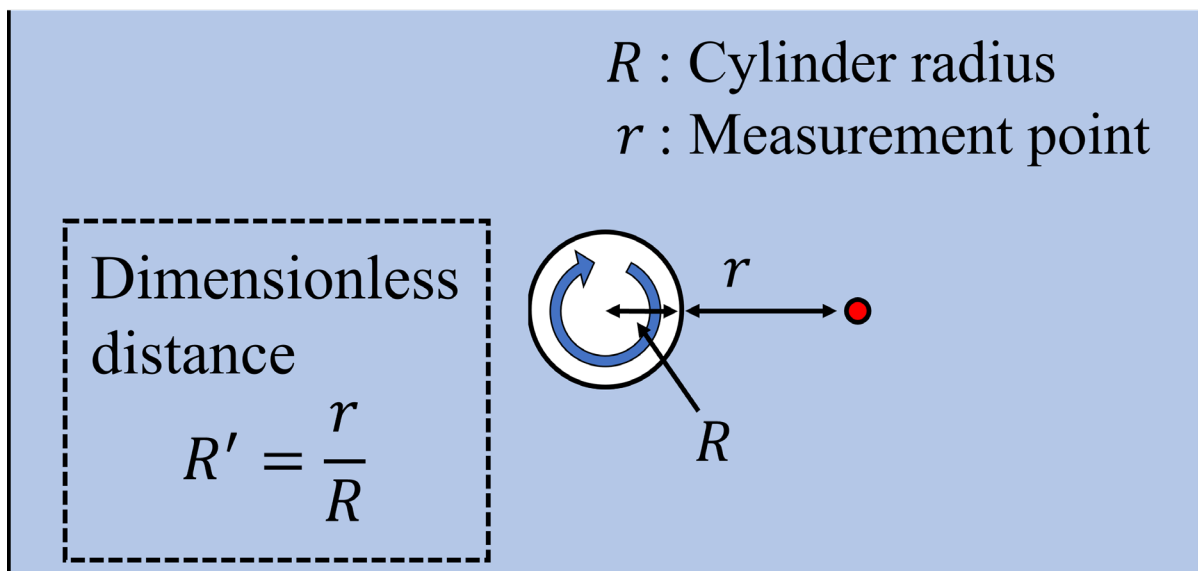


Fig. 3-13 Definition of dimensionless distance

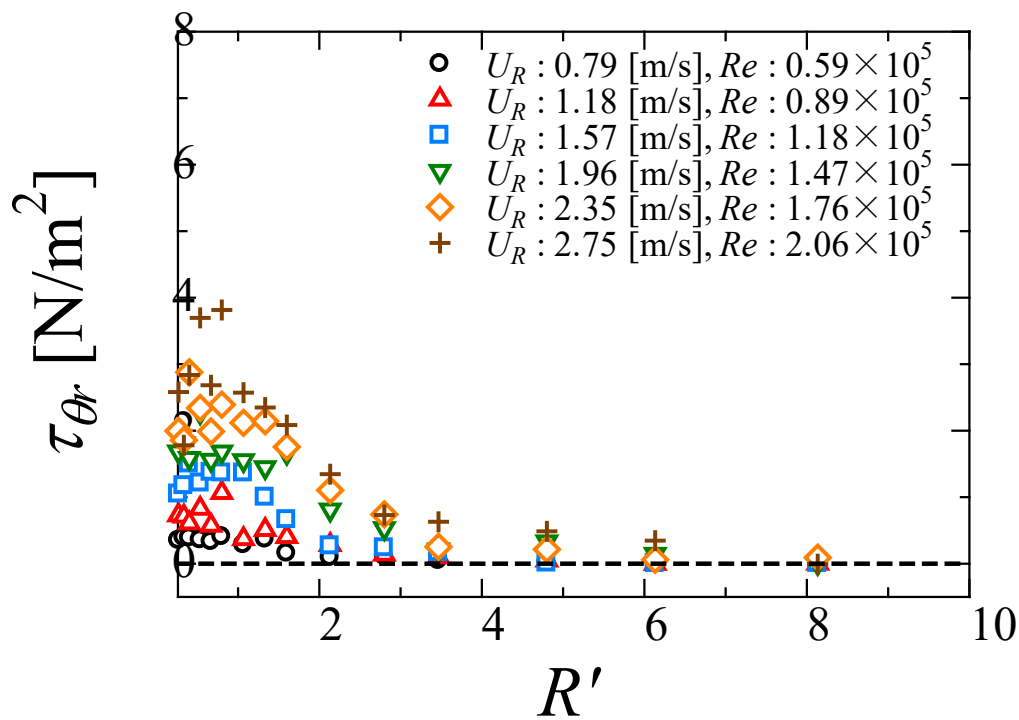
### 3-3 実験結果および考察

#### 3-3-1 円柱の回転による運動量伝搬特性

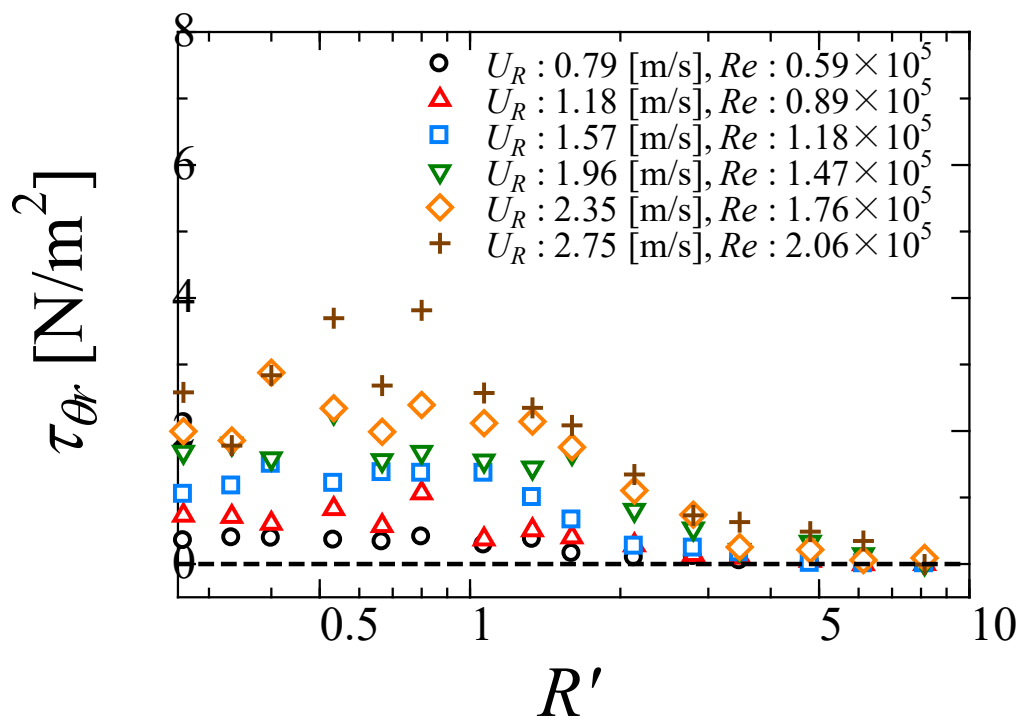
Fig. 3-14 に、各円柱表面周速  $U_R$  における回転円柱周りのレイノルズ応力  $\tau_{\theta r}$  と無次元距離  $R'$  の関係を示す。横軸の無次元距離  $R'$  について、(a) は線形スケール、(b) は対数スケールで表示している。静水中で回転する円柱のレイノルズ数  $Re$  は、(3-3) 式より算出した。

$$Re = \frac{\rho R U_R}{\mu} \quad (3-3)$$

$\mu$  は粘性係数である。レイノルズ応力  $\tau_{\theta r}$  は円柱表面周速  $U_R$  が増加するにつれて値が大きくなる。しかし、無次元距離  $R'$  に対してレイノルズ応力  $\tau_{\theta r}$  の分布はどこまでも広がるわけではなく、ある一定の値にてレイノルズ応力  $\tau_{\theta r}$  は収束していることがわかる。静水中において回転している円柱周りの流速分布は、局所的には第 2 章 5 節 1 項で説明したナビエストークス方程式の厳密解の一つであるレイリー問題と同様の条件として捉えることが出来る。レイリー問題では、瞬間的に運動を始めた平板上の流れを仮定しており、流体の持つ粘性の作用によって運動量が時間経過に伴い周囲に拡散していくことを示している。その結果、平板表面から鉛直方向に向かって流速分布が広がっていく。しかし、Fig. 3-15 に示す実験にて計測した静水中において回転する円柱周りの流速の時間変化 ( $U_R = 2.75 \text{ m/s}$ ) を見てみると、時間経過によって値がドリフトしていくことはなく、流速場は定常状態であることがわかる。ここで、 $v_\theta$  は円柱周方向の流速、 $v_r$  は円柱半径方向の流速である。実現象では、円柱の回転によって供給された運動量は、どこまでも伝播し続けるわけではなく、流体中で消散されることを示す。あるいは、レイリー問題では平板を仮定しているが、本実験では円柱であり、物体表面に曲率を持つ。そのため、物体表面の曲率の影響によって、流体の粘性が影響する範囲が制限される可能性がある。



(a) Linear scale



(b) logarithmic scale

Fig. 3-14 Relationship between Reynolds stress  $\tau_{\theta r}$  and  $R'$

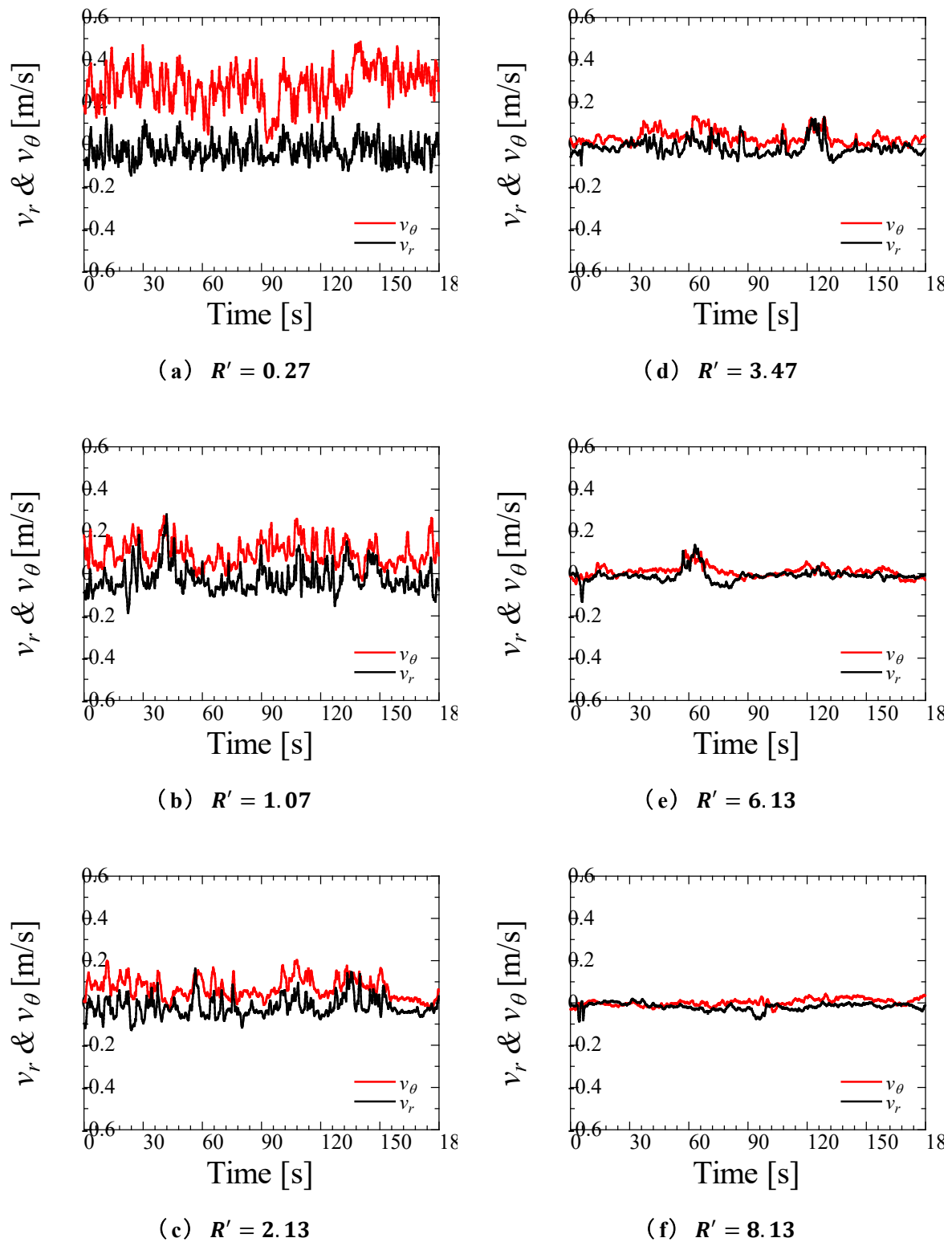


Fig. 3-15 Time series data of flow velocity at each measurement point ( $U_R = 2.75$  m/s)

次に、レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ を円柱表面周速 $U_R$ の二乗と流体の密度で除すと、レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ にある程度の相関が見られる (Fig. 3-16)。流体の粘性による回転円柱表面に働く摩擦応力 $\tau_0$ は (3-4) 式で示される。

$$\tau_0 = \frac{1}{2} c_f \rho U_R^2 \quad (3-4)$$

摩擦応力の支配的なパラメーターは円柱表面周速 $U_R$ であり、円柱表面周速 $U_R$ の二乗で除すことで相関が見られるということは、静水中で回転する円柱周りのレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ は円柱表面摩擦応力 $\tau_0$ の大きさに比例していることがわかる。

Fig. 3-17 に、各円柱表面周速 $U_R$ における渦動粘性係数 $\nu_t$ と無次元距離 $R'$ の関係を示す。無次元距離 $R'$ は対数スケールで表示している。ブシネスクの仮定より、レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ と渦動粘性係数 $\nu_t$ には (3-5) 式のような関係があることが示されており、(3-5) 式を用いて渦動粘性係数 $\nu_t$ を算出した。

$$\tau_{\theta r} = \rho \nu_t \frac{dv_{\theta}}{dr} \quad (3-5)$$

円柱表面周速 $U_R$ の増加に伴い、乱流状態の流れにおける見かけの運動粘性率を示す渦動粘性係数 $\nu_t$ は大きくなる。また、円柱表面周速 $U_R$ が 2.75m/s に達すると、渦動粘性係数 $\nu_t$ は最大で  $3.0 \times 10^{-3}$  程度の値を示す。温度 20°C、1 気圧の水の動粘性係数 $\nu$ はおよそ  $1.0 \times 10^{-6}$  程度の値であり、動粘性係数 $\nu$ に比べて渦動粘性係数 $\nu_t$ は  $1.0 \times 10^3$  ほどオーダーに差がある。このことから、静水中で回転する円柱周りの流速場では、動粘性係数 $\nu$ よりも渦動粘性係数 $\nu_t$ の方が卓越し、流れの乱れによる粘性率が支配的であることがわかる。



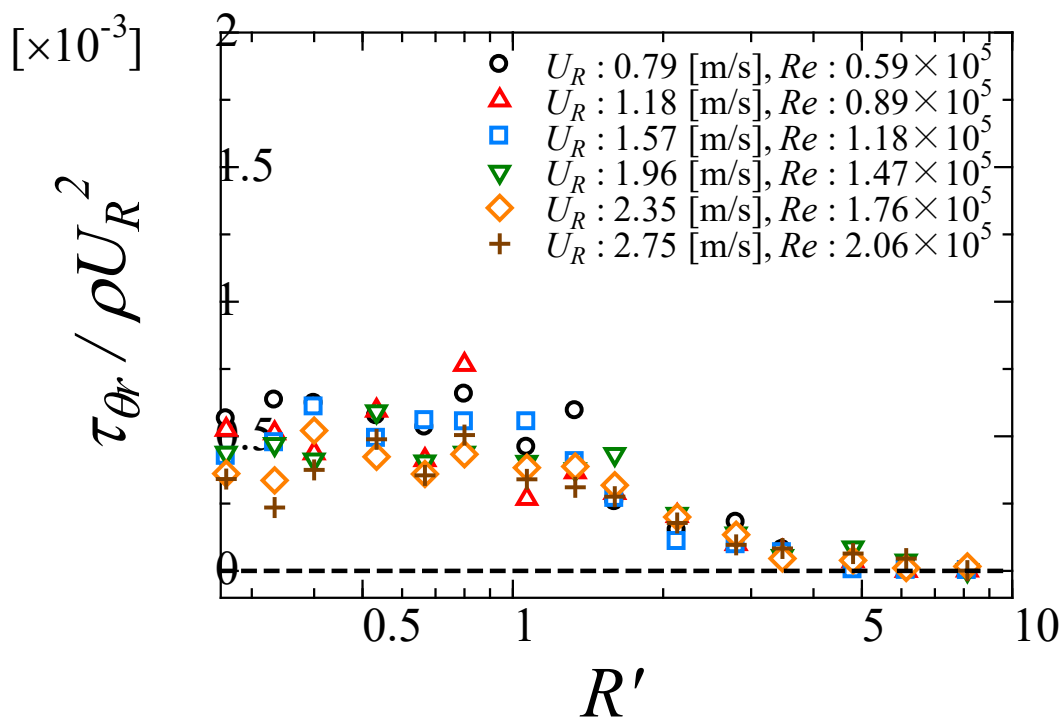


Fig. 3-16 Reynolds stress divided by the square of the fluid density and cylinder surface velocity

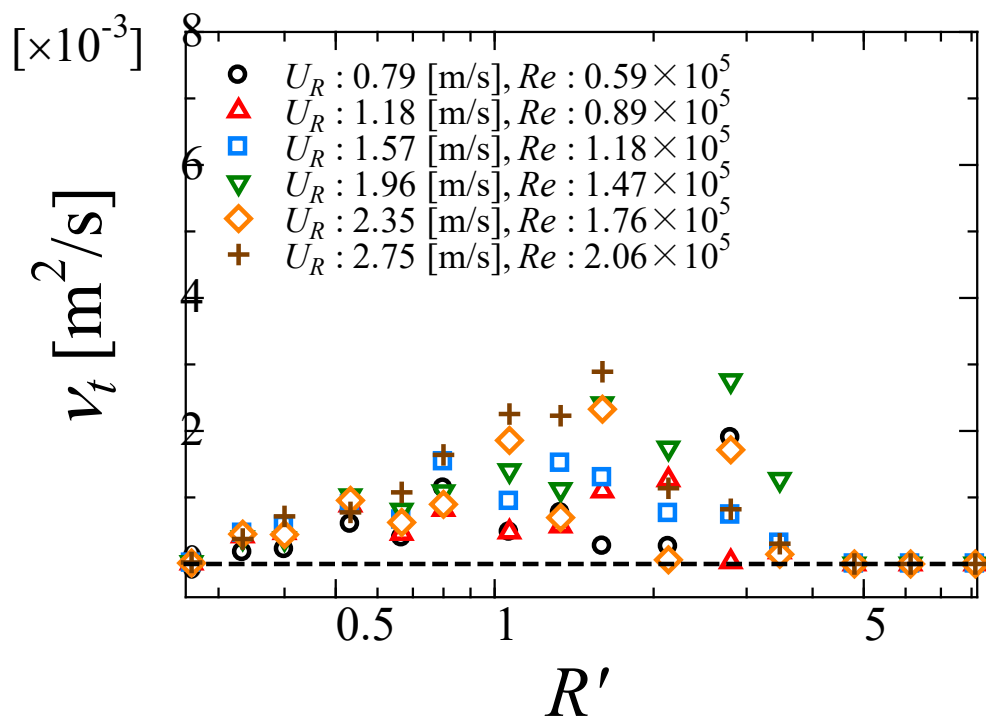


Fig. 3-17 Relationship between dimensionless distance and eddy kinematic viscosity coefficient

### 3-3-2 回転円柱周りの流速分布の基礎的な特性

Fig. 3-18 に、各円柱表面周速  $U_R$  における回転円柱周りの流速の時間平均を円柱表面周速  $U_R$  で除した無次元流速と、円柱表面からの距離  $r$  を円柱半径  $R$  で除した無次元距離  $R'$  の関係を示す。(a) は円柱周方向の流速  $v_\theta$ 、(b) は円柱半径方向の流速  $v_r$  である。また、横軸の無次元距離  $R'$  を対数スケールで表記したグラフを Fig. 3-19 に示す。静水中において回転する円柱周りの周方向の流速  $v_\theta$  は、円柱表面周速  $U_R$  にて除した無次元量で評価することが可能であることを示す。また、対数スケールに従う線形的な減少傾向を示し、レイノルズ応力  $\tau_{\theta r}$  と同様に一定距離以上離れると値が収束する。円柱半径方向の流速  $v_r$  に関しては、無次元距離  $R'$  に対する変化がほぼ見られず、円柱周方向の流速  $v_\theta$  と比べても小さいため、無視できる値といえる。円柱周方向の流速  $v_\theta$  の対数スケールに従う線形的な傾向より、静水中における回転円柱周りの流速分布においても、乱流境界層と同様の現象が起きていると推定される。流速の収束に関して、円柱から供給されるエネルギーが流体中で消散されていることを示す。周方向の流速  $v_\theta$  が収束する無次元距離  $R'=3.6$  付近以降、流速がゼロであると仮定し、流速が収束するまでの範囲の無次元流速を対数近似式で表すと (3-6) 式が得られる (Fig. 3-20)。

$$\frac{v_\theta(R')}{U_R} = -0.040 \ln R' + 0.051 \quad (3-6)$$

これは、林ら<sup>47)</sup>が直径 0.20m の円柱模型を用いて実施した水槽実験で得られた対数近似式とほぼ同一の式である。本研究は有限長の径を有する柱状構造物を対象としており、ドリルパイプ程度の径の範囲であれば、本研究で得られた (3-6) 式の対数近似式は適用できることを示唆した。

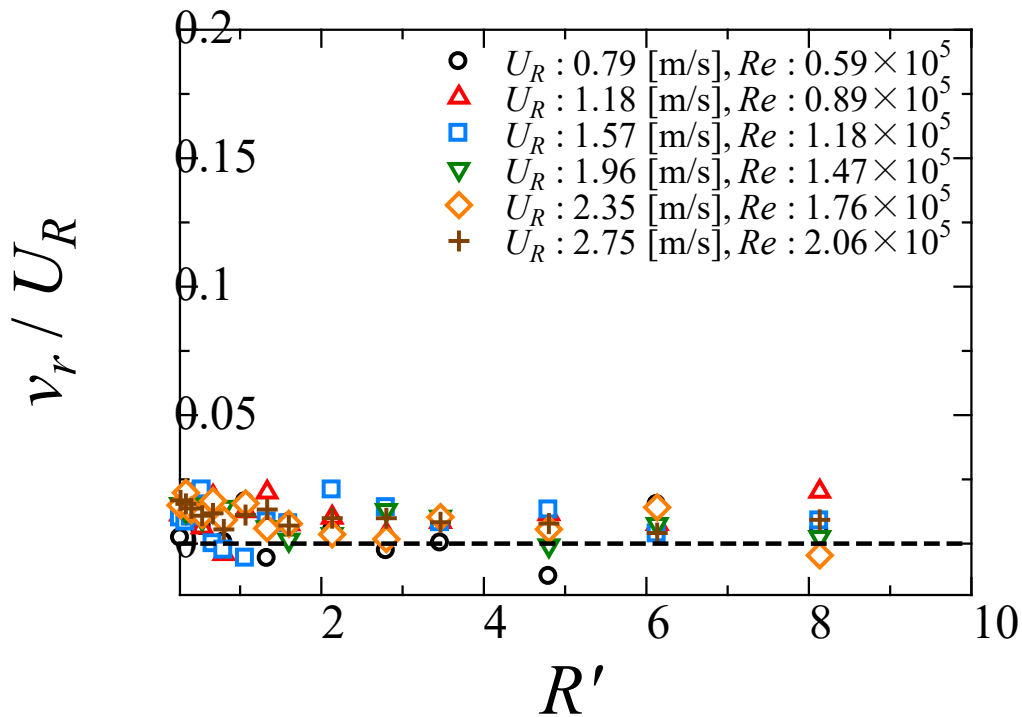
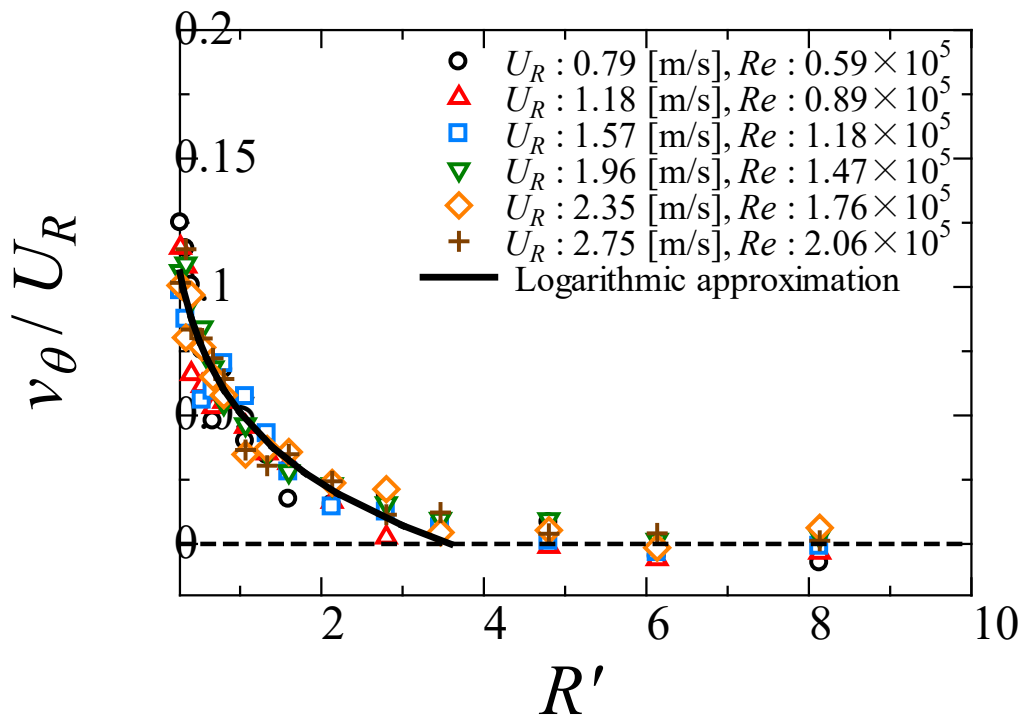
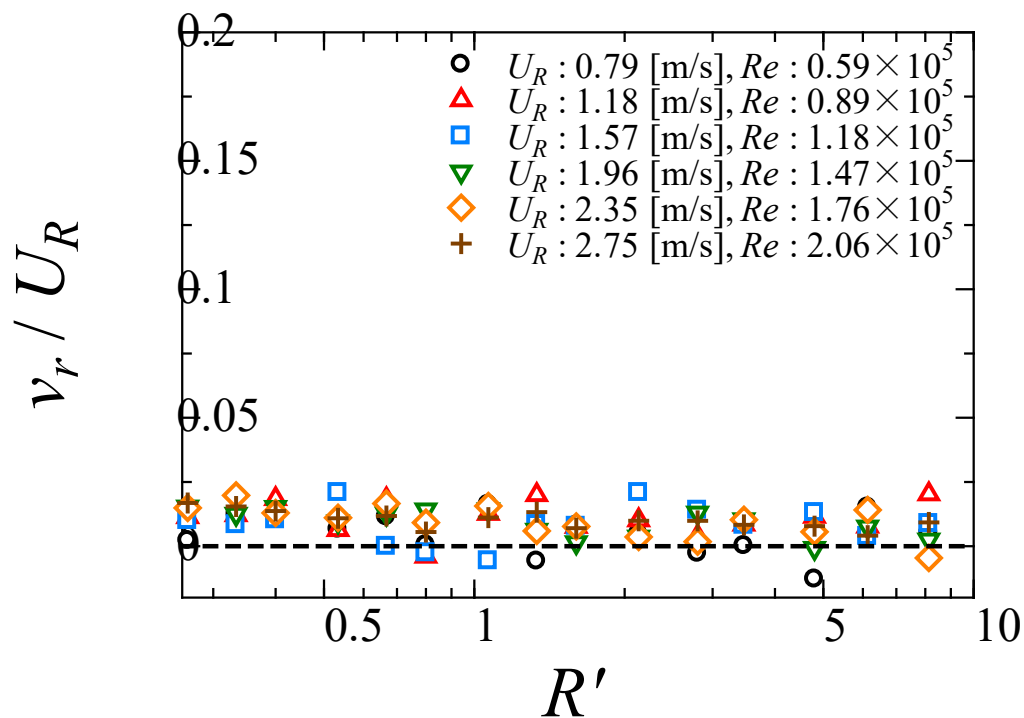
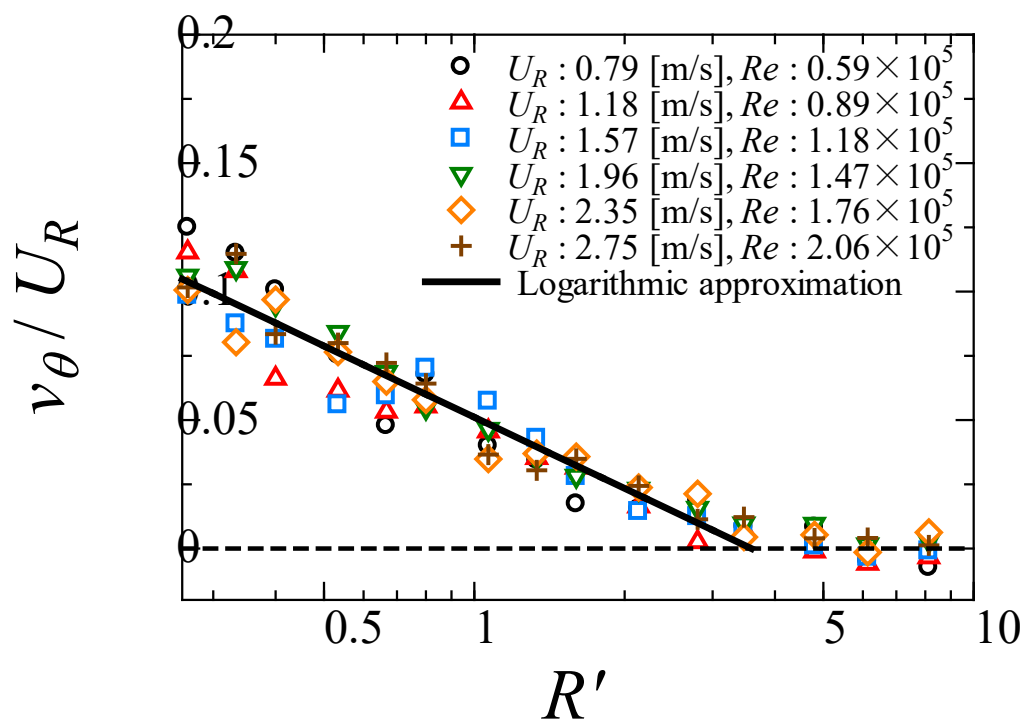
(a) Flow velocity in the radial direction of the cylinder  $v_r$ (b) Flow velocity in the circumferential direction of the cylinder  $v_\theta$ 

Fig. 3-18 Relationship between dimensionless flow velocity and dimensionless distance at each cylinder surface circumferential velocity (Linear scale)

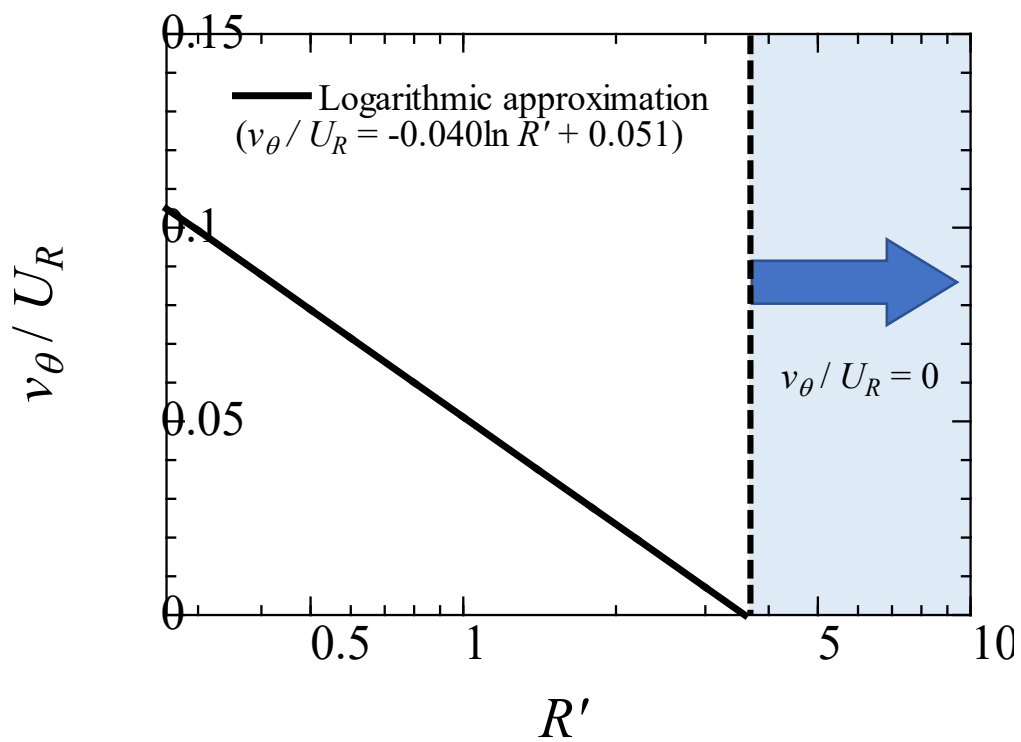


(a) Flow velocity in the radial direction of the cylinder  $v_r$



(b) Flow velocity in the circumferential direction of the cylinder  $v_\theta$

Fig. 3-19 Relationship between dimensionless flow velocity and dimensionless distance at each cylinder surface circumferential velocity (logarithmic scale)



**Fig. 3-20 Relationship between dimensionless flow velocity in the circumferential direction of the cylinder and dimensionless distance by logarithmic approximation**

### 3-3-3 回転円柱周りの粘性低層と摩擦応力

次に、流速分布と同時に計測したトルクを用いて、粘性低層の近似厚さ $\delta_v$ および流速分布を算出した。円柱表面に作用する平均的な摩擦応力 $\bar{\tau}_0$ は(3-7)式により定義される。

$$\bar{\tau}_0 = \frac{T}{2\pi R^2 L} \quad (3-7)$$

$T$ は実験より計測したトルク、 $L$ は円柱没水長さである。Fig. 3-21に、各円柱の径における(3-7)式で算出した円柱表面平均摩擦応力 $\bar{\tau}_0$ と円柱表面周速 $U_R$ の二乗の関係を示す。円柱表面平均摩擦応力 $\bar{\tau}_0$ は、円柱の径によらず円柱表面周速 $U_R$ の二乗に対して線形的に比例する。実験によって得られた円柱表面平均摩擦応力 $\bar{\tau}_0$ に関する近似式を(3-8)式に示す。

$$\bar{\tau}_0 = 27.284U_R^2 \quad (3-8)$$

また、実験によって得られた円柱表面平均摩擦応力 $\bar{\tau}_0$ を用いて、(3-9)式より表面摩擦係数 $C_f$ を算出した。

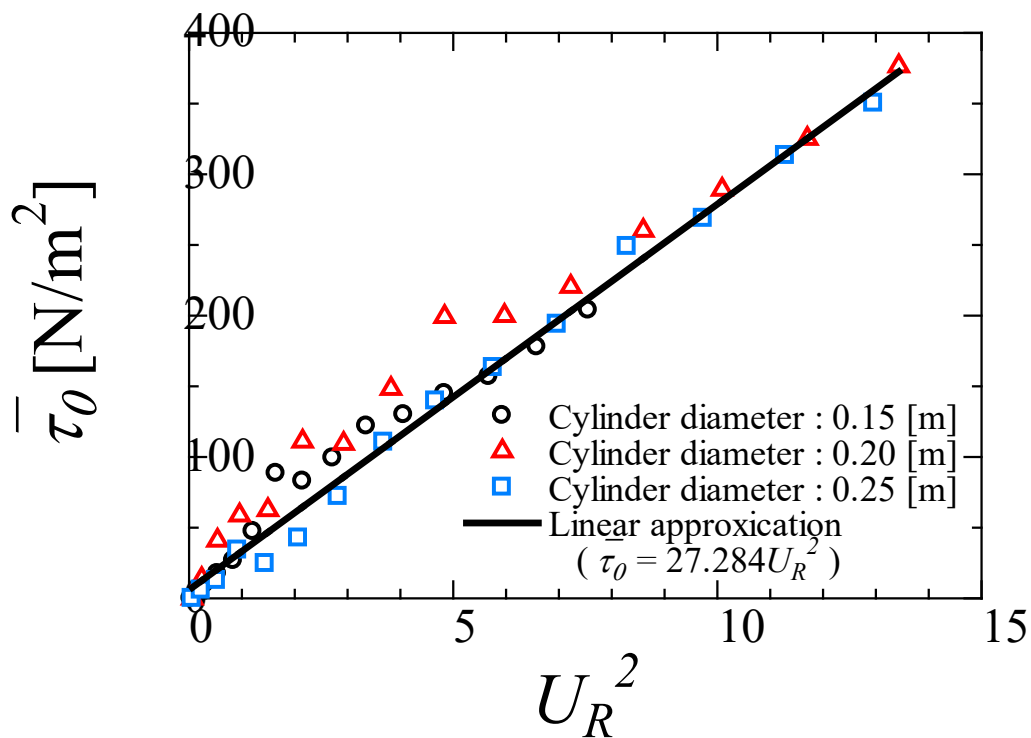


Fig. 3-21 Relationship between Frictional stress on the cylinder surface for each cylinder model diameter and the square of the cylinder surface circumferential velocity

$$C_f = \frac{\bar{\tau}_0}{\frac{1}{2}\rho U_R^2} \quad (3-9)$$

その結果，円柱周速  $U_R$  の違いによらず，回転円柱の表面摩擦係数  $C_f$  は 0.054 と一定であった。これまで行われてきた平板の乱流境界層に関する研究<sup>48), 49)</sup>では，表面摩擦係数  $C_f$  はレイノルズ数  $Re$  に依存して変化することが示されている (Fig. 3-22)。しかし，本実験において計測したレイノルズ数  $Re$  ( $1.4 \times 10^4 \sim 5.7 \times 10^5$ ) の範囲では，表面摩擦係数  $C_f$  は一定である。また，既往研究<sup>48), 49)</sup>における同じレイノルズ数  $Re$  付近の表面摩擦係数  $C_f$  を比べると，平板の表面摩擦係数  $C_f$  よりも 1 桁ほど値が大きいことが示された。平板と円柱の違いは表面の曲率であり，その影響が卓越したため本実験における傾向が示されたと推定される。

円柱表面近傍では，流れの乱れの影響が弱く粘性の影響が支配的であり，流速は線形的に近似できる。(3-10) 式は粘性低層における流速の速度勾配である。(3-10) 式で求めた速度勾配を用いることによって，粘性低層における円柱周方向の流速分布を算出することが出来る。(3-11) 式は粘性低層における円柱周方向の無次元流速である。

$$\frac{dv_\theta}{dR'} = \frac{\bar{\tau}_0}{\mu} R \quad (3-10)$$

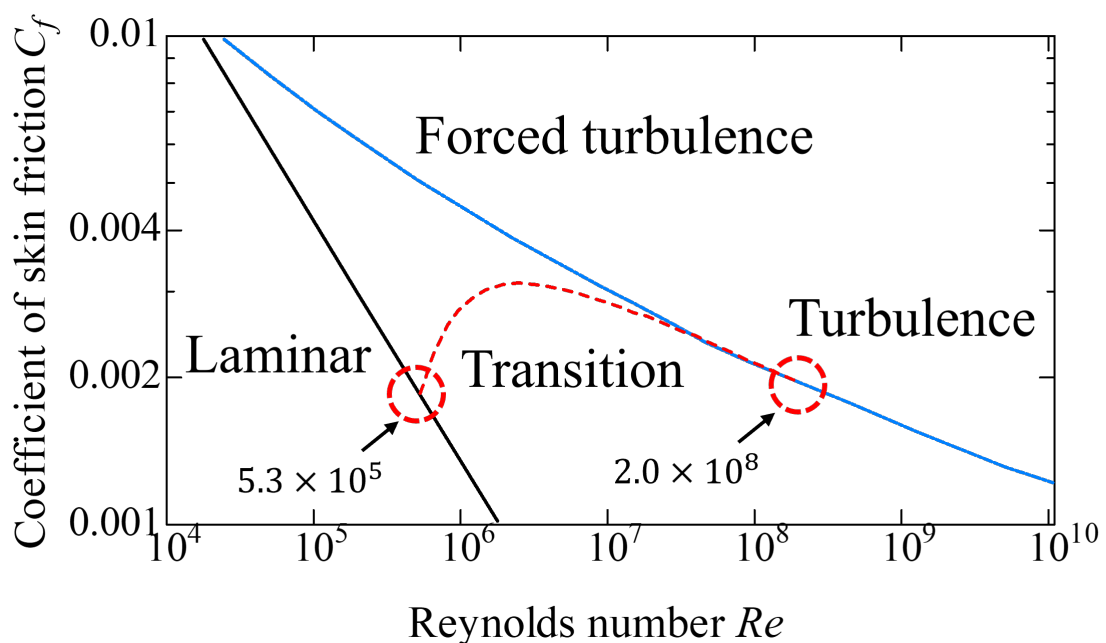


Fig. 3-22 Relationship between surface friction coefficient and Reynolds number of flat plate<sup>48), 49)</sup>

$$\frac{v_{\theta}(R')}{U_R} = -\frac{dv_{\theta}}{dR'} \frac{R'}{U_R} + 1.0 \quad (3-11)$$

そして、それぞれ実験結果より算出した (3-11) 式の粘性低層の流速分布と (3-6) 式対数領域の流速分布の交点を求めることによって、粘性低層の近似厚さ  $\delta_v$  を算出した。Fig. 3-23 に円柱模型の直径が 0.15m のケースにおける粘性低層の近似厚さ  $\delta_v$  とレイノルズ数  $Re$  の関係を示す。縦軸と横軸共に対数スケールで表示している。粘性低層の近似厚さ  $\delta_v$  は円柱模型の半径  $R$  を用いて除した無次元量である。本研究でのレイノルズ数  $Re$  の範囲において、粘性低層の近似厚さ  $\delta_v$  はレイノルズ数  $Re$  に対して累乗関数的に線形な減少傾向を示す。実験によって得られた粘性低層の近似厚さ  $\delta_v$  の無次元量に関する累乗近似式を (3-12) 式に示す。

$$\frac{\delta_v}{R} = 49.168Re^{-1.068} \quad (3-12)$$

本研究における計測範囲では、粘性低層の近似厚さ  $\delta_v$  は最小で円柱模型半径  $R$  の約  $1.0 \times 10^{-4}$  倍まで薄くなることが確認できた。また、(3-6) 式と (3-11) 式を用いて回転円柱周りの流速分布を示すと、本研究での流速の測定位置は粘性低層から大きく離れていることが確認できる (Fig. 3-24)。



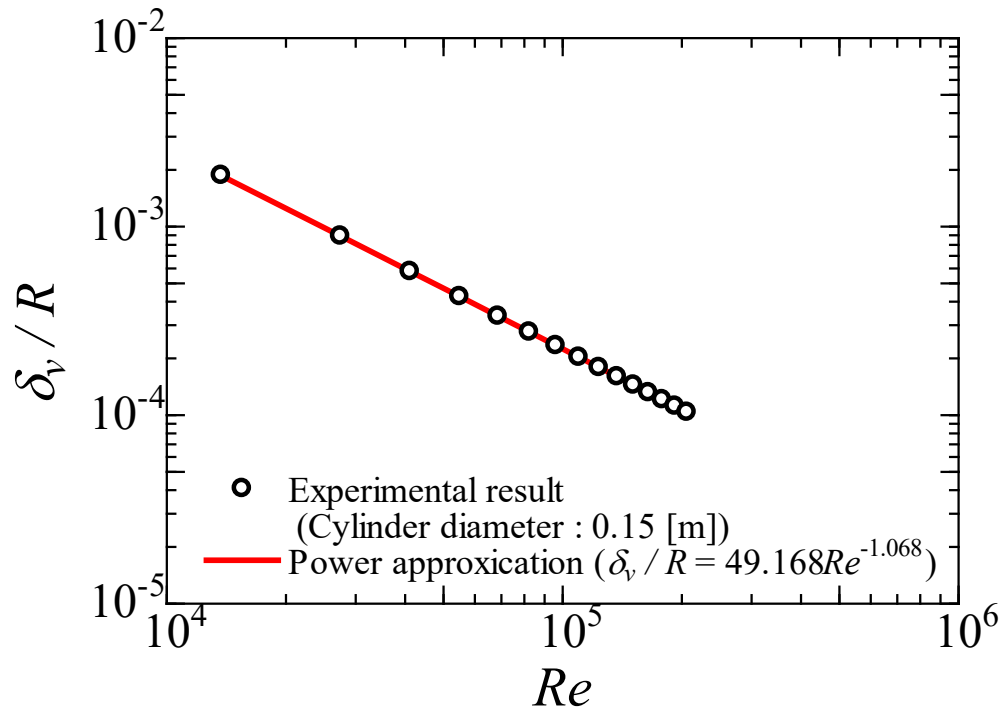


Fig. 3-23 Relationship of the Reynolds number to the dimensionless quantity of viscous low-layer thickness divided by the cylinder radius, using the power function

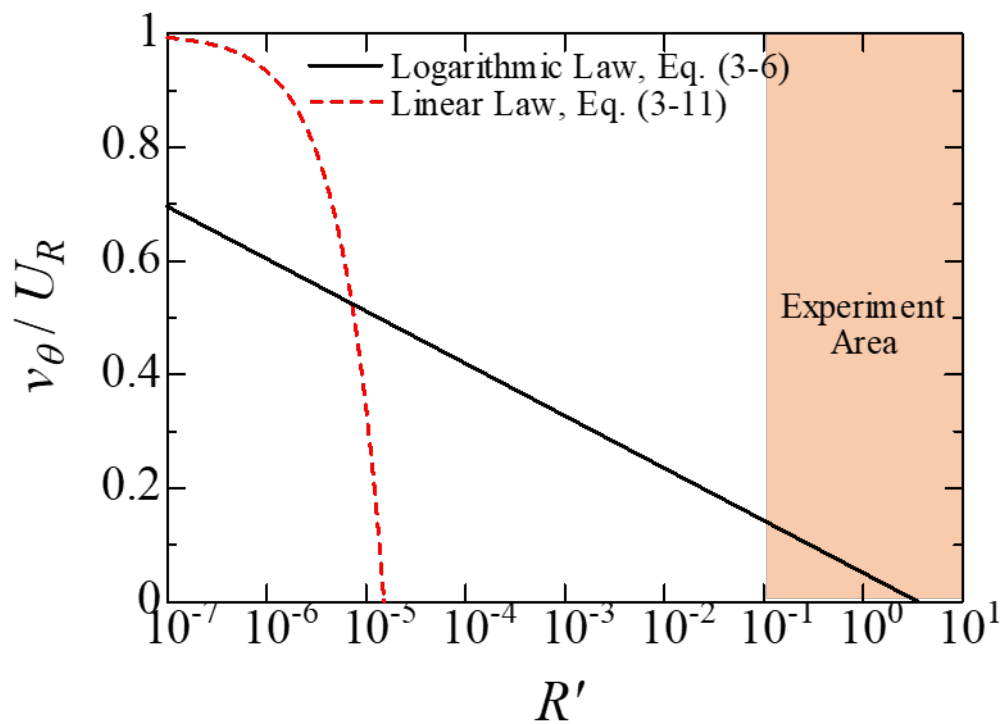


Fig. 3-24 Relationship between the dimensionless distance and the dimensionless velocity, obtained by equations (3-6) and (3-11)

### 3-3-4 円柱表面粗度の違いによる影響

第3章3節1項「円柱の回転による運動量伝搬特性」で述べたように、円柱模型が回転することによって流体に伝搬される運動量は、流体中で消散されある一定の範囲で収束する。また、運動量の消散に伴い、流速分布も同程度の範囲で収束する。では、円柱表面の粗度が粗くなり、表面摩擦応力が大きくなることによって流体へ供給される運動量が増加した場合、運動量の伝搬特性はどのように変化し、流速分布の形成にどのような影響を与えるのか流体力学の問題が生じる。また、工学的な観点からも、ドリルパイプ表面の錆などによって粗度が変わるため、その影響について調査することは意義がある、

そこで、それぞれ粒度の異なる3種類に研磨布ロールを円柱模型に貼り付けた条件と、研磨布ロールを貼り付けていない平滑な条件にて実験を行い、運動量伝搬特性と流速分布の変化について調査を実施した。

Fig. 3-25 ~ Fig. 3-28 にそれぞれ粒度の異なる条件の各円柱表面周速 $U_R$ における計測結果を示す。(a)は流速分布、(b)はレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ である。横軸は無次元距離 $R'$ であり、対数スケールで表示している。粒度を変化させた条件においても、流速分布は円柱表面周速 $U_R$ 、レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ は円柱表面周速 $U_R$ の二乗と流体密度を用いて無次元化すると、一定の相関が確認できる。ただし、流速分布を見ても、どの粒度の条件においても対数スケールに対して直線的な減少傾向を示しているが、その減少の傾きが異なる。平滑な条件における近似式は(3-6)式、粒度が $35\mu\text{m}$ の条件は(3-13)式、粒度が $60\mu\text{m}$ の条件は(3-14)式、粒度が $200\mu\text{m}$ の条件は(3-15)式で示される。

$$\frac{v_{\theta}(R')}{U_R} = -0.043 \ln R' + 0.053 \quad (3-13)$$

$$\frac{v_{\theta}(R')}{U_R} = -0.045 \ln R' + 0.053 \quad (3-14)$$

$$\frac{v_{\theta}(R')}{U_R} = -0.054 \ln R' + 0.063 \quad (3-15)$$

(3-6)式と(3-13)式 ~ (3-15)式で示されるように、円柱表面の粗度が大きくなるにつれて、流速分布の勾配は大きくなる。ただし、流速がゼロに収束する範囲は、本計測条件ではどの条件においてもほぼ同値である(Fig. 3-29)。また、レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ を比較してみても、同等の範囲にて収束する(Fig. 3-30)。

Fig. 3-31 に計測したトルクから算出した円柱表面平均摩擦応力 $\bar{\tau}_0$ と円柱表面周速 $U_R$ の二乗との関係を示す。グラフには、実験によって得られたデータと、直線近似

によって得られた値を示す。平滑な条件における近似式は (3-16) 式，粒度が  $35\mu\text{m}$  の条件は (3-17) 式，粒度が  $60\mu\text{m}$  の条件は (3-18) 式，粒度が  $200\mu\text{m}$  の条件は (3-19) 式で示される。

$$\bar{\tau}_0 = 20.385U_R^2 \quad (3-16)$$

$$\bar{\tau}_0 = 27.261U_R^2 \quad (3-17)$$

$$\bar{\tau}_0 = 29.215U_R^2 \quad (3-18)$$

$$\bar{\tau}_0 = 47.763U_R^2 \quad (3-19)$$

円柱表面が平滑な条件と粒度が  $200\mu\text{m}$  の条件では，円柱表面周速  $U_R$  の二乗に対して線形的な傾向を示している。しかし，粒度が  $35\mu\text{m}$  と  $60\mu\text{m}$  の条件では，円柱表面周速  $U_R$  が遅い段階で計測値と近似式に乖離が生じる。そこで，円柱表面周速  $U_R$  の二乗が 4.0 付近を境に，粒度が  $35\mu\text{m}$  と  $60\mu\text{m}$  の条件の近似式を分けて示す (Fig. 3-32)。粒度が  $35\mu\text{m}$  の近似式は (3-20a) 式と (3-20b) 式，粒度が  $60\mu\text{m}$  の近似式は (3-21a) 式と (3-21b) 式で示される。

$$\bar{\tau}_0 = 21.634U_R^2 \quad (U_R^2 < 4.0) \quad (3-20a)$$

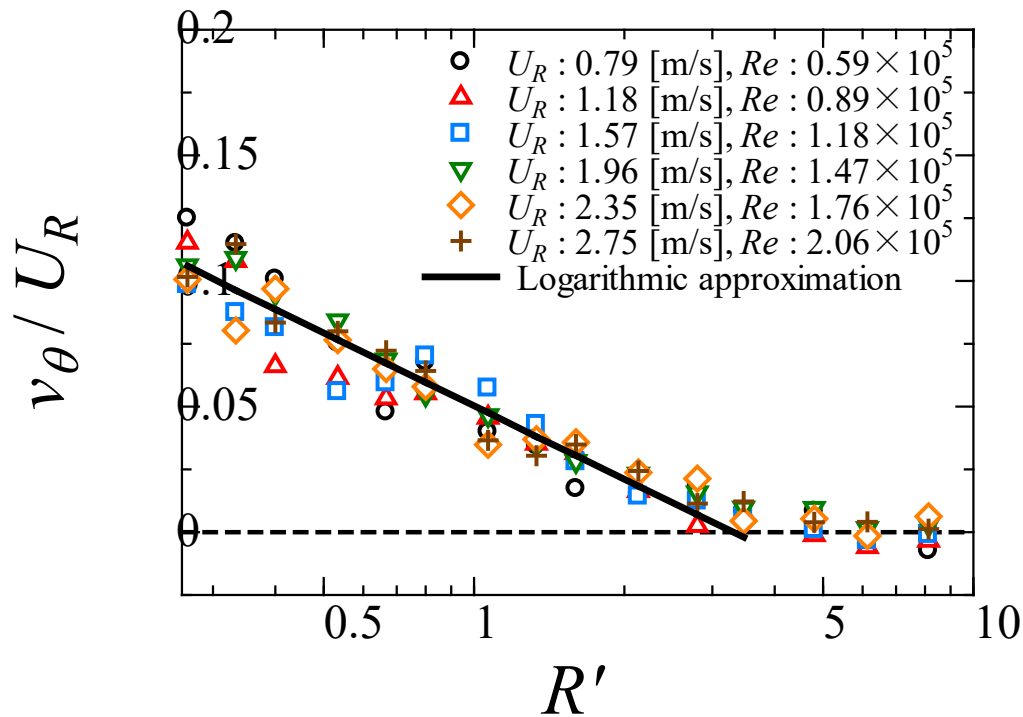
$$\bar{\tau}_0 = 31.135U_R^2 \quad (U_R^2 > 4.0) \quad (3-20b)$$

$$\bar{\tau}_0 = 18.748U_R^2 \quad (U_R^2 < 4.0) \quad (3-21a)$$

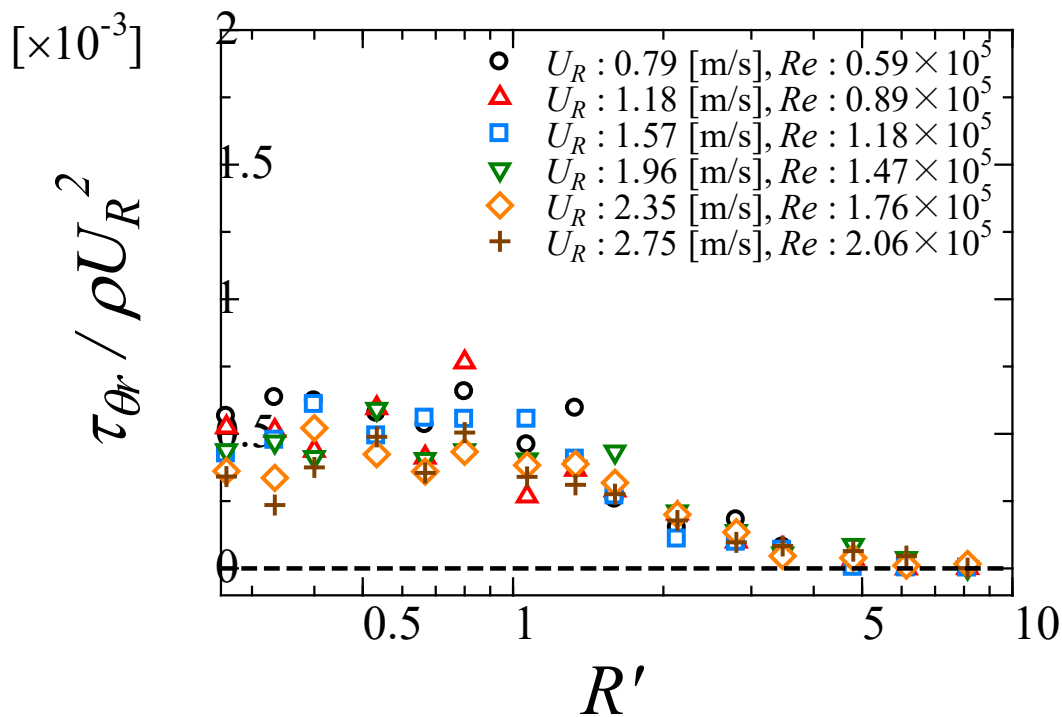
$$\bar{\tau}_0 = 41.843U_R^2 \quad (U_R^2 > 4.0) \quad (3-21b)$$

円柱表面周速  $U_R$  の二乗が 4.0 付近までは円柱表面が平滑な条件，粒度が 35， $60\mu\text{m}$  の条件共にほぼ同等の値を示す。円柱表面の周速が遅い段階では，円柱表面粗度の影響が表れない。しかし，円柱の回転速度が上昇し，粘性低層が薄くなることによって円柱表面粗度の影響が表れ始めたと推定される。また，(3-12) 式を用いて算出した円柱表面周速  $U_R$  の二乗が 4.0 付近における粘性低層の厚さの近似値は  $11\mu\text{m}$  程度であり，研磨布ロールの粒度よりも極めて薄い。

(3-9) 式を用いて粒度が  $200\mu\text{m}$  の条件における表面摩擦係数  $C_f$  を算出すると， $C_f = 0.096$  となる。円柱表面粗度が最も粗い粒度が  $200\mu\text{m}$  の条件では，平滑な条件と比べて 2 倍近く表面摩擦係数が大きくなるのがわかる。

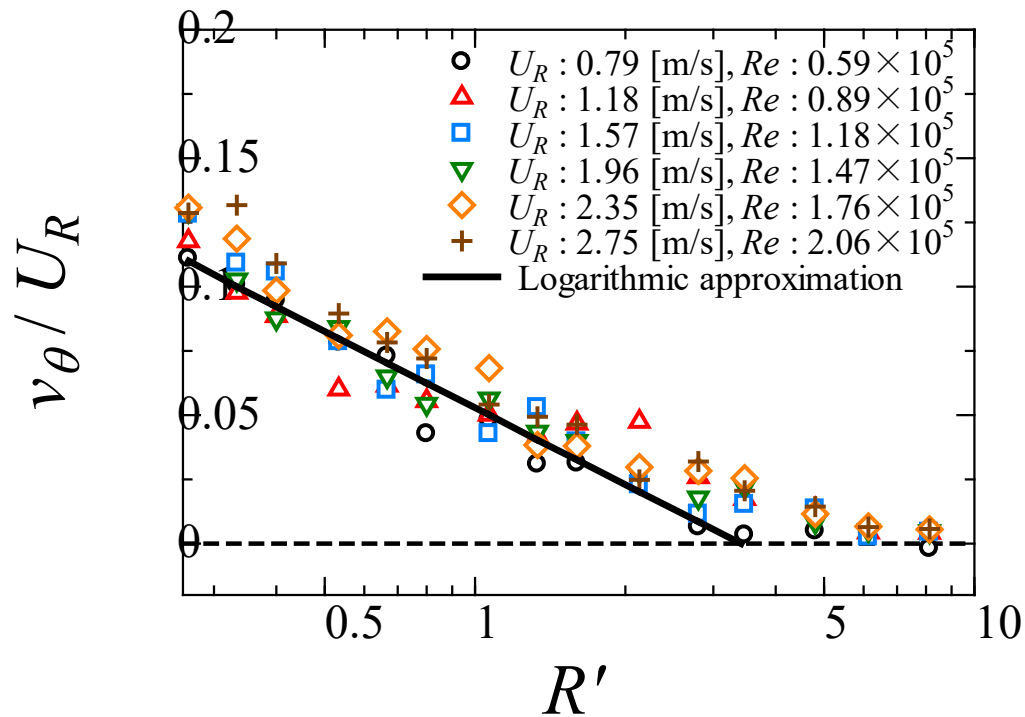


(a) Dimensionless velocity distribution

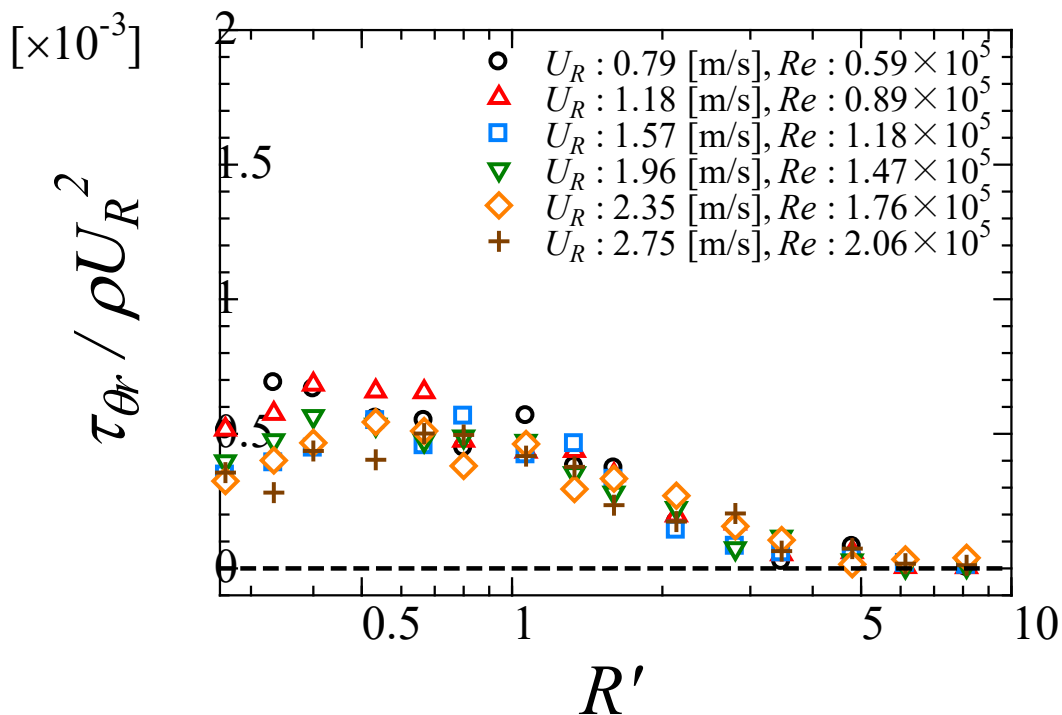


(b) Dimensionless Reynolds stress

Fig. 3-25 Measurement results at each cylinder surface circumferential velocity under smooth conditions

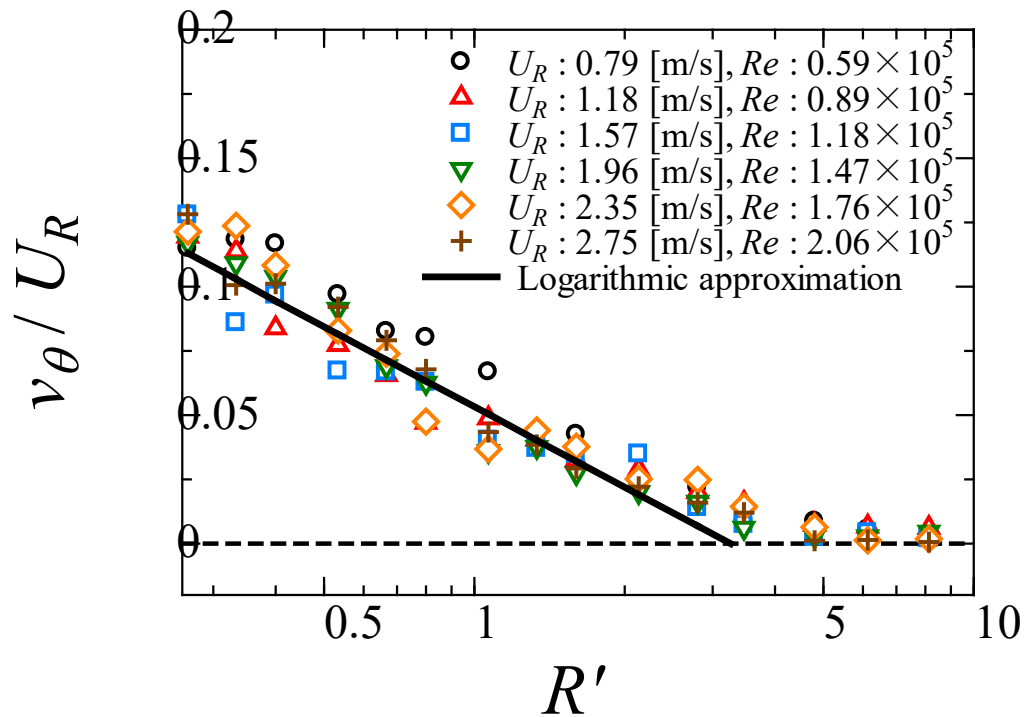


(a) Dimensionless velocity distribution

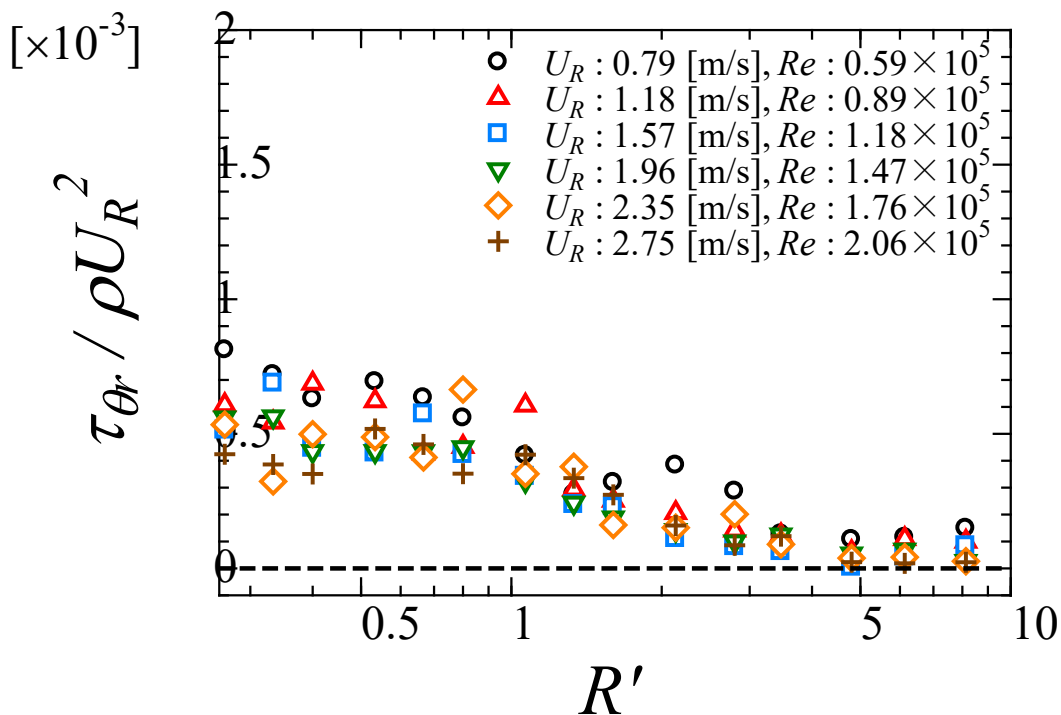


(b) Dimensionless Reynolds stress

Fig. 3-26 Measurement results at each cylinder surface circumferential velocity for the 35 $\mu$ m grain size condition

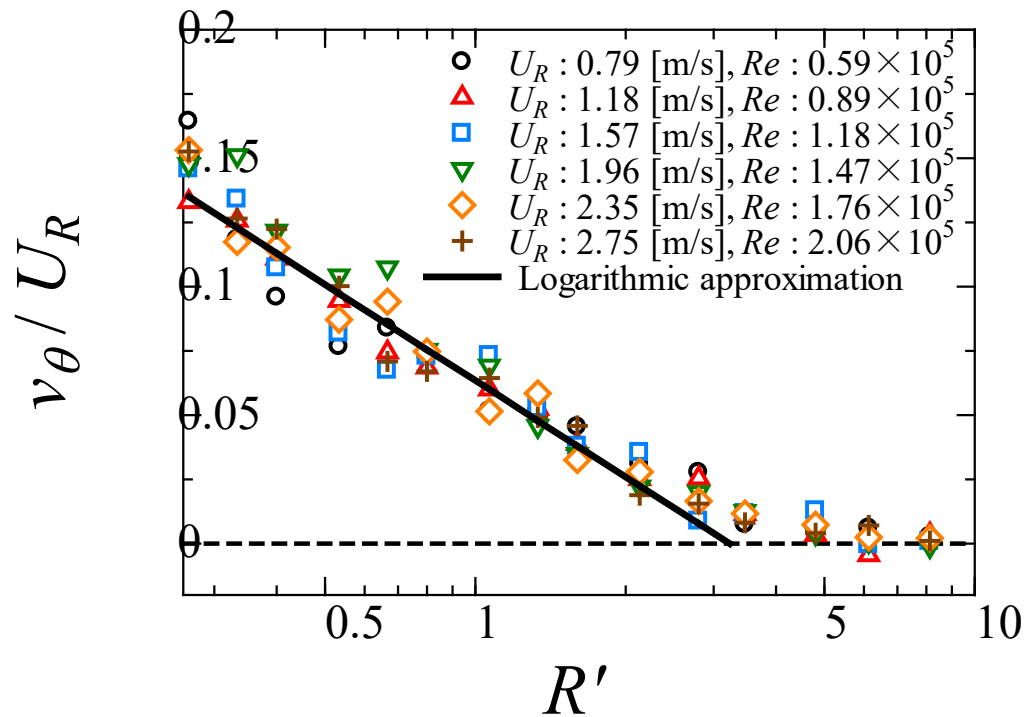


(a) Dimensionless velocity distribution

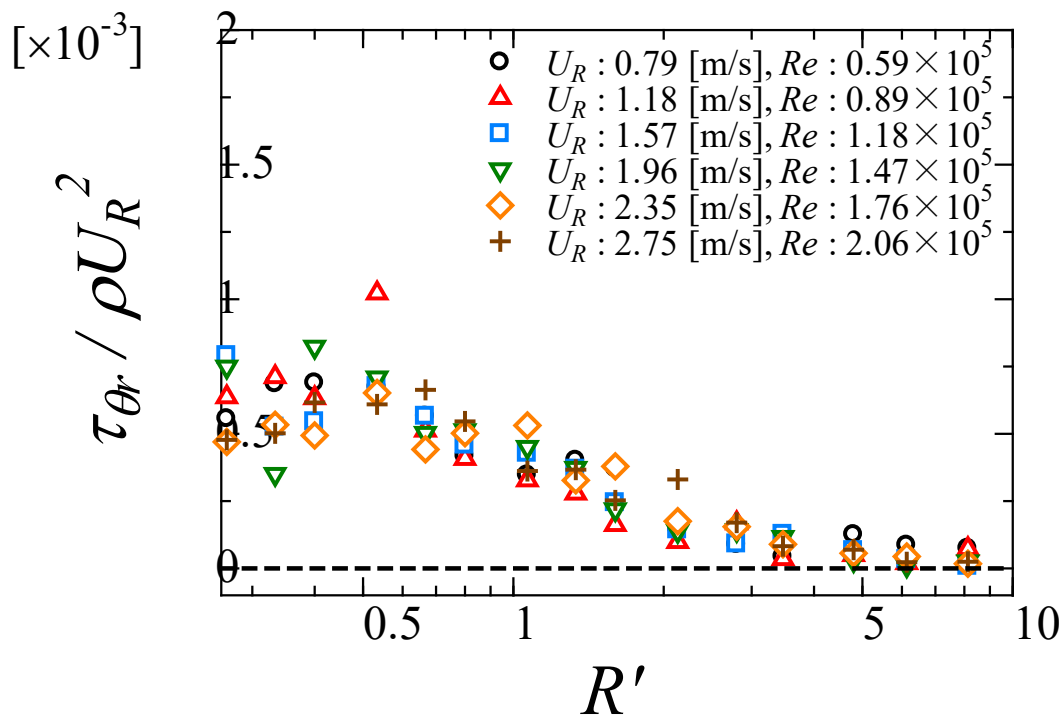


(b) Dimensionless Reynolds stress

Fig. 3-27 Measurement results at each cylinder surface circumferential velocity for the 60 $\mu$ m grain size condition



(a) Dimensionless velocity distribution



(b) Dimensionless Reynolds stress

Fig. 3-28 Measurement results at each cylinder surface circumferential velocity for the 200 $\mu$ m grain size condition

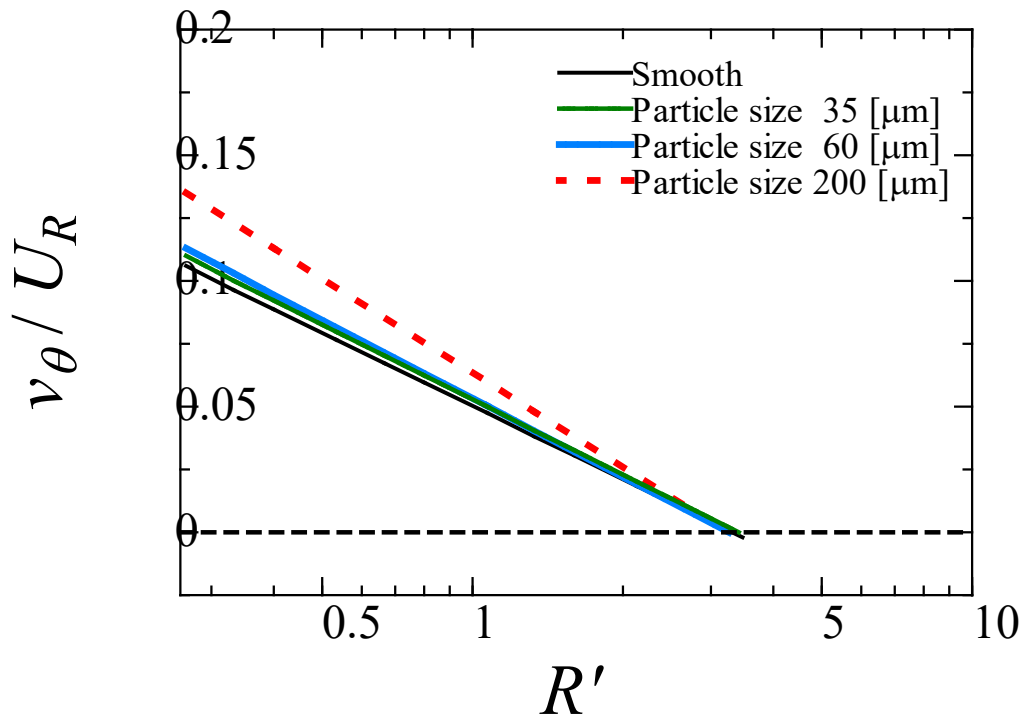


Fig. 3-29 Logarithmic approximation of dimensionless velocity distribution for each grain size condition.

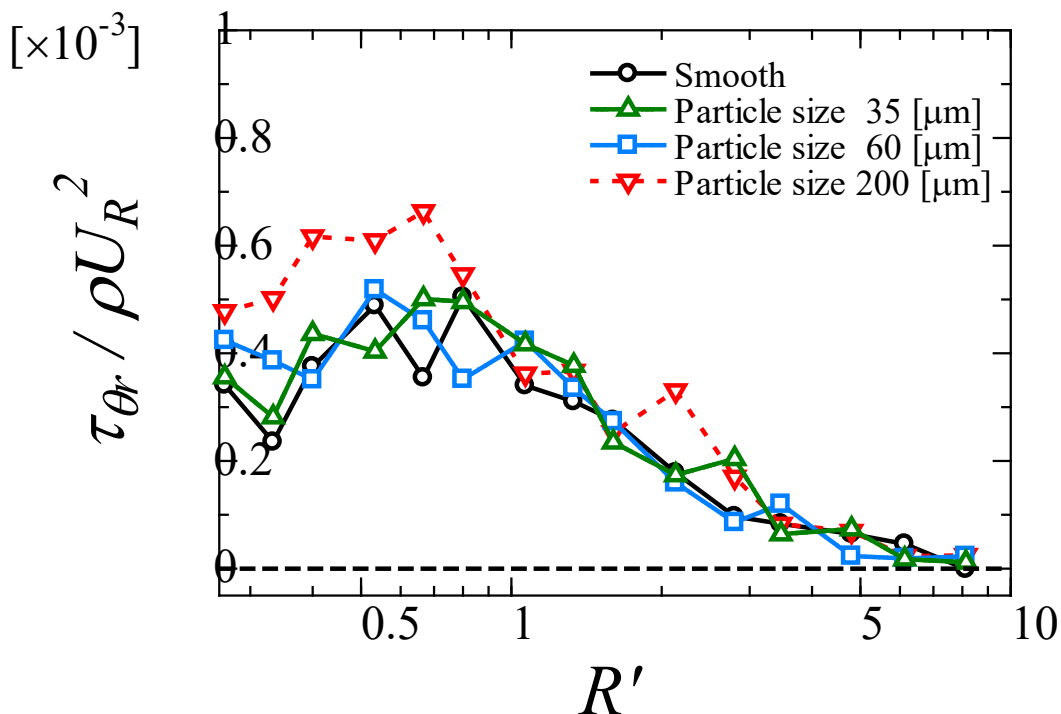
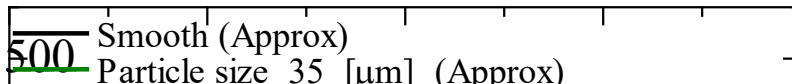


Fig. 3-30 Logarithmic approximation of dimensionless Reynolds stress for each grain size condition ( $U_R = 2.75\text{m/s}$ )





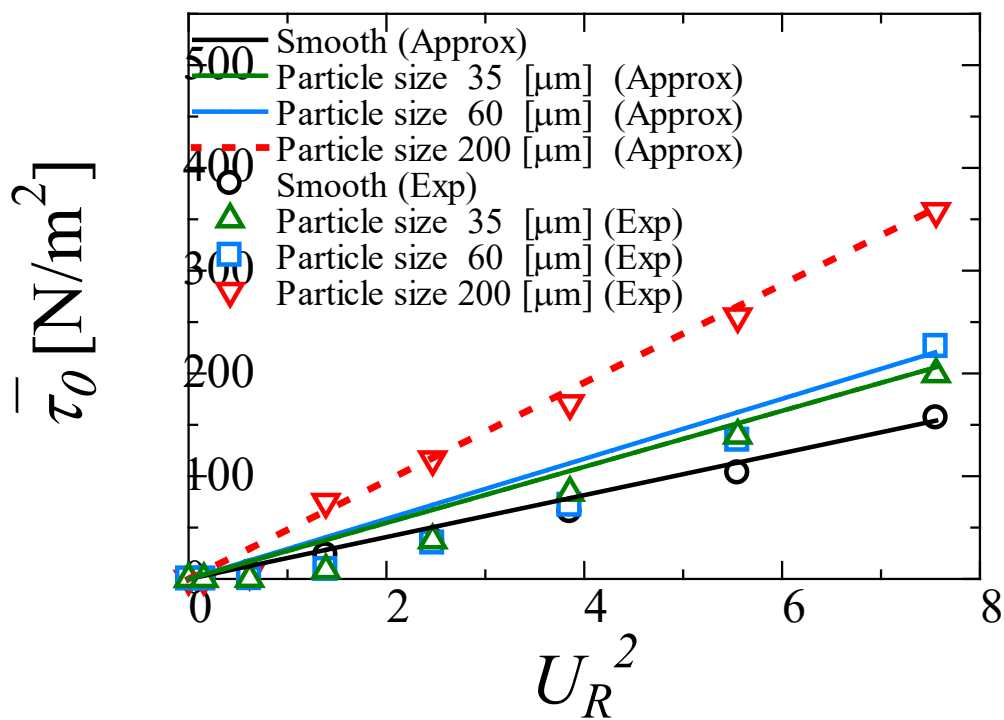


Fig. 3-31 Relationship between surface frictional stress for each grain size and  $U_R^2$

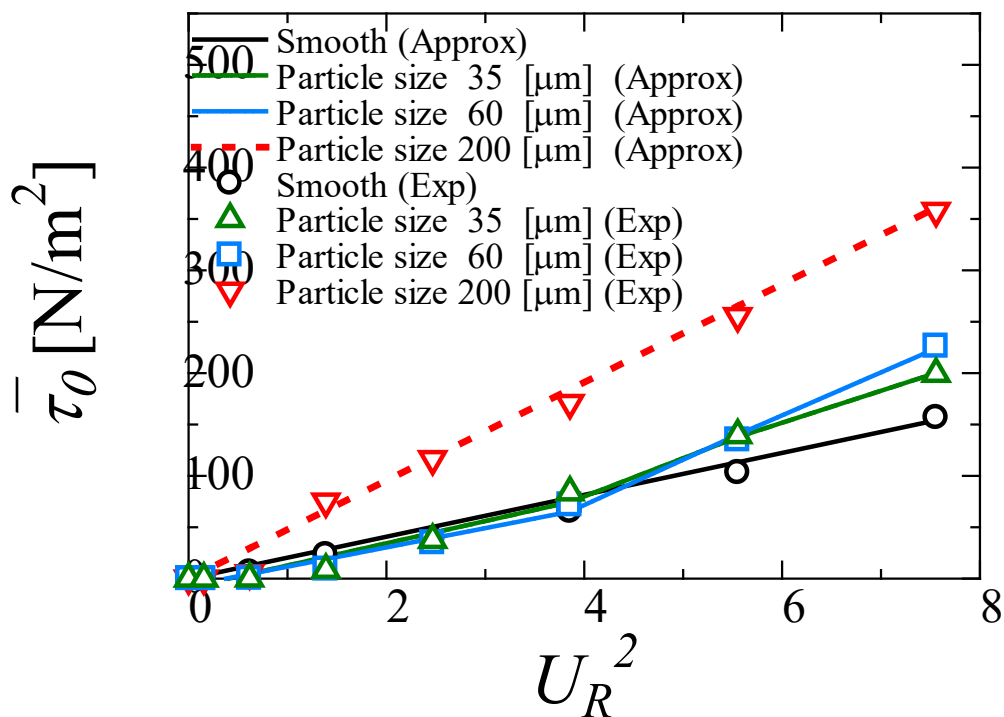


Fig. 3-32 Relationship between surface frictional stress for each grain size and  $U_R^2$  (Approximate formula correction)



## 第 4 章

# 一様流れにおける回転円柱周りの流速場の 特性に関する水槽実験

## 4-1 実験概要

本実験では、電磁流速計を用いた流れに対して直交する方向の流速の計測と、電磁流速計とハイスピードカメラを用いた円柱周囲の流速場の計測を実施した。流れに対して直交する方向の流速の計測では、円柱の回転によって流れが減速する側と増速する側に大きく分け、円柱表面付近から刻み幅を細かくした計測を実施した。円柱周囲の流速場の計測では、流れに対して直交する方向の流速の計測よりは刻み幅は粗いものの、直交方向の計測だけでは計測しきれなかった円柱周囲の流速を電磁流速計にて計測した。また、電磁流速計による計測だけでなく、ハイスピードカメラを用いた円柱周囲の流速場の計測も実施した。

電磁流速計で計測した結果は、第3章と同様に流速分布とレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ の変化について考察した。ハイスピードカメラを用いた計測結果は、粒子画像を重ね合わせ流線として表示し、定性的な流速場の評価を行った。

## 4-2 水槽実験

### 4-2-1 実験施設

本実験は、第3章で実施した実験と同じく、東京大学生産技術研究所大規模実験高度解析推進基盤，研究実験棟II，風路付造波回流水槽にて実施した。Fig. 4-1に示すように、インペラを回転させることによって水槽内の流体を循環し流れを発生させている。最大流速は約2.0m/sまで起こすことができる。

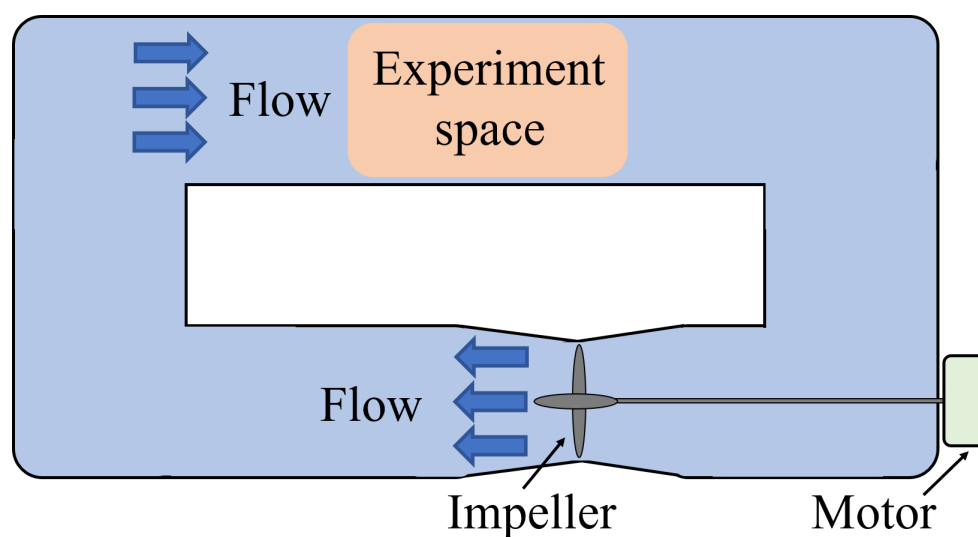


Fig. 4-1 Cross-sectional view of the Circulating Water Channel

## 4-2-2 実験模型

第3章で使用したのと同じポリオキサメチレン（PolyOxyMethylene : POM）製の円柱模型を使用した。ただし、直径 0.15m、長さ 0.97m（没水長さ：0.95m）の円柱模型のみである。

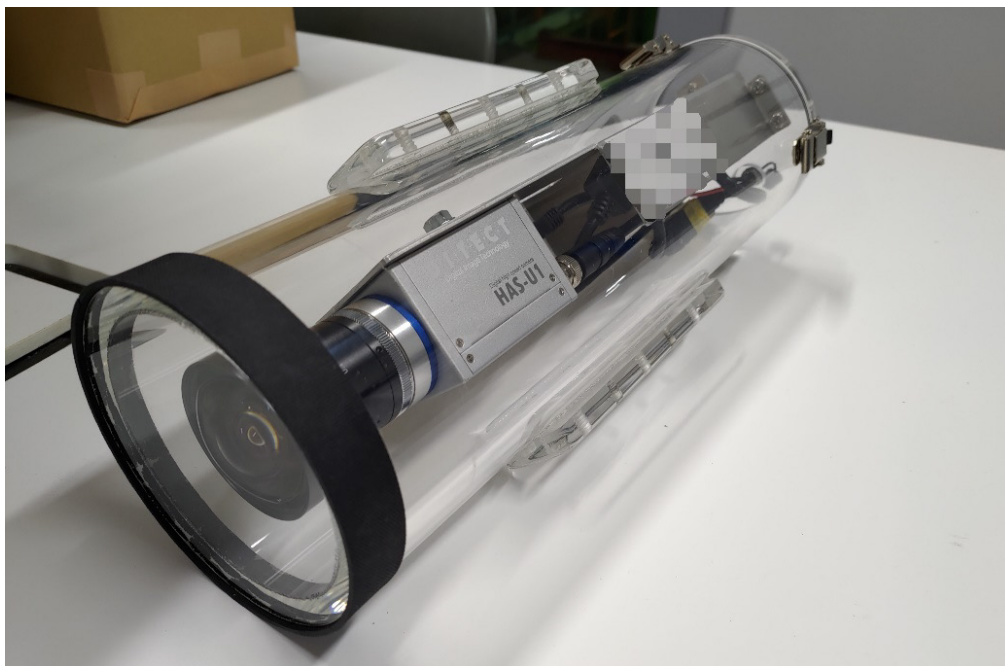
## 4-2-3 実験装置

使用する実験装置と基本的なセッティングは第3章と同様の状態である。本実験では流れ中の回転円柱周りの流速場を調査するため、回流水槽のインペラを回転させ流れを発生させる。Fig. 4-2 はインペラの制御盤である。操作盤から入力できるのはインペラの回転数のみであるため、実験前にインペラの回転数に対する流速の関係を調査する必要がある。実験水槽では底面や壁面の影響があるため、出来る限り水槽中央部に流総計を設置し計測を実施した。そして、得られたインペラと流速の関係から、目的の流速になるよう回転数を設定する。

電磁流速計を用いた計測では、第3章で使用したのと同様の東京計測株式会社製の電磁流速計を使用した。ハイスピードカメラを用いた回転円柱周囲の流速場の撮影には、株式会社 DITECT 製のハイスピードカメラ HAS-U1 (Fig. 4-3) を使用した。最大 131 万画素（解像度 1280×1024）で撮影速度 200fps、解像度 112×80 で撮影速度 4000fps の撮影が可能である。また、トレーサー粒子を可視化するために用いたレーザー発振器は、LASERVER 社製の LSR532H-3W (Fig. 4-4) である。



Fig. 4-2 The Circulating Water Channel control panel



**Fig. 4-3 HAS-U1, high-speed camera manufactured by DITECT**



**Fig. 4-4 LSR532H-3W manufactured by LASERVER**

#### 4-2-4 計測方法

##### (a) 流れに対して直交方向の流速分布の計測（電磁流速計）

基本的な実験機器のセッティングや計測条件は第3章と同様である。本実験では、円柱の回転によって流れが減速する側（※以下、減速側）、円柱の回転によって流れが増速する側（※以下、増槽側）に大きく分けて計測を実施した（Fig. 4-5）。計測点は第3章に示す Table 3-2 と同様である。流速は  $0.40 \sim 0.50 \text{m/s}$ （レイノルズ数  $Re: 6.0 \times 10^4 \sim 7.5 \times 10^4$ ）の範囲で計測を実施した。また、流速  $0.40 \text{m/s}$  に設定した際の水槽内の一様流の乱流強度は  $3.6\%$ であった。

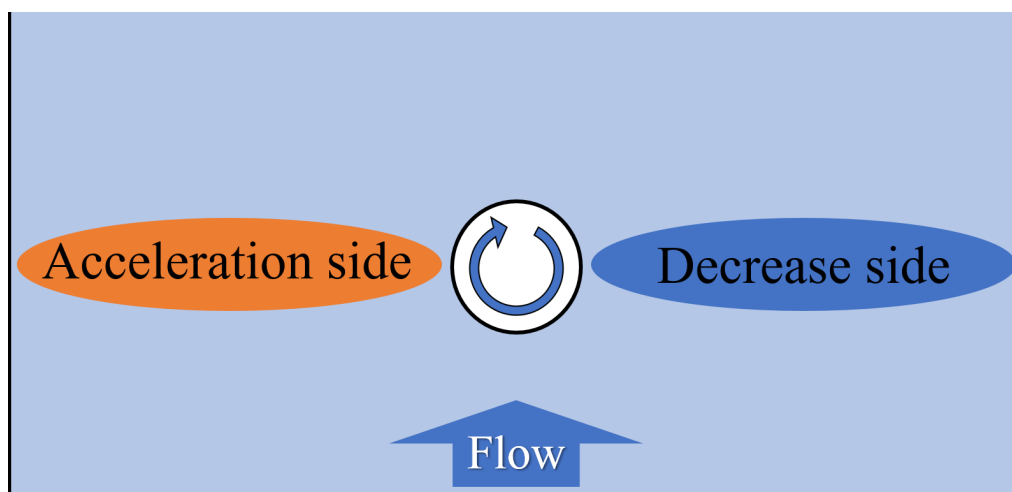


Fig. 4-5 Schematic diagram of the increasing and decreasing sides due to rotation of a cylinder

##### (b) 円柱周囲の流速場の計測（電磁流速計）

Fig. 4-6 に計測点の概要図を示す。後述に示す流れに対して直交方向の流速場の結果より計測点を決定した。減速側では特にレイノルズ応力  $\tau_{\theta r}$  の卓越が見られた Y 方向無次元距離が  $3.0$  付近までの範囲を比較的細かく計測し、それ以降は粗く計測点を取りつつ Y 方向無次元距離が  $7.0$  付近まで計測した。増速側では、流れの乱れが弱く、円柱表面付近のみ流れの乱れが卓越するため、Y 方向の無次元距離が  $2.0$  付近までは細かく計測し、Y 方向の無次元距離が約  $4.0$  付近まで計測を実施した。流速は  $0.30 \sim 0.45 \text{m/s}$ （レイノルズ数  $Re: 4.5 \times 10^4 \sim 6.8 \times 10^4$ ）の範囲に設定した。



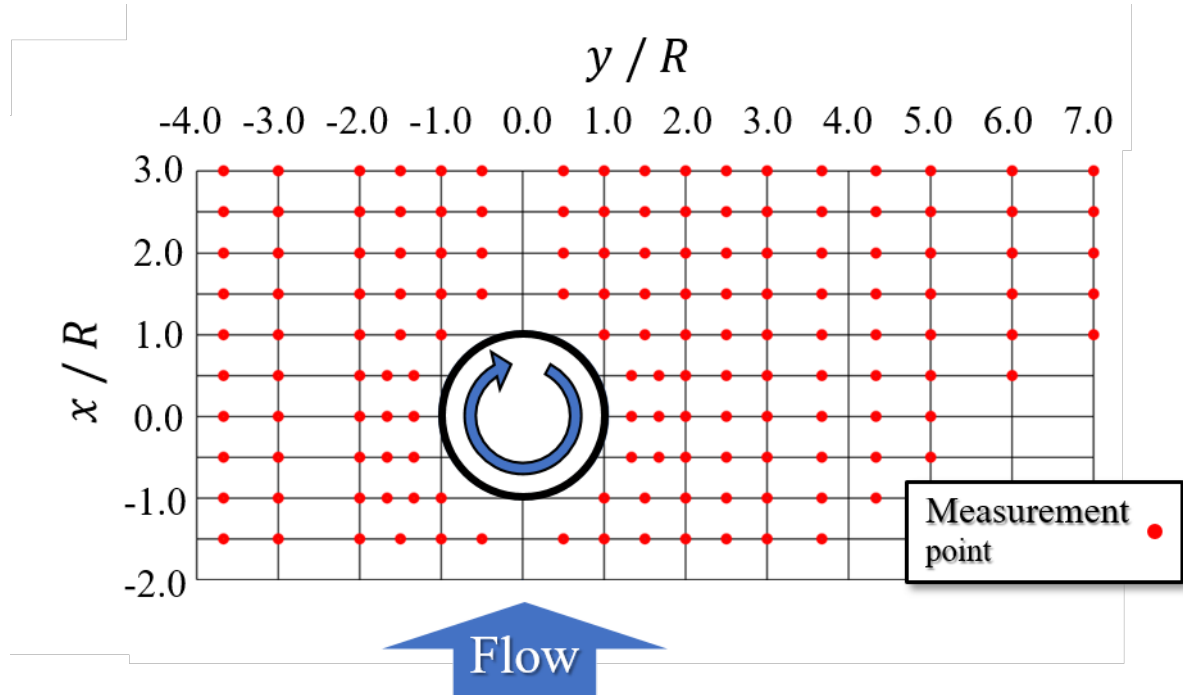


Fig. 4-6 Schematic diagram of flow velocity measurement points

(c) 円柱周囲の流速場の計測（ハイスピードカメラ）

Fig. 4-7 にハイスピードカメラによる流速場の撮影領域の概要図を示す。流速場の撮影は、水槽にトレーサー粒子を投入し、レーザー発振器から照射したレーザーシートでトレーサー粒子を反射させることで動画撮影を実施した。また、防水ケースにハイスピードカメラを入れることで、直接水の中から流速場を撮影した。ハイスピードカメラでは一気に全領域を計測することはできないため、上流増速側、上流減速側、下流増速側、下流減速側の4つの領域に分けて撮影を実施した。撮影した動画は画素数  $1024 \times 1280$ 、 $200\text{fps}$  である。レーザーシートは、実験水槽側面のガラス面越しで水槽内に照射した。出来る限り広範囲の流速場の撮影を行うために、レーザーシートは水槽底面から  $0.16\text{m}$  の位置に照射した (Fig. 4-8)。実験に使用したトレーサー粒子は、三菱ケミカル株式会社製の DIAION™ HP20 である (Fig. 4-9)。粒子密度は  $1.01\text{g/mL}$ 、含水率は  $55 \sim 65\%$ 、有効粒径は  $0.25\text{mm}$ 、均一係数は最大で  $1.6$  である。トレーサー粒子と水の流体密度はほぼ同じであるため、水槽内でトレーサー粒子は均一に分布している (Fig. 4-10)。流速は  $0.30 \sim 0.45\text{m/s}$  (レイノルズ数  $Re: 4.5 \times 10^4 \sim 6.8 \times 10^4$ ) の範囲で計測を実施した。



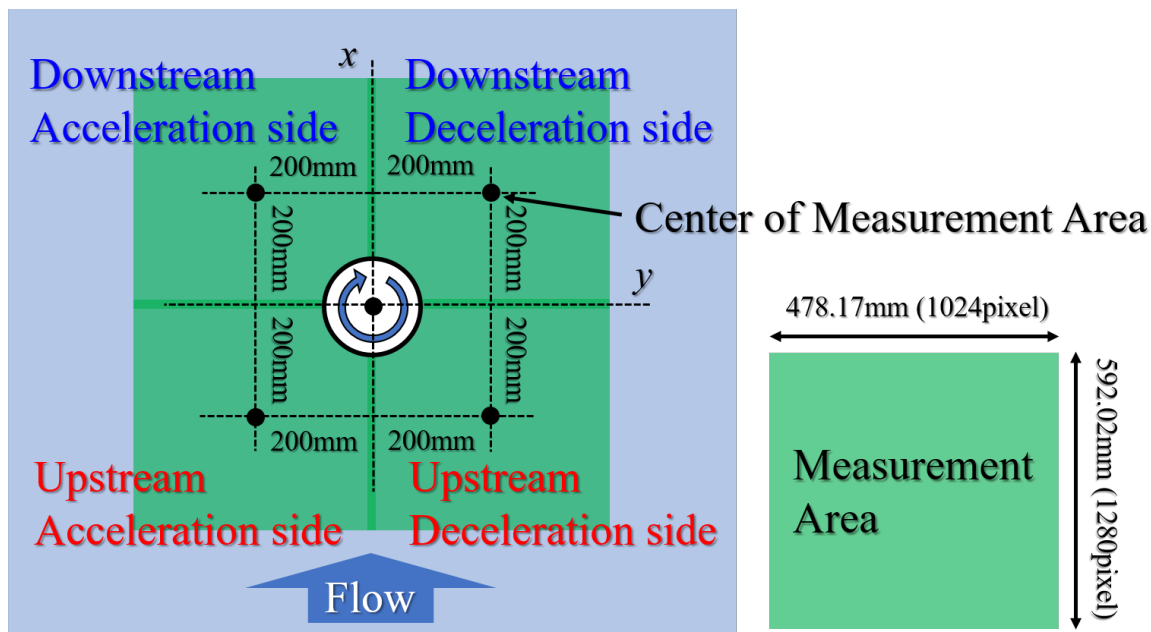


Fig. 4-7 Measurement range of flow field by high-speed camera

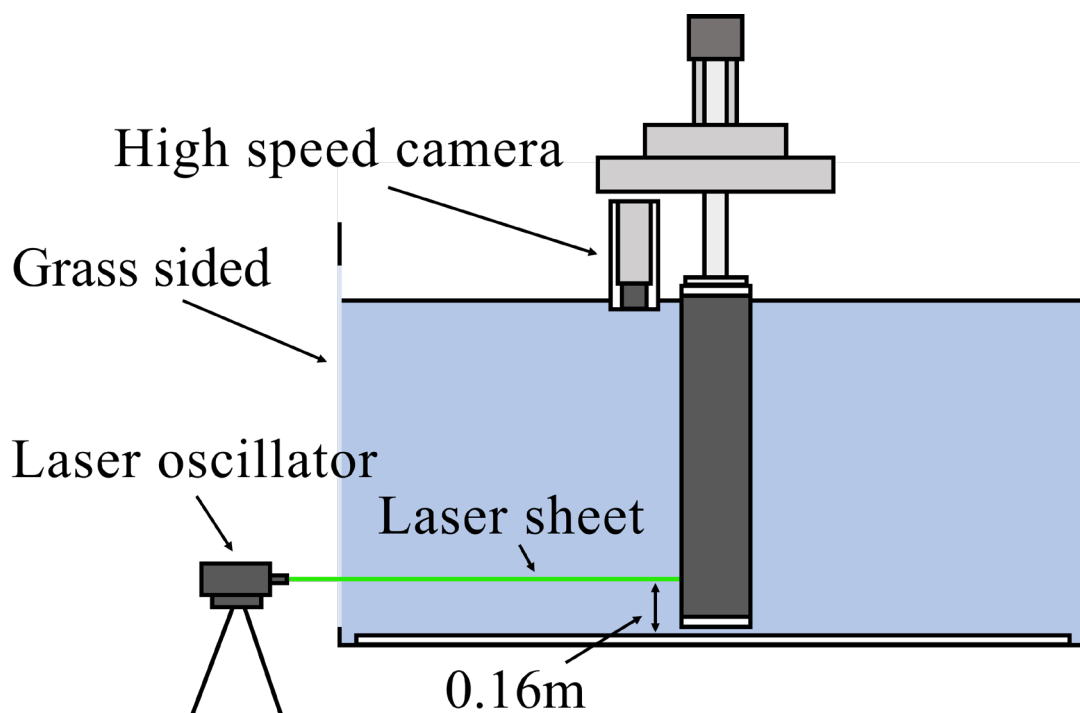


Fig. 4-8 Laser sheet installation position



**Fig. 4-9 DIAION™ HP20 manufactured by Mitsubishi Chemical Corporation**



**Fig. 4-10 Tracer particles filling the experimental water tank**

#### 4-2-5 解析方法

第3章と同様に、流速の平均成分と単位面積・単位時間の運動量輸送量を示すレイノルズ応力のせん断応力成分の $\tau_{\theta r}$ を用いて考察を行う。静水中における計測では、流れに対して直交方向のみ計測を実施していたため、 $v_x$ を $v_\theta$ 、 $v_y$ を $v_r$ にそのまま置き換えた。しかし、一様流れにおける計測では、円柱周囲の流速場の計測を実施したため、計測した $v_x$ と $v_y$ を極座標系に変換し、 $v_\theta$ と $v_r$ を算出してレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ を求める必要がある。円柱周方向の流速 $v_\theta$ は(4-1)式、円柱半径方向の流速 $v_r$ は(4-2)式を用いて算出した。

$$v_\theta = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} \sin(\pi/2 + \varphi - \theta) \quad (4-1)$$

$$v_r = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} \cos(\pi/2 + \varphi - \theta) \quad (4-2)$$

$\varphi$ は流れ方向の流速 $v_x$ と流れに対して直交方向の流速 $v_y$ のなす角、 $\theta$ は円柱中心から計測点の座標とのなす角（円柱後方を $0^\circ$ とした場合）である。概要図をFig. 4-11に示す。第3章2節5項でも述べた通り、 $v_\theta$ は円柱の回転方向、 $v_r$ は円柱中心から遠ざかる方向を正とした。

ハイスピードカメラで撮影した流速場は、動画を1フレームごとに分解し、粒子画像を透過させ重ね合わせることで流線として表示可視化した。

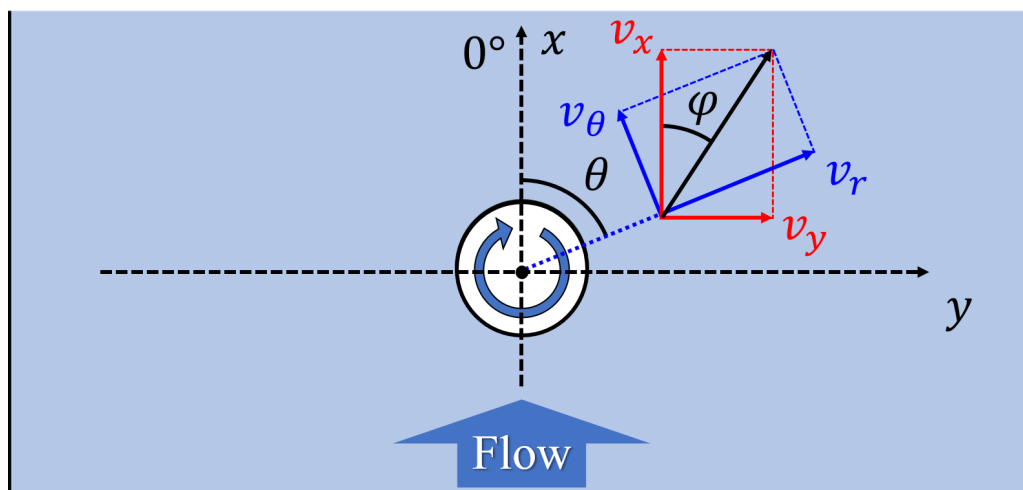


Fig. 4-11 Schematic diagram of coordinate transformation of flow velocity

## 4-3 実験結果および考察

### 4-3-1 円柱周囲の流速場の流線の可視化

まず初めに，回転円柱周囲の流速場の様子について述べる。Fig. 4-12 ～ Fig. 4-21 は，回転比 $\alpha$ が 0.00～7.94 の範囲における回転円柱周囲の流線の可視化画像である。本結果は代表流速 0.3m/s（レイノルズ数 $Re = 0.5 \times 10^5$ ）のケースである。流線が長い直線で表されている箇所は流れの乱れが弱く，点や短い線で表されている箇所は流れの乱れが強い領域である。本結果は 1 秒間のデータを重ね合わせて作成している。また，上流増速側，上流減速側，下流増速側，下流減速側と 4 つの領域に分割して計測を実施している。そのため，時間変化による非定常的な流速場の傾向の変化については追えていないことに注意したい。

回転比 $\alpha$ が 0.00 では，流体の渦放出特性によって円柱後方に後流が形成されており，その様子が流線の画像からも確認できる。回転比 $\alpha$ が 0.00～1.22 の範囲では，増速側における剥離点が円柱後方へ移動していることが確認できる。また，剥離点の移動に伴い徐々に後流の幅が狭まる。回転比 $\alpha$ が 1.83 付近に達すると，それまで乱れの弱かった減速側でも流れの乱れが広がっていることが確認でき，回転比が 4.28 付近までは徐々にその範囲を広げている。また，回転比が 0.00～1.22 の範囲で狭まっていた後流が広がり始める。回転比 $\alpha$ が 4.28 以降では，それまで見られていた流速場の大きな変化は見られなくなり，ほぼ一定の流速場の傾向を示す。

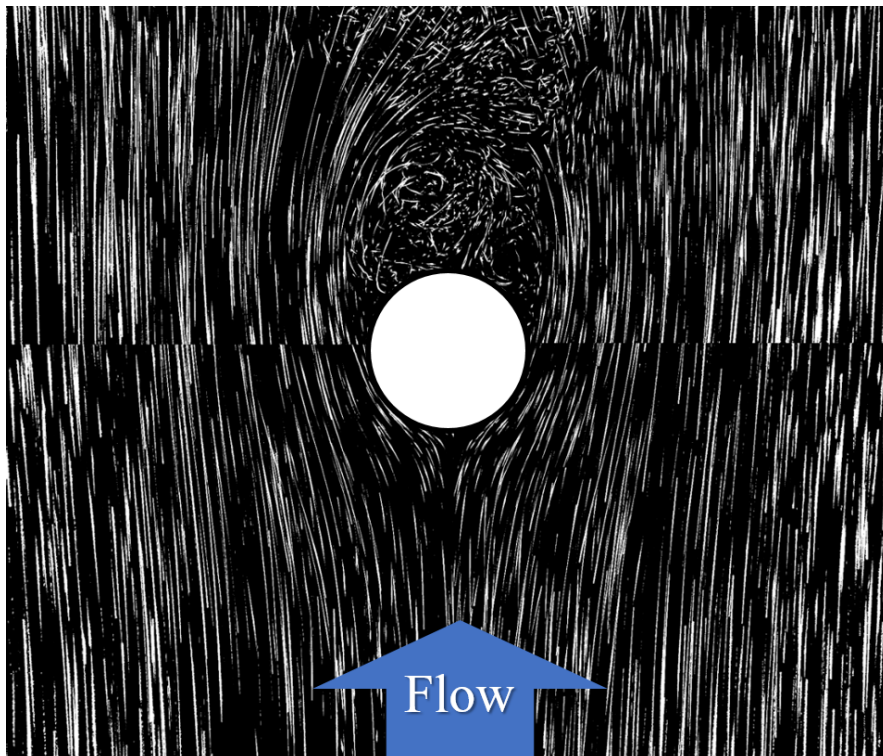


Fig. 4-12 Streamlines around a rotating cylinder ( $\alpha = 0.00$ )

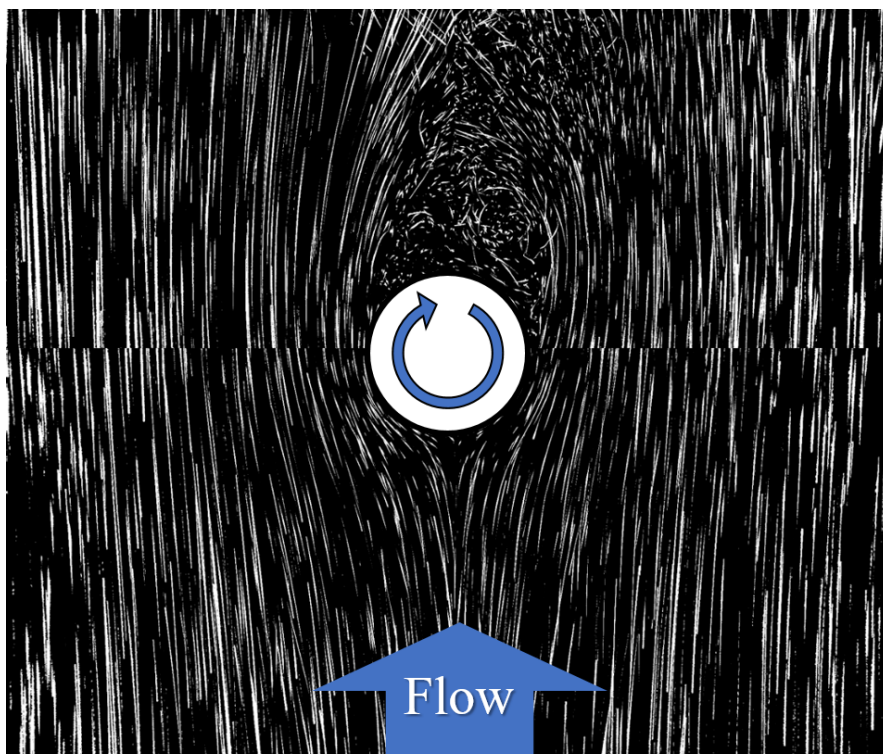


Fig. 4-13 Streamlines around a rotating cylinder ( $\alpha = 0.61$ )



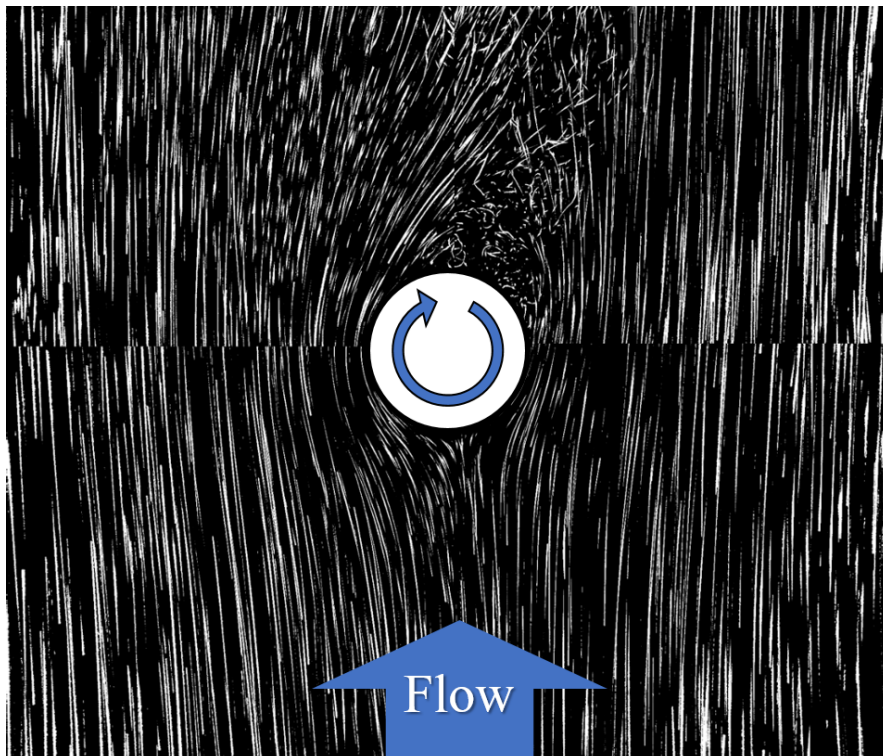


Fig. 4-14 Streamlines around a rotating cylinder ( $\alpha = 1.22$ )

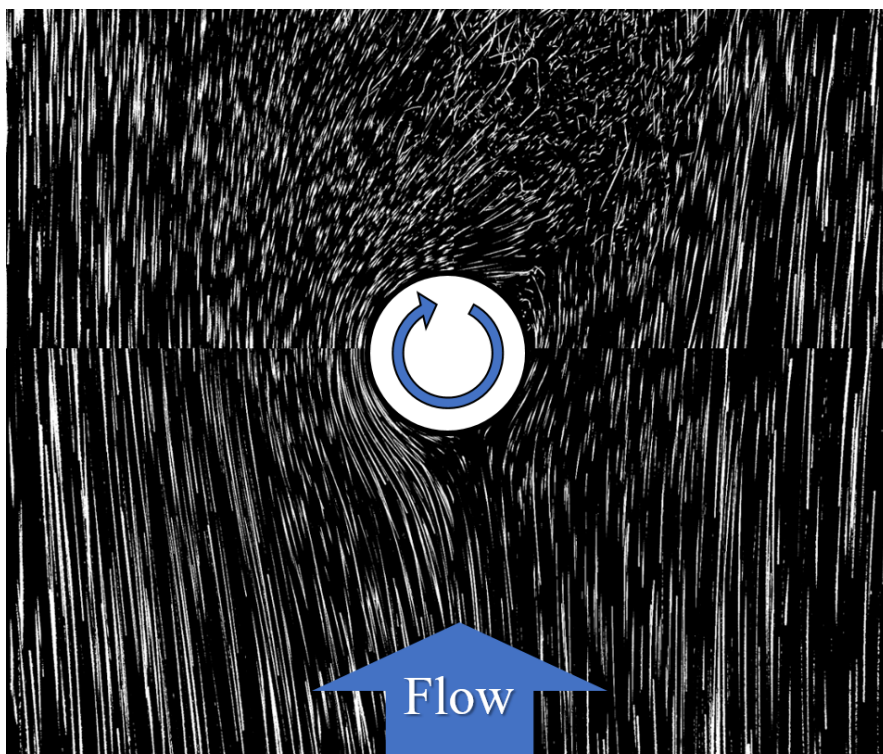


Fig. 4-15 Streamlines around a rotating cylinder ( $\alpha = 1.83$ )

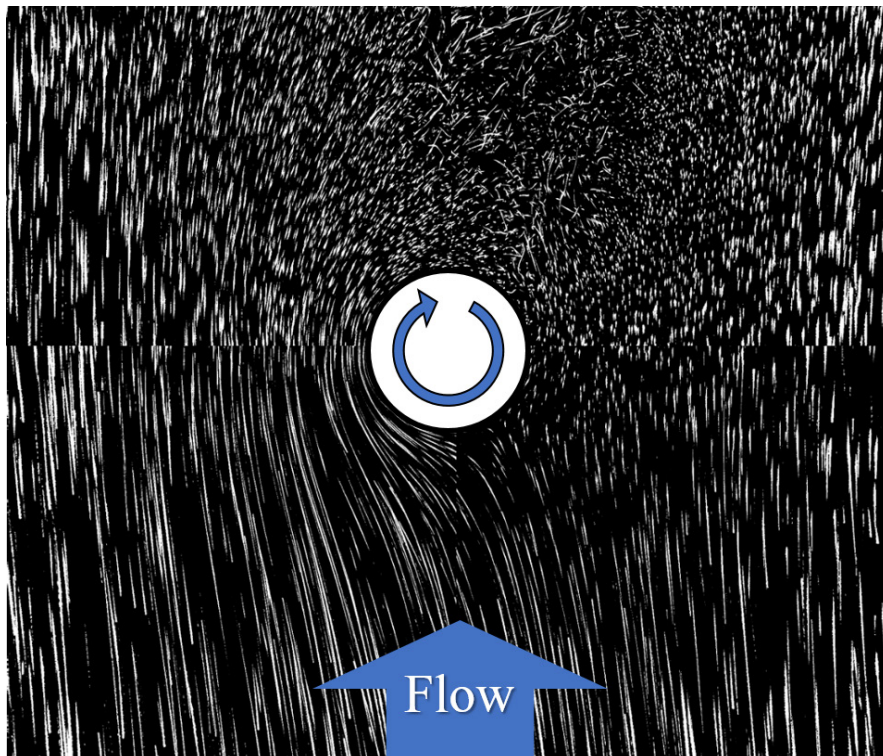


Fig. 4-16 Streamlines around a rotating cylinder ( $\alpha = 3.05$ )

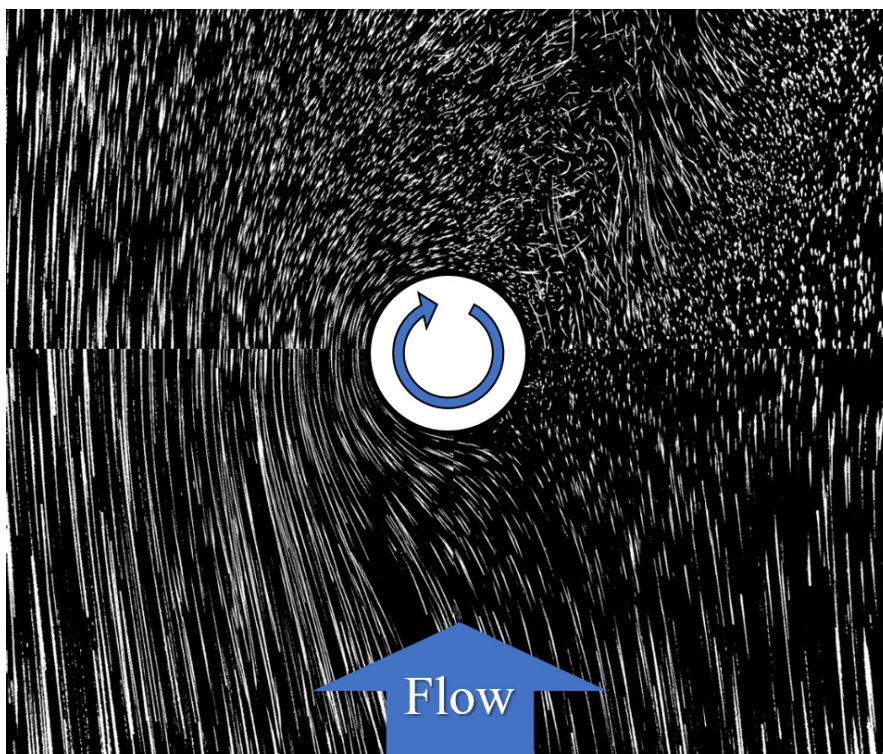


Fig. 4-17 Streamlines around a rotating cylinder ( $\alpha = 4.28$ )



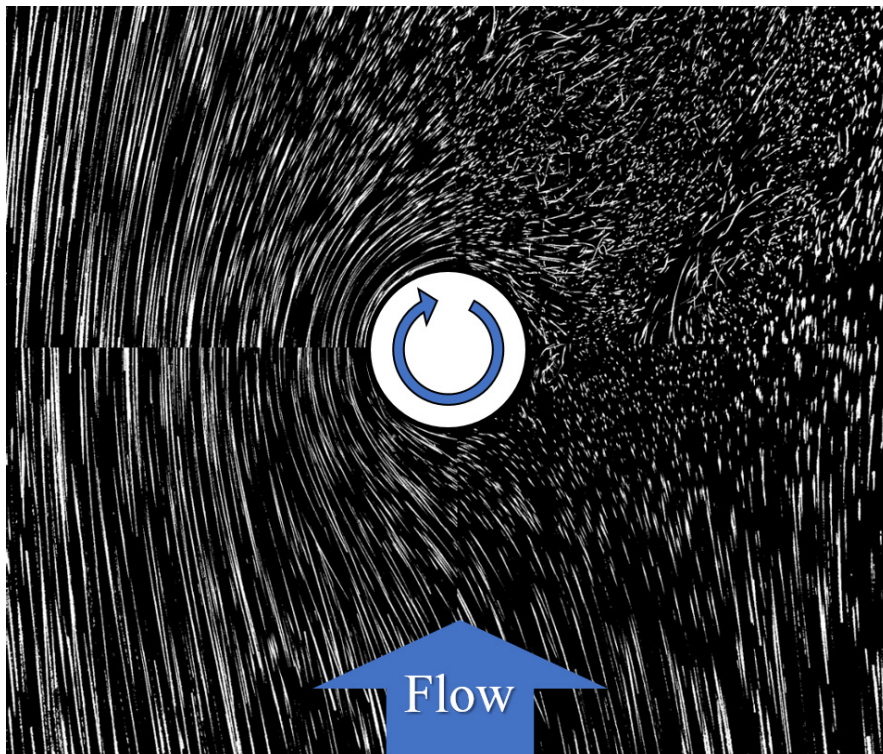


Fig. 4-18 Streamlines around a rotating cylinder ( $\alpha = 5.50$ )

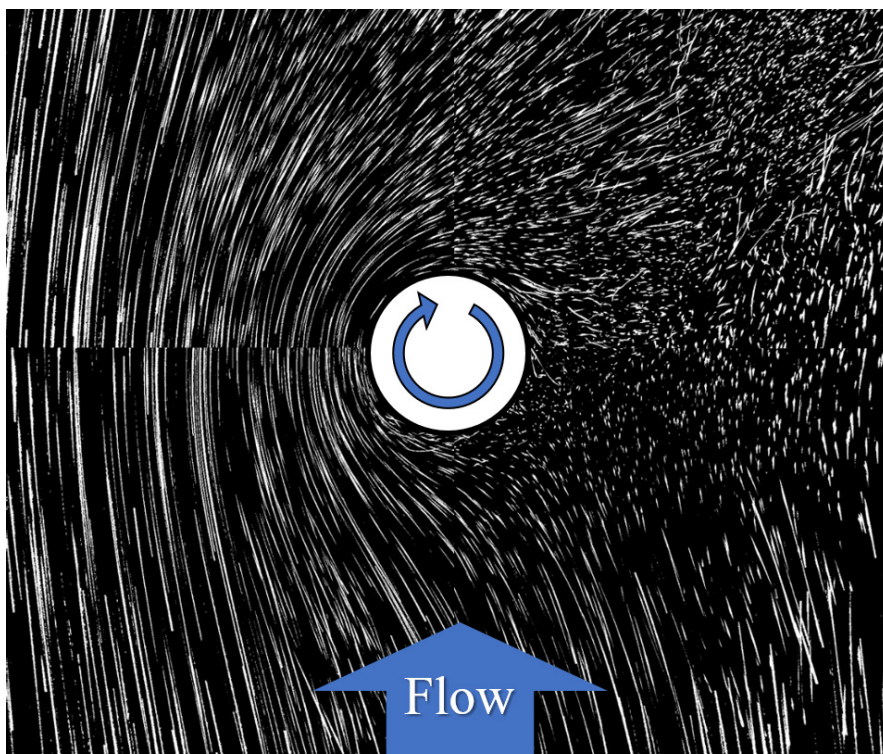


Fig. 4-19 Streamlines around a rotating cylinder ( $\alpha = 6.11$ )



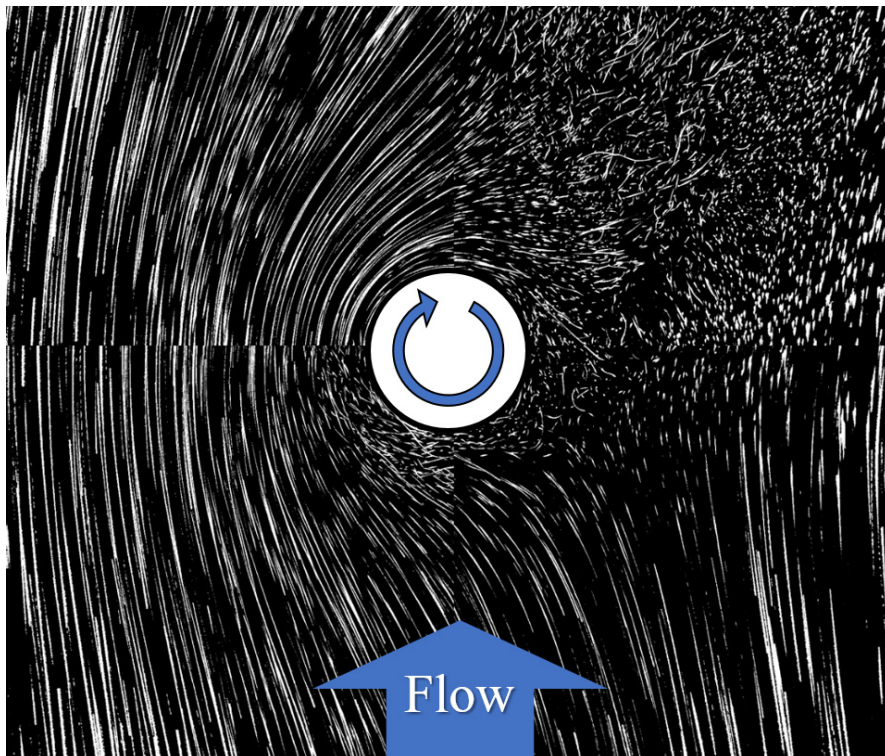


Fig. 4-20 Streamlines around a rotating cylinder ( $\alpha = 7.33$ )

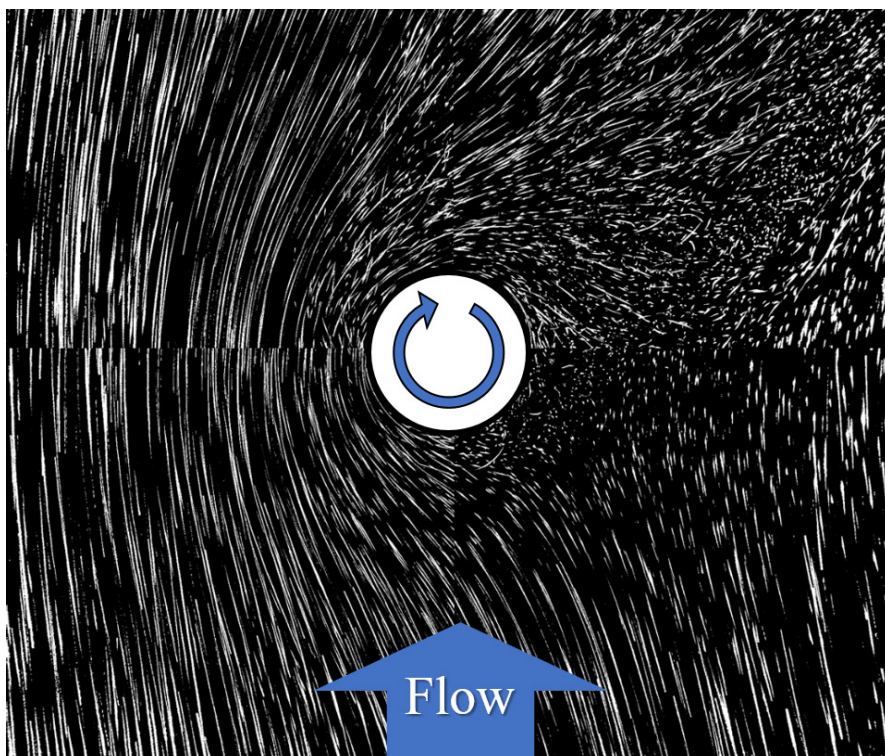


Fig. 4-21 Streamlines around a rotating cylinder ( $\alpha = 7.94$ )

### 4-3-2 円柱周囲の流れ方向（ $x$ 軸方向）の流速分布

次に、回転円柱周囲の流速場を流速計で計測した結果を示す。Fig. 4-22 ~ Fig. 4-31 は、回転比  $\alpha$  が 0.00 ~ 7.94 の範囲における円柱周囲の流れ方向の流速  $v_x$  のコンター図である。流れ方向に流れている場合は赤、流れ方向に対して逆流している場合は青を示す。 $x$  軸と  $y$  軸の座標はそれぞれ円柱の半径で除した無次元量である。本結果は代表流速 0.3m/s のケースである。回転比  $\alpha$  が 0.00 ~ 1.22 の範囲では、流線の可視化画像と同様に、増速側の剥離点が円柱後方へ移動していることが確認できる。減速側では増速側と異なり、流速分布はあまり変化せず、剥離点の移動も見られない。また、流速が著しく低下する領域である後流は、回転比  $\alpha$  の増加に伴い狭まる傾向を示す。回転比  $\alpha$  が 1.22 ~ 3.05 の範囲では、それまで変化が見られなかった減速側で円柱の回転影響が表れ始め、回転比  $\alpha$  の増加に伴い減速側の剥離点が円柱前方へ移動する。そして、それまで狭まっていた後流の幅が広がり、増速側と減速側の流速差が大きくなる。回転比  $\alpha$  が 4.28 以降になると、減速側の円柱表面付近の流れは逆流し始め、円柱周囲を循環するような流れ場を形成する。そのような流速場の状態になると、計測範囲全体の流速の変化があまり見られなくなる。

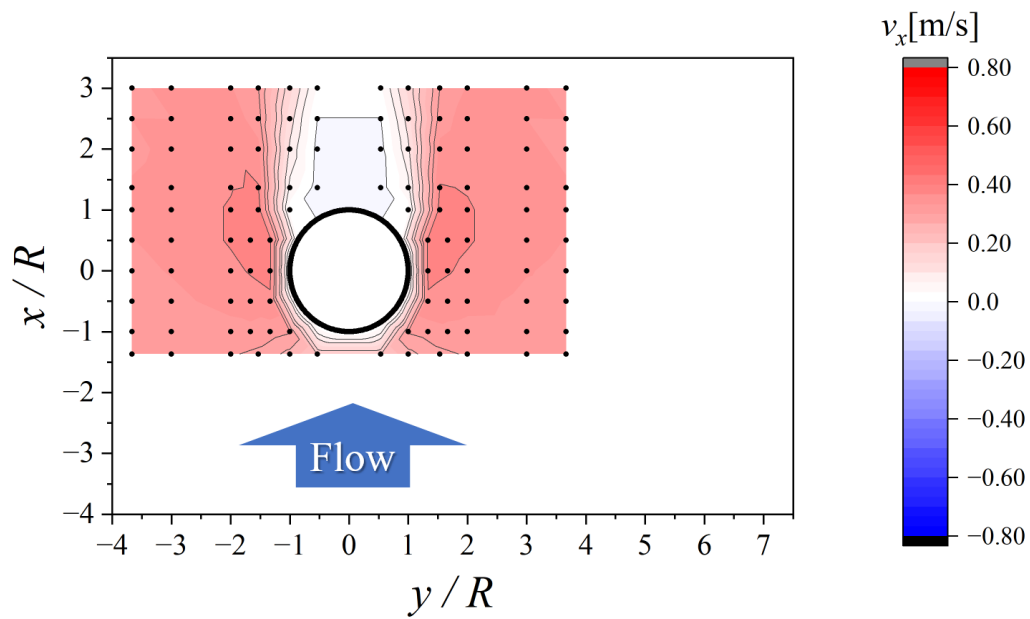


Fig. 4-22 Contour plot of circumferential flow velocity around a cylinder ( $\alpha = 0.00$ )

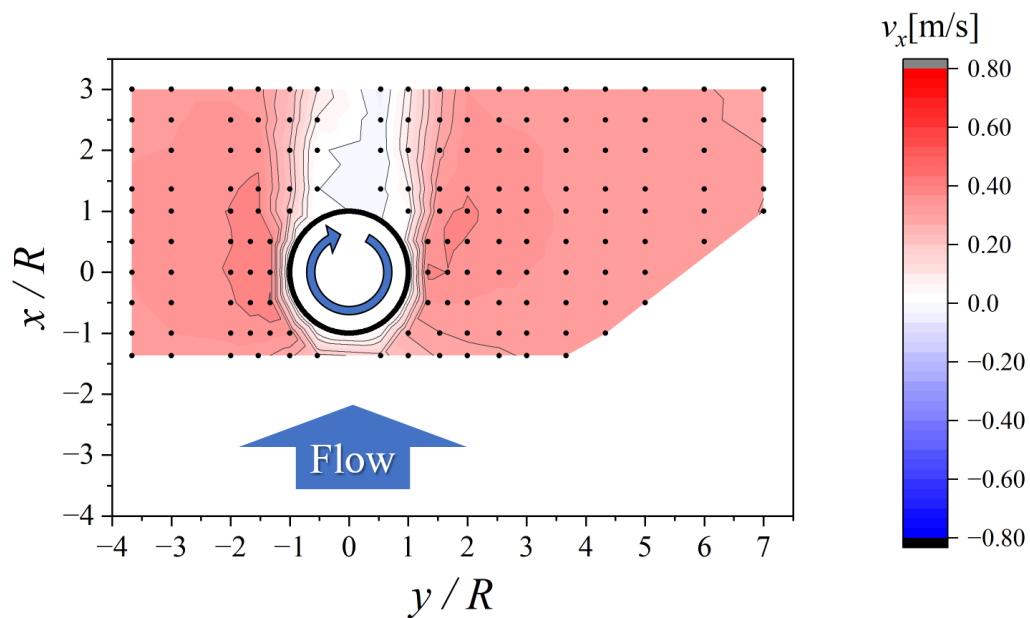
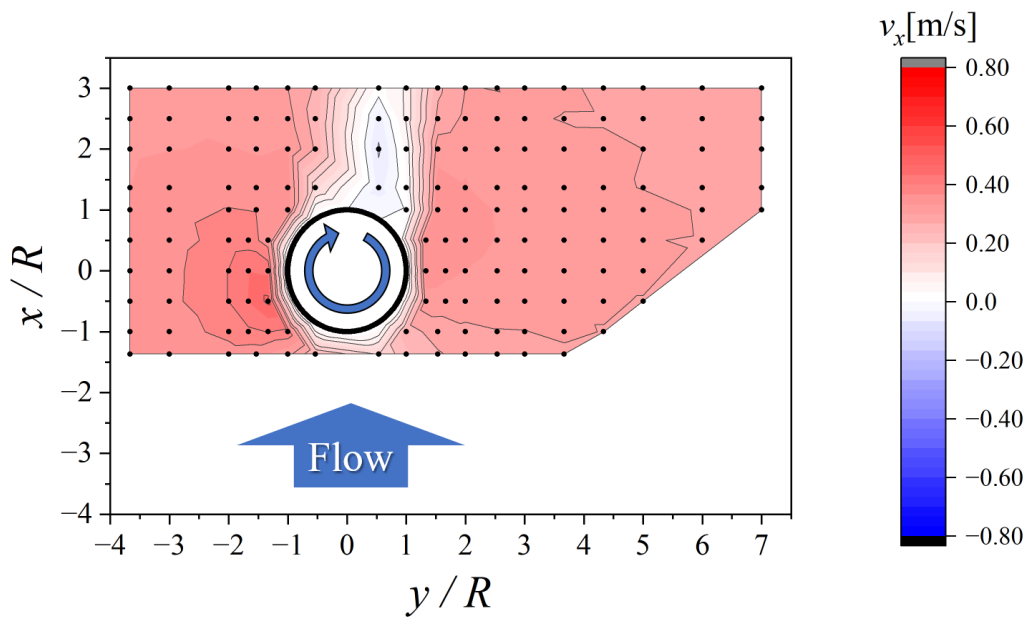
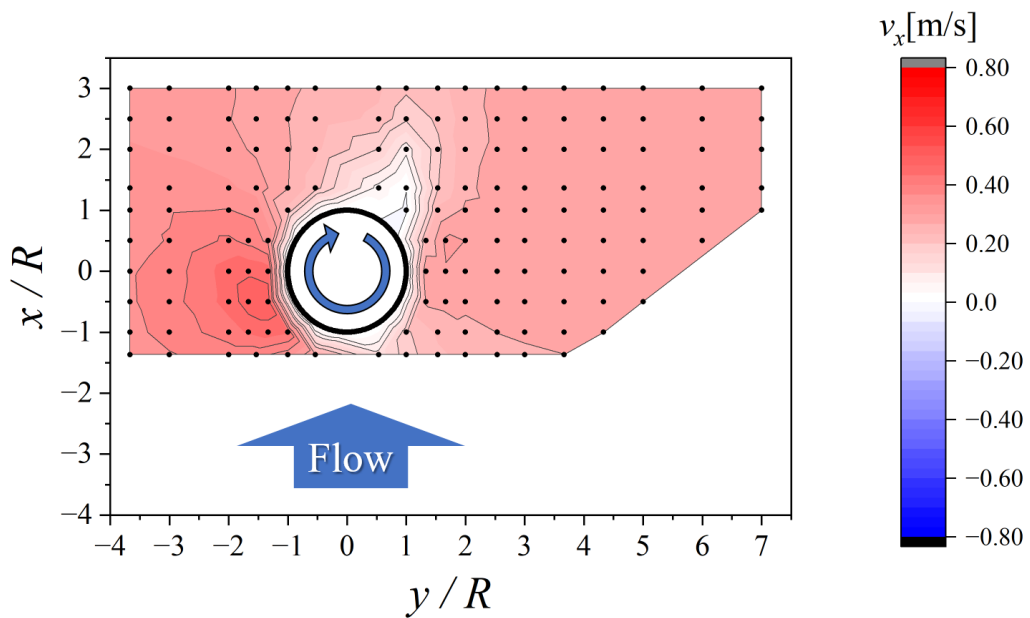


Fig. 4-23 Contour plot of circumferential flow velocity around a cylinder ( $\alpha = 0.61$ )



**Fig. 4-24** Contour plot of circumferential flow velocity around a cylinder ( $\alpha = 1.22$ )



**Fig. 4-25** Contour plot of circumferential flow velocity around a cylinder ( $\alpha = 1.83$ )

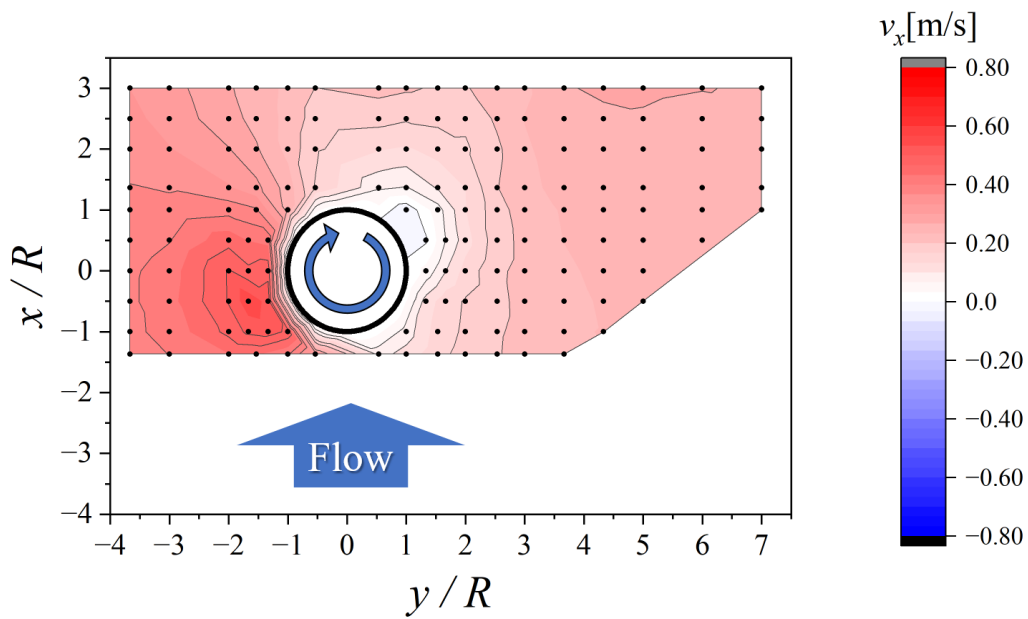


Fig. 4-26 Contour plot of circumferential flow velocity around a cylinder ( $\alpha = 3.05$ )

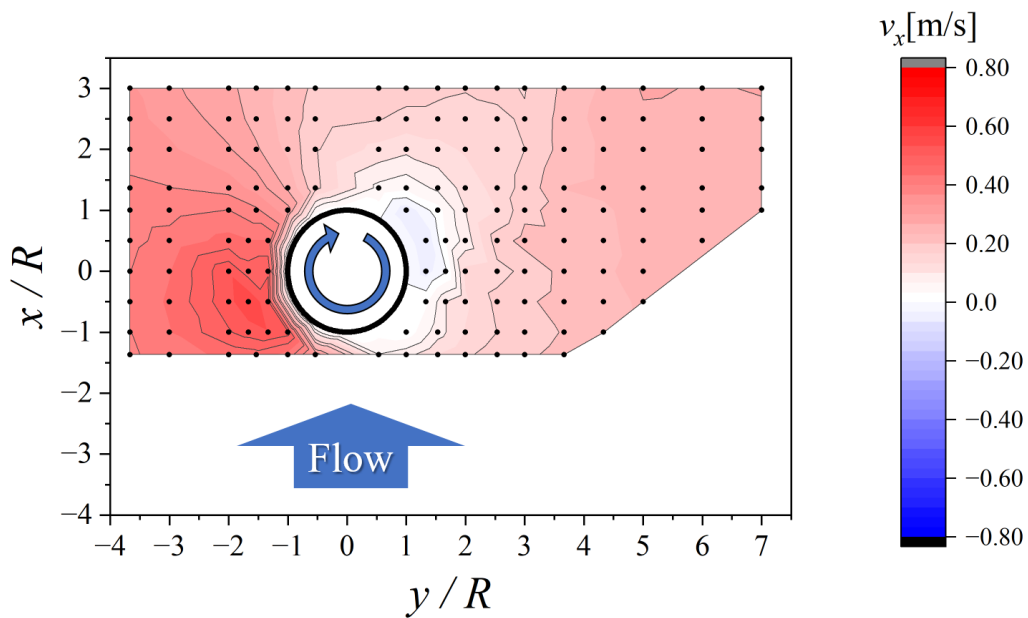
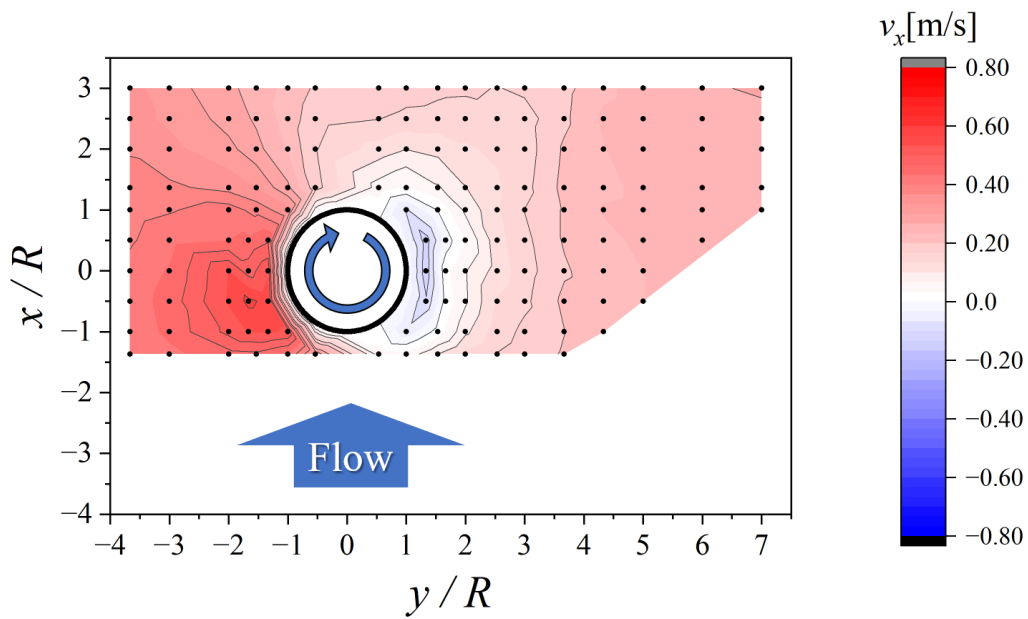
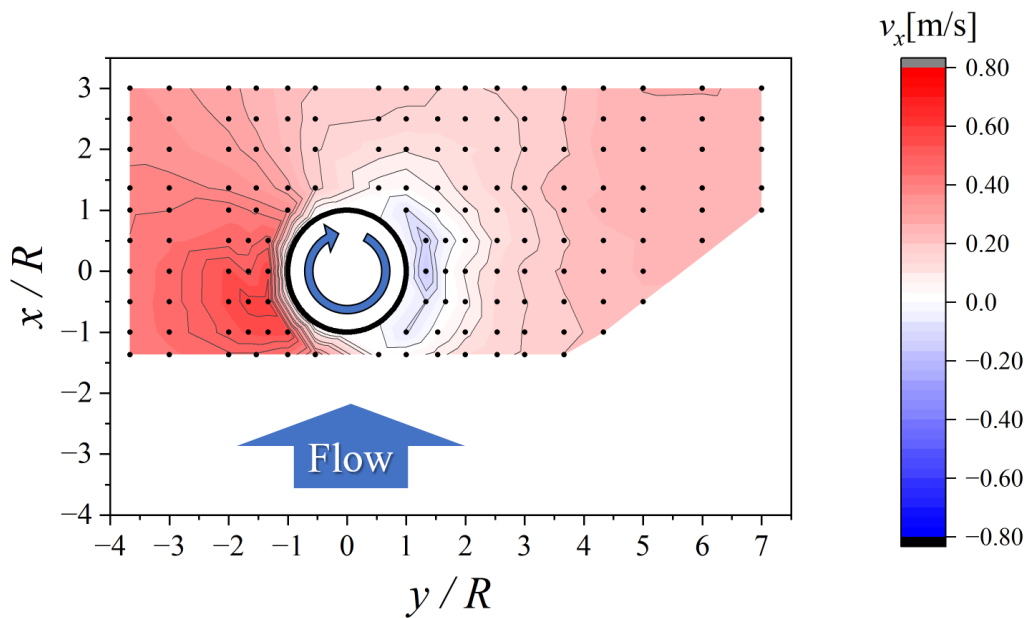


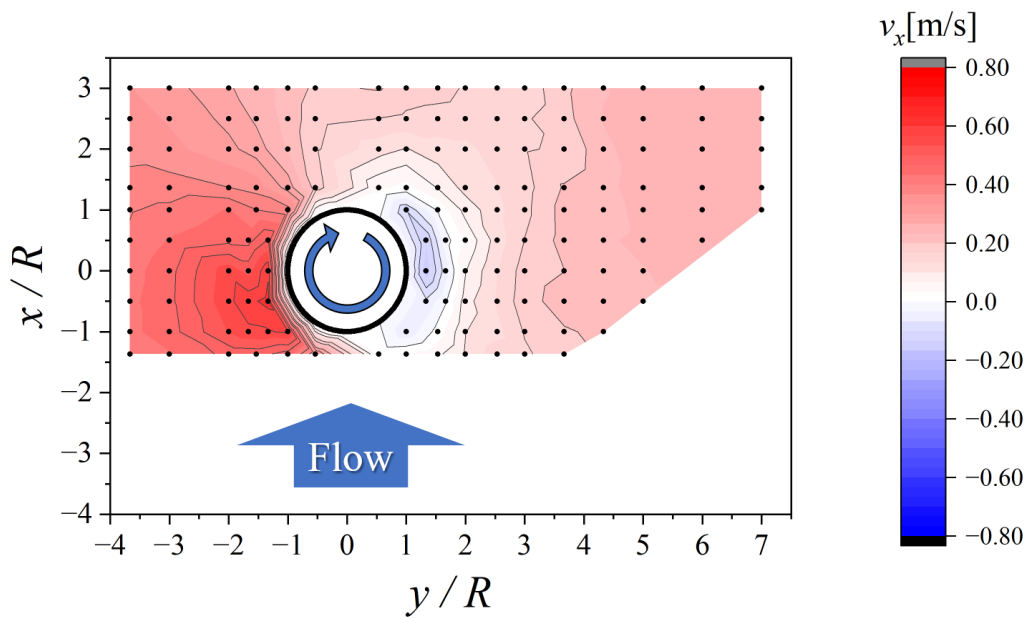
Fig. 4-27 Contour plot of circumferential flow velocity around a cylinder ( $\alpha = 4.28$ )



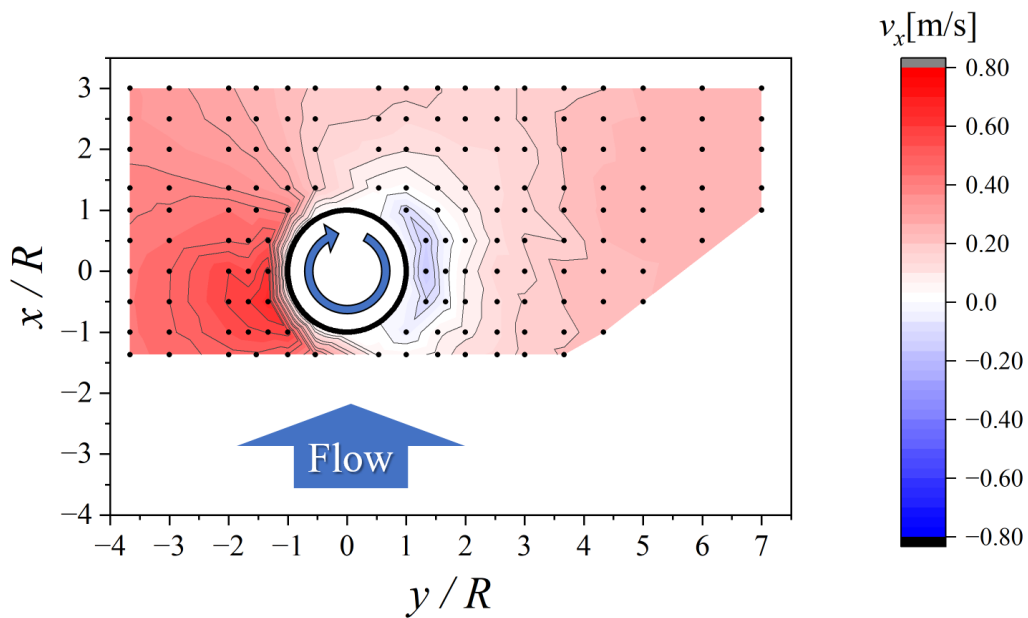
**Fig. 4-28** Contour plot of circumferential flow velocity around a cylinder ( $\alpha = 5.50$ )



**Fig. 4-29** Contour plot of circumferential flow velocity around a cylinder ( $\alpha = 6.11$ )



**Fig. 4-30** Contour plot of circumferential flow velocity around a cylinder ( $\alpha = 7.33$ )



**Fig. 4-31** Contour plot of circumferential flow velocity around a cylinder ( $\alpha = 7.94$ )

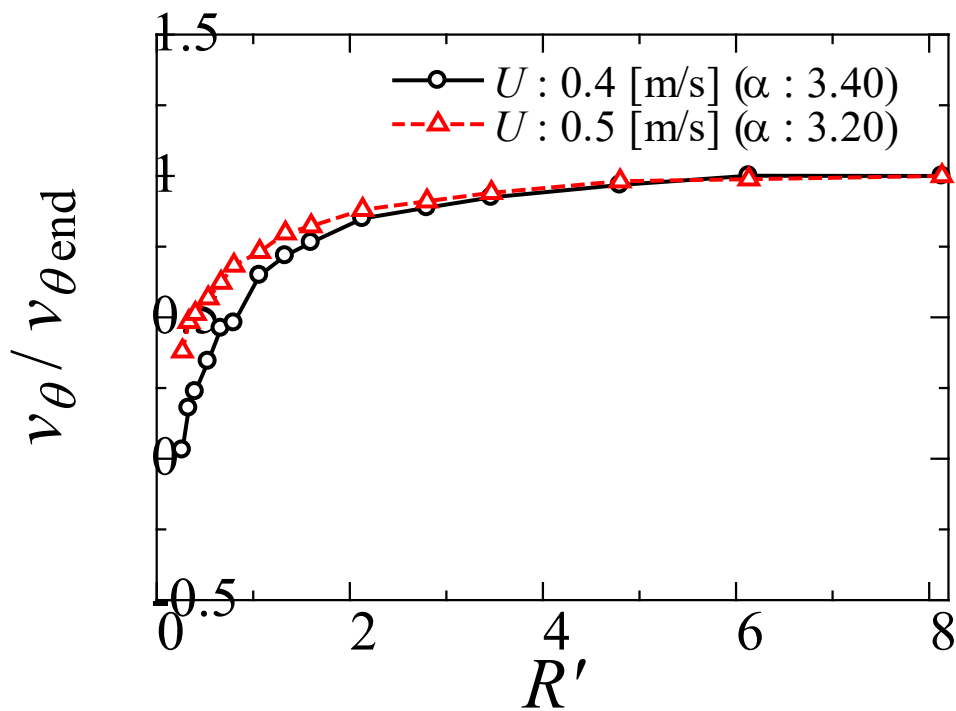
### 4-3-3 代表流速の違いによる影響

第4章3節3項，第4章3節4項，第4章3節5項では，より細かい刻み幅で計測を実施した円柱中心から流れに対して直交方向 ( $x/R = 0$ ) の流速分布の実験結果を用いて，詳細な流速分布の特性について考察を行う。代表流速が異なることによる影響について調査を行う。Fig. 4-32 と Fig. 4-33 に，代表流速  $U$  が 0.4 m/s, 0.5 m/s における円柱周方向の流速と無次元距離  $R'$  の関係を示す。Fig. 4-32, Fig. 4-33 共に，(a) は減速側，(b) は増速側の流速分布である。縦軸は，円柱周方向の流速  $v_\theta$  を円柱表面から最も離れた位置の計測点における流速  $v_{\theta end}$  を用いて除した無次元量である。Fig. 4-32 は回転比  $\alpha$  が 3.30 付近における無次元流速，Fig. 4-33 は回転比  $\alpha$  が 5.60 付近における無次元流速である。回転比  $\alpha$  は円柱表面周速  $U_R$  と代表流速  $U$  の比であり，(4-3) 式で定義される。

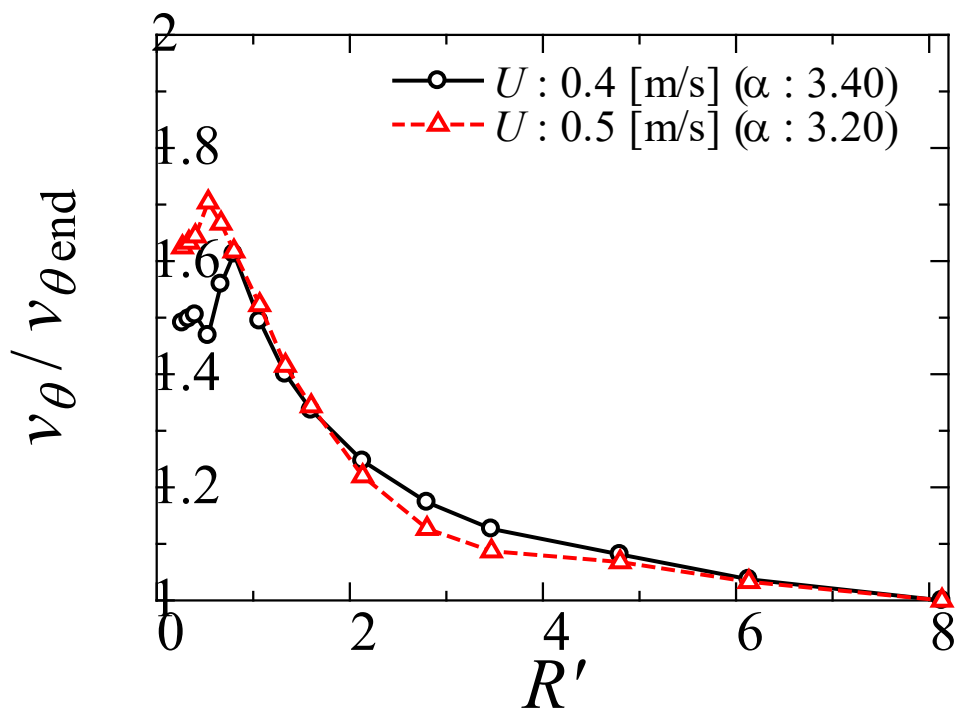
$$\alpha = \frac{U_R}{U} \quad (4-3)$$

回転比  $\alpha$  が 3.30 では，円柱表面近傍の流速分布に多少の差が確認できるものの，それ以降の無次元距離  $R'$  ではほぼ同様の流速の大きさと傾向を示す。円柱表面近傍では円柱の回転による影響が強く，円柱表面周速  $U_R$  の差が表れていると推定される。また，計測したケースの関係上，同じ回転比  $\alpha$  で比較を行うことが出来ないため，回転比  $\alpha$  の違いによる微小な差が見られる。回転比  $\alpha$  が 5.60 においても，円柱表面近傍では微小の差が見られるものの，流速分布全体としては顕著な差は見られない。このことから，流れ中における回転円柱周りの流速場は，代表流速  $U$  の違いによる流速分布の顕著な差は見られず，回転比  $\alpha$  ごとに評価できることを示した。



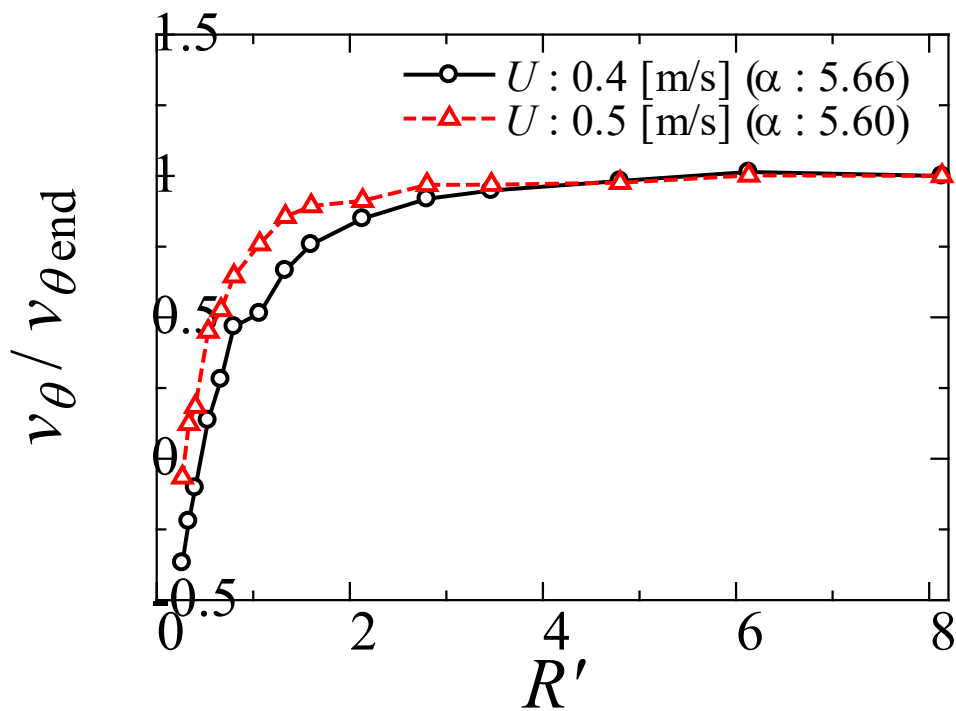


(a) Deceleration side

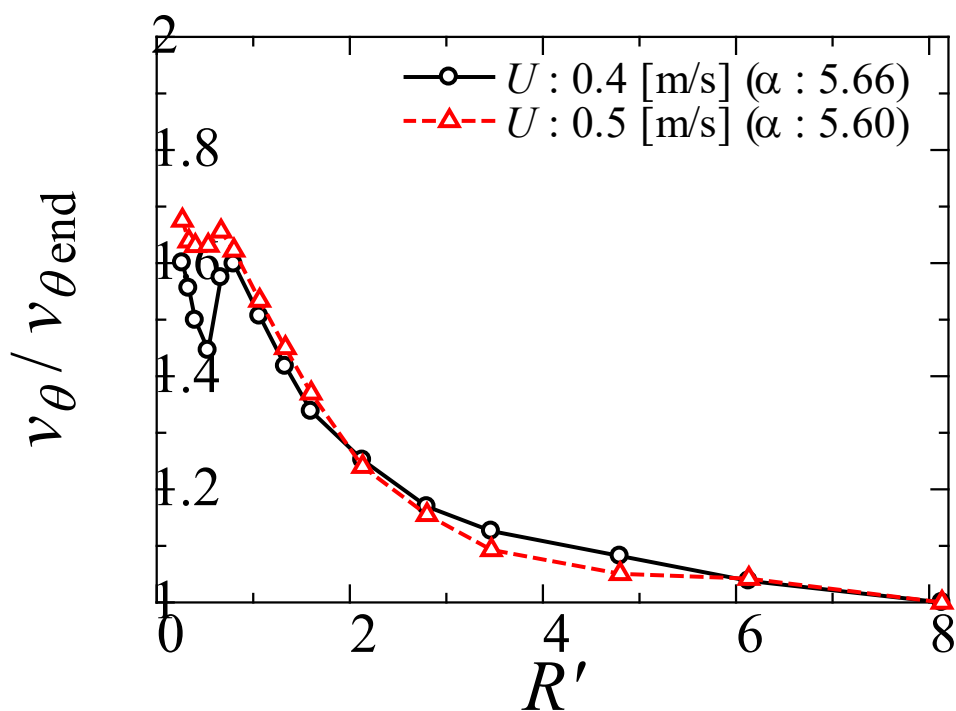


(b) Acceleration side

Fig. 4-32 Dimensionless velocities in the circumferential direction of the cylinder at a rotation ratio 3.30



(a) Deceleration side



(b) Acceleration side

Fig. 4-33 Dimensionless velocities in the circumferential direction of the cylinder at a rotation ratio 5.60

#### 4-3-4 円柱の回転が流速場に与える影響（減速側）

これまでに実施されてきた PIV や CFD による研究成果を見れば、粘性流体中における回転円柱周りの流速場は複雑なものとなっている。しかし、ポテンシャル理論において適用されてきた、一様流れ中の円柱周りの流速と静水中における回転円柱周りの流速を線形的に重ね合わせる考え方と、実際の流れ中における回転円柱周りの流速場の様子の違いに関する明確な議論は行われていない。そこで、静水中において円柱のみが回転している状態において計測した流速分布と一様流の流速分布を線形的に足し合わせた流速分布（※以下、Rotation only+Uniform flow）を用いて比較を行い、流れ中において円柱が回転している状態での流速分布（※以下、Rotating in the flow）との差から、流れ中における円柱の回転が流速分布に与える影響について考察した（Fig. 4-34）。

Fig. 4-35 ~ Fig. 4-42 は、回転比 $\alpha$ が 0.00~6.87 の範囲における減速側の計測結果である。(a) は円柱周方向の流速 $v_{\theta}$ 、(b) はレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ である。流速分布は、Rotation only+Uniform flow と Rotating in the flow の結果、レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ は Rotating in the flow のみの結果を示している。回転比 $\alpha$ が 0.98 では、Rotation only+Uniform flow, Rotating in the flow 共に大きな流速の差は見られない。しかし、回転比 $\alpha$ が大きくなるにつれて、Rotation only+Uniform flow と比べて Rotating in the flow の流速は全体的に減少する。また、円柱表面近傍では流速が大きく減少する。レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ に関して、回転比 $\alpha$ が 0.98 ~ 1.96 では大きな増加は見られない。しか

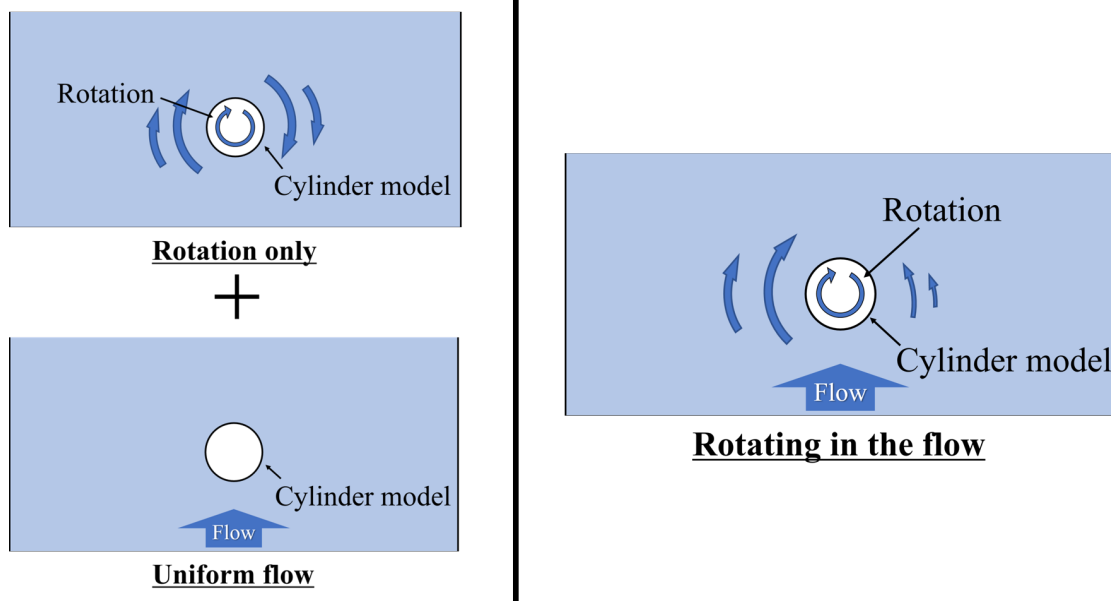
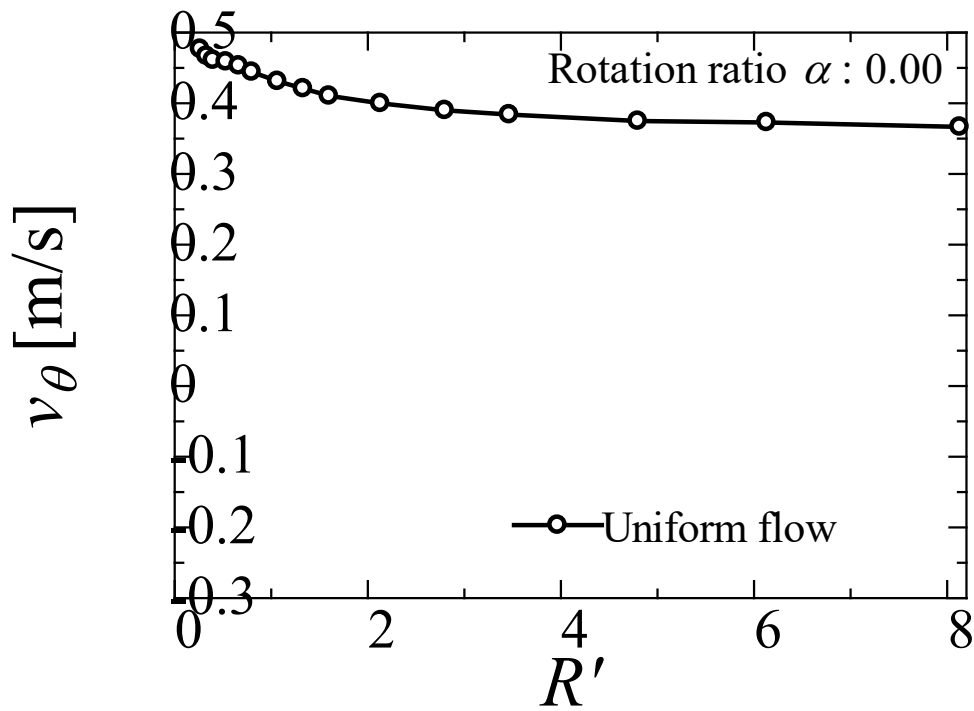
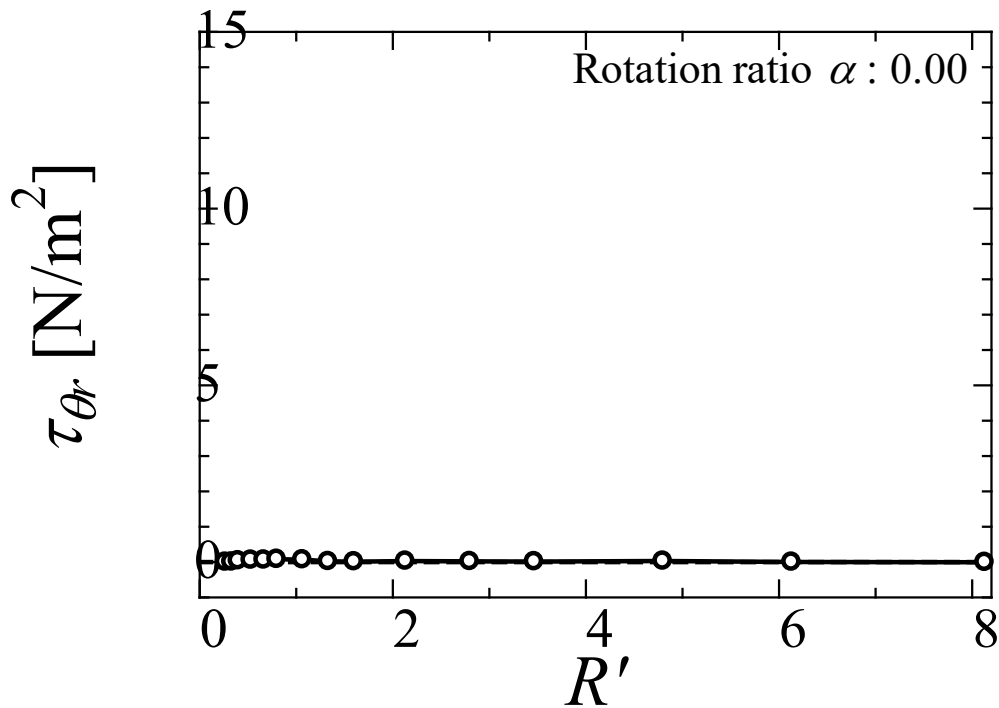


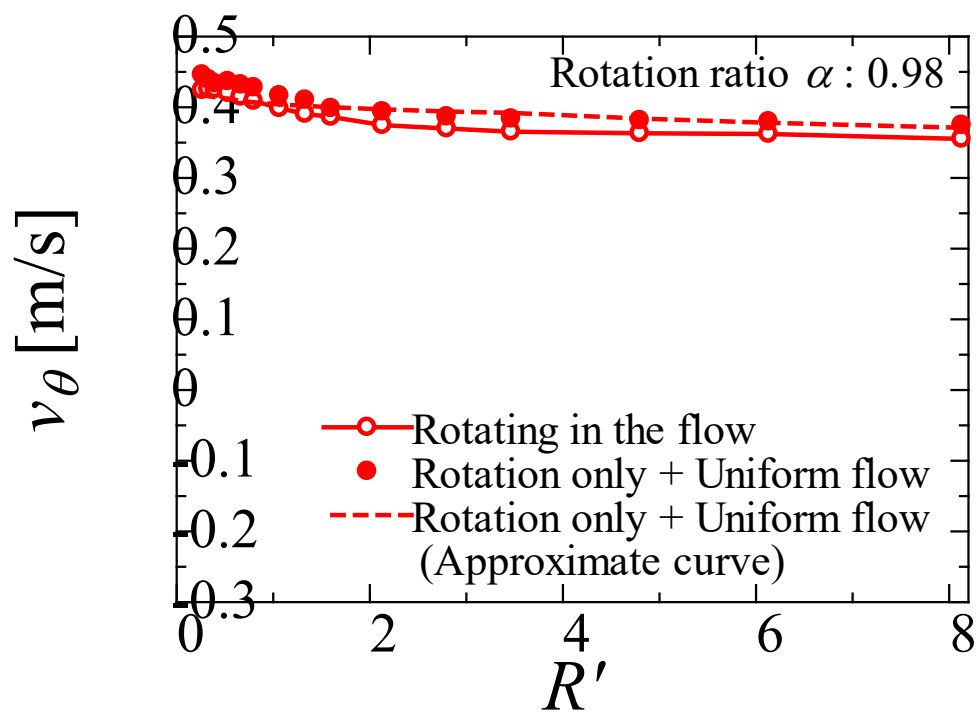
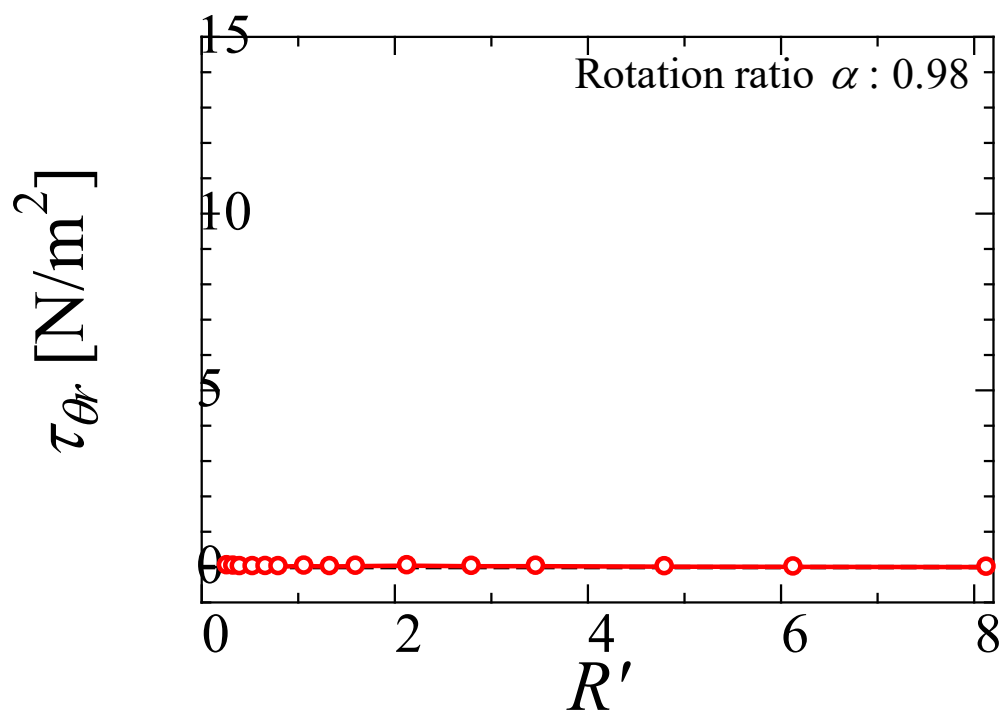
Fig. 4-34 Schematic diagram of Rotation only+Uniform flow and Rotating in the flow

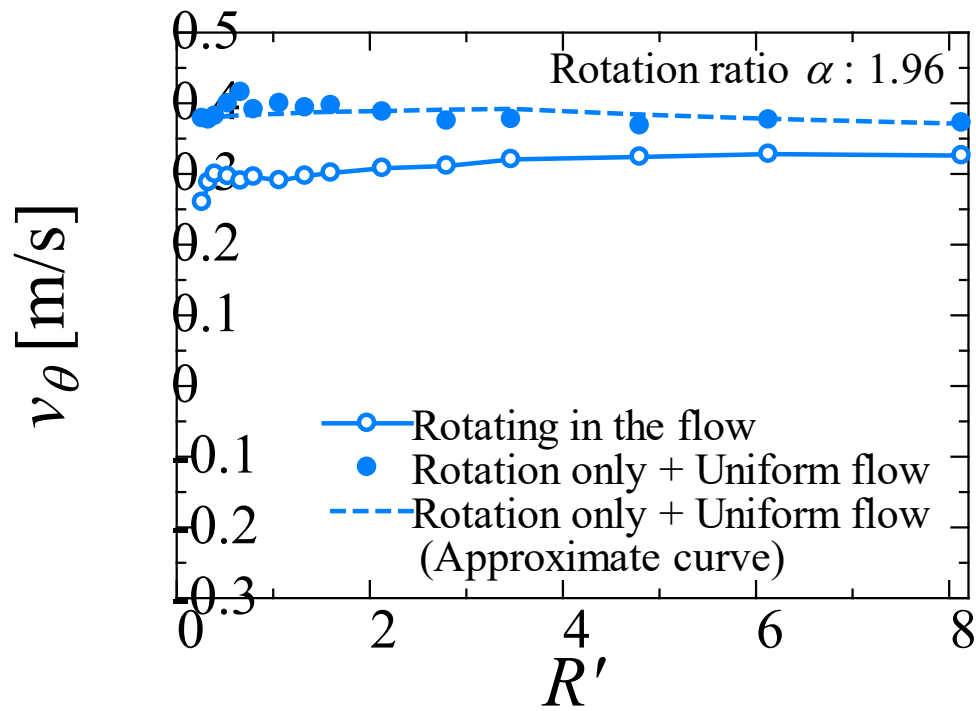
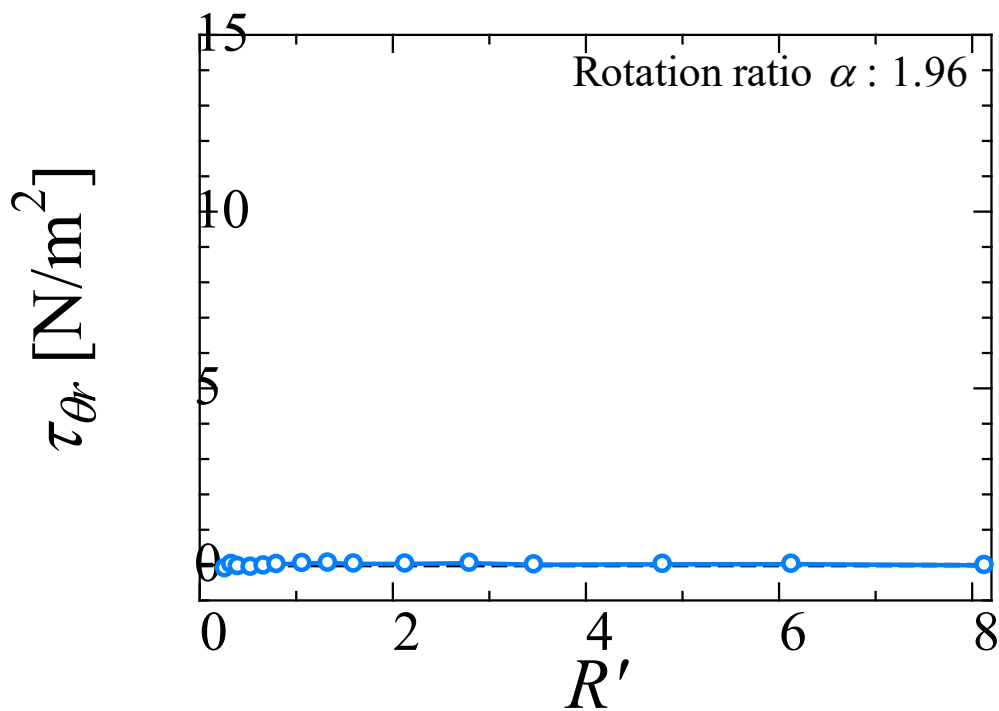
し、回転比 $\alpha$ が 2.95 以降は回転比 $\alpha$ が大きくなるにつれてレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ は増大し、無次元距離 $R'$ に対する分布を広げている。レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ は、(4-4)式に示す渦動粘性係数 $\nu_t$ と平均流速との勾配を用いて表現することが出来る。

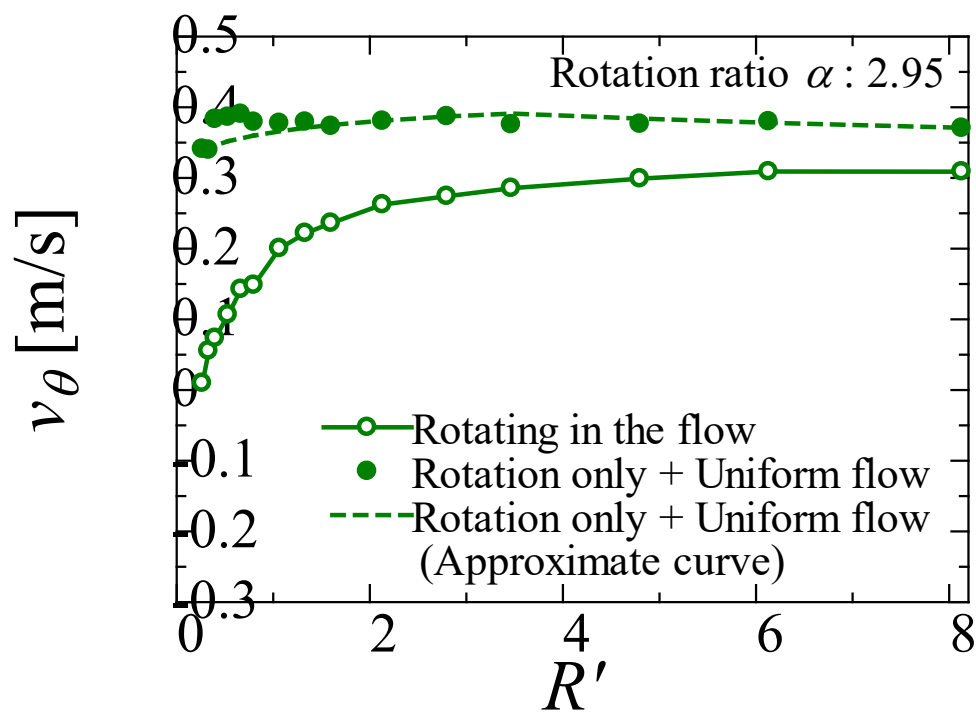
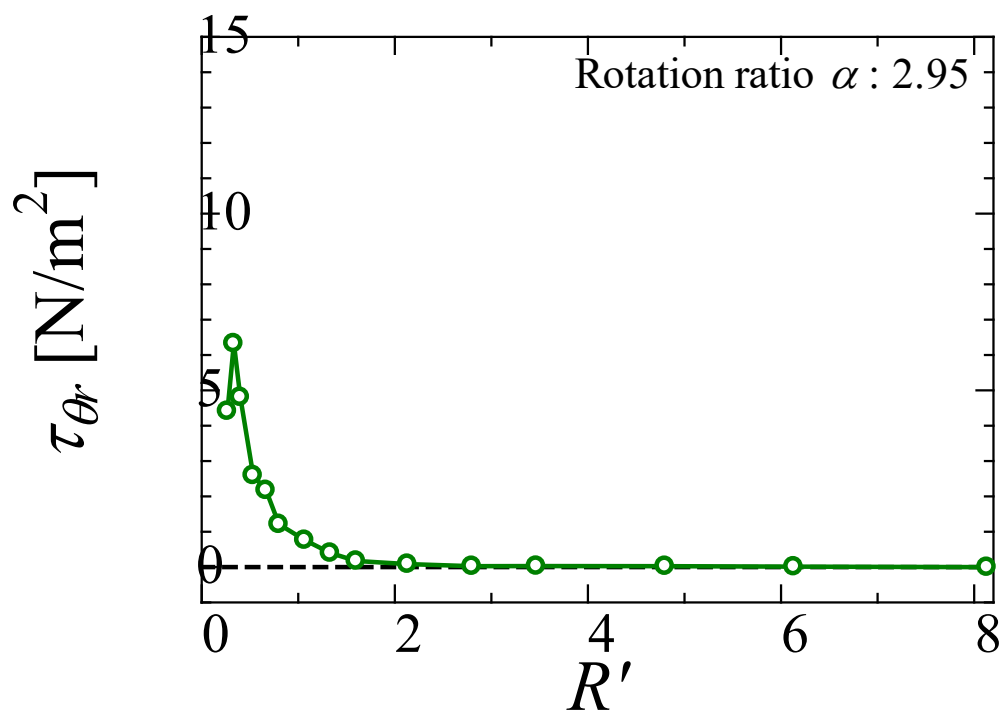
$$\tau_{\theta r} = \rho \nu_t \frac{dv_{\theta}}{dr} \quad (4-4)$$

円柱の回転によりレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ が増大することによって、減速側では見かけ上の粘性が増大していることを示す。このことから、減速側では見かけ上の粘性の影響によって流体が流れにくくなり、結果的に減速側における流速の減少に繋がる。特に、レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ は無次元距離 $R'$ が 1.0 付近で卓越しているため、円柱表面近傍では大きく流速が減少する。また、本実験は水槽幅が限られた回流水槽にて実験を実施している。そのため、水槽幅の影響により流量が制限されるため、本研究における全体的な流速の減少が顕著に表れたと推定される。

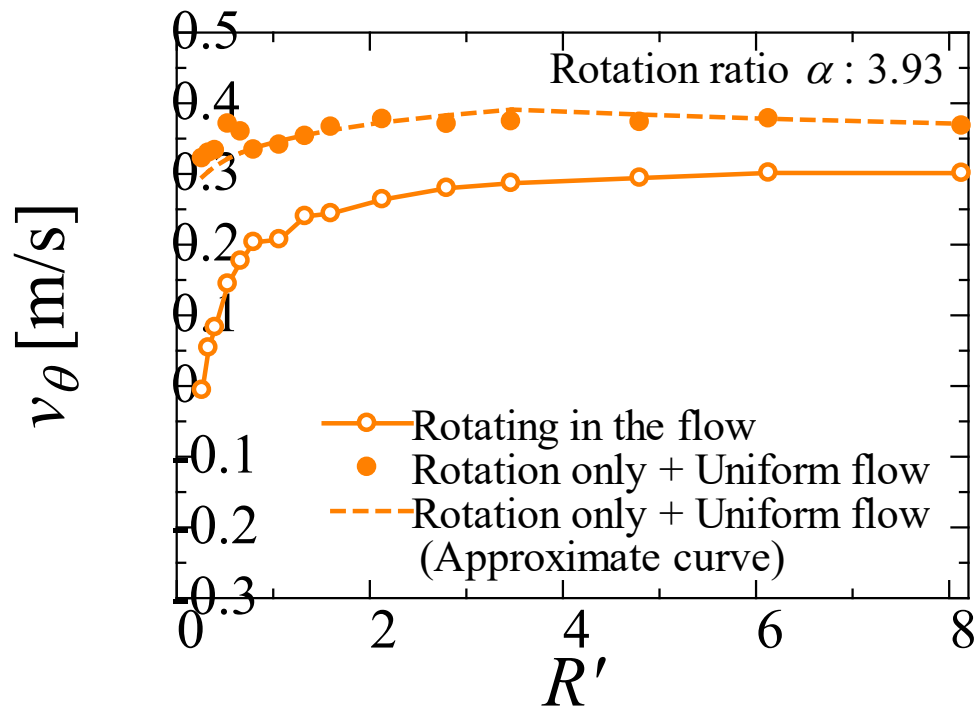
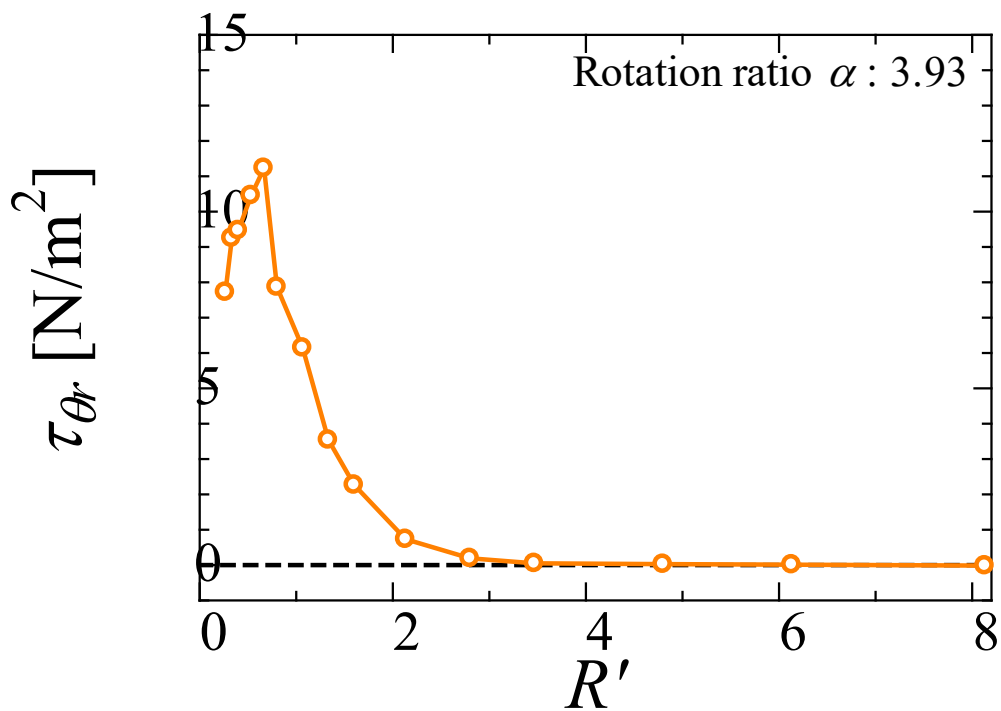
(a) Cylinder circumferential flow velocity  $v_{\theta}$ (b) Reynolds stress  $\tau_{\theta r}$ Fig. 4-35 Measurement results on the deceleration side ( $\alpha = 0.00$ )

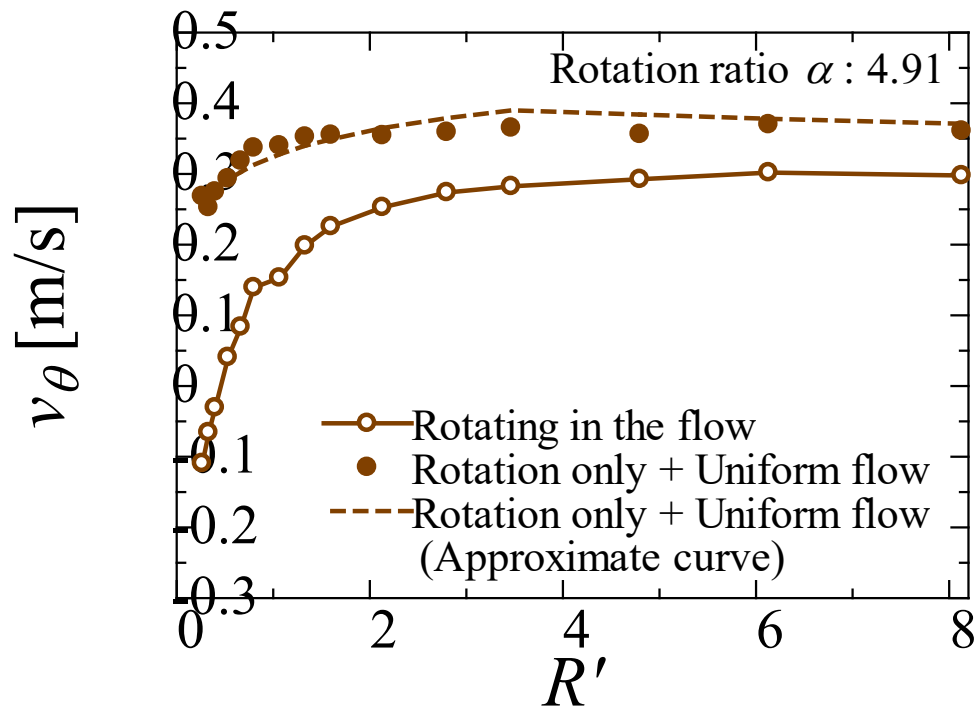
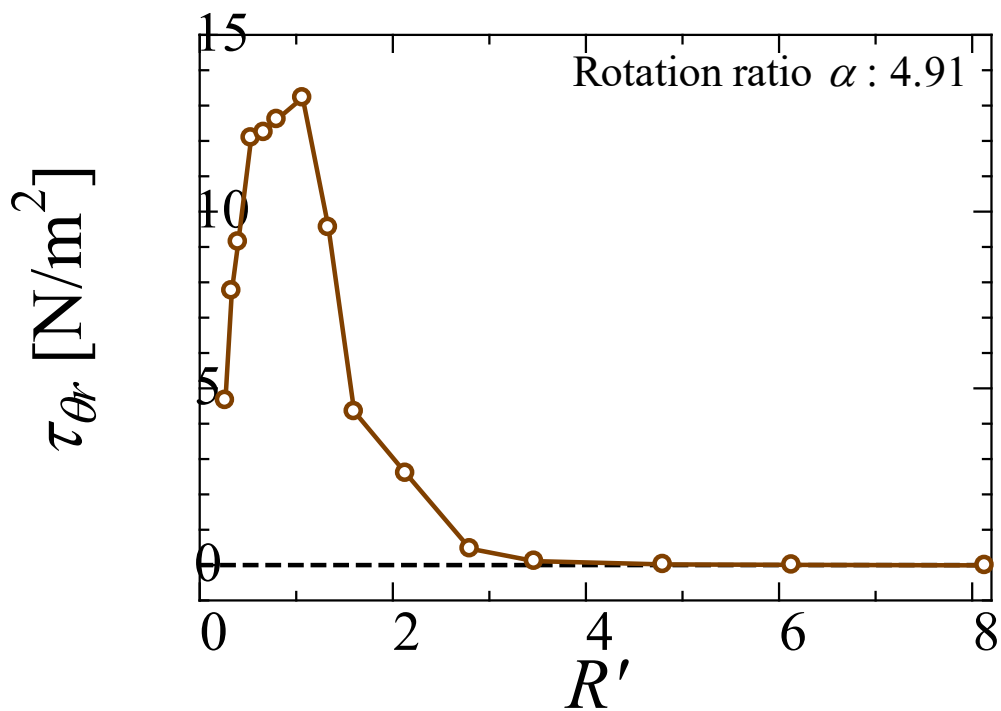
(a) Cylinder circumferential flow velocity  $v_{\theta}$ (b) Reynolds stress  $\tau_{\theta r}$ Fig. 4-36 Measurement results on the deceleration side ( $\alpha = 0.98$ )

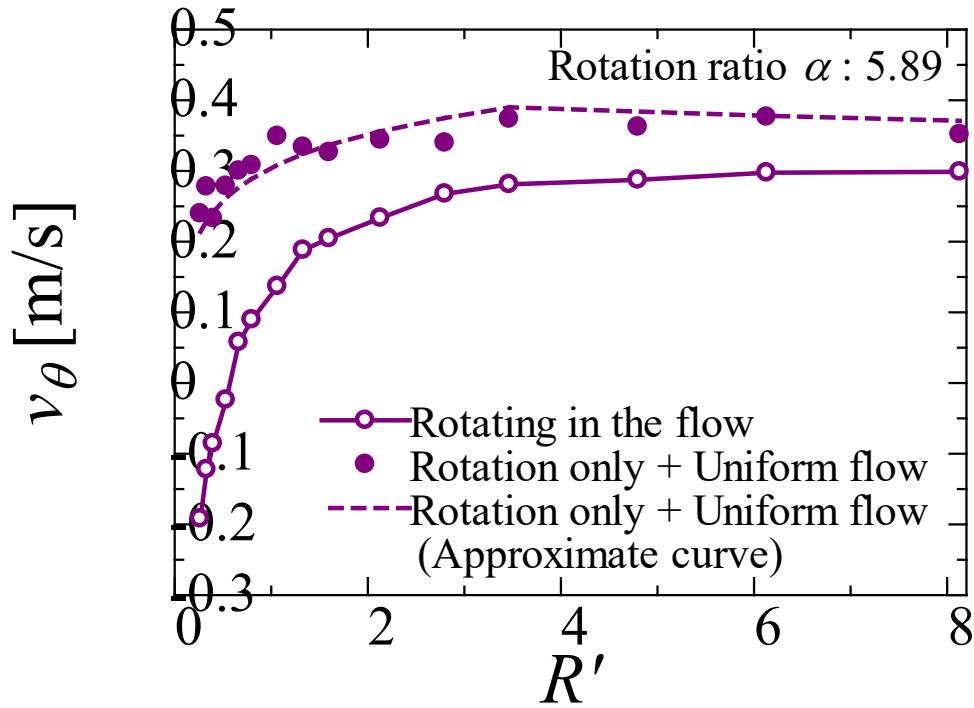
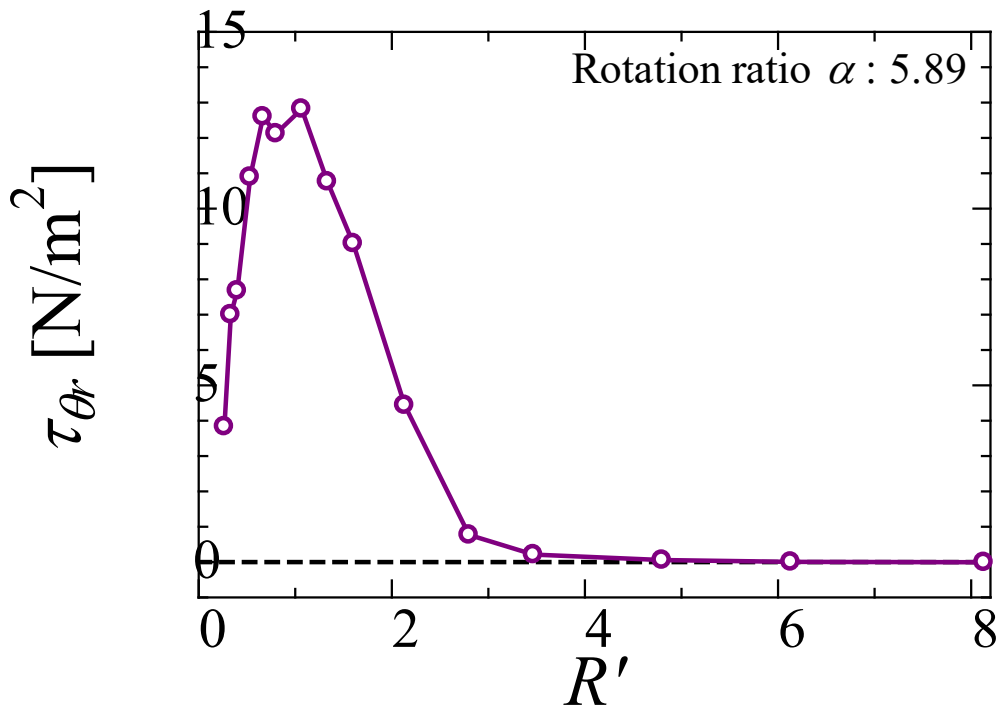
(a) Cylinder circumferential flow velocity  $v_{\theta}$ (b) Reynolds stress  $\tau_{\theta r}$ Fig. 4-37 Measurement results on the deceleration side ( $\alpha = 1.96$ )

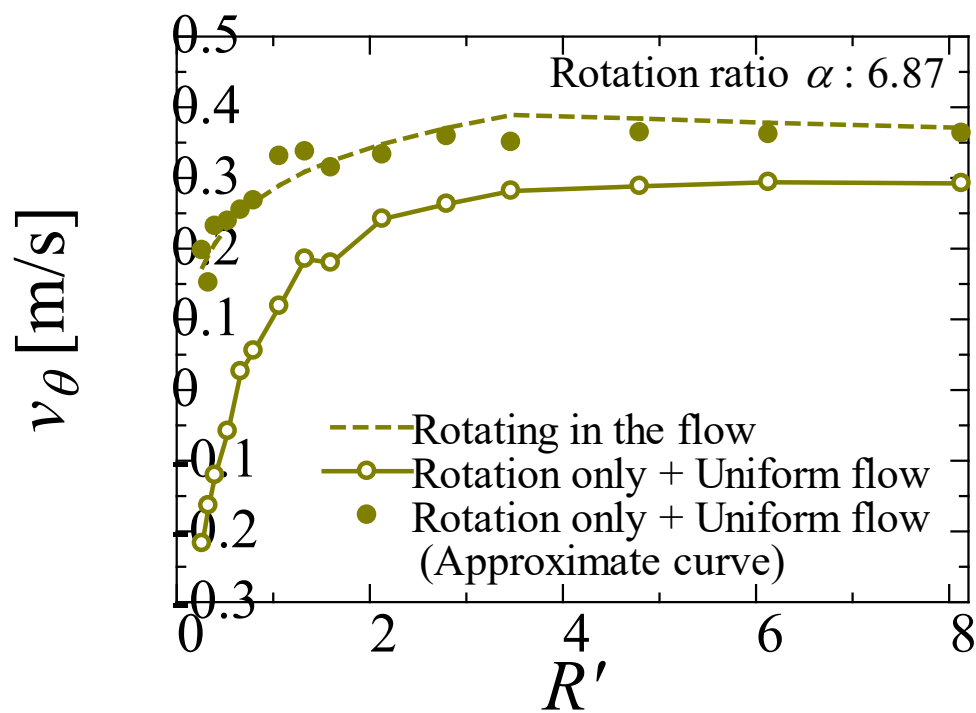
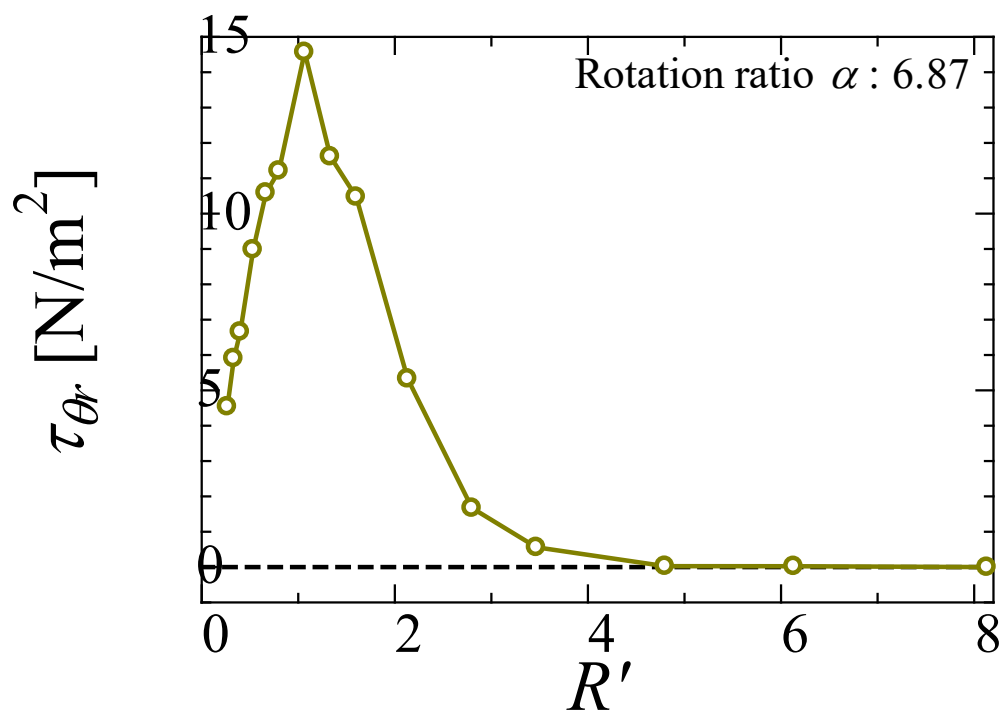
(a) Cylinder circumferential flow velocity  $v_\theta$ (b) Reynolds stress  $\tau_{\theta r}$ Fig. 4-38 Measurement results on the deceleration side ( $\alpha = 2.95$ )



(a) Cylinder circumferential flow velocity  $v_\theta$ (b) Reynolds stress  $\tau_{\theta r}$ Fig. 4-39 Measurement results on the deceleration side ( $\alpha = 3.93$ )

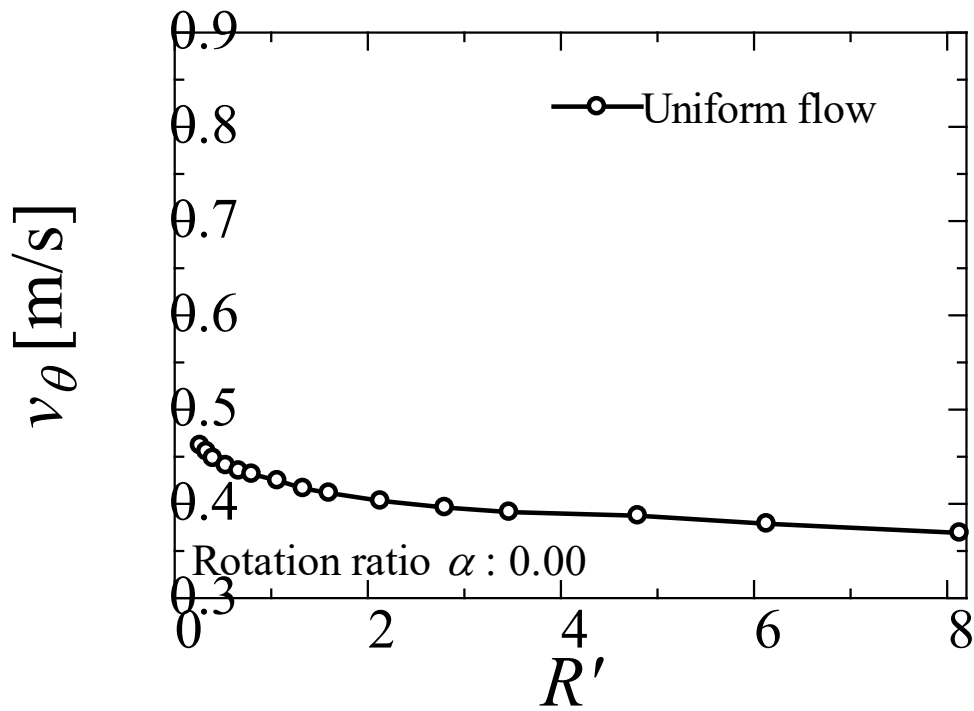
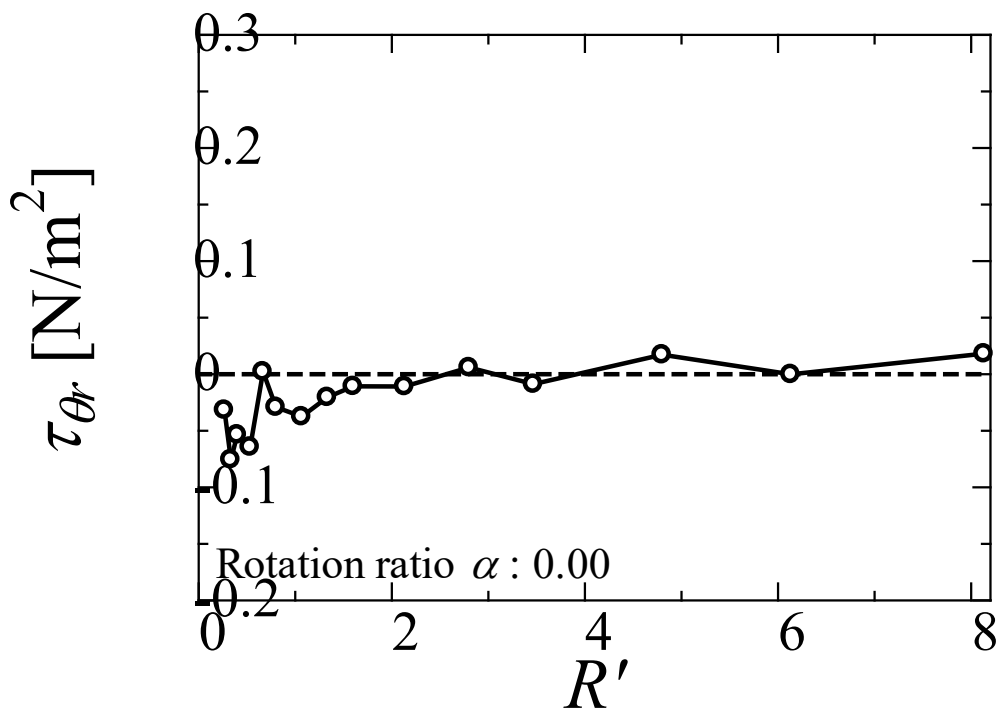
(a) Cylinder circumferential flow velocity  $v_\theta$ (b) Reynolds stress  $\tau_{\theta r}$ Fig. 4-40 Measurement results on the deceleration side ( $\alpha = 4.91$ )

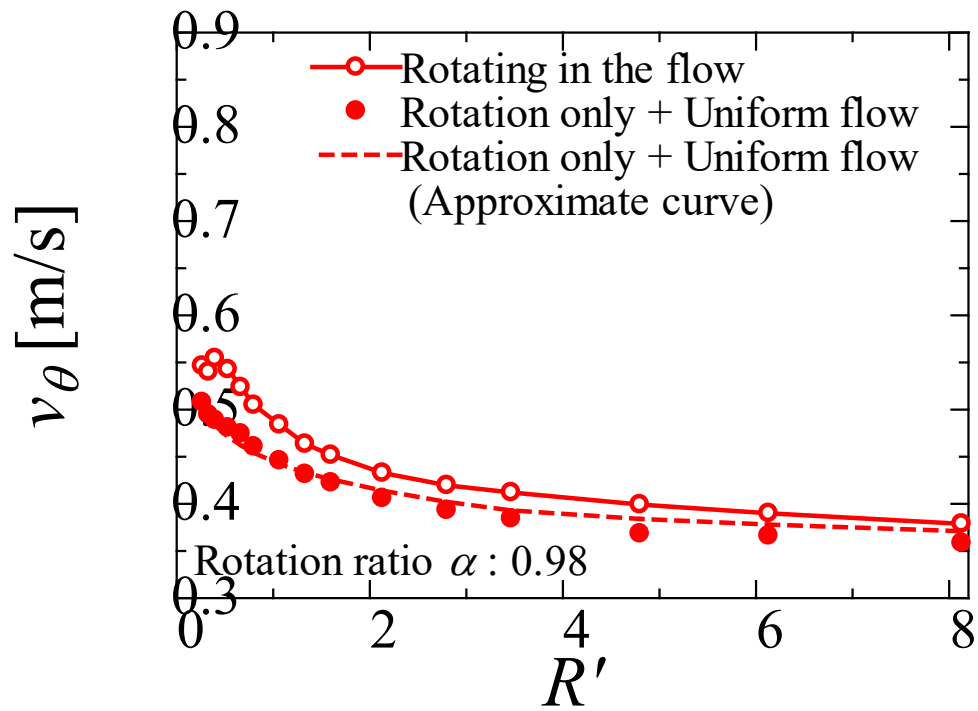
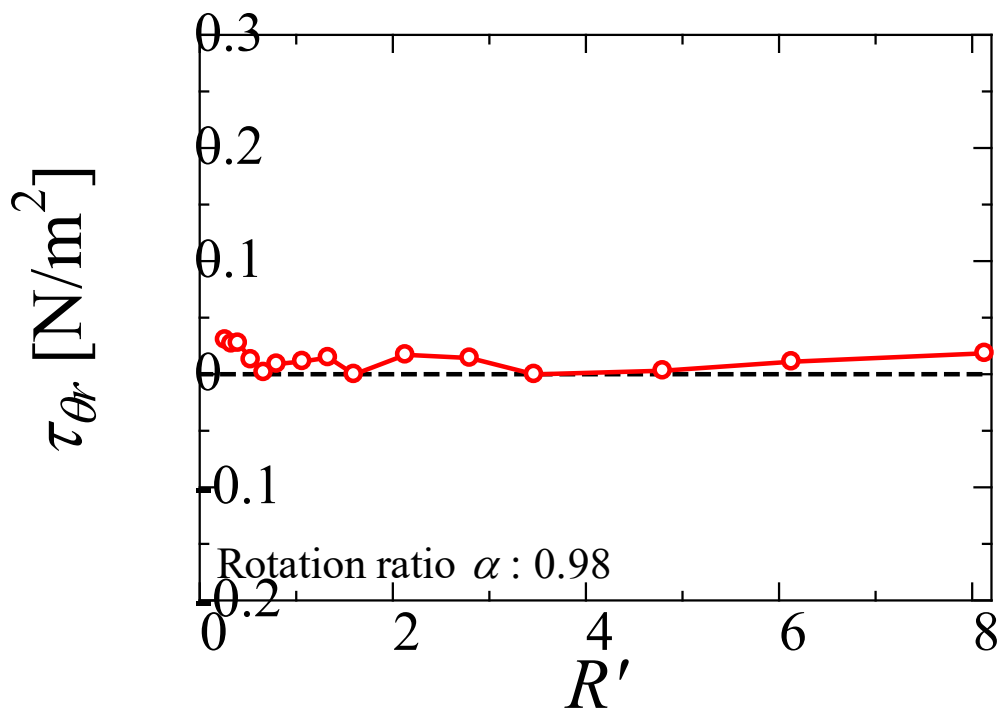
(a) Cylinder circumferential flow velocity  $v_{\theta}$ (b) Reynolds stress  $\tau_{\theta r}$ Fig. 4-41 Measurement results on the deceleration side ( $\alpha = 5.89$ )

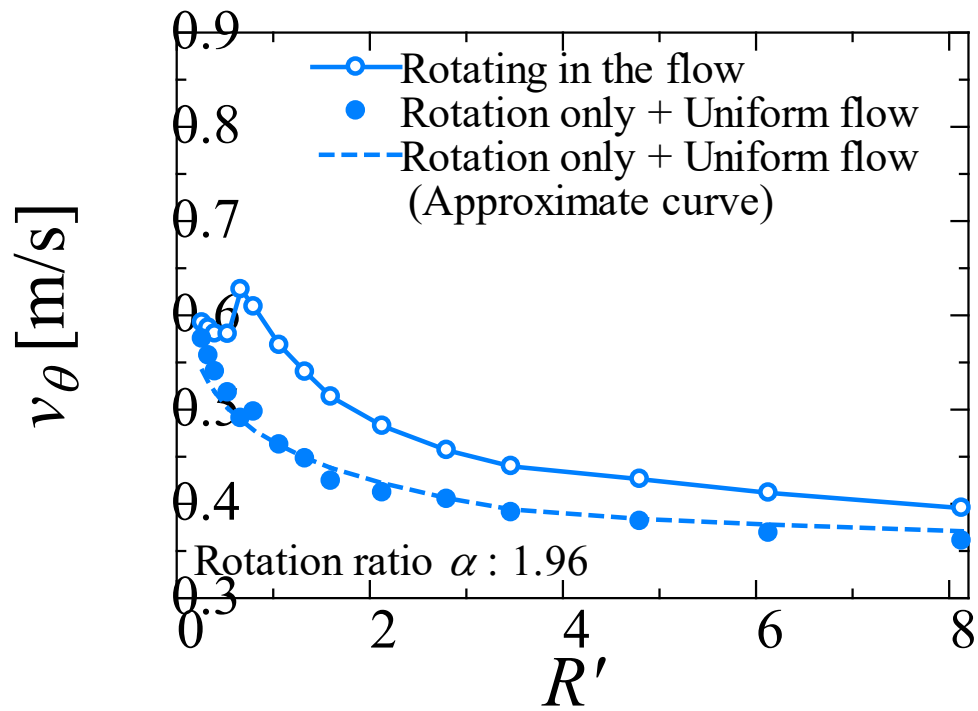
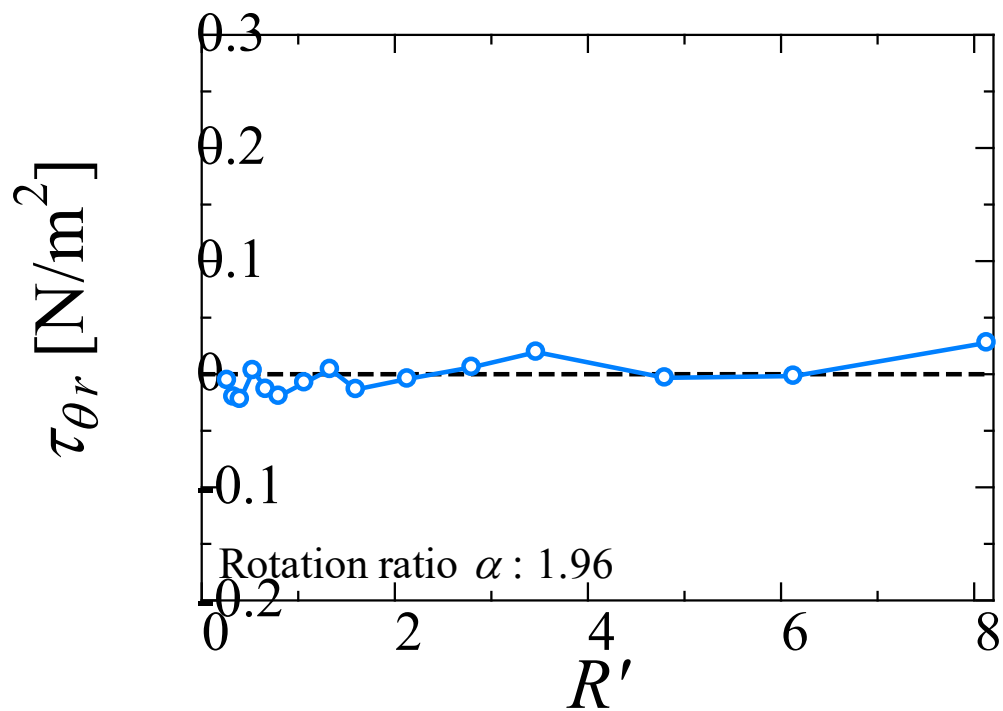
(a) Cylinder circumferential flow velocity  $v_{\theta}$ (b) Reynolds stress  $\tau_{\theta r}$ Fig. 4-42 Measurement results on the deceleration side ( $\alpha = 6.87$ )

#### 4-3-5 円柱の回転が流速場に与える影響（増速側）

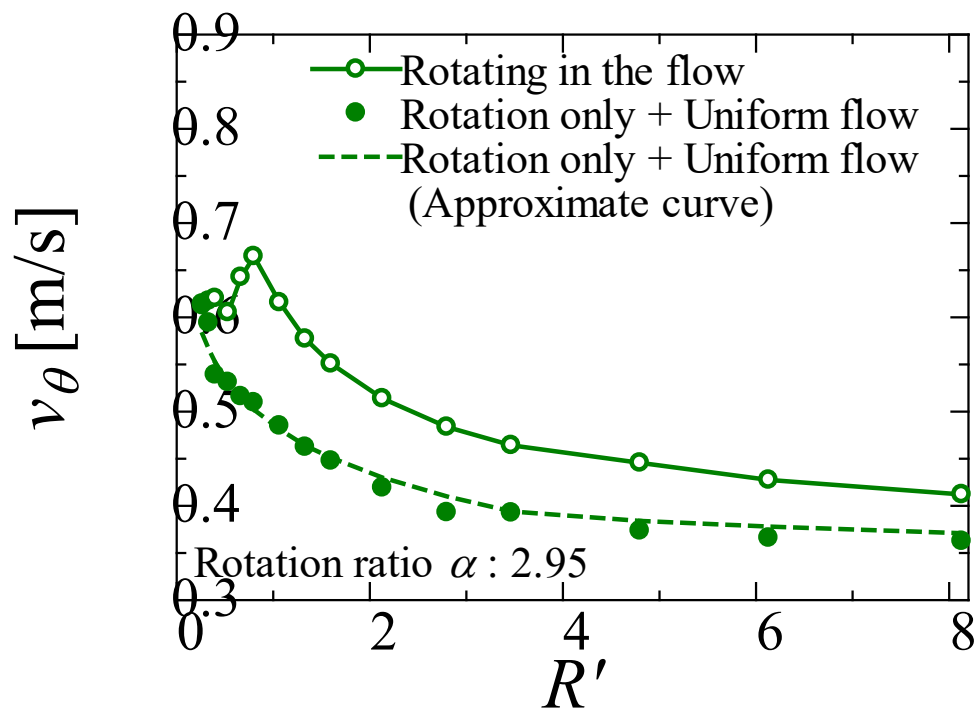
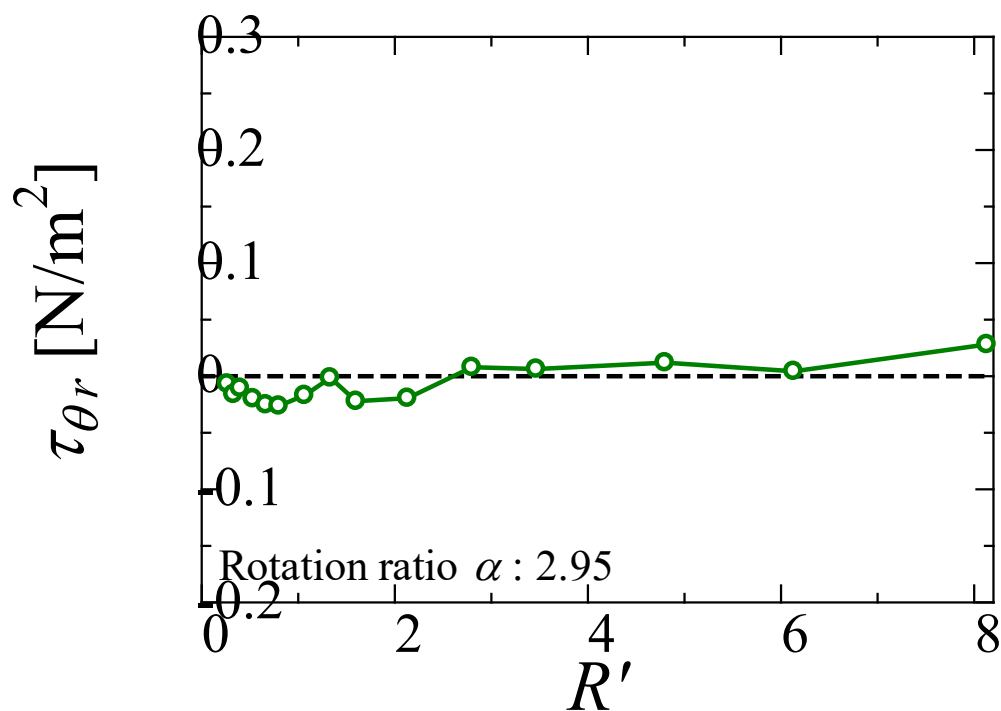
Fig. 4-43 ~ Fig. 4-50 は、回転比 $\alpha$ が 0.00~6.87 の範囲における増速側の計測結果である。(a) は円柱周方向の流速 $v_\theta$ 、(b) はレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ である。流速分布は、Rotation only+Uniform flow と Rotating in the flow の結果、レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ は Rotating in the flow のみの結果を示している。減速側と同様に、回転比 $\alpha$ が 0.98 では流速分布に大きな差は見られないが、回転比 $\alpha$ が大きくなるにつれて Rotation only+Uniform flow と比べて Rotating in the flow の流速は全体的に増大する。減速側における流速分布の結果より、減速側において流れにくくなった流体が増速側に加わることによって増大した分であると推定される。ただし、減速側と大きく異なる部分として、増速側では円柱表面近傍において、Rotation only+Uniform flow と Rotating in the flow の流速分布は一致する。レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ に関して、0.98 ~ 1.96 では大きな増加は見られない。しかし、回転比 $\alpha$ が大きくなるにつれて、微小ではあるが円柱表面近傍においてレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ は増加傾向を示す。レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ が正に増大するという事は、円柱の回転による運動量輸送量が増加している。このことから、円柱表面近傍では円柱の回転の影響が表れ、流れの乱れが強い層が形成されることが示された。流れの乱れが強い層が形成されることによって、減速側から流れてきた流体がその層の内側に流入しなくなったため、Rotation only+Uniform flow と Rotating in the flow の流速分布が一致したと推定される。また、円柱表面近傍における Rotation only+Uniform flow と Rotating in the flow の流速分布の一致より、一部範囲において線形的な重ね合わせが適用できることを示した。

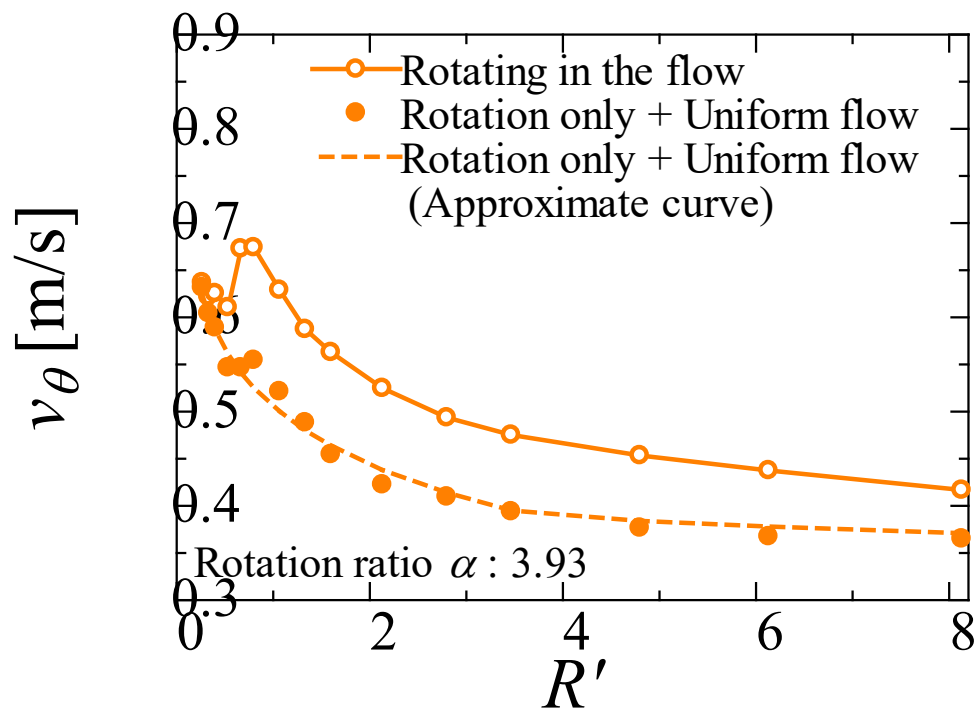
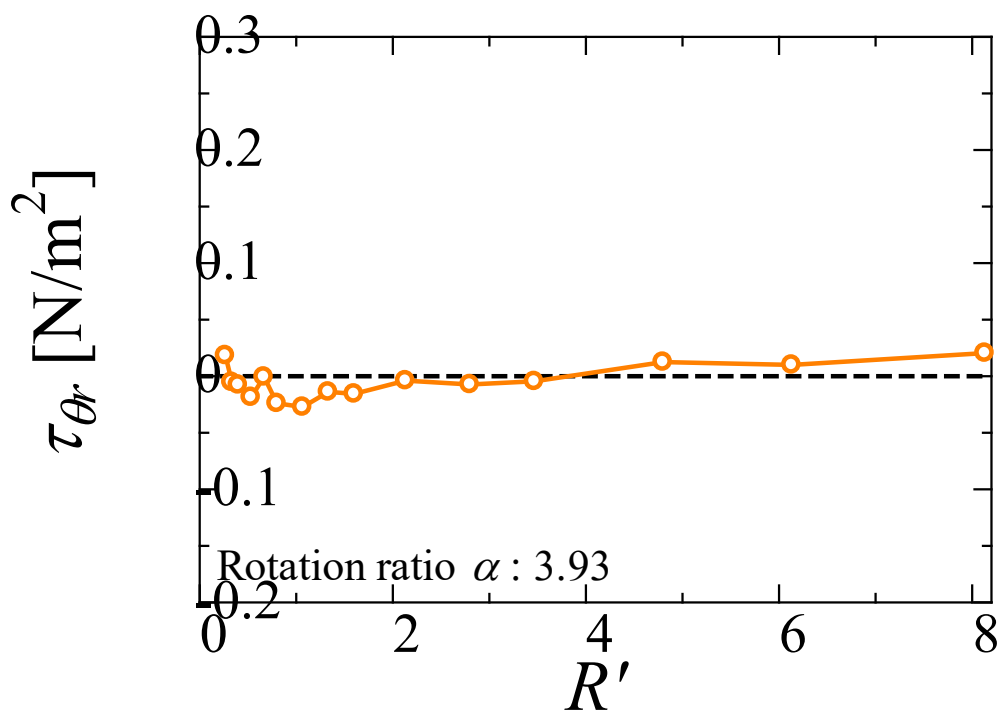
(a) Cylinder circumferential flow velocity  $v_\theta$ (b) Reynolds stress  $\tau_{\theta r}$ Fig. 4-43 Measurement results on the acceleration side ( $\alpha = 0.00$ )

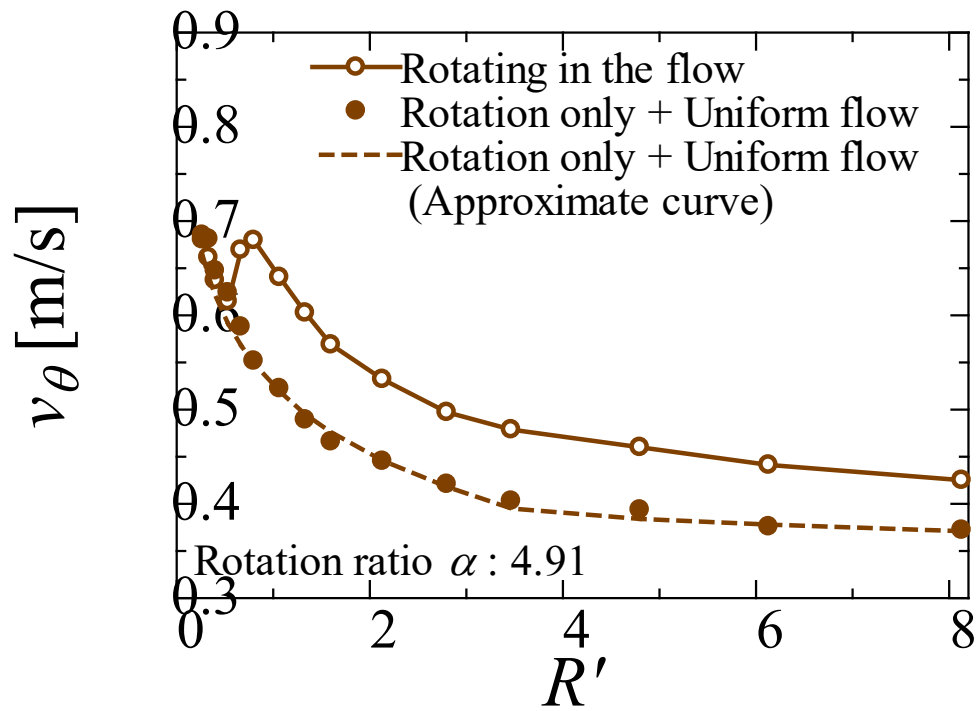
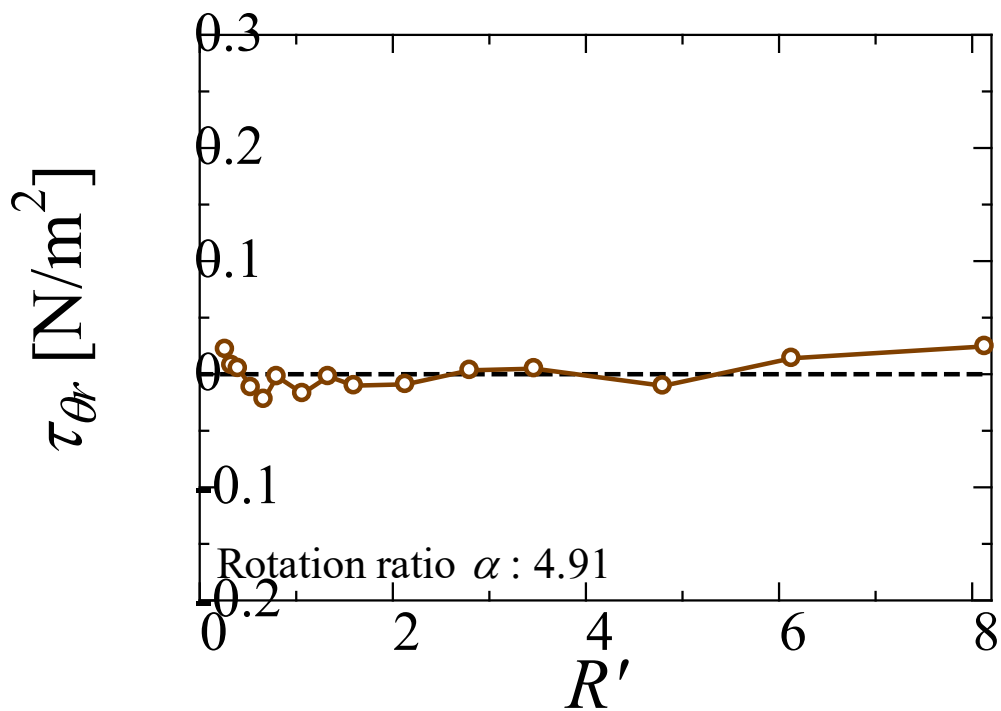
(a) Cylinder circumferential flow velocity  $v_\theta$ (b) Reynolds stress  $\tau_{\theta r}$ Fig. 4-44 Measurement results on the acceleration side ( $\alpha = 0.98$ )

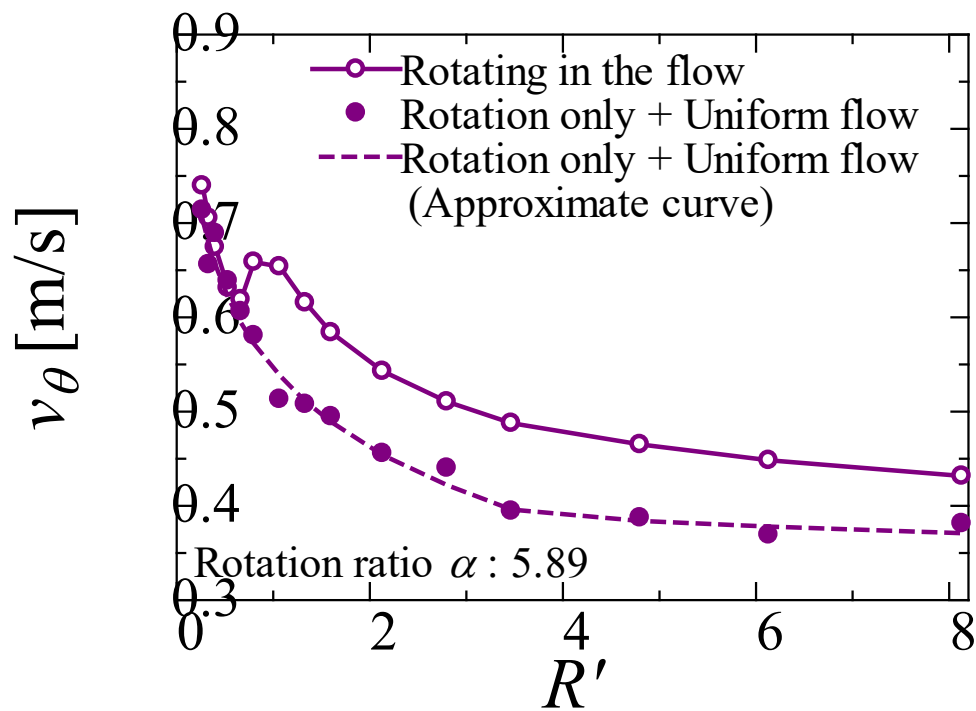
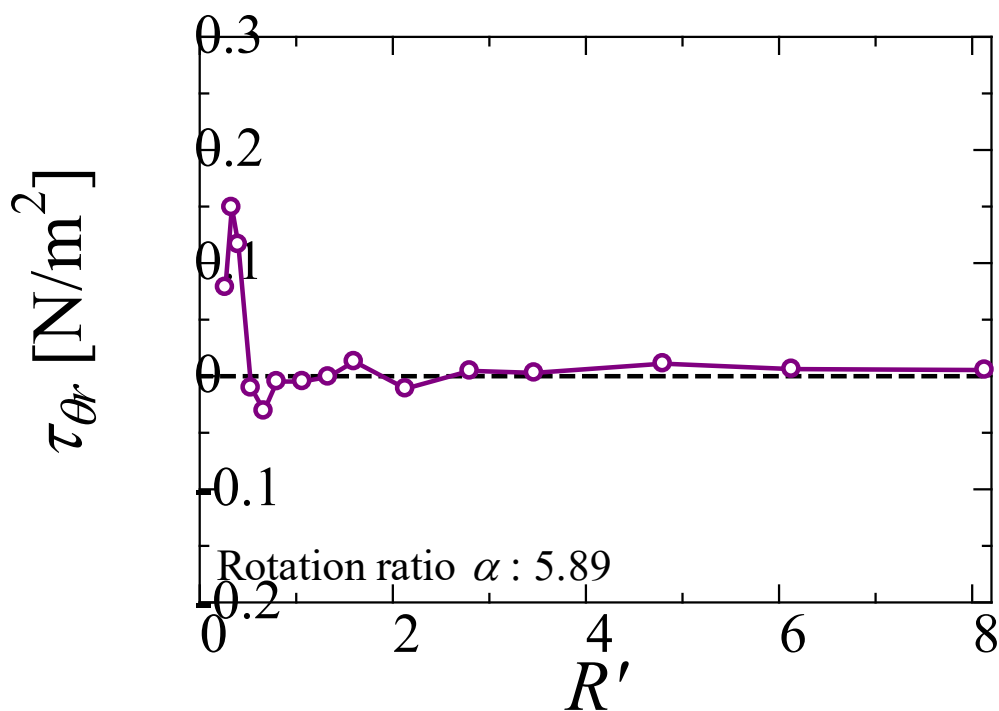
(a) Cylinder circumferential flow velocity  $v_\theta$ (b) Reynolds stress  $\tau_{\theta r}$ Fig. 4-45 Measurement results on the acceleration side ( $\alpha = 1.96$ )

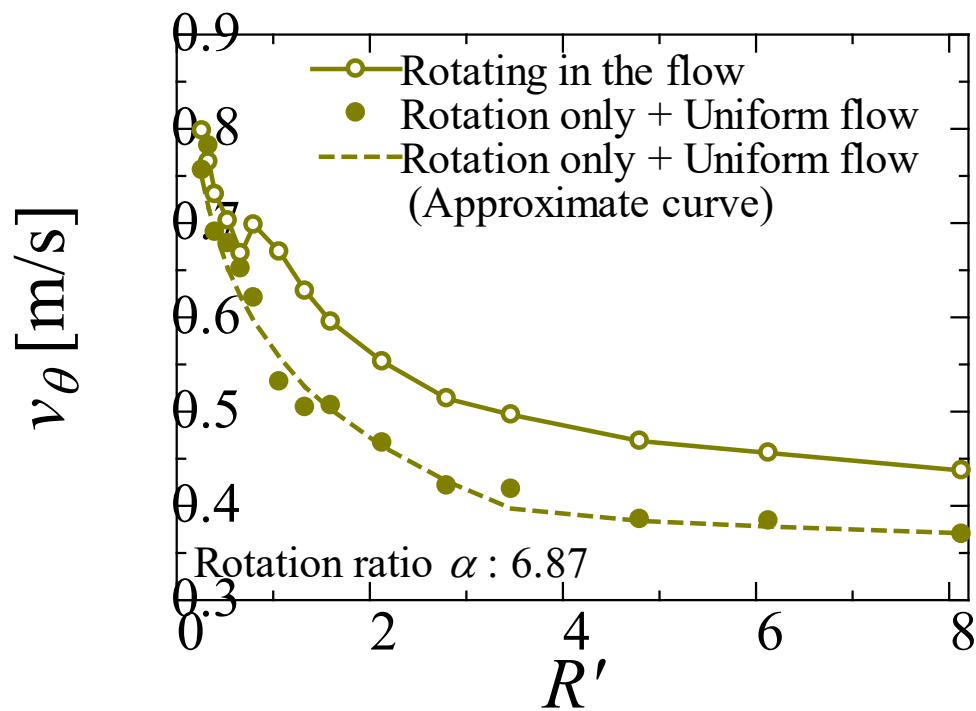
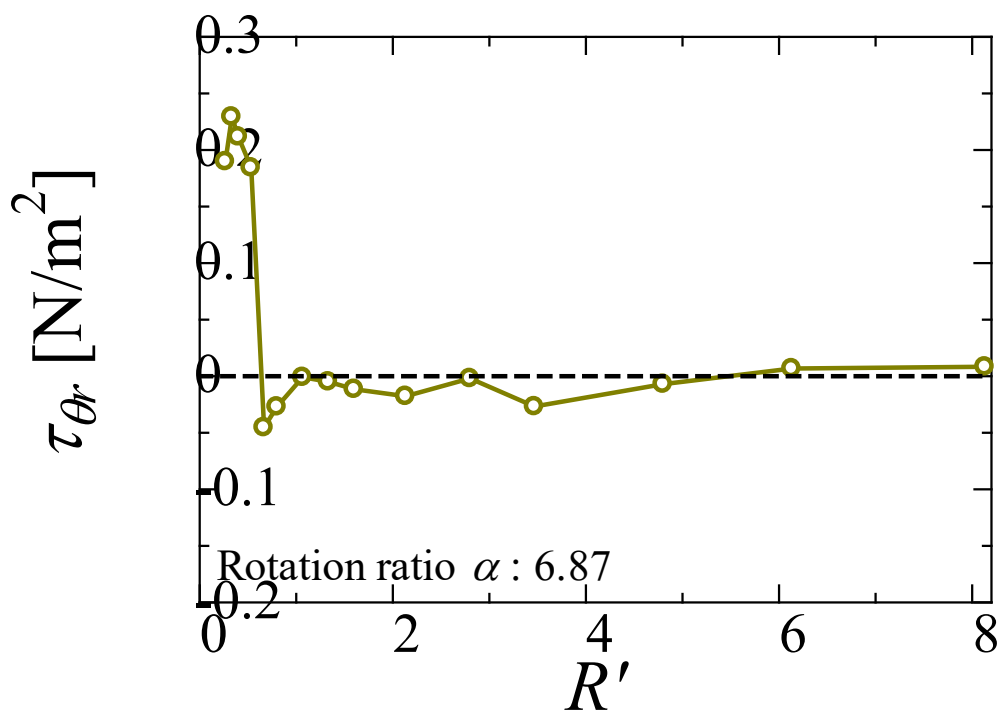


(a) Cylinder circumferential flow velocity  $v_\theta$ (b) Reynolds stress  $\tau_{\theta r}$ Fig. 4-46 Measurement results on the acceleration side ( $\alpha = 2.95$ )

(a) Cylinder circumferential flow velocity  $v_\theta$ (b) Reynolds stress  $\tau_{\theta r}$ Fig. 4-47 Measurement results on the acceleration side ( $\alpha = 3.93$ )

(a) Cylinder circumferential flow velocity  $v_\theta$ (b) Reynolds stress  $\tau_{\theta r}$ Fig. 4-48 Measurement results on the acceleration side ( $\alpha = 4.91$ )

(a) Cylinder circumferential flow velocity  $v_\theta$ (b) Reynolds stress  $\tau_{\theta r}$ Fig. 4-49 Measurement results on the acceleration side ( $\alpha = 5.89$ )

(a) Cylinder circumferential flow velocity  $v_\theta$ (b) Reynolds stress  $\tau_{\theta r}$ Fig. 4-50 Measurement results on the acceleration side ( $\alpha = 6.87$ )

### 4-3-6 円柱の回転による運動量伝播特性

ここまで、回転円柱周りの流速分布の特性について述べてきた。本項では、円柱の回転による運動量伝播特性を調査し、回転円柱周りの流速分布の形成過程の考察に繋げる。Fig. 4-51 ~ Fig. 4-60 は、回転比 $\alpha$ が 0.00~7.94 の範囲における円柱周囲のレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ のコンター図である。 $x$ 軸と $y$ 軸の座標はそれぞれ円柱の直径で除した無次元量である。また、本結果は代表流速 0.3m/s(レイノルズ数 $Re = 0.5 \times 10^5$ )のケースである。回転比 $\alpha$ が 0.00~1.22 までは後流に対称的なレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ 分布を示す。ここで、減速側においてレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ が負の値を示しているが、これは円柱の回転方向を正としており、速度勾配の符号が逆転しているためである。また、回転比 $\alpha$ の増加に伴い、レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ が卓越する領域が狭まる。回転比 $\alpha$ が 1.22 から 3.05 に増加すると、その過程で減速側の負のレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ は消失し、正のレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ の分布が広がる。回転比 $\alpha$ が 3.05~4.28 に増加すると、さらに減速側におけるレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ の分布が広がり、値も大きくなる。しかし、回転比 $\alpha$ が 4.28~7.94 の範囲では、回転比 $\alpha$ の増加に伴い若干分布を広げているが、回転比 $\alpha$ が 0.61~4.28 の範囲ほどの大きな変化は見られず、一定の分布を示す。増速側では、減速側と異なりほぼレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ の値はゼロとなる。

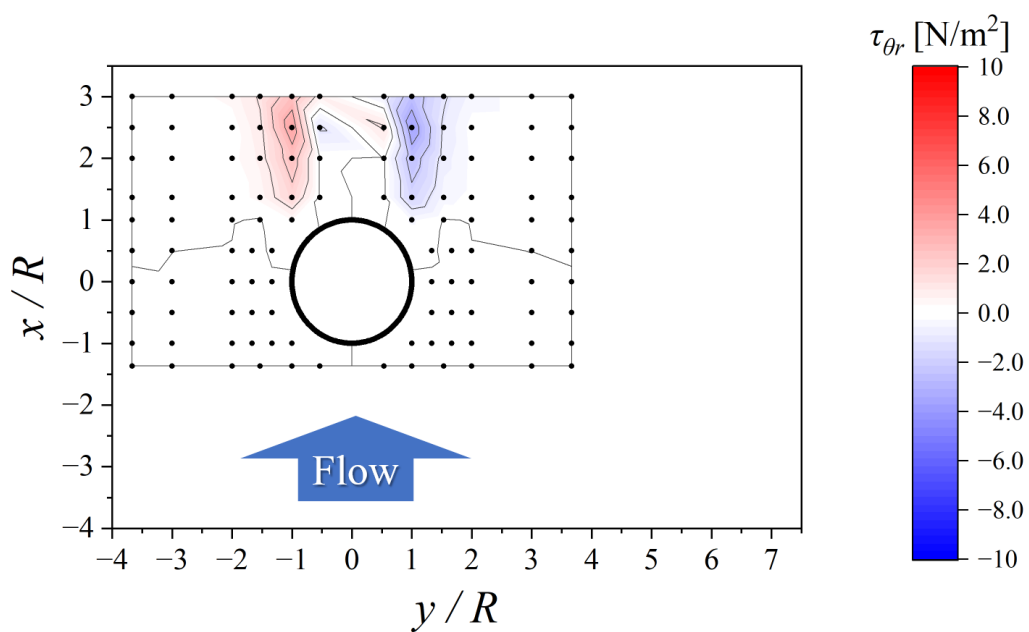


Fig. 4-51 Reynolds stress contour plot around a rotating cylinder ( $\alpha = 0.00$ )

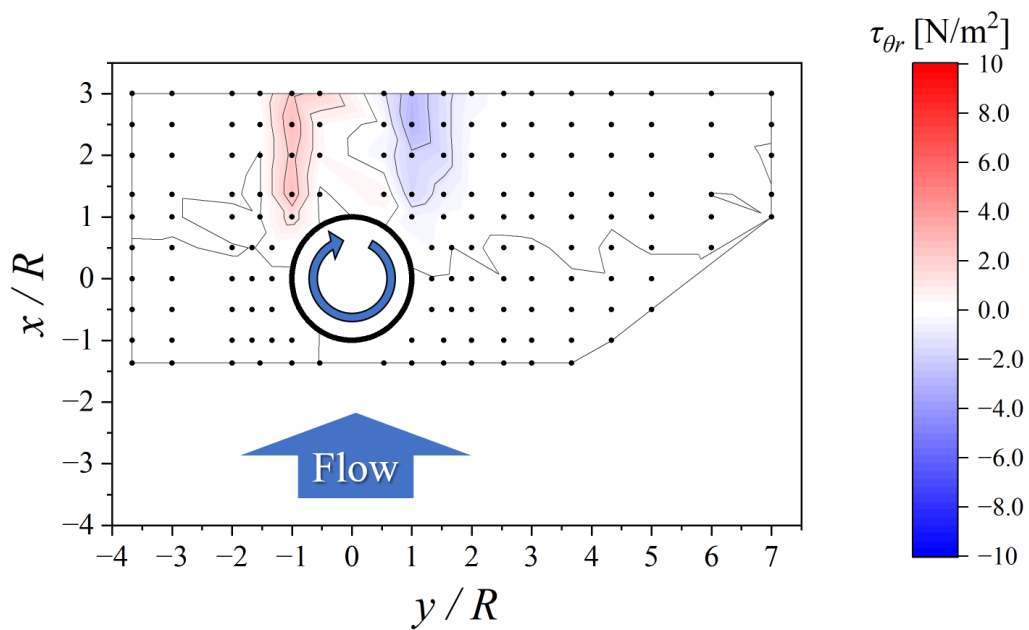


Fig. 4-52 Reynolds stress contour plot around a rotating cylinder ( $\alpha = 0.61$ )

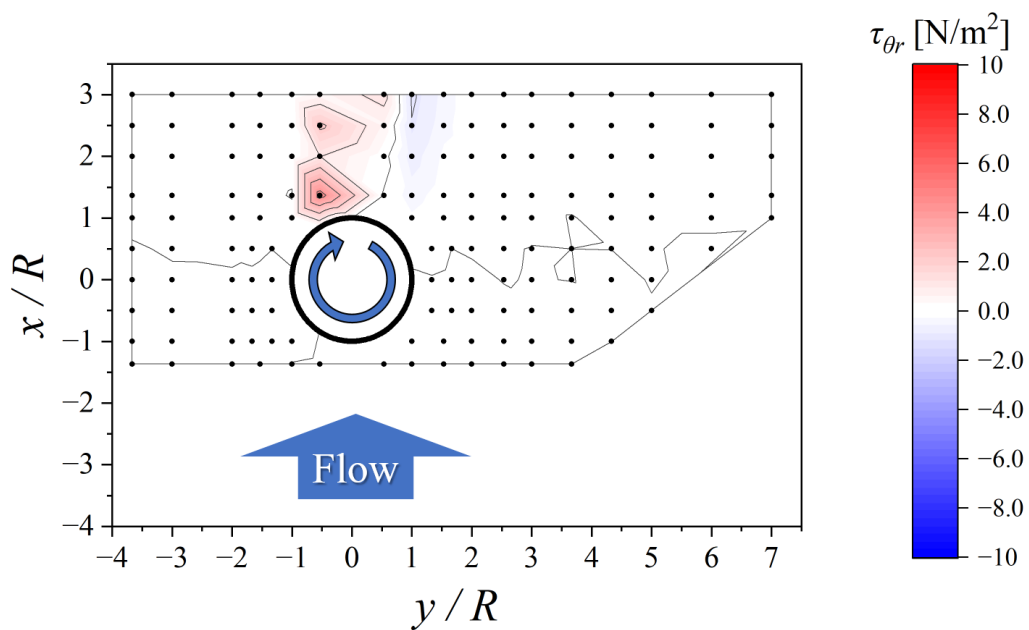


Fig. 4-53 Reynolds stress contour plot around a rotating cylinder ( $\alpha = 1.22$ )

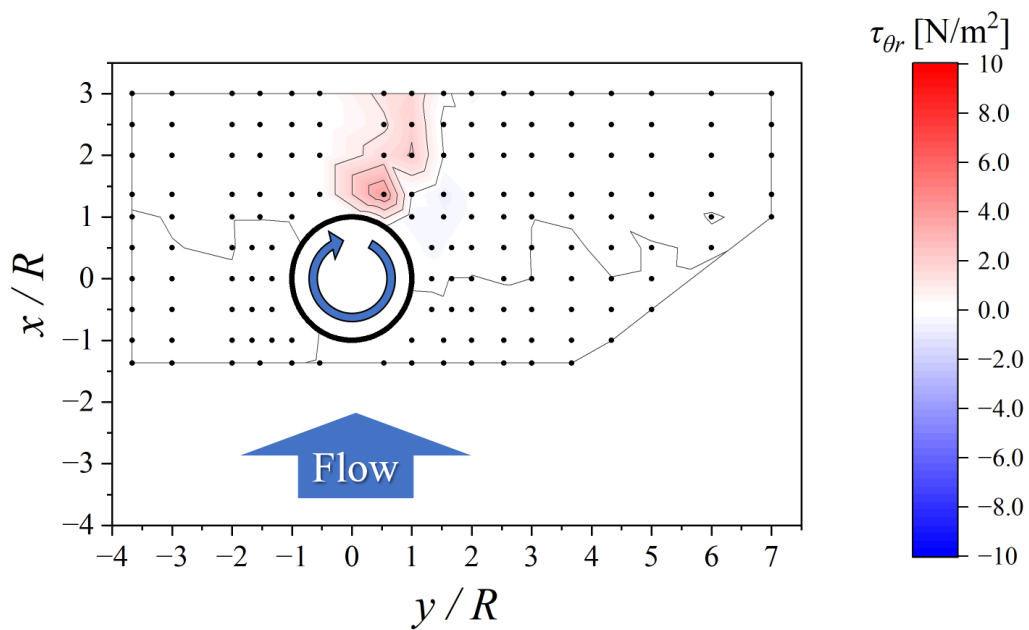


Fig. 4-54 Reynolds stress contour plot around a rotating cylinder ( $\alpha = 1.83$ )



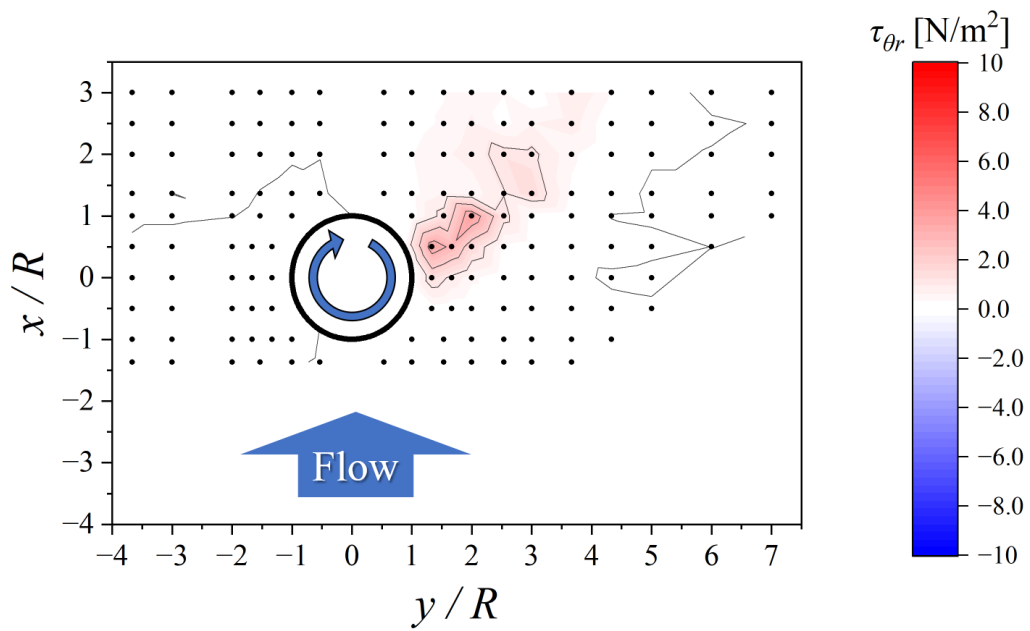


Fig. 4-55 Reynolds stress contour plot around a rotating cylinder ( $\alpha = 3.05$ )

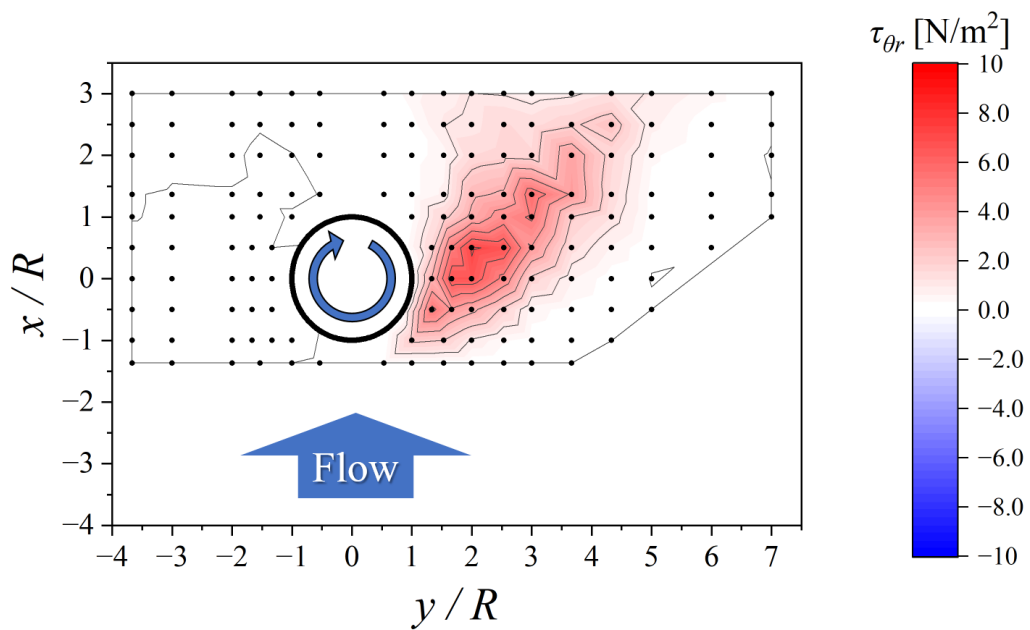


Fig. 4-56 Reynolds stress contour plot around a rotating cylinder ( $\alpha = 4.28$ )

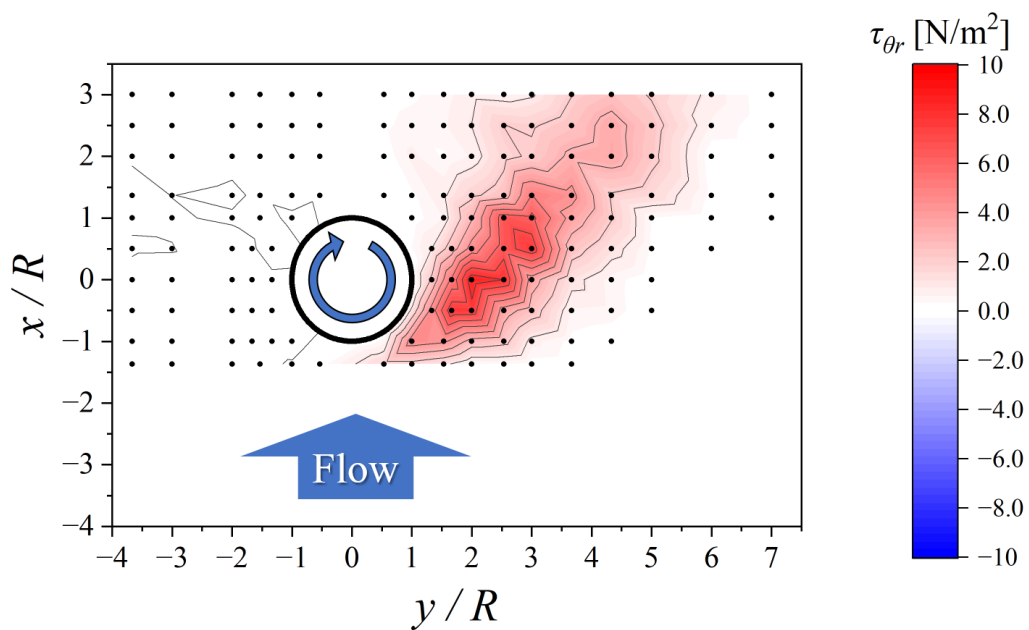


Fig. 4-57 Reynolds stress contour plot around a rotating cylinder ( $\alpha = 5.50$ )

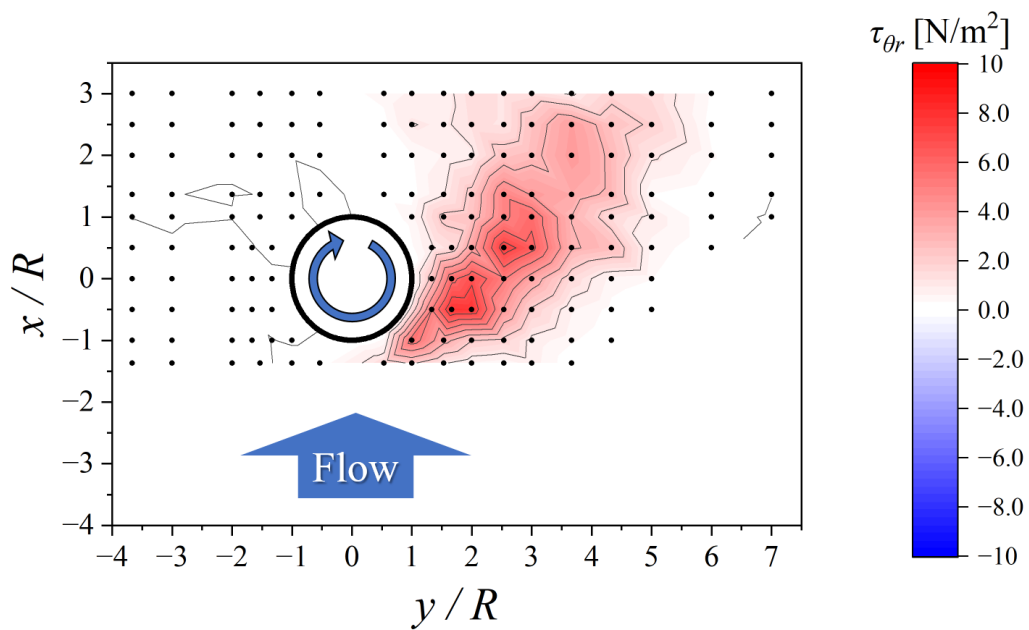


Fig. 4-58 Reynolds stress contour plot around a rotating cylinder ( $\alpha = 6.11$ )

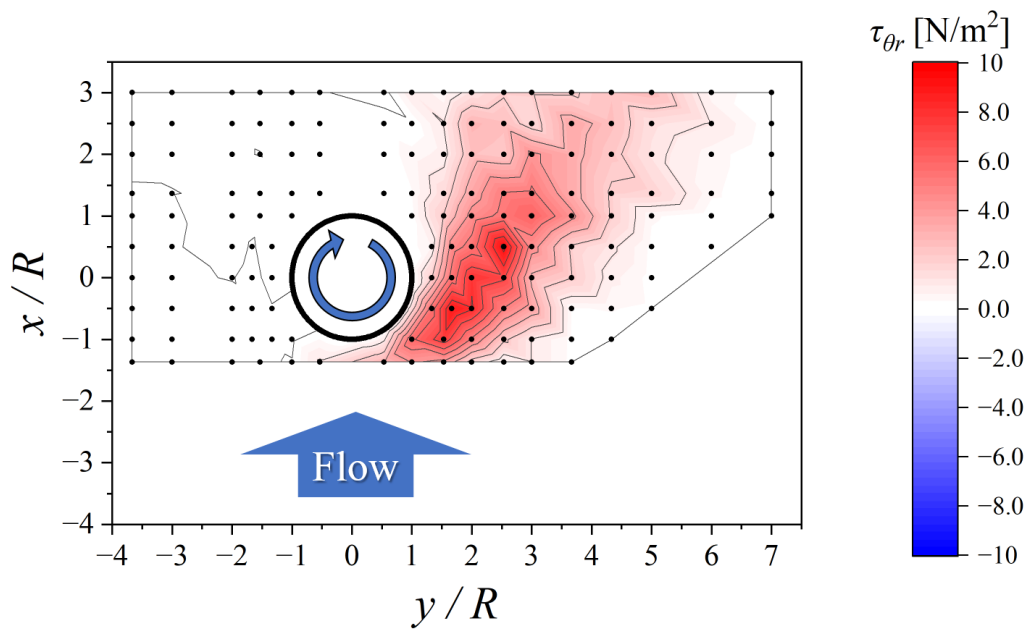


Fig. 4-59 Reynolds stress contour plot around a rotating cylinder ( $\alpha = 7.33$ )

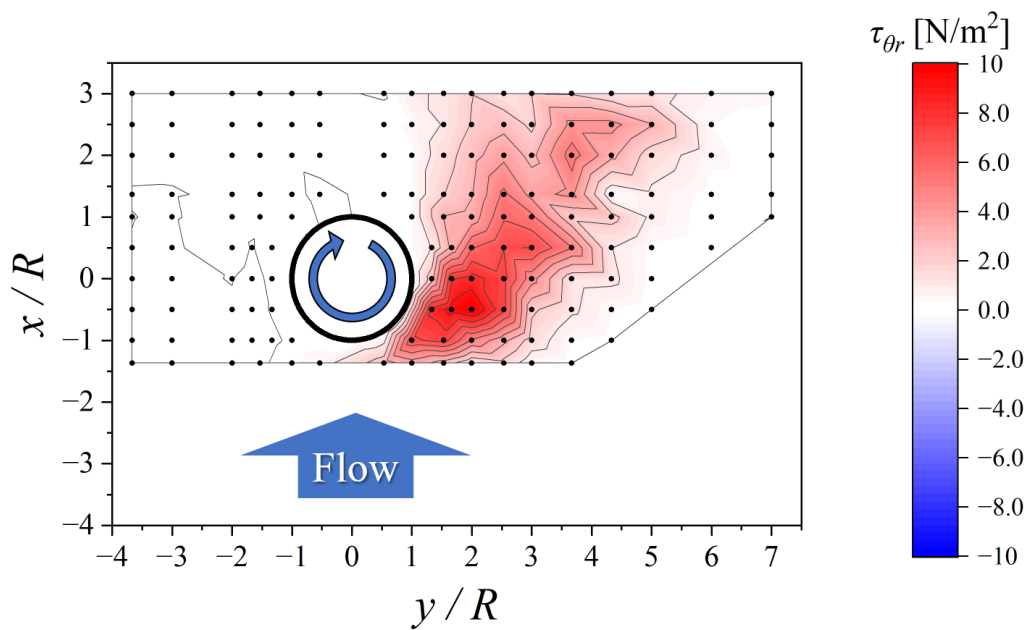


Fig. 4-60 Reynolds stress contour plot around a rotating cylinder ( $\alpha = 7.94$ )

円柱周囲の計測と比べて細かい刻み幅で計測を実施した，円柱中心から流れに対して直交方向 ( $x/R = 0$ ) のレイノルズ応力  $\tau_{\theta r}$  の分布を用いて，より詳細な運動量伝播特性の考察を行う。Fig. 4-61 に，円柱の回転によって流れが増速する側（以下，増速側）における各回転比  $\alpha$  のレイノルズ応力  $\tau_{\theta r}$  と無次元距離  $R'$  の関係を示す。本結果は流れに対して直交方向の計測結果であり，代表流速は  $0.4\text{m/s}$  (レイノルズ数  $Re = 0.6 \times 10^5$ ) である。増速側では，主流に沿う方向に円柱は回転している。回転比  $\alpha$  が  $1.00$  付近ではほぼ速度勾配はゼロとなり，流れが乱れずレイノルズ応力  $\tau_{\theta r}$  の増加は見られない。しかし，さらに回転比  $\alpha$  が大きくなると，徐々に円柱表面付近の速度勾配が大きくなり始め，回転比  $\alpha$  が  $5.89$  に達すると微小ではあるがレイノルズ応力  $\tau_{\theta r}$  が増加し始める。このことから，小さい回転比  $\alpha$  では流れが乱れず運動量が伝搬しにくい状態であるが，回転比  $\alpha$  が増加することによって円柱表面付近の流れが乱れ，円柱表面から運動量が伝搬し始める。そして，さらに回転比  $\alpha$  が増加すると，円柱から供給される運動量の伝搬範囲は広がり，回転比  $\alpha$  が  $\infty$  である静水中における結果に近づく可能性を示した。

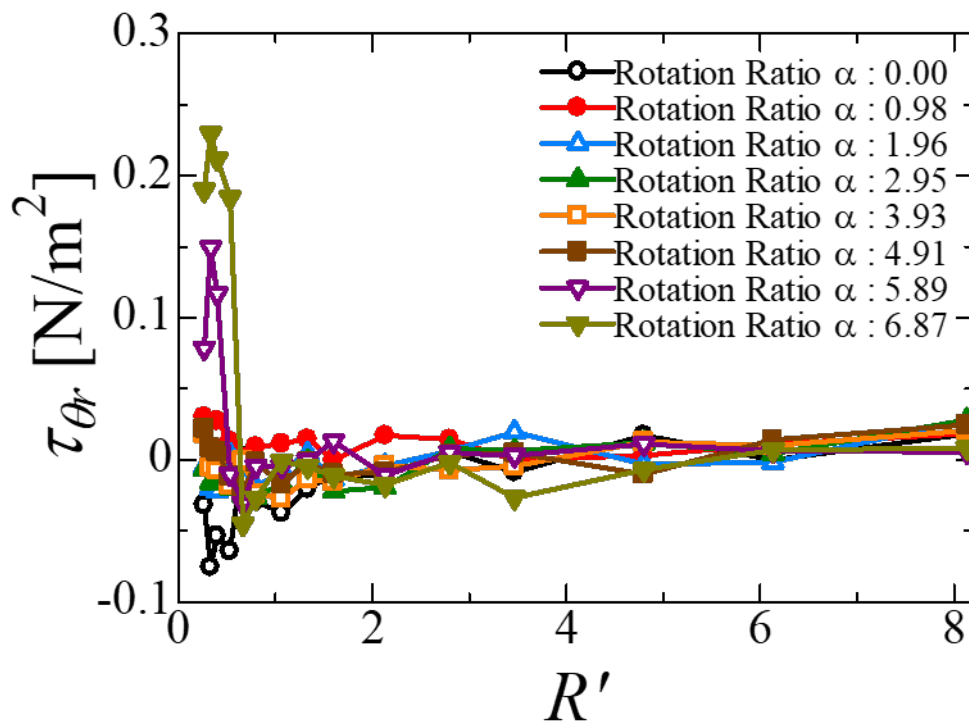


Fig. 4-61 Relationship between Reynolds stress and dimensionless distance for each rotation ratio (Acceleration side)

Fig. 4-62 に、円柱の回転によって流れが減速する側（以下、減速側）における各回転比 $\alpha$ のレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ と無次元距離 $R'$ の関係を示す。本結果は流れに対して直交方向の計測結果であり、代表流速は 0.4m/s（レイノルズ数 $Re = 0.6 \times 10^5$ ）である。減速側では、主流に逆らう方向に円柱は回転している。そのため、円柱表面周速 $U_R$ が増加するにつれて円柱表面付近では速度勾配が大きくなり、減速側における流速場の乱れは強くなる。そして、流体の運動量の交換が激しくなり、結果としてレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ が卓越していく。また、レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ の値は静水中において円柱を回転させた条件よりも大きい値を示している。ただし、レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ が卓越する範囲は、静水中において円柱を回転させた条件とほぼ同程度である。これは、運動量が流体中で消散されるのに加えて、流れの移流によって運動量が下流側へ流されていくことも要因の一つであると考えられる。静水中では、円柱表面周速 $U_R$ が増加するにつれてレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ も大きくなっていった。しかし、計測した回転比 $\alpha$ の範囲の中で最もピークを示す無次元距離 $R'$ が 1.0 付近のレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ を見てみると、回転比 $\alpha$ が 5.0 付近からレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ の上昇は止まる。静水中において円柱を回転させた条件では、円柱表面の摩擦応力の大きさに応じてレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ が上昇していることが示された（Fig. 4-63）。ただし、流れ中では円柱の回転速度が増大しある程度の回転比 $\alpha$ に達すると、円柱表面の摩擦応力が伝わりにくくなると推定される。

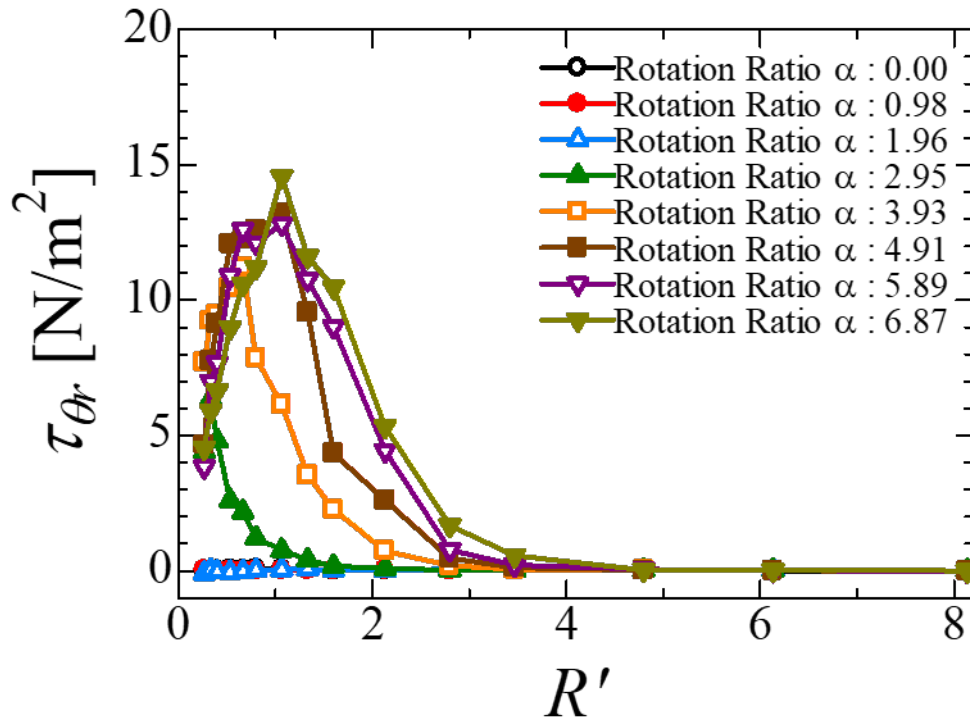


Fig. 4-62 Relationship between Reynolds stress and dimensionless distance for each rotation ratio (Deceleration side)

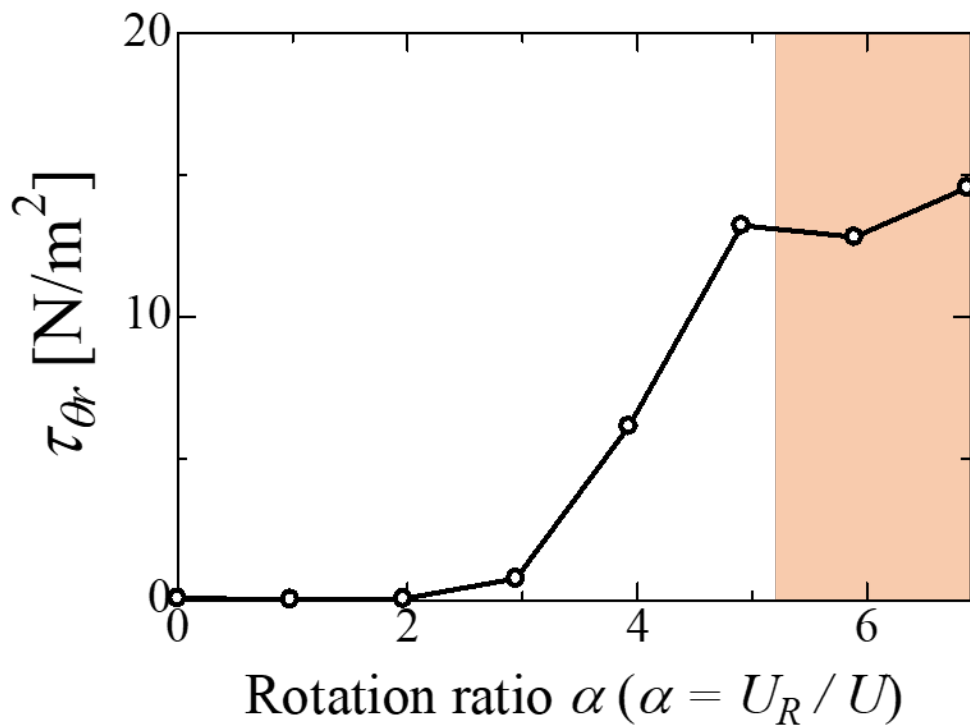


Fig. 4-63 Relationship between Reynolds stress and rotation ratio ( $R' = 1.0$ )

### 4-3-7 円柱表面粗度の違いによる影響

静水中で円柱が回転している条件では、円柱表面の粗度が粗くなることで流速場に影響が表れた。静水中では、円柱表面粗度が粗くなることによって、流速分布の速度勾配は大きくなり、レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ も増加する傾向を示す。また、円柱の表面摩擦係数に関しても円柱表面粗度が粗くなることで値は増加する。

次に、流れ中において回転している条件における円柱表面粗度の影響について調査を行う。計測条件は第3章の静水中で行った条件と同じである。代表流速は0.4m/sである。Fig. 4-64とFig. 4-65に増速側における各円柱表面粗度の流れに対して直交方向の計測結果を示す。Fig. 4-64は回転比 $\alpha = 1.96$ 、Fig. 4-65は回転比 $\alpha = 5.89$ である。また、(a)は円柱周方向の流速分布、(b)はレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ である。回転比 $\alpha$ が1.96のケースでは、円柱表面粗度の違いによる特徴的な影響は見られない。しかし、回転比 $\alpha$ が5.89まで増加すると、円柱表面粗度が粗くなるにつれて円柱表面付近の流速の増加が見られる。また、レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ についても値が増加している。第4章3節4項「円柱の回転が流速場に与える影響（増速側）」でも述べた通り、増速側の円柱表面付近では円柱の回転影響が強く、一様流と静水中で円柱を回転させた条件の流速分布を足し合わせた結果と一致する。また、第3章3節4項「円柱表面粗度の違いによる影響」でも示した静水中での結果より、円柱表面粗度が粗くなることによって、全体的な流速分布は増加することが示されている。そのため、増速側の一様流と静水中で円柱を回転させた条件の流速分布を足し合わせた結果と一致する領域では、円柱表面粗度が粗くなるにつれて流速は増加すると推定される。

Fig. 4-66とFig. 4-67に減速側における各円柱表面粗度の計測結果を示す。Fig. 4-66は回転比 $\alpha = 1.96$ 、Fig. 4-67は回転比 $\alpha = 5.89$ である。また、(a)は流速分布、(b)はレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ である。増速側同様、回転比 $\alpha$ が1.96のケースでは円柱表面粗度の違いによる特徴的な影響は見られない。ただし、減速側では回転比 $\alpha$ が5.89に達しても流速分布に顕著な違いは見られない。レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ は粒度が200 $\mu\text{m}$ のケースが若干大きい値を示しているが、全体的な値をしてみるとその差はあまり大きくはない。減速側では、そもそも静水中で円柱が回転している条件のレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ よりも3~4倍ほどの値を示す。そのため、減速側は運動量の交換が激しく、円柱表面粗度の影響が相対的に小さいと推定される。

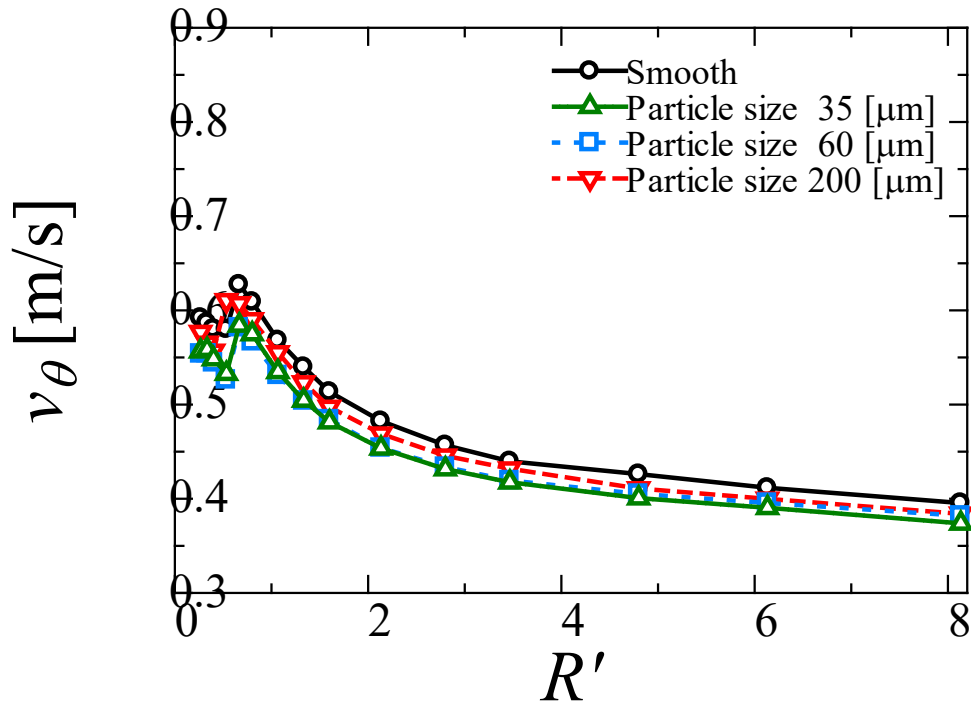
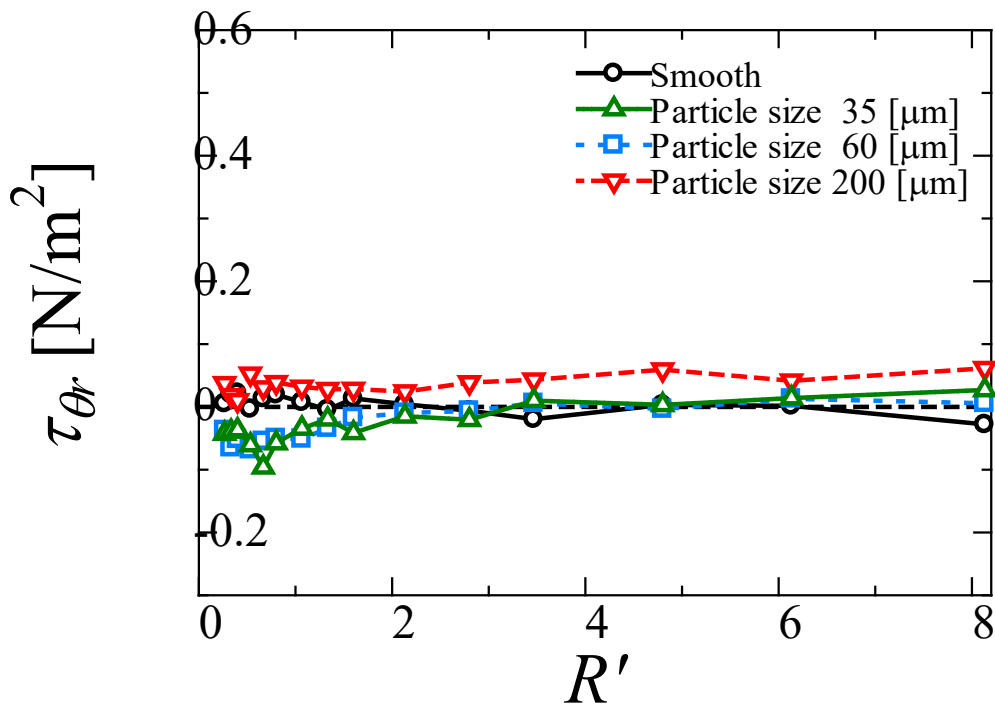
(a) Cylinder circumferential flow velocity  $v_\theta$ (b) Reynolds stress  $\tau_{\theta r}$ 

Fig. 4-64 Measurement results for each grain size condition at a rotation ratio of 1.96 (Acceleration side)



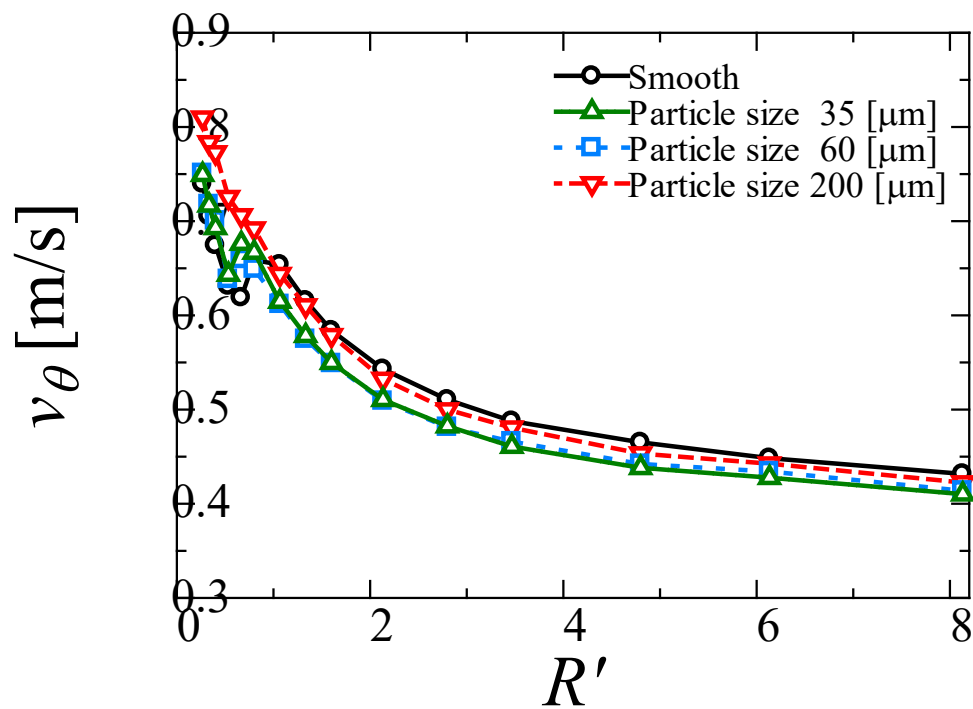
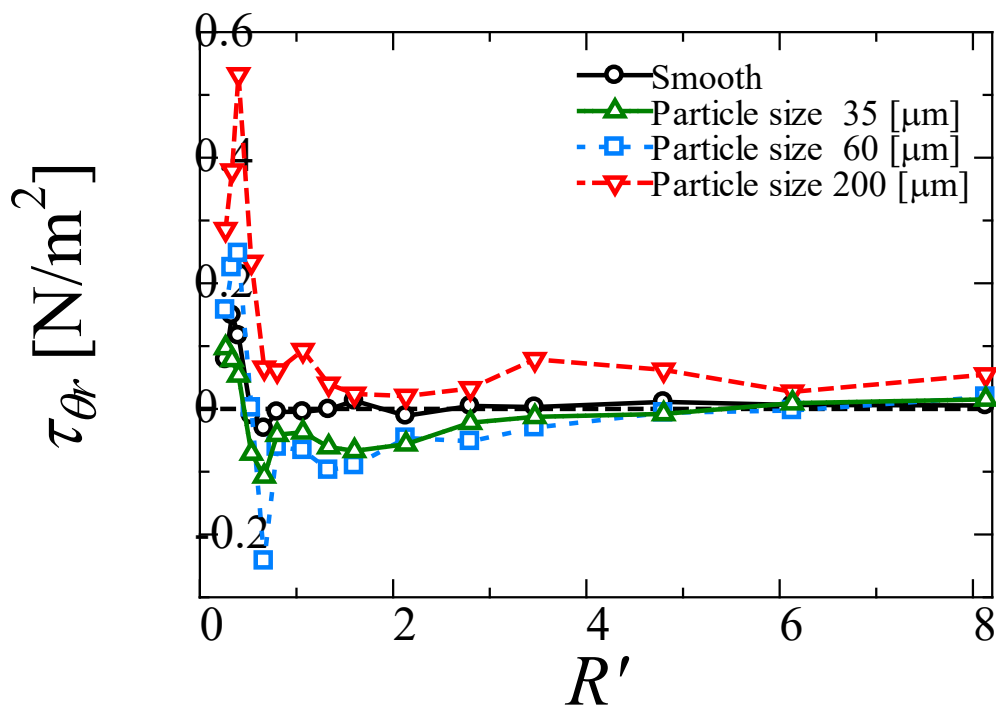
(a) Cylinder circumferential flow velocity  $v_\theta$ (b) Reynolds stress  $\tau_{\theta r}$ 

Fig. 4-65 Measurement results for each grain size condition at a rotation ratio of 5.89 (Acceleration side)

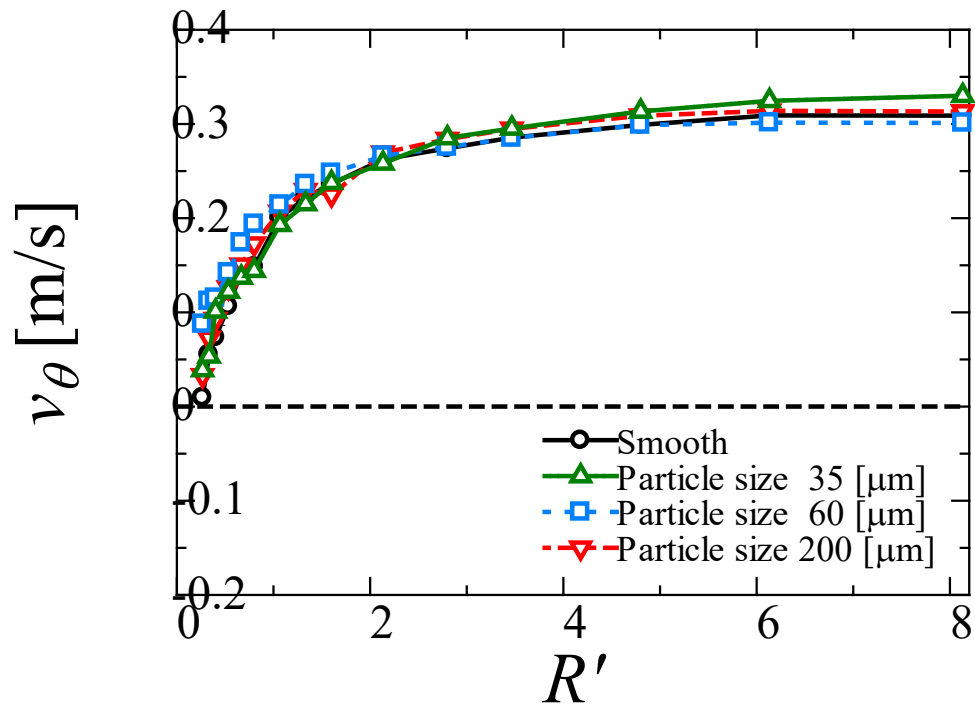
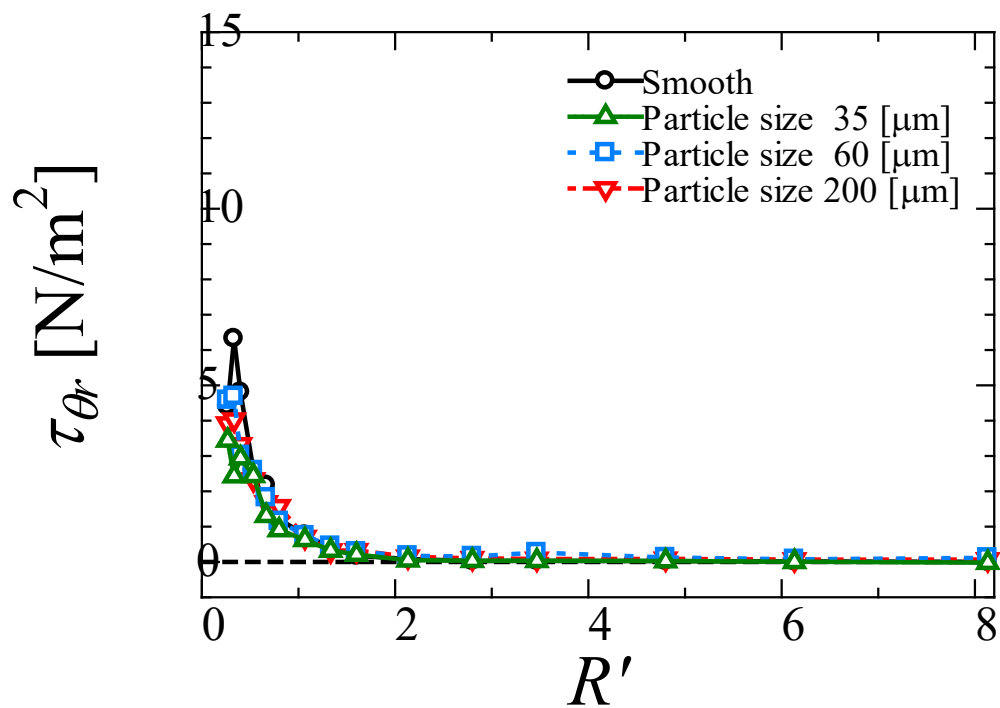
(a) Cylinder circumferential flow velocity  $v_\theta$ (b) Reynolds stress  $\tau_{\theta r}$ 

Fig. 4-66 Measurement results for each grain size condition at a rotation ratio of 1.96 (Deceleration side)

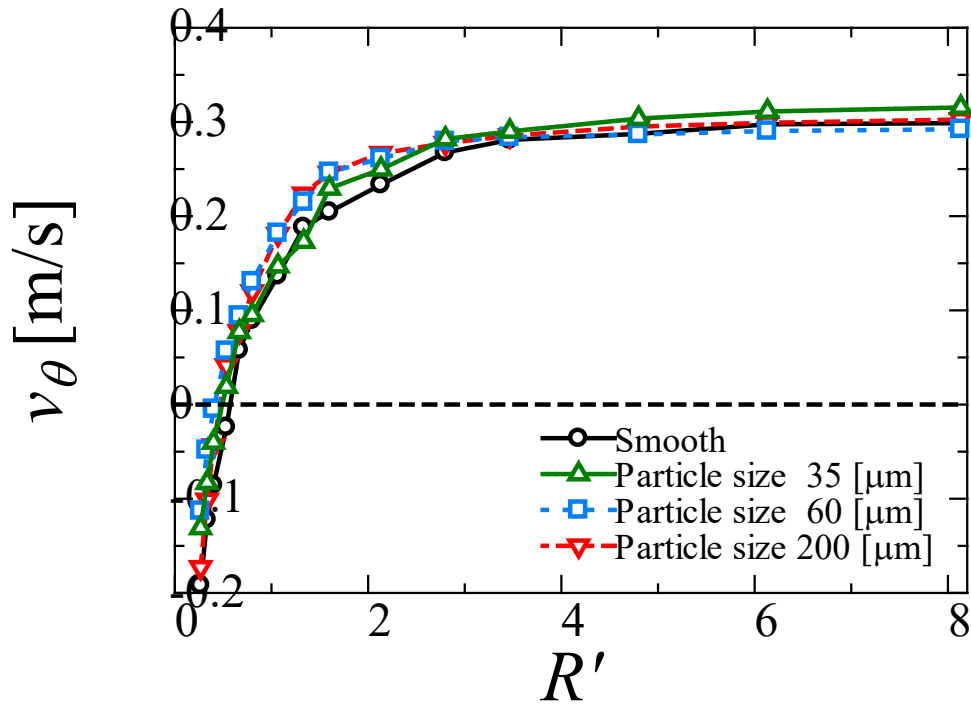
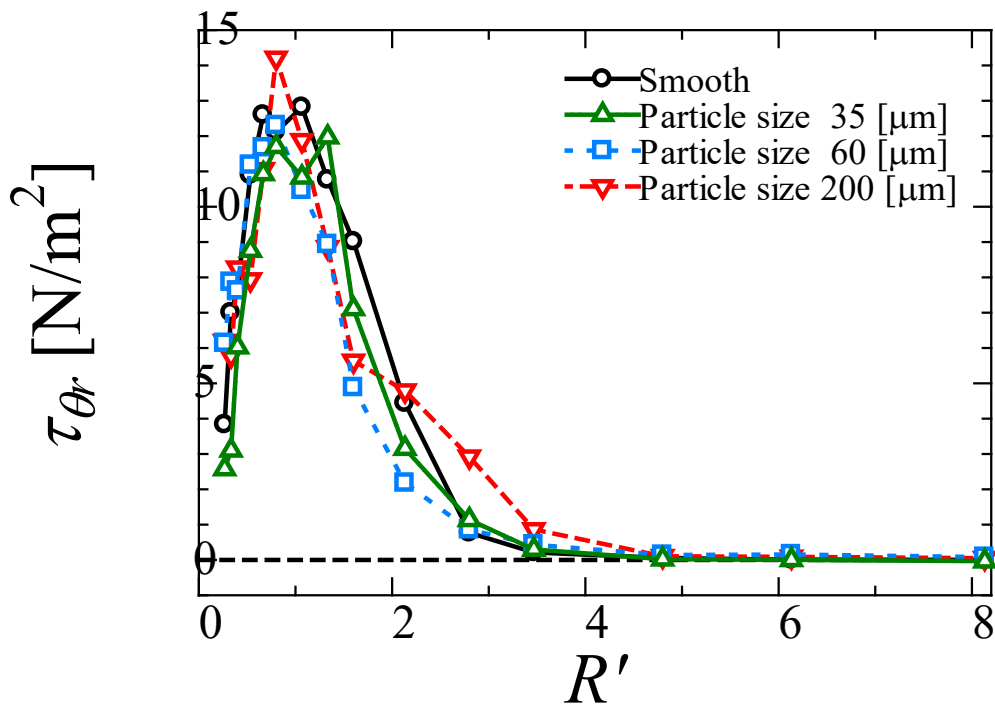
(a) Cylinder circumferential flow velocity  $v_\theta$ (b) Reynolds stress  $\tau_{\theta r}$ 

Fig. 4-67 Measurement results for each grain size condition at a rotation ratio of 5.89 (Deceleration side)



## 第 5 章

# 回転円柱周りの流速場の性状

## 5-1 本章の概要

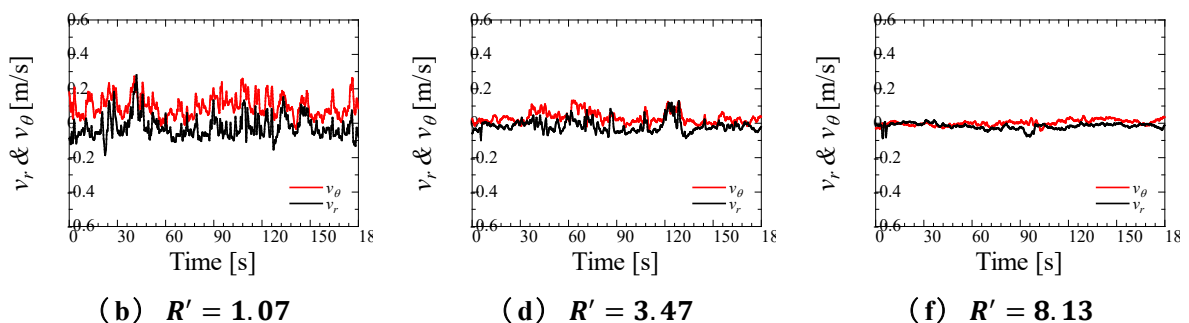
第3章「静水中の回転円柱周りの流速場の特性に関する水槽実験」、第4章「流れ中の回転円柱周りの流速場の特性に関する水槽実験」では、水槽実験により流速場の計測を行い、回転円柱周りの運動量伝搬特性や流速分布など個々の特性について調査し考察を行った。本章では、第2章「回転円柱周りの流速場の流体力学的問題の抽出」で挙げた問題点を踏まえつつ、回転円柱周りの流速場で起きている現象やその特性について総合的な考察を行う。

## 5-2 静水中における回転円柱周りの流速場の性状

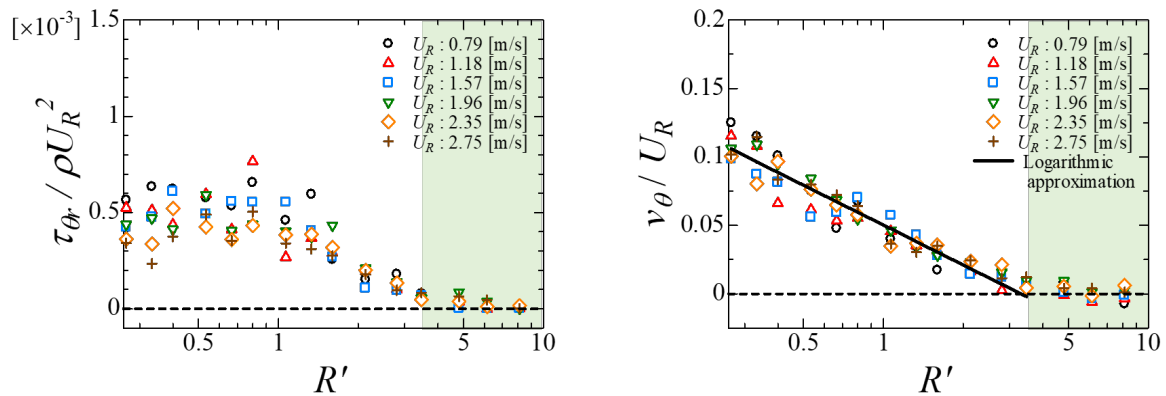
### 5-2-1 回転円柱周りの境界層の発達

第2章5節3項「平板の乱流境界層」でも説明した通り、平板上で発達する乱流境界層は、流体が物体前縁から物体表面を流れた距離に応じて発達していく。また、乱流境界層の厚さは(2-125)式で示される。では、局所的に見れば無限長さの平板上を流れる条件と同等と考えられる、静水中で回転する円柱周りでは、どのように境界層が発達するのかという疑問が生じる。

各計測点における静水中で回転する円柱周りの流速の180秒間の時系列データ(Fig. 5-1)より、どの計測点においても流速の時間変化は見られず、定常的な傾向を示している。また、本実験の計測範囲において最も円柱表面から離れた位置である $R' = 8.1$ の流速の時系列データより、流速の変動はほぼゼロである。平板における乱流境界層と同様に境界層厚さ $\delta(x)$ が発達すると仮定すると、(2-125)式より主流 $U_\infty$ を円柱表面周速 $U_R$ とした場合における180秒後の境界層厚さ $\delta(x)$ はおよそ2.8mに達する。しかし、実際の計測結果では、物体表面から約0.3mの位置で流速



**Fig. 5-1 Time series data of flow velocity at each measurement point**  
( $D = 0.15$  m,  $U_R = 2.75$  m/s)



(a) Dimensionless Reynolds stress (b) Dimensionless velocity distribution

**Fig. 5-2 Relationship between mean velocity distribution and Reynolds stress around a rotating cylinder and dimensionless distance  $R'$**

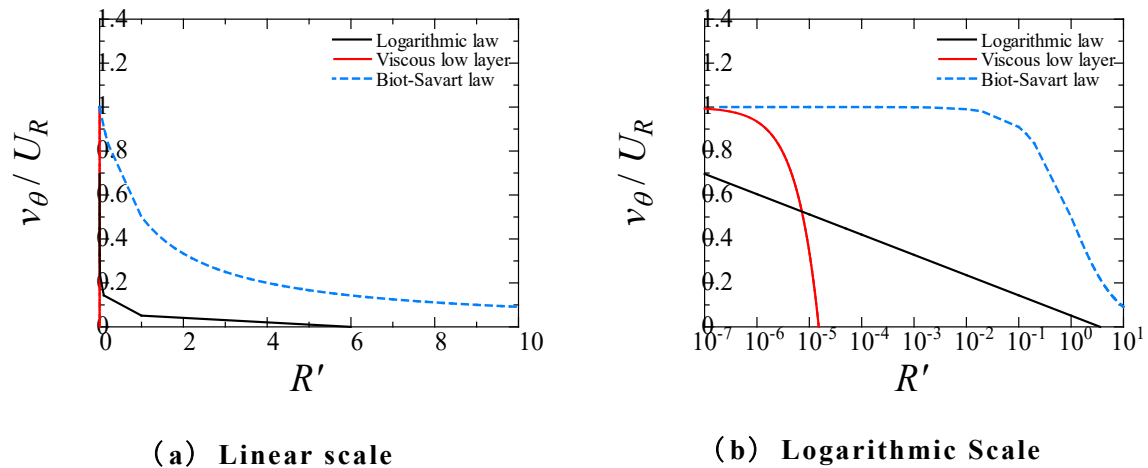
は収束する。このことから、回転円柱周りの流速場の発達は時間経過によらず一定の範囲で収束し定常状態となる。

回転円柱周りの平均流速分布およびレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ と無次元距離 $R'$ の関係より (Fig. 5-2), レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ が大きく卓越している範囲において、流速分布は対数スケールの無次元距離 $R'$ に対して直線的な減少傾向を示す。これは、平板上の乱流境界層における乱流層と同様の傾向である。また、レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ は、単位時間・単位面積あたりの運動量輸送量であり、運動量の交換の激しさを示す。そのため、レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ が卓越している範囲では流れが大きく乱れている。

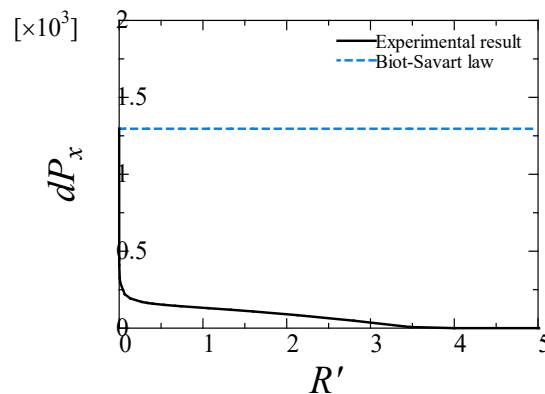
上記で述べた特性をまとめると、回転円柱周りの流速場でも平板と同様に乱流境界層が発達する。ただし、平板と異なる点として、時間経過による境界層の厚さの発達は見られず、一定の範囲にて収束する。レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ が収束する理由について、平板上では一方向へのみ運動量が伝搬していくが、円柱では円柱中心からの距離の二乗で伝搬範囲が広がるため、平板と比べて運動量が消散する速度が速いためであると推定される。

### 5-2-2 ビオサーバルの法則との比較

第2章2節3章「ランキンの渦モデル」でも取り上げた通り、自由渦と強制渦は渦運動の最も基本的なものであり、これらの二種の組み合わせはランキン渦と呼ばれる。特に自由渦は、(2-6)式に示すビオサーバルの法則より渦糸からの距離に対して反比例する流速分布を形成する。また、ビオサーバルの法則は渦周りの流速



**Fig. 5-3 Comparison of velocity distribution between Biot-Serval's law and experimental results**



**Fig. 5-4 Relationship between cylinder circumferential momentum and dimensionless distance**

場の運動量保存則を示しており，運動量が消散されず保存されている状態の流速となる。では，渦度の強さを示す循環を円柱模型に置き換えて考えた場合，どのような流速場を形成するのか調査を行う必要がある。

Fig. 5-3 は，(3-11) 式で定義される線形的な傾向を示す回転円柱周りの粘性低層の流速分布および(3-6) 式で定義される対数則に従う回転円柱周りの乱流層の流速分布と，(2-6) 式で定義されるビオサーバルの法則による渦周りの流速である。縦軸は円柱表面周速  $U_R$  で無次元化している。横軸は(3-2) 式で定義される無次元距離  $R'$  である。(a) は線形スケール，(b) は対数スケールで無次元距離  $R'$  を表示している。また，Fig. 5-4 に無次元距離  $R'$  に対する運動量の分布を示す。Fig. 5-4 に示す運動量は(5-1) 式で定義され，円柱中心からの位置の単位面積  $drdL$  を通過する円柱周方向の運動量  $dP_x$  である。



$$dP_x = 2\pi r \rho v_\theta \quad (5-1)$$

ビオサーバルの法則では運動量が保存されているため、無限遠まで流速分布は広がる。一方、実験によって得られた回転円柱周りの流速分布は、円柱表面の粘性摩擦の影響によって運動量が大きく消散し、急激に流速は減少する。その後、粘性摩擦の影響が弱まり、乱流層に遷移する。乱流の効果により、速度勾配が小さくなる。ただし、流速場ではレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ が卓越しており、伝搬された運動量は徐々に消散される。回転円柱周りの流速場では、粘性摩擦とレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ を含みせん断応力が大きく、円柱から供給された運動量は消散されていく。そのため、流速は減速し、無限遠方までは広がらず一定の範囲でゼロになる。

### 5-3 一様流れにおける回転円柱周りの流速場の性状

#### 5-3-1 回転円柱周りの流速場の基礎的特性

第4章「流れ中の回転円柱周りの流速場の特性に関する水槽実験」では、円柱の回転による減速側と増速側のそれぞれの基礎的な流速場の特性について述べた。本章では、減速側と増速側を合わせた総合的な説明を行う。Fig. 5-5に減速側と増速側の流速分布とレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ を示す（回転比 $\alpha = 6.84$ ）。結局、流れ中における回転円柱周りの流速場は、円柱の回転によって流れが増速する側では、流れはそ

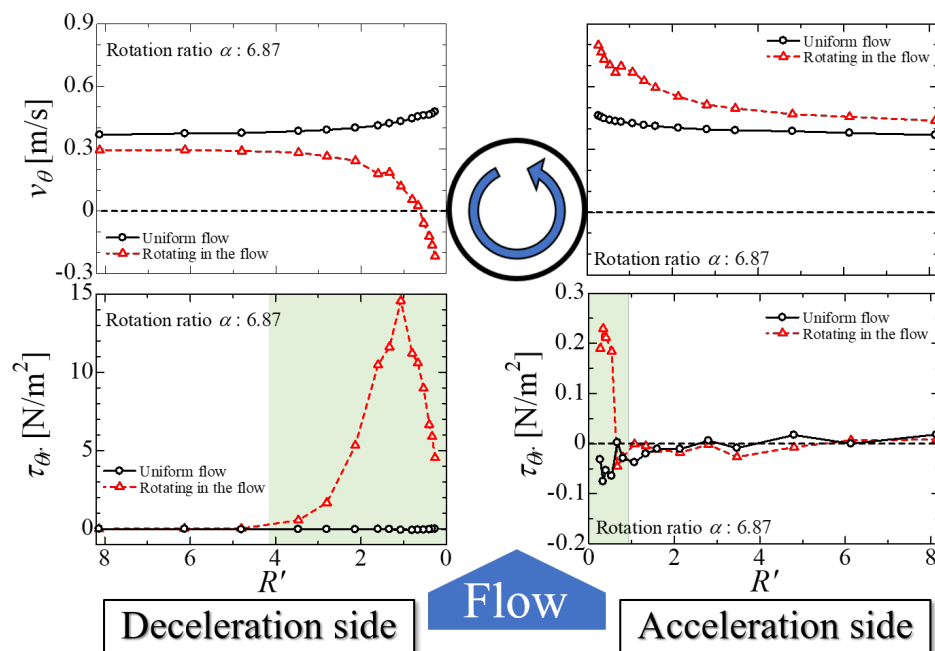


Fig. 5-5 Flow velocity distribution and Reynolds stresses on the decelerating and increasing sides (rotation ratio  $\alpha=6.84$ )

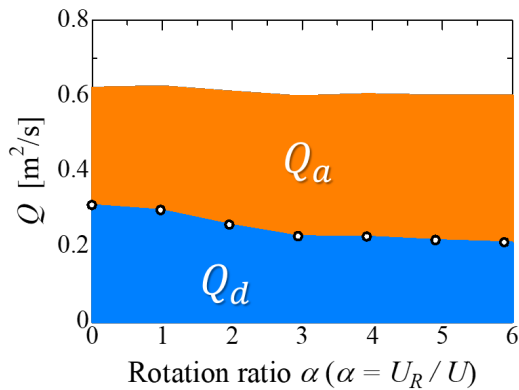
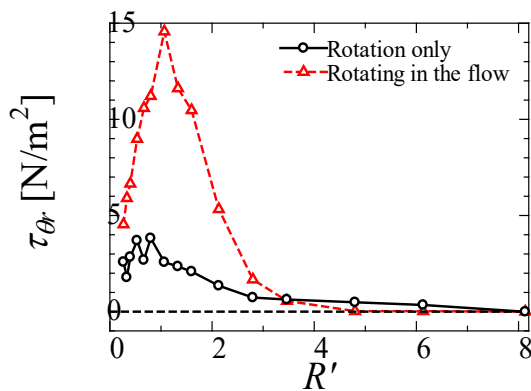


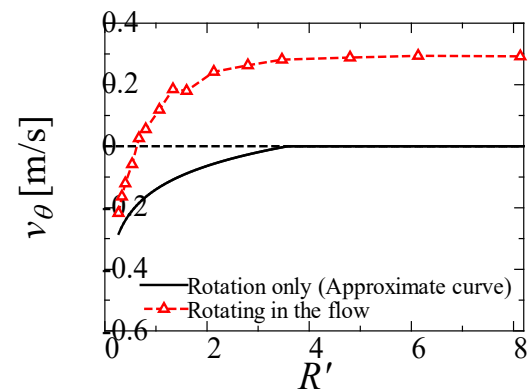
Fig. 5-6 Variation of flow rate with rotation ratio

Table 5-1 Percentage change in flow rate per rotation ratio relative to flow.

Rotation ratio	Ratio of flow rate [%]
0.00	100
0.98	100
1.96	98.4
2.95	96.4
3.92	97.3
4.91	96.7
5.89	96.7
6.87	97.2



(a) Reynolds stress



(b) Flow velocity distribution

Fig. 5-7 Comparison of Rotation only and Rotating in the flow ( $U_R : 2.75 \text{ m/s}$ )

のまま下流に流されていく。そして、円柱の回転によって流れが減速する側では、円柱が回転することで減速側の流体が増速側へ輸送される。これは回転円柱周りの流量からいえる。Fig. 5-6 に計測によって得られた増速側と減速側の流速分布を積分し算出した流量を示す（代表流速  $U = 0.4 \text{ m/s}$ ）。横軸は回転比  $\alpha$  である。減速側の流量を  $Q_d$ 、増速側の流量を  $Q_a$  とする。回転比  $\alpha$  の増加に伴い、当然ながら減速側では流量が減少し、増速側では流量が増加する。回転比  $\alpha = 0.00$  の場合の増速側と減速側の流量を足し合わせた総流量を基準とし、回転比  $\alpha$  の増加に伴う総流量の変化の比率を Table 5-1 に示す。回転比  $\alpha$  が増加すると若干流量に変化が見られるものの、その変化率は微小である。この結果から、本計測の妥当性を示すことが出来る。減速側の流量が減少する理由としては、第 4 章 3 節 3 項「円柱の回転が流速場に与える影響（減速側）」でも述べた通り、減速側ではレイノルズ応力  $\tau_{\theta r}$  が大きく卓越し、見かけ上の粘性が増大するため流体が流れにくくなる。また、減速側

の流れ中では静水中に比べてレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ が数倍もの大きくなる。Fig. 5-7に円柱表面周速 $U_R$ が2.75 m/s（流れ中での回転比 $\alpha = 6.84$ ）のケースにおける静水中と流れ中（減速側）のレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ と流速分布を示す。減速側では、元々円柱の回転方向の逆向きに主流成分が存在する。そのため、円柱の回転速度増加に伴い、減速側の速度勾配は静水中よりも大きくなる。速度勾配が大きくなると、円柱から供給される運動量が増加するため、レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ の増大に繋がると推定される。

### 5-3-2 回転円柱周りの流速場の形成過程

Fig. 5-8 ~ Fig. 5-10に、電磁流速計を用いて計測した各回転比 $\alpha$ の回転円柱周りの流速場を示す（代表流速 $U = 0.3$  m/s）。（a）はレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ の分布、（b）は円柱周方向の流速 $v_{\theta}$ の分布である。第4章では、回転比 $\alpha$ ごとの変化の様子をレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ と流速にそれぞれ分けて説明した。本章ではレイノルズ応力

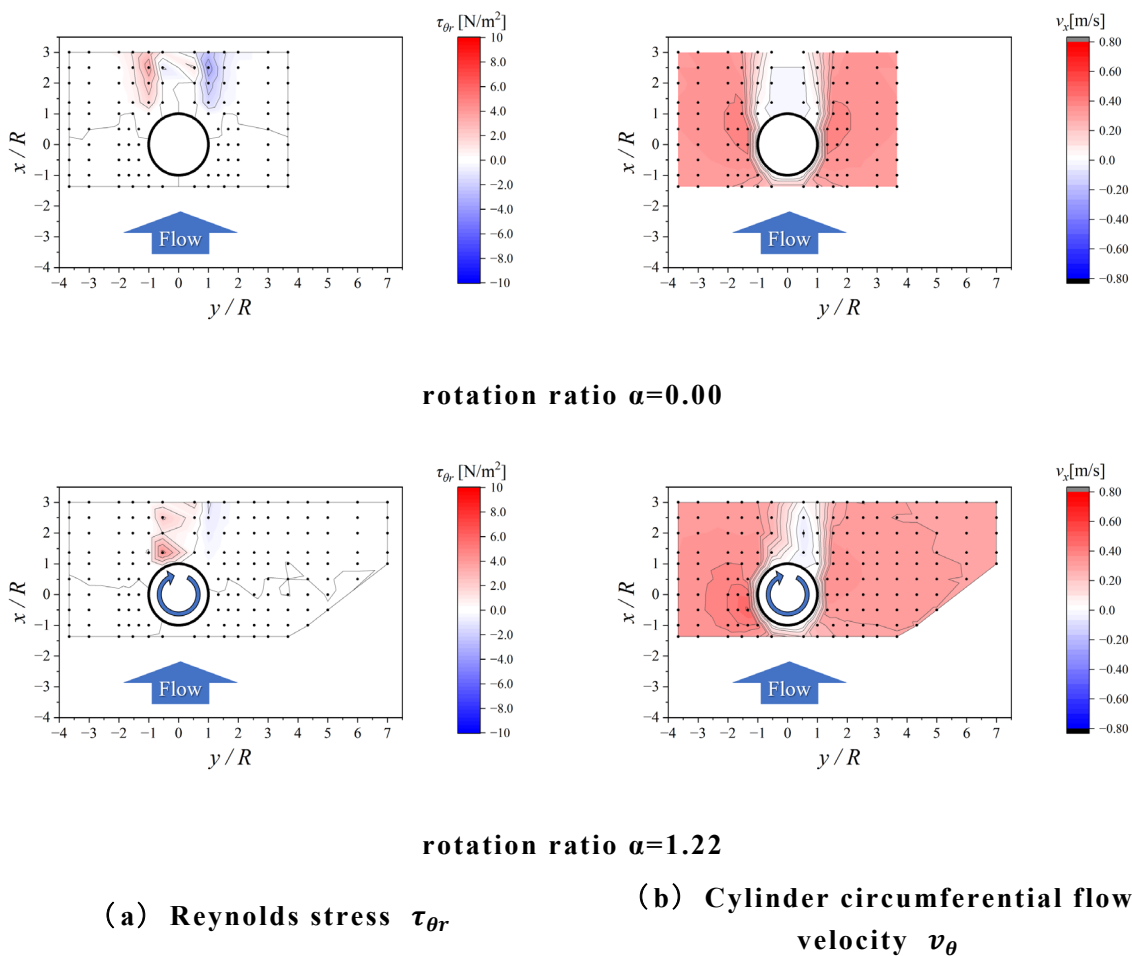


Fig. 5-8 Contour plot of flow field around a rotating cylinder ( $\alpha=0.00 \sim 1.22$ )

$\tau_{\theta r}$ と流速の分布を総合的に取りまとめ考察を行い、回転円柱周りの流速場の形成過程について明らかにする。

回転比 $\alpha$ が0.00（円柱が回転していない状態）では、円柱周りの流速場は流れ方向に軸対象な分布を示す。また、円柱後方では、流速が著しく低下する領域が生まれる。これは、円柱表面から流れが剥離し渦が放出され、円柱後方で後流と呼ばれる渦による乱れの強い領域を形成するためである。このことはレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ の分布が円柱後方で大きく卓越していることからわかる。回転比 $\alpha$ が1.22に達すると、流速場の対称性は崩れ始め、増速側では剥離点が円柱後方に移動する。増速側では流れに沿うように円柱が回転しているため、円柱表面から剥離しにくくなり、剥離点が円柱後方へ移動する。しかし、減速側では剥離点の移動は見られない。この段階では、減速側における円柱の回転影響が主流よりも弱いためであると推定される（Fig. 5-8）。

回転比 $\alpha$ が3.05~4.28の範囲に達すると、それまでの軸対称な分布から変化し、減速側にてレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ が大きく卓越する。また、減速側の剥離点は円柱前

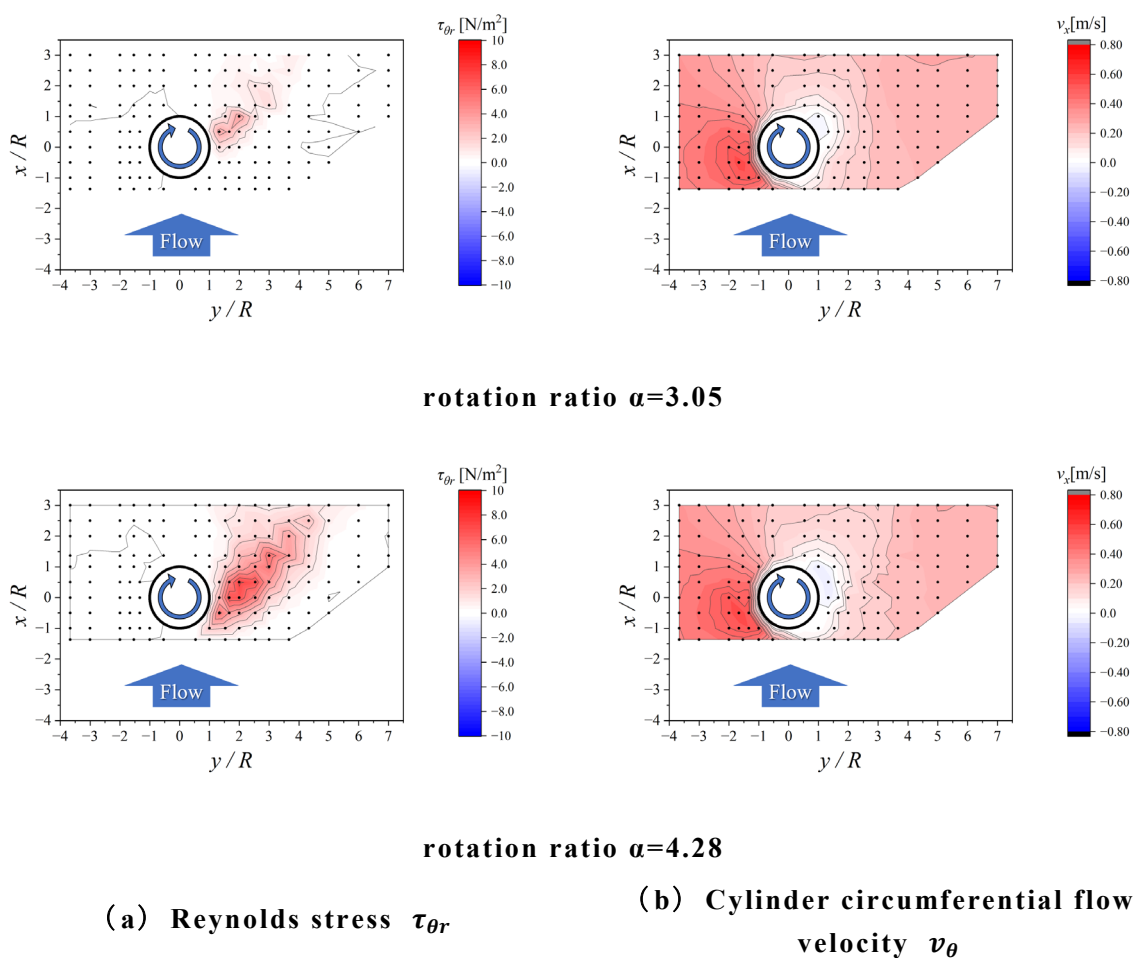
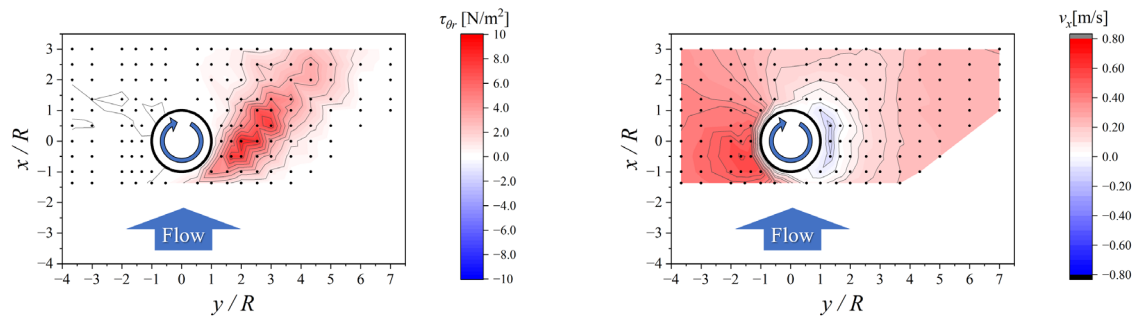


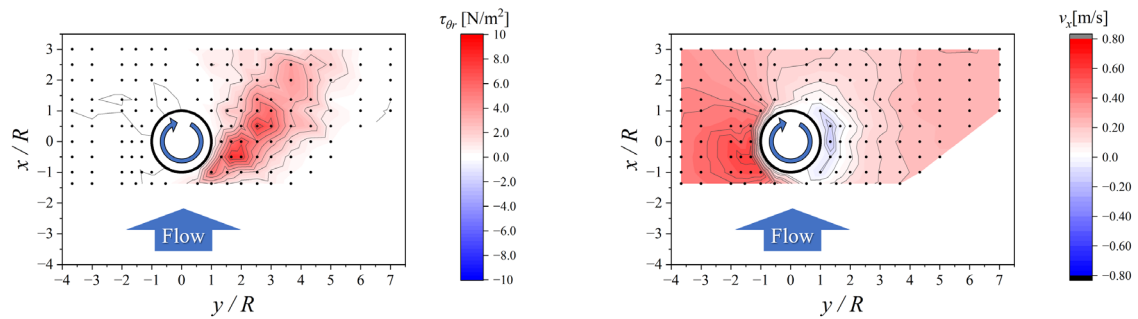
Fig. 5-9 Contour plot of flow field around a rotating cylinder ( $\alpha=3.05\sim 4.28$ )

方に移動する (Fig. 5-9)。これは回転比 $\alpha$ が 1.22 を超えると、円柱の回転影響が主流よりも強くなるためである。また、円柱の回転影響と主流が交わり運動量の交換が激しくなる。そのため減速側では乱流境界層に遷移しており、レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ が急激に増加する傾向を示していると推定される。ただし、増速側では減速側から流れてくる流体成分があり、主流の影響が強くと表れ、減速側で見られるようなレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ の大きな増大は見られない。

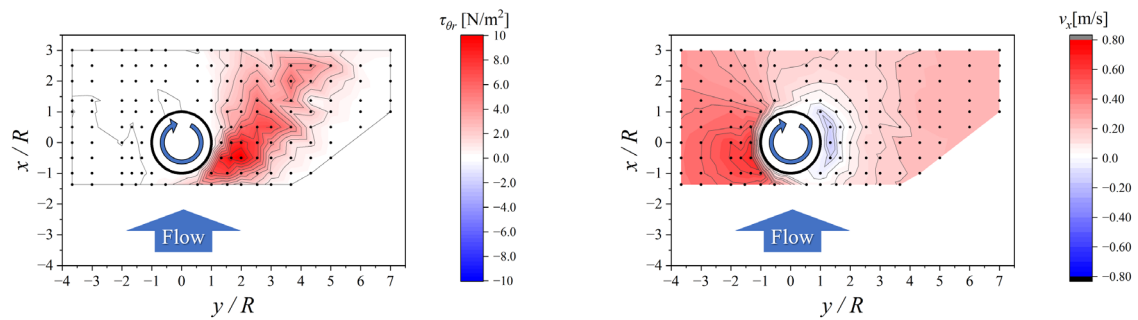
回転比 $\alpha$ が 4.28 以降の範囲では、それまでに見られていた減速側のレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ の急激な増加は見られない。また、減速側の円柱表面付近では逆流する方向に流れており、円柱周りを循環するような流速場を形成する (Fig. 5-10)。これは、Fig. 5-11 に示す直交方向の減速側の流速分布を円柱表面周速 $U_R$ で無次元化したグラフからも読み取れる。縦軸の円柱周方向の流速は、計測範囲における最も円柱表面から遠ざかる地点の流速を差し引き、主流の影響を取り除いた。(a) は円柱の回転によって流速が増速する側 (増速側)、(b) は減速する側 (減速側) である。Fig. 5-11 で用いたケースの代表流速は 0.4 m/s である。円柱が回転していない回転比 $\alpha$ が 0.00 のケースでは、値が発散してしまうため本グラフからは除いている。回転比 $\alpha$ が 2.95 までは一定の傾向は見られず、回転比 $\alpha$ ごとに異なる傾向を示す。しかし、回転比 $\alpha$ が 3.93 以降では、円柱表面周速 $U_R$ で無次元化を行うと全て同一の傾向を示す。このことから、回転比 $\alpha$ が 4.00 を超えたあたりから円柱周りの流速場は、円柱の回転成分に支配されているといえる。また、減速側よりさらに大きい回転比ではあるが、増速側においても回転比 $\alpha$ が 5.00 付近から円柱の回転成分に支配されていることがわかる。レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ の分布の変化について、回転比 $\alpha$ が 4.28 付近まで減速側は、主流と円柱の回転成分が入り混じるような流速場を形成しており、急激なレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ の増加が見られていた。しかし、回転比 $\alpha$ が 4.28 以降では、円柱周囲の流れが円柱の回転成分に支配され、円柱からの運動量の供給が静水中と同等となり、結果としてレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ の増大が弱まったと推定される。



rotation ratio  $\alpha=5.50$



rotation ratio  $\alpha=6.12$



rotation ratio  $\alpha=7.94$

(a) Reynolds stress  $\tau_{\theta r}$

(b) Cylinder circumferential flow velocity  $v_{\theta}$

Fig. 5-10 Contour plot of flow field around a rotating cylinder ( $\alpha=5.50\sim 7.94$ )

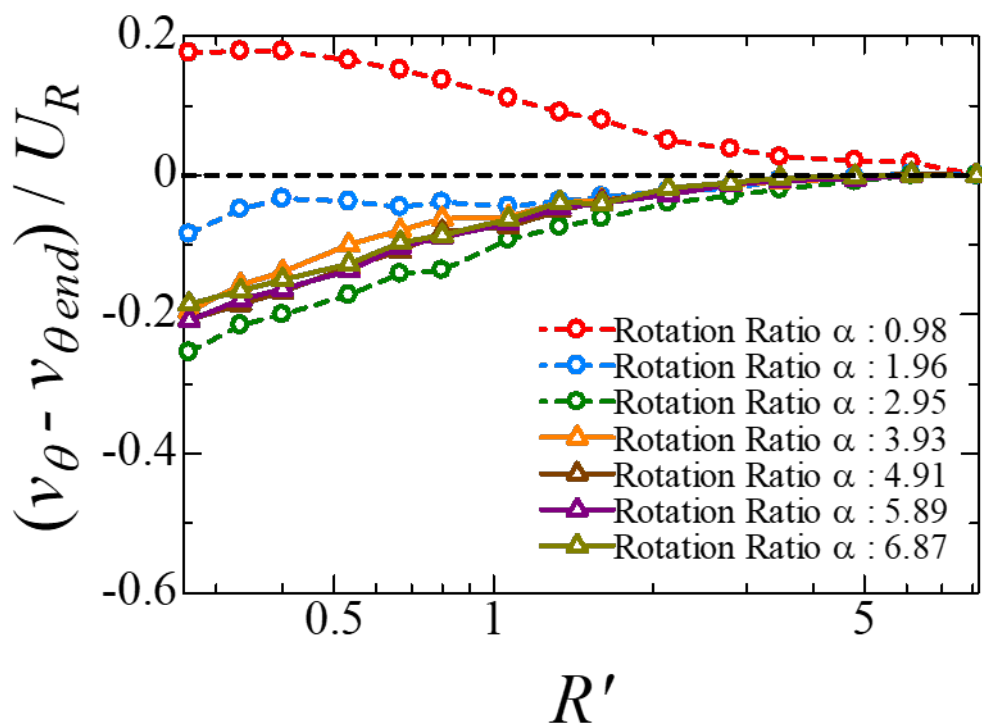
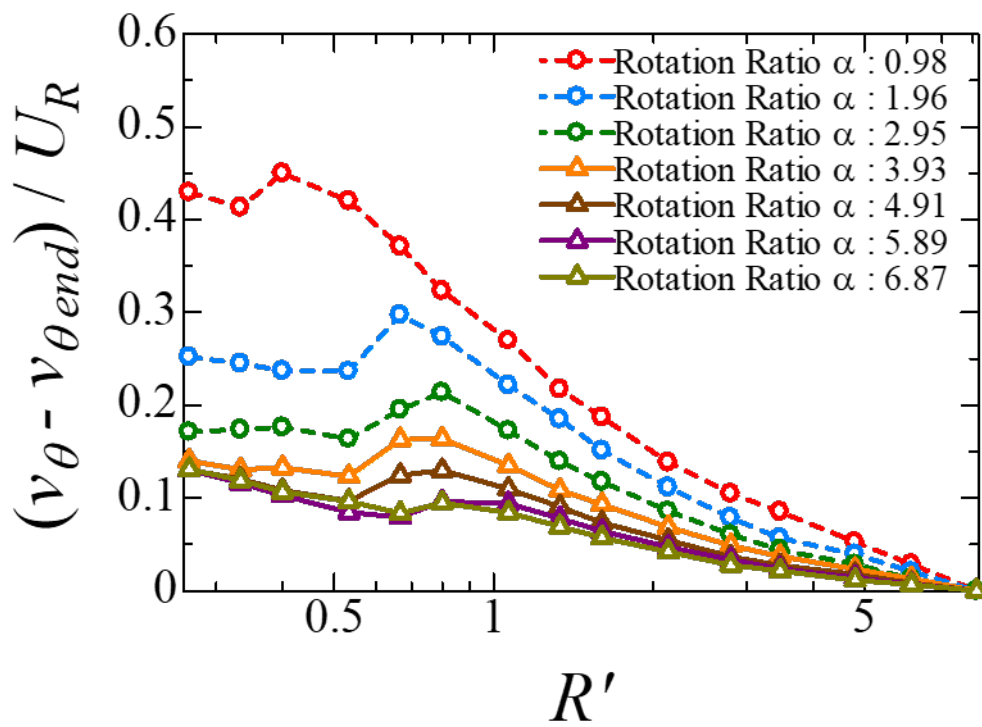


Fig. 5-11 Relationship between dimensionless flow velocity distribution and dimensionless distance

### 5-3-3 回転円柱に働く流体力と流速場の関係

前項までは流速場の形成過程について述べてきた。本項では、円柱の回転によって形成された流速場と、回転円柱に働く流体力の特性について関連付けた考察を行う。第1章序論でも述べた通り、回転比 $\alpha$ が6.0付近までにおける回転円柱に働く流体力の特性は、大きく3つの領域に分けることができる。Fig. 5-12に、円柱の直径が0.15mにおける回転円柱に働く流体力の係数と回転比 $\alpha$ の関係を示す。

(a) は抗力係数 $C_D$ 、(b) は揚力係数 $C_L$ である。抗力係数 $C_D$ と揚力係数 $C_L$ はそれぞれ(5-2)式と(5-3)式を用いて求めている。

$$C_D = \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho U^2 A} \quad (5-2)$$

$$C_L = \frac{F_y}{\frac{1}{2}\rho U^2 A} \quad (5-3)$$

$F_x$ は水槽実験によって計測した流れ方向に働く力、 $F_y$ は水槽実験によって計測した流れに対して直交方向に働く力、 $A$ は投影面積である。流体力を計測する際には、一定の回転速度で5分間計測を実施した。円柱の回転速度は最大5.83rpsである。円柱の回転速度の刻み幅は0.39rpsであり、一つの流速に対する流体力の計測点は無回転時を含めて16ケースである。流速は0.3~0.5m/s(レイノルズ数 $Re$ :  $4.5 \times 10^4 \sim 7.5 \times 10^4$ )の範囲である。サンプリング周波数は100Hzである。

回転比 $\alpha$ が0.0から1.0付近までの1つ目の領域では、抗力係数 $C_D$ は回転比 $\alpha$ が増加するにつれて静止状態の抗力係数 $C_D$ の値から減少していく。揚力係数 $C_L$ は回転比 $\alpha$ が増加するにつれて徐々に増加し始める。この領域を領域①と定義する。回転比 $\alpha$ が1.0から3.0までの2つ目の領域では、領域①で減少していた抗力係数 $C_D$ は上

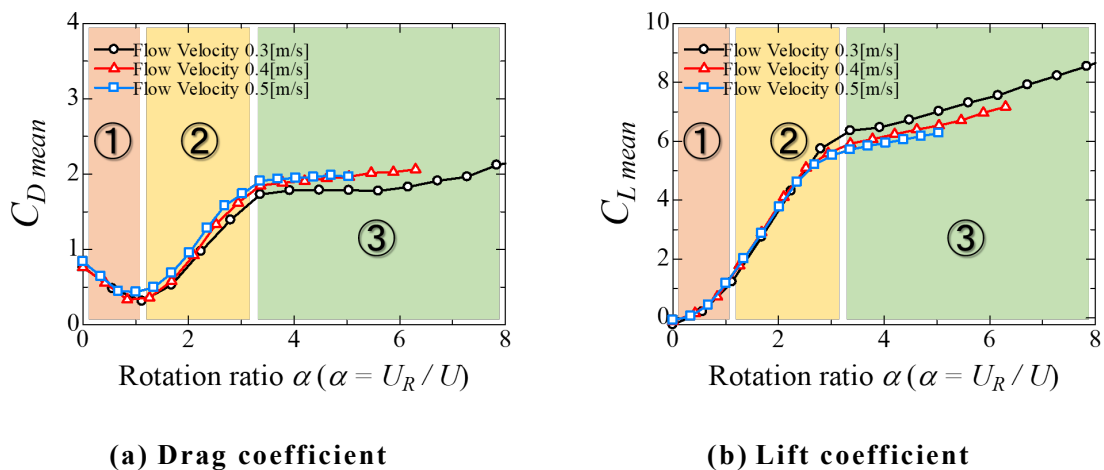


Fig. 5-12 Characteristics of fluid forces acting on a rotating cylinder ( $D = 0.15\text{m}$ )



昇傾向に転じる。揚力係数 $C_L$ は領域①よりも大きい勾配で上昇する。この領域を領域②と定義する。回転比 $\alpha$ が3.0以降の3つ目の領域では、抗力係数 $C_D$ 、揚力係数 $C_L$ ともに上昇傾向を示していた領域②に対して、値の上昇が弱まる。この領域を領域③と定義する。

まず初めに、領域①における流体力係数の傾向について説明する。領域①における回転円柱周りの流速場は、増速側では剥離点が円柱後方へ移動し、減速側では剥離点の位置が変化しないため、後流の幅が狭まる。無回転時の円柱周りの圧力は、円柱前方のよどみ点が生まれる位置にて最も高圧となり、そこから下流側へ進むにつれて円柱に働く圧力は低下していく。そして、流れに対して直交する位置で圧力は最も低い値を示す。剥離の生じないポテンシャル流れでは、さらに下流へ進むと再び圧力が高くなり、正味の抵抗はゼロとなる。しかし、実際の流れでは流体の粘性の作用によって剥離が生じる。そして、流れが剥離し後流が形成されることによって円柱後方の圧力は低圧のままとなり、抗力として物体に作用する。領域①では円柱が回転することによって後流の幅が狭まるため、抗力係数 $C_D$ の減少に繋がったと推定される。また、円柱が回転することによって増速側と減速側で流速差が生じるため、揚力係数 $C_L$ は上昇し始める。

次に、領域②における流体力係数の傾向について説明する。領域②における回転円柱周りの流速場は、減速側の剥離点が円柱前方へ移動することによって、領域①で狭まっていた後流が大きく広がる。また、減速側でレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ が大きく卓越し、見かけ上の流速場の粘性が増大することで、減速側に流体が流れにくくなる。そして、増速側へ流れる流体の量が増加するため、増速側と減速側の流速差は大きくなる。その結果、領域①では減少傾向を示していた抗力係数 $C_D$ は上昇傾向に転じる。また、領域①よりも流速差の広がりが大きくなるため、より大きな勾配で揚力係数 $C_L$ は上昇する。

最後に、領域③における流体力係数の傾向について説明する。領域③における円柱周囲の流速場は、円柱の回転に支配され、円柱周囲を循環するような流速場を形成する。また、そのような流速場が形成されると、円柱表面から供給される運動量が減少し、流速場全体の変化はあまり見られなくなる。そのため、抗力係数 $C_D$ 、揚力係数 $C_L$ 共に値の上昇は弱まる。ただし、円柱の回転速度増加に伴って少しずつではあるが流速差が広がっているため、揚力係数 $C_L$ は徐々に増加する傾向を示している。



## 第 6 章

### 結論

本研究は、回転円柱周りの流速場について円柱の回転が流速場に与える影響やその特性を考察し、流速場の形成過程を明らかにすること、回転円柱に働く流体力特性と流速場を関連付けて考察し、流体力特性の物理的メカニズムを明らかにすることを目的とした。目的を達成するために以下に示すプロセスを実施した。

- 既存の流体力学に関する知見を取りまとめ、回転円柱周りの流速場に関わる問題を抽出する。
- 円柱の回転自体が流体に与える影響について、静水中での実験を実施した。基礎的な回転円柱周りの流速分布、円柱の回転に伴う運動量伝播特性について調査し明らかにした。
- 一様流中における回転円柱周りの流速場に関する実験を実施した。円柱の回転によって流れが減速する側、増速する側の特性について明らかにした。
- 静水中と一様流れ中の回転円柱周りの流速場の特性を整理し、既存の流体力学的問題を踏まえた現象の考察を実施した。そして、回転円柱周りの流速場の形成過程について明らかにした。

以下に、各章の要約および成果を記す。

第1章では、本研究の背景と目的、および論文の構成を示した。

第2章では、回転円柱周りの流速場を調査していく上で検討すべきである流体力学的問題の抽出を行った。回転円柱に働く流体力の算定方法として、古くはポテンシャル理論による手法が挙げられる。元々は流れ中に置かれた翼に発生する揚力を説明したものであるが、その過程におけるモデルは流れ中で回転する円柱そのものである。理論上では、流れ中に循環が存在することによって流速差が発生し、ベルヌーイの定理を適用することによって揚力が求められる。そこで、円柱模型の回転を循環と仮定し、静水中で回転する円柱周りの流速分布と一様流を足し合わせると実際の流速場にどれほど近づくのか、またはどのような違いがあるのか調査を行う必要がある。また、ポテンシャル理論で用いられる循環周りの流速場は運動量が保存され、ビオサーバルの法則で示されるように循環からの距離に反比例して流速が減少する傾向を示す。円柱模型の回転を循環と仮定する場合、そもそもビオサーバルの法則による流速分布に近づくのか、流速場の特性の変化を考慮しつつ調査し考察を行う。

もう一つは回転円柱周りの境界層の発達である。流速場の数値解析にも繋がる

が、数値解析を実施する際に用いられる係数などは、平板上の境界層に関する実験や DNS (Direct Numerical Simulation) の結果を基に決定されている。静水中の回転円柱周りの流速場を局所的に見れば、円柱が回転する限り周囲の流速場に与える影響範囲は拡大し続ける可能性がある。しかし、実際の流速場の特性について明確に示されていない。そこで、静水中の回転円柱周りの流速場を計測し、流速分布や運動量の伝播特性を調査する。

第 3 章では、静水中で円柱が回転している条件の流速場の特性について調査を実施した。流れが流入するケースについて調査をする前に、静水中で円柱が回転することによる運動量伝搬特性や、流速分布の基礎的な特性を明らかにする必要がある。円柱の回転によって流体に伝搬される運動量の評価については、単位面積・単位時間あたりの運動量輸送量を示すレイノルズ応力  $\tau_{\theta r}$  を用いた。

静水中で回転する円柱周りの流速は、時間経過によらず定常的な傾向を示す。ここで、レイノルズ応力  $\tau_{\theta r}$  と流速の時間平均を算出し評価を行う。レイノルズ応力  $\tau_{\theta r}$  は、無次元距離  $R'$  が 0.8 付近まで増加傾向を示し、その後は減少傾向となり無次元距離  $R'$  が約 3.5 付近で値はほぼゼロになる。流速分布は、対数スケールに従う直線的な減少傾向を示す。また、円柱表面周速  $U_R$  で無次元化することで一定の流速分布となる。流速分布についても、レイノルズ応力  $\tau_{\theta r}$  が収束する範囲で速度成分はほぼゼロとなる。円柱表面平均摩擦応力  $\bar{\tau}_0$  は、円柱表面周速  $U_R$  の二乗に比例し、表面摩擦係数は一定の値を示す。円柱表面が粗くなり、表面摩擦応力が増加することによって、回転円柱周りの流速分布の勾配は大きくなる。これは供給される運動量が増加し、円柱表面が平滑な条件と比べて乱流層への遷移が早いことが要因であると考えられる。また、本計測範囲における円柱表面の粗さでは、レイノルズ応力  $\tau_{\theta r}$  や流速分布が収束する範囲はほぼ同程度である。

第 4 章では、回転円柱周りの流速場の特性について調査を実施した。円柱の回転によって流れが減速する側では、回転比  $\alpha$  が増加するにつれて流速が大きく減速する。それに伴い、レイノルズ応力  $\tau_{\theta r}$  は増大する。減速側では回転によって速度勾配が大きくなり、円柱側から伝わる運動量が増大し、レイノルズ応力  $\tau_{\theta r}$  の増大に繋がる。レイノルズ応力  $\tau_{\theta r}$  は、ブシネスクの仮定より渦動粘性係数との関係式が示されており、レイノルズ応力  $\tau_{\theta r}$  が増大することに流速場の見かけ上の粘性が強くなる。その結果、減速側へ流体が流れにくくなり、流速の減少に繋がる。

円柱の回転によって流れが増速する側では、減速側から輸送されてきた分の流体

が加算され、流速の増加に繋がっていると想定される。ただし、円柱表面近傍において不連続な流速分布を示す。また、その領域の流速分布は、静水中の回転円柱周りの流速と一様流を足し合わせた流速分布と一致する。円柱表面近傍では、円柱の回転影響が支配的な領域が形成されており、減速側から輸送されてきた流れが入り込めない状態であると推定される。

第5章では、第2章で述べた回転円柱周りの流速場の流体力学的問題を踏まえつつ、回転円柱周りで起きている現象やその特性について総合的に考察する。

回転円柱周りの境界層の発達について、静水中で得られた実験結果から考察する。静水中で回転する円柱周りの流速場では、レイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ が卓越し、流速分布は無次元距離 $R'$ の対数スケールに従う直線的な減少傾向を示す。このことから、回転円柱周りの流速場は乱流境界層と同等の状態であることがいえる。ただし、局所的な回転円柱表面の流れを無限長さの平板上を流れる条件と捉えると、従来の乱流境界層の理論では時間経過に伴い境界層の厚さを増していく。しかし、実際には流速分布は定常状態であり、時間経過によらず一定の範囲内で収束する。

流れ中における回転円柱周りの流速場について、直感的にも考えられるように、円柱の回転によって流れが減速する側から増速する側へ輸送され流速差が生じる。これは、回転円柱周りの流量からも言えることができ、円柱が無回転時の流量と、円柱が回転時の増速側と減速側の流量を足し合わせた値を比較しても、円柱が無回転時の流量から大きく変化は見られない。

回転円柱周りの流速場の特性と形成過程について、流体力特性における領域①では、流れに沿うように増速側で円柱が回転しているため、剥離点が円柱後方へ移動する。減速側では、主流の影響が強いため、剥離点の変化は見られない。その結果、後流の幅が狭まる。領域②では、減速側における回転影響が主流に勝り、剥離点が円柱前方に移動するため後流の幅が広がる。また、円柱の回転影響と主流が交わり、減速側で乱流促進される。領域③では、円柱周囲を循環するような流速場を形成し、流速場全体が変化しにくくなる。

回転円柱に働く流体力特性と流速場の関係について、領域①では、円柱の回転に伴い後流の幅が狭まるため、抗力は減少する。領域②では、後流の幅が広がるため抗力は増加傾向に転じる。また、見かけ上の粘性が大きくなることで、増速側と減速側の流速差が大きくなるため揚力の増加が強まる。領域③では、流速場全体が変化しにくくなるため、抗力、揚力共に値の変化が弱まる。

最後に、得られた研究成果の総括を以下に示す。

回転円柱に働く流体力特性について、流速場の変化と関連付けて考察し、3つの回転比 $\alpha$ の領域における流体力特性の変化のメカニズムを明らかにした。領域①では、円柱の回転に伴い後流の幅が狭まるため、抗力は減少する。領域②では、後流の幅が広がるため抗力は増加傾向に転じる。また、見かけ上の粘性が大きくなることで、増速側と減速側の流速差が大きくなるため揚力の増加が強まる。領域③では、流速場全体が変化しにくくなるため、抗力、揚力共に値の変化が弱まるという結論を得た。

回転円柱周りの流速場について、流速とレイノルズ応力 $\tau_{\theta r}$ の分布を水槽実験にて調査し、回転円柱周りの流速場の特性や形成過程を明らかにした。領域①では、増速側の剥離点が円柱後方へ移動するため、後流の幅が狭まる。領域②では、減速側における回転影響が主流に勝り、剥離点が円柱前方に移動するため後流の幅が広がる。領域③では、円柱周囲を循環するような流速場を形成し、流速場全体が変化しにくくなるという結論を得た。

本研究成果は、回転円柱周りの流速場の数値解析結果との定量的な比較や、回転円柱問題を解くための新たなモデルの提案へ活用することが出来る。また、流れ場の特性を明らかにすることによって、回転円柱に働く流体力の低減方法について検討することも可能となる。

## 謝 辞

日本大学理工学部海洋建築工学科 教授 居駒 知樹 先生には、学部3年次に居駒研究室に配属されてから現在までの7年間、数々の貴重なご助言・ご指導をいただきました。研究内容の直接的な指導はもちろんのこと、研究に対する姿勢や研究者としてのあるべき姿等、今後著者が研究者として生きていく上で大切なことをご教授していただきました。また、多くの学会やシンポジウムにて研究発表をさせていただいたり、様々な企業や研究者の方々とお会いできる機会を提供していただいたりと、研究者として重要な経験を数多く積ませていただきました。居駒研究室で研究活動を行えたことは、著者にとって一生の誇りです。心より深く感謝申し上げます。

東京大学生産技術研究所新領域創成科学研究科 教授 林 昌奎 先生には、卒業研究時に林研究室の研究実習生として所属してから現在までの6年間、数々の貴重なご助言・ご指導をいただきました。林先生のご指導なくしては、本研究成果を残すことができませんでした。林先生からは、本研究に対するご助言やご指導はもちろんのこと、研究の面白さ・難しさを深くご教授していただきました。林先生に出会えたからこそ、著者は研究者を志し、研究者として生きていきたいと強く望むようになりました。林先生の下で研究活動を行えたことは、著者にとって何物にも代えがたい貴重な経験でした。心より深く感謝申し上げます。

日本大学理工学部航空宇宙工学科 教授 村松 且典 先生には、実験の精度や正確性、本研究成果の考察に対するご指摘等、細部にわたり本研究に対する貴重なご助言・ご指導をいただきました。また、多忙であるにもかかわらず、副査として本論のご助言・ご指導をしていただきました。流体现象に関する数多くの実験を実施してこられた村松先生からいただいたご指摘は、本論を完成させる上で非常に重要なものでした。心より深く感謝申し上げます。

日本大学理工学部海洋建築工学科 特任教授 近藤 典夫 先生には、副査として細部にわたり本研究に対する貴重なご助言・ご指導をいただきました。本論の内容に対するご指摘に加えて、数値解析に関する知見をご教授下さったことは、著者にとって貴重な経験となりました。心より深く感謝申し上げます。



日本大学理工学部海洋建築工学科 教授 北嶋 圭二 先生，日本大学理工学部海洋建築工学科 教授 福井 剛 先生，日本大学理工学部海洋建築工学科 准教授 惠藤 浩朗 先生，日本大学理工学部海洋建築工学科 特任教授 小林 昭男 先生には，本研究に対する俯瞰的なご指摘・ご助言をいただきました。また，多忙であるにもかかわらずお時間を割いていただき，発表資料や発表の仕方について数多くのご助言をいただきました。多角的な視点からのご助言がいただけたことは，著者が研究者として生きていく上で貴重な経験となりました。心より深く感謝申し上げます。

日本大学理工学部海洋建築工学科 助教 相田 康洋 先生には，本研究だけでなく，公私にわたり励ましのお言葉・ご助言をいただきました。進路や研究室内の運営等，快くご相談に乗って下さりました。相田先生からご教授いただいた知見の数々は，著者にとって非常に貴重なものです。心より深く感謝申し上げます。

日本大学理工学部海洋建築工学科 助手 譚 雷 先生には，本研究成果の考察に対するご助言・ご指摘をいただきました。また，公私ともに多くの励ましのお言葉をいただきました。慣れない日本という地で，慣れない言語を用いて，著者に対して励ましのお言葉を下さったことは，大変嬉しく存じました。心より深く感謝申し上げます。

日本大学理工学部海洋建築工学科 上席研究員 増田 光一 先生には，本研究だけでなく，公私にわたり励ましの御言葉・ご助言をいただきました。増田先生は，本研究の進捗状況や著者の進路面について常に気を遣ってくださり，数多くの貴重なご助言をいただきました。増田先生なくしては，本研究成果を残すことができませんでした。心より深く感謝申し上げます。

東京大学生産技術研究所林研究室 技術専門職員 吉田 善吾 氏には，実験機器のセッティングや計測システムの製作等，多大なるご協力をいただきました。本研究成果の大半は水槽実験によって得られたものであり，吉田氏なくしては本研究成果を残すことができませんでした。また，実験におけるノウハウや注意点等，貴重な見識をご教授下さったことは，著者にとってかけがえのない経験となりました。心より深く感謝申し上げます。

日本大学理工学部海洋建築工学科 上席研究員 傳田 篤 氏には、研究ミーティングを通じて、著者が気づきにくい客観的な視点からのご助言を数多くいただきました。傳田氏からいただいたご助言は本論をまとめる上で重要なものとなりました。心より深く感謝申し上げます。

国立研究開発法人海上・港湾・航空技術研究所 研究官 村田 一城 氏には、公私ともに多くの励ましのお言葉、ご助言をいただきました。将来研究者として生きていく上で重要な要素や選択について、ご自身の経験を交え親身になってご助言をいただきました。村田氏からいただいたご助言は、著者の進路の選択に大きく関わっております。心より深く感謝申し上げます。

大阪大学大学院工学研究科地球総合工学専攻 特任助教 岩松 幸花 氏には、本論文に対するご助言をいただきました。また、博士論文及び学位申請論文発表会の際には、遠路はるばるお越しいただきました。心より深く感謝申し上げます。

日本大学大学院理工学研究科海洋建築工学専攻 福永 佳晏 院生には、実験データの計測・解析等、多大なるご協力をいただきました。福永院生なくして、本研究成果を残すことができませんでした。また、福永院生は後輩ながら豊富な知識を有し、著者も学ぶ点が数多くありました。心より深く感謝申し上げます。

本論文を作成するにあたり、惜しみないご協力をくださった、居駒研究室・相田研究室諸氏の皆様の支えがあったおかげで本研究論文をまとめることができました。心より深く感謝申し上げます。

日立造船株式会社 平井 翔太 氏，佐野 敦紀 氏，野口 隆幸 氏，武川 芽生 氏，エム・エムブリッジ株式会社 古矢 祥一郎 氏，東京電力パワーグリッド株式会社 守津 颯哉 氏，CRESS FEED INC. 巢河 香里 氏，高橋 優太 氏，八千代エンジニアリング株式会社 竹尾 知峻 氏，パシフィックコンサルタンツ株式会社 藤島 健英 氏，並びに多くの方々に暖かい励ましの御言葉をいただきました。心より深く感謝申し上げます。

最後に、高い学費がかかるにもかかわらず、博士課程への進学を快諾していただき、27年間著者の生活に関わる全てを支えてくれた両親、そして、著者の人生を暖かくずっとそばで見守って下さっていた亡き祖母・祖父に、心より深く感謝を申し上げます。

## 参考文献

- 1) (社)日本船舶海洋工学会海中技術研究委員会編, 「海洋底掘削の基礎と応用」, 成山堂書店, 平成 22 年 6 月 18 日.
- 2) 海野進: M2M モホール計画: 地球深部探査船「ちきゅう」によるマントル超深度海底掘削への挑戦, 土木学会論文集 A2(応用力学), Vol. 71, No. 2 (応用力学論文集 Vol. 18), I\_3-I\_10, 2015.
- 3) 山田泰広, Jim Mori, 氏家恒太郎, 林為人, 小平秀一: 東北地方太平洋沖地震後の緊急調査掘削 (IODP 第 343 次航海: J-FAST) の成果, 地質学雑誌 第 124 巻 第 1 号 67-76 ページ, 2018.
- 4) 網谷泰孝, 太田徹造, 小松正夫, 鷹尾伏昭, 坪川毅彦: 地球深部探査船「ちきゅう」の建造, KANRIN 日本船舶海洋工学会誌 第 3 号 (平成 17 年 11 月), 2005.
- 5) 関均, 藤田研: 炭素繊維強化プラスチックを用いた深海掘削用軽量マリンライザーの検討, Journal of Japanese Association for Petroleum Technology Vol.78, No.5 pp.388~392, 2013.
- 6) 亀本喬司: 渦放出とロックイン現象, ターボ機械 第 25 巻 第 9 号, 1997.
- 7) 金原粲: 流体力学 シンプルにすれば「流れ」がわかる (専門基礎ライブラリー), 実教出版, 2009.
- 8) 林昌奎, 鈴木文博, 鈴木英之, 國分健太郎: 傾斜を有する水中線状構造物 VIV 応答, 日本船舶海洋工学会論文集 第 9 号, 2009.
- 9) 藤原智, 山本寛弥, 尾崎雅彦: 2 本の円柱に作用する VIV 流体力の計測試験, 平成 27 年度日本船舶海洋工学会春季講演会論文集, 2015.

- 10) 林昌奎 : 離散渦法による円筒構造物の VIV 応答解析, 日本船舶海洋工学会論文  
文集 第 8 号 , 2008.
- 11) Yang, G., et al. : VIV Model Test Data Comparison with Shear V4.5, Proceedings of  
the ASME 2008 27th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic  
Engineering, 2008.
- 12) SINTEF : Riflex, Riser System Analysis Program,  
<https://www.sintef.no/globalassets/upload/marintek/pdf-filer/factsheets/riflex.pdf>,  
2011.
- 13) 鈴木英之, 木村亮太, 宇都正太郎, 林昌奎, 国分健太郎, 有馬安則 : 流体力計  
測に基づく大水深ライザーの時間領域 VIV 応答解析法の開発, 日本船舶海洋工  
学会論文集, 2008.
- 14) J.R. Chaplin, P.W. Bearman, Y. Cheng, E. Fontaine, J.M.R. Graham, K. Herfjord ,  
F.J. Huera Huarte , M. Isherwood , K. Lambrakos , C.M. Larsen , J.R. Meneghini,  
G. Moe , R.J. Pattenden, M.S. Triantafyllou , R.H.J. Willden : Blind predictions of  
laboratory measurements of vortex-induced vibrations of a tension riser, Journal of  
Fluids and Structures 21 25-40, 2005.
- 15) 丸山祐一 : マグヌス効果の物理的メカニズムについて, 日本航空宇宙学会論文  
集 Vol.57, No.667, pp.309-316, 2009.
- 16) JAMSTEC プレスリリース, 地球深部探査船「ちきゅう」のドリルパイプの脱  
落について, 2016. [http://www.jamstec.go.jp/j/about/press\\_release/20160119\\_2/](http://www.jamstec.go.jp/j/about/press_release/20160119_2/)
- 17) 井上朝哉, 和田一育, 大沢直樹, 藤久保昌彦, 鈴木博善, 山本美希: ドリルパイ  
プ破断事例における技術的考察, 平成 29 年度日本船舶海洋工学会春季講演会論  
文集, 2017.

- 18) 井上朝哉, 和田一育, 大沢直樹, 藤久保昌彦, 鈴木博善, *Ciro Santus* : ドリルパイプ破断事例の破壊メカニズムに関する技術的考察, 日本船舶海洋工学会論文集第 26 号, 2017.
- 19) Tokihiro Katsui, Tomoya Inoue, Daisuke Sogawa, Yusuke Notani: THE CHARACTERISTICS OF NUMERICAL SOLUTION OF NDDE TO SOLVE THE DRILL PIPE STICK-SLIP, Proceedings of the ASME 2019 38th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, 2019.
- 20) Tokihiro Katsui, Tomoya Inoue, Kenta Izutani, Yuhi Nagaishi, Chang-Kyu Rheem, Miki Y. Matsuo: CONSIDERATIONS ON NUMERICAL PROCEDURE FOR STICK-SLIP ANALYSIS OF DRILL STRING, Proceedings of the ASME 2017 36th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, 2017.
- 21) 泉谷健太, 勝井辰博, 井上朝哉, 山本美希, 林昌奎: 海底摩擦の変動を考慮したドリルパイプの Stick-Slip の数値解析, 日本船舶海洋工学会講演会論文集 第 21 号, 2015.
- 22) 井上朝哉 : 中立型遅延微分方程式を用いたドリルストリングの捻り振動モデルによる Stick-Slip 表現に関する研究, 日本船舶海洋工学会論文集 第 10 号, 2009.
- 23) Tomoya Inoue, Hiroyoshi Suzuki, Tokihiro Katsui, Keita Tsuchiya, Yusuke Notani: EXPERIMENTAL AND NUMERICAL STUDY OF MOTION OF ROTATING DRILL PIPE OWING TO MAGNUS EFFECT, Proceedings of the ASME 2019 38th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, 2019.
- 24) Tomoya Inoue, Hiroyoshi Suzuki, Thaw Tar, Hidetaka Senga, Kazuyasu Wada, Miki Y. Matsuo: NUMERICAL SIMULATION OF MOTION OF ROTATING DRILL PIPE DUE TO MAGNUS EFFECT IN RISERLESS DRILLING, Proceedings of the ASME 2017 36th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, 2017.
- 25) 道田豊 : ADCP データからみた黒潮の流速構造, 水路部研究報告第 31 号, 1995.

- 26) 勝野由佳理：海鷹丸における海流報告，海鷹丸第15次航海報告，2004.
- 27) 鈴木雅洋，居駒知樹，相田康洋，増田光一，林昌奎：一様流中において回転する円柱に働く流体力の三次元性に関する実験的研究，土木学会論文集 B2(海岸工学), Vol. 76, No. 2, I\_1207-I\_1212, 2020.
- 28) D. Stojković, M. Breuer and F. Durst: Effect of high rotation rates on the laminar flow around a circular cylinder, *Physics of Fluids*, 2002.
- 29) SANJAY MITTAL, BHASKAR KUMAR : Flow past a rotating cylinder, *Journal of Fluid Mechanics*, 2003.
- 30) Y. T. CHEW, M. CHENG , S. C. LUO: A numerical study of flow past a rotating circular cylinder using a hybrid vortex scheme, *Journal of Fluid Mechanics*. vol. 299, pp. 35-71, 1995.
- 31) W. Cheng, D. I. Pullin, R. Samtaney: Large-eddy simulation of flow over a rotating cylinder: the lift crisis at  $Re_D = 6 \times 10^4$ , *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 855, pp. 371–407, 2018.
- 32) S.J. Karabelas, B.C. Koumroglou, C.D. Argyropoulos, N.C. Markatos: High Reynolds number turbulent flow past a rotating cylinder, *Applied Mathematical Modelling* 36 379–398, 2012.
- 33) 伊藤岳司，青木克巳，岡永博夫：回転円柱の流動特性，可視化情報 Vol.19 Suppl. No2, 1999.
- 34) Prandtl L : The magnus effect and wind powered ships. *Naturwissenschaften*, 1925.
- 35) W. M. SWANSON: The Magnus Effect: A Summary of Investigations to Date, *Journal of Basic Engineering*, 1961.

- 36) 田中英穂, 永野進 : 回転円柱まわりの流れに関する研究, 日本機械学会論文集 (第2部) , pp.1343-1352, 1972.
- 37) Shinichi Takayama, Kathumi Aoki : Flow Characteristics around a Rotating Circular Cylinder with Arc Grooves, Proc. Schl. Eng. Tokai Univ., 2004.
- 38) Wei Chen, Chang-Kyu Rheem : Experimental investigation of rotating cylinders in flow, Journal of Marine Science and Technology, 2017.
- 39) Zhao, Jisheng and Lo Jacono, David and Sheridan, John and Hourigan, Kerry and Thompson, Mark C. : Experimental investigation of in-line flow-induced vibration of a rotating circular cylinder, Journal of Fluid Mechanics, 847. 664- 699. ISSN 0022-1120, 2018.
- 40) Masahiro Suzuki, Tomoki Ikoma, Yasuhiro Aida, Chang-Kyu Rheem : EXPERIMENTAL STUDY ON THE END EFFECT AND THE EFFECT DUE TO THE DIFFERENCE IN END SHAPE OF THE FLUID FORCE ACTING ON A ROTATING CYLINDER IN A UNIFORM FLOW, Proceedings of the ASME 2021 40th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, 2021.
- 41) S.Kumar, C.Cantu, B.Gonzalez: Flow Past a Rotating Cylinder at Low and High Rotation Rate, Journal of Fluids Engineering, Vol. 133, 2011.
- 42) H. M. BADR, M. COUTANCEAU, S. C. R. DENNIS, C. MENARD: Unsteady flow past a rotating circular cylinder at Reynolds numbers  $10^3$  and  $10^4$ , Journal of Fluid Mechanics, vol. 220, pp. 459-484, 1990.
- 43) H. Peller, V. Lippig, D. Straub, R. Waibel: Thermofluidynamic experiments with a heated and rotating circular cylinder in crossflow Part 1 Subcritical heat transfer measurements, Experiments in Fluids 2, 113-120, 1984.



- 44) H. Peller: Thermofluiddynamic experiments with a heated and rotating circular cylinder in crossflow Part 2.1 Boundary layer profiles and location of separation points, Experiments in Fluids 4, 223-231, 1986.
- 45) H. Peller, D. Straub: Thermofluiddynamic experiments with a heated and rotating circular cylinder in crossflow Part 2.2 Temperature boundary layer profiles, Experiments in Fluids 6, 111 - 114, 1988.
- 46) B.E.LAUNDER, D.B.SPALDING : THE NUMERICAL COMPUTATION OF TURBULENT FLOWS, COMPUTER METHODS IN APPLIED MECHANICS AND ENGINEERING, 1974.
- 47) 林昌奎, 黒川洗 : 回転円柱周りの流速分布とレイノルズ応力, 日本船舶海洋工学会春季講演会論文集, 2020.
- 48) Furuya Y, Nakamura I, Osaka H, Honda H: The Spanwise Non-Uniformity of Nominally Two-Dimensional Turbulent Boundary Layer : 2nd Report, Wall Shear Stress and Flow Field, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, 1974.
- 49) Osaka H, Kameda T : Re-examination of the Two-Dimensionality of the Turbulent Boundary Layer and Skin Friction Coefficient, Journal of Japan Society of Fluid Mechanics Nagare 17(4) 270-278, 1998.

## 研究業績

### [審査付論文]

- 鈴木雅洋, 居駒知樹, 相田康洋, 林昌奎 : 流れ中における回転円柱周りの流れ場の性状に関する基礎的研究 -円柱の回転が流速分布に与える影響について-, 日本船舶海洋工学会論文集, 第 38 号, 2023.
- Masahiro Suzuki, Tomoki Ikoma, Yasuhiro Aida, Chang-Kyu Rheem : EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF ROUGHNESS EFFECT ON FLOW FIELD AROUND CYLINDER IN STEADY FLOW, Proceedings of the ASME 2022 41th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, 2022.
- Masahiro Suzuki, Tomoki Ikoma, Yasuhiro Aida, Chang-Kyu Rheem : EXPERIMENTAL STUDY ON THE END EFFECT AND THE EFFECT DUE TO THE DIFFERENCE IN END SHAPE OF THE FLUID FORCE ACTING ON A ROTATING CYLINDER IN A UNIFORM FLOW, Proceedings of the ASME 2021 40th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, 2021.
- 鈴木雅洋, 居駒知樹, 相田康洋, 増田光一, 林昌奎 : 一様流中において回転する円柱に働く流体力の三次元性に関する実験的研究, 土木学会論文集 B2(海岸工学), Vol. 76, No. 2, I\_1207-I\_1212, 2020.

### [口頭発表]

- 鈴木雅洋, 居駒知樹, 林昌奎 : 流れ中における円柱の回転による運動量伝播特性について, 日本船舶海洋工学会秋講演会論文集, 2023.
- 鈴木雅洋, 居駒知樹, 相田康洋, 林昌奎 : 流れ中における回転円柱周りの流速分布とレイノルズ応力に関する実験的研究, 2023 年度日本建築学会大会, 2023.
- 鈴木雅洋, 居駒知樹, 相田康洋, 林昌奎 : 流れ中における円柱の回転による運動量伝播特性に関する実験的研究, 第 30 回海洋工学シンポジウム, 2023.
- 福永佳晏, 鈴木雅洋, 居駒知樹, 譚雷, 林昌奎 : 一様流中の回転円柱に作用する流体力に流速分布が与える影響に関する実験的研究, 第 30 回海洋工学シンポジウム, 2023.

- 鈴木雅洋, 居駒知樹, 相田康洋, 林昌奎 : 流れ中における円柱の回転が流速分布に与える影響に関する実験的研究, 日本船舶海洋工学会春講演会論文集, 2023.
- 鈴木雅洋, 居駒知樹, 相田康洋, 林昌奎 : 流れ中における回転円柱周りの流量変化に関する実験的研究, 日本船舶海洋工学会秋季講演会論文集, 2022.
- 福永佳晏, 鈴木雅洋, 居駒知樹, 相田康洋, 林昌奎 : 流れ中における回転円柱周りの流量変化に関する実験的研究, 日本船舶海洋工学会秋季講演会論文集, 2022.
- 鈴木雅洋, 居駒知樹, 林昌奎, 相田康洋 : 円柱の回転数増加に伴う VIV 特性の変化について, 日本沿岸域学会研究討論会, 2022.
- Masahiro Suzuki, Yoshiharu Fukunaga, Tomoki Ikoma, Yasuhiro Aida, Chang-Kyu Rheem : Roughness effect on flow field around a rotating cylinder in steady flow, 27th Pacific Congress on Marine Science and Technology (PACON), 2022.
- 鈴木雅洋, 居駒知樹, 相田康洋, 増田光一, 林昌奎: 回転円柱周りの流れ場に与える円柱表面粗度の影響に関する実験的研究, 第 29 回海洋工学シンポジウム, 2022.
- 鈴木雅洋, 居駒知樹, 相田康洋, 林昌奎: 一様流中で回転する円柱に働く流体力の振動成分と固有振動数の影響に関する実験的研究, 日本船舶海洋工学会春季講演会論文集, 2021.
- 鈴木雅洋, 居駒知樹, 相田康洋, 増田光一, 林昌奎: 一様流中において回転する円柱の端部影響に関する実験的研究, 日本船舶海洋工学会春季講演会論文集, 2020.
- 鈴木雅洋, 居駒知樹, 相田康洋, 増田光一, 林昌奎: 一様流中において回転する円柱の流体力に関する実験的研究, 第 28 回海洋工学シンポジウム, 2020.