

東京大学大学院新領域創成科学研究科  
海洋技術環境学専攻

2020 年度  
修士論文

水面を貫通する低  $AR$  円柱周り流れの自由表面  
影響に関する数値的研究

(Numerical study of free-surface effect on  
flow around surface-piercing circular cylinder  
with low aspect ratio)

2021 年 2 月 26 日提出

指導教員 平林 紳一郎 准教授

北野 雄資

# 目次

第1章. 序論.....	9
1.1 エネルギー動向.....	9
1.2 洋上風力発電.....	10
1.2.1 洋上風力発電の種類.....	11
1.2.1.1 着底式洋上風力発電.....	11
1.2.1.2 浮体式洋上風力発電.....	11
1.2.2 設置方式によるコストの比較.....	12
1.3 Vortex-Induced Motion (VIM).....	13
1.3.1 レイノルズ数とカルマン渦.....	13
1.3.2 VIV と VIM.....	15
1.3.3 VIM に関する先行研究.....	16
1.3.4 水面を貫通する円柱周りの流れに関する研究.....	17
1.4 研究目的.....	20
第2章. CFD の概要.....	21
2.1 CFD.....	21
2.2 支配方程式.....	22
2.2.1 連続の式.....	22
2.2.2 ナビエ・ストークス方程式.....	22
2.3 離散化.....	23
2.4 乱流モデル.....	25
2.4.1 RANS.....	25
2.4.2 LES.....	26
2.4.3 DES.....	27
2.5 自由表面解析.....	28
第3章. CFD の Verification & Validation.....	30
3.1 V&V.....	30
3.2 OpenFOAM.....	30
3.3 計算条件.....	31
3.3.1 境界層の格子刻み精度.....	35
3.4 基本ケースの Verification.....	38
3.4.1 格子精度の Verification.....	38
3.4.2 時間刻み精度の Verification.....	40
3.5 CFL 条件.....	42
3.6 GCI による誤差評価.....	43

第4章. CFDを用いた半没水円筒周りの流れの計算結果.....	45
4.1 計算条件.....	45
4.2 計算結果.....	47
4.2.1 各フルード数における計算結果.....	48
4.2.2 各アスペクト比における計算結果.....	63
第5章. 考察.....	71
5.1 フルード数影響についての考察.....	71
5.2 アスペクト比影響についての考察.....	88
第6章. 結論と今後の課題.....	95
6.1 結論.....	95
6.2 今後の課題.....	96
参考文献.....	97
謝辞.....	99

## 目次

Fig. 1.1 Trends of World's Energy Consumption [1].....	9
Fig. 1.2 Historic Development of World's Total Wind Power Installations [2].....	10
Fig. 1.3 Types of Bottom-mounted Offshore Wind Turbine[5].....	11
Fig. 1.4 Types of Floating Offshore Wind Turbine[6].....	12
Fig. 1.5 Cost Ratio of Floating and Bottom-mounted Offshore Wind Turbine.....	12
Fig. 1.6 Strouhal Number for a Smooth Circular Cylinder[7].....	15
Fig. 1.7 Surface-piercing Circular Cylinder in Flow.....	17
Fig. 1.8 Classification of Hydrodynamic Phenomena around Cylinder.....	17
Fig. 1.9 Run-up Height and Depression Depth around Cylinder.....	19
Fig. 2.1 Summary of procedure in CFD.....	21
Fig. 2.2 Image of cell.....	23
Fig. 2.3 Image of LES [14].....	27
Fig. 2.4 Summary of Surface Calculated in VOF.....	28
Fig. 3.1 Layout of Computational Region.....	31
Fig. 3.2 Block Division on XY plane.....	32
Fig. 3.3 Block Division on XZ Plane.....	33
Fig. 3.4 Grid for Basic Case on XY Plane.....	33
Fig. 3.5 Grid for Basic Case on XZ Plane.....	34
Fig. 3.6 Enlarged View of Grid for Basic Case on XY Plane.....	34
Fig. 3.7 Enlarged View of Grid for Basic Case on XZ Plane.....	35
Fig. 3.8 Image of $\Delta u$ and $\Delta y$ .....	36
Fig. 3.9 Wall Law.....	36
Fig. 3.10 Time-Averaged $y^+$ around Cylinder.....	37
Fig. 3.11 $Cd\_mean$ convergence analysis with Mesh Size.....	39
Fig. 3.12 $Cl\_rms$ convergence analysis with Mesh Size.....	39
Fig. 3.13 $Cd\_mean$ convergence analysis with Time Step.....	41
Fig. 3.14 $Cl\_rms$ convergence analysis with Time Step.....	41
Fig. 4.1 Layout of Case5.....	46
Fig. 4.2 Plane Names of Cylinder on XY plane.....	47
Fig. 4.3 Plane Names of Cylinder on ZX plane.....	47
Fig. 4.4 Time history of Drag Coefficient with Different Fr.....	48
Fig. 4.5 Time history of Lift Coefficient with Different Fr.....	48
Fig. 4.6 Name of Points at Free-Surface at $\alpha = 0.5$ .....	49
Fig. 4.7 Displacement of Free-Surface in Case1 (AR=1.5, Fr=0.08).....	49

Fig. 4.8 Displacement of Free-Surface in Case2 (AR=1.5, Fr=0.15).....	50
Fig. 4.9 Displacement of Free-Surface in Case3 (AR=1.5, Fr=0.2).....	50
Fig. 4.10 Displacement of Free-Surface in Case4 (AR=1.5, Fr=0.3).....	51
Fig. 4.11 Magnitude of Mean Vorticity on z1 Plane for AR=1.5: (a)Fr=0,(b)Fr=0.08,(c)Fr=0.15,(d)Fr=0.2,(e)Fr=0.3.....	51
Fig. 4.12 Magnitude of Mean Vorticity on z2 Plane for AR=1.5: (a)Fr=0,(b)Fr=0.08,(c)Fr=0.15,(d)Fr=0.2,(e)Fr=0.3.....	52
Fig. 4.13 Magnitude of Mean Vorticity on z3 Plane for AR=1.5: (a)Fr=0,(b)Fr=0.08,(c)Fr=0.15,(d)Fr=0.2,(e)Fr=0.3.....	52
Fig. 4.14 Mean Vorticity in X-direction on z1 Plane for AR=1.5: (a)Fr=0,(b)Fr=0.08,(c)Fr=0.15,(d)Fr=0.2,(e)Fr=0.3.....	53
Fig. 4.15 Mean Vorticity in X-direction on z2 Plane for AR=1.5: (a)Fr=0,(b)Fr=0.08,(c)Fr=0.15,(d)Fr=0.2,(e)Fr=0.3.....	54
Fig. 4.16 Mean Vorticity in X-direction on z3 Plane for AR=1.5: (a)Fr=0,(b)Fr=0.08,(c)Fr=0.15,(d)Fr=0.2,(e)Fr=0.3.....	54
Fig. 4.17 Mean Vorticity in Y-direction on z1 Plane for AR=1.5: (a)Fr=0,(b)Fr=0.08,(c)Fr=0.15,(d)Fr=0.2,(e)Fr=0.3.....	55
Fig. 4.18 Mean Vorticity in Y-direction on z2 Plane for AR=1.5: (a)Fr=0,(b)Fr=0.08,(c)Fr=0.15,(d)Fr=0.2,(e)Fr=0.3.....	56
Fig. 4.19 Mean Vorticity in Y-direction on z3 Plane for AR=1.5: (a)Fr=0,(b)Fr=0.08,(c)Fr=0.15,(d)Fr=0.2,(e)Fr=0.3.....	56
Fig. 4.20 Mean Vorticity in Z-direction on z1 Plane for AR=1.5: (a)Fr=0,(b)Fr=0.08,(c)Fr=0.15,(d)Fr=0.2,(e)Fr=0.3.....	57
Fig. 4.21 Mean Vorticity in Z-direction on z2 Plane for AR=1.5: (a)Fr=0,(b)Fr=0.08,(c)Fr=0.15,(d)Fr=0.2,(e)Fr=0.3.....	58
Fig. 4.22 Mean Vorticity in Z-direction on z3 Plane for AR=1.5: (a)Fr=0,(b)Fr=0.08,(c)Fr=0.15,(d)Fr=0.2,(e)Fr=0.3.....	58
Fig. 4.23 Mean Pressure Coefficient on z1 Plane for AR=1.5: (a)Fr=0,(b)Fr=0.08,(c)Fr=0.15,(d)Fr=0.2,(e)Fr=0.3.....	59
Fig. 4.24 Mean Pressure Coefficient on z2 Plane for AR=1.5: (a)Fr=0,(b)Fr=0.08,(c)Fr=0.15,(d)Fr=0.2,(e)Fr=0.3.....	60
Fig. 4.25 Mean Pressure Coefficient on z3 Plane for AR=1.5: (a)Fr=0,(b)Fr=0.08,(c)Fr=0.15,(d)Fr=0.2,(e)Fr=0.3.....	60
Fig. 4.26 Mean Velocity in X-direction on z1 Plane for AR=1.5: (a)Fr=0,(b)Fr=0.08,(c)Fr=0.15,(d)Fr=0.2,(e)Fr=0.3.....	61
Fig. 4.27 Mean Velocity in X-direction on z2 Plane for AR=1.5:	

	(a)Fr=0,(b)Fr=0.08,(c)Fr=0.15,(d)Fr=0.2,(e)Fr=0.3.....	62
Fig. 4.28	Mean Velocity in X-direction on z3 Plane for AR=1.5: (a)Fr=0,(b)Fr=0.08,(c)Fr=0.15,(d)Fr=0.2,(e)Fr=0.3.....	62
Fig. 4.29	Time history of Drag Coefficient in Each AR .....	63
Fig. 4.30	Time history of Lift Coefficient in Each AR.....	63
Fig. 4.31	Magnitude of Mean Vorticity on z1 Plane for Fr=0.15: (a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5.....	64
Fig. 4.32	Magnitude of Mean Vorticity on z2 Plane for Fr=0.15: (a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5.....	64
Fig. 4.33	Magnitude of Mean Vorticity on z3 Plane for Fr=0.15: (a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5.....	64
Fig. 4.34	Mean Vorticity in X-direction on z1 Plane for Fr=0.15: (a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5.....	65
Fig. 4.35	Mean Vorticity in X-direction on z2 Plane for Fr=0.15: (a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5.....	65
Fig. 4.36	Mean Vorticity in X-direction on z3 Plane for Fr=0.15: (a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5.....	65
Fig. 4.37	Mean Vorticity in Y-direction on z1 Plane for Fr=0.15: (a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5.....	66
Fig. 4.38	Mean Vorticity in Y-direction on z2 Plane for Fr=0.15: (a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5.....	66
Fig. 4.39	Mean Vorticity in Y-direction on z3 Plane for Fr=0.15: (a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5.....	66
Fig. 4.40	Mean Vorticity in Z-direction on z1 Plane for Fr=0.15: (a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5.....	67
Fig. 4.41	Mean Vorticity in Z-direction on z2 Plane for Fr=0.15: (a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5.....	67
Fig. 4.42	Mean Vorticity in Z-direction on z3 Plane for Fr=0.15: (a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5.....	67
Fig. 4.43	Mean Pressure Coefficient n on z1 Plane for Fr=0.15: (a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5.....	68
Fig. 4.44	Mean Pressure Coefficient n on z2 Plane for Fr=0.15: (a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5.....	68
Fig. 4.45	Mean Pressure Coefficient n on z3 Plane for Fr=0.15: (a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5.....	69
Fig. 4.46	Mean Velocity in X-direction on z1 Plane for Fr=0.15:	

(a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5.....	69
Fig. 4.47 Mean Velocity in X-direction on z2 Plane for Fr=0.15: (a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5.....	70
Fig. 4.48 Mean Velocity in X-direction on z3 Plane for Fr=0.15: (a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5.....	70
Fig. 5.1 Cd_mean as Function of Froude number for AR=1.5.....	71
Fig. 5.2 Cd_rms as Function of Froude number for AR=1.5 .....	71
Fig. 5.3 Cl_rms as Function of Froude number for AR=1.5.....	72
Fig. 5.4 Modified Displacement of Free-Surface in Case2 (AR=1.5, Fr=0.15) .....	72
Fig. 5.5 Time-averaged Modified Run-up of Free-Surface as Function of Fr.....	73
Fig. 5.6 Time-averaged Modified Depression of Free-Surface as Function of Fr.....	73
Fig. 5.7 Iso-surface at $\alpha = 0.5$ Colored by Z-coordinate(before modification) .....	74
Fig. 5.8 Modified Iso-surface at $\alpha = 0.5$ Colored by Z-coordinate.....	74
Fig. 5.9 Flow around End Region[10].....	75
Fig. 5.10 Streamlines on y1 Plane for AR=1.5: (A1)Fr=0,(A2)Fr=0.08,(A3)Fr=0.15,(A4)Fr=0.2,(A5)Fr=0.3, (B1)Fr=0,(B2)Fr=0.08,(B3)Fr=0.15,(B4)Fr=0.2,(B5)Fr=0.3, (C1)Fr=0,(C2)Fr=0.08,(C3)Fr=0.15,(C4)Fr=0.2,(C5)Fr=0.3, (D1)Fr=0,(D2)Fr=0.08,(D3)Fr=0.15,(D4)Fr=0.2,(D5)Fr=0.3.....	76
Fig. 5.11 Streamlines on y2 Plane for AR=1.5: (A1)Fr=0,(A2)Fr=0.08,(A3)Fr=0.15,(A4)Fr=0.2,(A5)Fr=0.3, (B1)Fr=0,(B2)Fr=0.08,(B3)Fr=0.15,(B4)Fr=0.2,(B5)Fr=0.3, (C1)Fr=0,(C2)Fr=0.08,(C3)Fr=0.15,(C4)Fr=0.2,(C5)Fr=0.3, (D1)Fr=0,(D2)Fr=0.08,(D3)Fr=0.15,(D4)Fr=0.2,(D5)Fr=0.3.....	77
Fig. 5.12 Streamlines on y3 Plane for AR=1.5: (A1)Fr=0,(A2)Fr=0.08,(A3)Fr=0.15,(A4)Fr=0.2,(A5)Fr=0.3, (B1)Fr=0,(B2)Fr=0.08,(B3)Fr=0.15,(B4)Fr=0.2,(B5)Fr=0.3, (C1)Fr=0,(C2)Fr=0.08,(C3)Fr=0.15,(C4)Fr=0.2,(C5)Fr=0.3, (D1)Fr=0,(D2)Fr=0.08,(D3)Fr=0.15,(D4)Fr=0.2,(D5)Fr=0.3.....	78
Fig. 5.13 X-coordinate of recirculation Core as Function of Froude number .....	80
Fig. 5.14 Z-coordinate of recirculation Core as Function of Froude number .....	80
Fig. 5.15 Positions of recirculation Core on y1 (Y/D=0) .....	81
Fig. 5.16 Positions of recirculation Core on y2 (Y/D=0.25) .....	81
Fig. 5.17 Positions of recirculation Core on y3 (Y/D=0.5) .....	82
Fig. 5.18 Drag Coefficient as Function of Z-coordinate with Different Fr .....	83
Fig. 5.19 Models of Characteristic Flow around Half-submerged Circular Cylinders with	

Aspect Ratio of 2.0[11] .....	84
Fig. 5.20 Iso-surface at $\omega x^* = \pm 2.4$ : (a)Fr=0, (b)Fr=0.15.....	84
Fig. 5.21 Iso-surface at $\omega x^* = \pm 2.4$ and $\omega x^* = \pm 1.2$ : (a)Fr=0, (b)Fr=0.15 .....	85
Fig. 5.22 Effect of Surface Condition on Flow around End Region .....	86
Fig. 5.23 Iso-surface at $\omega z^* = \pm 3$ : (a)Fr=0, (b)Fr=0.15.....	87
Fig. 5.24 Cd_mean as Function of Aspect Ratio for Fr=0.15.....	88
Fig. 5.25 Cd_rms as Function of Aspect Ratio for Fr=0.15.....	88
Fig. 5.26 Cl_rms as Function of Aspect Ratio for Fr=0.15.....	89
Fig. 5.27 Streamlines on y1 Plane for Fr=0.15: (A1)AR=0.5,(A2)AR=1.5,(A3)AR=2.5,(B1)AR=0.5,(B2)AR=1.5,(B3)AR=2.5, (C1)AR=0.5,(C2)AR=1.5,(C3)AR=2.5,(D1)AR=0.5,(D2)AR=1.5,(D3)AR=2.5	90
Fig. 5.28 Streamlines on y2 Plane for Fr=0.15: (A1)AR=0.5,(A2)AR=1.5,(A3)AR=2.5,(B1)AR=0.5,(B2)AR=1.5,(B3)AR=2.5, (C1)AR=0.5,(C2)AR=1.5,(C3)AR=2.5,(D1)AR=0.5,(D2)AR=1.5,(D3)AR=2.5	91
Fig. 5.29 Streamlines on y3 Plane for Fr=0.15: (A1)AR=0.5,(A2)AR=1.5,(A3)AR=2.5,(B1)AR=0.5,(B2)AR=1.5,(B3)AR=2.5, (C1)AR=0.5,(C2)AR=1.5,(C3)AR=2.5,(D1)AR=0.5,(D2)AR=1.5,(D3)AR=2.5	92
Fig. 5.30 Iso-surface at $\omega x^* = \pm 2.4$ : (a)AR=0.5, (b)AR=1.5.....	93
Fig. 5.31 Iso-surface at $\omega x^* = \pm 2.4$ and $\omega x^* = \pm 1.2$ : (a)AR=0.5, (b)AR=1.5.....	93
Fig. 5.32 Iso-surface at $\omega z^* = \pm 3$ : (a)AR=0.5, (b)AR=1.5.....	94



## 表目次

Table. 1.1 Flow Regime around Smooth, Circular Cylinder in Steady Current [7] .....	13
Table. 1.2 comparison between VIV and VIM.....	16
Table. 3.1 Boundary Condition for Basic Case .....	31
Table. 3.2 Condition of Basic Case .....	32
Table. 3.3 Mesh Sizes for Verification .....	38
Table. 3.4 Drag and Lift Coefficient Results of Mesh Sizes.....	38
Table. 3.5 Time steps for Verification.....	40
Table. 3.6 Drag and Lift Coefficient Results of Time steps .....	40
Table. 3.7 Courant Number Results of Mesh Sizes.....	42
Table. 3.8 Courant Number Results of Time Steps .....	43
Table. 4.1 Calculation Condition .....	45
Table. 4.2 Boundary Condition of Case5 .....	46
Table. 5.1 Positions of recirculation Core behind Cylinder with Different Fr on XZ Planes .....	79

# 第1章. 序論

## 1.1 エネルギー動向

人類社会の維持，発展のためにはエネルギーが不可欠である．エネルギーの安定供給の追求，エネルギーの利用用途の拡大，汎用性の高いエネルギー源の開発など，エネルギー関連技術の発展とともに現代社会は発展してきた．

現在，世界のエネルギー供給源の大部分は化石エネルギーである．経済産業省が公表している令和元年度エネルギーに関する年次報告（エネルギー白書 2020）[1]によると，2018年度における世界のエネルギー消費量の84.7%を化石エネルギーが占めている（Fig. 1.1）．化石エネルギーの課題として，資源量が有限であることや，大量に消費することで二酸化炭素の排出量を増大させる点があげられる．特に，二酸化炭素排出量の増大は地球温暖化などの世界的な気候変動をもたらすと考えられており，化石エネルギーから再生可能エネルギーへの転換は国際的に大きな課題となっている．

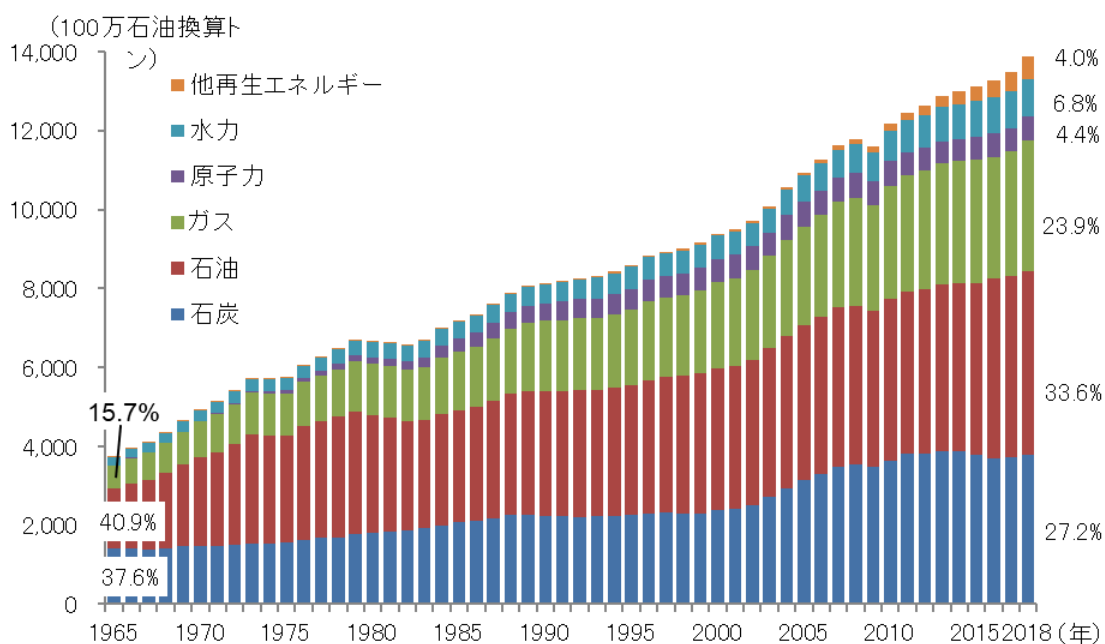


Fig. 1.1 Trends of World's Energy Consumption [1]

## 1.2 洋上風力発電

再生可能エネルギーの中でも、風力発電は発電コストが相対的に小さく、事業化が容易であることから注目を集めている。Fig. 1.2 に世界における風力発電の導入状況を示す。Fig. 1.2 が示しているように、世界の風力発電導入量は近年急速に増加している。また、従来の陸上風力発電のみならず、近年では洋上風力発電の導入も加速している。

洋上風力発電は陸上風力発電に比べ、以下に示すようなメリットがある[3]。

- ・風況が良く、風の乱れが小さい。
- ・土地や道路の制約がなく、大型風車の導入が比較的容易である。
- ・景観、騒音への影響が小さい。

また、洋上風力発電は日本が持つ広大な排他的経済水域と長大な海岸線を活用できると見込まれており、国内での導入普及が有望視されている。

現在の洋上風力発電の課題として、陸上風力発電と比べて高コストであることがあげられる[4]。風車や基礎、海底ケーブルなどの設置コストのみならず、部品交換などの維持管理コストも増大する。

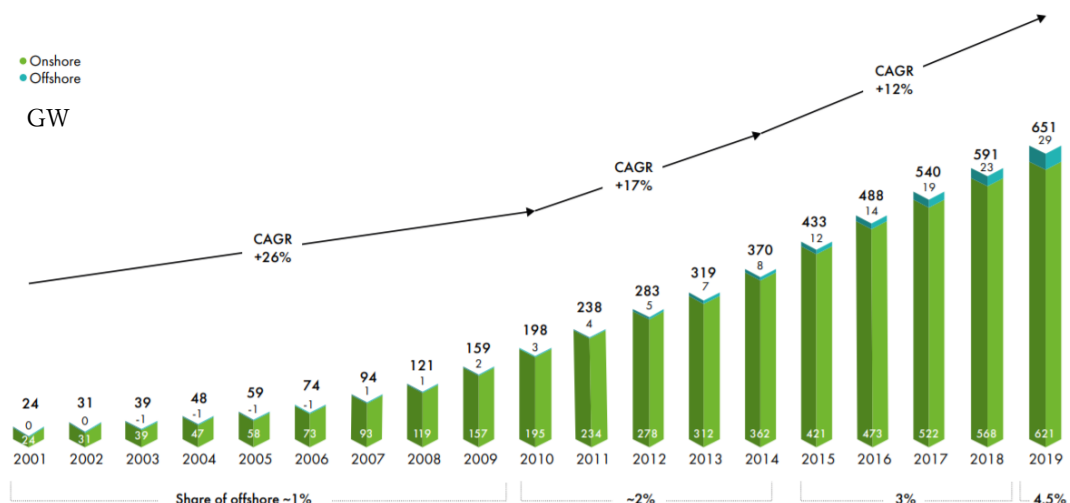


Fig. 1.2 Historic Development of World's Total Wind Power Installations [2]

## 1.2.1 洋上風力発電の種類

洋上風力発電の設置方式は大きく2種類に分けられ、設備を海底に固定する着底式洋上風力発電と、洋上に浮かべた構造物の上に設備を設置する浮体式洋上風力発電が存在する。2つの方式のうちどちらが適しているかは、設備を設置する水深によって異なる。

### 1.2.1.1 着底式洋上風力発電

着底式洋上風力発電は、風車を海底に設置した支持構造物に固定して発電する方式である。Fig. 1.3 に示すように、着底式の代表的な支持構造形式にはモノパイル式、ジャケット式および重力式などがある。着底式洋上風力発電は既に欧州などで実用化されているが、水深60mを超える海域に設置する場合、採算性が悪化することが知られている。このことから、遠浅の海洋が少ない日本においては設置可能な海域が限られることになる。

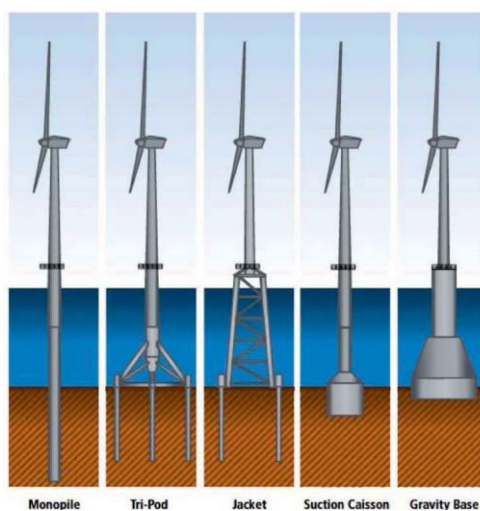


Fig. 1.3 Types of Bottom-mounted Offshore Wind Turbine[5]

### 1.2.1.2 浮体式洋上風力発電

浮体式洋上風力発電の設置方式を Fig 1.4 に示す。設置方式は浮体の形状や係留方式によって分類される。水深60m~200mの海域では浮体式の方が着底式よりも低コストとなるため、遠浅の海洋が少ない日本において注目されている方式である。

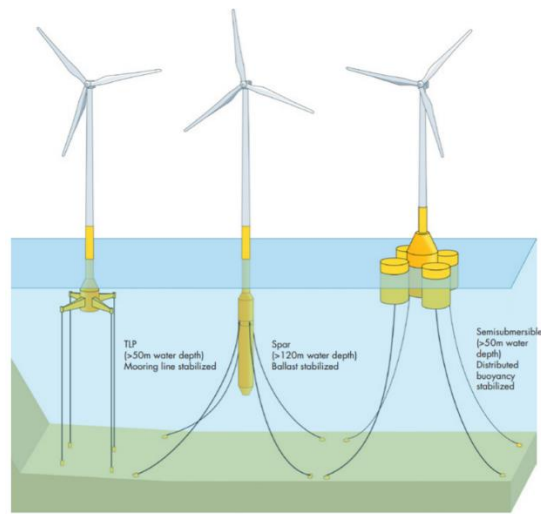


Fig. 1.4 Types of Floating Offshore Wind Turbine[6]

### 1.2.2 設置方式によるコストの比較

浮体式は海底に基礎を築く着底式と比べて設置，運用，送電などのコストが増大することが課題となっている． Fig. 1.5 に浮体式と着底式それぞれのコストの内訳を示す．これらの諸コストの削減のため浅海域への設置が見込まれているが，これは係留索への負荷を増大させる．また，運用コストの削減のため係留索の頻繁な交換が難しく，係留索の高寿命化を行う必要がある．

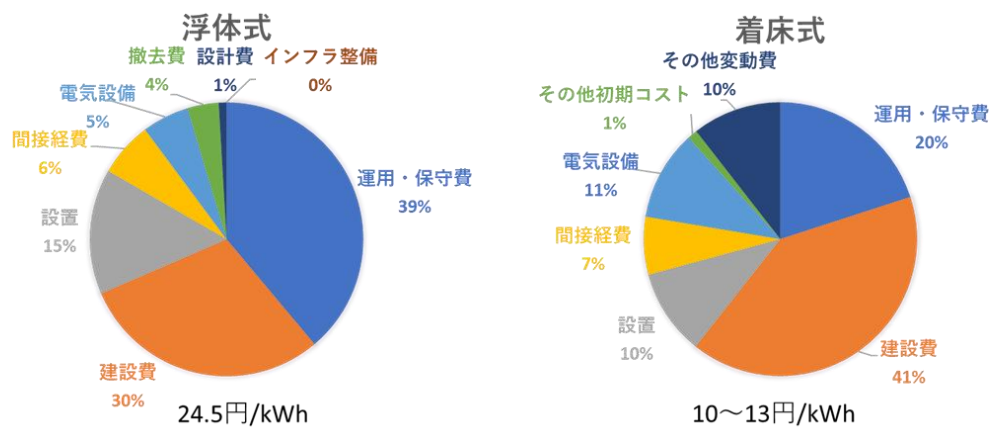


Fig. 1.5 Cost Ratio of Floating and Bottom-mounted Offshore Wind Turbine

### 1.3 Vortex-Induced Motion (VIM)

浮体式洋上風車は環境中の潮流や海流、波といった自然外力を受けて様々な挙動を示す。特に、浮体が放出する渦によって引き起こされる振動現象に VIM(Vortex-Induced Motion) と呼ばれるものがある。浮体式構造物においては VIM によって係留索にかかる張力が変動し、弾性疲労による破壊リスクが増大することが懸念されている。このことから、係留索の高寿命化のために VIM のメカニズムを解明することが求められている。

#### 1.3.1 レイノルズ数とカルマン渦


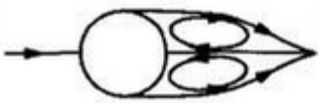

乱流や層流といった、流れの挙動を特徴づけるパラメータにレイノルズ数(Re: Reynolds number)がある。レイノルズ数は以下のように定義される。

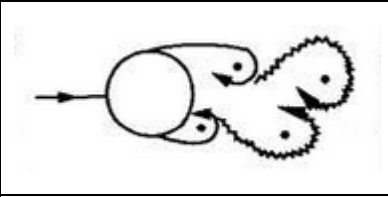
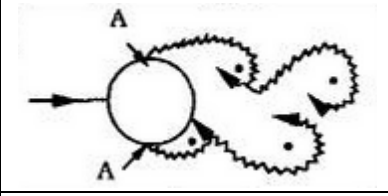
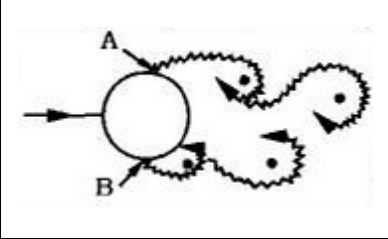
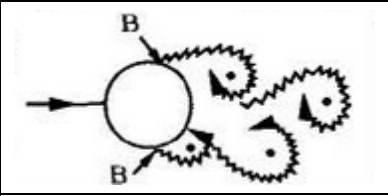
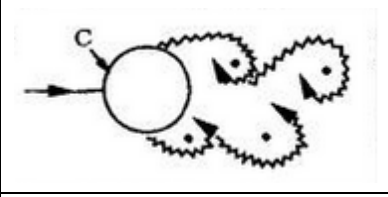
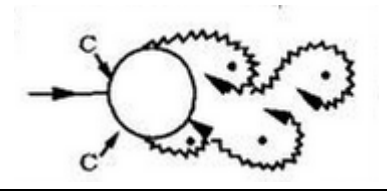
$$Re = \frac{UD}{\nu} \quad (1.1)$$

ここで、U は流れの代表流速、D は流れ場の代表長さ、 $\nu$  は流体の動粘度を表す。(1.1)式の分母は粘性力、分子は慣性力を表す。レイノルズ数が小さいときは粘性力が支配的となり、流れは安定的で滑らかな層流となる。反対に、レイノルズ数が大きいときは慣性力が支配的となり、流れは不規則に変動する乱流となる。

円柱周りの流れにおいては、レイノルズ数によって円柱下流側にできる流れの違いが表れる。レイノルズ数とそれに対応する円柱周りの流れの様子を Table.1.1 にまとめる。Table.1.1 に示されるように、Re が 40 を超えると円柱下流側に渦が左右交互に発生するパターンが表れるようになる。これをカルマン渦列という。

Table. 1.1 Flow Regime around Smooth, Circular Cylinder in Steady Current [7]

No	Flow Region	Description	Range of Re
1		No separation. Creeping Flow	Re<5
2		A fixed pair of symmetric vortices	5<Re<40
3		Laminar vortex street	40<Re<200

4		Transition to turbulence in the wake	$200 < Re < 300$
5		Wake completely turbulent. A: Laminar boundary layer separation	$300 < Re < 3 \times 10^5$ Subcritical
6		A: Laminar boundary layer separation B: Turbulent boundary layer separation; but boundary layer laminar	$3 \times 10^5 < Re < 3.5 \times 10^5$ Critical (Lower Transition)
7		B: Turbulent boundary layer separation; the boundary layer partly laminar partly turbulent	$3.5 \times 10^5 < Re < 1.5 \times 10^6$ Supercritical
8		C: Boundary layer completely turbulent at one side	$1.5 \times 10^6 < Re < 4 \times 10^6$
9		C: Boundary layer completely turbulent at two sides	$4 \times 10^6 < Re$ Transcritical

カルマン渦の渦放出周波数  $f$  とレイノルズ数との関係を示す無次元パラメータとしてストローハル数(St: Strouhal number)がある。ストローハル数は以下のように定義される。

$$St = \frac{fD}{U} \quad (2.2)$$

表面が滑らかな円柱において、ストローハル数とレイノルズ数の関係は Fig. 1.6 のように表される。

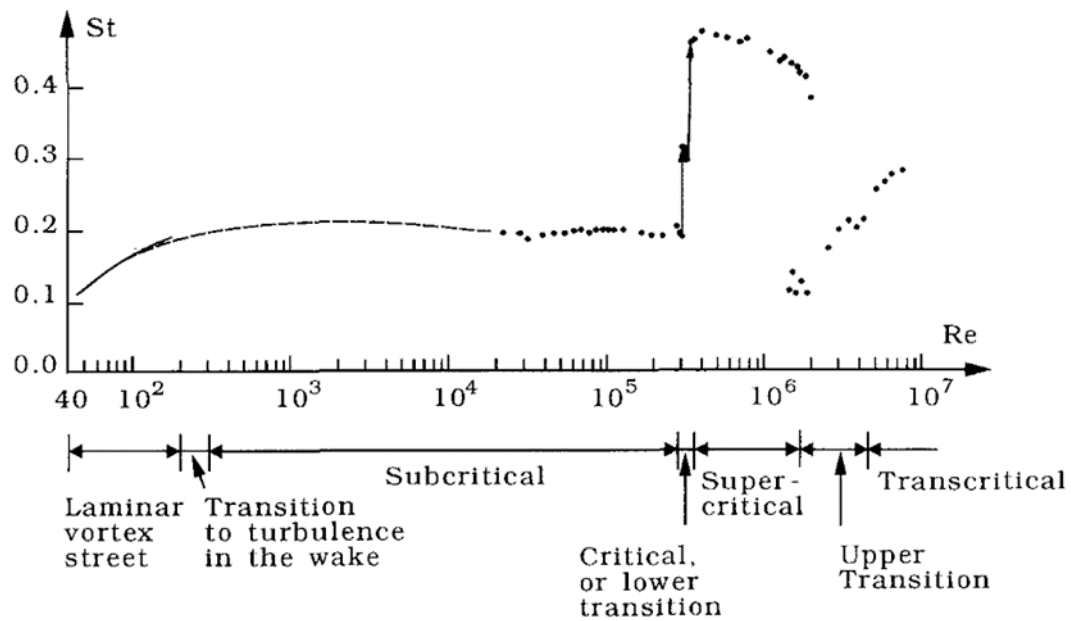


Fig. 1.6 Strouhal Number for a Smooth Circular Cylinder[7]

Fig. 1.6 に示されるように、ストローハル数は  $5 \times 10^2 < Re < 2 \times 10^5$  の範囲でおよそ 0.2 の一定値をとる。

### 1.3.2 VIV と VIM

カルマン渦の放出によって円柱の表面には圧力変動が生じる。この圧力変動は流れと垂直方向に交互に起振力を発生させる。カルマン渦によって励起される振動の周波数はカルマン渦の渦放出周波数  $f$  と一致するが、これが円柱の固有振動数と接近すると共振によって振動が増幅され、円柱の疲労破壊の原因となる。円柱の固有振動数と渦放出周波数が同期する現象を特にロックイン現象と呼ぶ。

カルマン渦によって引き起こされる振動現象には Vortex Induced-Vibration(VIV)と Vortex Induced-Motion(VIM)がある。流れ中の物体の特徴によって VIV と VIM のどちらが発生するかが決定される。VIV と VIM を特徴づける要素として、物体のアスペクト比、振動の復元力、振動における自由表面影響と端部影響などがある。Table. 1.2 に VIV と VIM の違いを示す。



Table. 1.2 comparison between VIV and VIM

Item	VIV	VIM
Aspect ratio	Large	Low
Restoring force	Elastic force of the body itself	Outside mooring
Free end effect	Small	Large
Free surface effect	Small	Large
Example	Riser	Floater

### 1.3.3 VIM に関する先行研究

近年、VIM 現象についての様々な研究が行われている。

Rosetti et al.[8]は実海域において使用されるセミサブ型浮体を模した数値モデルを Computational Fluid Dynamics(CFD)を用いて解析した。Rosetti et al.は計算の結果として求められた VIM 挙動を同一条件で行われた水槽実験における VIM 挙動と比較している。また、Kim et al.[9]も類似の研究を行っており、セミサブ型浮体の数値モデルを CFD を用いて解析し、乱流モデル、メッシュ精度、時間刻み精度が計算結果に与える影響について考察している。これらの CFD を用いた研究では実海域のセミサブ型浮体において想定される低フルード数条件での計算が行われている。Fr<0.2 の低フルード数条件では自由表面影響が非常に小さいと考えられているため[10]、これらの研究では境界条件として Free-Slip 条件が用いられている。

VIM の実験的研究として Gonçaves et al.[11]は、四つのカラムを持つセミサブ型浮体の模型を用いて、様々なレイノルズ数において模型にかかる流体力と模型の振動挙動を測定した。

### 1.3.4 水面を貫通する円柱周りの流れに関する研究

Table. 1.2 に示すように, VIV と VIM を特徴づける要素の一つがアスペクト比(AR: Aspect Ratio)である. Fig. 1.7 に示すような水面を貫通する円柱を考えたときに, アスペクト比は以下のように表される.

$$AR = \frac{D}{L} \quad (1.3)$$

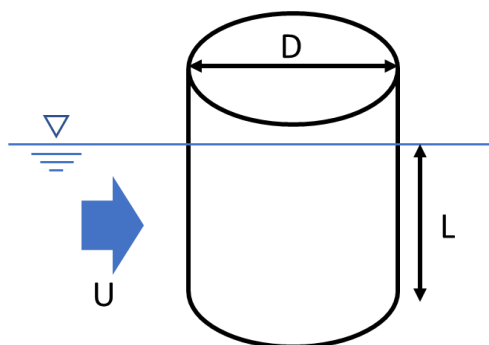


Fig. 1.7 Surface-piercing Circular Cylinder in Flow

構造物の AR に注目すると, VIV はライザー管などの高 AR 構造物に生じ, VIM は洋上浮体構造物などの低 AR 構造物に生じる振動現象とすることができる.

Fukuoka et al.[12]は水面を貫通する円柱を Fig. 1.8 のように自由表面領域, 側面渦領域, 端部領域の 3 領域に分割した. これら 3 領域においてはそれぞれ異なる流体現象が発生する. 高 AR 構造物においては, 自由表面領域と端部領域に対して側面渦領域の占める割合が大きいため, 側面渦領域での流体現象が支配的となる. それに対して, 低 AR 構造物においては, 高 AR 構造物と比較して自由表面領域と端部領域の占める割合が大きいため, この 2 領域での流体現象が全体の現象に影響を及ぼすようになる.

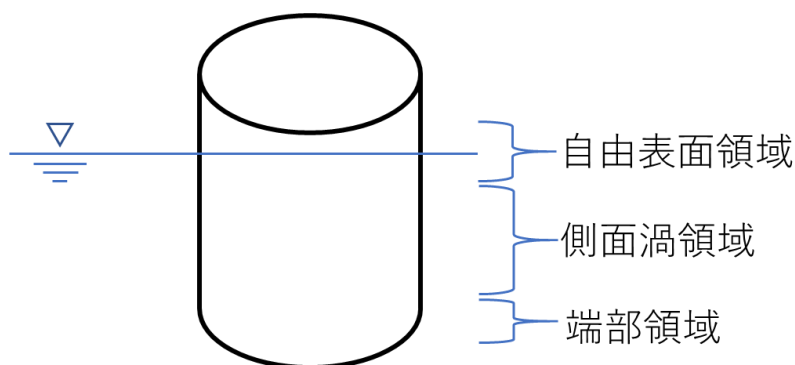


Fig. 1.8 Classification of Hydrodynamic Phenomena around Cylinder

自由表面を持つ流体の流れに関する重要なパラメータにフルード数(Fr: Froude number)がある. フルード数は以下のように定義される.

$$Fr = \frac{U}{\sqrt{gD}} \quad (3.4)$$

ここで、 $g$  は重力加速度を表す。(1.4)式の分母は重力、分子は慣性力を表す。フルード数が小さいときは重力が支配的となり、造波などの自由表面の変動が抑制される。反対に、フルード数が大きいときは慣性力が支配的となり、自由表面が変動しやすくなる。実海域で使用する浮体式構造物のフルード数は、 $D = 10[\text{m}]$ ,  $g = 10[\text{m/s}^2]$ ,  $U = 1[\text{m/s}]$ として概算すると $Fr=10^{-1}$ のオーダーとなる。

自由表面を貫通する一様流中の円柱を対象にした研究は実験的および数値的に行われてきた。実験的研究として、Chaplin and Teigen [13]は、 $0.4 < Fr < 1.64$ ,  $4.86 < AR < 7.96$ の範囲で、一様流中の円筒にかかる流体力を測定した。また、円柱周りの流体力を様々な高さで測定した結果から、自由表面付近で抗力係数が減少することを示した。

Fukuoka et al.[11]は一様流中の半没水円筒にかかる流体力を測定し、レイノルズ数、フルード数、アスペクト比への依存性を調べた。その結果、 $0.1 < Fr < 0.6$ の範囲で、フルード数の変化が流体力に無視できない影響を及ぼすことを示した。

Sakata[14]は広範な範囲のAR, Re, Fr条件で、一様流中の円筒にかかる流体力を測定し、自由表面影響および端部影響について研究を行った。その結果、 $0 < Fr < 0.05$ の範囲では造波抵抗とは異なる要因によって抗力係数が変動する可能性があることを示した。

数値的研究として、Rosetti et al.[15]は、CFDを用いて $Re=43000$ ,  $Fr=0.31$ で水面を貫通する円筒および $AR=2$ の半没水円筒の数値モデルを解析した。その結果、自由表面と端部が存在する場合、自由表面影響と自由端影響の組み合わせにより、端部のみが存在する場合よりも抗力係数が低下することが示された。

Benitz et al[16]は、 $Re=2900$ ,  $Fr=0.65$ ,  $0.875 < AR < 19$ の条件で水槽実験およびCFDを用いた数値的研究を行った。その結果、アスペクト比が3以下の場合では自由表面影響によりカルマン渦の放出が抑制されることを示した。

実験的な研究の課題として、 $Fr$ の減少に伴って流体力計測における実験精度が低下することが挙げられる。実験精度が低下する原因は、低 $Fr$ での流体力計測においては慣性力に比べて流体の粘性圧力抵抗が非常に小さいためである。円柱状物体において慣性力を物体の重量 $Mg$ として表すと以下のようなになる。

$$Mg = \rho g \left( \frac{1}{4} \pi D^2 \cdot AR \cdot D \right) \quad (4.5)$$

ここで、 $M[\text{kg}]$ は円柱状物体の質量を表す。また、簡単のために物体の鉛直方向代表長さ $L$ は水平方向代表長さ $D$ と等しい( $D=L$ )とする。これに対し、円柱状物体における粘性圧力抵抗 $F_d$ は以下のように表される。

$$F_d = \frac{1}{2} C_d \rho U^2 (AR \cdot D^2) \quad (5.6)$$

ここで、 $\rho$  [kg/m<sup>3</sup>]は流体の密度を表す。(1.4)式と(1.5)式より、慣性力と粘性圧力抵抗の比は以下のように表される。

$$\frac{Mg}{F_d} = \frac{\rho g \left( \frac{1}{4} \pi D^2 \cdot AR \cdot D \right)}{\frac{1}{2} C_d \rho U^2 (AR \cdot D^2)} = \frac{\pi D g}{2 C_d U^2} = \frac{\pi}{2 C_d Fr^2} \quad (6.7)$$

ここで、各パラメータの値を $\pi = 3.14$ ,  $C_d = 0.63$ ,  $Fr = 0.1$ とすると、 $Mg/F_d \approx 249$ となる。

このことから、フルード数が $10^{-1}$ のオーダーでの流体力計測においては、慣性力と粘性圧力抵抗の比が $10^2$ のオーダーとなることが分かる。すなわち、低フルード数で慣性力と粘性圧力抵抗を同時に測定しようとするれば、計測機器のフルスケールを慣性力に合わせる必要があるため、粘性圧力抵抗はフルスケールの $10^{-2}$ のオーダーになる。そのため、粘性圧力抵抗の測定精度は低下することになる。

さらに、実験においては自由表面周りの流場計測が技術的に難しい。例として、流れ場の可視化計測手法である Particle Image Velocimetry (PIV) での問題を挙げる。PIV では流れの中にトレーサーと呼ばれるマーカーを挿入し、レーザーシートを照射することで二次元断面内におけるトレーサーの位置を特定する。しかし、自由表面付近においてはレーザー光が乱反射し、周辺のトレーサーの識別が困難になる。

自由表面の変位は理論的に求めることができる。Fig. 1.9 に円柱周りの自由表面の変動を示す。Fig. 1.9 に示すように、流れ中の円柱前方には水面の Run-up (上昇) が、円柱後方には水面の Depression (下降) が生じる。Fig. 1.9 中の  $H(0)$  は Run-up の高さを、 $H(180)$  は Depression の深さを示す。

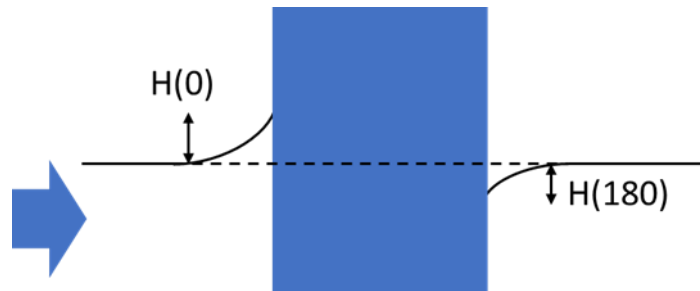


Fig. 1.9 Run-up Height and Depression Depth around Cylinder

ここで、一様流速を  $U$ 、流体の密度を  $\rho$  とすると、力学的エネルギー保存則より以下の式が成り立つ。

$$\frac{1}{2} \rho U^2 = \rho g H(0) \quad (1.8)$$

(1.4)式と(1.8)式より  $H(0)$  は以下のように表せる。

$$H(0) = \frac{Fr^2 D}{2} \quad (1.9)$$

ここで、 $H(0)$ を代表長さ  $D$  で無次元化したものを  $h(0)=H(0)/D$  とおくと、 $h(0)$ は以下のように表せる。

$$h(0) = \frac{Fr^2}{2} \quad (1.9)$$

(1.9)式は Run-up の無次元高さの理論値を表す。

また、Sakata[11]は、Hay[17]から Depression 深さが Run-up 高さに比例すると仮定した。加藤[18]はこの比例定数を実験から求め、Depression の無次元深さ  $h(180)=H(180)/D$  と  $Fr$  との関係が以下のようになることを示した。

$$h(180) = 0.485 \cdot \frac{Fr^2}{2} \quad (1.10)$$

#### 1.4 研究目的

本研究では、半没水円筒の VIM における流体力への自由表面影響を解明することを目的とする。

その目的を達成するため、先行研究と同じ条件の半没水円筒を想定した数値モデルについて、後述する Computational Fluid Dynamics (CFD)を用いて自由表面を考慮したシミュレーションを行い、その結果として得られた流場情報の解析を行った。

## 第2章. CFD の概要

### 2.1 CFD

Computational Fluid Dynamics(CFD)は流体の振る舞いを表すいくつかの方程式を数値的に解く手法である。近年のコンピュータの発達や CFD 技術(方程式の解法の高度化など)の発展によって CFD は実用的な手法として利用されるようになってきている。CFD の手順は大きく分けてプリ処理, ソルバ, ポスト処理の 3 つから成る。各処理の役割を Fig.2.1 に示す。

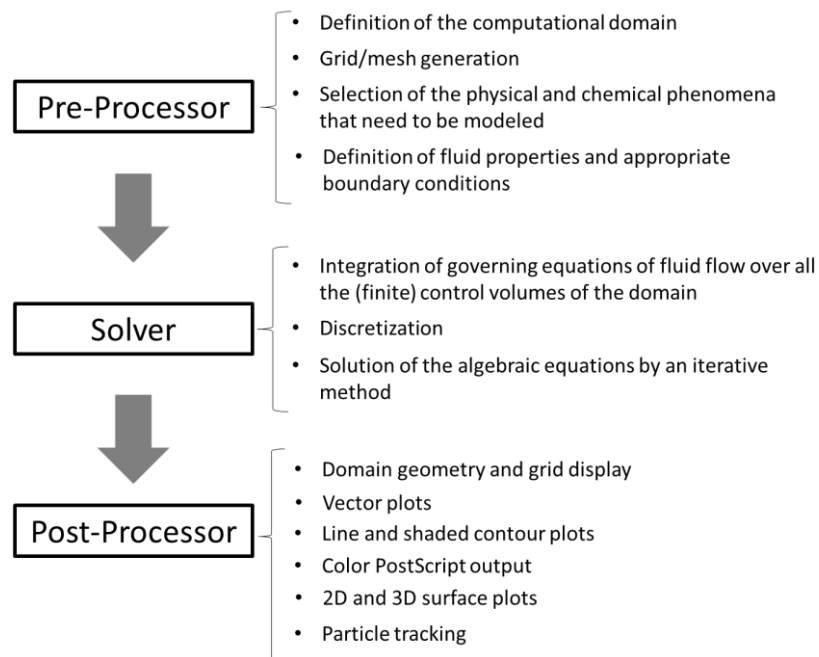


Fig. 2.1 Summary of procedure in CFD

## 2.2 支配方程式

CFD はいくつかの支配方程式を数値的に解く問題である。流れ問題においては、X, Y, Z の3方向の流速と圧力の合計4つのパラメータが未知数となる。4つの未知数を求めるためには4つの式を連立して解く必要がある。この章ではそれらの支配方程式を説明する。

### 2.2.1 連続の式

連続の式は流体力学における質量保存則である。これは以下のように表される。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (2.1)$$

ここで、非圧縮性流体では以下に示す非圧縮条件が成り立つ。

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0 \quad (2.2)$$

(2.2)式を用いることで(2.1)式を単純化することができる。このことから、非圧縮性流体における連続の式は以下ようになる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.3)$$

### 2.2.2 ナビエ・ストークス方程式

ナビエ・ストークス方程式は流体力学における運動方程式である。これは以下のように表される。

$$\rho \frac{Du}{Dt} = F_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 u \quad (2.4)$$

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = F_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \nabla^2 v \quad (2.5)$$

$$\rho \frac{Dw}{Dt} = F_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \nabla^2 w \quad (2.6)$$

通常、多くの流れにおいてはナビエ・ストークス方程式を解析的に解くことはできない。

## 2.3 離散化

2.2 章で説明したような支配方程式を解析的に解くことができるのは流れが簡単な場合に限られる。そこで、コンピュータを用いて数値的に解く手法である CFD が考案された。しかし、支配方程式では時間的および空間的に連続した値を扱うが、コンピュータ上の計算では離散的な数値(デジタルデータ)しか扱うことができない。ここで、連続値を離散値に分割する離散化が必要となる。CFD で用いられる離散化手法には有限差分法、有限体積法、有限要素法などがある。本研究では有限体積法を用いた。

有限体積法は計算領域を有限個のコントロールボリュームに分割し、各ボリュームにおいて支配方程式を解く手法である。具体的には、支配方程式をコントロールボリュームで体積積分し、求められた積分形の方程式を離散化近似することで連立一次方程式として解く。

計算領域を Fig. 2.2 に示すように分割する。Fig. 2.2 において、注目するセルの中心を P とし、隣のセルの中心を N とする。それぞれのセルの中心 P と N の持つ値がセル内部の値を代表する。F は両セルの共有面の中心を表す。

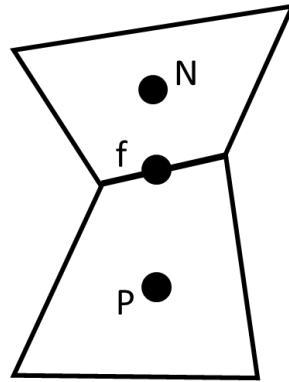


Fig. 2.2 Image of cell

ここで、(2.4)式で表されるナビエ・ストークス方程式を以下のように書き直す。

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}) = \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \mathbf{u} - \nabla p + \mathbf{F} \quad (2.7)$$

(2.7)式をセルの体積で積分すると以下のようなになる。

$$\int_V \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} dV + \int_V \nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}) dV = \int_V \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \mathbf{u} dV - \int_V \nabla p dV + \int_V \mathbf{F} dV \quad (2.8)$$

これをセル P の体積  $V_p$  を用いて整理すると以下のようなになる。

$$\frac{\partial V_p \mathbf{u}}{\partial t} + \int_V \nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}) dV = \int_V \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \mathbf{u} dV - \int_V \nabla p dV + \mathbf{F} V_p \quad (2.9)$$

ここで、ガウスの発散定理は以下のように表される。

$$\int_V \nabla \cdot \mathbf{A} dV = \int_S \mathbf{A} \cdot \mathbf{n} dS \quad (2.10)$$

(2.10)式において  $\mathbf{A}$  は任意のベクトル場、 $S$  は任意の閉曲面、 $\mathbf{n}$  は  $S$  の法線ベクトルである。



(2.10)式を(2.9)式に適用すると以下のように表される.

$$\frac{\partial V_p u}{\partial t} + \int_S (\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}) \cdot \mathbf{n} dS = \int_S \frac{1}{\text{Re}} (\nabla \mathbf{u}) \cdot \mathbf{n} dS - \int_S p \cdot \mathbf{n} dS + \mathbf{F}V_p \quad (2.11)$$

(2.11)式に離散化近似を行うと以下のようになる.

$$\frac{\partial V_p u_f}{\partial t} + \sum (\mathbf{u}_f \cdot \mathbf{u}_f) \cdot \mathbf{S}_f = \sum \frac{1}{\text{Re}} (\nabla u_f) \cdot \mathbf{S}_f - \sum p_f \cdot \mathbf{S}_f + \mathbf{F}V_p \quad (2.12)$$

これにより, 体積積分を総和の形に変換することができた. ここで,  $\mathbf{S}_f$  はセルを構成するそれぞれの面について垂直で, それぞれの面積を大きさとして持つベクトル(面積ベクトル)である. しかし,  $u_f$  や  $\nabla u_f$  といった面中心の値が未知であり, P と N の値を用いて補間する必要がある. 補間においては  $u_f$  を重み  $w$  を用いて以下のように加重平均する.

$$u_f = w u_p + (1 - w) u_N \quad (2.13)$$

線形補間において  $w$  は N-f 間の距離と P-N 間の距離の比で以下のように表される.

$$w = \frac{|\mathbf{x}_f - \mathbf{x}_N|}{|\mathbf{x}_N - \mathbf{x}_P|} \quad (2.14)$$

面中心の速度勾配  $(\nabla u)_f$  については,  $(\nabla u)_f \cdot \mathbf{S}_f$  の形で面の法線方向の勾配として離散化する.

$$(\nabla u)_f \cdot \mathbf{S}_f = \frac{u_N - u_P}{|\mathbf{x}_N - \mathbf{x}_P|} |\mathbf{S}_f| \quad (2.15)$$

(2.14)式と(2.15)式を用いて(2.12)式を離散化すると, 以下のようになる.

$$A_P u_P + \sum A_N u_N = b \quad (2.16)$$

ここで,  $A_P$ ,  $A_N$  は代数方程式の係数行列に相当し,  $b$  は代数方程式の右辺に相当する. 上述した操作を(2.5)式と(2.6)式に対して行うことで, 流速の  $y$  方向と  $z$  方向成分についても同様に離散化することができる.

## 2.4 乱流モデル

流体に粘性が存在すると流れ中に渦が発生する。流れ中で大小の渦が非定常的に生成と消滅を生じるとき、流れは乱流となる。1つの渦の発生はより小さい渦の発生を誘発するため、流れにおける最小の渦のスケールは小さくなっていく。ここで渦は際限なく小さくなっていくわけではなく、コルモゴロフスケールと呼ばれるものが渦の最小スケールとなる。コルモゴロフスケールより小さい渦は粘性の影響で消滅する。乱流現象を厳密に計算しようとするとコルモゴロフスケールを用いて全ての渦を捉える必要があるため、膨大な計算コストが必要となる。したがって、通常の CFD では計算コストを現実的な範囲に収めるため、乱流のモデル化が行われる。

### 2.4.1 RANS

Reynolds Averaged Navier-Stokes(RANS)モデルは非定常な乱流現象を時間平均することで捉えようとする手法である。時間平均を行うことにより粗いメッシュでも空間全体の渦運動を大まかに捉えることができるようになる。

RANS においては、時間平均を行う際にレイノルズ平均を用いて平均化を行う。レイノルズ平均では、流れの物理量を時間平均値と変動値に分割して考える。すなわち、ある物理量を  $f$ 、時間平均値を  $\bar{f}$ 、変動値を  $f'$  とおくと、 $f$  は以下のように表現できる。

$$f = \bar{f} + f' \quad (2.18)$$

これによって、(2.4)式、(2.5)式、(2.6)式に表されるナビエ・ストークス方程式は以下のよう書きかえることができる。

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u} \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v} \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w} \bar{u}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \nabla^2 \bar{u} - \left( \frac{\partial \overline{u'u'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'u'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'u'}}{\partial z} \right) \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u} \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v} \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w} \bar{v}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \nu \nabla^2 \bar{v} - \left( \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'v'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'v'}}{\partial z} \right) \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u} \bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v} \bar{w}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w} \bar{w}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \nu \nabla^2 \bar{w} - \left( \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'w'}}{\partial z} \right) \quad (2.21)$$

この形をレイノルズ平均ナビエ・ストークス方程式という。ここで、右辺第3項をレイノルズ応力といい、流れの変動成分が流れに及ぼす影響を示す項である。レイノルズ応力以外の項はすべて速度の時間平均を用いた表現となっているが、レイノルズ応力内では変動量が用いられている。これにより、乱流などの非定常なふるまいの記述をレイノルズ応力に集約することができるようになる。しかし、レイノルズ応力は非線形項であり、解析的に解くことができない。そのため、既知の変数を用いてレイノルズ応力を近似する手法が用いられる。このような近似モデルの一つに渦粘性モデルがある。これは、流れのせん断によって粘性応力が生じるように、平均流のせん断によってレイノルズ応力が生じると仮定するモデルである。このときレイノルズ応力は分子粘性の粘性係数に対応する乱流粘性  $\nu_t$  を用いて表される。

RANS モデルは渦粘性係数を取り扱う方程式の数によって 1 方程式モデルや 2 方程式モデルなどに区別される。ここでは、1 方程式モデルの 1 つである Spalart-Allmaras(S-A)モデルについて解説する。

S-A モデルにおいては、乱流粘性 $\nu_t$ を以下のように定義する。

$$\nu_t = \tilde{\nu} f_{v1} \quad (2.22)$$

ここで、 $f_{v1}$ は以下のように定義される。

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3}, \quad \chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad (2.23)$$

ここで、 $\tilde{\nu}$ は以下の輸送方程式を解くことで求められる。

$$\frac{D\tilde{\nu}}{Dt} = C_{b1}\tilde{S}\tilde{\nu} - C_{w1}f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d}\right)^2 + \frac{1}{\sigma}(\nabla \cdot ((\nu + \tilde{\nu})\nabla\tilde{\nu}) + C_{b2}(\nabla\tilde{\nu})^2) \quad (2.24)$$

ここで、 $d$ は壁面から計算点までの距離であり、 $\tilde{S}$ と $f_w$ は以下のように定義される。

$$\tilde{S} = \frac{1}{\sqrt{2}}\Omega + \frac{\tilde{\nu}}{(\kappa d)^2} f_{v2} \quad (2.25)$$

$$f_w = g \left( \frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right)^{1/6} \quad (2.26)$$

ここで、 $f_{v2}$ と $g$ は以下のように定義される。

$$f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} = \frac{\chi^3 - C_{v1}^3\chi + C_{v1}^3}{\chi^4 + \chi^3 + C_{v1}^3} \quad (2.27)$$

$$g = r + C_{w2}(r^6 - r), \quad r = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S}(\kappa d)^2} \quad (2.28)$$

(2.23)式から(2.28)式で用いられているモデル定数は経験的に以下のように与えられる。

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{2}{3}, & C_{v1} &= 7.1, & \kappa &= 0.41, & C_{b1} &= 0.13, & C_{b2} &= 0.62, \\ C_{w1} &= \frac{C_{b1}}{\kappa^2} + \frac{1 + C_{b2}}{\sigma}, & C_{w2} &= 0.3, & C_{w3} &= 2 \end{aligned} \quad (2.29)$$

## 2.4.2 LES

RANS では時間平均場のみを対象とするため、非定常的な現象は取り扱うことができず、解析精度に限界がある。そこで非定常現象を計算できる Large Eddy Simulation(LES)の利用が期待されている。

Fig. 2.3 に示しているように、LES モデルではメッシュでとらえられる大きな渦は直接計算し、メッシュで捉えられない小さな渦はモデル化して取り扱う。小さな渦の影響を模擬するモデルのことを Subgrid scale(SGS)モデルと呼び、SGS 応力と言う仮想的な応力を用いる。大きな渦をすべて直接計算することから、モデルに頼る割合が小さく、RANS よりも汎用性の高い計算方法である。

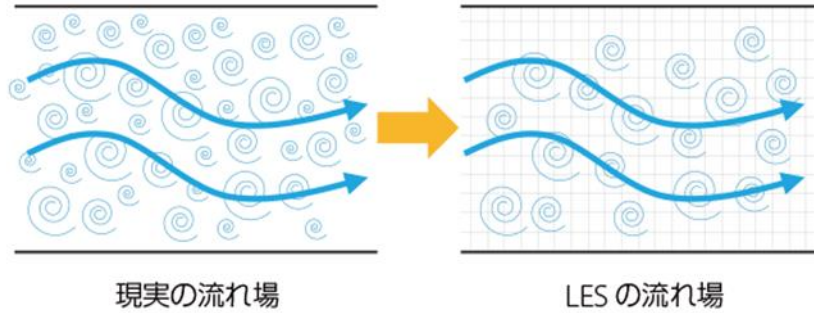


Fig. 2.3 Image of LES [14]

### 2.4.3 DES

LES は計算負荷が RANS と比べるとかなり大きく、計算コストが現実的にならない場合がある。そこで、RANS と LES を組み合わせたハイブリッドモデルが考案された。ハイブリッドモデルでは計算領域の一部分を RANS で計算し、残りの部分を LES で計算する。これにより、大きな計算コストがかかる部分を RANS で計算することができ、LES の特徴を残しながら全体の計算コストを低下させることができると言われている。このようなハイブリッドモデルの一つに Detached Eddy Simulation(DES)がある。DES では壁近くにある小さい渦を RANS で計算し、壁から離れた渦を LES で計算する。

本研究では乱流モデルとして、S-A モデルを用いた DES の一種である Spalart-Allmaras Improved Delayed Detached Eddy Simulation(IDDES)を用いる。IDDES においては、S-A モデルの乱流粘性 $\tilde{\nu}$ を求める輸送方程式が(2.24)式を基に以下のように与えられる。

$$\frac{D(\rho\tilde{\nu})}{Dt} = C_{b1}\rho\tilde{\nu}(1 - f_{t2}) - \rho \left( C_{w1}f_w - \frac{C_{b1}}{\kappa^2} f_{t2} \right) \left( \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{d}} \right)^2 + \frac{1}{\sigma} (\nabla \cdot (\rho(\nu + \tilde{\nu})\nabla\tilde{\nu}) + C_{b2}\rho(\nabla\tilde{\nu})^2) \quad (2.30)$$

ここで、 $f_{t2}$ は laminar suppression term とよばれる項であり、以下のように与えられる。

$$f_{t2} = C_{t3}e^{-C_{t4}\chi^2} \quad (2.31)$$

ここで、(2.30)式では壁面から計算点までの距離として(2.24)式で用いられた $d$ の代わりに $\tilde{d}$ を用いている。IDDES では $\tilde{d}$ は以下のように定義される [20].

$$\tilde{d} = \max(\tilde{f}_d(1 + f_e)L_{RAS} + (1 - \tilde{f}_d)L_{LES}, SMALL) \quad (2.32)$$

また、(2.31)式で用いられているモデル定数は経験的に以下のように与えられる。

$$C_{t3} = 1.2, \quad C_{t4} = 0.5 \quad (2.33)$$

## 2.5 自由表面解析

前述したように CFD では離散化された偏微分方程式を解くことで流体现象を計算する。偏微分方程式は、ある与えられた境界上で解を求めるといった問題設定が多い。これに対して与えられた偏微分方程式を、解がわからない限り解くことのできない未知の領域において解く問題を自由境界問題という。このような自由境界問題の一つが自由表面の解析である。自由境界においては表面の変動にしたがって計算領域が変化し、さらにその表面の変動自体が計算によって決定される。このような事情から、自由境界問題の取り扱いは一一般的に難しい。CFD においては自由表面を伴う流れをモデル化するための手法として Volume-of-Fluid(VOF)法や Level set 法、Diffuse-interface Mode 法が知られている。本研究では VOF 法を用いた。

VOF 法では、メッシュ内で液体が占める体積の割合を液体充填率  $F$  という関数で定義し、 $F$  に関する移流方程式を解くことで界面を求める。 $F$  値は 0 から 1 までの値を取り、 $F$  値が 0 であればそのメッシュの物性は気体、1 であれば液体として取り扱う。 $F$  値が 0 から 1 の間の場合は、それぞれの流体の物性を加重平均して取り扱う。 $F$  の移流方程式は微小体積に流速  $(u,v,w)$  で出入りする流体の保存則から、以下のように表される。

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u \frac{\partial F}{\partial x} + v \frac{\partial F}{\partial y} + w \frac{\partial F}{\partial z} = 0 \quad (2.34)$$

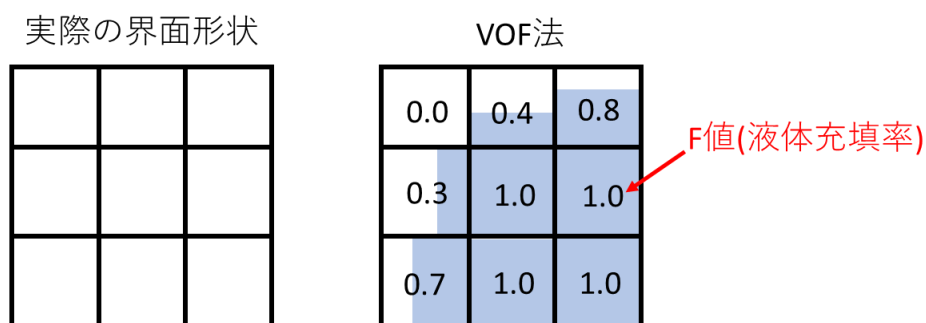


Fig. 2.4 Summary of Surface Calculated in VOF

自由表面解析では、自由表面における境界条件として運動学的条件と力学的条件が設定される。境界面の形状が  $F(x, y, z, t) = 0$  という関数形で与えられている場合、境界条件式は境界面の物質微分を計算することによって求められる。このことから、以下の式が成り立つ。

$$\frac{DF}{Dt} = \left( \frac{\partial}{\partial t} + \nabla \Phi \cdot \nabla \right) F = 0 \quad (2.35)$$

ここで、 $\Phi$  は液体粒子の速度ポテンシャルを表す。(2.35)式は境界面での流体粒子は時々刻々境界面と同じ動きをすることを表す。すなわち、自由表面にある粒子は自由表面にあり続け、自由表面の変動速度は自由表面にある液体粒子の速度に等しい。これを運動学的条件という。これに対して力学的境界条件とは自由表面上では圧力が常に大気圧と等しい

とする条件である。これはベルヌーイの圧力方程式を用いて以下のように表される。

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} + \frac{1}{2}\nabla\phi \cdot \nabla\phi + g\zeta = 0 \quad (2.36)$$

ここで、 $\zeta$ は自由表面の高さであり、 $\zeta(x, y, t) = z$ と表される。

## 第3章. CFD の Verification & Validation

CFD を行う際には、対象とする物理モデルに適合する格子や時間刻みを用いなければならない。適当な格子および時間刻みを決定するために Verification & Validation と呼ばれるプロセスが存在する。本章では Verification および Validation に用いた計算条件とその結果について説明する。

### 3.1 V&V

計算結果が妥当かどうかを評価するときには、Verification と Validation という2つの概念が重要となる。この2つは総称して V&V と呼ばれる。それぞれ以下のように特徴づけられる。

Verification：モデルを正しく解いているか。

Validation：正しいモデルを解いているか。

Verification は採用した基礎方程式が正しく解かれているかを確認することを意味する。通常、CFD においては、有限幅の計算格子および時間刻みで離散化された方程式で解析的な解を表現するのは困難である。そのため、いくつかの格子および時間刻みで得られた計算結果を比較して、求めたい物理量が要求精度以下であることを確認する手法がとられることが多い。

Validation は物理現象を正しくモデル化しているかを確認することを意味する。CFD においては、計算結果と実験結果とを比較して計算結果が実験結果に合致しているかどうかを確認する。

### 3.2 OpenFOAM

本研究では CFD ソフトウェアとして OpenFOAM を用いる。OpenFOAM は流体/連続体シミュレーションのために開発されたオープンソースの CFD ソフトウェアである。OpenFOAM には RANS, LES, DES などの乱流モデルや自由表面モデルなどが組み込まれている。また、OpenMPI に対応しており、複雑な解析モデルであっても高速に並列計算が可能である。

### 3.3 計算条件

計算に用いるメッシュ精度および時間刻み精度を決定するため、V&Vを行う。

V&Vに用いた計算領域の概要を Fig. 3.1 に示す。Fig. 3.1 で各境界に BD と付記されている名前は各境界の名称である。

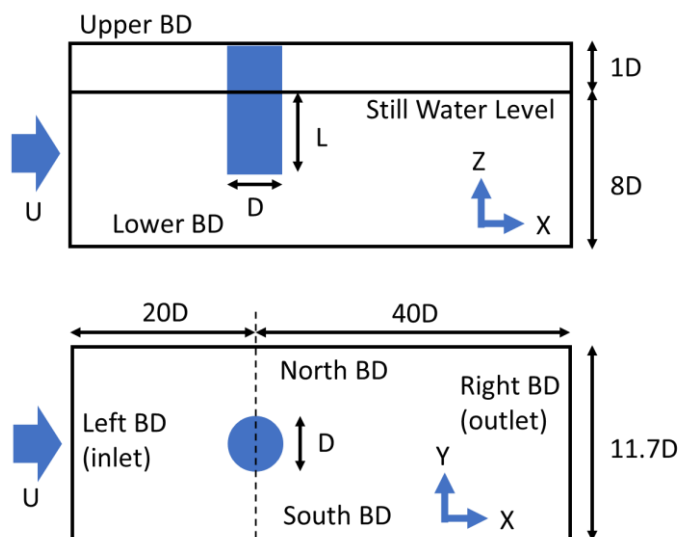


Fig. 3.1 Layout of Computational Region

計算領域の寸法は Sakata[11]の実験で用いられた水槽の大きさをもとに決定した。円柱から流入境界までの長さや流出境界までの長さは徐[14]の使用した値を用いている。境界条件を Table 3.1 にまとめる。

Table. 3.1 Boundary Condition for Basic Case

Boundary	Pressure	Velocity
Left BD	zero gradient	fixed value U
Right BD	fixed value 0	zero gradient
South BD	zero gradient	free slip
North BD	zero gradient	free slip
Upper BD	fixed value 0	free slip
Lower BD	fixed value 0	free slip

Table 3.1 における fixed value は固定値を意味する。zero gradient は境界での値が計算領域内側の値から勾配 0 で外挿されることを意味する。free slip は自由すべり (free-slip) 条件を表す。free-slip 条件では境界と垂直な方向の速度が常に 0 であり、境界と平行な方向に



は境界の内側と同じ速度を持つ。

自由表面解析には VOF 法を使用した。今回のケースでは液相の物性として水を想定し、密度を  $\rho = 1000[\text{kg/m}^3]$  に設定した。

V&V を行うための計算ケースとして、Table 3.2 に示される計算条件を基本ケースと呼ぶこととする。

Table. 3.2 Condition of Basic Case

Parameter		Value	Unit
Diameter	$D$	0.3	$m$
Aspect ratio	AR	1.5	
velocity	$U$	0.1433	$m/s$
Reynolds number	Re	43000	
Froude number	Fr	0.15	
Free-surface modelling method		VOF	
Turbulence Model		IDDES	

各パラメータは Sakata[11]の実験と同一となるように設定した。

使用する格子に関しては、非構造格子よりも計算負荷を小さくすることや調整が容易であることから構造格子を用いた。

計算領域のブロック分割の概要を Fig. 3.2 および Fig. 3.3 に示す。

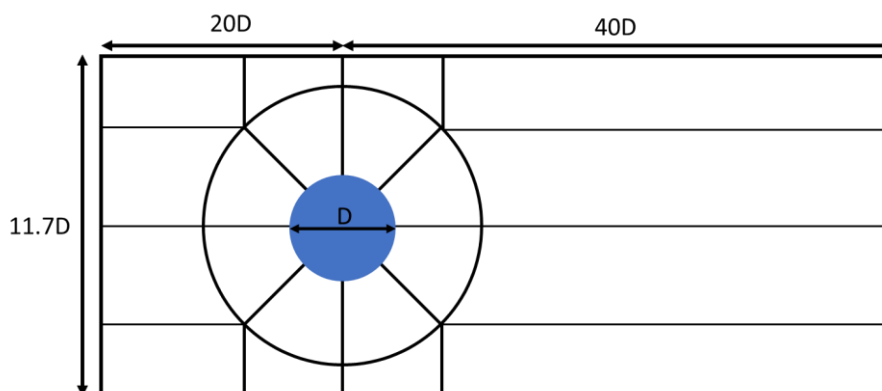


Fig. 3.2 Block Division on XY plane

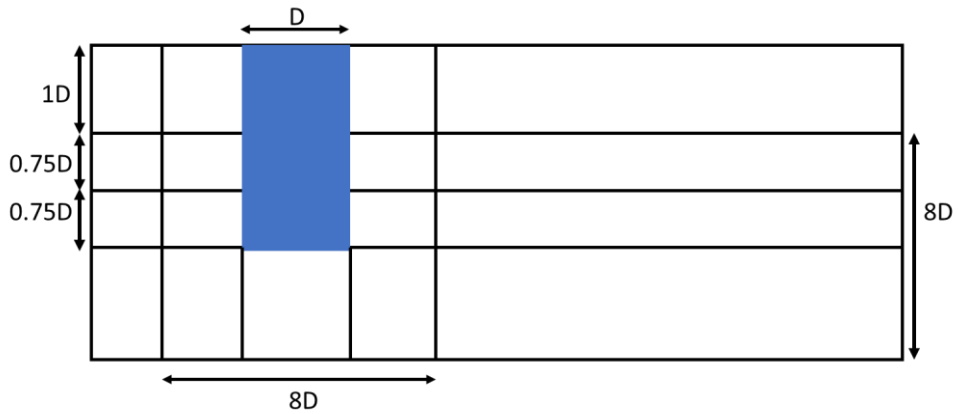


Fig. 3.3 Block Division on XZ Plane

XY 平面においては円柱の壁から一定の距離まで円弧状のブロックとする。この結果、円柱の周辺に円環状のブロックが作成できるが、このブロックを円周方向に 8 分割する。この分割線から各種境界までの領域を方形のブロックで分割する。この分割法によって円柱を構造格子で表現することが可能になる。円柱表面付近に発生する渦を捉えるため、円柱付近の格子を細かく、円柱から離れるほど拡大していくような格子を作成する。

XZ 平面においては自由表面の変位を捉えるため、自由表面付近のメッシュを細かくする。また、端部から発生する渦を捉えるため、端部付近のメッシュを細かくする。

作成した格子の概要を Fig. 3.4, Fig. 3.5 に、部分的な拡大図を Fig. 3.6, Fig. 3.7 に示す。

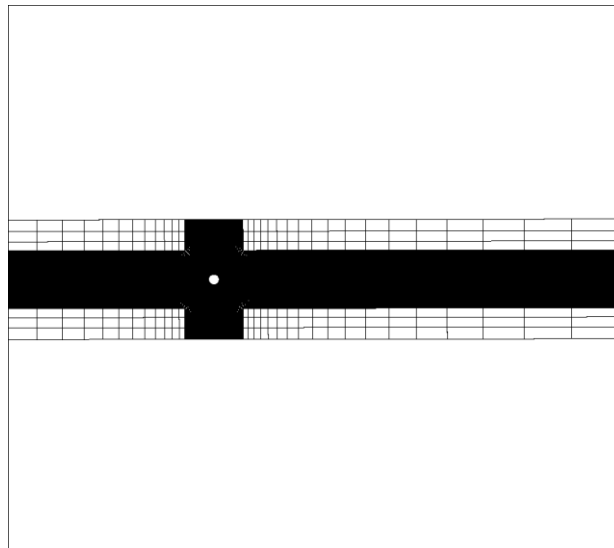


Fig. 3.4 Grid for Basic Case on XY Plane

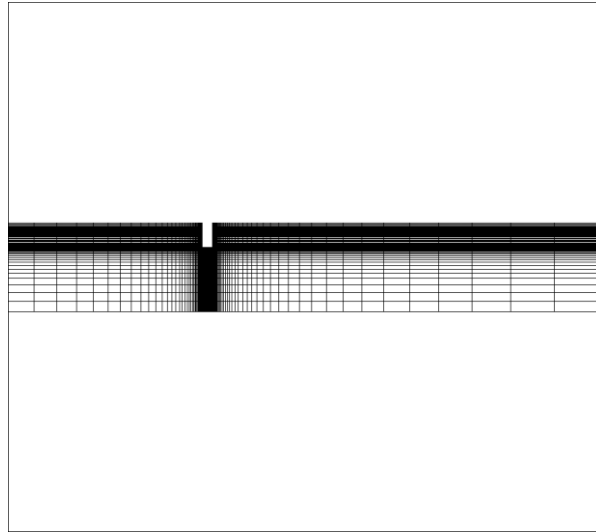


Fig. 3.5 Grid for Basic Case on XZ Plane

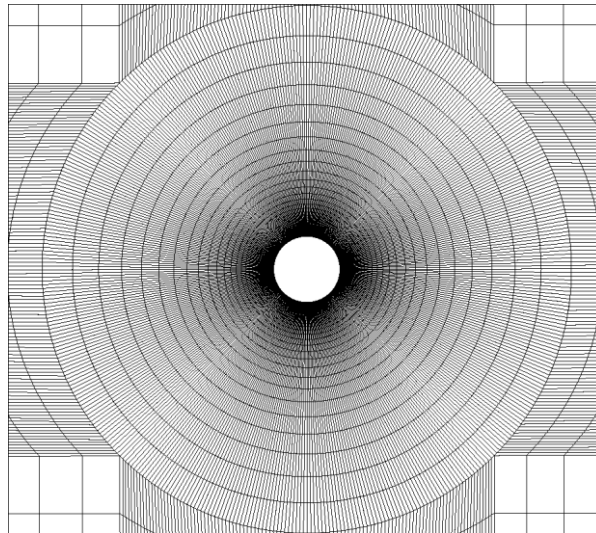


Fig. 3.6 Enlarged View of Grid for Basic Case on XY Plane

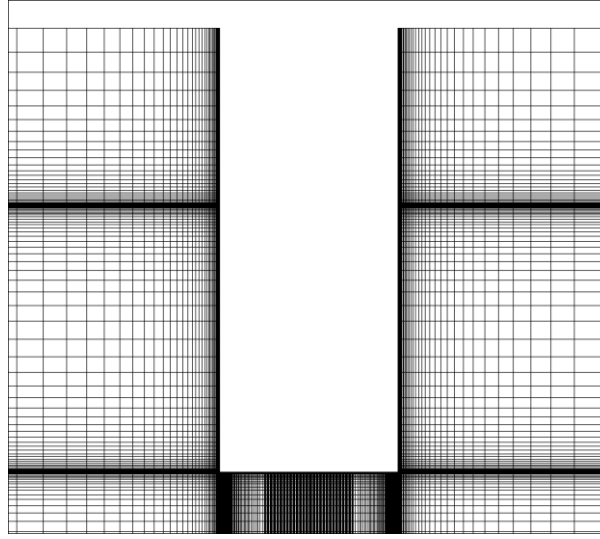


Fig. 3.7 Enlarged View of Grid for Basic Case on XZ Plane

### 3.3.1 境界層の格子刻み精度

円柱周りの境界層を再現するために、円柱周りの格子刻み精度の検証を行った。

円柱周りの境界層解像度に関する概念に $y^+$ がある。 $y^+$ は無次元化した壁からの距離であり、以下のように表される。

$$y^+ = \frac{u^T}{\nu} y \quad (3.1)$$

ここで、 $u^T$ は壁面摩擦速度、 $y$ は壁面からの有次元距離を表す。 $u^T$ は壁面せん断応力 $\tau_w$ を用いて以下のように表される。

$$u^T = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3.2)$$

ここで、壁面せん断応力 $\tau_w$ は線形近似により次のように求められる。

$$\tau_w = \mu \frac{\Delta u}{\Delta y} \quad (3.3)$$

ここで、 $\Delta u$ と $\Delta y$ はそれぞれ壁面からのメッシュの第一点における流速とセル中心の壁面からの距離を表す。 $\Delta u$ と $\Delta y$ を表す図を Fig. 3.8 に示す。

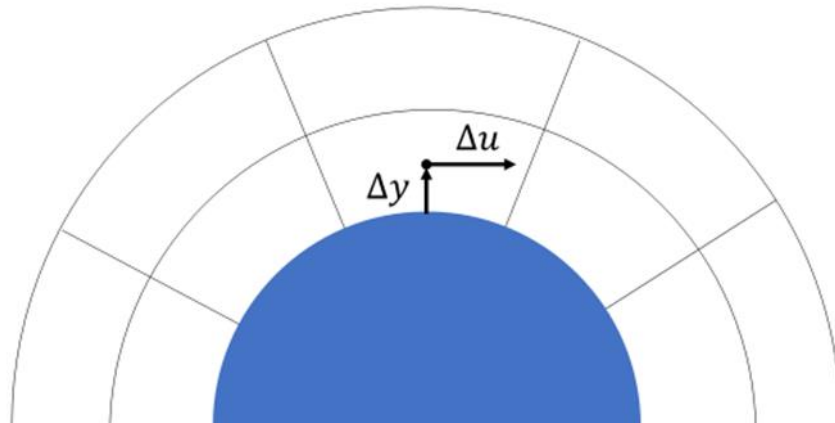


Fig. 3.8 Image of  $\Delta u$  and  $\Delta y$

壁近傍では粘性によって流れ方向の流速が、壁と垂直な方向に変化する。壁からの距離と速度との関係を Fig. 3.9 に示す。Fig. 3.9 から、流れは壁からの距離により粘性底層、遷移層、そして対数領域の3つの領域に分類できる。

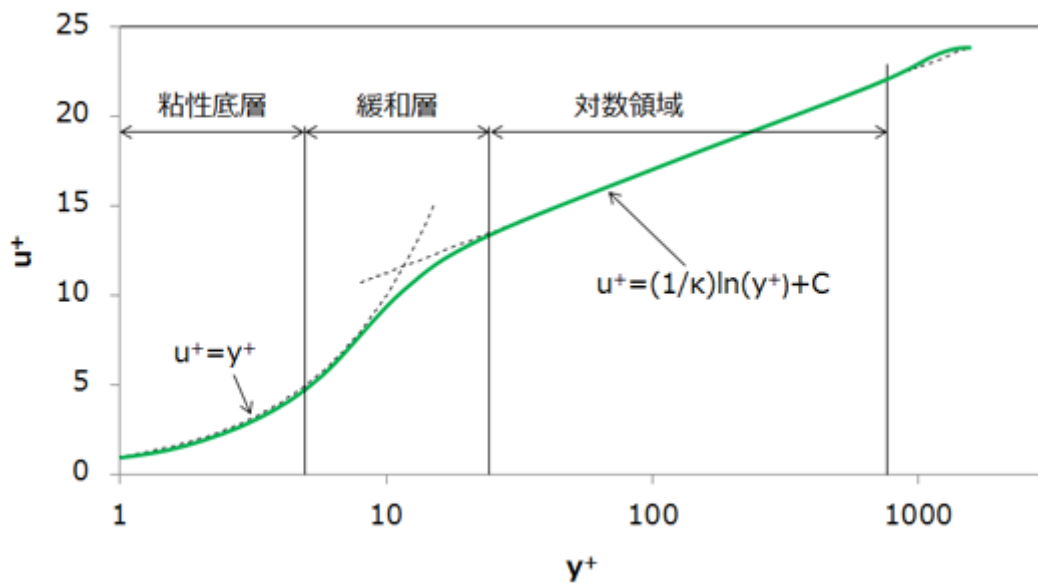


Fig. 3.9 Wall Law

それぞれの領域に対応する壁面からの無次元距離 $y^+$ の範囲を以下に示す。

- I. 粘性底層： $0 < y^+ < 5$
- II. 緩和層： $5 < y^+ < 30$
- III. 対数領域： $30 < y^+ < 400$

Fig. 3.9 から、粘性低層では狭い範囲で急激に流速が増加することが分かる。このことか

ら、壁面付近の境界層を精度よく計算するためには、粘性低層の内側に壁面からのメッシュの第一点を配置しなければならない。

基本ケースにおける円柱側面および底面の $y^+$ の時間平均を Fig. 3.10 に示す。Fig. 3.10 では図の左側が上流となる。

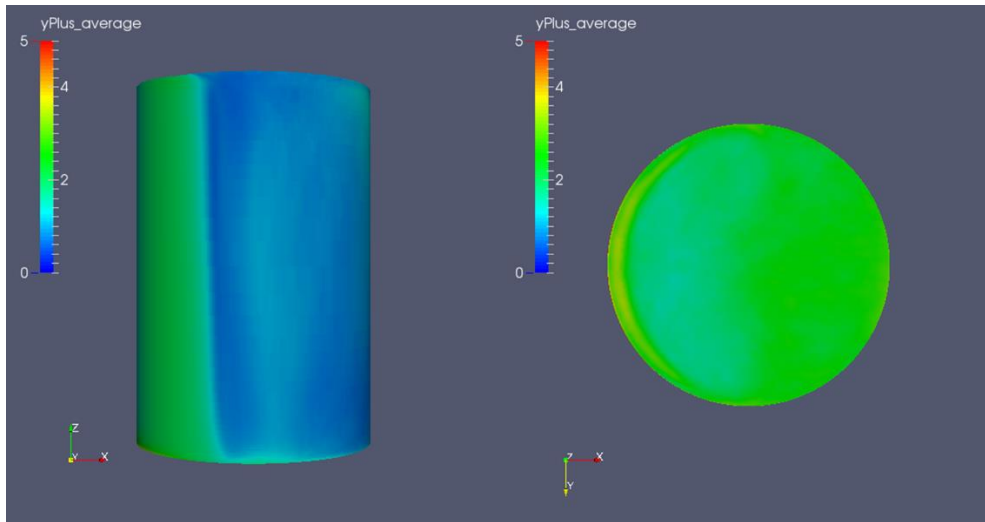


Fig. 3.10 Time-Averaged  $y^+$  around Cylinder

Fig. 3.10 に示されるように、円柱の側面および底面のどこでも $y^+$ が5を超える箇所はない。このことから、円柱壁の全領域で粘性低層に入っていると考えられる。

### 3.4 基本ケースの Verification

基本ケースにおいて 3 種類の格子と 3 種類の時間刻みを用いて格子精度と時間刻み精度の Verification を行った。

#### 3.4.1 格子精度の Verification

格子精度の Verification に用いた格子幅の条件を Table. 3.3 にまとめた。Table. 3.3 中の  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$  はそれぞれ代表格子の x 方向, y 方向, z 方向の無次元化した大きさを表す。

Table. 3.3 Mesh Sizes for Verification

name	$\Delta x$	$\Delta y$	$\Delta z$
M1	$6.67 \times 10^{-4}$	$7.14 \times 10^{-3}$	$2.00 \times 10^{-3}$
M2	$10.0 \times 10^{-4}$	$7.14 \times 10^{-3}$	$3.00 \times 10^{-3}$
M3	$16.5 \times 10^{-4}$	$7.14 \times 10^{-3}$	$4.00 \times 10^{-3}$

各ケースの計算結果を Table. 3.4 に示す。

Table. 3.4 Drag and Lift Coefficient Results of Mesh Sizes

name	Cd_mean	Cd_rms	Cl_rms
M1	$7.96 \times 10^{-1}$	$2.32 \times 10^{-2}$	$3.61 \times 10^{-2}$
M2	$7.90 \times 10^{-1}$	$1.93 \times 10^{-2}$	$3.96 \times 10^{-2}$
M3	$8.25 \times 10^{-1}$	$4.46 \times 10^{-2}$	$5.50 \times 10^{-2}$

ここで、時間平均操作では、渦放出の 8 サイクル分( $U_t/D=50$ )の時系列データを用いた。今後、時間平均操作を行う際は特に断りがない限り 8 サイクル分の時系列データを用いる。

Cd\_mean と Cl\_rms に関して Table. 3.4 の結果と Sakata[11]の実験結果をプロットしたものを Fig. 3.12 と Fig. 3.13 に示す。

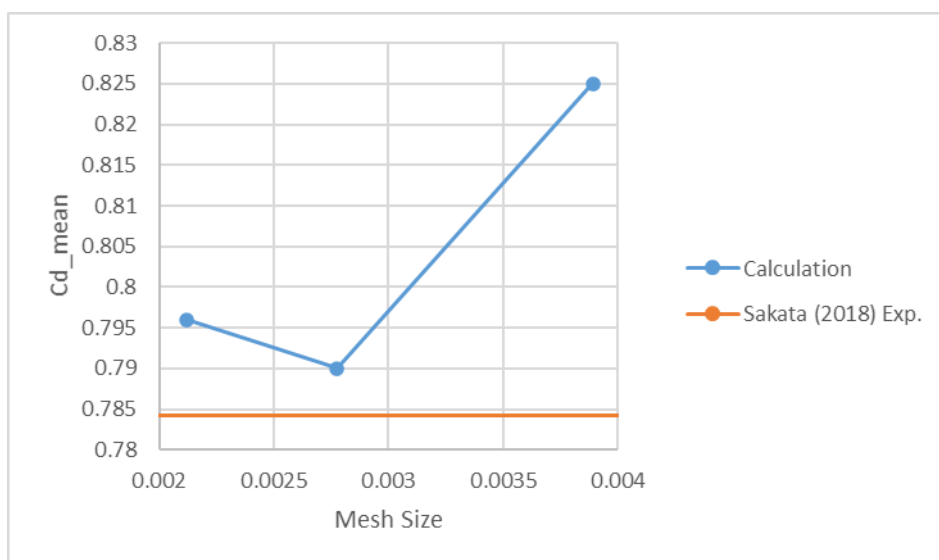


Fig. 3.11 Cd\_mean convergence analysis with Mesh Size

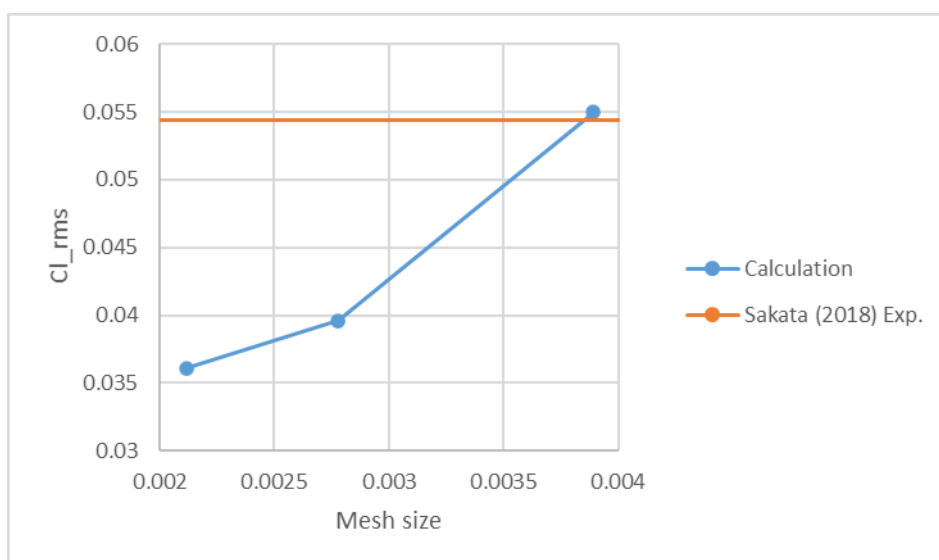


Fig. 3.12 Cl\_rms convergence analysis with Mesh Size

Fig. 3.11 から、いずれの計算格子においても計算結果が実験結果よりも大きくなっていることが分かる。Fig. 3.11 から、計算格子が粗いとき (M3) には計算結果が比較的实验結果に近い値であるが、計算格子を細かくするにつれて実験結果との差が大きくなることが分かる。また、Fig. 3.12 からは計算格子を細かくするにつれて Cl\_rms が単調に減少していくことが分かる。



### 3.4.2 時間刻み精度の Verification

時間刻み精度の Verification に用いた格子の条件を Table. 2.5 にまとめた. Table. 3.5 中の  $\Delta t$  は時間刻み精度[s]を表す.

Table. 3.5 Time steps for Verification

name	$\Delta t$ [s]
T1	$3.3 \times 10^{-4}$
T2	$5.0 \times 10^{-4}$
T3	$7.5 \times 10^{-4}$

各ケースの計算結果を Table. 3.6 に示す.

Table. 3.6 Drag and Lift Coefficient Results of Time steps

name	Cd_mean	Cd_rms	Cl_rms
T1	$8.22 \times 10^{-1}$	$2.27 \times 10^{-2}$	$5.27 \times 10^{-2}$
T2	$7.90 \times 10^{-1}$	$1.93 \times 10^{-2}$	$3.96 \times 10^{-2}$
T3	$8.19 \times 10^{-1}$	$1.77 \times 10^{-2}$	$4.39 \times 10^{-2}$

Cd\_mean と Cl\_rms に関して Table. 3.6 の結果と Sakata[11]の実験結果をプロットしたものを Fig. 3.13 と Fig. 3.14 に示す.

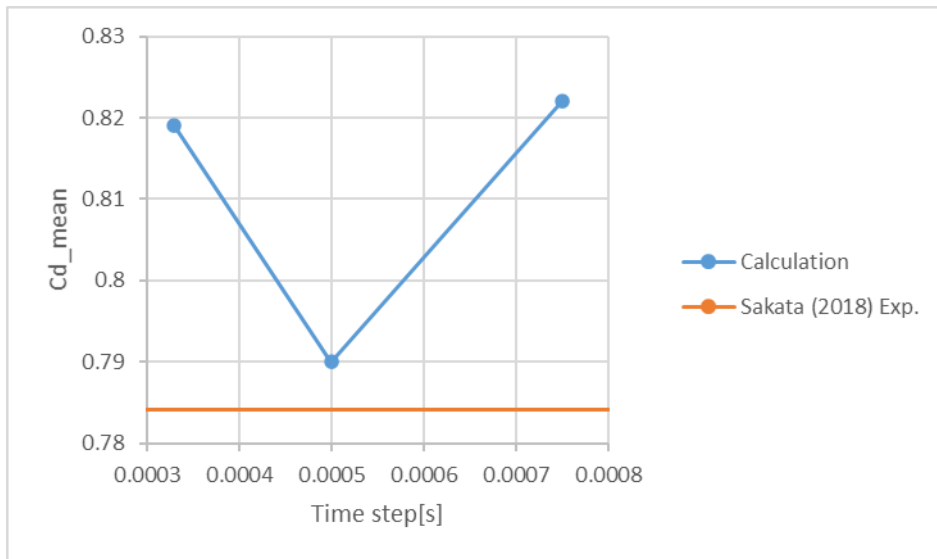


Fig. 3.13 Cd\_mean convergence analysis with Time Step

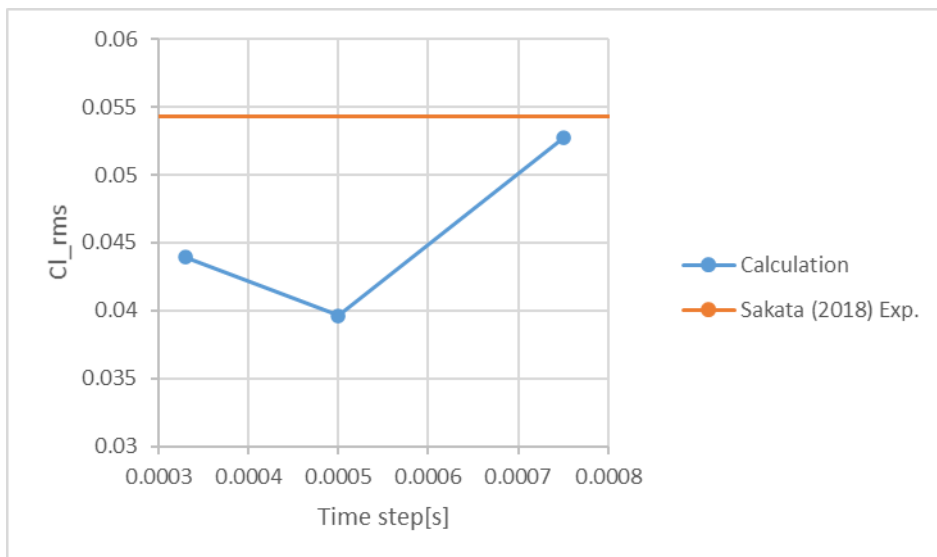


Fig. 3.14 Cl\_rms convergence analysis with Time Step

Fig. 3.13 から、いずれの時間刻みにおいても計算結果が実験結果よりも大きくなっていることが分かる。Fig. 3.14 から、いずれの時間刻みにおいても計算結果が実験結果よりも小さくなっていることが分かる。

### 3.5 CFL 条件

CFD において計算の安定性を確保するための必要条件として Courant-Friedrichs-Lewy(CFL)条件がある。これは「情報が伝播する速さ」が「実際の現象の伝播する速さ」以上でなければならないことを示す。この条件は、情報の伝播速度が実現象の伝播速度に追従できなくなると計算の発散が生じることから導かれる。

CFL 条件を表現する際には、クーラン数  $C$  と呼ばれる無次元パラメータを以下のように定義する。

$$C = \frac{v\Delta t}{\Delta x} \quad (3.4)$$

ここで、 $\Delta t$ は時間刻み、 $\Delta x$ は格子幅、 $v$ は実際の流速を表す。(3.4)式の定義から、クーラン数は時間ステップ毎の情報伝播距離 $v\Delta t$ と格子幅 $\Delta x$ の比とすることができる。ここで、CFL 条件は以下のように表すことができる。

$$C \leq 1 \quad (3.5)$$

各格子幅について、定常状態におけるクーラン数の時系列における最大値と、計算領域の平均値を Table. 3.7 に示す。

Table. 3.7 Courant Number Results of Mesh Sizes

name	$C_{\max}$	$C_{\text{mean}}$
M1	$7.62 \times 10^{-1}$	$8.61 \times 10^{-4}$
M2	$3.26 \times 10^{-1}$	$7.78 \times 10^{-4}$
M3	$2.09 \times 10^{-1}$	$7.67 \times 10^{-4}$

Table. 3.7 から、いずれの格子においてもクーラン数が 1 を下回っていることが分かる。

また、各時間刻みについて、定常状態におけるクーラン数の時系列における最大値と、計算領域の平均値を Table. 3.8 に示す。

Table. 3.8 Courant Number Results of Time Steps

name	C_max	C_mean
T1	$2.22 \times 10^{-1}$	$5.10 \times 10^{-4}$
T2	$3.26 \times 10^{-1}$	$7.78 \times 10^{-4}$
T3	$5.12 \times 10^{-1}$	$1.16 \times 10^{-3}$

Table. 3.8 から、いずれの時間刻みにおいてもクーラン数が 1 を下回っていることが分かる。

このことから、いずれの格子幅および時間刻みの計算ケースにおいても CFL 条件を満たしていることが確認できた。

### 3.6 GCI による誤差評価

数値計算においては丸め誤差、離散化による誤差、反復計算による誤差などの計算誤差が必ず存在する。丸め誤差は数値の四捨五入や切り捨てなどの丸め操作を行った際に生じる。本研究においては、有効精度 16 桁の倍精度ソルバを用いることで丸め誤差を無視できる。反復計算による誤差については、本研究においては、相対残差の収束判定値を最大で  $10^{-5}$  に設定することで無視できる。ここでは、離散化による誤差を GCI と呼ばれる手法を用いて定量的に評価する。

流れの数値解の格子依存性を定量的に評価する指標として Grid Convergence Index (GCI) という手法が存在する。GCI は一般的な数値解析に用いられるリチャードソン外挿法を拡張した手法である。また、GCI は時間刻み精度の検証にも適用することができる。

計算結果における流れの物理量  $\phi$  を格子幅(あるいは時間刻み)  $h$  についてテイラー展開すると、以下のようになる。

$$\phi = \phi_0 + g_1 h + g_2 h^2 + g_3 h^3 + \dots \quad (3.6)$$

ここで、 $\phi_0$  は  $h=0$ 、すなわち格子が無限に細かいときの物理量の値である。そのため、 $\phi_0$  は離散化による誤差を除いた値といえることができる。リチャードソン外挿法では(3.6)式に

において 2 次精度のスキームを考えて  $g_1 = 0$  とする。2 種類の格子  $h_1, h_2 (h_1 < h_2)$  を用いた

計算結果における物理量  $\phi$  を  $\phi_1, \phi_2$  とすると、それぞれ(3.6)式に代入して  $g_2$  を消去することで  $\phi_0$  を以下のように求めることができる。

$$\varphi_0 = \varphi_1 + \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{r^2 - 1} + O(h^3) \quad (3.7)$$

ここで、 $r$  は 2 つの格子間隔の比で、 $r=h_2/h_1$  となる。 (3.7) 式の右辺第 3 項を無視することで  $\varphi_0$  の推定値が得られる。 GCI においては同様の手順を  $p$  次精度のスキームにおいて行うことで (3.7) 式を以下のように拡張する。

$$\varphi_0 = \varphi_1 + \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{r^p - 1} + O(h^{p+1}) \quad (3.8)$$

(3.8) 式から  $\varphi_1$  と  $\varphi_2$  の相対誤差  $e_a$  を以下のように表すことができる。

$$e_a = \left| \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\varphi_1} \right| \quad (3.9)$$

ここから、GCI は以下のように定義される。

$$GCI_{\text{fine}} = \frac{F_s \cdot e_a}{r^p - 1} \quad (3.10)$$

ここで、 $F_s$  は安全係数である。本研究においては  $F_s = 1.25$  とする。これは GCI における信頼区間 95% に対応する値として経験的に知られている。なお、GCI の算出手順についてはアメリカ機械学会 (ASME) の V&V 標準 [21] に則った。

Table. 3.3 および Table. 3.4 の  $Cd_{\text{mean}}$  の値から格子精度の GCI を求めた。その結果  $GCI=0.0010$  の値を得た。これは、格子の大きさが無限小のとき抗力係数の推定値が  $Cd_{\text{mean}} = 0.796 \pm 0.00796 (\pm 0.1\%)$  の範囲内に収まることを意味する。Sakata [14] の実験によって得られた、同様の AR, Fr 条件における抗力係数は  $Cd_{\text{mean}} = 0.784 \pm 0.00975$  である。格子 M2 における計算結果  $Cd_{\text{mean}} = 0.790$  はこの範囲内に収まっている。

格子精度の場合と同様に、時間刻み精度についても Table. 3.5 および Table. 3.6 の  $Cd_{\text{mean}}$  の値から GCI を求めた。その結果  $GCI=0.14$  の値を得た。これは、時間刻みが無限小のとき抗力係数の推定値が  $Cd_{\text{mean}} = 0.822 \pm 0.11 (\pm 14\%)$  の範囲内に収まることを意味する。前述したように Sakata [14] の実験によって得られた抗力係数は  $Cd_{\text{mean}} = 0.784 \pm 0.00975$  である。時間刻み T2 における計算結果  $Cd_{\text{mean}} = 0.790$  はこの範囲内に収まっている。

以上のことから、格子 M2 と時間刻み T2 における誤差は許容できるものであると考えられる。このことから本研究では格子 M2 と時間刻み T2 を用いて計算を行う。

## 第4章. CFD を用いた半没水円筒周りの流れの計算結果

本章では一様流中の半没水円筒を対象とするシミュレーションの結果を示す。

### 4.1 計算条件

3.6 章で格子精度 M2 と時間刻み精度 T2 の妥当性が確認できたことから、計算では M2 と T2 を用いる。

計算領域の概要は Fig. 3.1 に示すものと同一である。

計算条件として、基本ケースから Fr を変化させたケースを 4 ケース、AR を変化させたケースを 2 ケース行った。基本ケースと合わせて合計 7 ケースの計算を行った。各ケースにおける計算条件を Table. 4.1 に示す。Table. 4.1 において基本ケースは Case2 となる。

Table. 4.1 Calculation Condition

name	AR	Fr	$g[\text{m/s}^2]$
Case1	1.5	0.08	10.695
Case2	1.5	0.15	3.0436
Case3	1.5	0.2	1.711
Case4	1.5	0.3	0.761
Case5	1.5	0.15(no free-surface)	no gravity
Case6	0.5	0.15	3.0436
Case7	2.5	0.15	3.0436

いずれの計算ケースにおいても、レイノルズ数は  $Re=43000$  で固定されている。また、Table. 4.1 に示すように各ケースでは  $Re$  を固定した状態で  $Fr$  を変化させるために重力加速度  $g$  を変化させている。ここで、重力加速度を変化させるにあたっては液体の密度が変化しないような条件を設けている。

Table. 4.1 に示す Case5 は基本ケースにおいて自由表面計算を行わない計算ケースである。重力加速度に着目すると、(1.4)式より、 $Fr=0$  では重力加速度が無限大となる。しかし、重力加速度が無限大となるような計算を行うことは現実的に不可能である。ここで、

Fr=0 のときは自由表面の変動が完全に抑制され、自由表面は Free-slip 条件とみなせるようになる。そこで、自由表面計算を行わず、計算領域の上面の境界条件を Free-slip とすることで Fr=0 の場合の挙動を表現した。Case5 の計算領域の概要を Fig. 4.1 に示す。また、Case5 における境界条件を Table. 4.2 に示す。

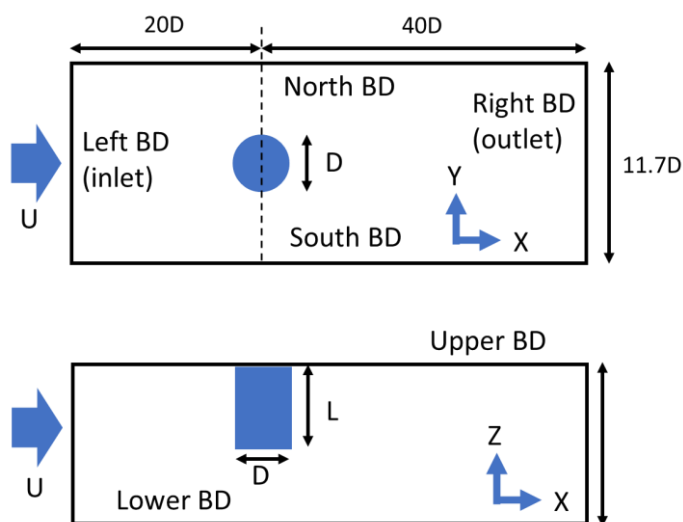


Fig. 4.1 Layout of Case5

Table. 4.2 Boundary Condition of Case5

Boundary	Pressure	Velocity
Left BD	zero gradient	fixed value U
Right BD	fixed value 0	zero gradient
South BD	zero gradient	free slip
North BD	zero gradient	free slip
Upper BD	fixed value 0	free slip
Lower BD	fixed value 0	free slip

これ以降、特に言及がなければ Case5 の計算結果を Fr=0 のケースの計算結果として扱うこととする。

## 4.2 計算結果

ここでは簡単のため、円柱の XY 断面、YZ 断面、XZ 断面について、Fig. 4.2 および Fig. 4.3 のように命名する。

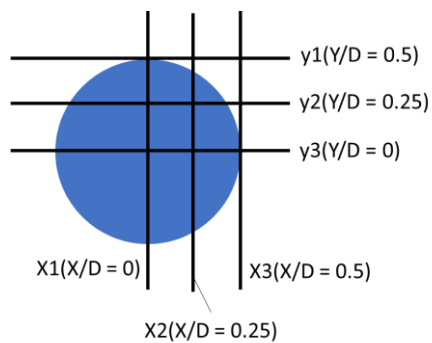


Fig. 4.2 Plane Names of Cylinder on XY plane

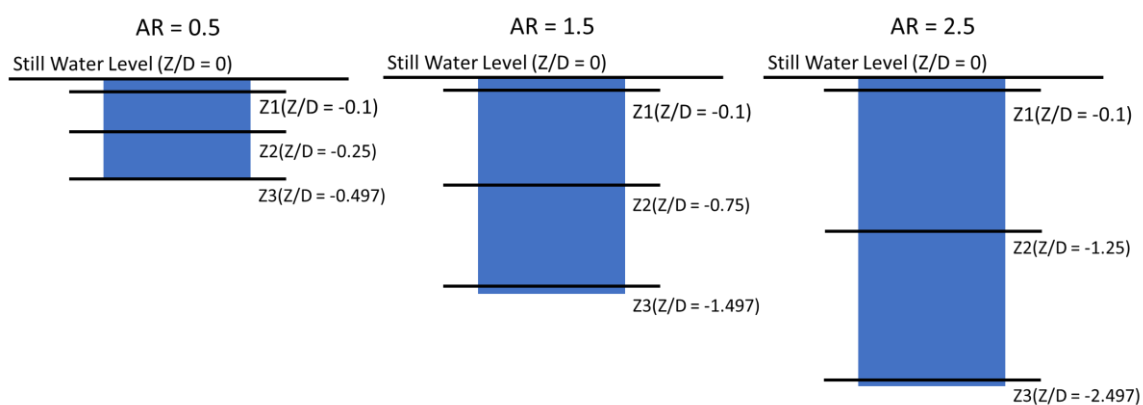


Fig. 4.3 Plane Names of Cylinder on ZX plane



#### 4.2.1 各フルード数における計算結果

AR=1.5で、各フルード数における抗力係数と揚力係数の時系列をそれぞれ Fig. 4.4, Fig. 4.5 に示す。

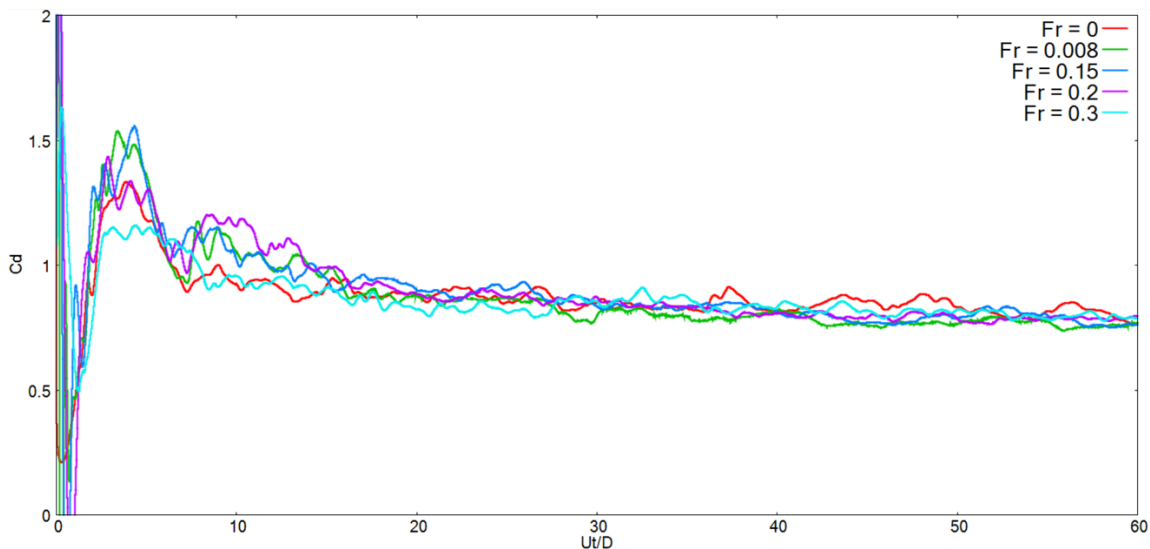


Fig. 4.4 Time history of Drag Coefficient with Different Fr

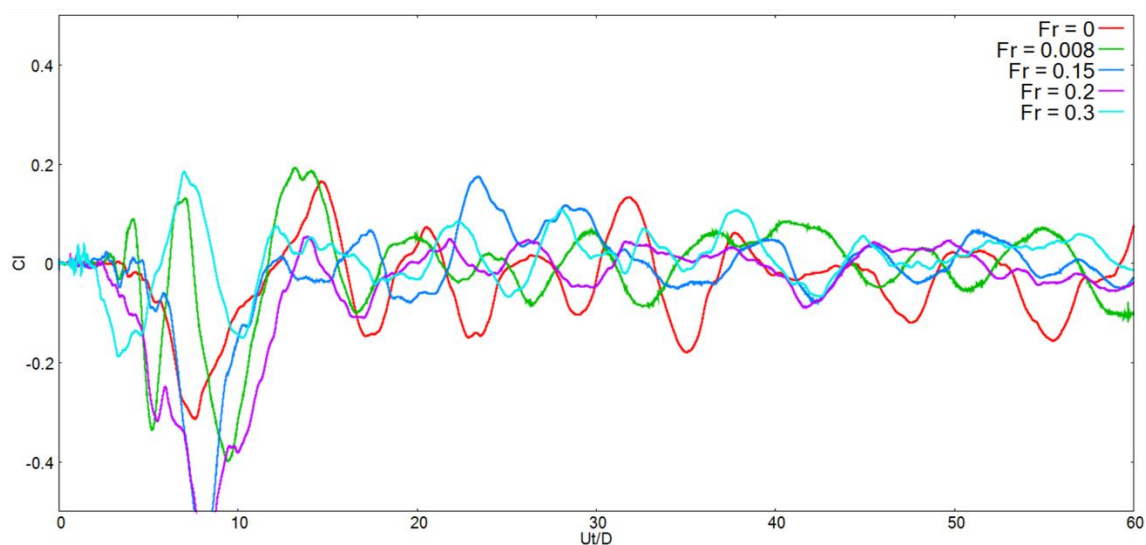


Fig. 4.5 Time history of Lift Coefficient with Different Fr

Fig. 4.4, Fig. 4.5 から、いずれのケースにおいても  $Ut/D=30$  以降で計算が定常状態に達していることが分かる。

ここで、自由表面の取り扱いについて述べる。自由表面上の各点の無次元高さを Fig. 4.6 に示すように命名する。Fig. 4.6 に示すように、流入面と自由表面の交線上の点の無次元高さを Inlet, 円柱前方の自由表面の無次元高さを Run-up, 円柱後方の自由表面の無次元

高さを Depression とする。

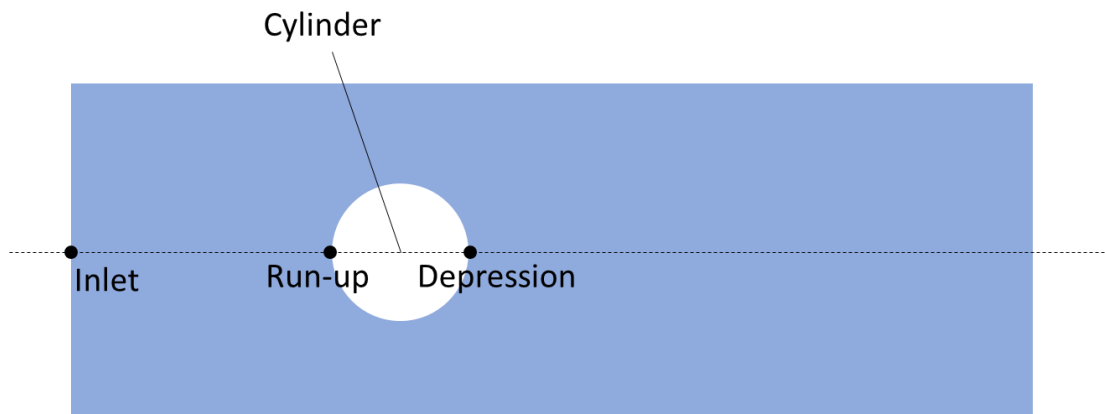


Fig. 4.6 Name of Points at Free-Surface at  $\alpha = 0.5$

Fr を変化させた各ケースにおける Inlet, Run-up, Depression の時系列をそれぞれ Fig. 4.7, Fig. 4.8, Fig. 4.9, Fig. 4.10 に示す. いずれの場合でも Depression および Run-up が Inlet の値に対応して時間変動していることが分かる.

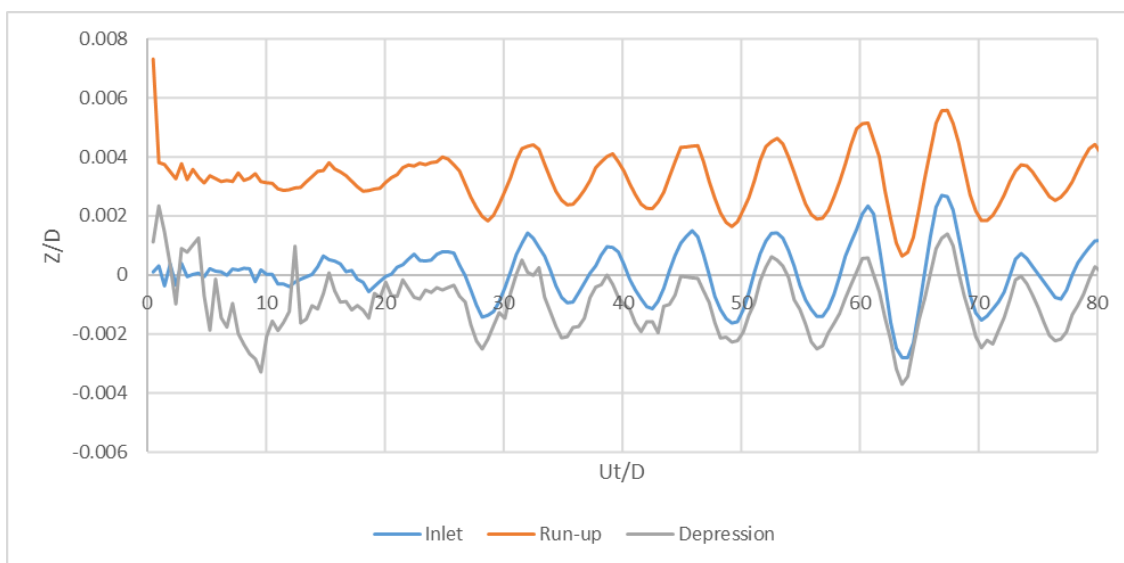


Fig. 4.7 Displacement of Free-Surface in Case1 (AR=1.5, Fr=0.08)

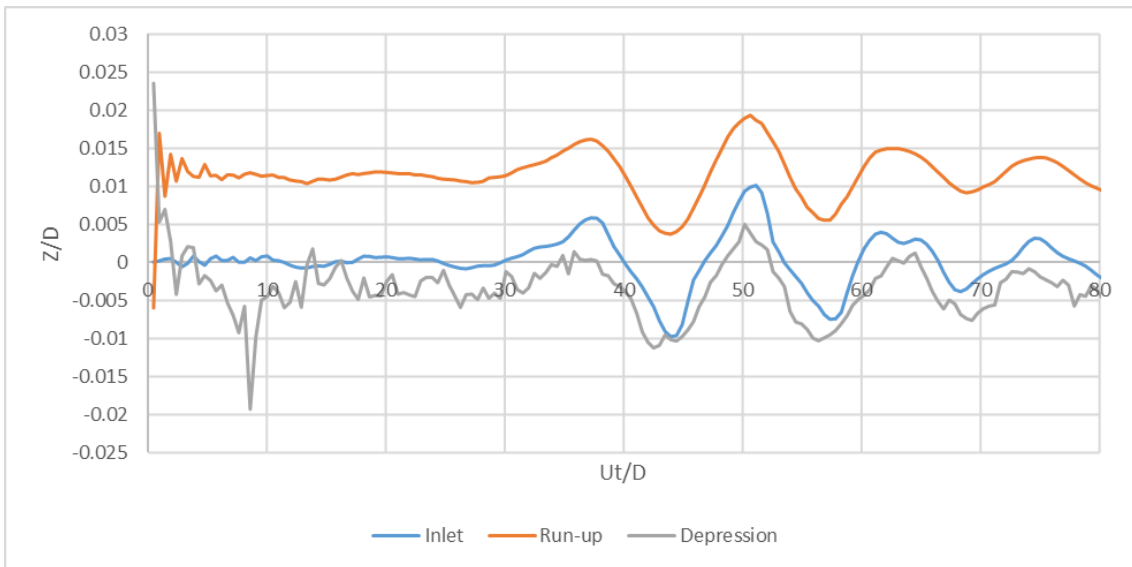


Fig. 4.8 Displacement of Free-Surface in Case2 (AR=1.5, Fr=0.15)

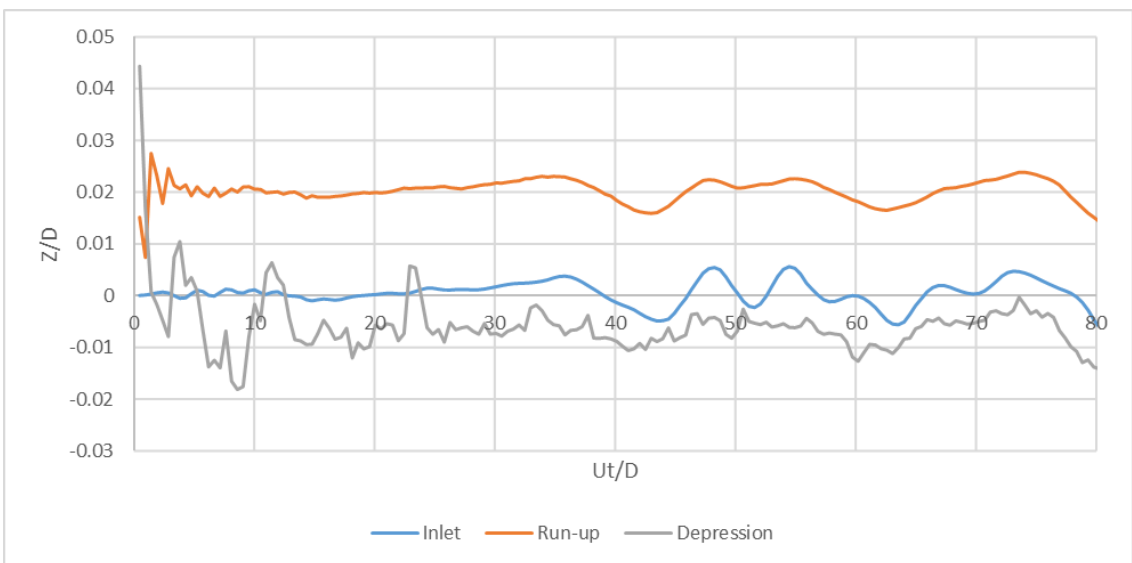


Fig. 4.9 Displacement of Free-Surface in Case3 (AR=1.5, Fr=0.2)

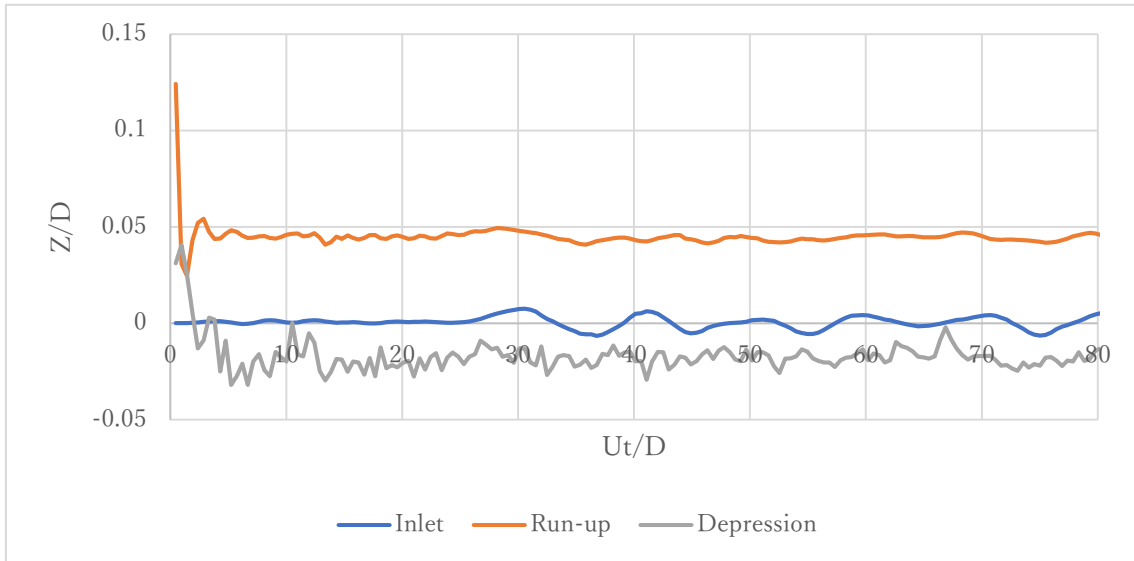


Fig. 4.10 Displacement of Free-Surface in Case4 (AR=1.5, Fr=0.3)

$z_1$  断面( $Z/D=-0.1$ ),  $z_2$  断面( $Z/D=-0.75$ ),  $z_3$  断面( $Z/D=-1.497$ )において各 Fr における無次元渦度の大きさを時間平均したものを Fig. 4.11, Fig. 4.12, Fig. 4.13 に示す. Fig. 4.11 と Fig. 4.12 から, 自由表面付近では円筒中央に比べて後流域が大きくなること分かる. また, Fig. 4.12 と Fig. 4.13 から, 端部付近では円筒中央に比べて後流域が小さくなること分かる.

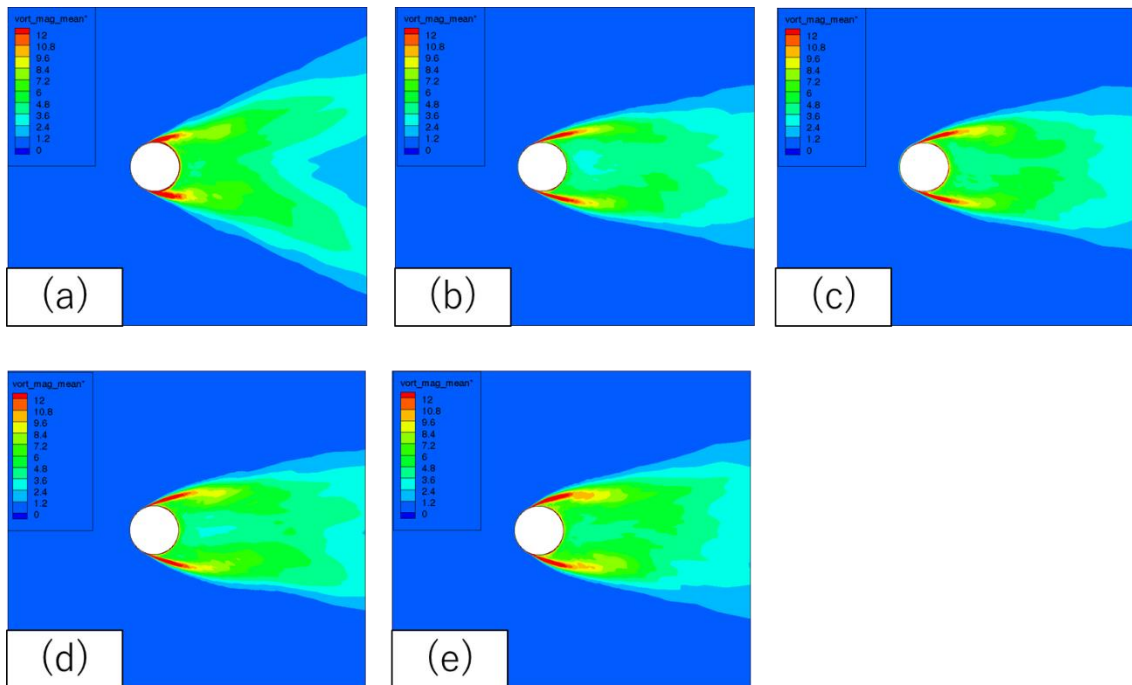


Fig. 4.11 Magnitude of Mean Vorticity on  $z_1$  Plane for AR=1.5:

(a)Fr=0,(b)Fr=0.08,(c)Fr=0.15,(d)Fr=0.2,(e)Fr=0.3

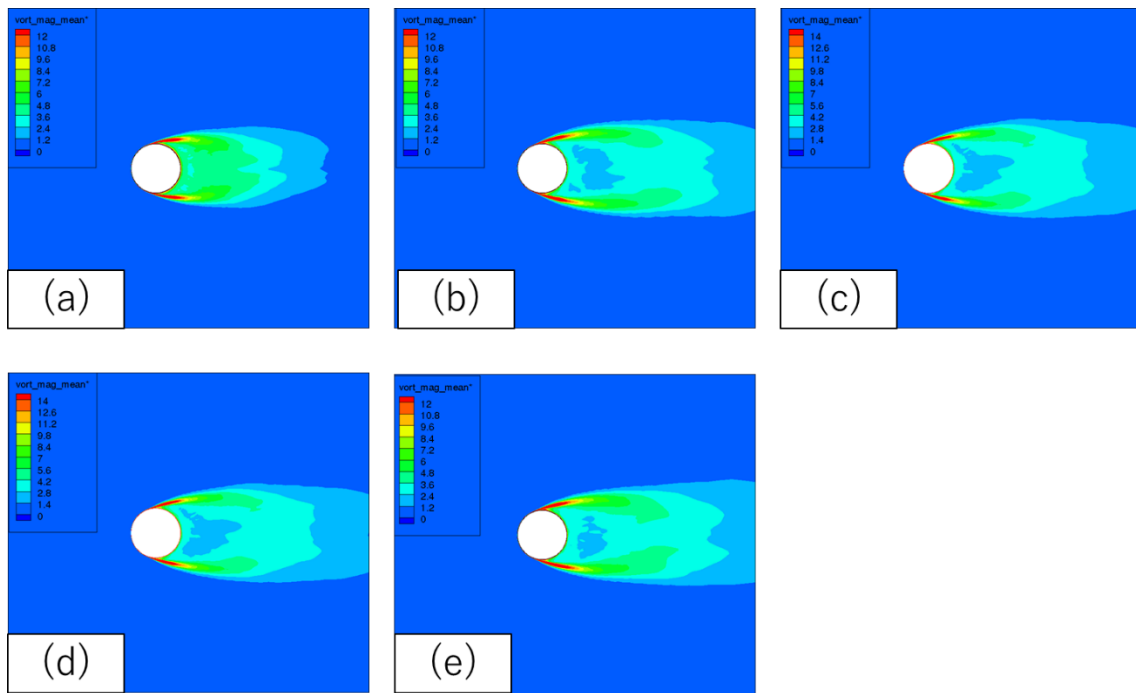


Fig. 4.12 Magnitude of Mean Vorticity on  $z_2$  Plane for  $AR=1.5$ :  
 (a) $Fr=0$ ,(b) $Fr=0.08$ ,(c) $Fr=0.15$ ,(d) $Fr=0.2$ ,(e) $Fr=0.3$

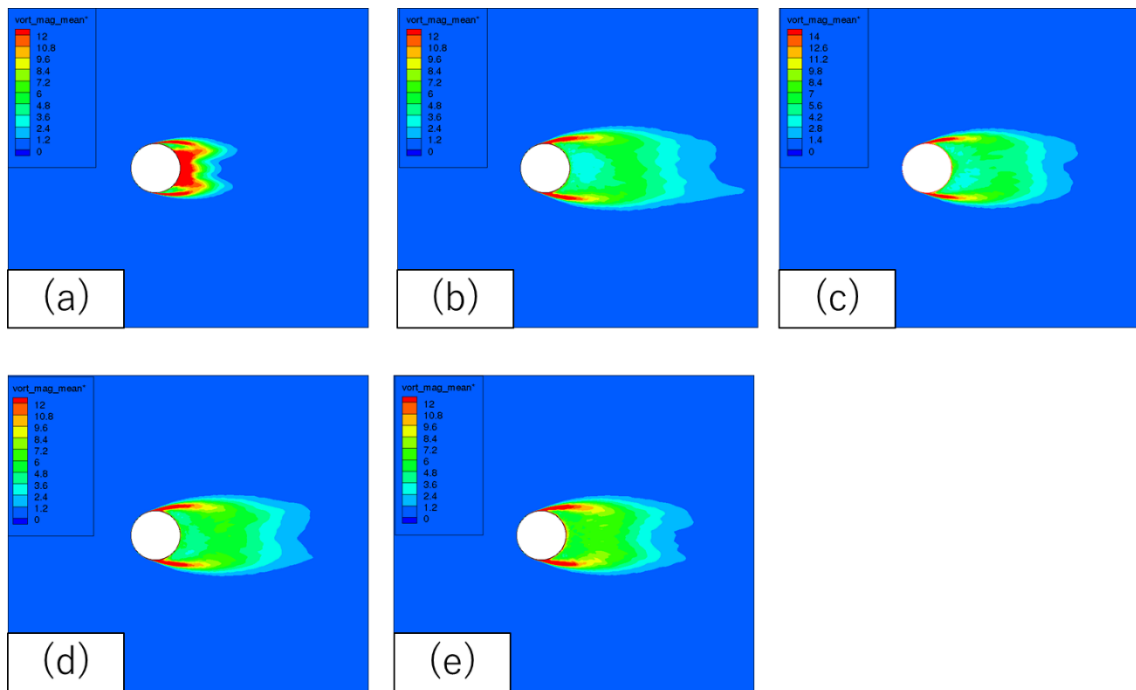


Fig. 4.13 Magnitude of Mean Vorticity on  $z_3$  Plane for  $AR=1.5$ :  
 (a) $Fr=0$ ,(b) $Fr=0.08$ ,(c) $Fr=0.15$ ,(d) $Fr=0.2$ ,(e) $Fr=0.3$

同様に、 $z_1$  断面( $Z/D=-0.1$ ),  $z_2$  断面( $Z/D=-0.75$ ),  $z_3$  断面( $Z/D=-1.497$ )において各  $Fr$  における X 方向無次元渦度を時間平均したものを Fig. 4.14, Fig. 4.15, Fig. 4.16 に示す. Fig. 4.14, Fig. 4.15, Fig. 4.16 から、自由表面影響と端部影響によって後流域の渦度分布が変化することが分かる.

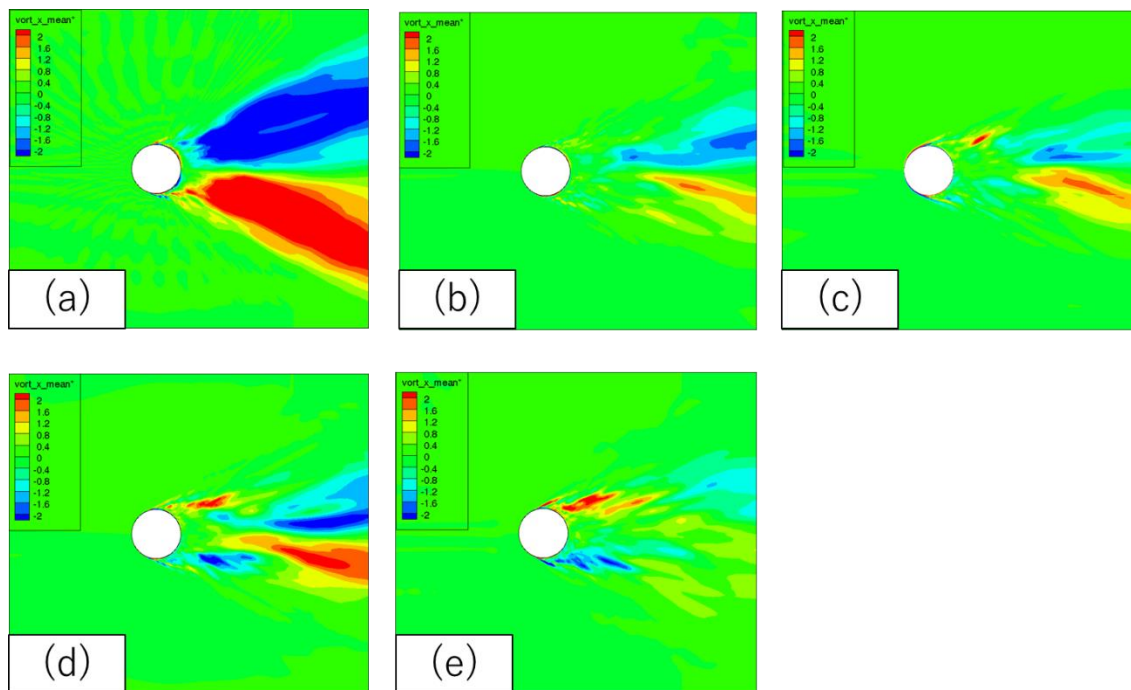


Fig. 4.14 Mean Vorticity in X-direction on  $z_1$  Plane for  $AR=1.5$ :  
 (a) $Fr=0$ ,(b) $Fr=0.08$ ,(c) $Fr=0.15$ ,(d) $Fr=0.2$ ,(e) $Fr=0.3$

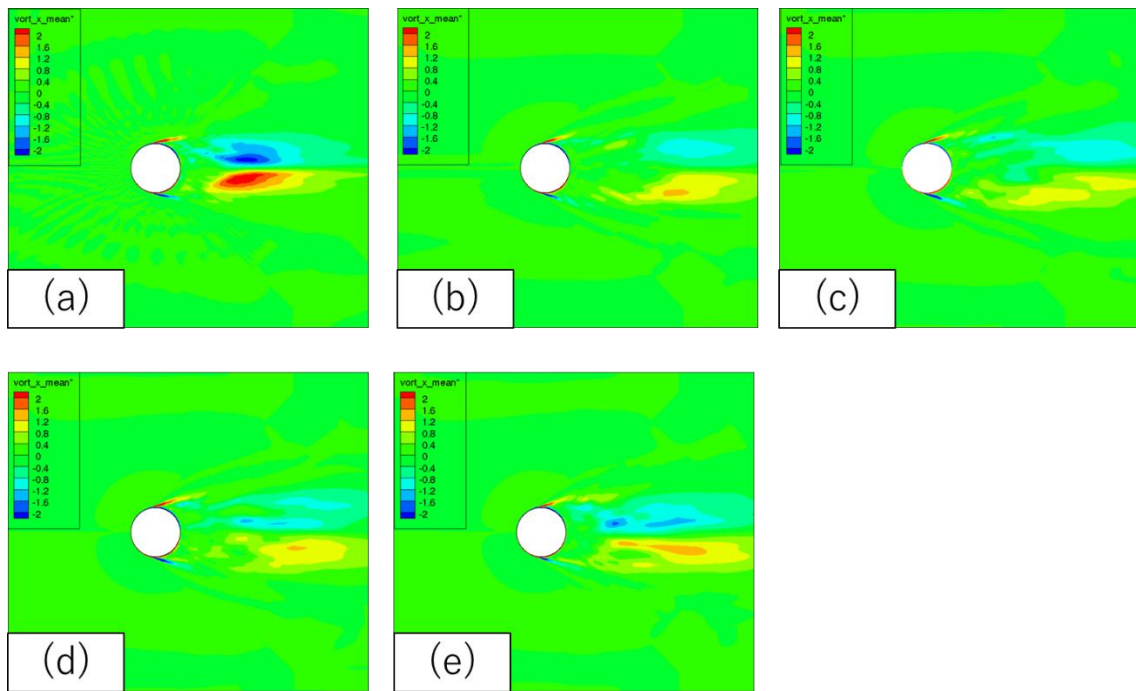


Fig. 4.15 Mean Vorticity in X-direction on  $z_2$  Plane for  $AR=1.5$ :  
 (a)  $Fr=0$ , (b)  $Fr=0.08$ , (c)  $Fr=0.15$ , (d)  $Fr=0.2$ , (e)  $Fr=0.3$

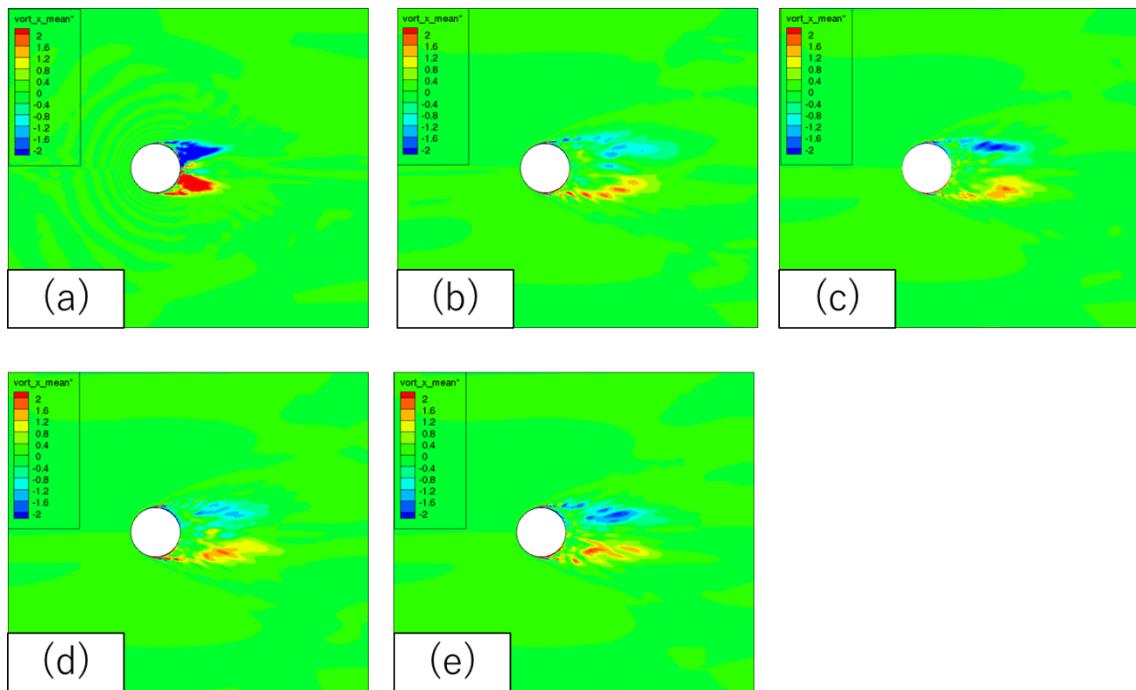


Fig. 4.16 Mean Vorticity in X-direction on  $z_3$  Plane for  $AR=1.5$ :  
 (a)  $Fr=0$ , (b)  $Fr=0.08$ , (c)  $Fr=0.15$ , (d)  $Fr=0.2$ , (e)  $Fr=0.3$

同様に、 $z_1$  断面( $Z/D=-0.1$ ),  $z_2$  断面( $Z/D=-0.75$ ),  $z_3$  断面( $Z/D=-1.497$ )において各  $Fr$  における Y 方向無次元渦度を時間平均したものを Fig. 4.17, Fig. 4.18, Fig. 4.19 に示す. Fig. 4.17, Fig. 4.18, Fig. 4.19 から、自由表面影響と端部影響によって後流域の渦度分布が変化することが分かる.

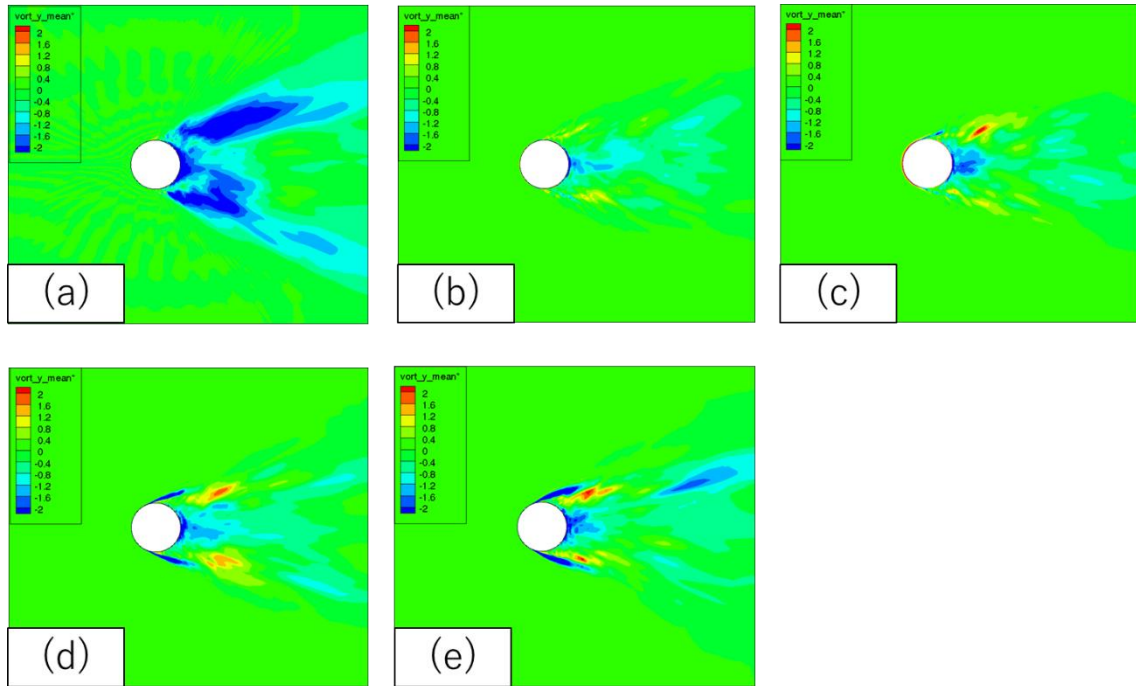


Fig. 4.17 Mean Vorticity in Y-direction on  $z_1$  Plane for  $AR=1.5$ :  
 (a) $Fr=0$ ,(b) $Fr=0.08$ ,(c) $Fr=0.15$ ,(d) $Fr=0.2$ ,(e) $Fr=0.3$



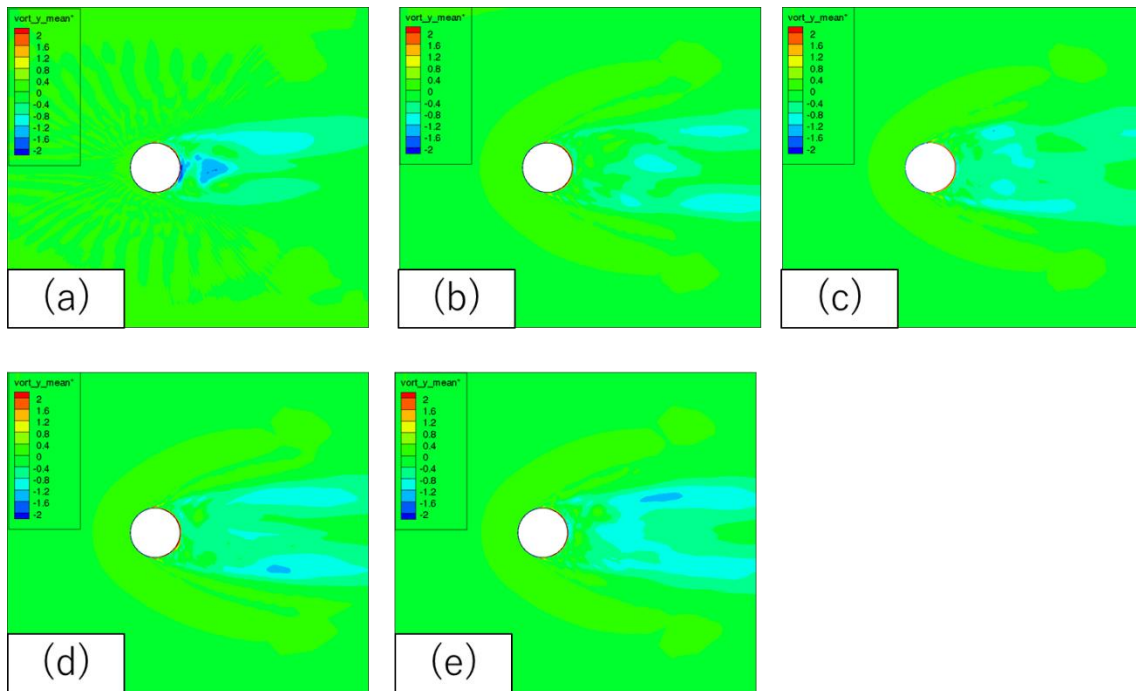


Fig. 4.18 Mean Vorticity in Y-direction on  $z_2$  Plane for  $AR=1.5$ :  
 (a) $Fr=0$ , (b) $Fr=0.08$ , (c) $Fr=0.15$ , (d) $Fr=0.2$ , (e) $Fr=0.3$

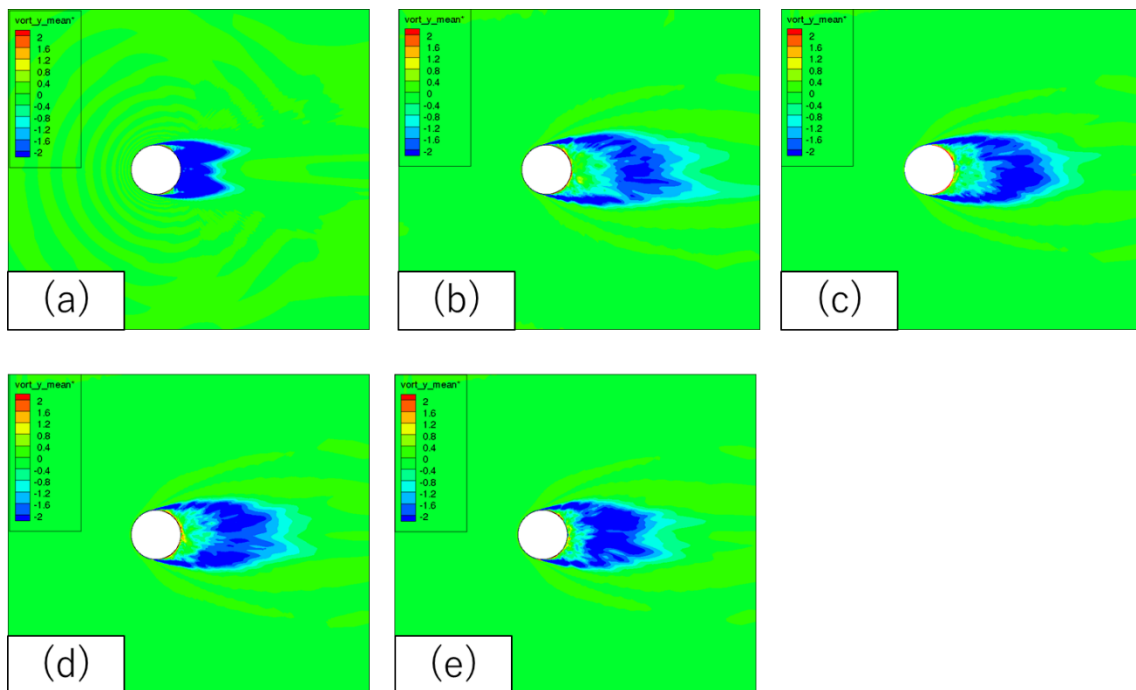


Fig. 4.19 Mean Vorticity in Y-direction on  $z_3$  Plane for  $AR=1.5$ :  
 (a) $Fr=0$ , (b) $Fr=0.08$ , (c) $Fr=0.15$ , (d) $Fr=0.2$ , (e) $Fr=0.3$

同様に、 $z_1$  断面( $Z/D=-0.1$ ),  $z_2$  断面( $Z/D=-0.75$ ),  $z_3$  断面( $Z/D=-1.497$ )において各  $Fr$  における  $Z$  方向無次元渦度を時間平均したものを Fig. 4.20, Fig. 4.21, Fig. 4.22 に示す. Fig. 4.20, Fig. 4.21, Fig. 4.22 から、自由表面影響と端部影響によって後流域の渦度分布が変化することが分かる.

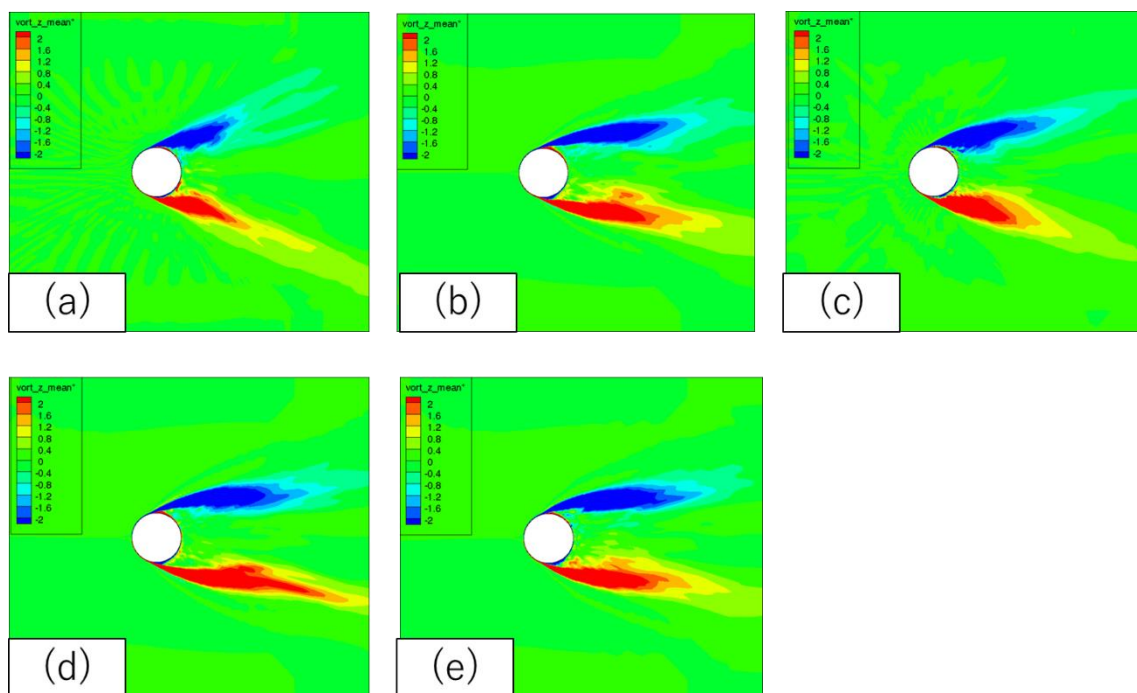


Fig. 4.20 Mean Vorticity in  $Z$ -direction on  $z_1$  Plane for  $AR=1.5$ :  
 (a) $Fr=0$ ,(b) $Fr=0.08$ ,(c) $Fr=0.15$ ,(d) $Fr=0.2$ ,(e) $Fr=0.3$

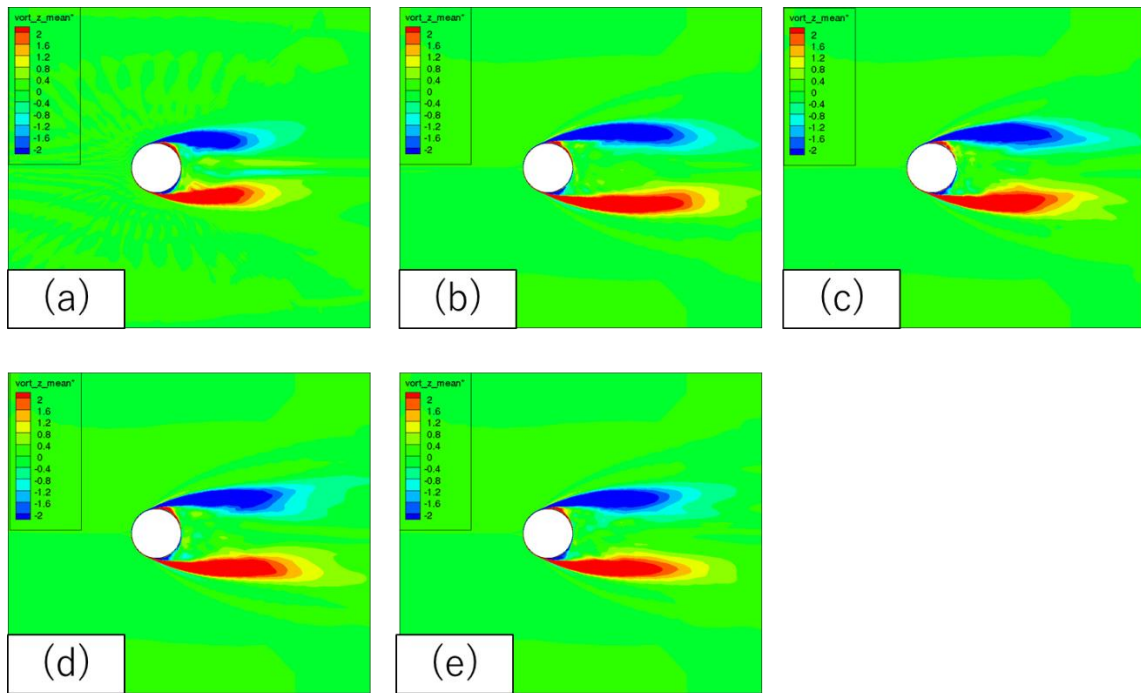


Fig. 4.21 Mean Vorticity in Z-direction on  $z_2$  Plane for AR=1.5:  
 (a)Fr=0,(b)Fr=0.08,(c)Fr=0.15,(d)Fr=0.2,(e)Fr=0.3

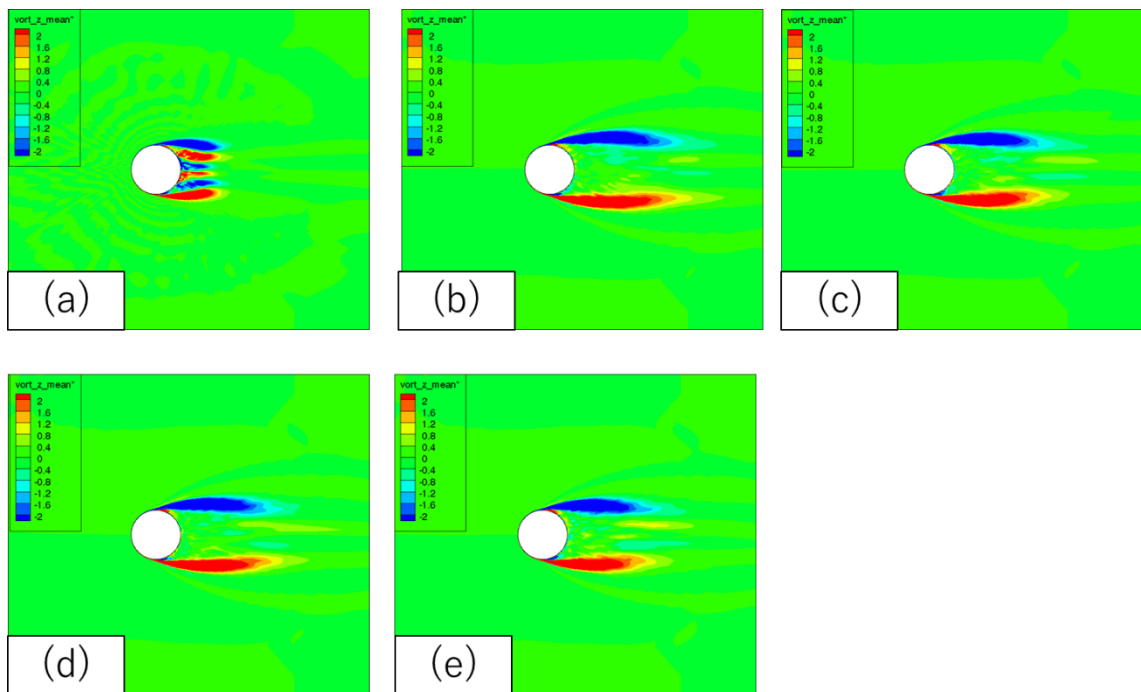


Fig. 4.22 Mean Vorticity in Z-direction on  $z_3$  Plane for AR=1.5:  
 (a)Fr=0,(b)Fr=0.08,(c)Fr=0.15,(d)Fr=0.2,(e)Fr=0.3

同様に、 $z_1$  断面( $Z/D=-0.1$ ),  $z_2$  断面( $Z/D=-0.75$ ),  $z_3$  断面( $Z/D=-1.497$ )において各  $Fr$  における圧力係数を時間平均したものを Fig. 4.23, Fig. 4.24, Fig. 4.25 に示す. Fig. 4.23, Fig. 4.24, Fig. 4.25 から、自由表面影響と端部影響によって後流域の圧力分布が変化することが分かる.

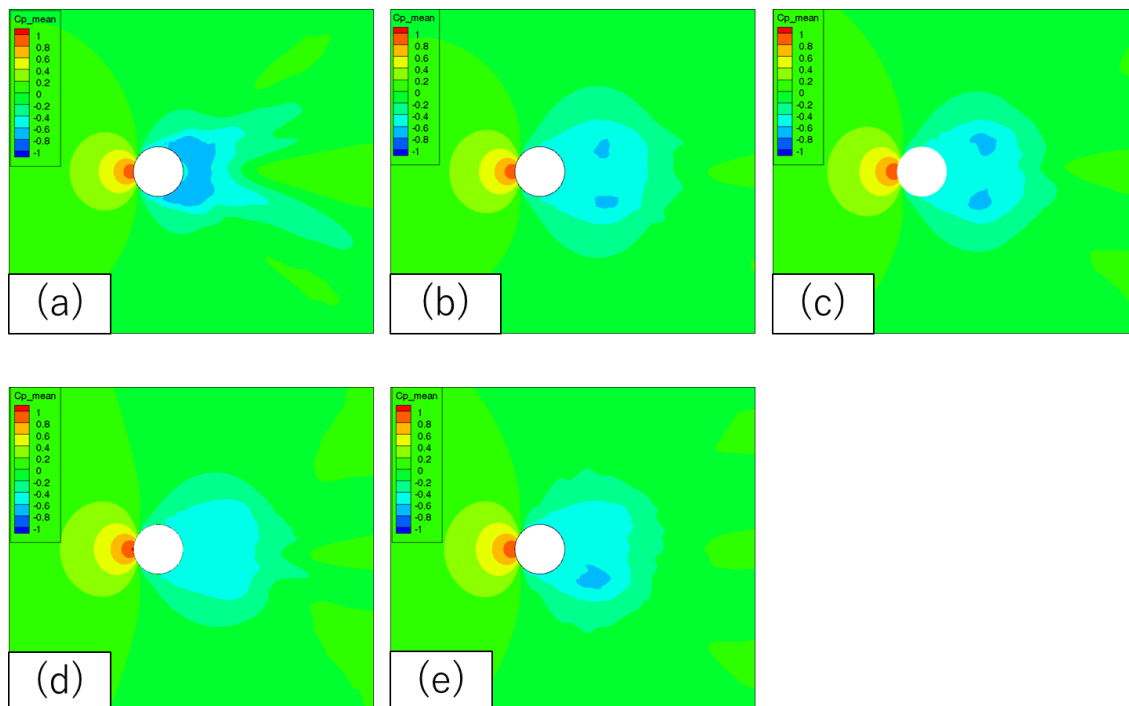


Fig. 4.23 Mean Pressure Coefficient on  $z_1$  Plane for  $AR=1.5$ :  
(a) $Fr=0$ ,(b) $Fr=0.08$ ,(c) $Fr=0.15$ ,(d) $Fr=0.2$ ,(e) $Fr=0.3$

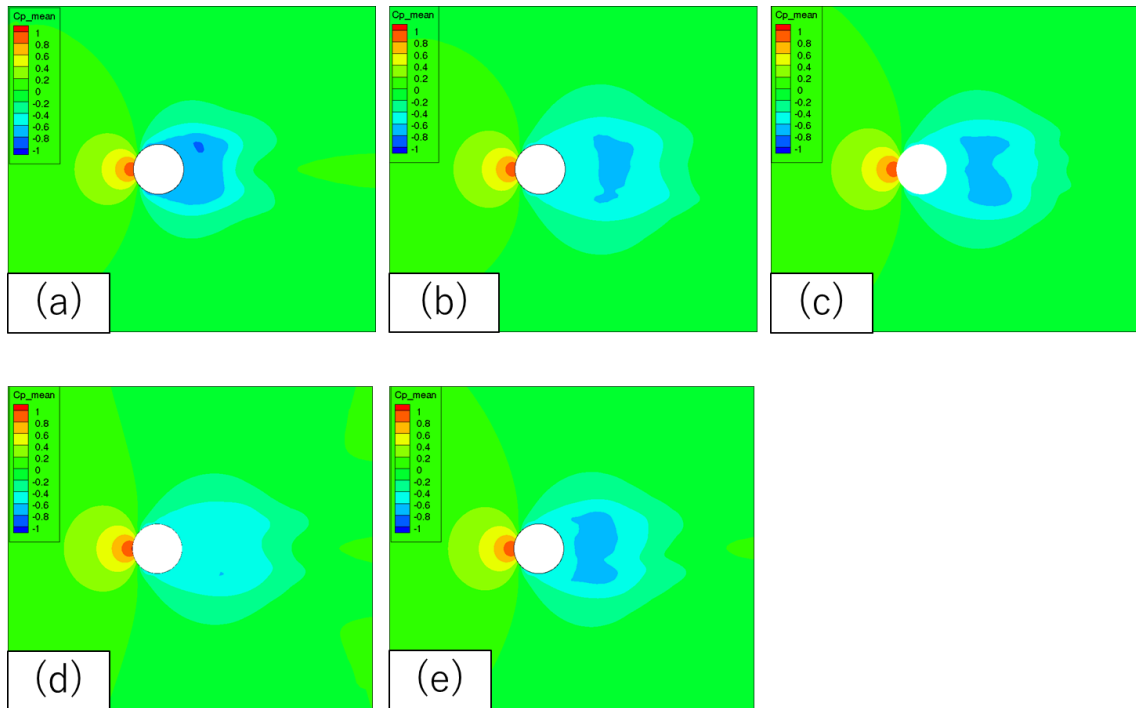


Fig. 4.24 Mean Pressure Coefficient on  $z_2$  Plane for  $AR=1.5$ :  
 (a) $Fr=0$ ,(b) $Fr=0.08$ ,(c) $Fr=0.15$ ,(d) $Fr=0.2$ ,(e) $Fr=0.3$

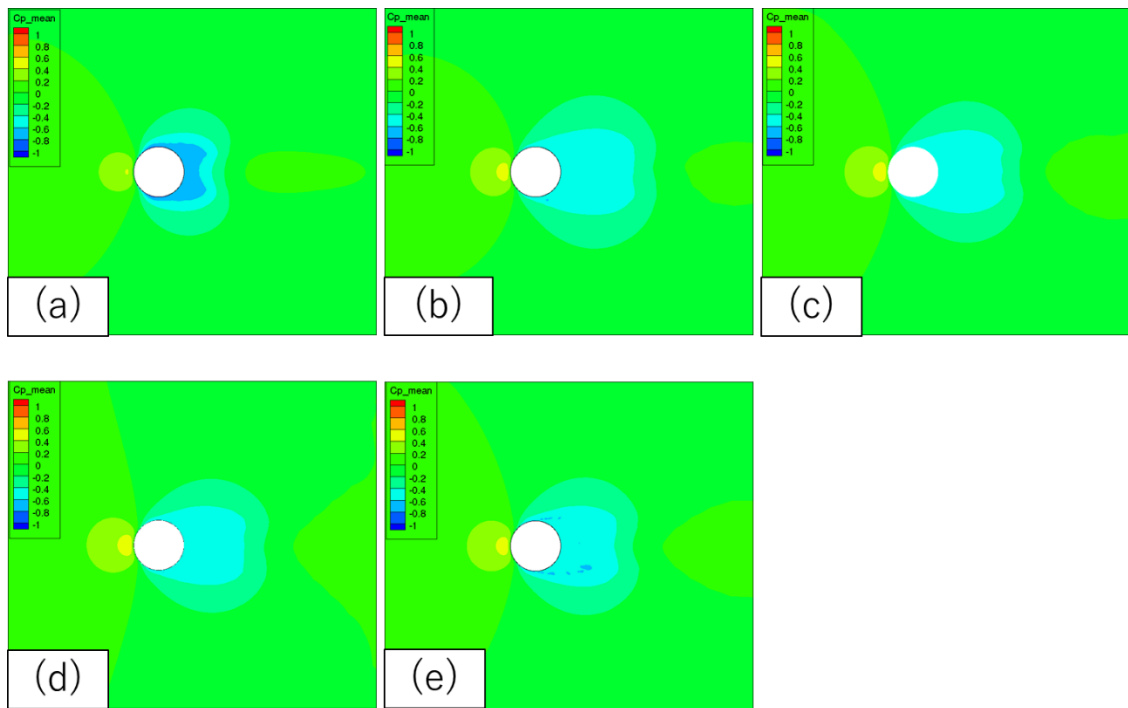


Fig. 4.25 Mean Pressure Coefficient on  $z_3$  Plane for  $AR=1.5$ :  
 (a) $Fr=0$ ,(b) $Fr=0.08$ ,(c) $Fr=0.15$ ,(d) $Fr=0.2$ ,(e) $Fr=0.3$

同様に、 $z_1$  断面( $Z/D=-0.1$ ),  $z_2$  断面( $Z/D=-0.75$ ),  $z_3$  断面( $Z/D=-1.497$ )において各  $Fr$  における X 方向無次元流速を時間平均したものを Fig. 4.26, Fig. 4.27, Fig. 4.28 に示す. Fig. 4.26, Fig. 4.27, Fig. 4.28 から、自由表面影響と端部影響によって後流域の流速分布が変化することが分かる.

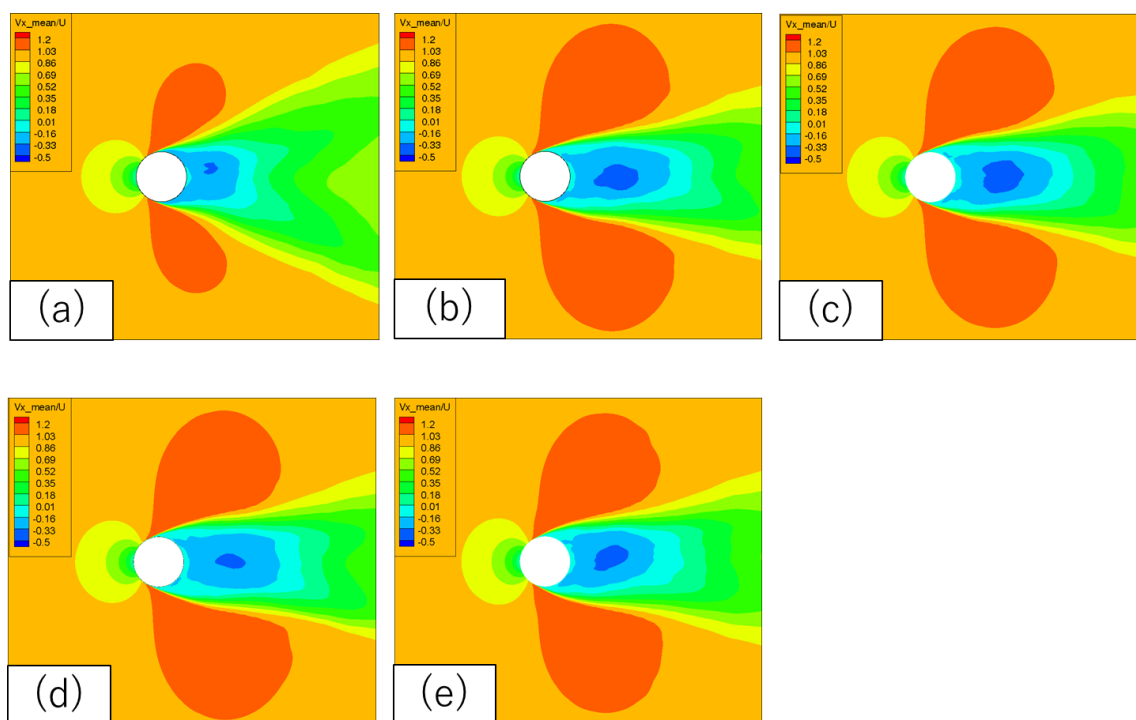


Fig. 4.26 Mean Velocity in X-direction on  $z_1$  Plane for  $AR=1.5$ :  
 (a) $Fr=0$ , (b) $Fr=0.08$ , (c) $Fr=0.15$ , (d) $Fr=0.2$ , (e) $Fr=0.3$

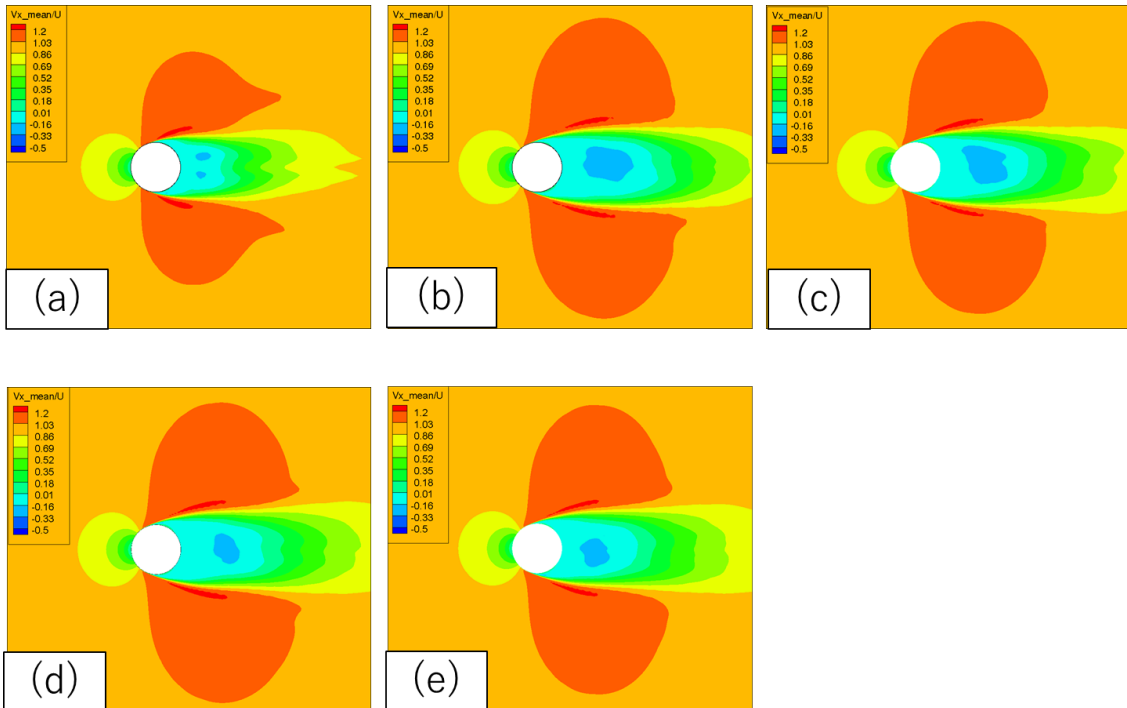


Fig. 4.27 Mean Velocity in X-direction on  $z_2$  Plane for  $AR=1.5$ :

(a) $Fr=0$ , (b) $Fr=0.08$ , (c) $Fr=0.15$ , (d) $Fr=0.2$ , (e) $Fr=0.3$

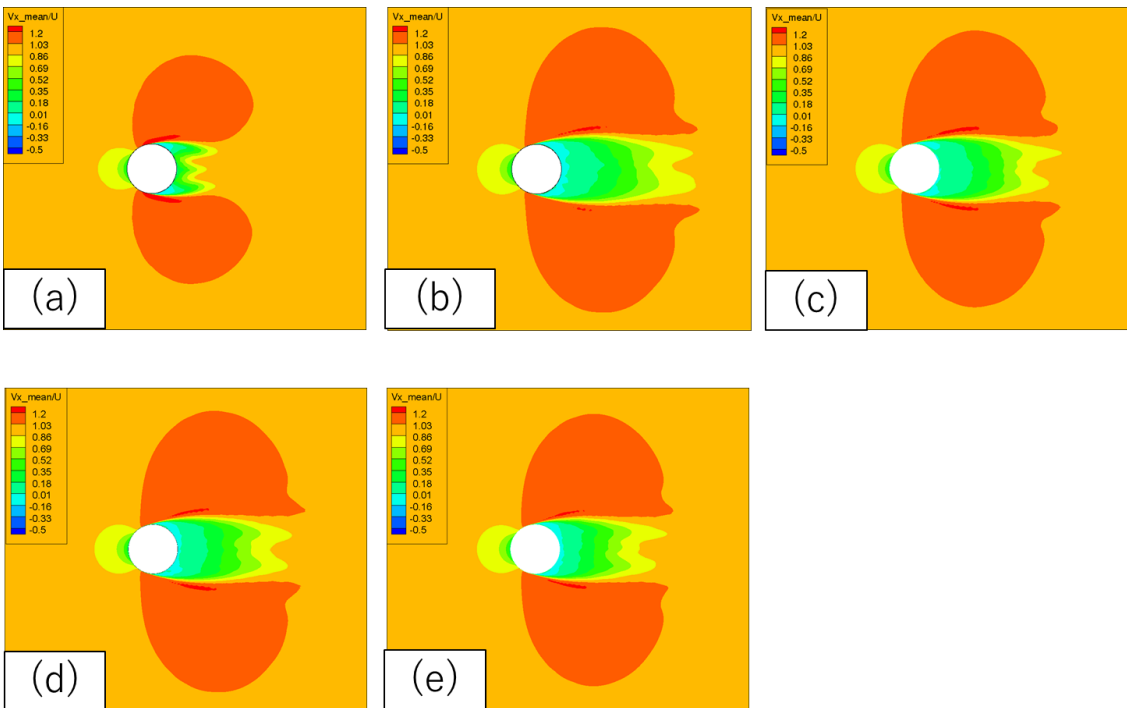


Fig. 4.28 Mean Velocity in X-direction on  $z_3$  Plane for  $AR=1.5$ :

(a) $Fr=0$ , (b) $Fr=0.08$ , (c) $Fr=0.15$ , (d) $Fr=0.2$ , (e) $Fr=0.3$

#### 4.2.2 各アスペクト比における計算結果

Fr=1.5 で、各アスペクト比における抗力係数と揚力係数の時系列をそれぞれ Fig. 4.29, Fig. 4.30 に示す.

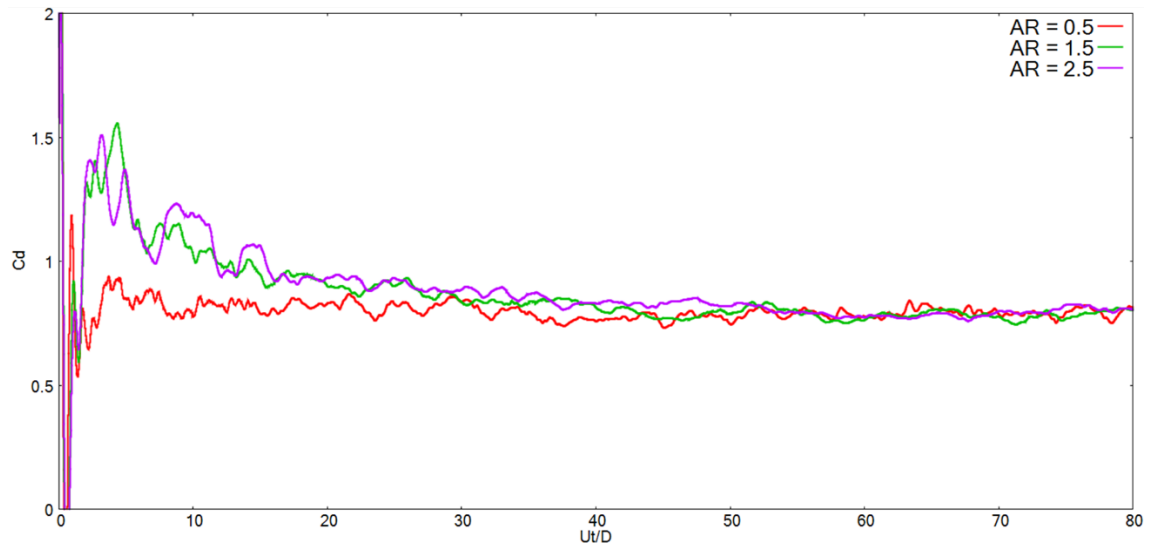


Fig. 4.29 Time history of Drag Coefficient in Each AR

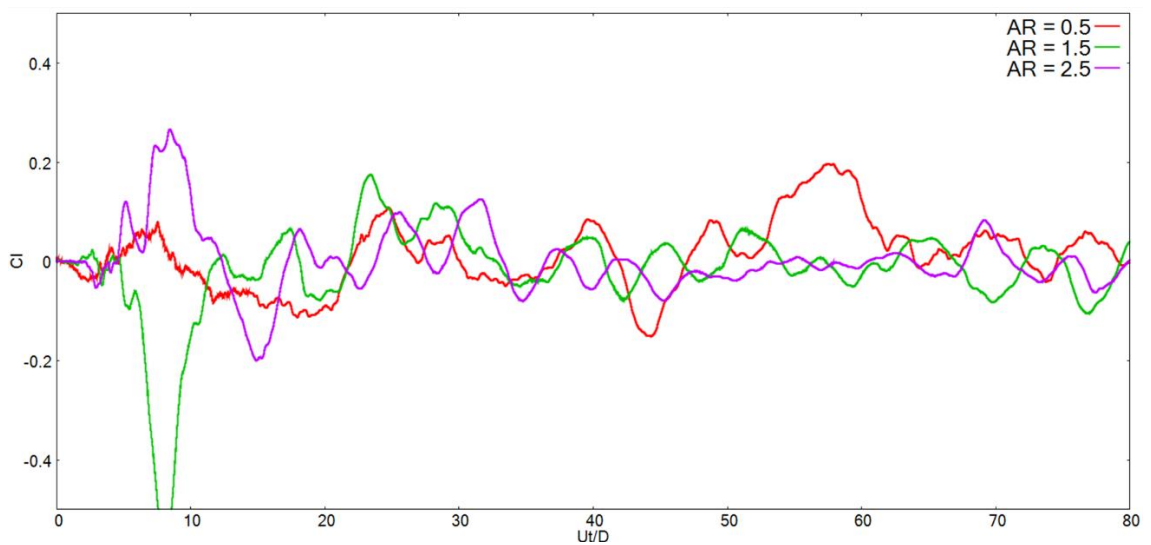


Fig. 4.30 Time history of Lift Coefficient in Each AR

Fig. 4.29, Fig. 4.30 から、いずれのケースにおいても  $Ut/D=50$  以降で計算が定常状態に達していることが分かる.

$z_1$  断面( $Z/D=-0.1$ ),  $z_2$  断面( $Z/D=-0.75$ ),  $z_3$  断面( $Z/D=-1.497$ )において各 AR における無次元渦度の大きさを時間平均したものを Fig. 4.31, Fig. 4.32, Fig. 4.33 に示す. Fig. 4.31 と Fig. 4.32 から、自由表面付近では円筒中央に比べて後流域が大きくなること分かる.



また, Fig. 4.32 と Fig. 4.33 から, 端部付近では円筒中央に比べて後流域が小さくなることが分かる.

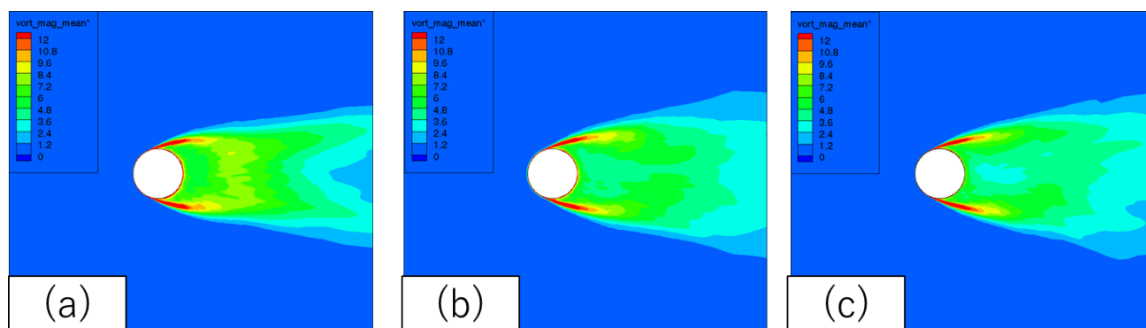


Fig. 4.31 Magnitude of Mean Vorticity on  $z_1$  Plane for  $Fr=0.15$ :  
(a)  $AR=0.5$ , (b)  $AR=1.5$ , (c)  $AR=2.5$

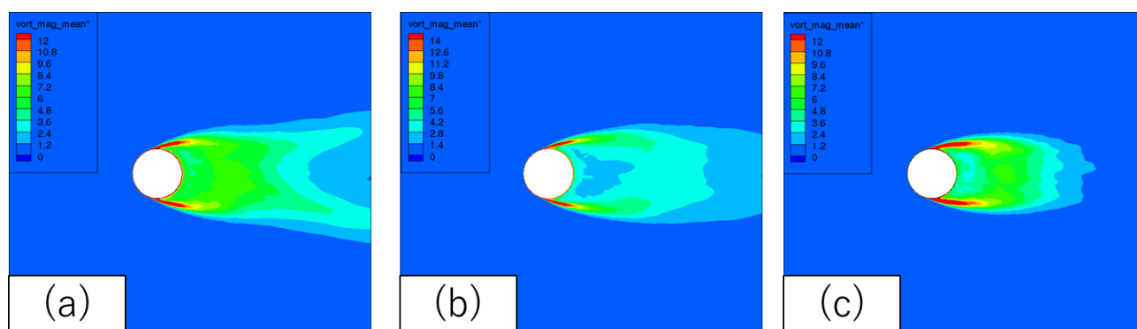


Fig. 4.32 Magnitude of Mean Vorticity on  $z_2$  Plane for  $Fr=0.15$ :  
(a)  $AR=0.5$ , (b)  $AR=1.5$ , (c)  $AR=2.5$

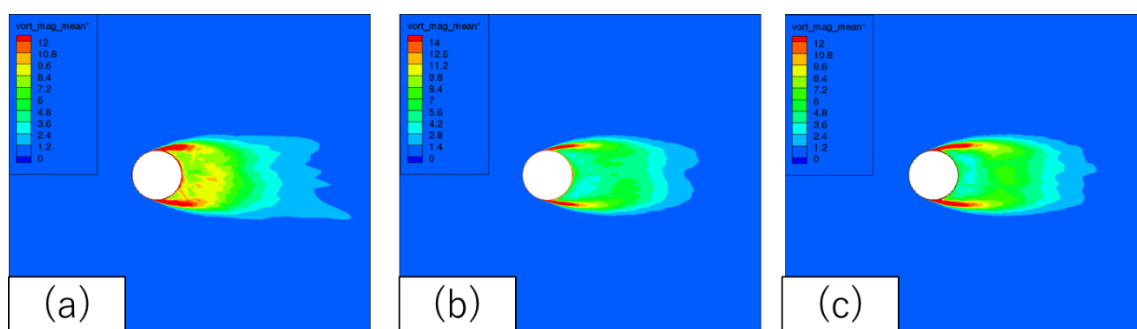


Fig. 4.33 Magnitude of Mean Vorticity on  $z_3$  Plane for  $Fr=0.15$ :  
(a)  $AR=0.5$ , (b)  $AR=1.5$ , (c)  $AR=2.5$

同様に、z1 断面( $Z/D=-0.1$ ), z2 断面( $Z/D=-0.75$ ), z3 断面( $Z/D=-1.497$ )において各 AR における X 方向無次元渦度を時間平均したものを Fig. 4.34, Fig. 4.35, Fig. 4.36 に示す。Fig. 4.34, Fig. 4.35, Fig. 4.36 から、自由表面影響と端部影響によって後流域の渦度分布が変化することが分かる。

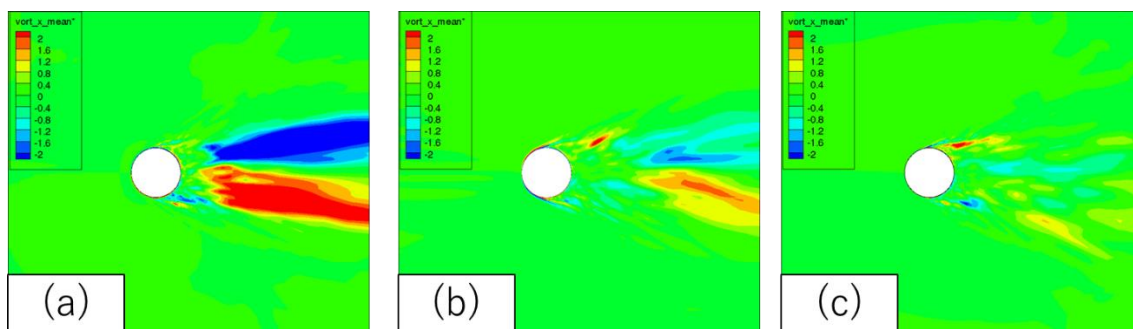


Fig. 4.34 Mean Vorticity in X-direction on z1 Plane for  $Fr=0.15$ :  
(a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5

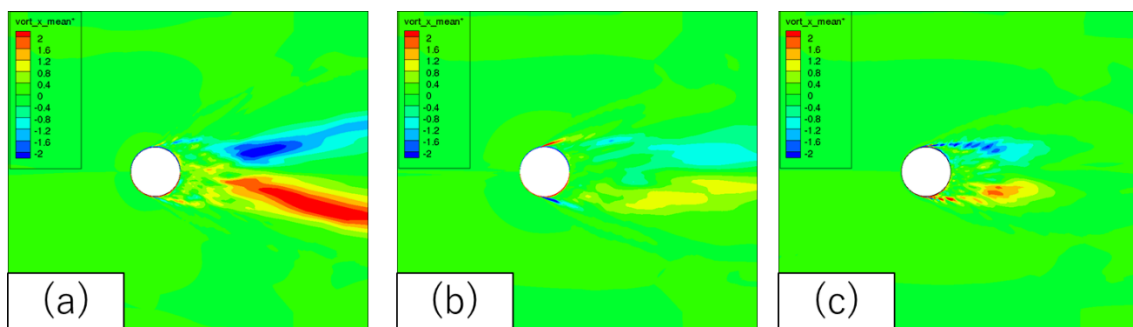


Fig. 4.35 Mean Vorticity in X-direction on z2 Plane for  $Fr=0.15$ :  
(a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5

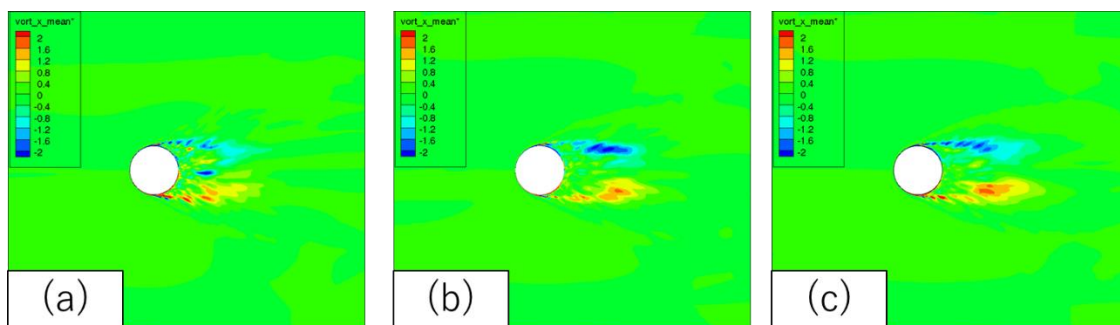


Fig. 4.36 Mean Vorticity in X-direction on z3 Plane for  $Fr=0.15$ :  
(a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5

同様に、 $z_1$  断面( $Z/D=-0.1$ ),  $z_2$  断面( $Z/D=-0.75$ ),  $z_3$  断面( $Z/D=-1.497$ )において各 AR における Y 方向無次元渦度を時間平均したものを Fig. 4.37, Fig. 4.38, Fig. 4.39 に示す。Fig. 4.37, Fig. 4.38, Fig. 4.39 から、自由表面影響と端部影響によって後流域の渦度分布が変化することが分かる。

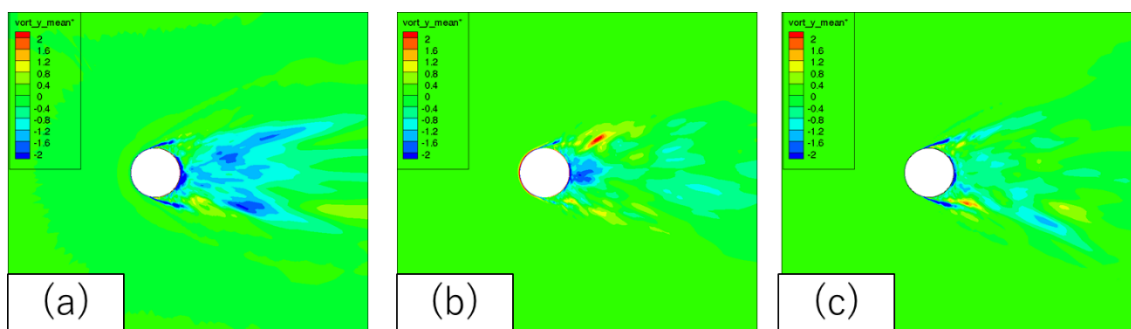


Fig. 4.37 Mean Vorticity in Y-direction on  $z_1$  Plane for  $Fr=0.15$ :  
(a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5

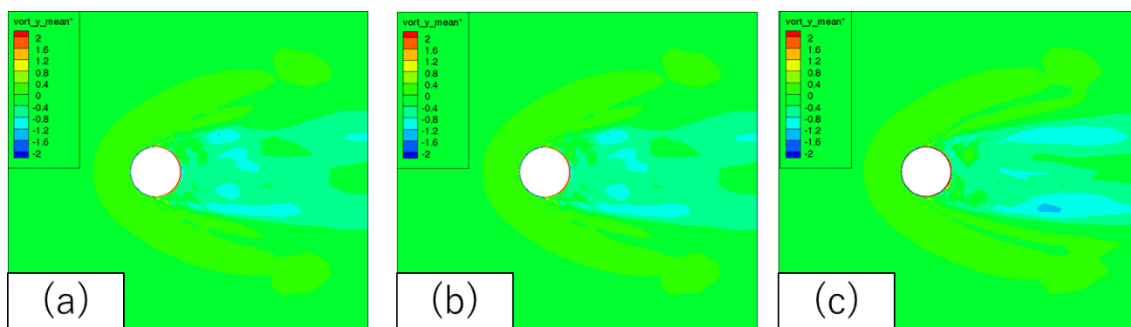


Fig. 4.38 Mean Vorticity in Y-direction on  $z_2$  Plane for  $Fr=0.15$ :  
(a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5

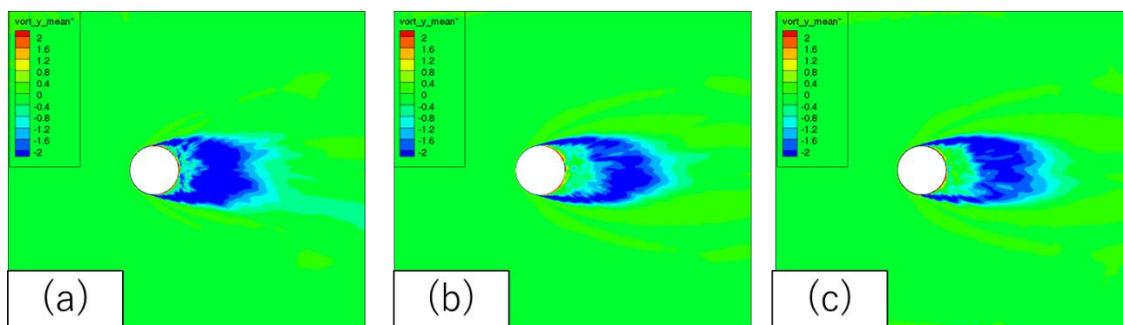


Fig. 4.39 Mean Vorticity in Y-direction on  $z_3$  Plane for  $Fr=0.15$ :  
(a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5

同様に、 $z_1$  断面( $Z/D=-0.1$ ),  $z_2$  断面( $Z/D=-0.75$ ),  $z_3$  断面( $Z/D=-1.497$ )において各 AR における Z 方向無次元渦度を時間平均したものを Fig. 4.40, Fig. 4.41, Fig. 4.42 に示す。Fig. 4.40, Fig. 4.41, Fig. 4.42 から、自由表面影響と端部影響によって後流域の渦度分布が変化することが分かる。

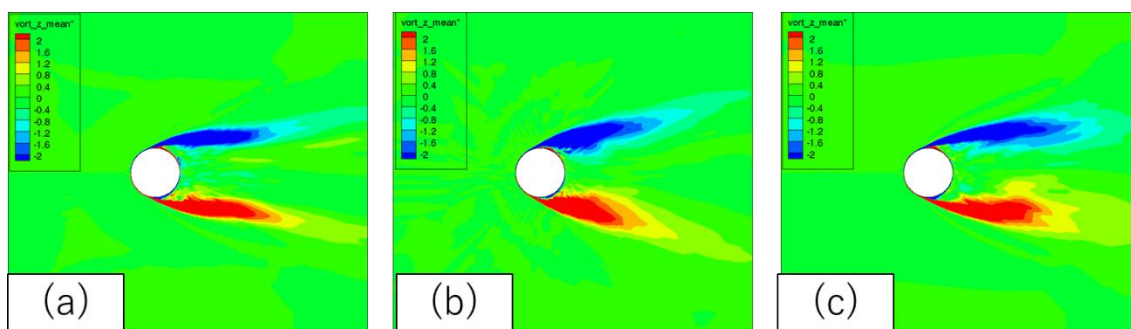


Fig. 4.40 Mean Vorticity in Z-direction on  $z_1$  Plane for  $Fr=0.15$ :  
(a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5

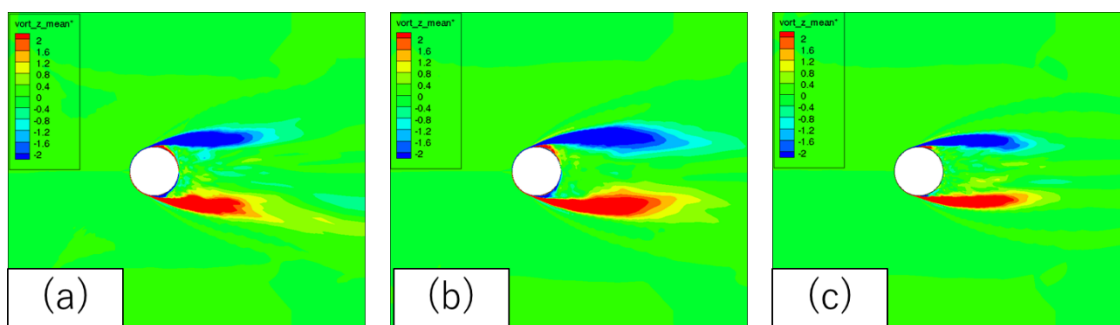


Fig. 4.41 Mean Vorticity in Z-direction on  $z_2$  Plane for  $Fr=0.15$ :  
(a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5

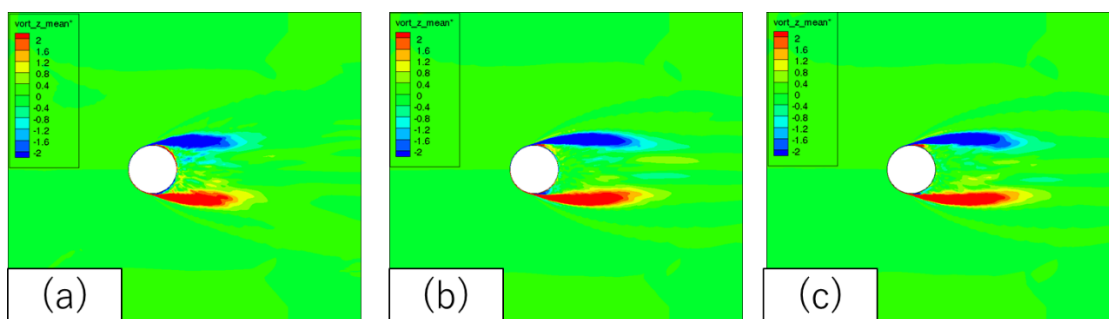


Fig. 4.42 Mean Vorticity in Z-direction on  $z_3$  Plane for  $Fr=0.15$ :  
(a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5

同様に、 $z_1$  断面( $Z/D=-0.1$ ),  $z_2$  断面( $Z/D=-0.75$ ),  $z_3$  断面( $Z/D=-1.497$ )において各 AR における圧力係数を時間平均したものを Fig. 4.43, Fig. 4.44, Fig. 4.45 に示す. Fig. 4.43, Fig. 4.44, Fig. 4.45 から、自由表面影響と端部影響によって後流域の圧力分布が変化することが分かる.

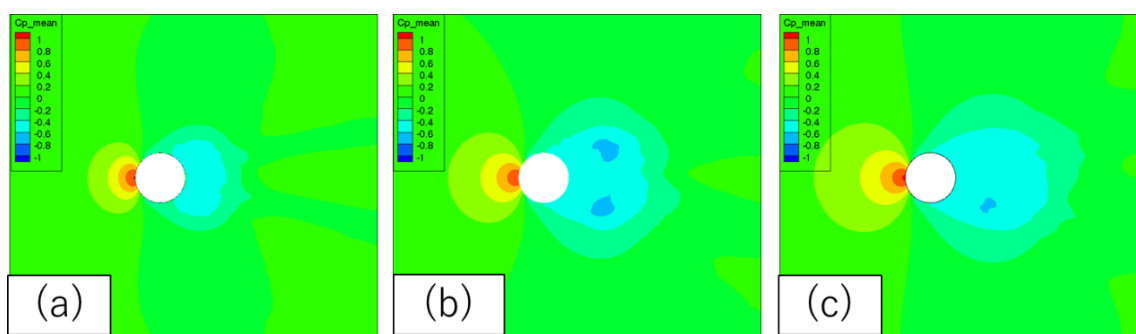


Fig. 4.43 Mean Pressure Coefficient  $n$  on  $z_1$  Plane for  $Fr=0.15$ :  
(a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5

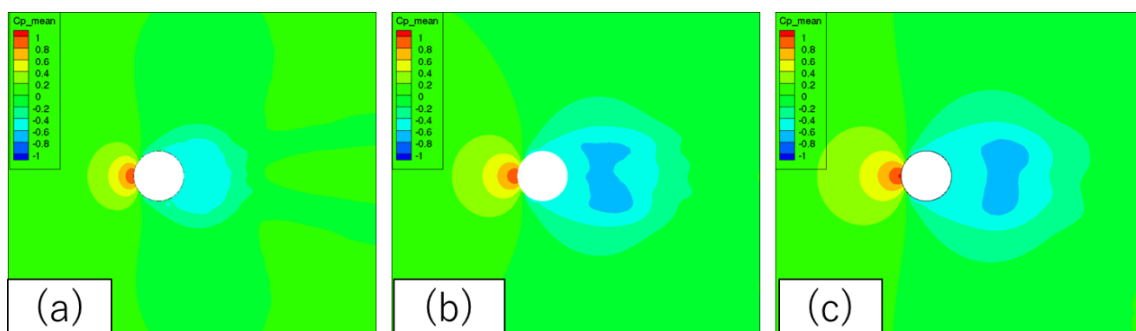


Fig. 4.44 Mean Pressure Coefficient  $n$  on  $z_2$  Plane for  $Fr=0.15$ :  
(a)AR=0.5,(b)AR=1.5,(c)AR=2.5

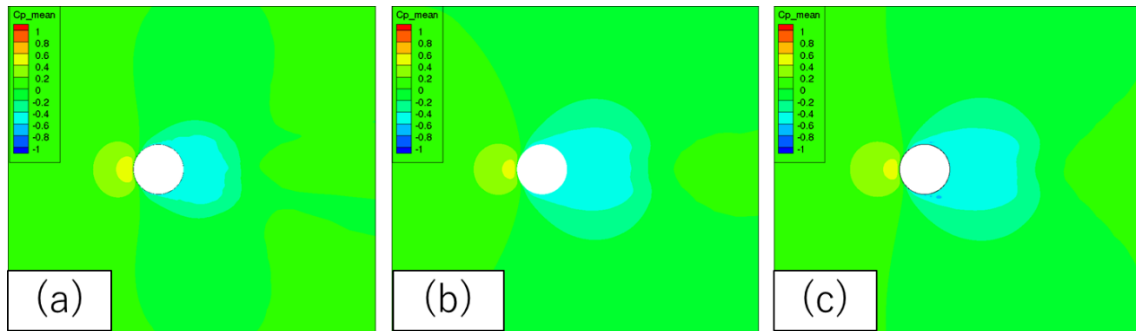


Fig. 4.45 Mean Pressure Coefficient  $n$  on  $z3$  Plane for  $Fr=0.15$ :

(a)  $AR=0.5$ , (b)  $AR=1.5$ , (c)  $AR=2.5$

同様に、 $z1$  断面( $Z/D=-0.1$ ),  $z2$  断面( $Z/D=-0.75$ ),  $z3$  断面( $Z/D=-1.497$ )において各  $AR$  における  $X$  方向無次元流速を時間平均したものを Fig. 4.46, Fig. 4.47, Fig. 4.48 に示す。Fig. 4.46, Fig. 4.47, Fig. 4.48 から、自由表面影響と端部影響によって後流域の流速分布が変化することが分かる。

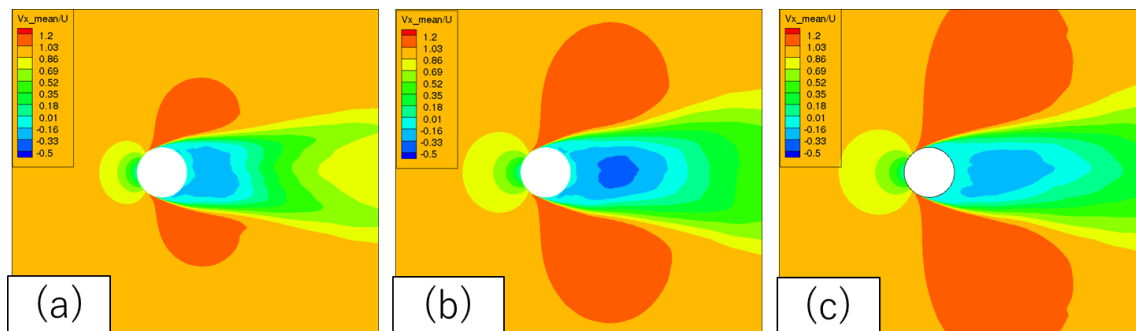


Fig. 4.46 Mean Velocity in  $X$ -direction on  $z1$  Plane for  $Fr=0.15$ :

(a)  $AR=0.5$ , (b)  $AR=1.5$ , (c)  $AR=2.5$

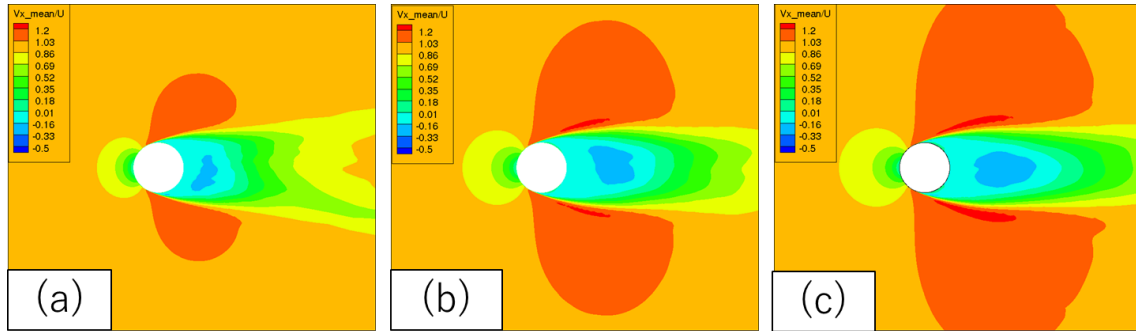


Fig. 4.47 Mean Velocity in X-direction on  $z_2$  Plane for  $Fr=0.15$ :  
 (a)  $AR=0.5$ , (b)  $AR=1.5$ , (c)  $AR=2.5$

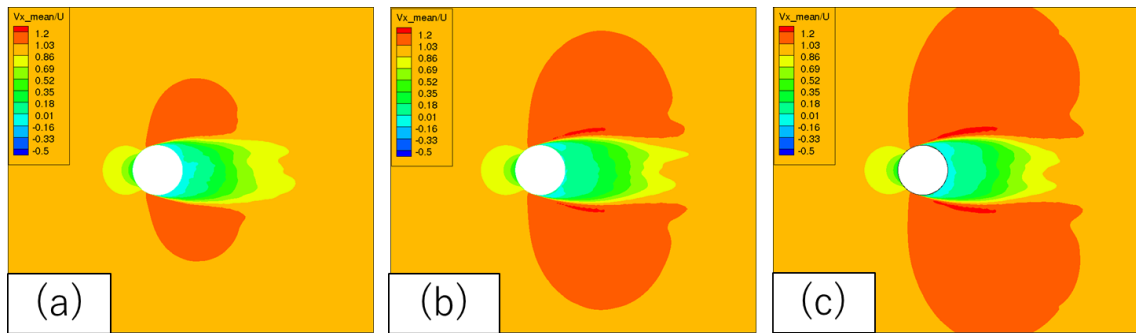


Fig. 4.48 Mean Velocity in X-direction on  $z_3$  Plane for  $Fr=0.15$ :  
 (a)  $AR=0.5$ , (b)  $AR=1.5$ , (c)  $AR=2.5$

## 第5章. 考察

### 5.1 フルード数影響についての考察

AR=1.5で、各フルード数における  $Cd_{mean}$ ,  $Cd_{rms}$ ,  $Cl_{rms}$  を Sakata[11]の実験結果とともにプロットしたものをそれぞれ Fig. 5.1, Fig. 5.2, Fig. 5.3 に示す.

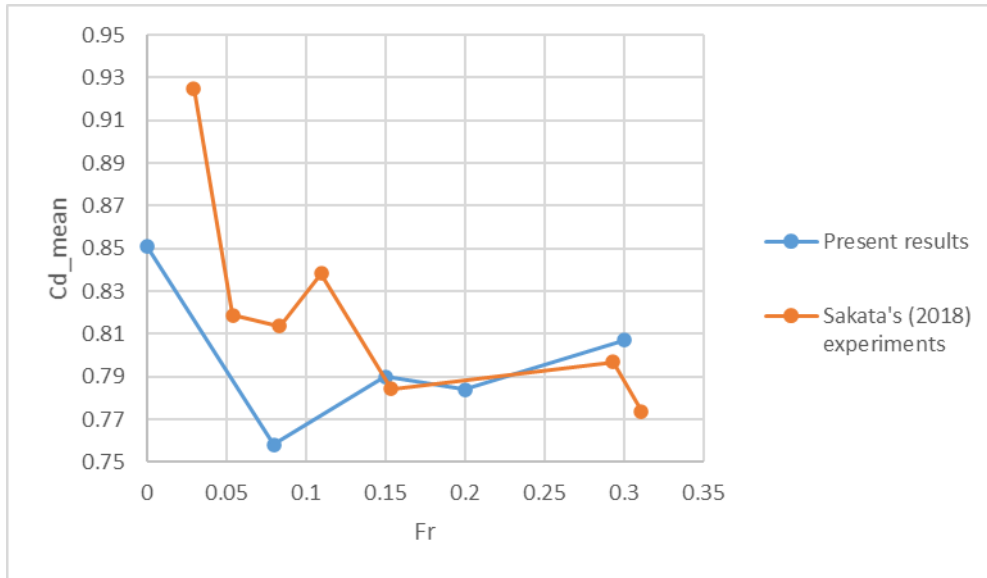


Fig. 5.1  $Cd_{mean}$  as Function of Froude number for AR=1.5

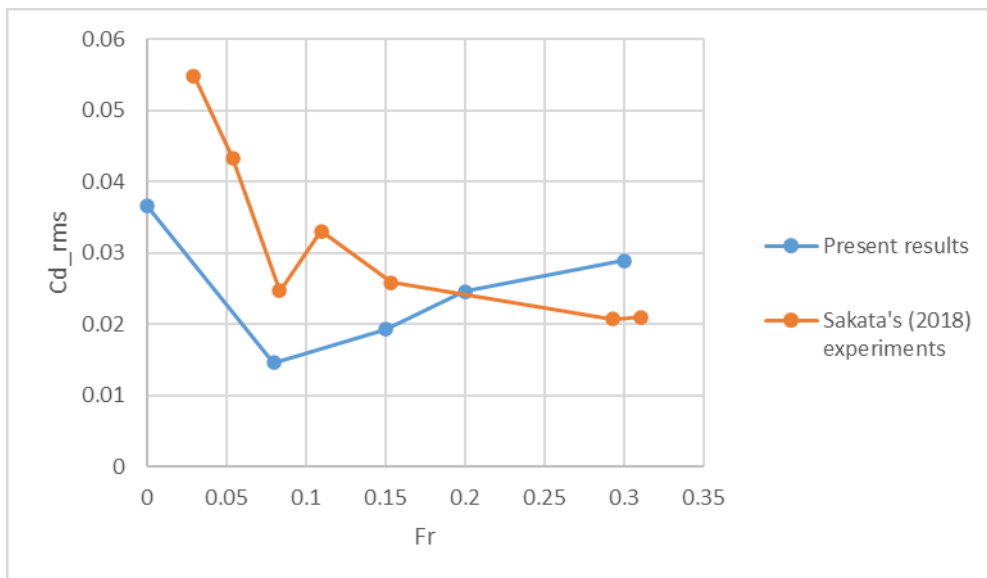


Fig. 5.2  $Cd_{rms}$  as Function of Froude number for AR=1.5



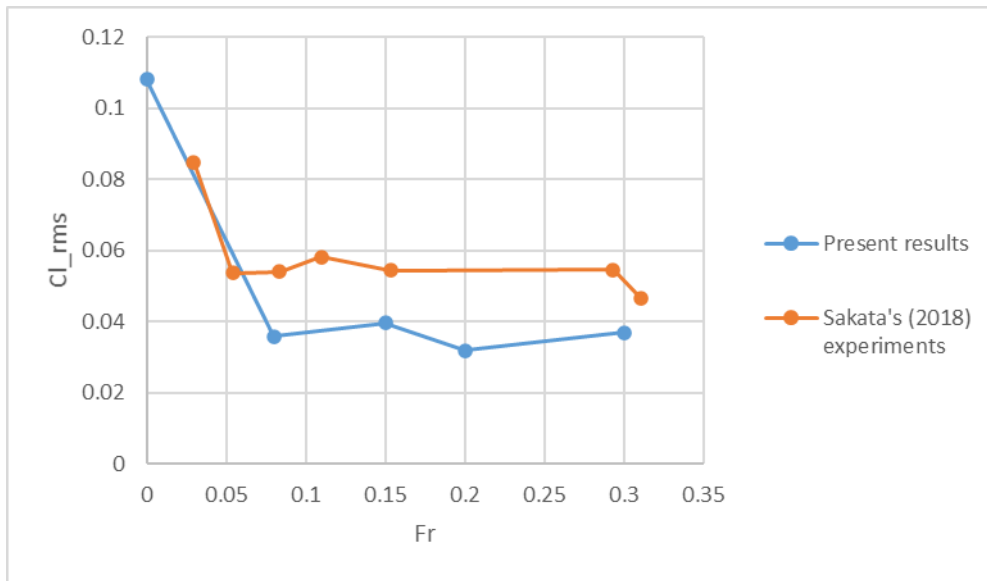


Fig. 5.3  $Cl_{rms}$  as Function of Froude number for AR=1.5

Fig. 5.1, Fig. 5.2, Fig. 5.3 が示すように、 $0 < Fr < 0.08$  において  $Cd_{mean}$ ,  $Cd_{rms}$ ,  $Cl_{rms}$  が低下する現象が数値計算において定性的に再現できていることが分かる。

Fig. 4.7, Fig. 4.8, Fig. 4.9, Fig. 4.10 に示されるように、いずれの  $Fr$  においても自由表面の変位 Depression および Run-up が Inlet の値に対応して変動していることが分かる。実験においては、流入面の水位に変動がない限り Run-up と Depression に変動はない。そこで、Run-up と Depression を修正するため、それぞれ Inlet との差をとった。Fr=0.15 の場合の修正結果を Fig. 5.4 に示す。また、グラフには(1.9)式および(1.10)式より求めた Run-up と Depression の値を付記する。

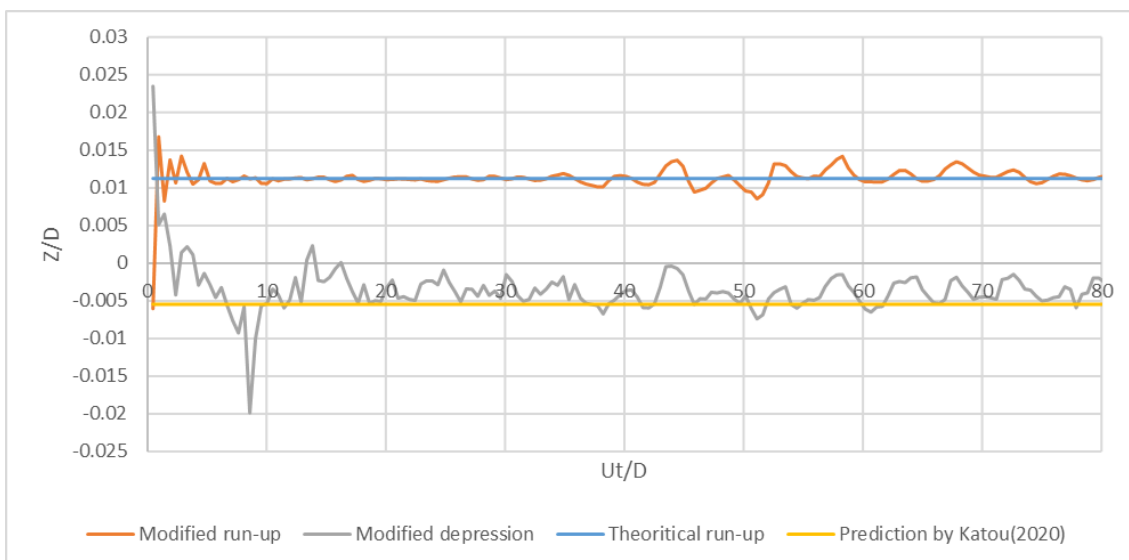


Fig. 5.4 Modified Displacement of Free-Surface in Case2 (AR=1.5, Fr=0.15)

同様の操作をそれぞれの Fr について行い、Run-up および Depression を修正した。修正後の Run-up および Depression の平均値を Fig. 5.5 および Fig. 5.6 にまとめる。また、それぞれのグラフには(1.9)式および(1.10)式より求めた Run-up と Depression の値を付記する。

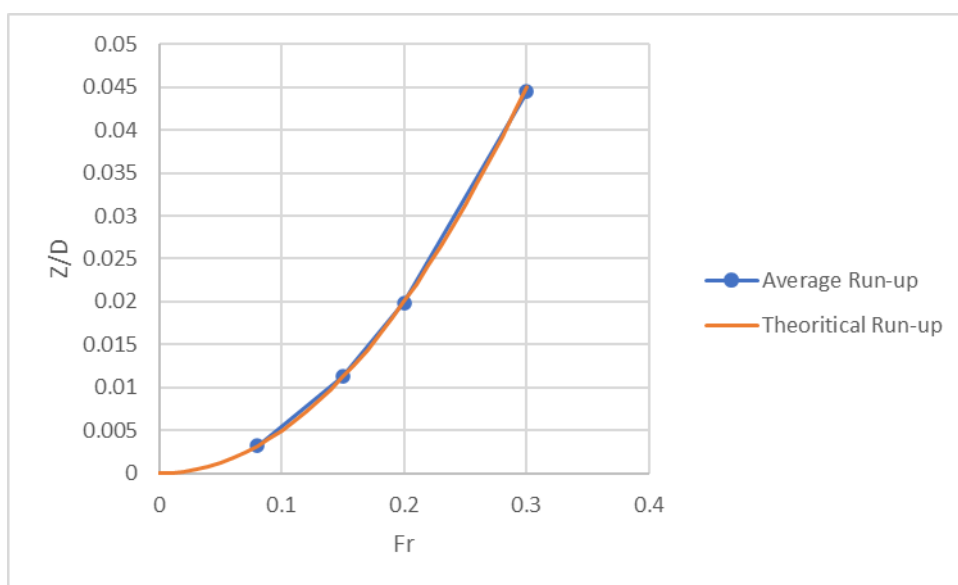


Fig. 5.5 Time-averaged Modified Run-up of Free-Surface as Function of Fr

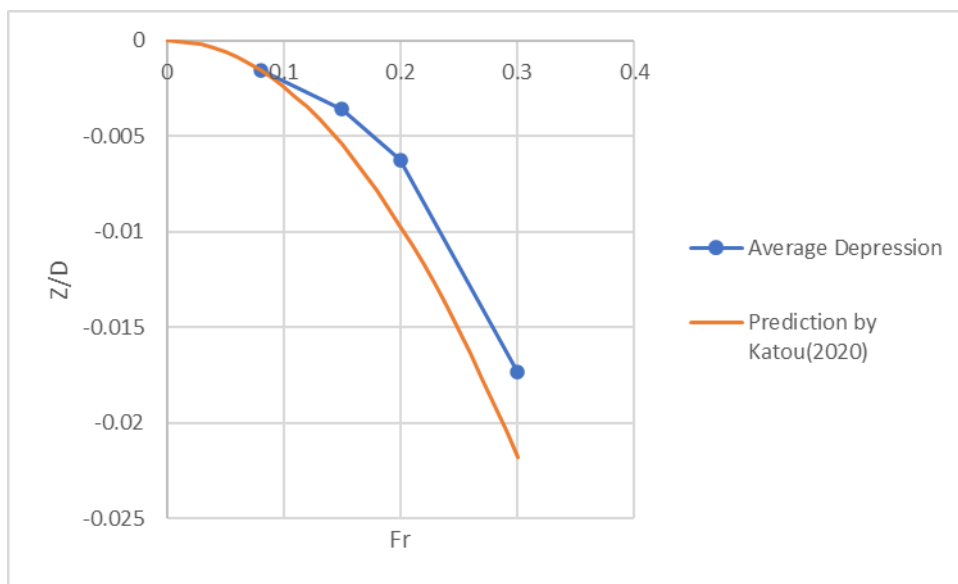


Fig. 5.6 Time-averaged Modified Depression of Free-Surface as Function of Fr

Fig. 5.5 および Fig. 5.6 から、修正後の run-up 高さは理論値におおむね一致していること

が分かる。また、修正後の Depression 深さについては加藤[18]が求めた値よりも少し高くなっている。

Fig. 5.7 に、 $AR=1.5$ ,  $Fr=0.15$  の  $U_t/D=74$  における自由表面を液相率  $\alpha=0.5$  における等値面で表す。Fig. 5.7 から円柱の影響を受けない流れ場においても自由表面が  $Z/D=0.004$  ほど盛り上がっていることが分かる。ここで、同時刻における Inlet を用いて自由表面の高さを修正した図を Fig. 5.8 に示す。

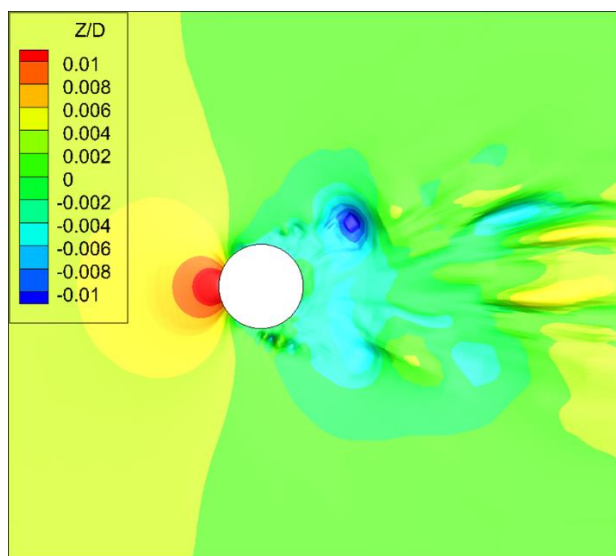


Fig. 5.7 Iso-surface at  $\alpha = 0.5$  Colored by Z-coordinate(before modification)

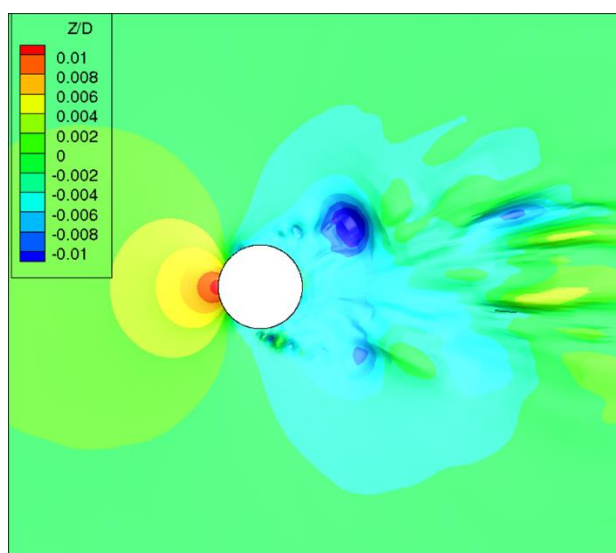


Fig. 5.8 Modified Iso-surface at  $\alpha = 0.5$  Colored by Z-coordinate

Fig. 5.8 から、円柱の影響を受けない流れ場において自由表面の高さが 0 になっていること

が分かる。Fig. 5.7 および Fig. 5.8 から、円柱前方の Run-up と円柱後方の Depression が形成されていることが確認できる。

Fukuoka[12]は円筒端部において Fig. 5.9 に示すような流体现象が発生していることを示した。非定常的な現象として端部脇からは trailing vortex が生じる。また、端部からは定常的に recirculation と呼ばれる巻き戻し流と blowup と呼ばれる吹き上げ流が生じている。Sakata[14]は  $1.5 \leq AR$  の半没水円筒において  $Fr < 0.3$  の範囲で  $Fr$  が減少するにつれて抗力係数が増加する原因を、端部で発生した recirculation が自由表面付近で分岐し、弱められるからだと推測した。

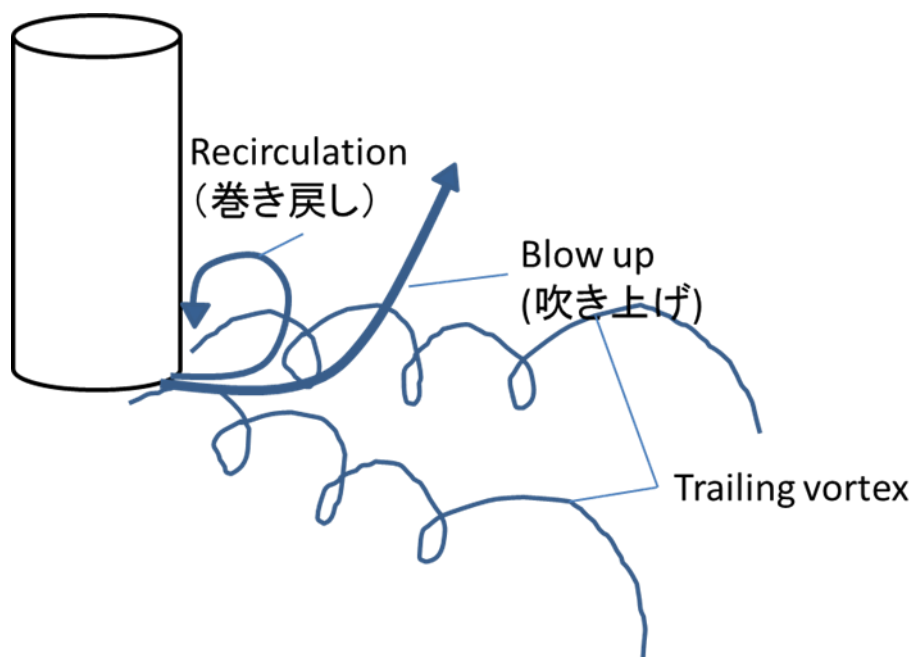


Fig. 5.9 Flow around End Region[10]

Fig. 5.10, Fig. 5.11, Fig. 5.12 に各フルード数での  $y_1$ ,  $y_2$ ,  $y_3$  における時間平均無次元流速の流線を示す。また、それぞれの流線に圧力係数と X 方向無次元流速のコンター図を重ね合わせたものも併記する。Fig. 5.10, Fig. 5.11, Fig. 5.12 における (An) が流線, (Bn) が圧力係数のコンター図を重ね合わせたもの, (Cn) が X 方向無次元流速のコンター図を重ね合わせたものを示す (n は整数)。Fig. 5.10 より、いずれの  $Fr$  においても端部より recirculation と blowup が発生していることが確認できる。

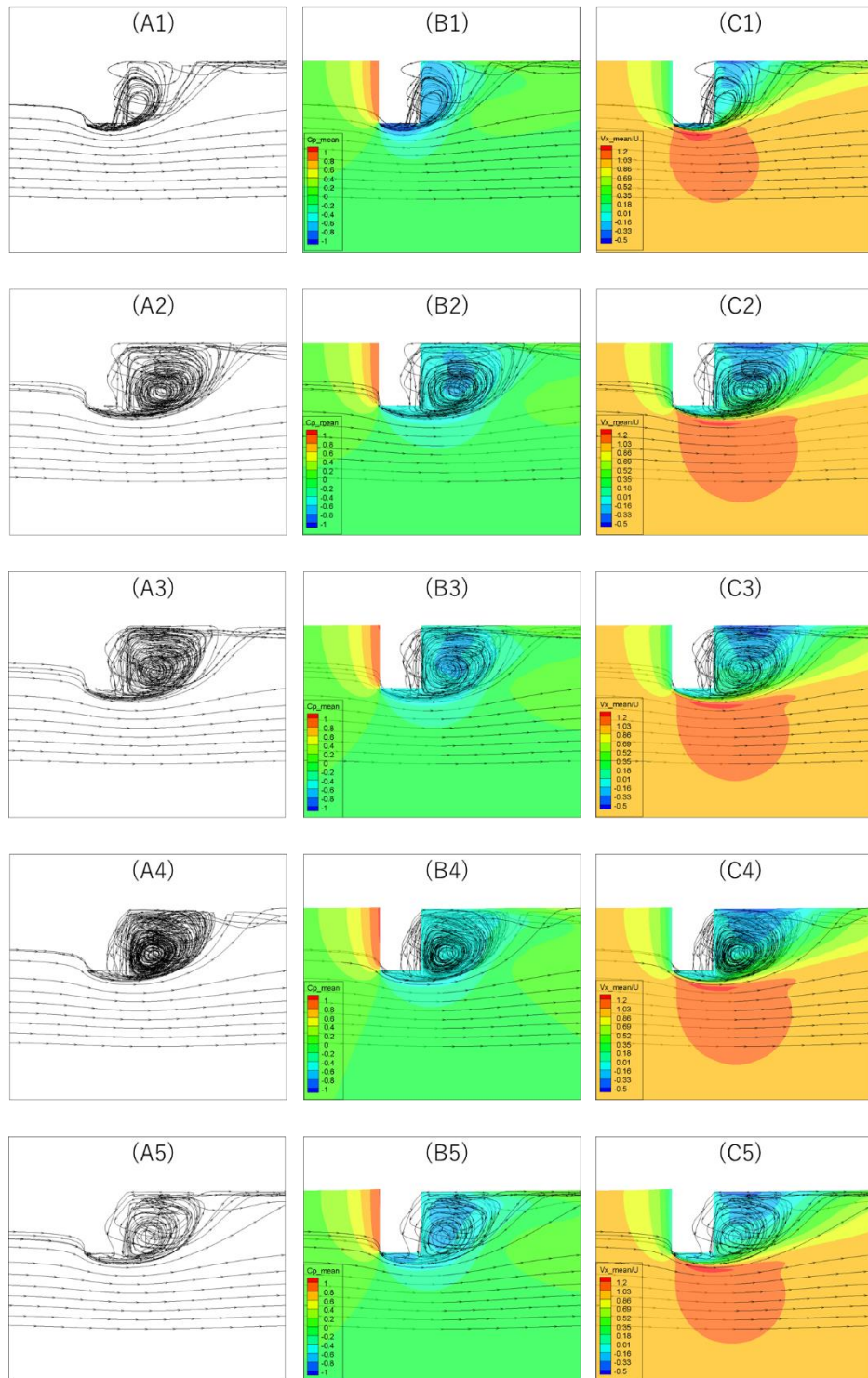


Fig. 5.10 Streamlines on  $y1$  Plane for  $AR=1.5$ :

(A1)  $Fr=0$ , (A2)  $Fr=0.08$ , (A3)  $Fr=0.15$ , (A4)  $Fr=0.2$ , (A5)  $Fr=0.3$ ,  
 (B1)  $Fr=0$ , (B2)  $Fr=0.08$ , (B3)  $Fr=0.15$ , (B4)  $Fr=0.2$ , (B5)  $Fr=0.3$ ,  
 (C1)  $Fr=0$ , (C2)  $Fr=0.08$ , (C3)  $Fr=0.15$ , (C4)  $Fr=0.2$ , (C5)  $Fr=0.3$ ,  
 (D1)  $Fr=0$ , (D2)  $Fr=0.08$ , (D3)  $Fr=0.15$ , (D4)  $Fr=0.2$ , (D5)  $Fr=0.3$

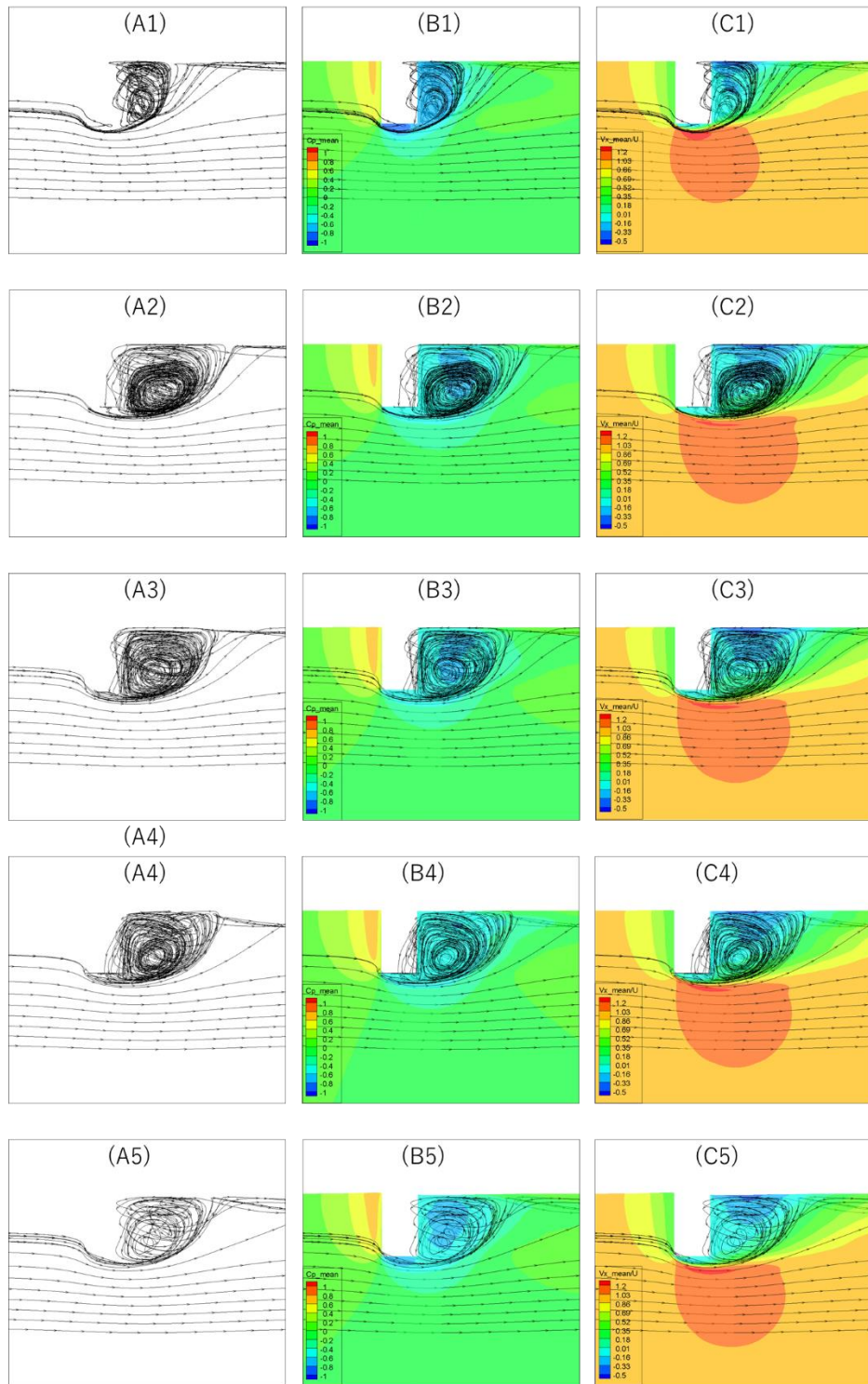


Fig. 5.11 Streamlines on  $y_2$  Plane for  $AR=1.5$ :

(A1)  $Fr=0$ , (A2)  $Fr=0.08$ , (A3)  $Fr=0.15$ , (A4)  $Fr=0.2$ , (A5)  $Fr=0.3$ ,  
 (B1)  $Fr=0$ , (B2)  $Fr=0.08$ , (B3)  $Fr=0.15$ , (B4)  $Fr=0.2$ , (B5)  $Fr=0.3$ ,  
 (C1)  $Fr=0$ , (C2)  $Fr=0.08$ , (C3)  $Fr=0.15$ , (C4)  $Fr=0.2$ , (C5)  $Fr=0.3$ ,  
 (D1)  $Fr=0$ , (D2)  $Fr=0.08$ , (D3)  $Fr=0.15$ , (D4)  $Fr=0.2$ , (D5)  $Fr=0.3$

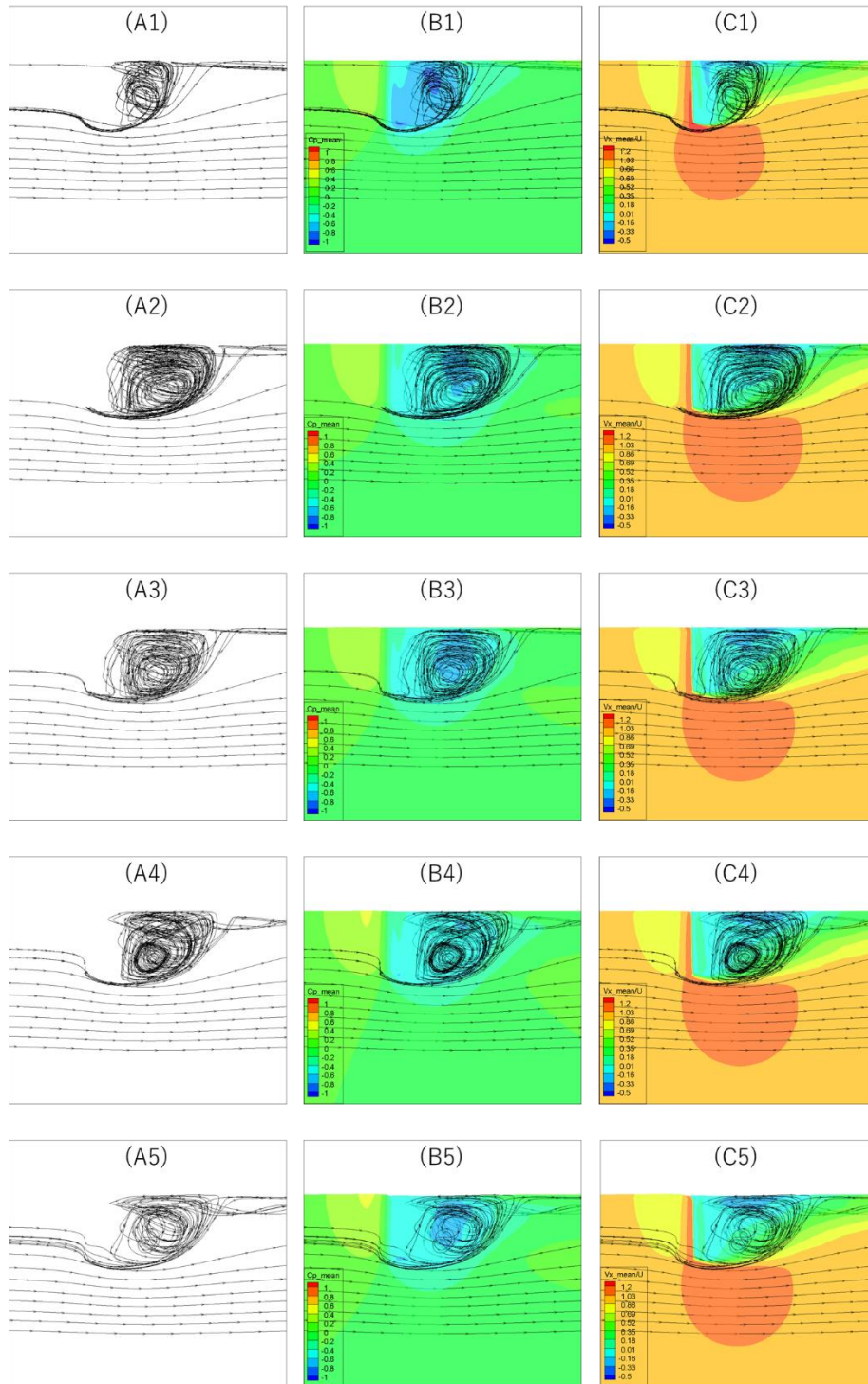


Fig. 5.12 Streamlines on  $y_3$  Plane for  $AR=1.5$ :

(A1)  $Fr=0$ , (A2)  $Fr=0.08$ , (A3)  $Fr=0.15$ , (A4)  $Fr=0.2$ , (A5)  $Fr=0.3$ ,  
 (B1)  $Fr=0$ , (B2)  $Fr=0.08$ , (B3)  $Fr=0.15$ , (B4)  $Fr=0.2$ , (B5)  $Fr=0.3$ ,  
 (C1)  $Fr=0$ , (C2)  $Fr=0.08$ , (C3)  $Fr=0.15$ , (C4)  $Fr=0.2$ , (C5)  $Fr=0.3$ ,  
 (D1)  $Fr=0$ , (D2)  $Fr=0.08$ , (D3)  $Fr=0.15$ , (D4)  $Fr=0.2$ , (D5)  $Fr=0.3$

Fig. 5.10, Fig. 5.11, Fig. 5.12 より,  $0.08 < Fr < 0.3$  では  $Fr$  が增大するにつれて円柱後部の低圧力領域が縮小していくことが分かる. また, recirculation が存在する範囲と低圧力領域の範囲がおおむね一致していることが分かる. そこで, 低圧力領域の範囲を調べるため, recirculation に注目する. recirculation は円柱後部で渦を巻くように発生しており, その中心(recirculation Core)が後流域に存在する. Fig. 5.10, Fig. 5.11, Fig. 5.12 より, 各  $Fr$ , 各 XZ 断面での recirculation Core の座標を Table. 5.1 にまとめた.

Table. 5.1 Positions of recirculation Core behind Cylinder with Different  $Fr$  on XZ Planes

Fr	Y/D	X/D	Z/D
0	0 (y1)	0.710	-1.17
0	0.25 (y2)	0.710	-1.13
0	0.5 (y3)	0.843	-0.983
0.08	0 (y1)	1.24	-1.21
0.08	0.25 (y2)	1.23	-1.24
0.08	0.5 (y3)	1.17	-1.24
0.15	0 (y1)	1.13	-1.11
0.15	0.25 (y2)	1.13	-1.11
0.15	0.5 (y3)	1.13	-1.08
0.2	0 (y1)	1.09	-1.11
0.2	0.25 (y2)	1.12	-1.11
0.2	0.5 (y3)	1.06	-1.11
0.3	0 (y1)	0.970	-1.17
0.3	0.25 (y2)	0.987	-1.19
0.3	0.5 (y3)	1.39	-0.883

Table. 5.1 に示す各 recirculation Core の X/D および Z/D と  $Fr$  の関係を Fig. 5.13, Fig. 5.14 に示す.



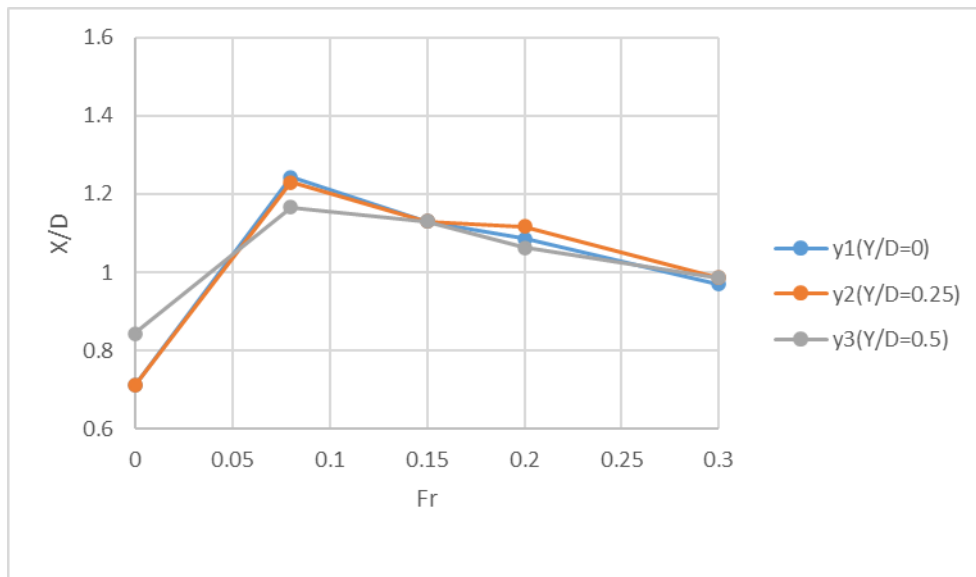


Fig. 5.13 X-coordinate of recirculation Core as Function of Froude number

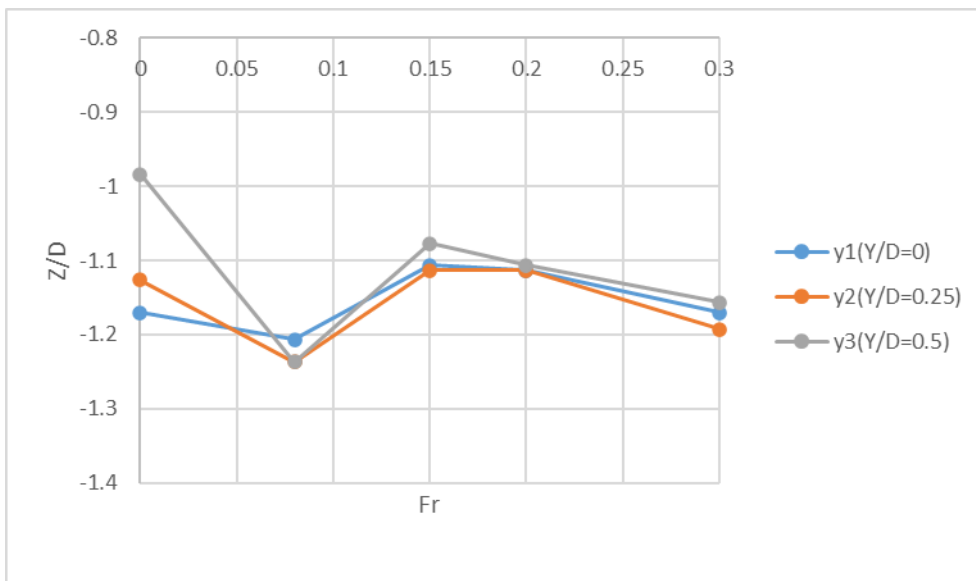


Fig. 5.14 Z-coordinate of recirculation Core as Function of Froude number

Fig. 5.13, Fig. 5.14 から分かるように、 $0.08 < Fr < 0.3$  の範囲では各 XZ 断面での recirculation Core の座標は大きく変わらない。これに対して、 $Fr=0$  は、 $y_3$  とそれ以外の XZ 断面での座標の差が大きくなる。

また、各 XZ 断面における recirculation Core の座標を Fig. 5.15, Fig. 5.16, Fig. 5.17 にプロットする。ここで、グラフ中の四角形は円柱断面を表している。

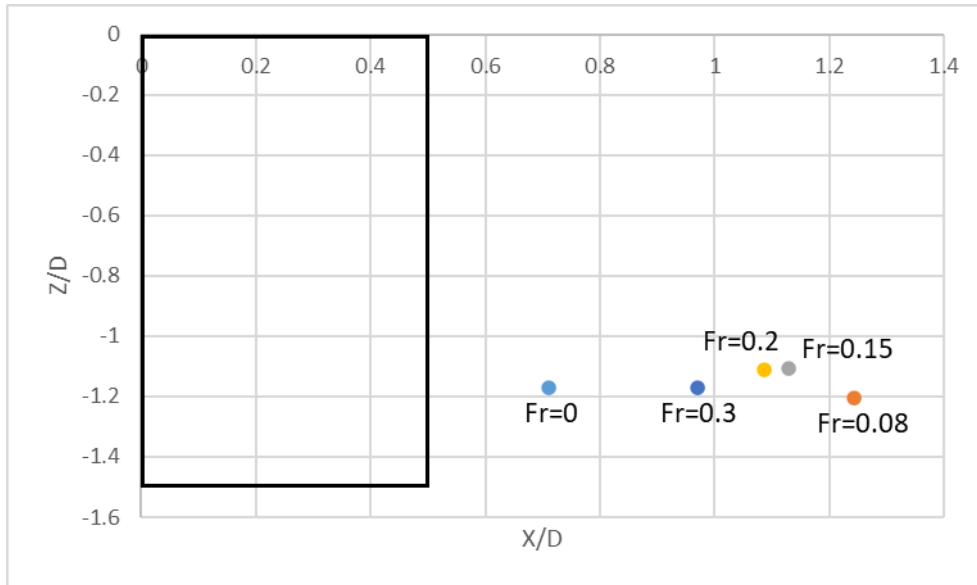


Fig. 5.15 Positions of recirculation Core on y1 (Y/D=0)

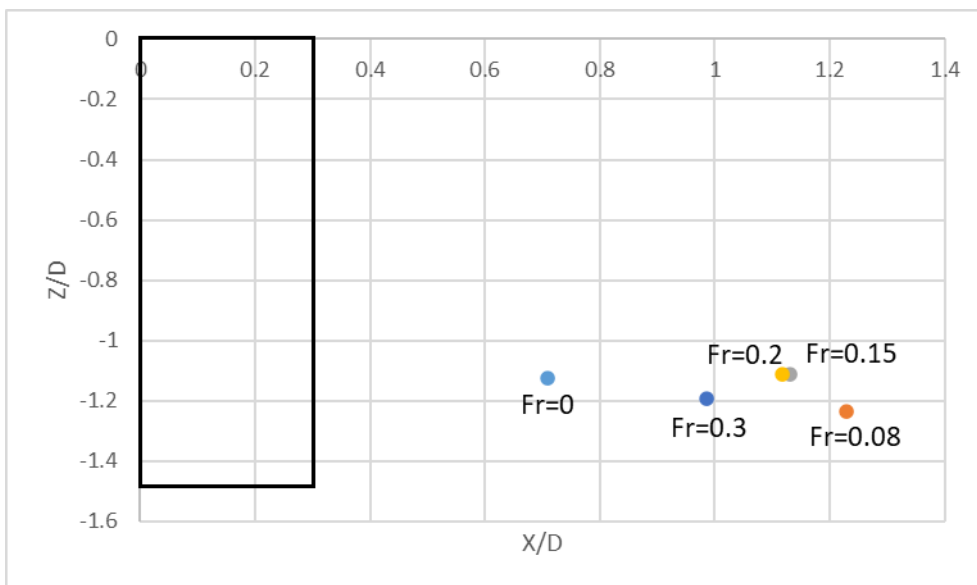


Fig. 5.16 Positions of recirculation Core on y2 (Y/D=0.25)

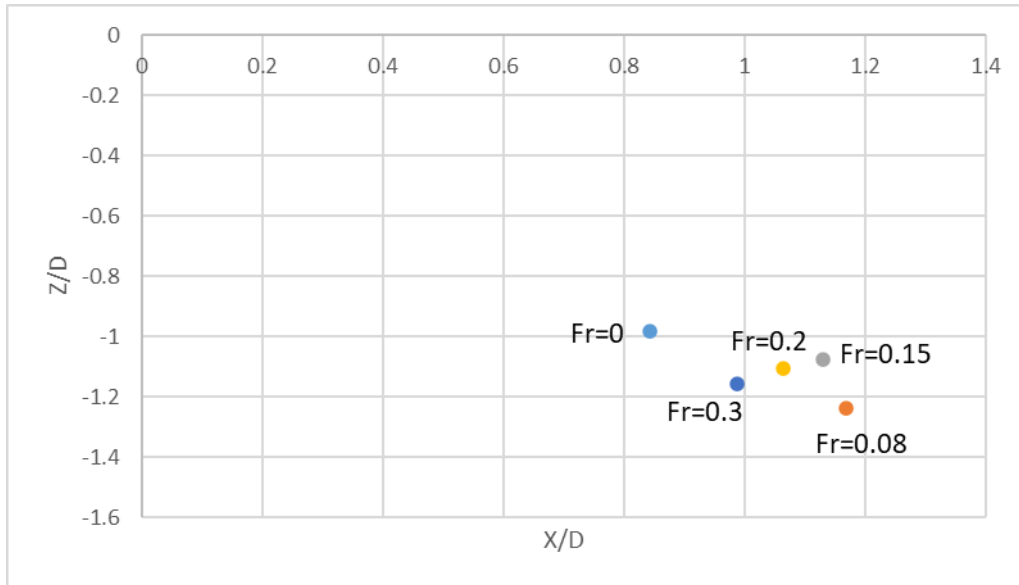


Fig. 5.17 Positions of recirculation Core on y3 (Y/D=0.5)

Fig. 5.15, Fig. 5.16, Fig. 5.17 から分かるように, recirculation Core は Fr=0 のとき最も円柱に近く, Fr=0.08 のとき最も円柱から遠い. また, Fr が 0.08 から増大するにしたがって recirculation Core は円柱に近づく. これは, 円柱後流域が Fr=0 のとき最も小さく, Fr=0.08 のとき最も大きいことを示している. 同様に, Fr が 0.08 から増大するにしたがって円柱後流域が小さくなることも示す. このことから, Fig. 5.1 に示された  $0 < Fr < 0.08$  における抗力の減少は円柱後流域の拡大に起因していることが推測できる.

Fig. 4.23, Fig. 4.24, Fig. 4.25 に示すような円柱周りの圧力係数から, 円柱の各 XY 断面における抗力係数  $C_d$  を求めることができる. 具体的には,  $Z/D$  における円柱の XY 断面周りの圧力係数を円周方向に積分することで単位高さ当たりの抗力係数が求められる. すなわち単位高さ当たりの抗力係数  $C_d(Z/D)$  は以下のように表される.

$$C_d(Z/D) = 2 \int_0^\pi C_p \cos \theta d\theta \quad (5.1)$$

ここで,  $C_p$  は円柱壁面上の圧力係数である. この方法によって求められた  $C_d$  と  $Z/D$  との関係を図 5.18 に示す.

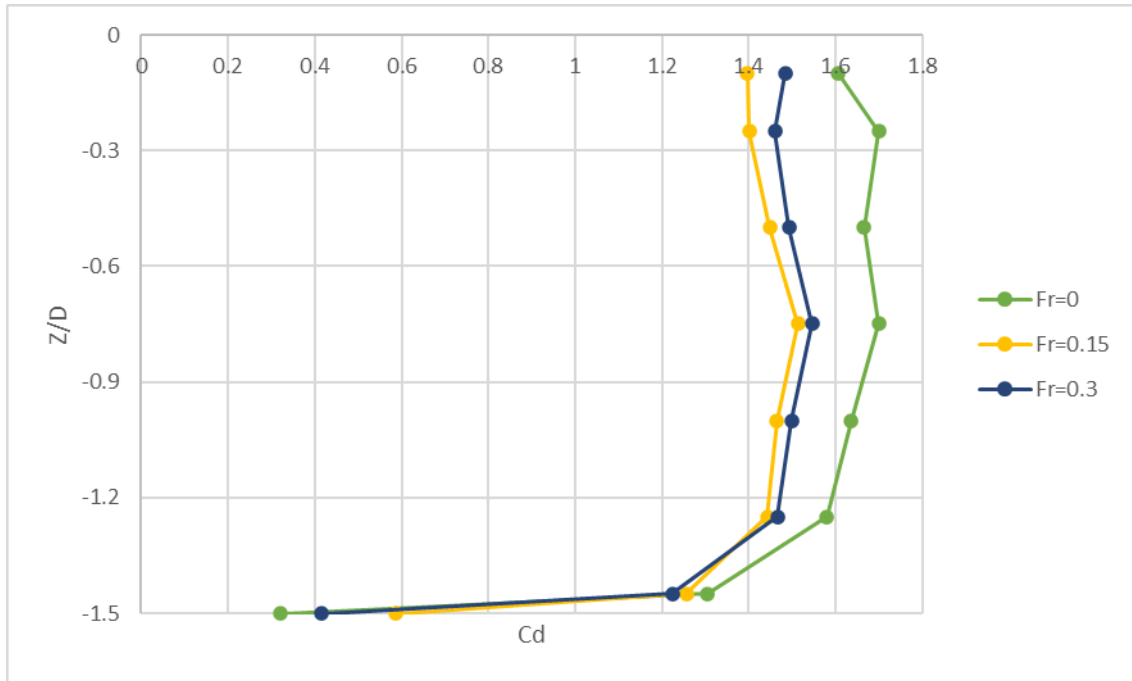


Fig. 5.18 Drag Coefficient as Function of Z-coordinate with Different Fr

Fig. 5.18 より、抗力係数は側面で最も大きくなり、端部と自由表面付近では減少することが分かる。これは端部影響および自由表面影響で抗力が減少するという Sakata[14]の実験結果と合致する。また、自由表面および側面では  $Fr=0$  の場合の抗力係数が  $Fr=0.15$ ,  $0.3$  の場合の抗力係数よりも大きい、端部付近では逆転して  $Fr=0.15$ ,  $0.3$  の場合の  $C_d$  の方が大きくなっている。

Sakata[14]は一様流中の半没水円筒周りに Fig. 5.19 に示すような流体现象が起こっていると推測した。特に、側面渦領域に関する現象として C:カルマン渦が、端部影響に関する現象として F:trailing vortex がある。

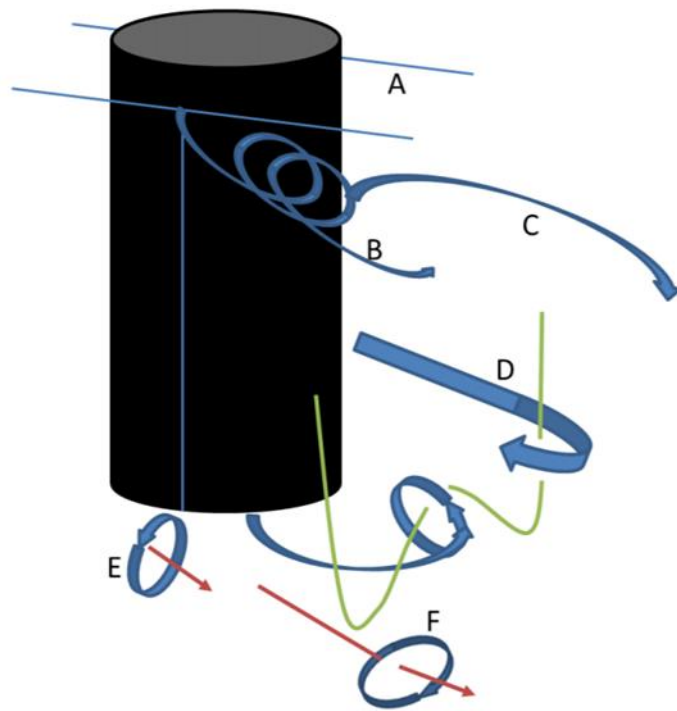


Fig. 5.19 Models of Characteristic Flow around Half-submerged Circular Cylinders with Aspect Ratio of 2.0[11]

Fr=0 と Fr=0.15 における X 方向無次元渦度の等値面( $\omega_x^* = \pm 2.4$ )を Fig. 5.20 に示す.

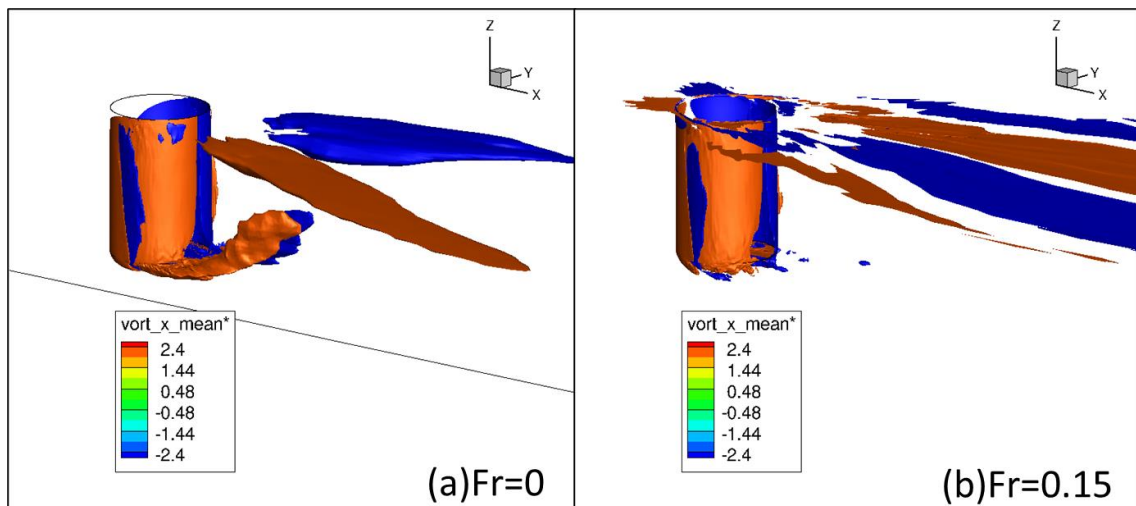


Fig. 5.20 Iso-surface at  $\omega_x^* = \pm 2.4$ : (a)Fr=0, (b)Fr=0.15

Fig. 5.20 の(a)から, Fr=0 の場合は端部から trailing vortex が発生していることが確認でき

る。それに対し、 $Fr=0.15$  の場合は trailing vortex が確認できない。これは、 $\omega_x^* = \pm 2.4$  では  $Fr=0.15$  で発生している trailing vortex を捉えられていないことを示している。そこで、Fig. 5.20 の等値面( $\omega_x^* = \pm 2.4$ )に別の等値面( $\omega_x^* = \pm 1.2$ )を重ね合わせたものを Fig. 5.21 に示す。

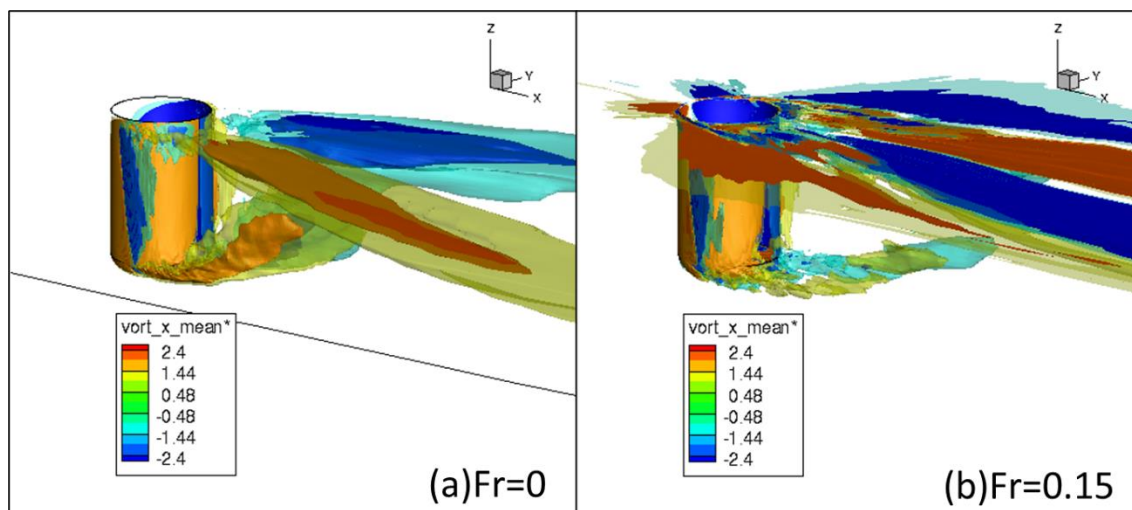


Fig. 5.21 Iso-surface at  $\omega_x^* = \pm 2.4$  and  $\omega_x^* = \pm 1.2$ : (a) $Fr=0$ , (b) $Fr=0.15$

Fig. 5.21 から、 $Fr=0.15$  の場合は  $Fr=0$  よりも弱い trailing vortex が発生していることが確認できる。また、trailing vortex の持ち上がる角度が  $Fr=0.15$  の場合の方が緩やかであることが確認できる。

Fig. 5.15, Fig. 5.16, Fig. 5.17 から、 $Fr=0$  のときに recirculation Core が円柱に最も近づくことが確認できる。 $Fr=0$  の場合とそれ以外の  $Fr$  での recirculation の様相の違いは、Fig. 5.21 から、端部の trailing vortex の違いに起因すると考えられる。 $Fr=0$  では発生した trailing vortex が急峻に持ち上がり、それに伴って円柱後部の低圧力領域が小さくなるため recirculation も円柱側に引き付けられる。それに対して、 $Fr=0.15$  では発生した trailing vortex の持ち上がりが緩やかであるため、円柱後部の低圧力領域が拡大し、それに伴って recirculation が後方に流れていくことが推測できる。

$Fr=0$  と  $Fr=0.15$  の場合を比較することで、自由表面の有無が端部での現象に影響を与えることが確認できる。また、これは以下の仮説で説明できる。

自由表面がない場合、端部からの recirculation および blowup が水面にぶつかると、その部分の圧力が高まる。これにより、円柱後流の水面付近に周囲と比較して圧力の高い領域ができる。この領域の存在によって recirculation は円柱側に引き付けられ、blowup は円柱後方に伸びていく。このとき、recirculation と blowup が高圧力領域を避けるように流れるため、高圧力領域内には流れが流入しない。これに対して、自由表面がある場合、端部からの recirculation および blowup が水面にぶつかると、水面が持ち上がる。水面の上

昇により静水圧が増大するため水面付近には圧力の高い領域ができる。しかしこのとき、自由表面が上昇していることから、高圧力領域内には常に水面に向かう上向きの流れが発生していることが分かる。この流れが水面付近で分岐することで recirculation と blowup になる。すなわち、自由表面がある場合に recirculation と blowup は高圧力領域の影響を受けないと考えられる。この概要を Fig. 5.22 に示す。

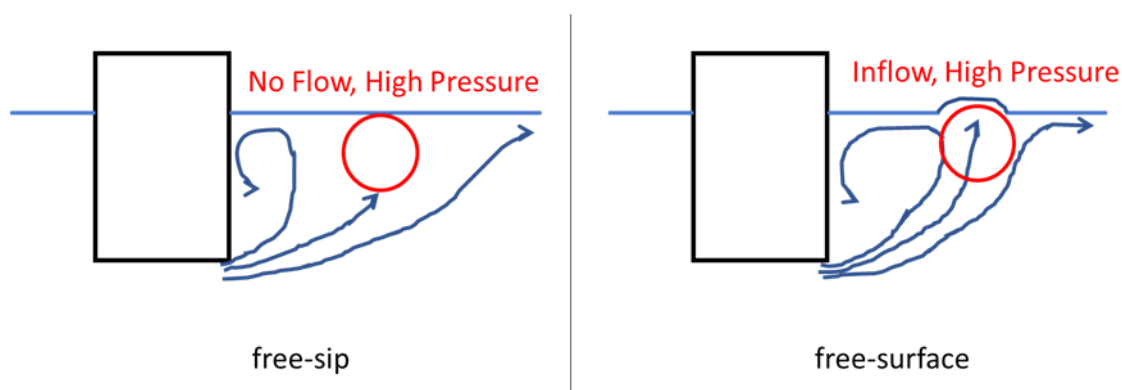


Fig. 5.22 Effect of Surface Condition on Flow around End Region

Fig. 5.20 および Fig. 5.21 から、自由表面付近での渦の様子について考察することができる。Fig. 4.23 から、自由表面付近における  $Fr=0$  と他の  $Fr$  の後流域の圧力を比較することができる。ここから、 $Fr=0$  の場合の方が他の  $Fr$  と比べて後流域の圧力が小さいことが確認できる。これは、Fig. 4.11, Fig. 4.14, Fig. 4.17 に示すように、自由表面付近では  $Fr=0$  の場合の方が他の  $Fr$  と比べて後流域の渦度が大きいことに起因すると推測できる。自由表面付近で後流域の渦度が  $Fr$  によって異なる原因について、以下の仮説で説明できる。

Fig. 5.20 および Fig. 5.21 から、 $Fr=0.15$  の場合の方が  $Fr=0$  の場合よりも自由表面付近での渦度分布が複雑な形状になっていることが分かる。このことから、自由表面が存在する場合、自由表面付近では渦同士が相殺され、渦による圧力が抑えられることが考えられる。

Fr=0 と Fr=0.15 における Z 方向無次元渦度の等値面( $\omega_z^* = \pm 3$ )を Fig. 5.23 に示す.

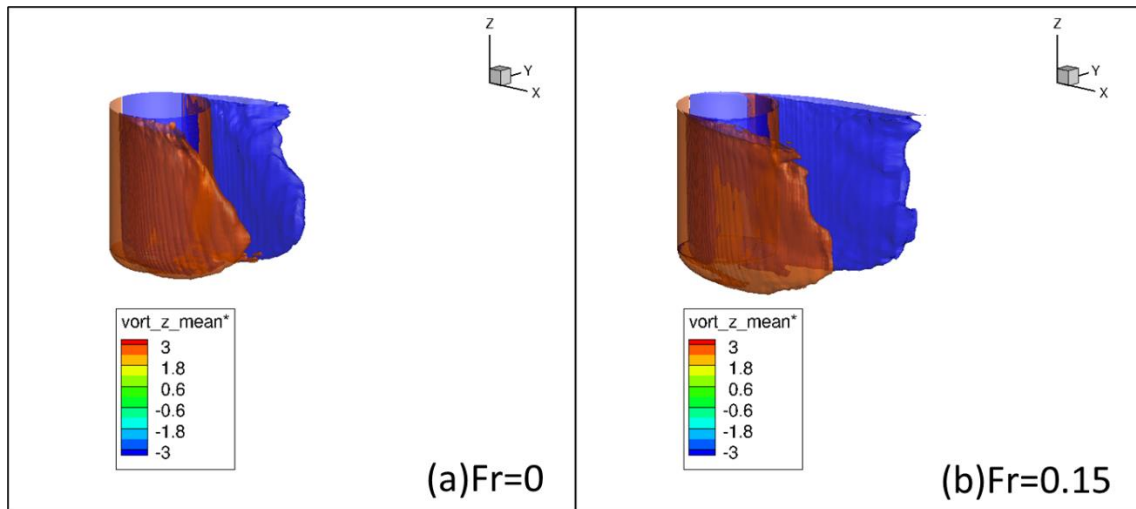


Fig. 5.23 Iso-surface at  $\omega_z^* = \pm 3$ : (a)Fr=0, (b)Fr=0.15

Fig. 5.22 から, いずれの Fr においても側面からカルマン渦が発生していることが分かる. また, いずれの Fr においてもカルマン渦の発生の様子に大きな違いはない.



## 5.2 アスペクト比影響についての考察

Fr=1.5 で、各アスペクト比における  $Cd_{mean}$ ,  $Cd_{rms}$ ,  $Cl_{rms}$  を Sakata[14]の実験結果とともにプロットしたものをそれぞれ Fig. 5.24, Fig. 5.25, Fig. 5.26 に示す.

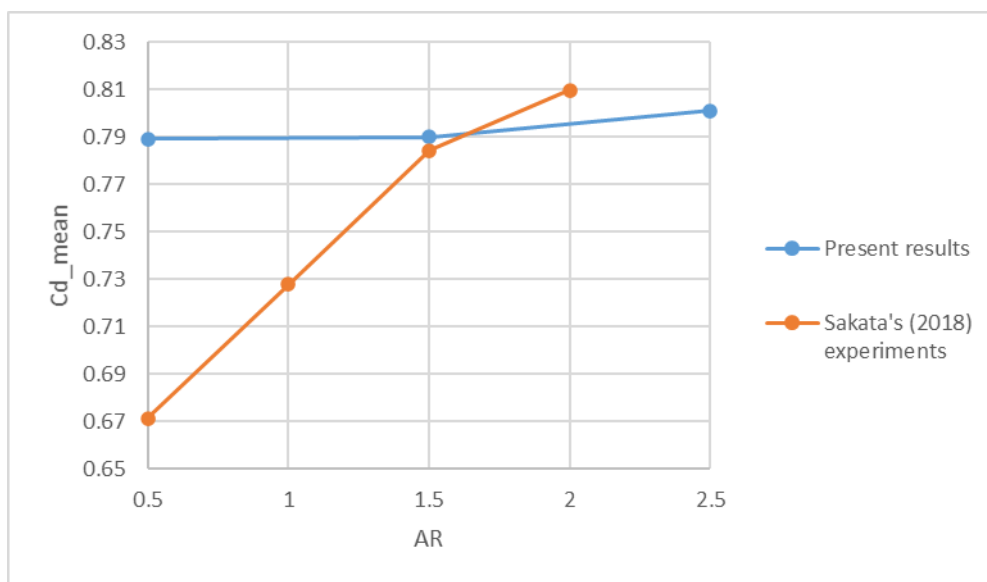


Fig. 5.24  $Cd_{mean}$  as Function of Aspect Ratio for Fr=0.15

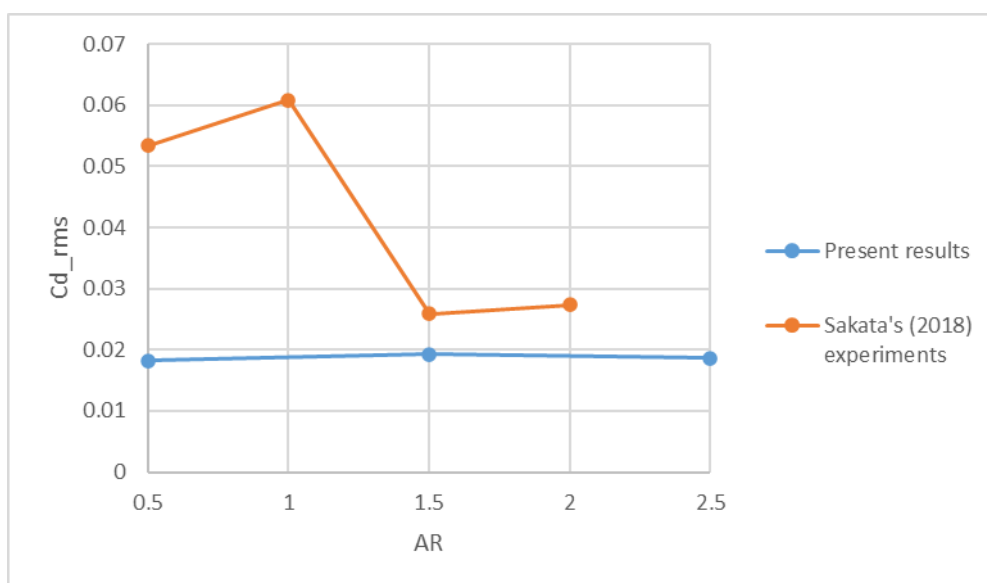


Fig. 5.25  $Cd_{rms}$  as Function of Aspect Ratio for Fr=0.15

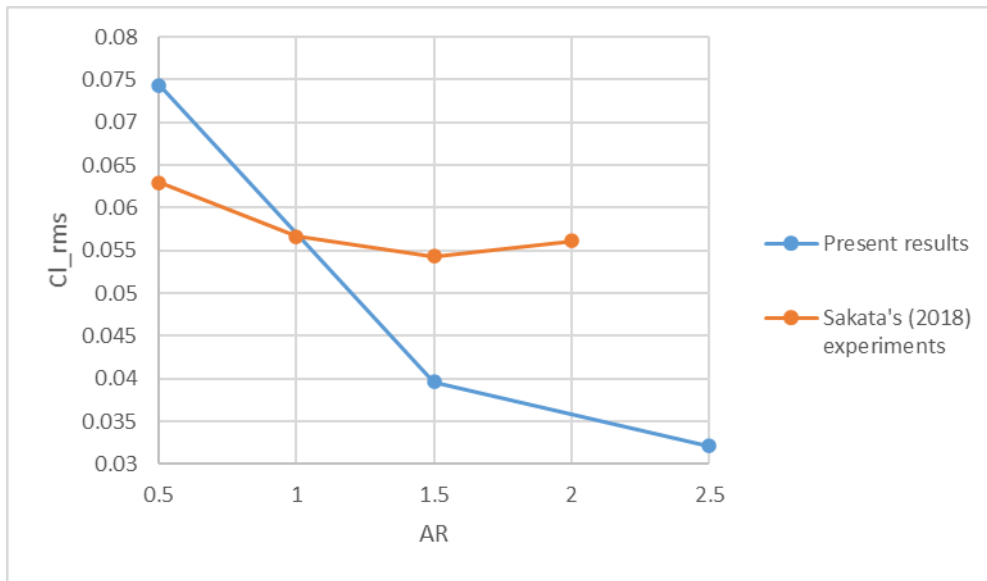


Fig. 5.26  $Cl_{rms}$  as Function of Aspect Ratio for  $Fr=0.15$

Fig. 5.24, Fig. 5.25 から、計算結果ではいずれの AR でも  $Cd_{mean}$  と  $Cd_{rms}$  はほぼ一定値をとっていることが分かる。それに対し、実験結果では AR の変化による  $Cd_{mean}$  と  $Cd_{rms}$  の変動が大きい。Fig. 5.26 に示すように、実験結果の  $Cl_{rms}$  は AR に関わらずほぼ一定であるが、計算結果では AR が増大するにつれて  $Cl_{rms}$  が減少する。Fig. 5.24, Fig. 5.25, Fig. 5.26 より、アスペクト比影響について、実験と計算結果に定性的な傾向の一致は見られない。

Fig. 5.27, Fig. 5.28, Fig. 5.29 に各アスペクト比での  $y_1$ ,  $y_2$ ,  $y_3$  における時間平均無次元流速の流線を示す。また、それぞれの流線に圧力係数と X 方向無次元流速のコンター図を重ね合わせたものも併記する。Fig. 5.27, Fig. 5.28, Fig. 5.29 における (An) が流線, (Bn) が圧力係数のコンター図を重ね合わせたもの, (Cn) が X 方向無次元流速のコンター図を重ね合わせたものを示す (n は整数)。Fig. 5.27 より、いずれの AR においても端部より recirculation と blowup が発生していることが確認できる。

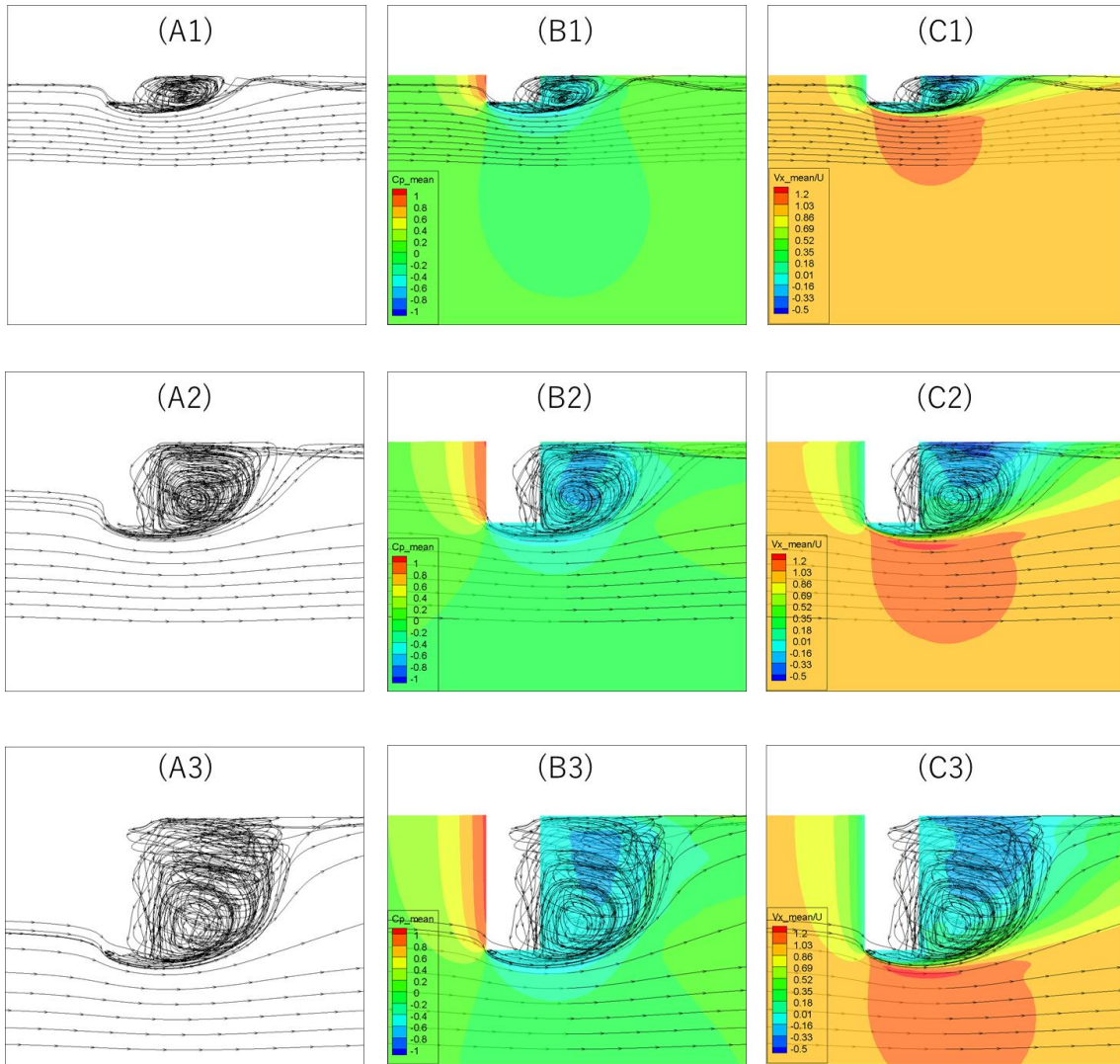


Fig. 5.27 Streamlines on  $y_1$  Plane for  $Fr=0.15$ :

(A1)AR=0.5,(A2)AR=1.5,(A3)AR=2.5,(B1)AR=0.5,(B2)AR=1.5,(B3)AR=2.5,  
 (C1)AR=0.5,(C2)AR=1.5,(C3)AR=2.5,(D1)AR=0.5,(D2)AR=1.5,(D3)AR=2.5

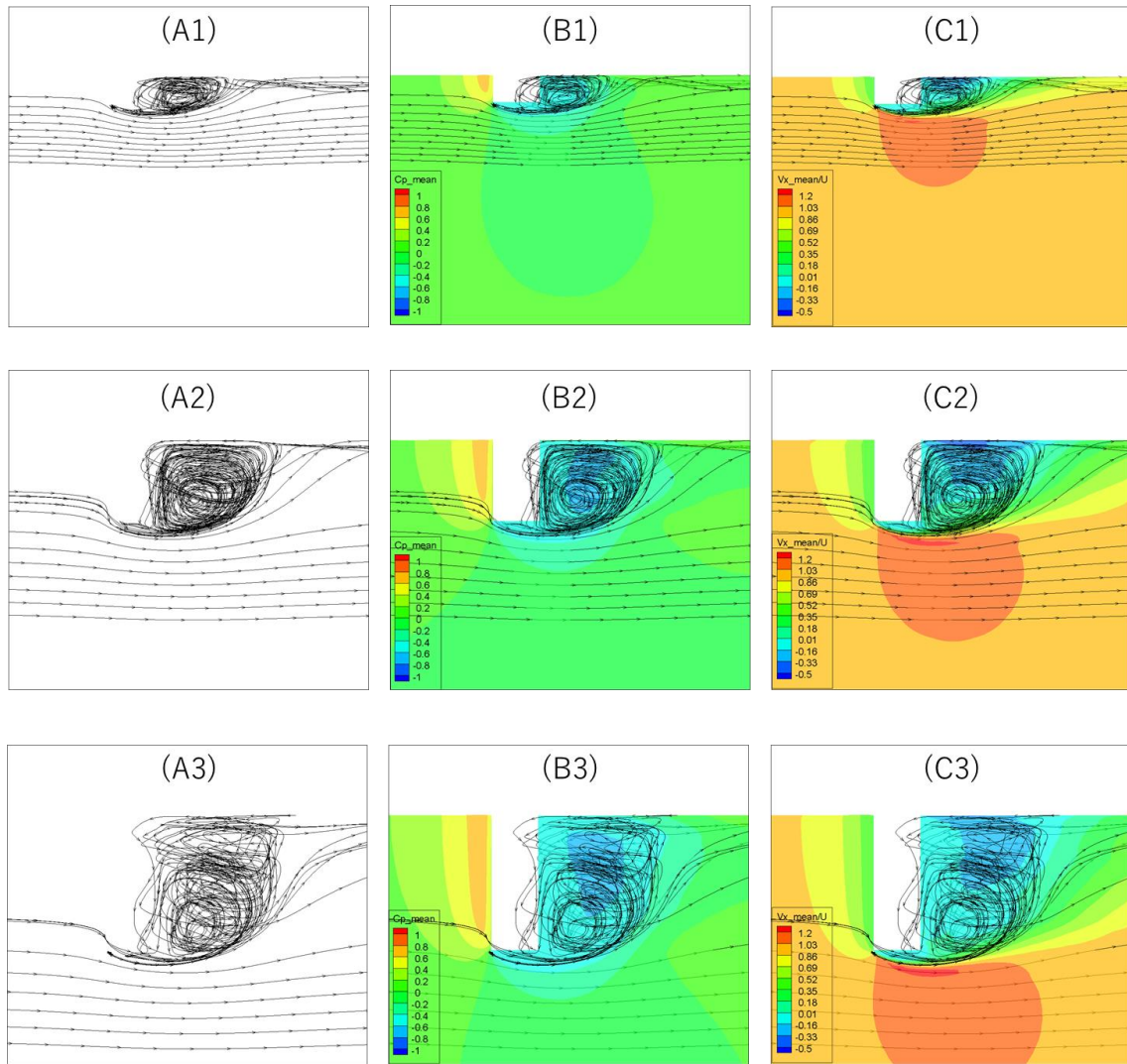


Fig. 5.28 Streamlines on  $y_2$  Plane for  $Fr=0.15$ :

(A1)  $AR=0.5$ , (A2)  $AR=1.5$ , (A3)  $AR=2.5$ , (B1)  $AR=0.5$ , (B2)  $AR=1.5$ , (B3)  $AR=2.5$ ,  
 (C1)  $AR=0.5$ , (C2)  $AR=1.5$ , (C3)  $AR=2.5$ , (D1)  $AR=0.5$ , (D2)  $AR=1.5$ , (D3)  $AR=2.5$

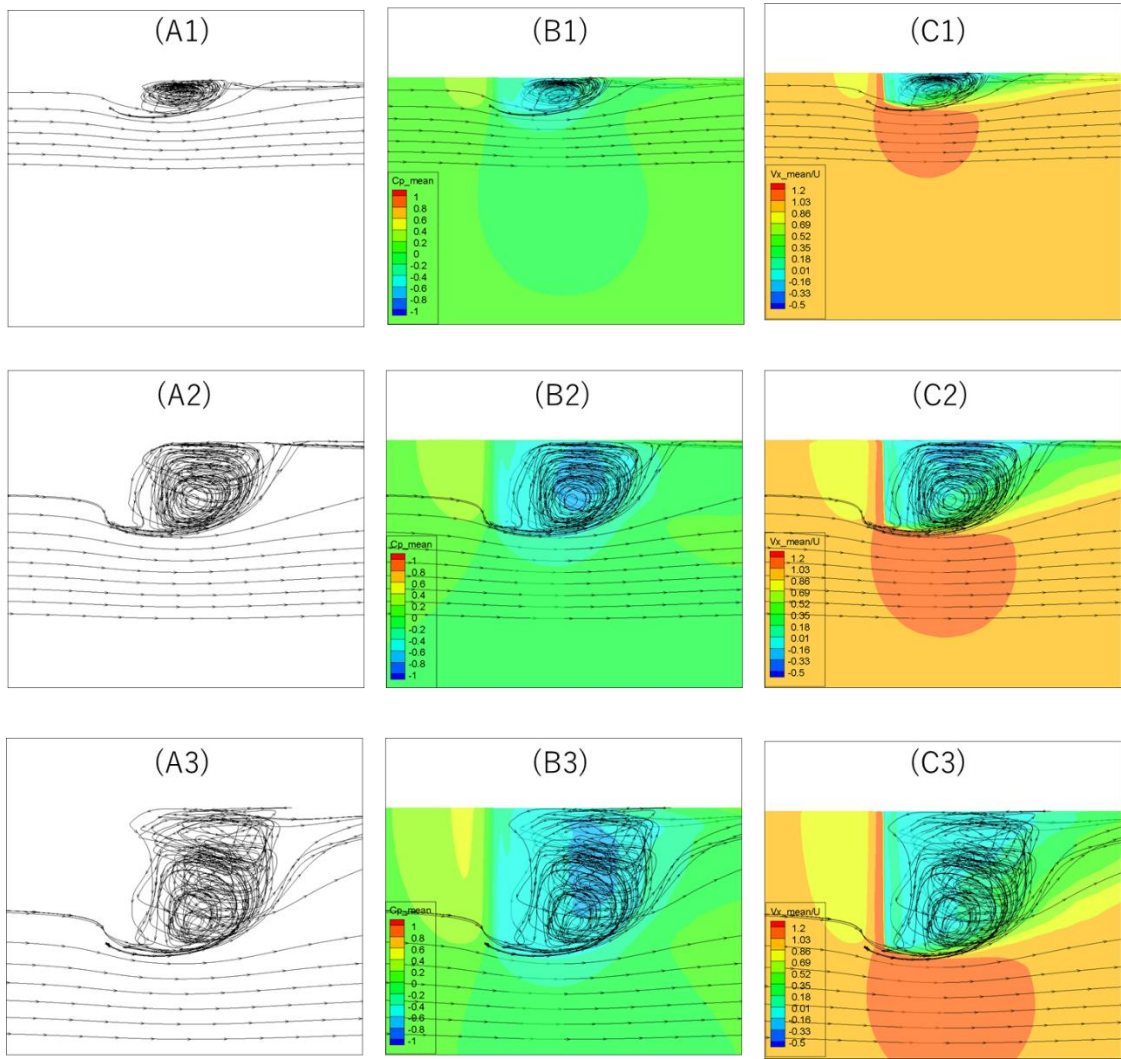


Fig. 5.29 Streamlines on  $y_3$  Plane for  $Fr=0.15$ :

(A1)AR=0.5,(A2)AR=1.5,(A3)AR=2.5,(B1)AR=0.5,(B2)AR=1.5,(B3)AR=2.5,  
 (C1)AR=0.5,(C2)AR=1.5,(C3)AR=2.5,(D1)AR=0.5,(D2)AR=1.5,(D3)AR=2.5

Fig. 5.27, Fig. 5.28, Fig. 5.29 から, AR について recirculation の様相が異なっていることが分かる. AR=0.5 では recirculation が自由表面にぶつかることで押しつぶされていることが確認できる. AR=1.5 においても recirculation が自由表面に達することで押しつぶされているが, AR=0.5 の場合と比較して変形が小さい. AR=2.5 のときは recirculation が自由表面に到達していない.

円柱周りで発生する渦を捉えるため, AR=0.5 と AR=1.5 における X 方向無次元渦度の等値面( $\omega_x^* = \pm 2.4$ )を Fig. 5.30 に示す.

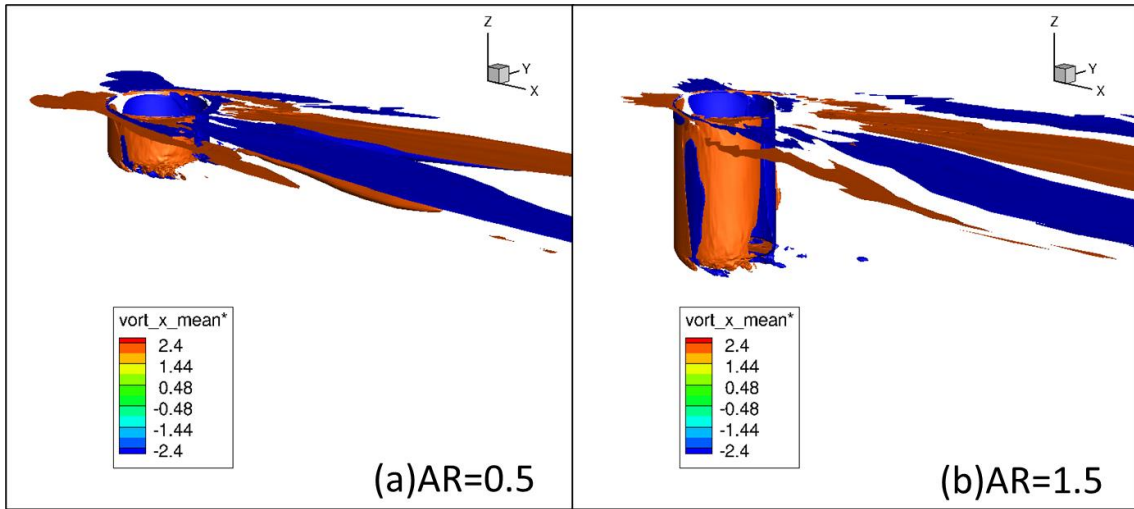


Fig. 5.30 Iso-surface at  $\omega_x^* = \pm 2.4$ : (a)AR=0.5, (b)AR=1.5

Fig. 5.30 より、いずれの AR においても  $\omega_x^* = \pm 2.4$  では trailing vortex を捉えられていないことが分かる。そこで、Fig. 5.30 の等値面 ( $\omega_x^* = \pm 2.4$ ) に別の等値面 ( $\omega_x^* = \pm 1.2$ ) を重ね合わせたものを Fig. 5.31 に示す。

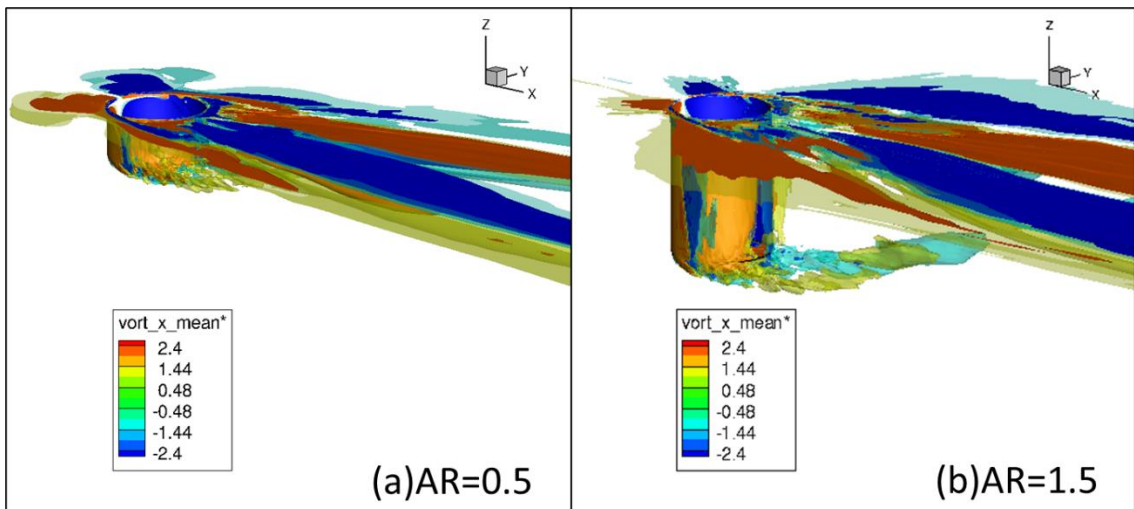


Fig. 5.31 Iso-surface at  $\omega_x^* = \pm 2.4$  and  $\omega_x^* = \pm 1.2$ : (a)AR=0.5, (b)AR=1.5

Fig. 5.31 から、いずれの AR においても trailing vortex が確認できる。しかし、AR=0.5 の場合には発生した trailing vortex がすぐに自由表面に到達し、近傍の渦と干渉している。AR=0.5 と AR=1.5 における Z 方向無次元渦度の等値面 ( $\omega_z^* = \pm 3$ ) を Fig. 5.32 に示す。

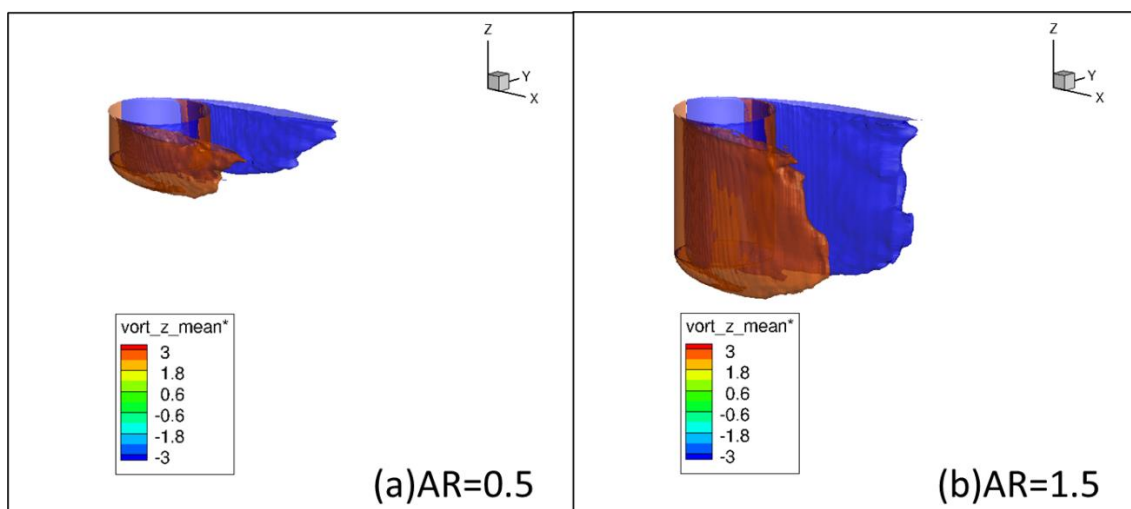


Fig. 5.32 Iso-surface at  $\omega_z^* = \pm 3$ : (a)AR=0.5, (b)AR=1.5

Fig. 5.32 から、いずれの AR においても側面からカルマン渦が発生していることが分かる。また、AR に違いによるカルマン渦への顕著な影響は見られない。

## 第6章. 結論と今後の課題

### 6.1 結論

本研究では一様流中の半没水円筒周りの流体现象に対する自由表面の影響を調べるため、 $Fr$  と  $AR$  を変化させた CFD シミュレーションを行った。その結果、以下のことが明らかとなった。

- $0 < Fr < 0.08$  の範囲で  $Cd\_mean$ ,  $Cd\_rms$ ,  $Cl\_rms$  が減少することを確認した。これは Sakata[14]の実験結果と一致する。 $Cd\_mean$  が減少するのは、 $0 < Fr < 0.08$  で  $Fr$  が増加するとともに recirculation が後方に移動し、円柱後部の圧力が増加するためだと考えられる。
- $0 < Fr < 0.08$  では  $Fr$  が増大するにつれて円柱後部の低圧力領域が急激に拡大し、 $0.08 < Fr < 0.3$  では  $Fr$  が増大するにつれて低圧力領域が緩やかに縮小することを確認した。
- 単位高さ当たりの抗力係数は側面付近で最も大きくなり、端部や自由表面付近で低下することを確認した。これは、円柱側面からの渦が自由表面および端部で発生する渦の影響を受けるためであると考えられる。
- $Fr=0$  の場合では  $Fr=0.15$  の場合よりも、端部からの trailing vortex が強くなり、持ち上がりが急激になることが確認された。これは、自由表面の有無によって端部での流体现象が影響を受けることを示唆していると考えられる。
- 自由表面が存在しない場合では、自由表面が存在する場合よりも水面付近で円柱後領域の圧力が小さくなることが確認できた。これは、自由表面がある場合には、自由表面の存在によって水面付近で発生する渦の形状が複雑になり、渦が互いに打ち消しあうことで円柱後部での圧力低下が抑えられていることが原因であると考えられる。
- $AR=1.5$  の場合では端部で trailing vortex が確認された、 $AR=0.5$  においては trailing vortex が発達しないことが確認された。これは、アスペクト比が小さくなるほど端部で発生する渦が自由表面付近で発生する渦の影響を受けやすくなるためだと考えられる。
- 円柱側面からのカルマン渦に対する  $Fr$  および  $AR$  の顕著な影響は見られなかった。

本研究で対象とした低  $AR$ , 低  $Fr$  の物体周りの流れにおいては、自由表面の有無により trailing vortex や recirculation 等の流体现象が顕著に異なり、流体力に無視できない影響を及ぼし得ることが示された。今後同様の条件を対象とした数値計算において水面の境界条件を設定する際には注意が必要である。



## 6.2 今後の課題

本研究は VIM 現象への自由表面影響の解明を目指して行われた。結果として自由表面影響のメカニズムの完全な解明には至らなかったが、自由表面の有無が trailing vortex や recirculation といった端部での流体现象に影響を及ぼすなどの新たな知見が得られた。計算結果から、自由表面の有無が recirculation などの端部の流体现象に影響を及ぼすことが示唆された。自由表面の有無による recirculation への影響を調べる方法の一つとして、5.1 章で説明した、recirculation と blowup が水面にぶつかることで端部の流体现象が変化するという仮説の検証が考えられる。そのためには、recirculation が水面に到達しない程度の AR の円柱において、本研究と同じ範囲の Fr 条件でシミュレーションを行う必要がある。

また、本研究で確認されたような流体现象について実現象と比較することは、自由表面影響の把握に資すると考えられる。よって、Fr を変化させた可視化実験との比較を行うことが必要である。

本研究においては時間の都合上、使用する半没水円筒モデルの位置を固定していた。より詳細な VIM 挙動の検証のためには動揺するモデルを用いたシミュレーションを行うことが必要であり、今後の課題といえる。

## 参考文献

- [1] 資源エネルギー庁”令和元年度エネルギーに関する年次報告（エネルギー白書2020）”(2020)
- [2] Global Wind Energy Council”Global Wind Report 2019” (2019)
- [3] 国立研究開発法人新エネルギー・産業技術総合開発機構(NEDO)”国内初!沖合における洋上風力発電への挑戦～プロジェクト現場レポート～”<<https://www.nedo.go.jp/fuusha/haikei.html>>(参照 2021-1-10)
- [4] 国立研究開発法人新エネルギー・産業技術総合開発機構(NEDO)”未来を拓く洋上風力発電プロジェクト-日本初!沖合洋上風力発電への挑戦”<[https://www.nedo.go.jp/fuusha/itv\\_ito.html#:~:text=%E6%B4%8B%E4%B8%8A%E9%A2%A8%E5%8A%9B%E7%99%BA%E9%9B%BB%E3%81%AE%E8%AA%B2%E9%A1%8C,%E8%B2%BB%E7%94%A8%E3%82%92%E8%A6%81%E3%81%97%E3%81%BE%E3%81%99%E3%80%82](https://www.nedo.go.jp/fuusha/itv_ito.html#:~:text=%E6%B4%8B%E4%B8%8A%E9%A2%A8%E5%8A%9B%E7%99%BA%E9%9B%BB%E3%81%AE%E8%AA%B2%E9%A1%8C,%E8%B2%BB%E7%94%A8%E3%82%92%E8%A6%81%E3%81%97%E3%81%BE%E3%81%99%E3%80%82)> (参照 2021-1-10)
- [5] 国立研究開発法人新エネルギー・産業技術総合開発機構(NEDO)(2015)”着床式洋上風力発電導入ガイドブック(第一版)”
- [6] Global Wind Energy Council “Global Offshore Wind Report 2020”(2020)
- [7] B. M. Sumer "Hydrodynamics around cylindrical structures", World Scientific(2006)
- [8] G. Rosetti, R. Gonçalves, A. Fajarra et al, “CFD CALCULATIONS OF THE VORTEX INDUCED MOTIONS OF A CIRCULAR-COLUMN SEMI-SUBMERSIBLE”. In Proceedings of OMAE2016, June 19-24, Busan, South Korea.
- [9] S. Kim, D. Spornjak, S. Holmes et al, “VORTEX-INDUCED MOTION OF FLOATING STRUCTURES: CFD SENSITIVITY CONSIDERATIONS OF TURBULENCE MODEL AND MESH REFINEMENT”. In Proceedings of OMAE2015, May 31-June 5, St. John’s, Newfoundland, Canada.
- [10] J. Tan, Y. Teng, F. Kiprawi, “VORTEX INDUCED MOTION OF A DRY TREE SEMISUBMERSIBLE”. In Proceedings of OMAE2017, June 25-30, Trondheim, Norway.
- [11] R. Gonçalves, G. Rosetti, A Fajarra et al.” Experimental study on vortex-induced motions of a semi-submersible platform with four square columns, Part I: Effects of current incidence angle and hull appendages”. Ocean Eng., 54, (2012)150–169.
- [12] H. Fukuoka, S. Hirabayashi, H. Suzuki, “The effects of free surface and end cell on flow around a finite circular cylinder with low aspect ratio”. J. Marine Science and Technology. 21(2016)145-153.
- [13] Chaplin J.R., Teigen P. “Steady flow past a vertical surface piercing circular cylinder” Journal of Fluids and Structures, Vol. 18 (3-4) (2003)271-285

- [14] K. Sakata, “Free surface and free end effects on flow around half submerged circular cylinders”. The University of Tokyo(2018)Master’s thesis.
- [15] G. Rosetti, V. Guilherme, H. Martin et al. “CFD CALCULATIONS FOR FREE-SURFACE-PIERCING LOW ASPECT RATIO CIRCULAR CYLINDER WITH SOLUTION VERIFICATION AND COMPARISON WITH EXPERIMENTS”. In Proceedings of OMAE2013, June 9-14, Nantes, France
- [16] M.A. Benitz, D.W. Carlson, B. Seyed-Aghazadeh et al. “CFD simulations and experimental measurements of flow past free-surface piercing, finite length cylinders with varying aspect ratios” Computers & Fluids, Vol. 136 (2016) 247-259.
- [17] A. Hay “Flow about semi-submerged cylinders of finite length” , Princeton University Report, Princeton, NJ(1947)
- [18] 加藤 究, “半没水円筒周りの自由表面形状の計測手法の開発”. 東京大学(2020)卒業論文.
- [19]伊丹 隆夫"パッと知りたい！人と差がつく乱流と乱流モデル講座"  
< <https://www.cradle.co.jp/tec/column04/008.html>> (2019) (参照2021-1-10)
- [20] M. Shur, P. Spalart, M. Strelets et al. “A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modelled LES capabilities” International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 29, Issue 6 (2008) 1638-1649
- [21] ASME “Standard for Verification and Validation in Computational Fluid Dynamics and Heat Transfer” ASME V&V 20-2009, 7-17
- [22] 徐 瀟俊, “複数カラム浮体における渦励起運動のカラム間干渉に関する数値研究”. 東京大学(2018)修士論文.

## 謝辞

本研究を進めるにあたって、多くの方々からのご協力とご支援をいただきました。ここではお世話になった方々への感謝の意を記したいと思います。

指導教員である平林先生には懇切丁寧なご指導をいただき、誠に感謝しております。入学当初から様々な助言をいただき、研究内容だけでなく研究に対する姿勢に関しても大変貴重な助言をいただきました。また、研究生活を振り返ると、非常に多くのご迷惑をおかけしてしまったと思います。大変申し訳ありませんでした。論文の執筆に関しても最後まで親切な指導をいただきました。先生のご協力なくしてはこの論文を書き上げることはとてもできなかったと思います。本当にありがとうございました。

アドバイザー教員の多部田先生には多くの的確なアドバイスとご指摘をいただきました。研究に対する理解をより深めることができました。

合同ゼミにおいては、鈴木研究室の鈴木先生、宝谷先生、Gonçalves さんに多角的なアドバイスをいただき、非常に多くの知見を得ることができました。

研究室秘書の石渡さんには日ごろから親切にいただき、研究生活を送る上でのモチベーションを維持することができました。

先輩である豊田さんとは多くの時間を研究室でともに過ごしていただき、研究生活を送る上での態度や大学院生としての生活など、多くのことを見習わせていただきました。

同研究室の李さんには CFD の研究の先輩として、多くのことを教えていただきました。CFD に関して素人であった私に、専門知識を非常に親切にご教授いただきました。また普段、研究室で過ごす中でも話し相手になっていただくなど、大変お世話になりました。

また同期の松下君には研究室内外を問わず友人としてお世話になりました。松下君のおかげで研究生活が大変楽しいものになりました。また、南極観測隊に参加するバイタリティーなど、学生としての姿勢でも見習わせていただくところが多かったです。

また、新型コロナウイルスの影響でリモートワークが多くなったこともあり、研究室の後輩の方々に対して、直接のアドバイスや研究のサポートをする機会があまりなかったことを大変申し訳なく思っています。

最後に、大学院生活を送るにあたって多大なサポートをしていただいた家族に特別な感謝の意を表したいと思います。

2021年1月 北野雄資