

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  
平成 30 年度  
修士論文

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

(Numerical Study of Column Interference in Vortex Induced Motion  
on Multi-Column Floater)

2019 年 1 月 23 日提出

47-176636 徐 瀟俊

指導教員

鈴木英之 教授

平林紳一郎 准教授

# 目次

第1章 序論.....	1
1.1 研究背景.....	1
1.1.1 エネルギー動向.....	1
1.1.2 地球温暖化問題.....	2
1.1.3 再生可能エネルギー中の洋上風力発電.....	3
1.1.4 浮体式洋上風車.....	4
1.2 渦励起運動.....	5
1.2.1 レイノルズ数と円柱回りの流れ.....	5
1.2.2 ストローハル数と流体力.....	7
1.2.3 VIV と VIM.....	9
1.3 VIM に関する先行研究.....	10
1.4 研究目的.....	12
1.5 本論文の構成.....	12
第2章 CFD 概要と本計算までの検証.....	13
2.1 CFD 概要.....	13
2.2 支配方程式.....	14
2.2.1 連続方程式.....	14
2.2.2 運動量保存式.....	15
2.2.3 ナビエストークス方程式.....	17
2.3 有限体積法による離散.....	18
2.4 圧力-速度連成手法.....	21
2.4.1 SIMPLE 法.....	22
2.4.2 PISO 法.....	24
2.5 乱流モデル.....	27
2.5.1 RANS モデル.....	27
2.5.2 LES モデル.....	28
2.5.3 DES モデル.....	29
2.6 OpenFOAM にて本計算までの検証.....	30
2.6.1 OpenFOAM について.....	30
2.6.2 試計算の設定について.....	31
2.6.3 境界層解像度について.....	34
2.6.4 xy 平面での格子について.....	39
2.6.5 z 方向での格子について.....	42
2.6.6 時間刻みについて.....	46

2.6.7 計算領域について.....	52
第3章 単独円柱のシミュレーション.....	60
3.1 はじめに.....	60
3.2 端部あり計算における誤差評価.....	62
3.3 固定シミュレーションの考察.....	67
3.3.1 流体力に関する考察.....	68
3.3.2 側面渦について.....	72
3.3.3 死水領域について.....	74
3.3.4 端部流れについて.....	78
3.4 強制加振シミュレーションの考察.....	81
3.4.1 流体力に関する考察.....	81
3.4.2 側面渦について.....	84
3.4.3 死水領域について.....	86
3.4.4 端部流れについて.....	88
第4章 四つ円柱のシミュレーション.....	90
4.1 はじめに.....	90
4.2 固定シミュレーションの考察.....	93
4.2.1 流体力に関する考察.....	93
4.2.2 側面渦について.....	98
4.2.3 死水領域について.....	100
4.2.4 端部流れについて.....	102
4.3 強制加振シミュレーションの考察.....	103
4.3.1 流体力に関する考察.....	103
4.3.2 側面渦について.....	111
4.3.3 死水領域について.....	114
4.3.4 端部流れについて.....	115
4.3.5 カラム間隔 $S/D=3$ について.....	119
第5章 結論と今後の課題.....	120
5.1 結論.....	120
5.2 今後の課題.....	120
参考文献.....	121
謝辞.....	123
Appendix 強制加振ソルバー.....	124

## 目次

Figure 1.1 Energy consumption & world population[2].....	1
Figure 1.2 Temperature changes from 1880 to 2014[3] .....	2
Figure 1.3 Concentration of CO2 in the Atmosphere[4] .....	2
Figure 1.4 Wind power usage in the world[5] .....	3
Figure 1.5 Substructure designs from shallow to deep water[6] .....	4
Figure 1.6 Flow separation during flow over a curved surface [7] .....	5
Figure 1.7 Karman Vortex Street [9].....	7
Figure 1.8 Strouhal number for a smooth circular cylinder. [8] .....	7
Figure 1.9 Time history of Cd and Cl obtained from Drescher’s experiment. ....	8
Figure 1.10 The image of Added mass force and damping. [10] .....	8
Figure 1.11 Model of the flow around a finite height circular cylinder. [11] .....	10
Figure 1.12 Classification of flow regimes in side-by-side and tandem arrangements for stationary cylinders. [15] .....	11
Figure 2.1 Summary of elements in CFD codes, adapted from Versteeg and Malalasekera [18] .....	13
Figure 2.2 The image of a flow through a control volume. [18] .....	14
Figure 2.3 Stress components on three faces of fluid element. [18] .....	15
Figure 2.4 Stress components in the x-direction. [18] .....	16
Figure 2.5 The image of cell. [19] .....	18
Figure 2.6 The flow chart of SIMPLE algorithm. ....	23
Figure 2.7 The flow chart of PISO algorithm. ....	26
Figure 2.8 The image of turbulence model. [20].....	27
Figure 2.9 The image of LES model. [20] .....	28
Figure 2.10 The image of DSM. [20] .....	29
Figure 2.11 The image of DES model. [20] .....	29
Figure 2.12 OpenFOAM file structures. [22] .....	30
Figure 2.13 The layout of computational region. ....	31
Figure 2.14 block division on xz plane.....	32
Figure 2.15 block division on xy plane.....	33
Figure 2.16 Contour of cell size on the whole region. ....	33
Figure 2.17 The law of the wall. ....	34
Figure 2.18 Image of mesh around cylinder. ....	35
Figure 2.19 time-averaged yPlus around the cylinder. ....	35
Figure 2.20 time-averaged yPlus over degree on different circle. ....	36

Figure 2.21 time-averaged yPlus over x direction on bottom.....	37
Figure 2.22 comparison between CFD and experiment. ....	37
Figure 2.23 Comparison between different cell expansion ration on no free end condition.	39
Figure 2.24 Variation of cylinder drag coefficient with Reynolds number. [8] .....	40
Figure 2.25 Cd vs division number on one block over circle direction. ....	40
Figure 2.26 Comparison between division number 55 and 10. ....	41
Figure 2.27 Velocity magnitude on different section. ....	42
Figure 2.28 Velocity on z direction over different position. ....	43
Figure 2.29 schematic diagram of mesh on z direction. ....	43
Figure 2.30 schematic diagram of the case for determining mesh on z direction.....	44
Figure 2.31 Relationship between Cd_mean with division number on z direction. ....	45
Figure 2.32 Relationship between Cd_mean with time step. ....	48
Figure 2.33 Relationship between calculation time with time step. ....	48
Figure 2.34 Image of flow through a cell. ....	49
Figure 2.35 The distribution of cell whose Courant number is over 0.7. ....	50
Figure 2.36 The distribution of cell whose Courant number is over 0.7. ....	51
Figure 2.37 The sketch of towing experiment and computational region of CFD. ....	52
Figure 2.38 The results of different computational region.....	53
Figure 2.39 The relationship between Cd_mean and outlet distance (green data).....	54
Figure 2.40 The relationship between Cd_mean and outlet distance (blue data).....	54
Figure 2.41 Time history of Cd from different case. ....	55
Figure 2.42 Time history of hydrodynamic force coefficient (20D).....	56
Figure 2.43 Time history of hydrodynamic force coefficient (40D).....	56
Figure 2.44 Contour of different start time and cycles.....	57
Figure 2.45 Standard deviation of different cycle on different start time.....	58
Figure 2.46 Standard deviation of different cycle on different start time.....	59
Figure 2.47 Comparison between different boundary condition.....	59
Figure 3.1 sketch of computational region and cell expansion ratio on xy plane.....	60
Figure 3.2 sketch of computational region and cell expansion ratio on xz plane.....	61
Figure 3.3 The relationship between Cd_mean and the period of data.....	63
Figure 3.4 The relationship between Cl_rms and the period of data. ....	63
Figure 3.5 Cd_mean convergence analysis in terms of time step. ....	64
Figure 3.6 Cd_mean convergence analysis in terms of mesh.....	64
Figure 3.7 Cl_rms convergence analysis in terms of time step. ....	65
Figure 3.8 Cl_rms convergence analysis in terms of mesh. ....	65
Figure 3.9 Computational region and mesh distribution of 2D and 3D simulation. ....	67

Figure 3.10 Position and name of the section on single cylinder. ....	67
Figure 3.11 Time history of Cd and Cl (without edge). ....	68
Figure 3.12 Time history of Cd and Cl (with edge). ....	68
Figure 3.13 Time history of Cd and Cl (with edge). ....	69
Figure 3.14 FFT analysis of Cd and Cl (without edge). ....	70
Figure 3.15 FFT analysis of Cd and Cl (with edge). ....	70
Figure 3.16 vorticity on z2 section (without edge) ( $tU/D = 141.6$ ). ....	72
Figure 3.17 vorticity on z2 section (with edge) ( $tU/D = 28.32$ ). ....	72
Figure 3.18 vorticity on z3 section (with edge) ( $tU/D = 28.32$ ). ....	73
Figure 3.19 Time-averaged Ux on z2 section (without edge). ....	74
Figure 3.20 Time-averaged Ux on z2 section (with edge). ....	74
Figure 3.21 Time-averaged Ux on z3 section (with edge). ....	75
Figure 3.22 Time averaged velocity in x direction at $Re \approx 12600$ , $AR=2.0$ , $DR=2.0$ . [21] ....	75
Figure 3.23 Time-averaged Uz on z2 section (with edge). ....	76
Figure 3.24 Time-averaged Uz on z3 section (with edge). ....	76
Figure 3.25 Time-averaged Ux on y1 section (without edge). ....	77
Figure 3.26 Time-averaged Ux on y1 section (with edge). ....	77
Figure 3.27 Vorticity on y1 section (without edge) ( $tU/D = 138$ ). ....	78
Figure 3.28 Vorticity on y1 section (with edge) ( $tU/D = 33.12$ ). ....	78
Figure 3.29 pressure and velocity direction on y1 section (without edge). ....	79
Figure 3.30 Time-averaged pressure and velocity direction on y1 section (with edge). ....	79
Figure 3.31 Time history of Cd and Cl from forced oscillation ( $fD/U=0.3$ , $A/D=0.4$ ). ....	81
Figure 3.32 Hydrodynamic force results of CFD and experiment. ....	82
Figure 3.33 The relationship between time and step. ....	83
Figure 3.34 FFT analysis of Cd and Cl from forced oscillating simulation. ....	83
Figure 3.35 vorticity on z2 section from forced oscillating simulation ( $tU/D = 32.4$ ). ....	84
Figure 3.36 vorticity on z2 section from forced oscillating simulation ( $tU/D = 40.8$ ). ....	84
Figure 3.37 vorticity on z3 section from forced oscillating simulation ( $tU/D = 32.4$ ). ....	85
Figure 3.38 vorticity on z3 section from forced oscillating simulation ( $tU/D = 40.8$ ). ....	85
Figure 3.39 Time-averaged Ux on z2 section from forced oscillating simulation. ....	86
Figure 3.40 Time-averaged Ux on z3 section from forced oscillating simulation. ....	86
Figure 3.41 Time-averaged Uz on z3 section from forced oscillating simulation. ....	87
Figure 3.42 Time-averaged Ux on y1 section from forced oscillating simulation. ....	87
Figure 3.43 Vorticity on y1 section from forced oscillating simulation ( $tU/D = 42$ ). ....	88
Figure 3.44 Vorticity on x1 section from forced oscillating simulation ( $tU/D = 42$ ). ....	88
Figure 3.45 pressure and velocity direction on y1 section ( $tU/D = 24.72$ ). ....	89

Figure 3.46 pressure and velocity direction on y1 section ( $tU/D = 37.2$ ). .....	89
Figure 4.1 sketch of computational region and cell expansion ratio on xy plane.....	90
Figure 4.2 sketch of computational region and cell expansion ratio on xz plane.....	90
Figure 4.3 Computational region and mesh distribution of 4 cylinders simulation.....	91
Figure 4.4 Position and name of the section. ....	91
Figure 4.5 curve of $C_{damp}$ to oscillation frequency (left: $S/D=2$ , right: $S/D=3$ ). [10] .....	92
Figure 4.6 Time history of $C_d$ obtained from different cylinder on case1.....	93
Figure 4.7 Time history of $C_l$ obtained from different cylinder on case1.....	93
Figure 4.8 pressure z2 section from case1 ( $tU/D = 19.6$ ).....	94
Figure 4.9 Comparison of hydrodynamic force on different case.....	95
Figure 4.10 FFT analysis of $C_d$ and $C_l$ on cylinder B (front).....	97
Figure 4.11 FFT analysis of $C_d$ and $C_l$ on cylinder A (rear). ....	97
Figure 4.12 vorticity on z2 section from case1 ( $tU/D = 38.4$ ).....	98
Figure 4.13 vorticity on z3 section from case1 ( $tU/D = 38.4$ ).....	98
Figure 4.14 time-averaged vorticity on z2 section from case1.....	99
Figure 4.15 time-averaged vorticity on z3 section from case1.....	99
Figure 4.16 Time-averaged $U_x$ on z2 section from case1.....	100
Figure 4.17 Time-averaged $U_x$ on z3section from case1.....	100
Figure 4.18 Time-averaged pressure on z2 section from case1.....	101
Figure 4.19 Time-averaged pressure on z3 section from case1.....	101
Figure 4.20 Vorticity on y1 section from case1 ( $tU/D = 41.52$ ).....	102
Figure 4.21 Time-averaged pressure and velocity direction on y1 section from case1. ....	102
Figure 4.22 Time history of $C_d$ obtained from different cylinder on case2.....	103
Figure 4.23 Time history of $C_l$ obtained from different cylinder on case2.....	103
Figure 4.24 Time history of $C_d$ obtained from different cylinder on case3.....	104
Figure 4.25 Time history of $C_l$ obtained from different cylinder on case3.....	104
Figure 4.26 Time history of $C_d$ obtained from different cylinder on case4.....	105
Figure 4.27 Time history of $C_l$ obtained from different cylinder on case4.....	105
Figure 4.28 Time history of hydrodynamic force obtained from cylinder A on case5.....	106
Figure 4.29 $C_{d\_mean}$ vs $f_{osc}D/U$ on experiment and CFD.....	108
Figure 4.30 $C_{l\_rms}$ vs $f_{osc}D/U$ on experiment and CFD. ....	108
Figure 4.31 FFT analysis of $C_d$ and $C_l$ on cylinder B (front) obtained from case2.....	109
Figure 4.32 FFT analysis of $C_d$ and $C_l$ on cylinder A (rear) obtained from case2. ....	109
Figure 4.33 FFT analysis of $C_d$ and $C_l$ on cylinder B (front) obtained from case4.....	110
Figure 4.34 Time-averaged $V_z$ on z2 section from case2. ....	111
Figure 4.35 Time-averaged $V_z$ on z2 section from case4. ....	111

Figure 4.36 Vorticity on z2 section from case 2 ( $fosc^*t = 5.0112$ ).....	112
Figure 4.37 Vorticity on z2 section from case 4 ( $fosc^*t = 3.9936$ ).....	112
Figure 4.38 Pressure on z2 section from case 2 ( $fosc^*t = 5.0112$ ).....	113
Figure 4.39 Pressure on z2 section from case 4 ( $fosc^*t = 3.9936$ ).....	113
Figure 4.40 Time-averaged Ux on z2 section from case2.....	114
Figure 4.41 Time-averaged Ux on z2 section from case4.....	114
Figure 4.42 Vorticity on x3 section from case 2 ( $fosc^*t = 5.0112$ ).....	115
Figure 4.43 Vorticity on x9 section from case 2 ( $fosc^*t = 5.0112$ ).....	115
Figure 4.44 Vorticity on x3 section from case 4 ( $fosc^*t = 3.9936$ ).....	116
Figure 4.45 Vorticity on x9 section from case 4 ( $fosc^*t = 3.9936$ ).....	116
Figure 4.46 Time-averaged Vorticity on x3 section from case 2 .....	117
Figure 4.47 Time-averaged Vorticity on x9 section from case 2 .....	117
Figure 4.48 Time-averaged Vorticity on x3 section from case6 .....	118
Figure 4.49 Time-averaged Vorticity on x9 section from case 6 .....	118
Figure 4.50 Velocity on z2 section from case 5 ( $fosc^*t = 0.8928$ ).....	119
Figure 4.51 Velocity on z2 section from case 5 ( $fosc^*t = 0.8928$ ).....	119

## 表目次

Table 1.1 Merit and demerit of offshore wind turbine .....	3
Table 1.2 Flow regime around smooth, circular cylinder in steady current [8] .....	6
Table 1.3 comparison between VIV and VIM .....	9
Table 2.1 Boundary condition .....	31
Table 2.2 Parameter for the simulation .....	32
Table 2.3 Result for z direction test.....	44
Table 2.4 Result for time step test.....	47
Table 2.5 Results on different point from the selected cell .....	50
Table 2.6 Results on different inlet boundary distance .....	52
Table 2.7 Results on different outlet boundary distance .....	53
Table 2.8 Results on different start time and different cycles .....	57
Table 2.9 Results of different outlet distance on different cycles.....	58
Table 3.1 Boundary condition for fixed simulation .....	60
Table 3.2 Boundary condition for forced oscillation simulation.....	61
Table 3.3 Space discretization and time discretization .....	62
Table 3.4 Hydrodynamic force results of without edge and with edge.....	69
Table 3.5 Hydrodynamic force results of CFD and experiment.....	81
Table 4.1 Case setting and naming.....	92
Table 4.2 Hydrodynamic force results of CFD and experiment.....	94
Table 4.3 Hydrodynamic force results of CFD and experiment on forced oscillation case.	107
Table 4.4 Hydrodynamic force results of CFD and experiment on forced oscillation case.	110

# 第1章 序論

## 1.1 研究背景

### 1.1.1 エネルギー動向

人体の生命活動を維持すると同じように、社会の発展と人類生活の改善にもエネルギーが不可欠である。防寒の服を作る工場、料理するに使うコンロ、家を建てるに使う機器、大陸間までの移動を可能にする飛行機などから恩恵を受けているが、その裏にエネルギーが動いている。人類社会の発展にはエネルギー利用の高度化と多様化が伴ってきた。

18世紀に起きた産業革命は、石炭をエネルギー源とする蒸気機関が利用され、工業化の進展に伴いエネルギー消費量が急速に増加するとともにエネルギーの用途も広がった。これによって社会の生産力が上昇し、人類の生活水準も向上した。20世紀中頃に入り、石炭の代わりに使い勝手の良い石油が利用用途を拡大し、メインなエネルギー源として地位を固めた。いわゆる流体革命である。それにより、工場や輸送機器の燃料だけではなく、発電用の燃料と暖房用の燃料や化学製品の燃料として石油が大量に消費されるようになった。エネルギー消費量の増大と利用用途の拡大により、さらなる社会の生産力があがり、それに従い、生活水準も向上するので、人口も急速に増加する。また人口の増加によりさらなるエネルギーに対する需要も上がると考えられる。

平成29年度エネルギーに関する年次報告(エネルギー白書2018)[1]によると、世界の一次エネルギー消費量は、2016年から2030年にかけて年平均1.2%～1.8%で拡大する見込みで、各機関は2016年に対し2030年は約1.2倍～1.3倍に拡大し、石油換算で約157～172億トンになると予測されている。エネルギー別で見ると、最も増加するのは再生可能エネルギーであり、全てのエネルギー機関は風力、太陽光を中心に再生可能エネルギーの消費量が大きく伸びると予測している。

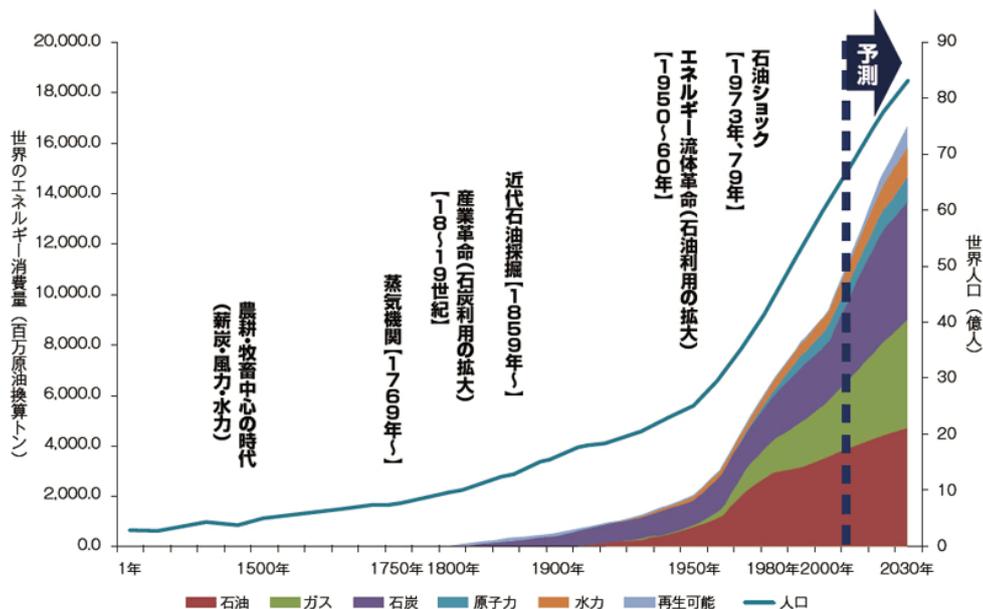


Figure 1.1 Energy consumption & world population[2]

### 1.1.2 地球温暖化問題

地球が温暖化になりつつある。それは人類の活動によるものか自然の変動なのか要因がさまざま考えられるが、IPCC(気候変動に関する政府間パネル)の調査により、産業革命の始まりから世界的に温度が急速に上がってきたことが指摘されている。そして、地球温暖化による環境や人類生活への影響が懸念されている、Fig. 1.2は1880年から2014までのNASA、NOAA、日本の気象庁やイギリスのMOHCが収集したデータによる作成されている図である。各機関のデータは多少ずれがあるが、波の山と谷が一致しているほかに、だんだん温暖化が加速していることがわかる。

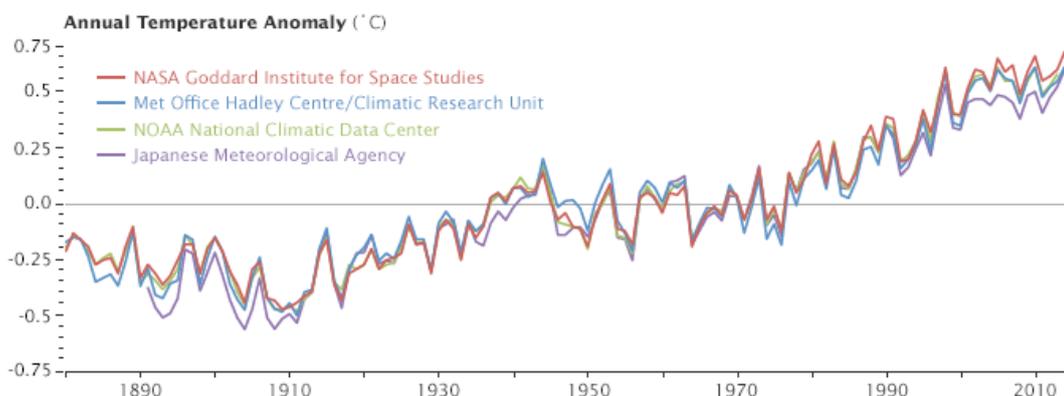


Figure 1.2 Temperature changes from 1880 to 2014[3]

さらに、温暖化の要因は二酸化炭素などの温室効果ガスの増加にあると思われる。産業革命以来、エネルギー源として消費されてきた石炭や石油などの化石燃料の燃焼による二酸化炭素が増加している一方、森林伐採などによる二酸化炭素の吸収源が減少している。その結果、Fig. 1.3が示しているように二酸化炭素が年々上がってきた。

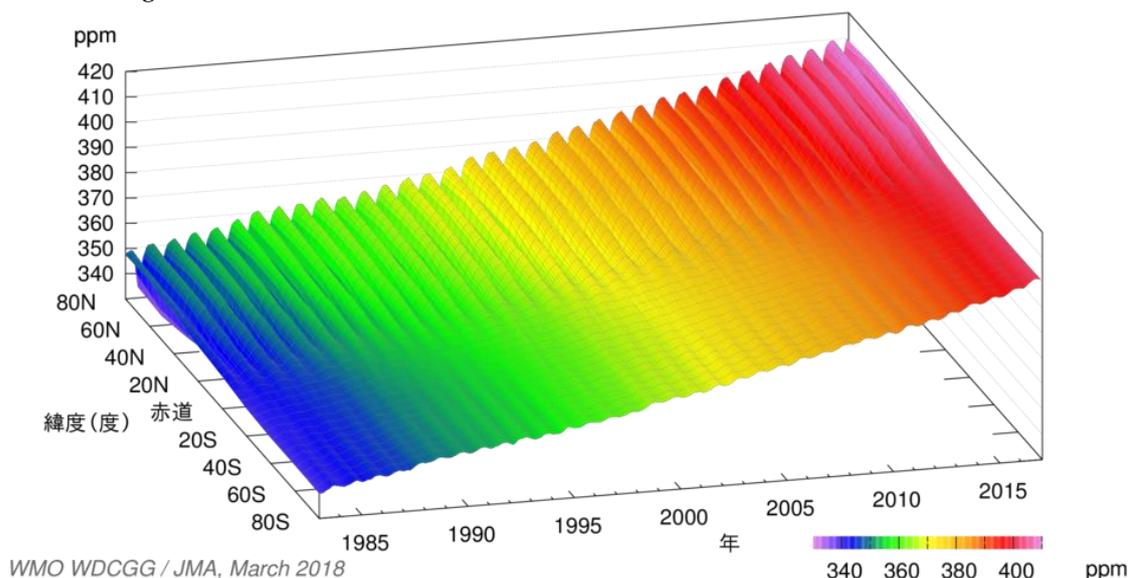


Figure 1.3 Concentration of CO2 in the Atmosphere[4]

### 1.1.3 再生可能エネルギー中の洋上風力発電

人類社会の発展に急速に需要が高まるエネルギーをどう供給するかというエネルギー問題、化石燃料の消費とともに放出される二酸化炭素などによる起こされる環境問題が存在する背景において、再生可能エネルギーが注目を集めている。風力発電は再生可能エネルギーの中でもコストが低いものであり事業化が相対的に容易であるため、世界の風力発電設備容量は近年急速に増加し、Fig. 1.4 が示しているように、2017 年までは累積 539123 [MW] まで達している。そして、風力発電は海上での発電も可能であるため、洋上風力発電は広大な海を発電所に変えることができ、風力発電は再生可能エネルギーの中で最も伸びる分野だと思われる。



Figure 1.4 Wind power usage in the world[5]

海上では障害物が存在しないため、安定した強い恒常風が吹き、理論上は陸上風力発電より効率がよいと思われるが、今の段階では経済的に陸上よりコストが高いことで、陸上風力発電ほど普及していない。これまでの洋上風力発電に関する報告により、そのメリットとデメリットは Table 1.1 のようにまとめられる。

Table 1.1 Merit and demerit of offshore wind turbine

Merit	Demerit
<b>風況の良さ:</b> 洋上の風が陸上のそれよりつよく、乱れが少ないため、設備の利用率を高く保つことが可能である。	<b>設備コストの高さ:</b> 洋上風力タービンはより多くの設備投資を必要とする一方、洋上風力特有の支持構造物が必要のため、コストが上がる。
<b>大型風車の運搬と敷設が容易:</b> 陸上のように道路の制限を受けることがなく、大型風車の運搬が比較的容易である。	<b>メンテナンスの難しさ:</b> 陸上に比べて、洋上風車にアクセスが比較的難しいので、故障したときの修理は困難を増している。
<b>騒音や景観問題のクリア:</b> 居住区から遠いところに設置されているので、陸上風車で問題となっている視覚や騒音公害を避けられる。	<b>初期設計の難化:</b> 風を受ける以外に、波や海流に影響も受けているので、安全性と機能性ともに優れたモデルを設計するのは困難である。

### 1.1.4 浮体式洋上風車

現在、洋上風力発電はヨーロッパでは相当普及している。なぜなら、北海の半分以上は水深が 50m と 220m の間で、風力発電には恵まれた海底地形を有している。経済性の制限で水深の違いによりそれに適する風車の形態が違ってくる。ヨーロッパで導入されている洋上風力発電システムはほとんど 20m 以下の浅海域に設置されている着床式である。着床式は水深 30m までは経済的だと考えられている。それより深くなると強度と施工面のことから、トライポットという三脚式が有利な基礎構造となる。さらに、水深が 60m を超えると、浮体式の支持構造がより経済的となる。Fig. 1.5 が洋上風車の形態と水深の関係を示している。

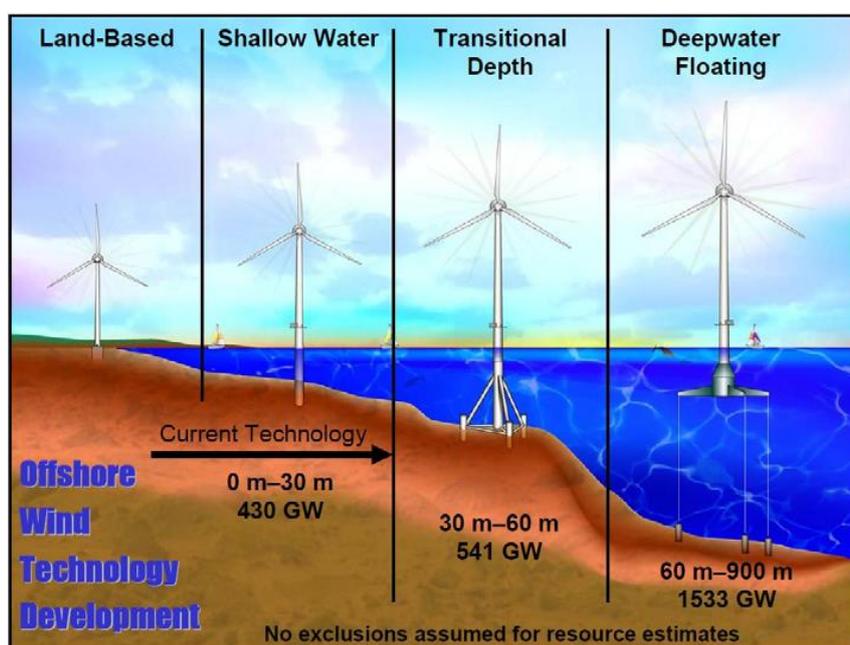


Figure 1.5 Substructure designs from shallow to deep water[6]

ヨーロッパに比べて、日本は岸から離れるにしたがって急激に水深が増すという地理的な特徴があるため、ヨーロッパの事情に適する着床式の洋上風車をそのまま移植することができなく、浮体式洋上風車の開発が進められている。しかし、長い海岸線を持っているゆえに、世界 6 位の排他的経済水域を持っており、洋上風力発電のポテンシャルが膨大である。アメリカの NREL の調査により、日本は洋上風力発電分野において 500GW のポテンシャルを持っており、深水域(水深が 60m より深いところ)でのポテンシャルがその中の 80%を示している。

浮体式洋上風車は形態がいくつかあるが、どんな形態でも風車を支える浮体と位置保持のための係留索がある。その構成ゆえに、風車の部分から受ける風の影響のほかに、浮体部や係留索から受ける波、海流、潮流などの影響が存在する。それらの影響により浮体式洋上風車は複雑な挙動を示す。さらに、浮体の運動により、流体がその影響を受け、さらなる複雑な挙動を励起する。いわゆる流体—構造連成問題である。

## 1.2 渦励起運動

### 1.2.1 レイノルズ数と円柱回りの流れ

レイノルズ数は流体力学において慣性力と粘性力との比で、円柱回りの流れにおいては以下のように定義されてる無次元量である。

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

Re 数は層流や乱流のように異なる流れ領域の特徴づけるために使われる。レイノルズ数が低いとき流体の粘性が支配的であるため、滑らかで安定している層流が特徴で、レイノルズ数が大きい場合、慣性力が支配的であるため、渦や不安定な乱流が特徴である。

円柱回りの流れにおいて、円柱表面では粘性による摩擦が生じ、流れの速度は下流に向かうにつれて遅くなる。その結果、上流より下流の圧力が高い場合、流れが進みづらくなり、Fig. 1.6 が示しているように円柱の表面から離れていくことがある。これを剥離といい、流れが剥離した位置のことを剥離点という。また、特定の条件下では剥離した流れが再度平面に従って流れることもある。いわゆる再付着現象である。

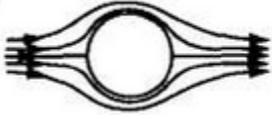
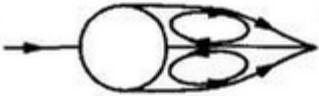
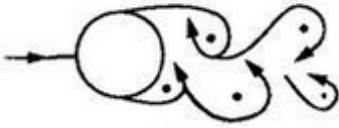
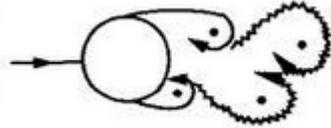
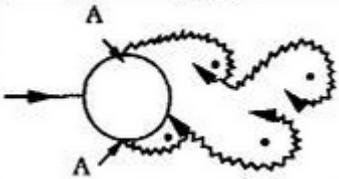
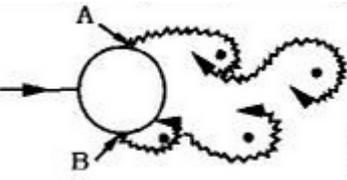
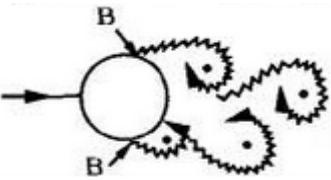
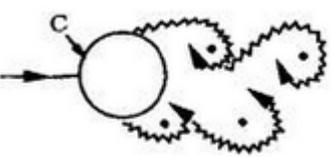
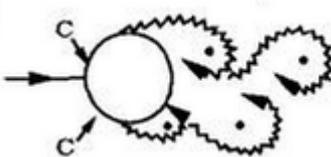


Figure 1.6 Flow separation during flow over a curved surface [7]

Re 数の変化によって、円柱回りの流れにおいて剥離現象が起きて、渦が放出されることわかる。そして、レイノルズ数と円柱回りの流れの様子が Table. 1.2 のようにまとめられる。

レイノルズ数が小さいとき ( $\text{Re} < 5$ ) に、剥離が起こらずに流れ線は前後左右でほとんど対称になっている。  $5 < \text{Re} < 40$  の場合は、慣性力の影響が強まり、円柱の後方のよどみ点近くに剥離が現れ、流れと平行な円の中心を通る線に対し上下対称の双子渦が発生する。さらに、  $40 < \text{Re} < 200$  の場合は、剥離点は円柱の後面側の前方に移動し、今までは流線が定常流れであるものが波打ち始め、円柱表面の下流側の上下2点から渦が相互に周期的に放出され、非定常流れになる。渦の列は流れに垂直方向に広がり、層流が保たれる。このような渦の放出を後流渦といい、下流に規則正しく形成された2本の渦列をカルマン渦列という。  $200 < \text{Re} < 3.5 \times 10^5$  の場合では、流れは円柱表面で層流剥離し、渦列は乱流に遷移して発達する。レイノルズ数の増加とともに、剥離点は円柱の前方にさらに移動する。この領域では規則的な渦が形成される。  $3.5 \times 10^5 < \text{Re} < 4 \times 10^6$  は遷移領域で、円柱表面の流れは層流から乱流に移行し、渦列の幅も狭くなり、かつ渦の形成も弱くなる。さらに、レイノルズ数が  $4 \times 10^6$  を超えると、流れは円柱表面で乱れて、円柱表面の剥離点は、層流剥離に比べてかなり円柱の後方に移動する。いわゆる乱流剥離である。

Table 1.2 Flow regime around smooth, circular cylinder in steady current [8]

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

## 1.2.2 ストローハル数と流体力

レイノルズ数が慣性力と粘性力の比例を表しているに対し、ストローハル数(St)はカルマン渦列 Fig.1.7 のように周期的に変動する非定常な流れでは時間変化による慣性力と移動場所による慣性力の比を表す無次元数である。それは以下のように定義されている。

$$St = \frac{fD}{U} \quad (1.2)$$

式(1.2)中で、f: 流れの変動の周波数、D: 円柱においては直径、U: 平均流速などの代表速度。そして、fD は時間項を表すに対し、U は対流項を表している。

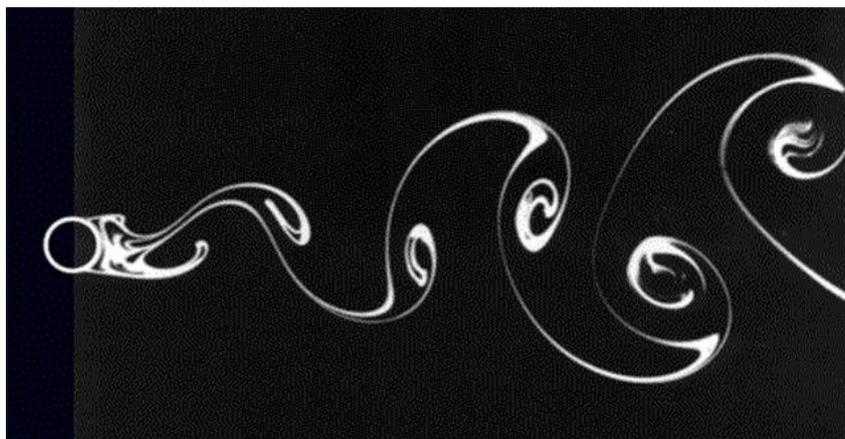


Figure 1.7 Karman Vortex Street [9]

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と関係が Fig.1.8 のようにまとめられている。

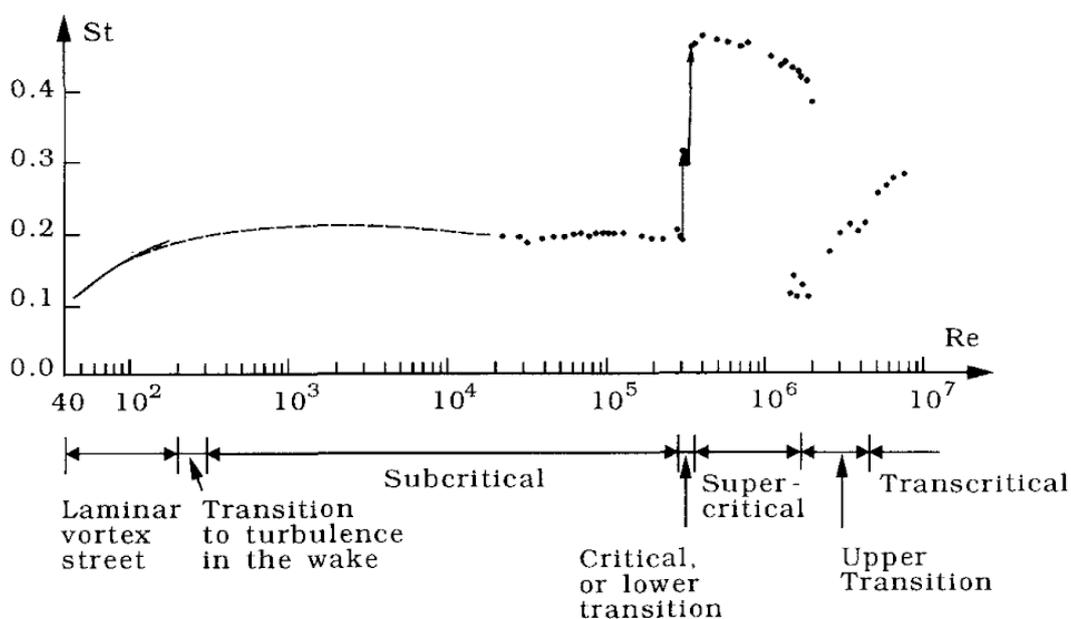


Figure 1.8 Strouhal number for a smooth circular cylinder. [8]

渦の放出により円柱表面の圧力分布が周期的に変化するゆえに、円柱に作用する周期的に変化する流体力が生じるわけである。ここでその流体力を表現する二つの方法を説明する。

一つ目は、円柱に作用している流体力を in-line 方向の抗力(Drag)と cross 方向の揚力(Lift)に分ける方法である。さらに、スケールの違うケースが比較できるように、その力を無次元化して、式(1.3)の示しているように抗力係数(Cd)と揚力係数(Cl)が定義できる。

$$C_d = \frac{F_{Drag}}{\frac{1}{2}\rho DU^2} \qquad C_l = \frac{F_{Lift}}{\frac{1}{2}\rho DU^2} \qquad (1.3)$$

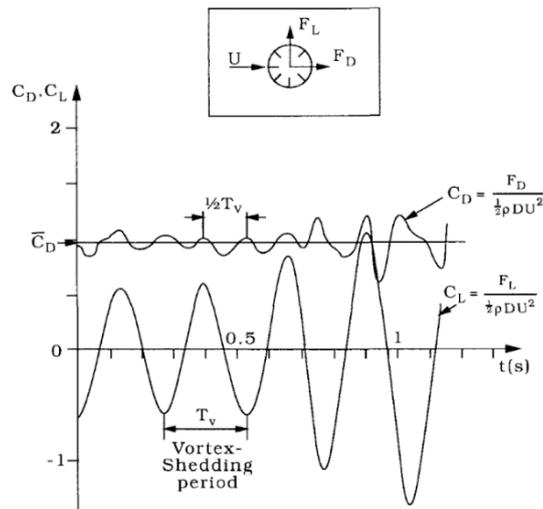


Figure 1.9 Time history of  $C_d$  and  $C_l$  obtained from Drescher's experiment.

$Re=1.1 \times 10^4$ ,  $D = 8\text{cm}$ , and  $U = 1.53\text{m/s}$ [8]

Fig.1.9 から、 $C_l$  は渦放出と同じ周期をもっているに対し、 $C_d$  はその 1/2 の周期をもっていることがわかる。これは円柱のどちら側に渦が放出されても抗力においては同じ効果を起こすからである。

前述の垂直している二つの方向に分解するほかに、位相で分解する方法もある。つまり、変位に比例する成分と速度に比例する成分に分解することができ、それぞれを付加質量力(Added mass force)と減衰力(Damping)と呼ばれる。Fig.2.0 がそのイメージを示している

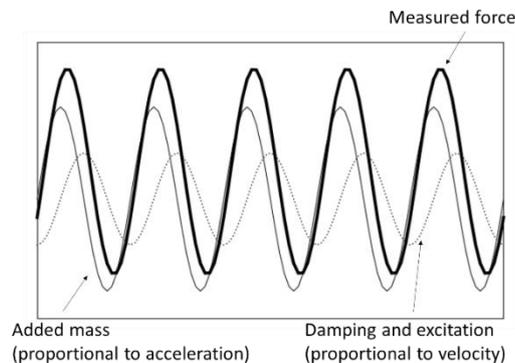


Figure 1.10 The image of Added mass force and damping. [10]

### 1.2.3 VIV と VIM

前節では渦の放出により円柱に流れ方向(in line 方向)の抗力とそれに垂直する方向(cross 方向)の揚力が生じると説明した。その現象は海洋構造物において多発している。そして、渦の放出による生じる流体力はさらに構造物の振動を起こす。Aspect ratio などの違いにより、この振動現象を Vortex-Induced Motion(VIM)と Vortex-Induced Vibration(VIV)と分けられている。この二つの現象は明確な分ける基準がないだが、大まかに Table.1.3 のようにまとめられる。

Table 1.3 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

VIM の特徴の一つ目は Aspect ratio において小さいことである。掘削ライザーや海底ケーブルのような細長い構造物に起こるその振動現象が VIV とよばれ、Aspect ratio の小さい浮体のほうに起きるその振動現象が VIM と呼ばれる。

二つ目はライザーのように自身が持っている弾性力が復元力を提供するのに対し、VIM 現象においては Aspect ratio が小さいため、弾性が現れにくく、外力が復元力を提供する。浮体においては係留システムが復元力を提供する。

三つ目は、Aspect ratio が小さいため、割合的に Free end と自由表面の影響が増大する。

浮体式洋上風車の設置に際し、浮体位置保持のための係留が用いられるが、風・海流・潮流の影響により係留索には常に張力が働いており、さらに波の影響により周期的に張力が生じる。その状態で VIM が生じた場合、係留索に更なる繰りかえし荷重が加わり、疲労により係留索の寿命が低下することが懸念されている。浮体式洋上風車の耐用年数は約 20 年と言われているが、コスト面等の制約から、その間の係留索交換は行われなことが望ましい。したがって、耐用年数に耐える合理的な係留索および浮体を設計するため、VIM を含む浮体運動を正確に予測する手法が求められている。

しかし、API (American Petroleum Institute) の海洋構造物関係基準において、浮体の係留に対する VIM 現象の影響は定量的には見積もられておらず、対応は明確にされていない。VIV が工学的な多岐の分野で確認され、研究が進められてきたのに比べて、VIM に関する知見がまだ少ない。

### 1.3 VIM に関する先行研究

前節で説明したように、VIM 現象の最大特徴は低 Aspect ratio である。Kawamura et al. [11] は Aspect ratio 1 から 8 までの平板上円柱周りの流体計測を行ない、端部から Trailing vortex という渦の放出を実験で確認した。さらに、Fig.1.11 の示しているように、Aspect ratio の減少により Trailing vortex の影響が増し、一定より小さくなると、側面から放出された Karman vortex が Trailing vortex に支配され消失してしまうことも発見された。

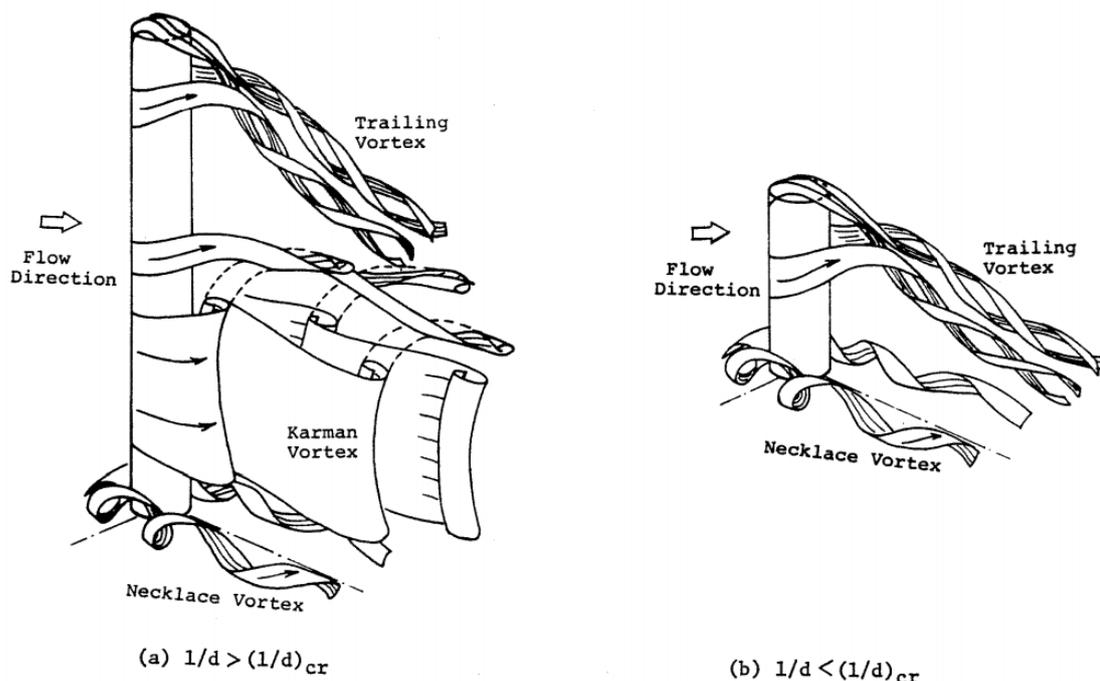


Figure 1.11 Model of the flow around a finite height circular cylinder. [11]

そして、端部から流体力への影響として、Wang et al [13] と Rosetti et al [13] が端部の存在によって抗力が低下したことを示した。Wang が平板上円柱周りの実験で、有限長さの円柱は 2D (無限長さ) に比べて、抗力係数 ( $C_d$ ) が小さいことを発見した。さらに、Aspect ratio が小さくなるにつれて、抗力係数が小さくなると指摘した。Rosetti の半没水円筒の実験からも端部の存在によって抗力が低下したことが発見されたため、VIM 現象においても抗力の減少が生じることが思われる。

実際の海洋構造物は単独円柱のような単純な形をしている例が少ない。複数の円柱になる現象がもっと複雑になり円柱間の干渉が起こりうる。Zhou [14] は 2 円柱の干渉についてレビュー論文をまとめており、二つの円柱の距離や角度により、渦の放出パターンや流体力が違ってくることがまとめていた。そして、Zdravkovich [15] により、二つの円柱の干渉程度により、 $L^* - T^*$  平面は Fig.1.12 のように分けられる。

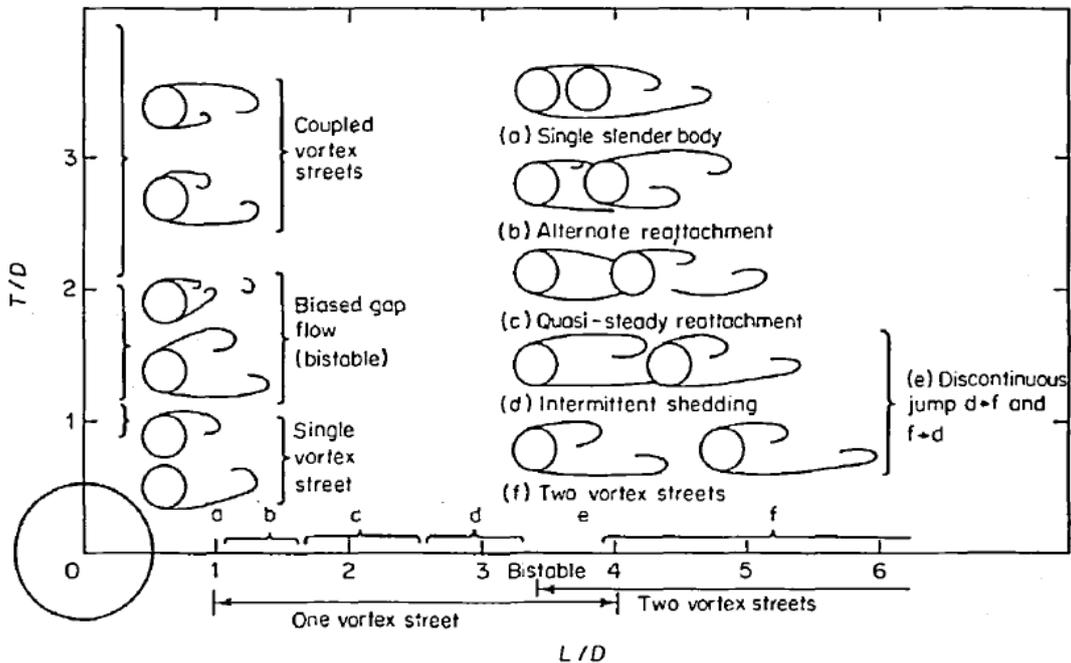


Figure 1.12 Classification of flow regimes in side-by-side and tandem arrangements for stationary cylinders. [15]

複数カラムを有する浮体における VIM 現象について、藤原[16]は、セミサブ浮体の曳航実験を行なって、VIM 振幅に関してカラム間現象を確認した。さらに、カラム間距離が小さいときは単独カラムの VIM 振幅の概ね 60%になると述べていた。

橋浦[17]は 4 本のカラムを正方形型に配置した浮体において、各カラムに作用する流体力と浮体の VIM 挙動の関連性に関して VIM 自由振動実験と CFD で解明を試みた。実験を通じて、後方カラムの平均抗力および揚力変動は前方に比べて抑制されていることやカラム間距離が短いと前方カラムの平均抗力が大きく出ているなどの干渉現象を確認した。そして、CFD を用いて、二つの固定円柱回りの流場をシミュレーションし、流れの端部あり性やそれによる抗力・揚力の変化と Aspect ratio および端部影響の定性的な傾向の再現を確認した。

VIM 現象を予測する方法として、強制加振実験があげられる。椎葉[10]は流体力実験による揚力モデル法を用いて、VIM が発生したときに浮体に作用する流体力を計測し、さらにモデル揚力法から得られた流体力関数を用いて、浮体の振動方程式を解くことで、Aspect ratio 1.5 で  $Re\ 75000$  の簡易セミサブ浮体の VIM 現象を予測できた。

実験で複数カラムからなる浮体のカラム間現象の定性的な確認や条件が限られた場合の浮体の VIM 振幅の予測ができたが、実際カラム干渉がどのように起きているのか、そして、それが流体力へどんな影響を与えるのかがまだ解明されていない。

## 1.4 研究目的

本研究では、4本のカラムを正方形に配置した浮体が強制加振させられた時にカラム間渦の干渉と流体力にどのような関連性があるのかを解明することを目的とする。

その目的を達成するため、以下の流れで研究を進めてきた。

- 固定単独円柱において、計算領域と格子や時間刻みの検証をし、CFD v&v を通じて、流体解析の信頼性を検証する。
- 強制加振実験をシミュレーションできるように、OpenFOAM のソルバーを修正し、その信頼性を検証する。
- 強制加振実験からいくつか特別なケースをピックアップし、その設定に合わせてシミュレーションし、得られた流場の情報を用いて、カラム間干渉やそれと流体力の関係を分析する。

## 1.5 本論文の構成

本論文は5章で構成されている。

本章では、研究背景と研究目的を説明した。

第2章では、CFDの基礎知識と本研究で使う熱流体解析ソルトであるOpenFOAMに関する簡単に説明する。そして、本計算までの試計算について説明する。

第3章では、単独円柱の固定や強制加振のシミュレーションを行ない、比較・考察を行なう。

第4章では、正方形に配置した4本の円柱の固定や強制加振のシミュレーションを行ない、比較・考察を行なう。

第5章では、本研究を統括し、今後の課題について検討する。

## 第2章 CFD 概要と本計算までの検証

### 2.1 CFD 概要

車などの設計の詳細化や解析の高精度化に伴い、流体解析への関心が高まっている。Ansys Fluent などの商用ソフトウェア以外に、OpenFOAM のようなオープンソースの熱流体解析ソフトも使えるようになった。さらに、ハードウェア環境の飛躍的な進歩により計算機の計算パワーが急速に上がってきたおかげで、解析の時間コストが下がってきた。

CFD のソフトウェアはいろいろあるが、どんなコードでも必ず Fig.2.1 が示しているように、前処理、解析、後処理という三つの過程がある。

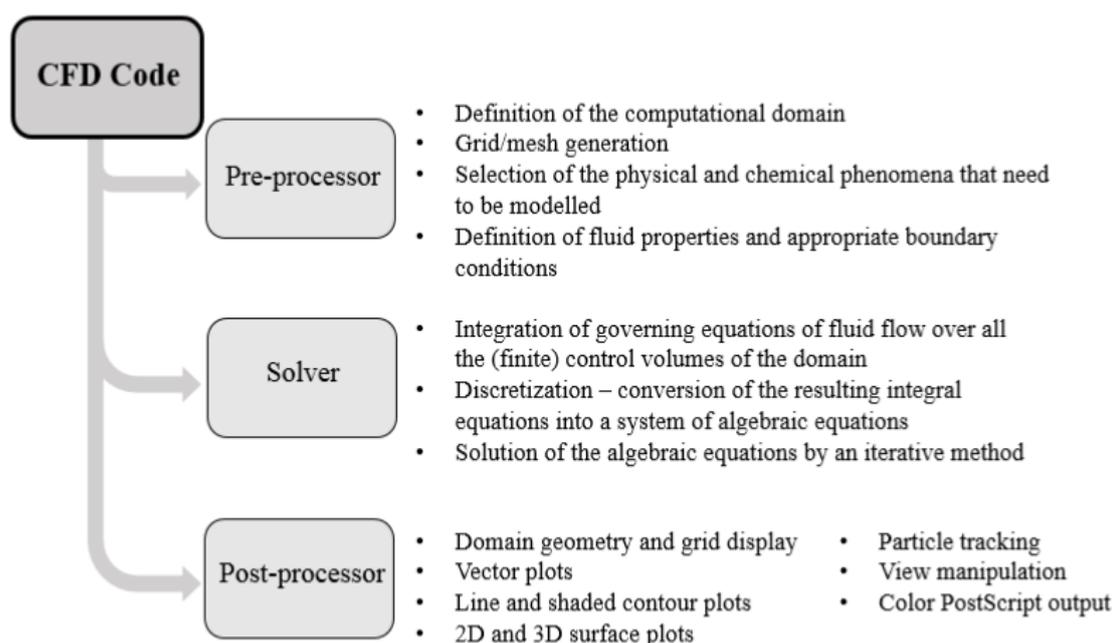


Figure 2.1 Summary of elements in CFD codes, adapted from Versteeg and Malalasekera [18]

流体に関する研究においては実験と CFD は車の両輪のような関係である。実験は間違えて行われなければ信頼できるデータが得られる。CFD では計算領域のすべての情報が得られる。そして、デメリットとしては、実験は使われたセンサーから有限な情報しか得られないだけでなく、コストや実験設備の制限を受けていることがあげられる。そして、CFD はあくまでもいろいろなモデルを使っているシミュレーションなので、その結果が現実にあっているかどうかという信頼性問題が常に存在する。その故に両方を合わせて、実験のデータで CFD の結果を検証し、CFD で得られた流場情報で実験結果を説明し、相互補完することが望まれる。

本章は非圧縮流体の CFD 計算に扱われる支配方程式、方程式を特に使われるアルゴリズムと乱流モデルに関して説明する。そして、本研究で使った OpenFOAM の紹介や本計算までの試計算での検証も説明する。

## 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、三つの速度と圧力を求めるため、4つの方程式が必要になるわけである。ここで、それらの支配方程式を説明する。ただし、本研究が扱っている円柱周りの流れ問題には熱移動が微小なため、エネルギー保存式の説明を省略する。

### 2.2.1 連続方程式

流体が流れるとき、合流や分岐がないかぎり、途中で質量が増えたり減ったりすることがない。すなわち、質量保存の法則が成り立つ。Fig.2.1 のような流れが微小体積を流れすぎると仮定する。

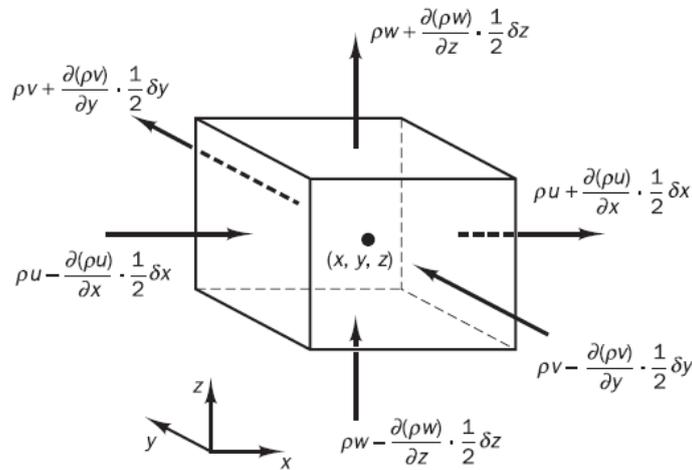


Figure 2.2 The image of a flow through a control volume. [18]

X 方向において、流量の変化は

$$\Delta Q_x = \left( \rho u - \frac{1}{2} \frac{\partial \rho u}{\partial x} dx \right) dy dz - \left( \rho u + \frac{1}{2} \frac{\partial \rho u}{\partial x} dx \right) dy dz = - \frac{\partial \rho u}{\partial x} dx dy dz \quad (2.1)$$

となる。同じように y 方向と z 方向においては

$$\Delta Q_y = - \frac{\partial \rho v}{\partial y} dx dy dz \quad (2.2)$$

$$\Delta Q_z = - \frac{\partial \rho w}{\partial z} dx dy dz \quad (2.3)$$

と求められる。

そして、質量保存の法則により、

$$\Delta Q_x + \Delta Q_y + \Delta Q_z = \frac{\partial \rho}{\partial t} dx dy dz \quad (2.4)$$

つまり、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (2.5)$$

これで、連続方程式が求まった。そして、非圧縮流体においては密度が一定であるため、連続の式は以下のように書ける。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.6)$$

### 2.2.2 運動量保存式

質量保存以外に、運動量も保存する。運動量保存の本質はニュートンの第二法則が述べている。速度と同じ、運動量もベクトルで大きさをもっている。つまり、独立しているシステムは外力がない限り運動量が保存する。Fig.2.3 は流体粒子を受ける粘性応力を示している。 $\tau_{ij}$  は  $i$  方向の法線を持つ面において  $j$  方向の粘性応力成分を表している

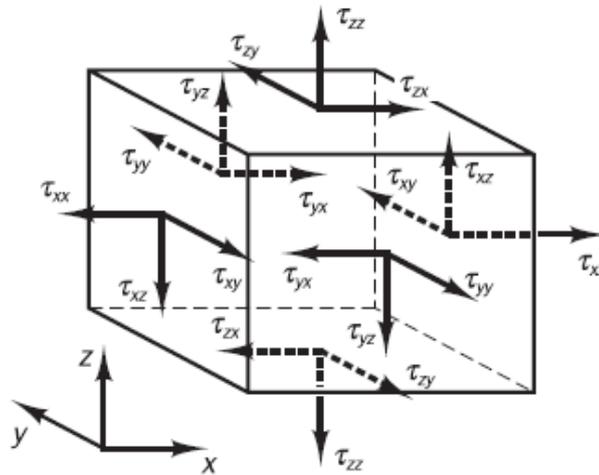


Figure 2.3 Stress components on three faces of fluid element. [18]

$x, y, z$  方向においてそれぞれの運動量変化は式(2.6)で表せる

$$\rho \frac{Du}{Dt} \quad \rho \frac{Dv}{Dt} \quad \rho \frac{Dw}{Dt} \quad (2.7)$$

次に x 方向において力の解析を行なう。Fig.2.4 は x 方向における力を示している。

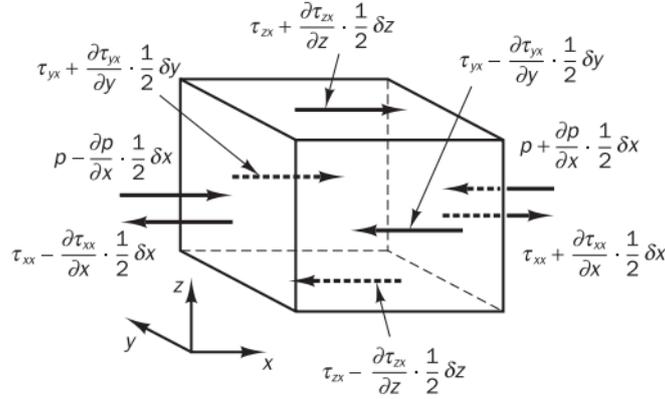


Figure 2.4 Stress components in the x-direction. [18]

それで、左右の面を合わせると

$$\begin{aligned} & \left[ \left( p - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{1}{2} \delta x \right) - \left( \tau_{xx} - \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} \frac{1}{2} \delta x \right) \right] \delta y \delta z \\ & + \left[ - \left( p + \frac{\partial p}{\partial x} \frac{1}{2} \delta x \right) + \left( \tau_{xx} - \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} \frac{1}{2} \delta x \right) \right] \delta y \delta z \\ & = \left( - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} \right) \delta x \delta y \delta z \end{aligned} \quad (2.8)$$

同じように前後の面、そして上下の面における力を合わせて

$$\frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} \delta x \delta y \delta z \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \delta x \delta y \delta z \quad (2.10)$$

(2.7)(2.8)(2.9)を合わせて体積を割り、x 方向に受ける面積力が求められる。そのうえで体積力を  $S_{mx}$  と表示して、x 方向において運動量保存の式が求められる。

$$\rho \frac{Du}{Dt} = \frac{\partial(-p + \tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + S_{mx} \quad (2.11)$$

同じように、y、z 方向においては

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial(-p + \tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + S_{my} \quad (2.12)$$

$$\rho \frac{Dw}{Dt} = \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial(-p + \tau_{zz})}{\partial z} + S_{mz} \quad (2.13)$$

例を挙げて体積力を説明すると、重力であったら、 $S_{mx} = 0$ ,  $S_{my} = 0$ で、 $S_{mz} = -pg$ で表される。

### 2.2.3 ナビエーストークス方程式

前節では流体粒子においてニュートン第二法則の式を導いたが、粘性応力 $\tau_{ij}$ は依然として未知のままである。ニュートン流体は粘性応力が変形に比例し、次の式で表せる。

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} + \lambda \operatorname{div} \mathbf{u} & \tau_{yy} &= 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} + \lambda \operatorname{div} \mathbf{u} & \tau_{zz} &= 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} + \lambda \operatorname{div} \mathbf{u} \\ \tau_{xy} = \tau_{yx} &= \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) & \tau_{xz} = \tau_{zx} &= \mu \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) & \tau_{yz} = \tau_{zy} &= \mu \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (2.14)$$

非圧縮流体の場合は質量保存により  $\operatorname{div} \mathbf{u} = 0$  で、そして、(2.10)を前節で求められた運動量保存方程式に代入し、次の非圧縮流体の各方向におけるナビエーストークス方程式が得られる。

$$\rho \frac{Du}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \operatorname{div}(\mu \nabla u) + S_{Mx} \quad (2.15)$$

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \operatorname{div}(\mu \nabla v) + S_{My} \quad (2.16)$$

$$\rho \frac{Dw}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \operatorname{div}(\mu \nabla w) + S_{Mz} \quad (2.17)$$

### 2.3 有限体積法による離散

主流な CFD ソフトウェアは有限体積法を用いて離散化を行なっている。有限体積法はコントロールボリューム法とも呼ばれ、連続体の偏微分方程式を離散化して解く手法の一つである。連続体を Fig.2.5 が示しているコントロールボリュームあるいはセルとも呼ばれる多面体で分割し、方程式をセルの体積積分の形で表す。

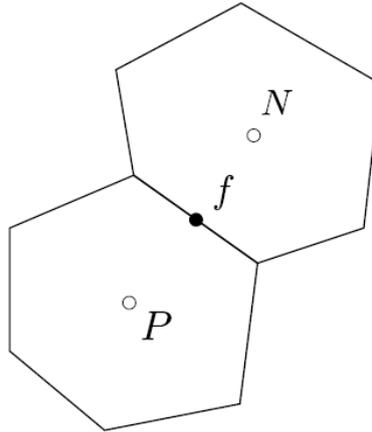


Figure 2.5 The image of cell. [19]

Fig.2.5 の示しているように、離散点がセルの中心に位置し、そのセルの中心値でセル内部の値を代表する。ここで、P を注目セルの中心とし、N を隣のセルの中心とする。f は両セルの共有面の中心を表す。

輸送方程式の離散化について説明する。(2.18)で示している輸送方程式を例として挙げる。

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \phi \mathbf{u}) = \nabla \cdot (k \nabla \phi) + S \quad (2.18)$$

ここで、 $\rho$ は密度、 $\mathbf{u}$ は流速のベクトル、 $k$ は拡散係数、 $S$ はソース項である。これを有限体積法で離散化するため、まず方程式をセルにおいて積分する。

$$\int \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \int \nabla \cdot (\rho \phi \mathbf{u}) dV = \int \nabla \cdot (k \nabla \phi) dV + \int S dV \quad (2.19)$$

整理すると、次のように書ける

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} V_P + \int \nabla \cdot (\rho \phi \mathbf{u}) dV = \int \nabla \cdot (k \nabla \phi) dV + S V_P \quad (2.20)$$

ここで、 $V_P$  は注目セル P の体積を表している。  
 ガウスの発散定理により、発散は次のように表せる。

$$\int \nabla \cdot (\phi \mathbf{u}) dV = \int (\phi \mathbf{u}) \cdot \mathbf{n} dS \approx \sum \phi_f \mathbf{u}_f \cdot \mathbf{S}_f \quad (2.21)$$

ここで、 $\mathbf{n}$  は領域表面の法線ベクトルを表す。 $\mathbf{S}_f$  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。

ラプラシアンについても同じように

$$\int \nabla \cdot (k \nabla \phi) dV = \int (k \nabla \phi) \cdot \mathbf{n} dS \approx \sum k_f (\nabla \phi)_f \cdot \mathbf{S}_f \quad (2.22)$$

勾配も同じように展開すると

$$\int \nabla \phi dV = \int \phi \mathbf{n} dS \approx \sum \phi_f \mathbf{S}_f \quad (2.23)$$

ここまで体積積分を和の形に変形できたが、 $\phi_f$  や  $\nabla \phi$  といった面中心の値が未知である。それらの表し方で離散化の精度が決まる。これらの補間や離散化の方法のことを、補間スキーム（interpolation scheme）や離散化スキーム（discretization scheme）などという。

$\phi_f$  を次式で表す。

$$\phi_f = w \phi_P + (1 - w) \phi_N \quad (2.24)$$

ここで  $w$  は重みで、線形補間の場合では、 $w$  は  $N - f$  間の距離と  $P - N$  間の距離の比で表される。

$$w = \frac{|\mathbf{x}_f - \mathbf{x}_N|}{|\mathbf{x}_N - \mathbf{x}_P|} \quad (2.25)$$

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

$$(\nabla\phi)_f \cdot \mathbf{S}_f = \frac{\phi_N - \phi_P}{|\mathbf{x}_N - \mathbf{x}_P|} |\mathbf{S}_f| \quad (2.26)$$

上述の方法で(2.18)の表す輸送方程式を離散化すると、次の形となる

$$A_P \phi_P + \sum A_N \phi_N = b \quad (2.27)$$

ここで、 $A_P$ 、 $A_N$ は代数方程式の係数行列に相当し、 $b$ は対数方程式の右辺に相当する。これをすべてのセルで合わせると、偏微分方程式をそれに対応する対数方程式に変更できる。

## 2.4 圧力-速度連成手法

前節でも説明したように、非圧縮流体の支配方程式を次に示す。

運動方程式

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\mathbf{u}) = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nabla \{ \mu [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T] \} + \frac{1}{\rho} \mathbf{b} \quad (2.28)$$

連続の式

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.29)$$

ここで、 $\mathbf{u}$ は速度ベクトル、 $p$ は圧力、 $\mathbf{b}$ は体積力ベクトル、 $\rho$ は密度、 $\mu$ は粘性係数である。上記の二つの支配方程式を連立させ解けば非圧縮流体の挙動がわかるが、連続の式に圧力の情報を陽に含まないため、これを解くために工夫が必要である。

運動方程式を部分的に有限体積法で離散化すると、次のようになる。

$$A_P \mathbf{u}_P + \sum A_N \mathbf{u}_N = -\nabla p + \mathbf{s} \quad (2.30)$$

速度 $\mathbf{u}_P$ を求める形に書くと、次のようになる。

$$\mathbf{u}_P = \frac{\mathbf{s} - \sum A_N \mathbf{u}_N}{A_P} - \frac{1}{A_P} \nabla p \quad (2.31)$$

これを連続の式に代入すると、

$$\nabla \cdot \mathbf{u}_P = \nabla \cdot \left( \frac{\mathbf{s} - \sum A_N \mathbf{u}_N}{A_P} \right) - \nabla \cdot \left( \frac{1}{A_P} \nabla p \right) = 0 \quad (2.32)$$

さらに整理すると、

$$\nabla \cdot \left( \frac{1}{A_P} \nabla p \right) = \nabla \cdot \left( \frac{\mathbf{s} - \sum A_N \mathbf{u}_N}{A_P} \right) \quad (2.33)$$

式(2.31)と式(2.33)を解くことで非圧縮流体の挙動がわかる。以下ではそれを解くための二つのアルゴリズムを示す。

## 2.4.1 SIMPLE 法

SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equation)法は式(2.31)と式(2.33)を解くためのアルゴリズムの一つである。

SIMPLE 法では速度  $\mathbf{u}$  と圧力  $p$  を反復計算で求める。反復計算におけるある時点の速度  $\mathbf{u}$  と圧力  $p$  を、式、のようにそれぞれ予測値  $\mathbf{u}^*, p^*$  とその修正値  $\mathbf{u}', p'$  の和で表す。

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}^* + \mathbf{u}' \quad (2.34)$$

$$p = p^* + p' \quad (2.35)$$

反復計算の最終段階で予測値が真の解と一致した場合、あるいはその差が許容範囲内にある場合、修正値は 0 になる。式(2.34)と(2.35)を式(2.30)に代入すると、

$$A_p \mathbf{u}_p^* + \sum A_N \mathbf{u}_N^* = -\nabla p^* + \mathbf{s} - (A_p \mathbf{u}_p' + \sum A_N \mathbf{u}_N' + \nabla p') \quad (2.36)$$

が得られる。 $(A_p \mathbf{u}_p' + \sum A_N \mathbf{u}_N' + \nabla p')$ 項は最終的に 0 になるから、次の式が求められる

$$A_p \mathbf{u}_p^* + \sum A_N \mathbf{u}_N^* = -\nabla p^* + \mathbf{s} \quad (2.37)$$

$$\mathbf{u}_p' = -\frac{\sum A_N \mathbf{u}_N'}{A_p} - \frac{1}{A_p} \nabla p' \quad (2.38)$$

そして、連続の式により、

$$\nabla \cdot \mathbf{u}_p = \nabla \cdot \mathbf{u}_p^* + \nabla \cdot \mathbf{u}_p' = 0 \quad (2.39)$$

が得られる。さらに、式(2.38)を式(2.39)に代入すると、次の式が得られる。

$$\nabla \cdot \left( \frac{1}{A_p} \nabla p' \right) = \nabla \cdot \mathbf{u}_p^* - \nabla \cdot \left( \frac{\sum A_N \mathbf{u}_N'}{A_p} \right) \quad (2.40)$$

これで圧力の修正値を得る式が求められたが、右辺の第二項が未知である。速度の修正値は最終的に 0 になるから、右辺の第二項を無視する(この項を無視するという決定が“Semi-Implicit” という名前の由来である)。したがって次の 2 式が得られる。

$$\nabla \cdot \left( \frac{1}{A_p} \nabla p' \right) = \nabla \cdot \mathbf{u}_p^* \quad (2.41)$$

$$\mathbf{u}'_p = -\frac{1}{A_p} \nabla p' \quad (2.42)$$

これで圧力と速度の修正値が得られる。

SIMPLE 法は次のようにまとめられる

- I. 式(2.37)を解いて速度の予測値 $\mathbf{u}^*$ を得る。圧力の予測値 $p^*$ には前回の反復計算で得られた値を用いる。
- II. 式(2.41)を解いて圧力の修正値 $p'$ を得る。
- III. 式(2.42)で速度の修正値 $\mathbf{u}'$ を計算する。
- IV. 式(2.34)と式(2.35)で速度 $\mathbf{u}$ と圧力 $p$ を計算する。
- V. 収束解が得られるまで上記の手順を繰り返す。

SIMPLE 法は次のフローチャートで表せる。

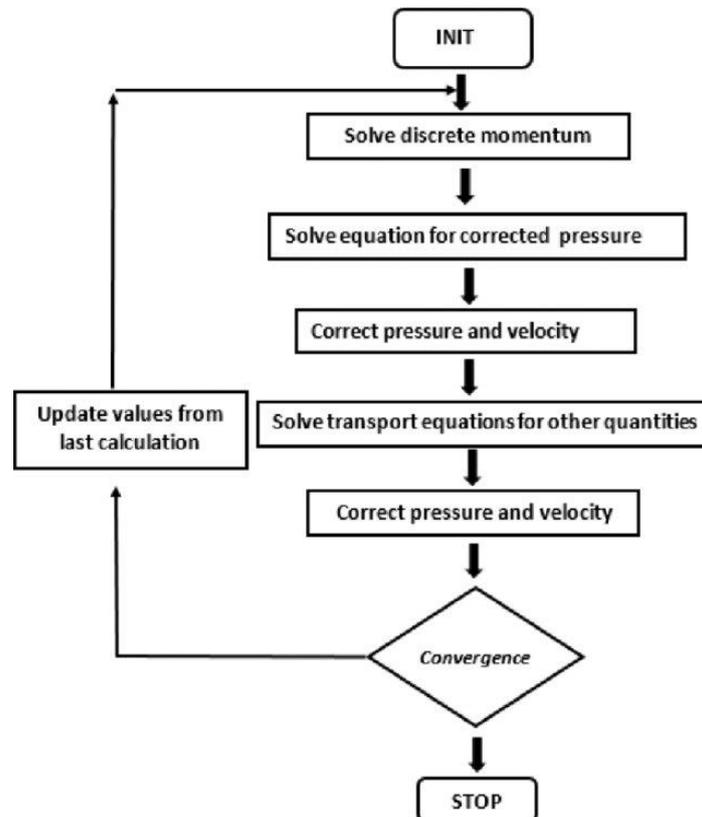


Figure 2.6 The flow chart of SIMPLE algorithm.

## 2.4.2 PISO 法

非定常問題に SIMPLE 法を適用する場合、時間ステップごとに反復計算が必要になるため、計算コストが高い。非定常解析に SIMPLE 法の反復計算を削減するため、PISO (Pressure-Implicit with Splitting of Operators) 法が開発された。

PISO 法も SIMPLE 法と同様に、速度と圧力を予測値と修正値で表すが、SIMPLE 法より一個修正値が多いである。

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}^* + \mathbf{u}' + \mathbf{u}'' \quad (2.43)$$

$$p = p^* + p' + p'' \quad (2.44)$$

それぞれを 2 段階で表す。

$$\mathbf{u}^{**} = \mathbf{u}^* + \mathbf{u}' \quad (2.45)$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}^{**} + \mathbf{u}'' \quad (2.46)$$

$$p^{**} = p^* + p' \quad (2.47)$$

$$p = p^{**} + p'' \quad (2.48)$$

上式を式(2.30)に代入すると

$$\begin{aligned} A_p \mathbf{u}_p^* + \sum A_N \mathbf{u}_N^* &= -\nabla p^* + \mathbf{s} \\ -\left( A_p \mathbf{u}_p' + \sum A_N \mathbf{u}_N' + \nabla p' + A_p \mathbf{u}_p'' + \sum A_N \mathbf{u}_N'' + \nabla p'' \right) \end{aligned} \quad (2.49)$$

式(2.49)は次のように分けられる

$$A_p \mathbf{u}_p^* + \sum A_N \mathbf{u}_N^* = -\nabla p^* + \mathbf{s} - \left( A_p \mathbf{u}_p' + \sum A_N \mathbf{u}_N' + \nabla p' \right) \quad (2.50)$$

$$A_p \mathbf{u}_p^{**} + \sum A_N \mathbf{u}_N^{**} = -\nabla p^{**} + \mathbf{s} - \left( A_p \mathbf{u}_p'' + \sum A_N \mathbf{u}_N'' + \nabla p'' \right) \quad (2.51)$$

項 $(A_p \mathbf{u}_p' + \sum A_N \mathbf{u}_N' + \nabla p')$ と $(A_p \mathbf{u}_p'' + \sum A_N \mathbf{u}_N'' + \nabla p'')$ 最終的に 0 になるから、次の式が得られる。

$$\mathbf{u}_p' = -\frac{\sum A_N \mathbf{u}_N'}{A_p} - \frac{1}{A_p} \nabla p' \quad (2.52)$$

$$\mathbf{u}_p'' = -\frac{\sum A_N \mathbf{u}_N''}{A_p} - \frac{1}{A_p} \nabla p'' \quad (2.53)$$

速度 $\mathbf{u}^{**}, \mathbf{u}$ ともに連続の式を満たすため、

$$\nabla \cdot \left( \frac{1}{A_p} \nabla p' \right) = \nabla \cdot \mathbf{u}_p^* - \nabla \cdot \left( \frac{\sum A_N \mathbf{u}_N'}{A_p} \right) \quad (2.54)$$

$$\nabla \cdot \left( \frac{1}{A_p} \nabla p'' \right) = \nabla \cdot \mathbf{u}_p^{**} - \nabla \cdot \left( \frac{\sum A_N \mathbf{u}_N''}{A_p} \right) \quad (2.55)$$

前の SIMPLE 法と同様に、ここでの右辺の第二項は、修正速度が最終的に 0 になるから、それを無視する。

$$\nabla \cdot \left( \frac{1}{A_p} \nabla p' \right) = \nabla \cdot \mathbf{u}_p^* \quad (2.56)$$

$$\mathbf{u}_p' = -\frac{1}{A_p} \nabla p' \quad (2.57)$$

$$\nabla \cdot \left( \frac{1}{A_p} \nabla p'' \right) = \nabla \cdot \mathbf{u}_p^{**} \quad (2.58)$$

$$\mathbf{u}_p'' = -\frac{1}{A_p} \nabla p'' \quad (2.59)$$

$\mathbf{u}^*$ だけは運動方程式を解いて求める。 $\mathbf{u}^{**}$ については $\mathbf{u}^*, \mathbf{u}'$ から求める。式(2.45)を式(2.58)に代入して、

$$\nabla \cdot \left( \frac{1}{A_p} \nabla p'' \right) = \nabla \cdot \mathbf{u}_p^{**} + \nabla \cdot \mathbf{u}_p' \quad (2.60)$$

そして、式(2.60)に式(2.52)を代入すると、

$$\nabla \cdot \left( \frac{1}{A_p} \nabla p'' \right) = \nabla \cdot \mathbf{u}_p^* - \nabla \cdot \left( \frac{\sum A_N \mathbf{u}_N'}{A_p} \right) + \nabla \cdot \left( \frac{1}{A_p} \nabla p' \right) \quad (2.61)$$

式(2.56)により

$$\nabla \cdot \left( \frac{1}{A_p} \nabla p'' \right) = \nabla \cdot \left( \frac{\sum A_N \mathbf{u}_N'}{A_p} \right) \quad (2.62)$$

SIMPLE 法と比較すると、SIMPLE 法では式(2.40)の  $\nabla \cdot \left( \frac{\sum A_N \mathbf{u}'_N}{A_P} \right)$  項を直接無視するのに対し、PISO 法ではそれを考慮するため、修正値の計算を 2 回に分けている。2 次修正値は無視するが、1 次修正値の項を無視するより誤差が小さいと考えられる。

同様に PISO 法は次のようにまとめられる

式(2.37)を解いて速度の予測値  $\mathbf{u}^*$  を得る。圧力の予測値  $p^*$  には前回の反復計算で得られた値を用いる。

式(2.56)を解くことで圧力の 1 次修正値  $p'$  を得る。

式(2.57) 解くことで速度の 1 次修正値  $\mathbf{u}'$  を計算する。

式(2.45) (2.47)より  $\mathbf{u}^{**}, p^{**}$  が得られる。

式(2.58)を解くことで圧力の 2 次修正値  $p''$  を得る。

式(2.59) を解くことで速度の 2 次修正値  $\mathbf{u}''$  を計算する。

式(2.46) (2.48) より速度  $\mathbf{u}$  と圧力  $p$  を計算する。

PISO 法は次のフローチャートで表せる。

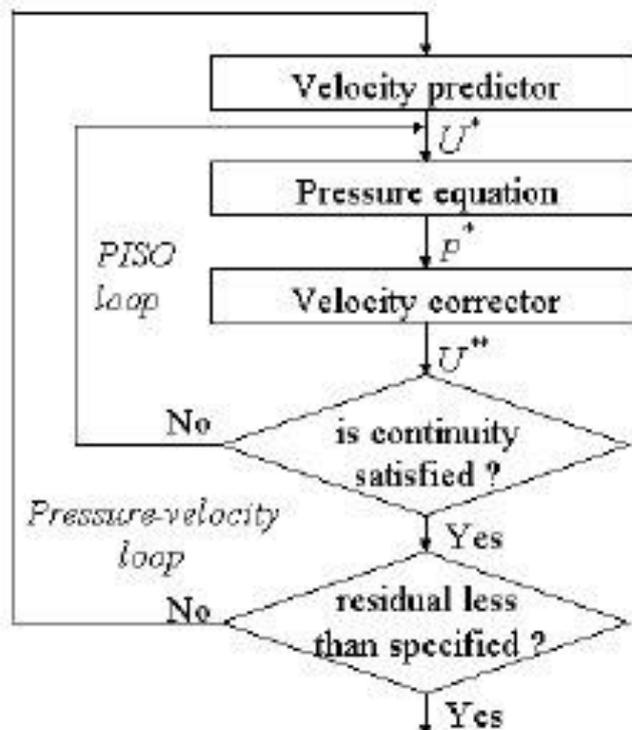


Figure 2.7 The flow chart of PISO algorithm.

## 2.5 乱流モデル

乱流は速度差がもとで発生し、発生した渦管が別の渦管の発生を誘発するので、次々と渦管が発生するということになる。自分より小さい渦管の発生を誘発するというメカニズムの性質上、捉えられなければならない渦管のサイズが際限なく小さくなる。計算上では、それをシミュレーションするには無限の計算格子が必要になってしまう。ちなみに、際限なくとはいっても、コルモゴロフ長と呼ばれるサイズが渦管の最小サイズであるが、それでもすべての渦管を捉えるメッシュを用意することは現実的に不可能である。

シミュレーションを現実的にできるように、乱流モデルが導入された。それにより、メッシュサイズで捉えることができない小さい渦管の効果をモデルとして取り込む。こうすると必要なメッシュサイズが有限となるので、現実的な計算が可能である。Fig.2.8 が示しているようにこのような処理を粗視化という。

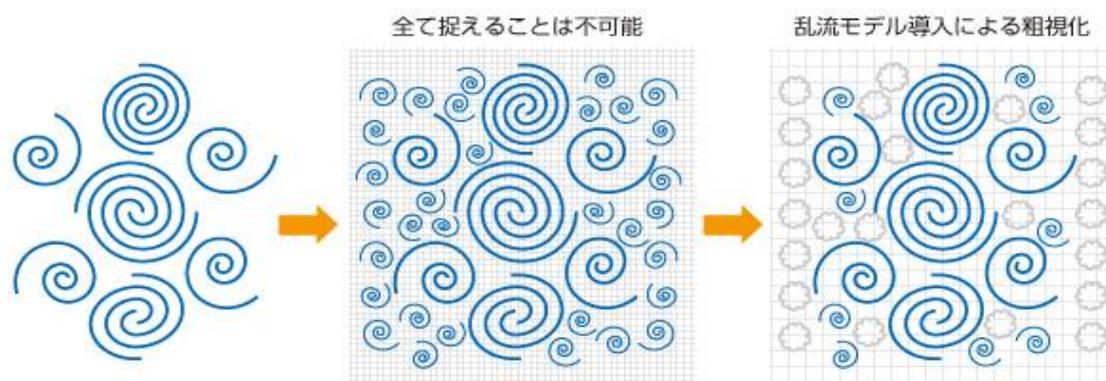


Figure 2.8 The image of turbulence model. [20]

### 2.5.1 RANS モデル

RANS モデルは最も良く使われる乱流モデルの計算方法である。細かい渦運動まで知る必要がないときに、そこで流場において時間平均を取って計算するのは RANS モデルの本質である。時間で平均化すると非定常現象である渦管はならされて見えなくなる。そのため、相対的に粗いメッシュでも捉えられるから、計算コストが大幅に下げることが期待できる。

しかし、流れの性質として、平均場は乱れの影響を受けるので、その影響を加味する必要がある。RANS モデルではそれを渦粘性というモデルで反映する。流れの中の速度差によって流れが乱れ、流れの抵抗が増えた状態となる。この乱れによって流れに作用する抵抗力はレイノルズ応力と呼ばれる。これは流れ場を時間平均という粗視化をしたときに現れた仮想の力である。レイノルズ応力は速度差に比例するというモデルが用いられる。その比例係数は渦粘性係数と呼ばれる。なお、粘性力の比例係数である粘性係数は物質の種類に依存する物理量に対し、渦粘性係数は流れの状態に依存する物理量である。渦粘性係数の求め方により、 $k-\epsilon$  モデルなどいくつかのモデルがあるが、ここでは詳しい説明を省略する。

## 2.5.2 LES モデル

RANS モデルは計算コストを下げるメリットがあるが、それによる解析精度の限界もある。その故、LES モデルへの期待が高まっている。

Fig.2.9 が示しているように、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によって、その影響を加味して計算する。小さな渦の影響を模擬するモデルのことを Subgrid scale(SGS)と呼び、SGS 応力と言う仮想的な応力でモデル化する。大きな渦は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と言える。

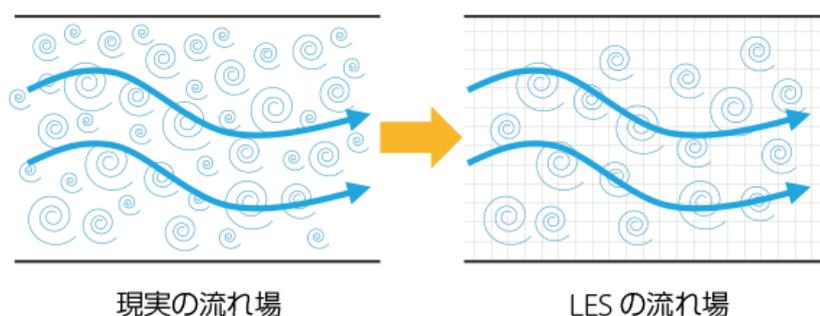


Figure 2.9 The image of LES model. [20]

SGS モデルの代表例である Smagorinsky モデルについて説明する。Smagorinsky モデルでは、RANS と同様に速度勾配に比例する仮想的な応力を使う。RANS では流速とは別に方程式を解いて得られる乱流エネルギーと乱流消失率によって渦粘性係数を与えているのに対して、Smagorinsky モデルでは方程式は解かず、メッシュサイズと速度勾配の大きさに比例するとして次式のように渦粘性係数を与えます。

$$\nu_{Sgs} = C_s \cdot \Delta^2 \quad (2.63)$$

ここで、 $\nu_{Sgs}$  が渦粘性係数で、 $\Delta$  がメッシュのサイズを表している。上式のように Smagorinsky モデルの渦粘性係数の式には  $C_s$  というモデル定数が含まれている。 $C_s$  は代表的な流れ場をチューニングすると、0.1~0.2 の値を取ることがわかっているが、値を決める明確な指針がなく、解析に曖昧さが生じる。それを解消するため、 $C_s$  を自動的に調整してくれる Dynamic Smagorinsky Model(DSM)が提案された。

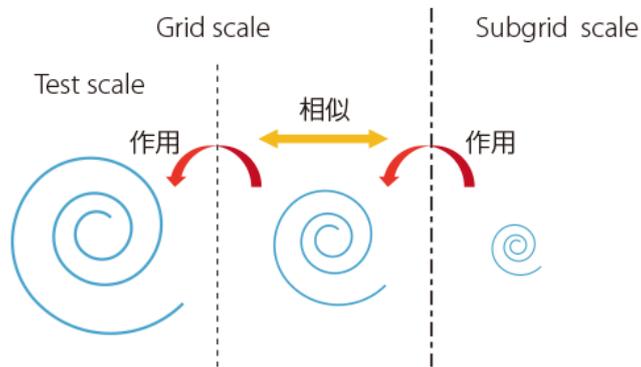


Figure 2.10 The image of DSM. [20]

DSM では、直接計算する流れ場を大きなサイズと小さなサイズに分離して、両者の中で生じる作用と相似であると仮定して、 $C_s$  を計算する。Grid scale の中でより大きなサイズの領域は Test scale と呼ぶこともある。その原理は Fig.2.10 が示しているようになる。

本研究はカラム間の干渉を研究対象とするから、細かい渦の挙動を再現する必要があるから、RANS では向いてなく、LES モデルの DSM を使ってシミュレーションを行なう。

### 2.5.3 DES モデル

RANS モデルと LES モデルはそれぞれのメリットとデメリットがあることは前で説明した。RANS モデルと LES モデルを組み合わせた「ハイブリッドモデル」が考案された。ハイブリッドモデルとは計算領域のある部分を RANS で計算し、残りの部分を LES で計算するというものである。これで、計算のコストも下げられるし、細かい渦も捉えられるようになった。DES モデルの考え方は Fig.2.11 の示しているようになっている。

DES モデルは下の式が定義している乱流スケールという渦の大きさを示す指標を使って、RANS と LES を切り替える。

$$L_t = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} \quad (2.64)$$

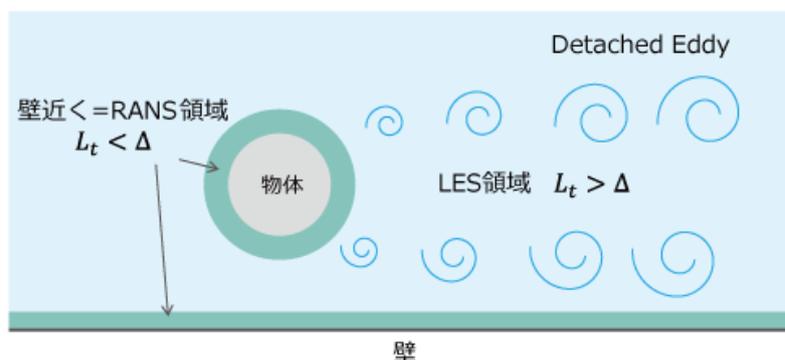


Figure 2.11 The image of DES model. [20]

## 2.6 OpenFOAMにて本計算までの検証

精密な計算を行なうにはいろいろなパラメーターの設定が必要になってくる。その中で、目的に合わせる決まるものもあるが、試行錯誤によりわかってくるものもある。例えば、渦の放出を観測することが必要になる以上、渦をとらえる LES モデルを選ぶべきである。しかし、時間刻みや格子のサイズなどは初めからわかるものではなく、結果に影響を及ぼさないまで検証が必要になる。

本節は OpenFOAM の概略と本計算までの検証をまとめて説明する。

### 2.6.1 OpenFOAM について

OpenFOAM は Linux に基づいて開発された無料の CFD ソフトウェア。OpenFOAM には多様なソルバーが内包されているので、化学反応、乱流、熱交換などの現象のシミュレーションに使える。さらに、ParaView という第三方の可視化ソフトウェアと組んで、OpenFOAM の計算結果をすぐ ParaView で確認できる。

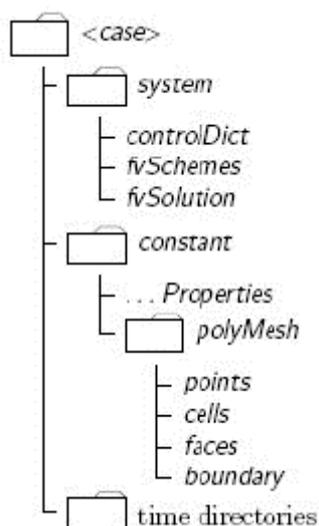


Figure 2.12 OpenFOAM file structures. [22]

どんな OpenFOAM 計算でも必ず 0、constant、system の三つのディレクトリが存在する。

system ディレクトリの中にそれぞれのパラメーターをどんなソルバーで解くかを定義する fvSolution や離散方法を定義する fvSchemes があり、さらに、シミュレーション時間などの計算を支配するパラメーターを定義する controlDict がある。

Constant ディレクトリの中で流体の物性値や乱流モデルの選択ができる。それ以外に、blockMesh を使うときメッシュの生成を支配する blockMeshDict もこのディレクトリの中にある。

0 ディレクトリの中で初期条件や境界条件を設定できる。

## 2.6.2 試計算の設定について

本計算までに格子や時間刻みなどのパラメーターを決めるため、試計算を行なう。試計算における各パラメーターについて説明する。

Fig.2.13 は計算領域を示す。黒い部分は円柱が  $xy$  平面と  $xz$  平面における位置を示し、BD は boundary の略称である。各方位で Fig.2.13 の示しているように境界を命名する。

端部影響の有無を比較するため、 $xy$  平面の検証をするときに計算時間を節約するため、Fig.2.13 の示しているように No free end というシチュエーションを設定する。つまり、lowerBD を円柱の端部まであげることで端部の影響をなくし、現象的には二次元になる。

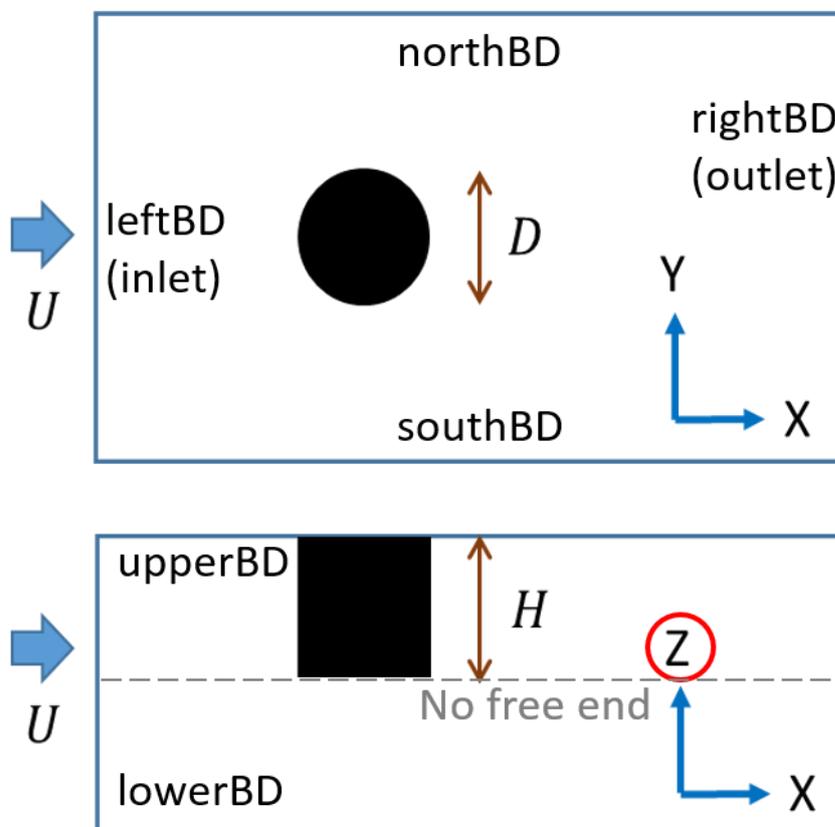


Figure 2.13 The layout of computational region.

各境界の設定は Table2.1 にまとめている。

Table 2.1 Boundary condition

Boundary	Pressure	Velocity
leftBD	zero gradient	fixed value
rightBD	fixed value 0	zero gradient
southBD&northBD	zero gradient	zero gradient
upperBD&lowerBD	zero gradient	<b>free slip</b>

その中で fixed value は文字通り、固定されている値を意味する。zeroGradient は勾配が 0 ということの意味する。つまり、境界の値が計算領域の値で決まる。そして、free slip というのは境界と垂直方向には速度が 0 に制限されて、境界方向には自由に流れる境界条件である。自由表面の造波の影響は本研究の対象外であり、実験でもフルード数が小さくて、研究を絞るという考えで、upperBD を free slip にして、自由表面ではあるが、造波の影響が入っていない。

そして、シミュレーションの設定は Table 2.2 にまとめられる。

Table 2.2 Parameter for the simulation

Parameter		Value	Unit
Diameter	$D$	0.25	$m$
Aspect ratio	$Ar$	1.5	
velocity	$v$	0.3	$m/s$
Reynolds number		75000	
Turbulence model		LES	DSM

円柱の直系や流れの速度は実験のそれに合わせて設定した。Re 数は 75000 である。本研究は渦の放出を観察するので、LES モデルを選択した。さらに、円柱の近くとそうでないところでのモデル定数の違いをとらえるため、LES モデルの中の Dynamic Smagorinsky Model を使ってシミュレーションをした。

非構造格子より計算負荷を低くすることができることや調整しやすいなどのメリットで、本研究は構造格子を使う。下の図はは計算領域のブロック分けを示す。

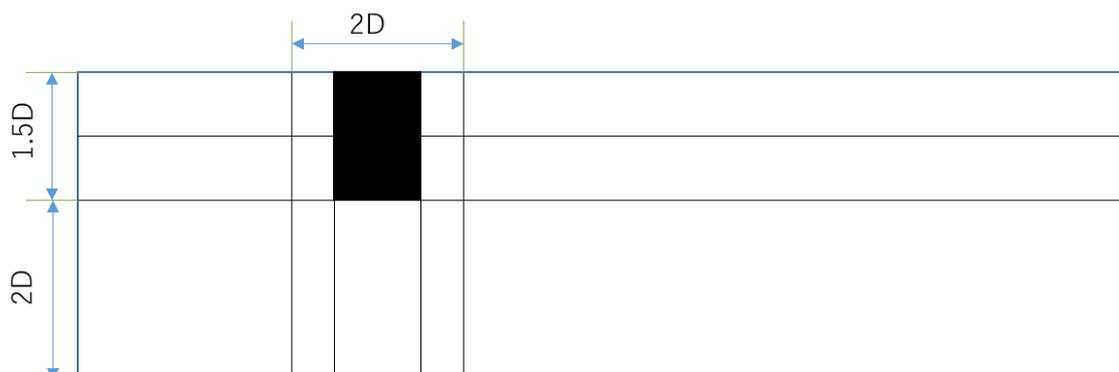


Figure 2.14 block division on xz plane.

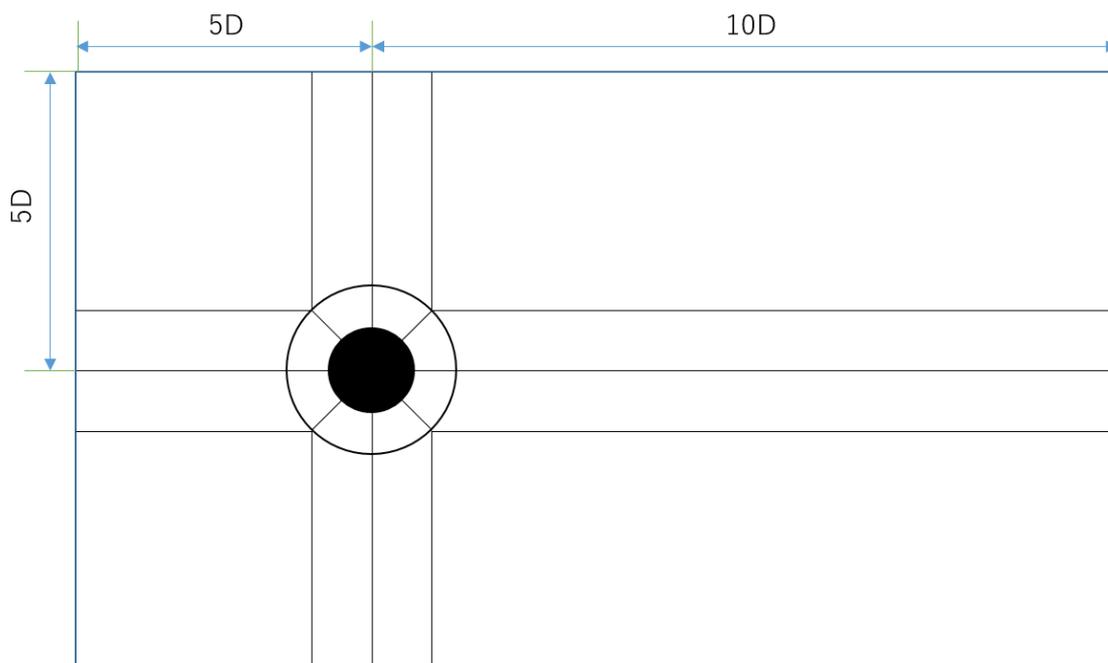


Figure 2.15 block division on xy plane.

xy 平面においては円柱の壁から一定の距離までの領域はメッシュの形状を円弧で保ち、そこから直線で境界までの流域を四角形で分ける。この分け方で構造格子が利用できて、格子の変形が抑えられる。blockMesh を使ってブロックごとに分割数と拡大率(あるいは縮小率)を指定することでメッシュを切る。全体的に円柱壁面の境界層に剥離が発生し、円柱の近くに渦が発達するので、円柱の近い領域は細かい格子を切る。それに対し、境界近くはそれほど重要ではなく、計算時間を節約するため、格子を粗く切る。

xz 平面においても同じように、円柱近くから境界まで格子が拡大していく。ただし、円柱の長さ方向においては、端部に速度の勾配が高いから、両端の格子を細かくする必要がある。

計算精度と計算の効率のバランスを考え、格子サイズ分布を Fig.2.16 のように切った。

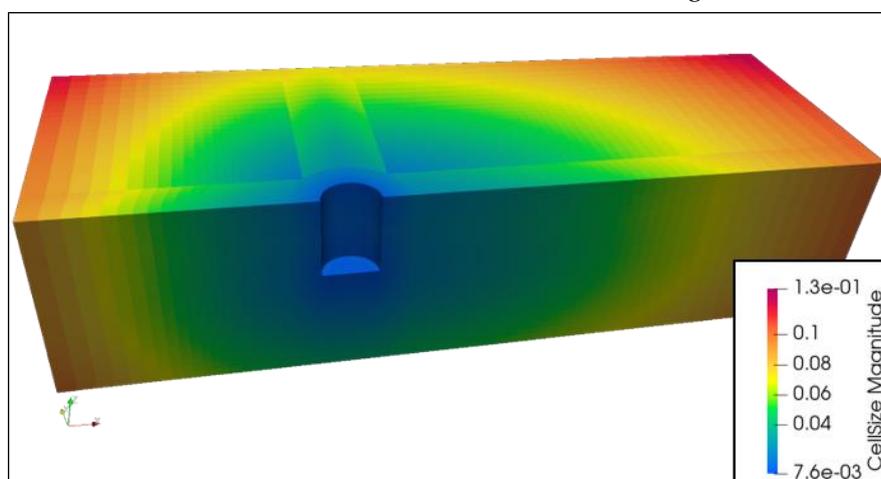


Figure 2.16 Contour of cell size on the whole region.

### 2.6.3 境界層解像度について

数値シミュレーションにおいて乱流現象を再現するために、円柱回りの境界層を解像できるように、格子の検証が必要になってくる。

円柱近くのメッシュを細かくして計算するための工夫は壁関数というものである。壁関数としてよく使われている対数則がある。対数則とは、Fig.2.17の右半分のグラフのように壁からの距離と、そこでの流速の大きさを対数で表示したときに直線になる分布である。グラフにより、流れは粘性底層(Laminar sublayer)、遷移層(Buffer layer)、そして乱流領域(Turbulent layer)の三つの領域に分けられる。

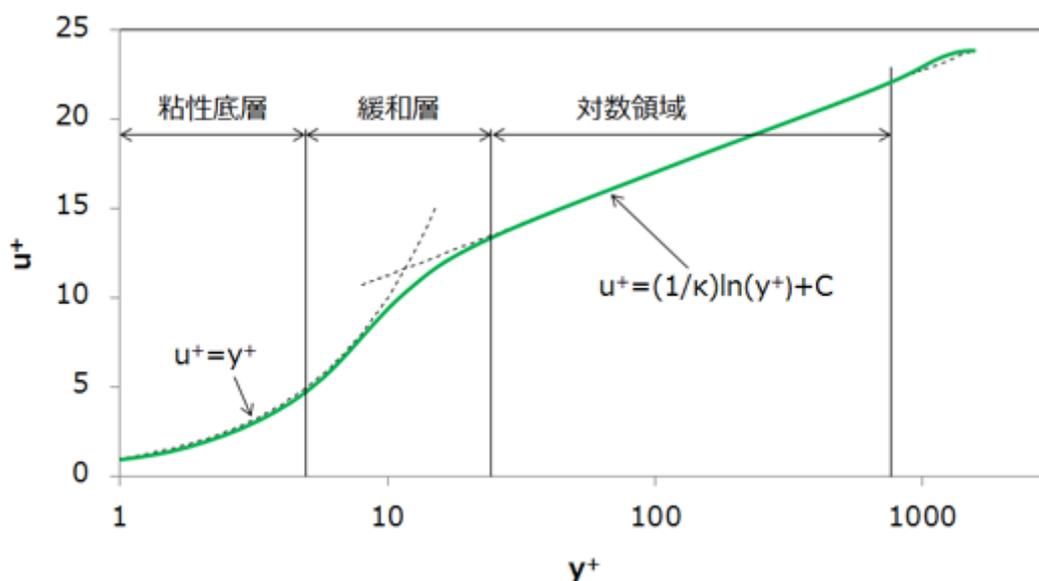


Figure 2.17 The law of the wall.

それぞれの領域は次のように区別され、近似式が定義されている。

$$\text{I. 粘性底層:} \quad 0 < y^+ < 5 \quad (2.65)$$

$$\text{II. 遷移層:} \quad 5 < y^+ < 30 \quad (2.66)$$

$$\text{III. 乱流領域:} \quad 30 < y^+ < 400 \quad (2.67)$$

ここで、壁面からの無次元距離 $y^+$ は次のように定義される。

$$y^+ = \frac{u^T}{\nu} y \quad (2.68)$$

$u^T$ とは壁面摩擦速度で次のように定義される。

$$u^T = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (2.69)$$

$\tau_w$ は壁面におけるせん断応力で、線形近似により次のように求められる。

$$\tau_w = \mu \frac{\Delta u}{\Delta y} \quad (2.70)$$

壁関数を使わない限り、LES 乱流モデルを使って、粘性底層での物理変化を捉えられるように、 $y^+$ を5あるいはそれ以下に制限する必要があると思われる。

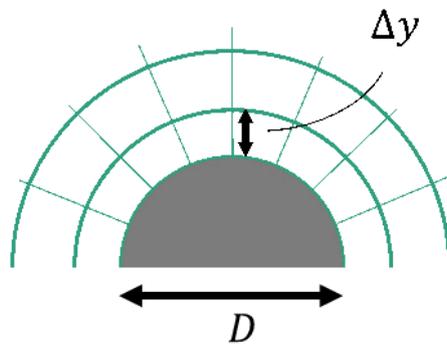


Figure 2.18 Image of mesh around cylinder.

壁に一番近い格子の直径方向の長さの無次元化量 $\Delta y/D$ が 0.001254 場合を例として、円柱表面での $y^+$ について説明する。

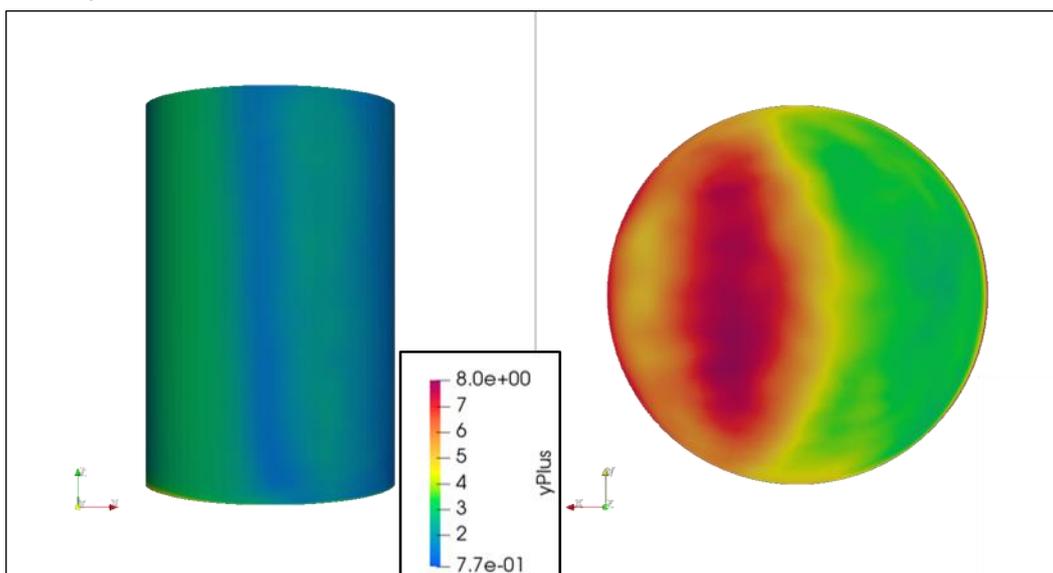


Figure 2.19 time-averaged  $y^+$  around the cylinder.

Fig.2.19 は計算結果が安定して( $tU/D = 12$ )、12 周期のデータを平均して得られた円柱壁面での $y^+$ のコンター図である。図からわかるように、円柱側面は $y^+$ が5を超えていない。円柱底面においては速度の勾配が高いため、 $y^+$ の高いところとそうでないところが存在する。

定量的にそれを分析するため、いくつかのところをピックアップして、プロットして説明する。前の式で $y^+$ の定義を説明したが、OpenFOAM においては乱流モデルにより $y^+$ が違う風に計算されている。LES 乱流モデルにおいては下のように計算されている。

$$y^+ = d_{min} \sqrt{v_{eff} * gradU / \nu_{wall}} \quad (2.71)$$

ここで、 $d_{min}$ が壁までの最短距離、セルの中心から壁面中心までの距離で定義されている。 $\nu_{eff}$ が有効粘度を表し、 $\nu_{wall}$ が壁での粘度を表す。前の式を整理すると、OpenFOAM においては同じ風に計算されていることが確認できる。

円柱の上から  $z = -0.004D$ 、 $z = -0.75D$  そして、 $z = -0.1496D$ (それぞれ円柱の頂部、中央、底部)のところの横断面を取り出して、 $y^+$ をプロットすると、Fig.2.20 が得られる。

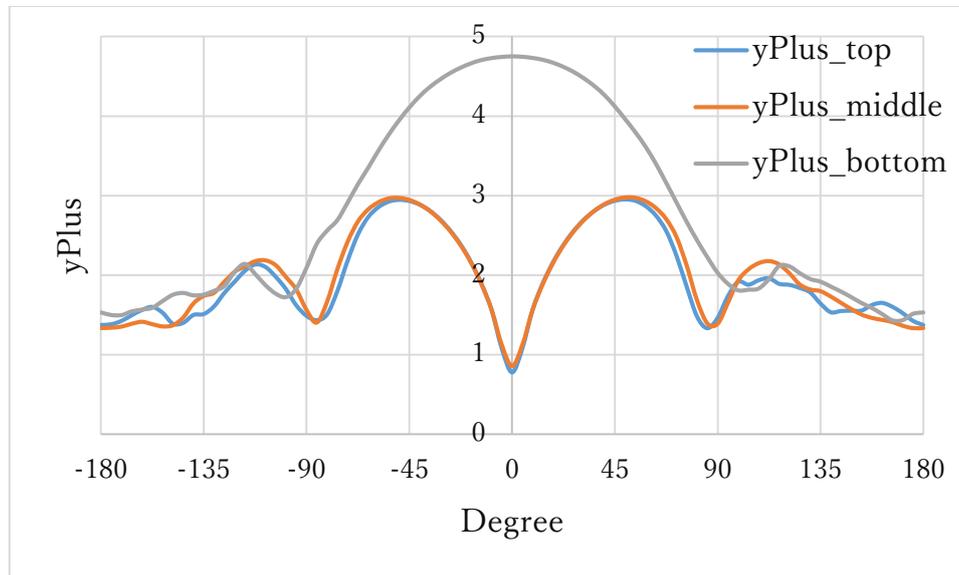


Figure 2.20 time-averaged yPlus over degree on different circle.

Fig.2.20 はよどみ点を原点とし、反時計回りを正とする各角度における $y^+$ を示す図である。図から端部の影響により円柱底部の速度が上がっていても、円柱の側面においては $y^+$ が5を超えるところがないことが確認できる。そして、円柱のどこでも、原点を軸に対称な曲線になっている。それ以外に、円柱の頂部と中心部はほぼ一致していることもわかる。底

部では端部がとがっているため、速度が上がって、逆に原点では $y^+$ が一番大きい。

そして、円柱底面を上流から下流に $y^+$ をプロットすると、Fig.2.21 が得られる。図から底面での $y^+$ の値からまだ格子を細かくする必要があるとわかる。そして、 $-D/2$  と  $D/2$  のところに急激な変化が現れた。これは鋭い端が存在するからと考えられる。

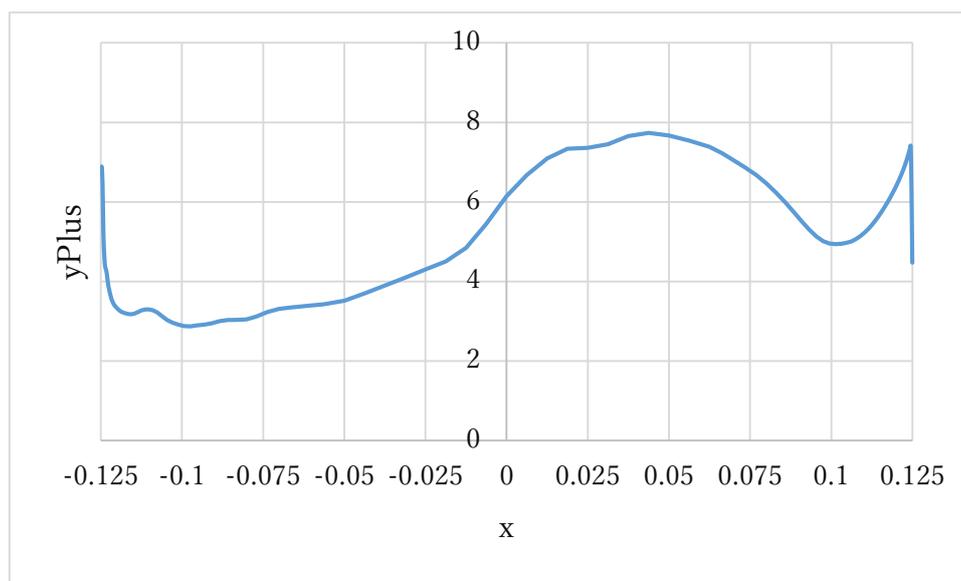


Figure 2.21 time-averaged  $y^+$  over  $x$  direction on bottom.

円柱側面での解像度を確認するため、粗めの格子 $\Delta y/D = 0.001868$  の計算結果と前の計算と実験値を下の図にまとめた。

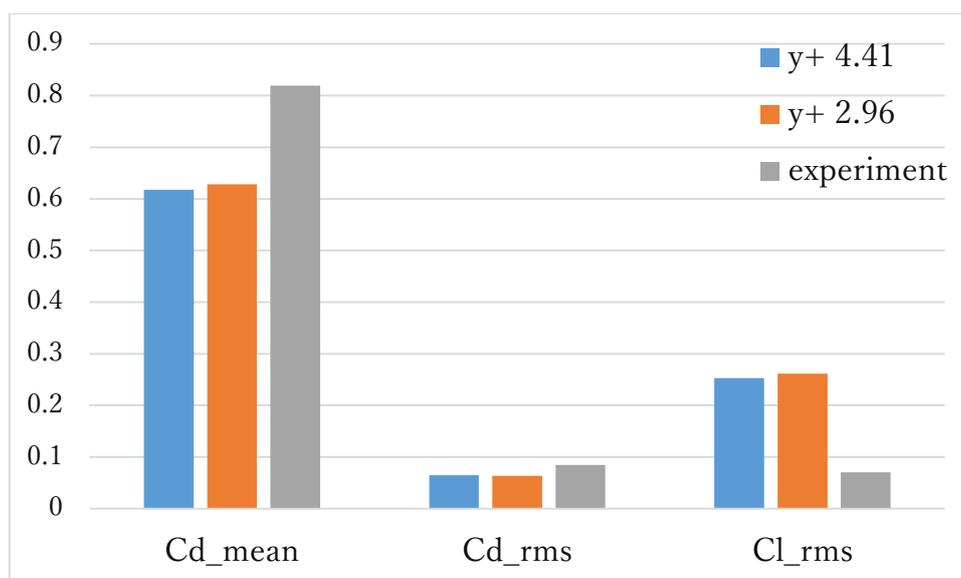


Figure 2.22 comparison between CFD and experiment.

Fig.2.22 は円柱側面だけが違う CFD 結果と実験結果をまとめた図である。Cd\_mean、Cd\_rms と Cl\_rms はそれぞれ抗力係数の平均値、抗力係数の変動値、揚力係数の変動値を意味する。凡例について、 $y^+4.41$  は $\Delta y/D = 0.001868$  の計算結果で、4.41 が円柱中央の横断面での $y^+$ の最大値である。 $y^+2.96$  は $\Delta y/D = 0.001254$  の結果である。

まず、CFD 結果同士の比較から、すべての項においてはほぼ差がないことが確認できる。この結果から、円柱側面においては $\Delta y/D = 0.001254$  ぐらいの格子では十分境界層を解像できると考えられる。この故、これ以降のシミュレーションでは $\Delta y/D = 0.001$  とし、計算を行なう。そして、底面においても同じように検証できた。ここではその過程を省略する。

しかし、実験との比較では、Cd\_rms においては CFD が近い結果を出したが、Cd\_mean では実験より小さく、Cl\_rms では実験より大きい傾向を示している。こうなった原因が二つ考えられる。一つ目は円柱の底部の格子がまだ十分ではないからである。もう一つは xy 平面において境界層解像度以外に問題があるからである。それを究明するため、そして、計算時間を節約するため、Fig.2.13 で示した No free end シチュエーションを設定し計算を行なった。次の節でその計算結果を説明する。

## 2.6.4 xy 平面での格子について

No free end 状況での計算は計算領域的には三次元の計算だが、現象的には二次元になる。これで端部の影響を排除して xy 平面での格子の検証が効率的に行われる。本節では xy 平面において格子の拡大率や円柱周りの格子分割数について説明する。

経験則として、格子の拡大率が 0.88 から 1.22 の間が妥当だといわれているが、それに関する検証が行われていない。No free end の条件下での検証結果は下の図が示している。

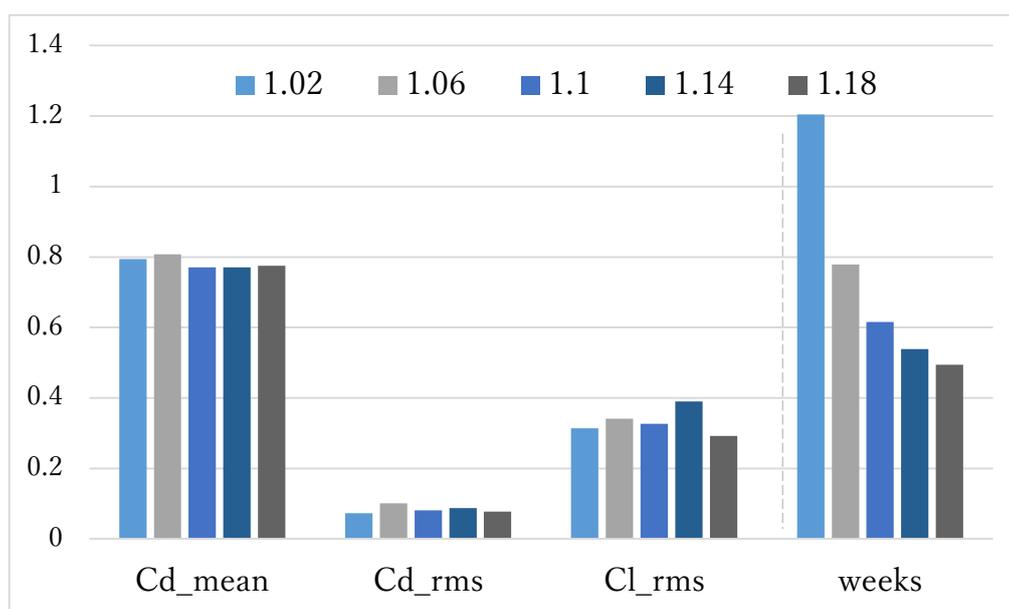


Figure 2.23 Comparison between different cell expansion ratio on no free end condition.

Fig.2.23 が示したすべての計算は no free end 条件で行われた。xy 平面においては円柱壁面に一番近い格子は  $\Delta y/D = 0.001$  で固定されている。円弧ブロックでの格子拡大率をそれぞれ 1.02、1.06、1.1、1.14 と 1.18 とし計算を行なった。それ以外のブロックでの格子はすべて同じである。横軸の流体力項は前と同じで、week という項はそれぞれのケースの計算時間を表しており、単位が週である。

図から、多少のばらつきがあるが、各拡大率のケースは流体力においてはほぼ一致している。ただし、拡大率 1.02 は 1.18 に対し、2 倍以上の計算時間をかけた。計算時間と計算精度のバランスを考え、これ以降の計算は基本的に格子拡大率を 1.1 とする。

そして、すべてのケースにおいては Cd\_mean が 0.8 を超えていない。これを先行研究の結果を比較することで、xy 平面での格子に問題があるかどうかを判明できる。Fig.2.24 が二次元円柱(無限に長い円柱)において Cd\_mean と Re 数の関係を示す図である。そこから 2 次元で Re 数 75000 では Cd\_mean が 1 を超えていることがわかる。つまり、二次元でも小さい傾向を示して、現在の xy 平面での格子が不十分ことわかる。

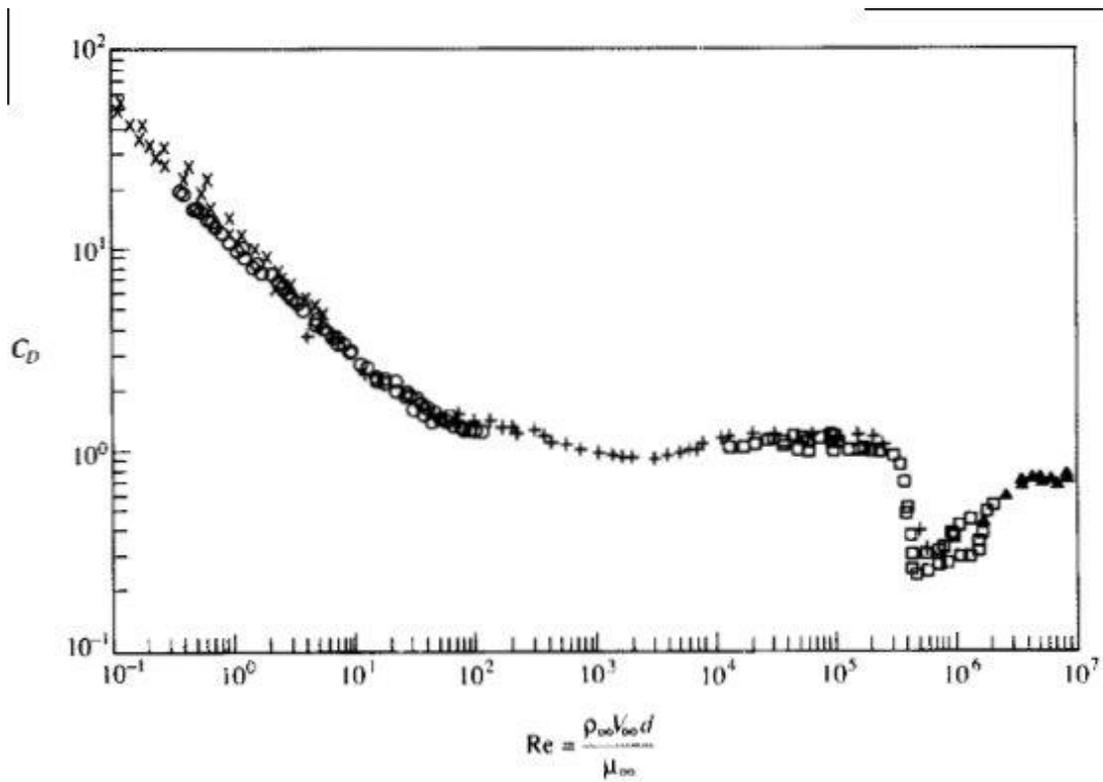


Figure 2.24 Variation of cylinder drag coefficient with Reynolds number. [8]

渦放出をシミュレーションするには円柱周りの格子が大切である。前節では直径方向の格子、つまり境界層の解像度について説明した。ここでは円周方向の格子の検証を試してみる。

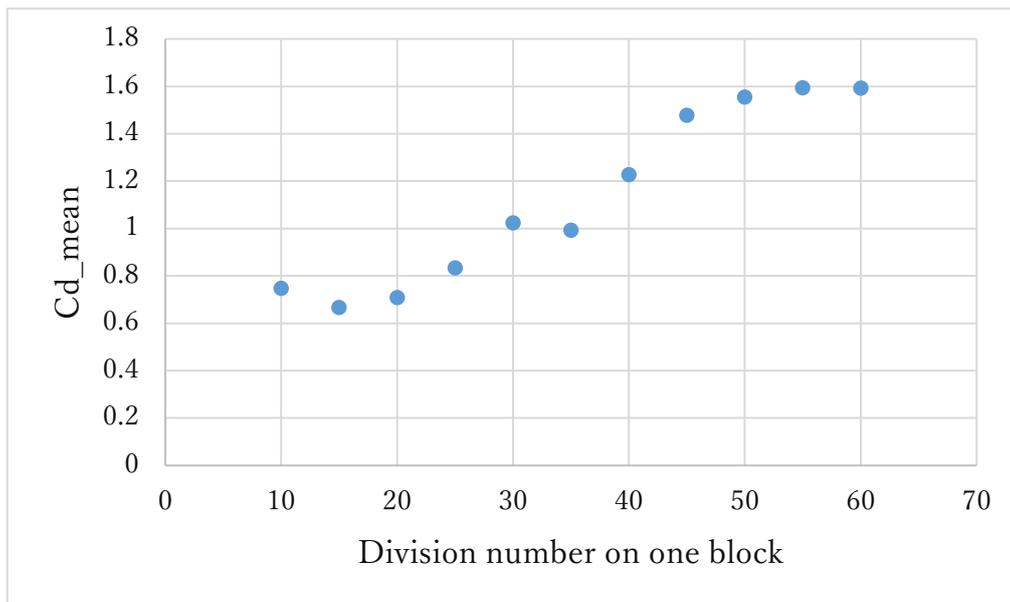


Figure 2.25 Cd vs division number on one block over circle direction.

Fig.2.25 は  $Cd\_mean$  と円柱周りの分割数の関係を示している。横軸は一つの円弧のブロックにおいて円周方向の分割数を表しており、ブロック数 8 をかけることで円柱一周の分割数が得られる。

図から分割数の増加に伴い  $Cd\_mean$  が増えている傾向がわかる。これで、前の端部ありの計算でも端部なしの計算でも、 $Cd\_mean$  が過小評価された一つの原因は円柱周りの分割数が足りないことにあることがわかる。そして、55 から横ばいの状態を示している。つまり、分割数を 55 にするのは十分細かい格子が得られる。これ以降の計算では一つの円弧ブロック円周方向の分割数を 55 で固定する。

Fig.2.26 が分割数 55 と 10 で円柱周りの格子の比較を示している。

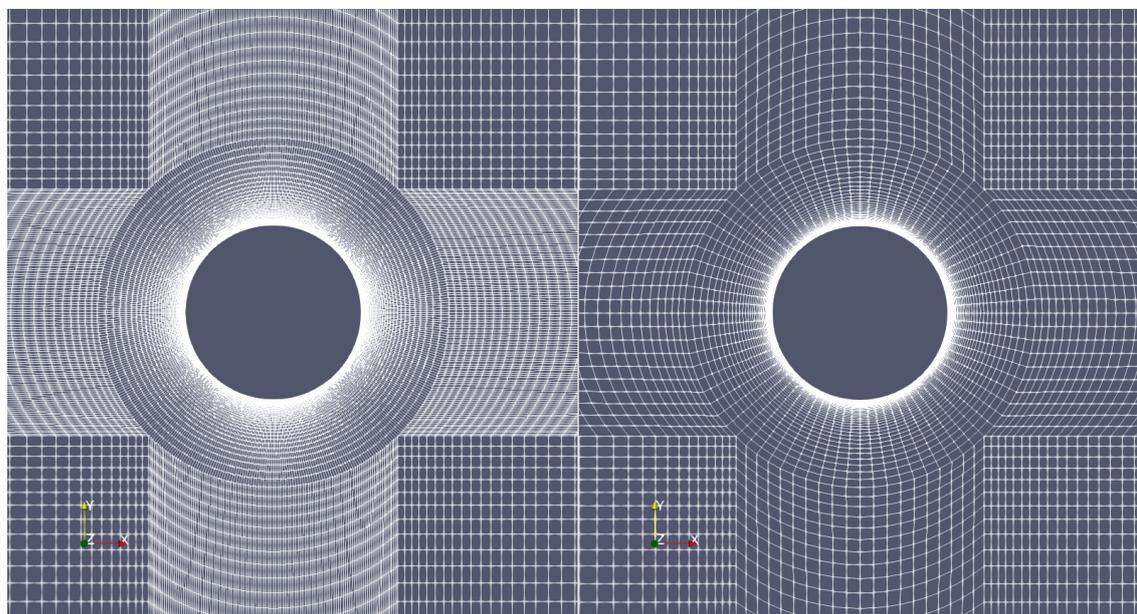


Figure 2.26 Comparison between division number 55 and 10.

ここまでは  $xy$  平面での格子の検証を行なった。円柱周りの格子の直径方向のサイズと円周方向の分割数を決めた。これ以上細かくしても結果が変わらないまで検証したが、Fig.2.25 が示した  $Cd\_mean$  が先行研究のそれを大いに超えている。もっと精度のいい計算にするため、そして、もっと効率のいい計算にするため、 $z$  方向の検証、時間刻みの検証を行なう。さらに、実験ともっと近くするため、計算領域の考え直しも行なう。

## 2.6.5 z方向での格子について

前節では xy 平面での格子の検証を行なった。境界層の解像度の検証で円柱壁面に一番近い格子のサイズが決められて、さらに格子の拡大率が決まっていれば xy 平面において全領域の格子が決められる。さらに、z 方向の格子が決められれば、全計算領域の格子が決められる。本節では z 方向の格子の検証を行なう。

格子の切り方の方針を決める前に、z 方向における流場を分析する必要がある。

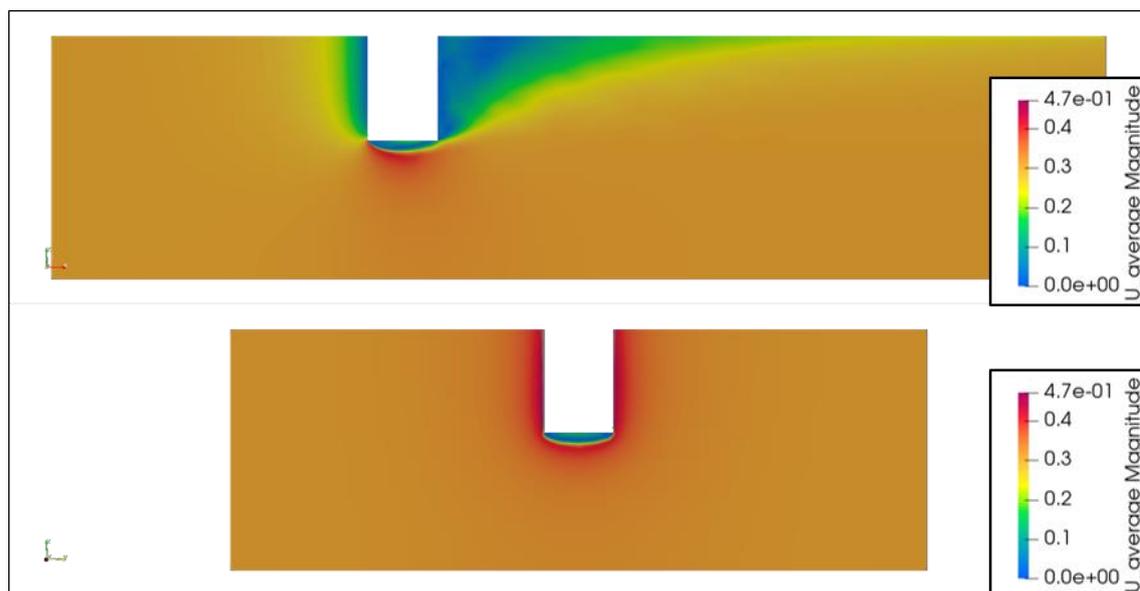


Figure 2.27 Velocity magnitude on different section.

Fig.2.27 は最初に出した端部ありのシミュレーションするで、円柱の中心を通して流れ方向(in-line)とそれに垂直方向(cross-flow)の横断面において平均速度強度の分布を表している。二つの断面からも、円柱の端部においては速度の変化が大きいことがわかる。中央部分には速度勾配が程ないことも見える。upperBD 側の端部がはっきりわからないため、 $y=0.504D$  のところにおいて、z 方向での z 方向の時間平均速度をプロットしてみた。

Fig.2.28 においては、横軸が  $U_z$  の大きさを表し、単位が  $m/s$  で、縦軸が z 方向の座標を表し、単位が  $m$  である。オレンジ色の線が free end の位置を示している。

まず、free end のところは激しい速度の変化を示した。これは Fig.2.22 からの結果と同じである。そして、赤い丸が囲ったところを見ると、upperBD 側の端部にも大きい速度勾配が存在することがわかる。

二つの図から、両端においては速度勾配を解像できるように格子を細かく切る必要があることがわかる。そして、それ以外のところはそんなに変化が激しいわけではないから、計算時間を節約するため、格子をある適度粗くする。

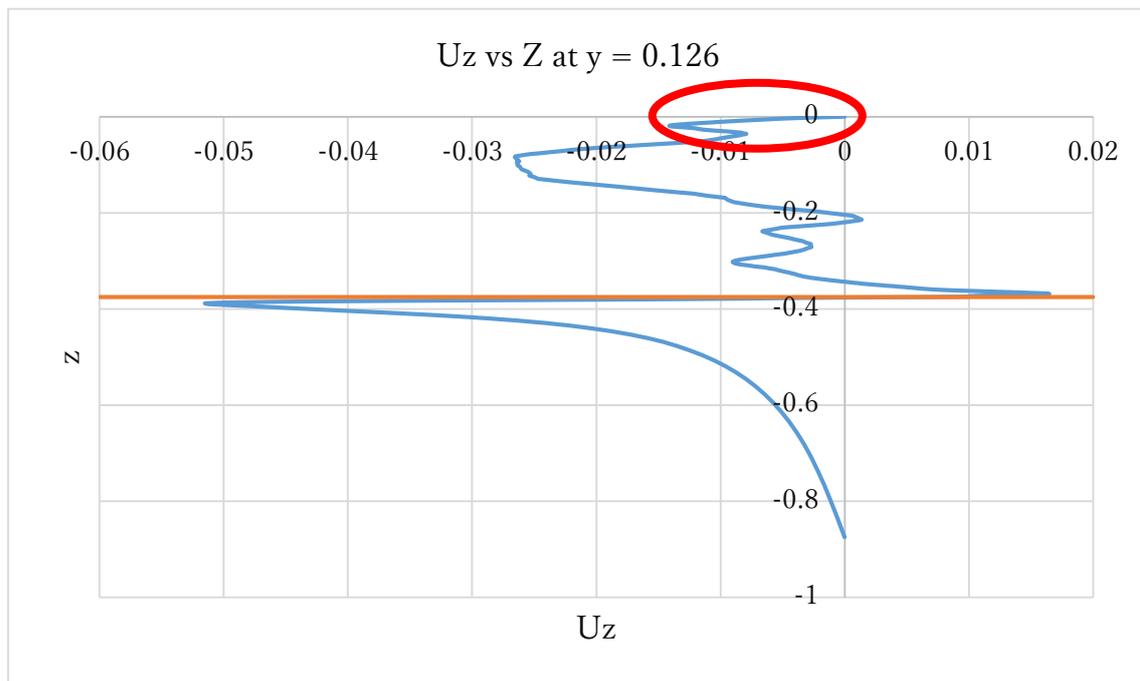


Figure 2.28 Velocity on z direction over different position.

それで、z 方向においては以下の示しているように格子を切る。まず、中心部の M 点と円柱底部で z 方向の領域を三つの部分に分ける。底部の壁面では 2.6.3 節で示した方法と同様に、 $y^+_{mean} < 1$  という方針で格子のサイズを決めて、そして、一定の拡大率で lowerBD まで埋まっていく。底部から M 点までも同じように一定の拡大率で埋まっていく。upperBD はどれぐらいにすればいいのかわからないので検証する必要がある。それが決まっていれば同じ風に頂部から M 点までの部分が埋められる。

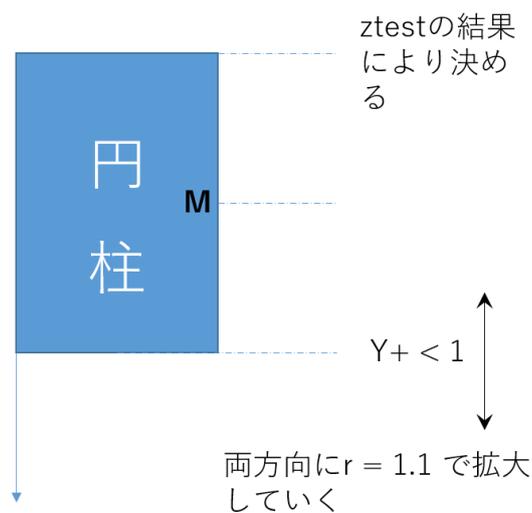


Figure 2.29 schematic diagram of mesh on z direction.

upperBD での格子を決めるため、そして、計算コストも考えに入れて、下の図のように検証を進めていく。no free end 条件に設定することで、上下でも端部ありの upperBD と同じ境界になっている。円柱長さ方向にサイズの違う均一格子で切って、結果が格子の違いに変わらないまで計算することで、upperBD において妥当な格子が決められる。



Figure 2.30 schematic diagram of the case for determining mesh on z direction.

違う格子サイズの結果が下の表にまとめられる。そして、Fig.2.27 が  $Cd\_mean$  と  $z$  方向分割数の関係を示している。

Table 2.3 Result for z direction test

name	partition number	Zmin/D	cell number	Cd_mean	Cd_rms	Cl_rms
ztest0	20	0.01	798800	1.38567		
ztest1	24	0.008333	958560	1.347979		
ztest2	16	0.0125	639040	1.484236		
ztest3	12	0.016667	479280	1.743575		
ztest4	26	0.007692	1038440	1.314588	0.145225	0.692748
ztest5	28	0.007143	1118320	1.242827	0.145554	0.614804
ztest6	30	0.006667	1198200	1.320021	0.281788	0.799147
ztest7	32	0.00625	1278080	1.301194	0.160176	0.70076
ztest8	34	0.005882	1357960	1.393062	0.157464	0.882741
ztest9	36	0.005556	1437840	1.333289	0.210598	0.775918
ztest10	40	0.005	1597600	1.255401	0.116249	0.623812

表の第二項は円柱の長さ方向での分割数を表しており、均一格子であるため、格子の  $z$  方向での無次元化量  $Zmin/D$  が簡単に算出できる。そして、セル数や流体力係数もまとめられた。ztest0 から ztest4 までは計算のミスで、 $Cd\_rms$  と  $Cl\_rms$  が得られなかったが、ここでは格子の検証だけは目的で、 $Cd\_mean$  があれば十分検証できる。

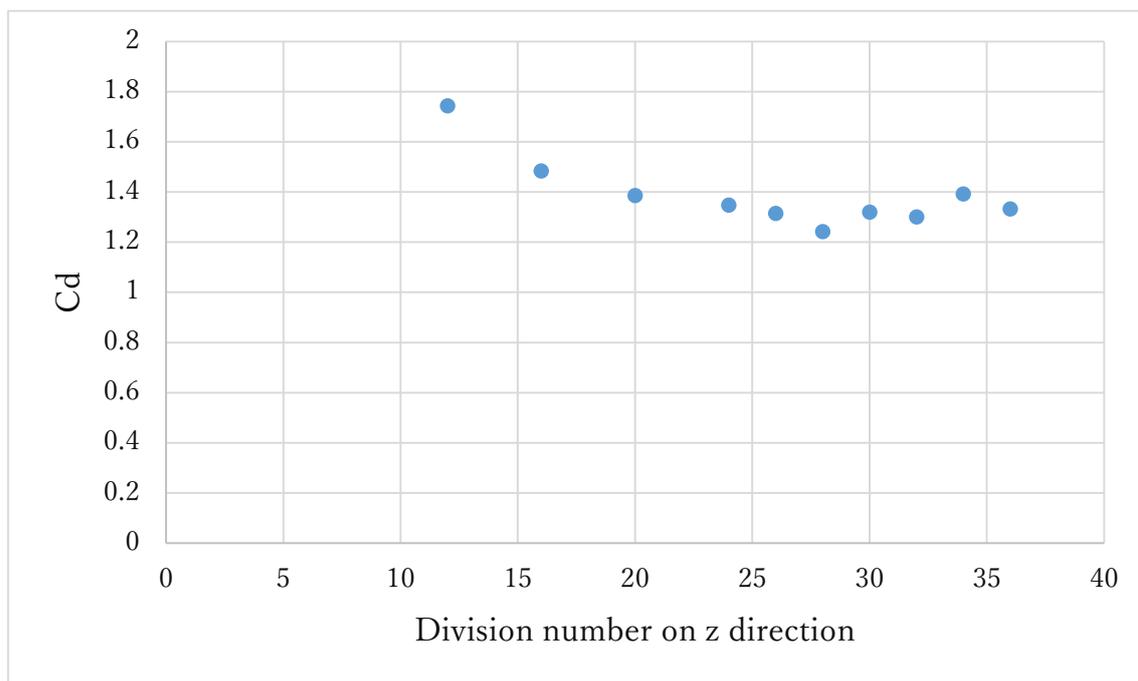


Figure 2.31 Relationship between Cd\_mean with division number on z direction.

図から、分割数の増加、つまり格子サイズの減少に従い、Cd\_mean が減る傾向を示す。そして、25 を境に多少振動しているが、収束していると思われる。これ以降の計算においては upperBD での z 方向の格子サイズを 0.005 に固定して計算を行なう。

さらに、円周方向の分割数の検証では先行研究より過大の Cd\_mean を示した原因の一つとして、z 方向での格子サイズが足りていないことが考えられる。

本節では z 方向での格子の決め方を説明した。そして、upperBD での格子のサイズの検証を行なったことで、z 方向において格子のサイズが全部決められる。しかし、精密なシミュレーションを行なうにはまだ時間刻みの検証と計算領域の検証が必要で、次の節でそれらの検証を説明する。

## 2.6.6 時間刻みについて

時間刻みの検証を行なう前に、CFL 条件(Courant-Friedrichs-Lewy Condition)について説明する。それは CFD 計算において、「情報が伝播する速さ」を「実際の現象で波や物理量が伝播する速さ」よりも早くしなければならないという必要条件のことである。

CFD でナビエストークス方程式を解く際に、用いる時間ステップ $\Delta t$ の値がその時間の上限を超えると、計算上の情報伝達速度が実現象の速さに追従できずに数値発散が生じてしまい、物理的に意味のない解を得てしまう。その故に、格子のサイズを小さくすると、時間ステップもそれに応じて小さくする必要がある。

式で説明すると、以下のようになる。実際の現象を特性速度が  $C$  の波動であるとする。この現象を次の移流方程式で記述される。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + C \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (2.72)$$

この式を時間ステップ幅 $\Delta t$ 、格子幅 $\Delta x$ として、時間微分に一次精度風上差分を用いて離散化すると、

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} + C \frac{u_i^n - u_{i-1}^n}{\Delta x} = 0 \quad (2.73)$$

式を整理すると、

$$u_i^{n+1} = u_i^n - \frac{C \Delta t}{\Delta x} (u_i^n - u_{i-1}^n) \quad (2.74)$$

となる。この時、情報が伝播する速さは $\Delta x / \Delta t$ で、実際の波の速さは  $C$  であるから

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} > C \quad (2.75)$$

が CFL 条件となる。ここから、クーラン数を以下のように定義して

$$Co = \frac{C \Delta t}{\Delta x} \quad (2.76)$$

つまり、CFL 条件はクーラン数が 1 より小さくなければならないということになる。CFL 条件が時間刻みの下限を制限している。計算精度と計算コストのバランスのいい時間刻みを決めるにはまだ検証を行なう必要がある。ここまで、端部なしで検証した格子を固定して、違う時間刻みのシミュレーションの結果は下の表にまとめられる。端部なしで検証するのは計算時間を節約するためである。

Table 2.4 Result for time step test

name	Cd_mean	Cd_rms	Cl_rms	VortexC/TS	Co_max	Co_ave
ctest10_1	1.258363	0.111785	0.777953	41666.66667	0.051291	0.002053
ctest10_2.5	1.442643	0.171177	0.894633	16666.66667	0.106869	0.005187
ctest10_5	1.605445	0.148493	0.977653	8333.333333	0.211075	0.010644
ctest10_8	1.524107	0.257844	0.892818	5208.333333	0.337101	0.016809
ctest10_10	1.552897	0.178969	0.918748	4166.666667	0.414951	0.021168
ctest10_12	1.391815	0.334845	0.785535	3472.222222	0.430448	0.025977
ctest10_20	1.411178	0.14469	0.641742	2083.333333	0.761531	0.042439
ctest10_40	1.250096	0.181788	0.454707	1041.666667	1.47714	0.082369
ctest10_60	1.134016	0.145009	0.317143	694.4444444	2.333	0.124089
ctest10_100	0.904098	0.089401	0.345967	416.6666667	5.2	0.189
ctest10_200				208.3333333		

表の項について、ctest10\_1 は ctest10 が固定されており、1 が  $\Delta t$  イコール  $1 * 0.0001$  を意味する。VortexC/TS は渦放出の周期と時間刻みの比を表している。Co\_max と Co\_ave はそれぞれ最大のクーラン数と計算領域の平均クーラン数を示している。最後の ctest10\_200 では何の結果も得られなかったのは計算が発散してしまったからである。緑色に塗りつぶされたところは第三章のリチャードソン外挿法による v&v の時間刻みに選定した。そして、ctest10\_40 から Co\_max が 1 を超えても意味のある結果が得られたケースがあって、CFL 条件に反したに見えるが、これは OpenFOAM の中のクーラン数の定義によるもので、あとで説明する。

Fig.2.32 は Cd\_mean と時間刻みの関係を示している。20 までは時間刻みの減少に従い、Cd\_mean が増えていく傾向がわかる。そして、20 より小さい領域においてははっきりとした傾向が見えなくて、振動している。しかし、収束していることが言える。

Fig.2.33 は計算時間と時間刻みの関係を示している。当然ながら、時間刻みの減少により、計算のステップが増えて計算時間が増えるが、20 より小さい領域においては、時間刻みの減少により、計算速度が急激に増える。

クーラン数の平均値が 0.01 オーダーで、最大値でも 1 を超えていないから、計算精度と計算時間のバランスを考え、これ以降の円柱が固定されたシミュレーション計算の時間刻みを 0.0020s とする。強制加振の場合は最大速度との比例で、時間刻みを決める。そして、ここでの結論は計算時間を節約するための端部なし計算からのものだから、端部ありのシミュレーションに適用できるかどうかはまだ検証が必要である。Fig.2.27 の中の赤い丸が囲ったところの時間刻みを第三章でリチャードソン外挿法による v&v で端部ありの計算においての妥当性を検証する。

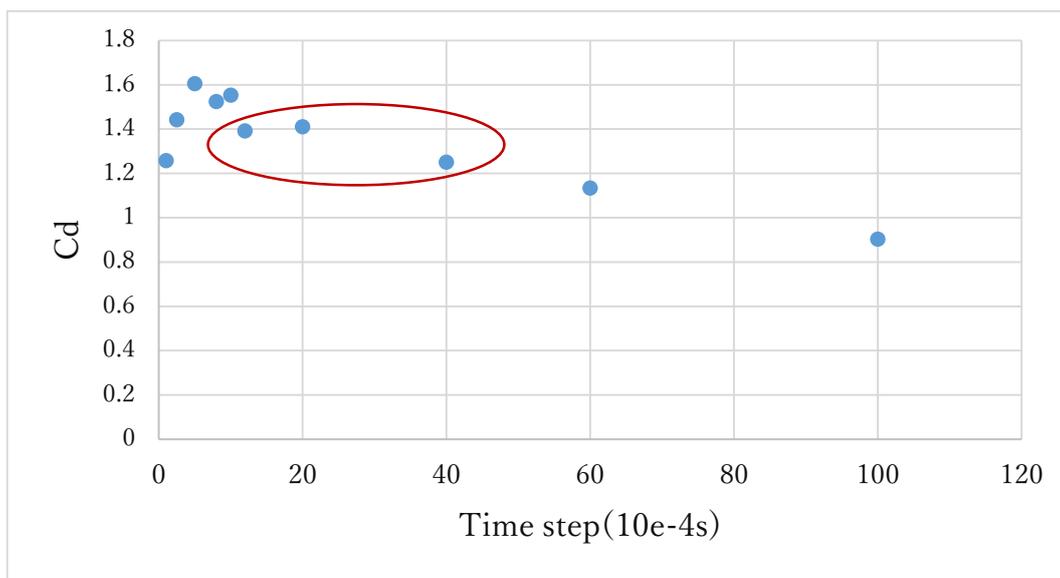


Figure 2.32 Relationship between Cd\_mean with time step.

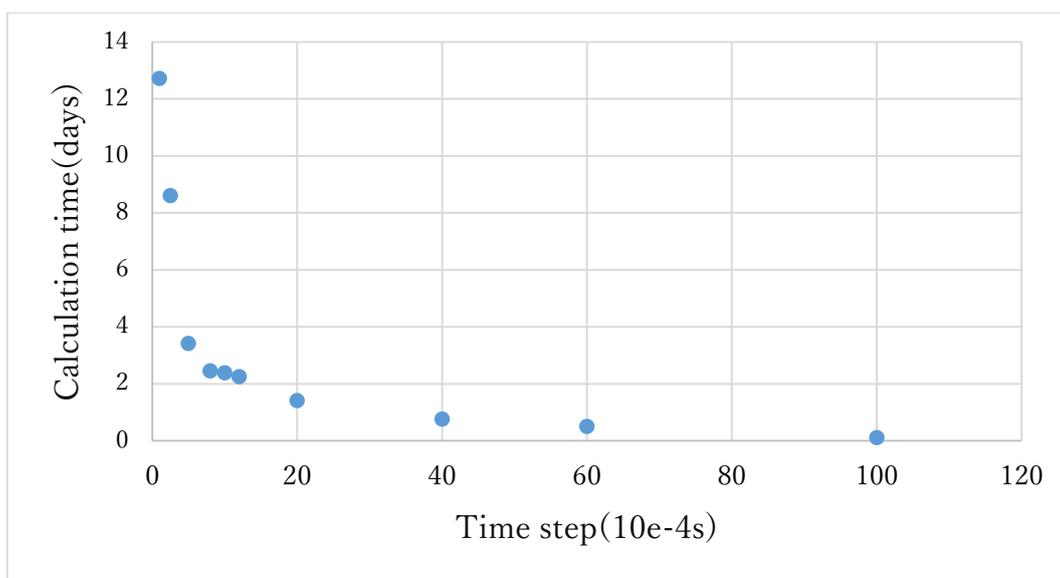


Figure 2.33 Relationship between calculation time with time step.

ここから、OpenFOAM においてクーラン数が 1 を超えても意味のある結果が得られた原因について説明する。

式(2.76)の定義により、下の図が示した場合では各方向でのクーラン数が以下のように求められる。

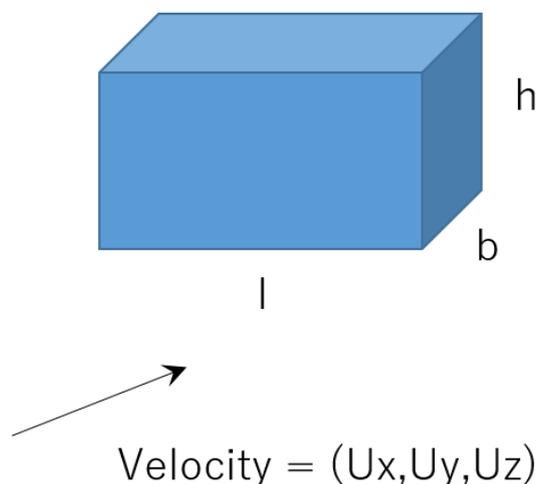


Figure 2.34 Image of flow through a cell.

$$Co_x = \left| \frac{U_x \Delta t}{l} \right| \quad (2.77)$$

$$Co_y = \left| \frac{U_y \Delta t}{b} \right| \quad (2.78)$$

$$Co_z = \left| \frac{U_z \Delta t}{h} \right| \quad (2.79)$$

OpenFOAM においてクーラン数が下のように定義されている。

$$Co = \frac{\Delta t}{2V} \sum_{faces} |\phi_i| \quad (2.80)$$

ここで、 $V$  がセルの体積、 $\phi_i$  がフラックスを表している。Fig.2.29 が示した場合において式(2.80)を展開すると

$$Co = \frac{\Delta t}{2lbh} (2(|U_x bh|) + 2(|U_y lh|) + 2(|U_z bl|)) \quad (2.81)$$

$$Co = Co_x + Co_y + Co_z$$

つまり、OpenFOAM においては計算がシンプルであるため、各方向でのクーラン数の和を取って一つの指標とした。一つの例を挙げてそれを検証する。端部ありの計算領域においてクーラン数が 0.7 を超えたところをプロットして、下の図が得られる。

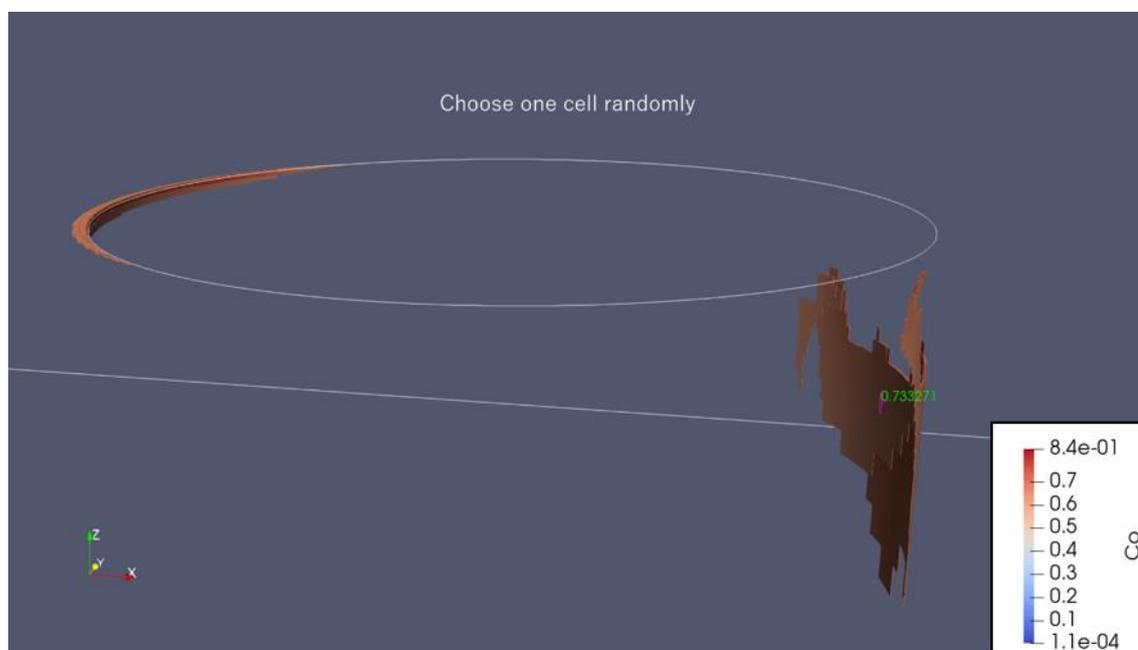


Figure 2.35 The distribution of cell whose Courant number is over 0.7.

Fig.2.35 から、クーラン数の高いところは円柱の端部に集中していることが判明できる。その原因はその辺は速度が高く、格子が細かいからである。ランダムに一つのセルを選んで結果を出力させると、下の表にまとめられる。ちなみに、Fig.2.35 の中の緑の数値が選ばれたセルでのクーラン数である。

Table 2.5 Results on different point from the selected cell

Co	U:0	U:1	U:2	Points:0	Points:1	Points:2
7.00E-01	3.72E-01	3.95E-03	4.33E-02	1.18E-01	4.21E-02	-4.48E-01
7.13E-01	3.79E-01	2.48E-03	4.12E-02	1.18E-01	4.21E-02	-4.41E-01
7.10E-01	3.79E-01	2.06E-03	4.05E-02	1.17E-01	4.38E-02	-4.41E-01
6.97E-01	3.72E-01	3.50E-03	4.25E-02	1.17E-01	4.38E-02	-4.48E-01
6.24E-01	3.72E-01	3.89E-03	4.31E-02	1.18E-01	4.20E-02	-4.48E-01
6.36E-01	3.79E-01	2.42E-03	4.09E-02	1.18E-01	4.20E-02	-4.41E-01
6.34E-01	3.79E-01	2.07E-03	4.02E-02	1.17E-01	4.37E-02	-4.41E-01
6.23E-01	3.72E-01	3.52E-03	4.23E-02	1.17E-01	4.37E-02	-4.48E-01

表の項目について、 $Co$  がクーラン数を表し、 $U$  と  $Points$  がそれぞれ速度と座標を表しており、 $0,1,2$  がそれぞれ  $x,y,z$  方向を示している。 $Z$  方向においては、すべての点での  $z$  方向の速度の平均を取って、 $z$  方向の格子の長さで、 $z$  方向でのクーラン数  $Co_z$  が  $0.003055468$  と求められる。同じように、Fig.2.36 が示したように座標変換して、直径方向と円周方向でのクーラン数がそれぞれ  $Co_1=0.701774666$  と  $Co_2=0.035202468$  と求められる。これらを合わせて、OpenFOAM が出したクーラン数の値に非常に近いから、この例で OpenFOAM でのクーラン数の定義を説明できた。それゆえに、Table2.4 の中にクーラン数が  $1$  を超えても意味のある結果が得られたことが説明できた。

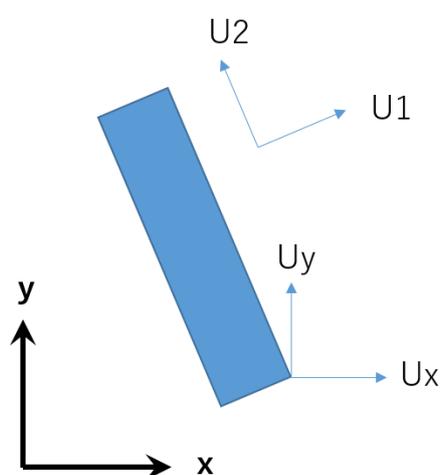


Figure 2.36 The distribution of cell whose Courant number is over 0.7.

この節では CFL 条件と時間刻みの検証について説明した。時間刻みの検証では計算の精度と計算のコストの面から  $\Delta t$  を  $0.0020s$  に暫定した。端部ありで検証のため、その値前後の値を選定して、第三章でのリチャードソン外挿法による  $v\&v$  でまた検証する。それ以外に、OpenFOAM での計算においてクーラン数が  $1$  を超えても意味のある結果が得られたことについて、例を挙げって OpenFOAM でのクーラン数の定義のところから説明した。

強制加振のシミュレーションでは速度が常に変わるから、時間刻み  $\Delta t$  を固定する以外に、最大クーラン数を固定して計算を行なう案も考えられる。

## 2.6.7 計算領域について

ここまでは格子や時間刻みについて、検証を行なった。本節では実験条件に特化するため、計算領域の検証を行なう。また、計算時間の節約のため、no free end で検証を行なう。無論、端部ありの問題を端部なしで検証するのはずれるところがあると考えられる。しかし、本研究の研究対象である円柱はアスペクト比が 1.5 で、端部影響があるが、側面渦のほうがマインを示していることで、端部なしでの検証でカバーできると考えられる。

まず、実験の条件について考える。Fig.2.37 が示しているように水槽でモデルを曳航することで、浮体に流れが来るシチュエーションを実験で再現する。図の中の囲いが CFD における計算領域を表している。



Figure 2.37 The sketch of towing experiment and computational region of CFD.

まず、計算領域の幅について、水槽のそれに合わせて本研究においては  $14D$  とする。そして、幅側の境界条件については、計算領域が円柱と一緒に曳航されることを想像すると、そこにおいては垂直では速度がなく、平行方向では流れが邪魔されないことで、free slip 条件にするのが妥当だと考えられる。Free slip 条件での結果とオープン条件でのその比較は後で説明する。流入境界と流出境界については、曳航実験では無限遠いに相当するので、CFD でも結果が変わらないまで距離の検証をする必要がある。

流入境界を検証するためのケースの設定やの検証結果以下のようなになる。

Table 2.6 Results on different inlet boundary distance

name	inlet_dis/D	outlet_dis/D	wide_dis/D	Cd_mean	Cd_rms	Cl_rms
old_region	5	10	5	1.594899	0.1587292	1.004543
test1	10	40	20	1.370216	0.2156072	0.759094
test2	20	40	20	1.301237	0.1966202	0.715284
test3	40	40	20	1.319539	0.2198356	0.7775226

流出や幅を固定して、流入境界からの距離だけを変えて、test1 から test3 を行なった。それに、対照するため、これまでの計算の領域での結果もまとめた。Fig.2.38 は各ケースの流体力係数をまとめた図である。

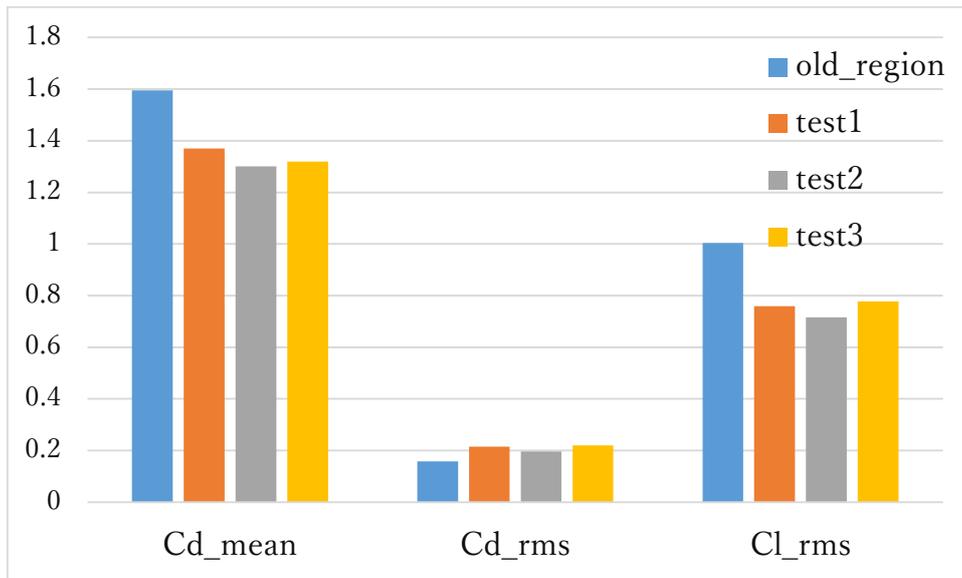


Figure 2.38 The results of different computational region.

複数のパラメーターが違って、どこが効いたのか不明だが、old region と test の結果が明らかに違っている。そして、test 間の比較で、流入境界の距離の違いにより、単調な傾向を示していないが、test2 と test3 はほぼ差がないことが見える。ここから、流入境界の距離を 20D にするのが妥当だと考えられる。

検証された 20D を流入境界の距離とし、幅を水槽のそれと固定し、以下のように流出境界の距離の検証を試してみた。

Table 2.7 Results on different outlet boundary distance

name	inlet	outlet	wide	Cd_mean	Cd_rms	Cl_rms	Cd_mean	Cd_rms	Cl_rms
test1	20	40	14	1.254299	0.291293	0.624021	1.334718	0.104742	0.668738
test2	20	60	14	1.369655	0.21156	0.73145	1.511492	0.134862	0.843551
test3	20	80	14	1.401362	0.377249	0.888462	1.653556	0.180387	1.122515
test4	20	100	14	1.527084	0.183075	0.882638	1.574921	9.63E-02	0.916743
test5	20	72	14	1.657887	0.14992	1.106995	1.582527	0.265687	0.915878
test6	20	30	14	1.645109	0.228429	1.066915	1.562776	0.1594	1.0238
test7	20	50	14	1.521519	0.247829	0.888056	1.406213	0.128773	0.775296
test8	20	120	14	1.462141	0.193389	0.810086	1.529691	0.148931	0.863373
test9	20	140	14	1.503964	0.153997	0.921619	1.547607	0.119317	1.023685
test10	20	340	14	1.352929	0.320563	0.809461	1.628209	0.211617	1.091738
test11	20	160	14	1.579412	0.203749	1.009089	1.676238	0.146977	1.175665
test12	20	180	14	1.508045	0.245064	0.95361	1.523437	0.157627	0.935332

表について、inlet、outlet と wide はそれぞれモデルの中心から流入境界、流出境界と幅までの距離を表しており、単位が D である。緑のところの流体力は  $10s(tU/D=12)$  から 12 周期のデータで得られた結果である。そして、青いところの流体力は  $46s(tU/D=55.2)$  から 2 周期のデータで得られた結果である。それぞれプロットすると、下の図が得られる。

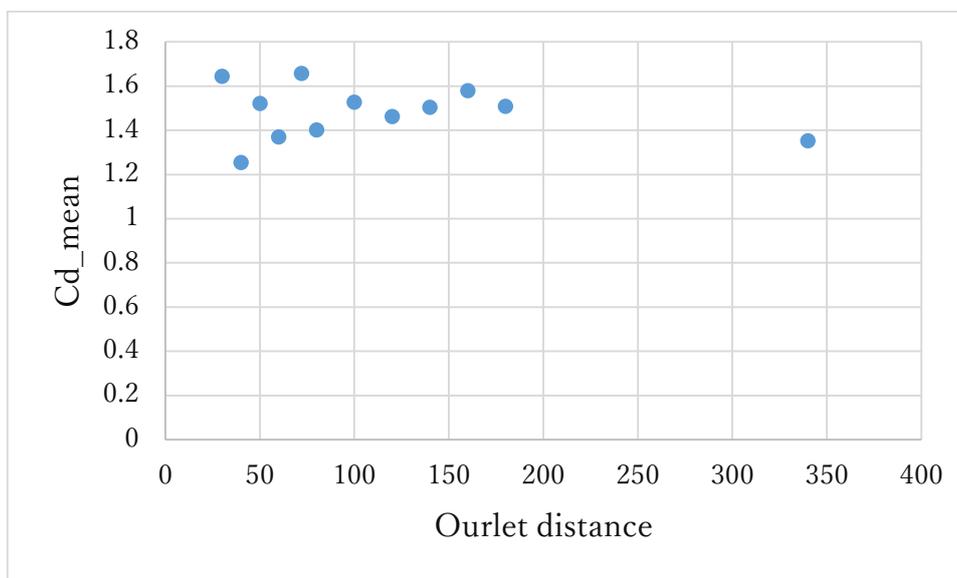


Figure 2.39 The relationship between Cd\_mean and outlet distance (green data).

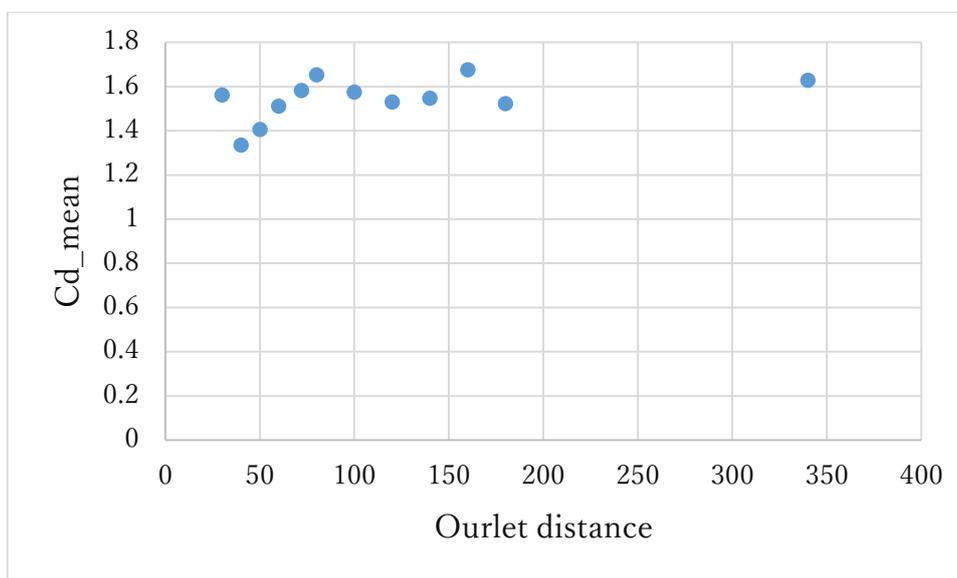


Figure 2.40 The relationship between Cd\_mean and outlet distance (blue data).

Fig.2.39 から、流出境界の境界の増加に従い、Cd\_mean が一定の傾向を示しておらず。340D ケースを設定したのは、途中で傾向が読めなくて、水槽の長さのケースで限界を設定すると思ったからである。違う範囲でのデータで得られた結果が Fig.2.40 である。

Fig.2.40 から、多少のずれがあるが 80D までは増加している傾向を示しており、それ以降は振動しながら横ばいの状態を呈している。しかし、先行研究に比べて遥かに超えているから、さらにそれを考察するため、時系列の結果を調べた。

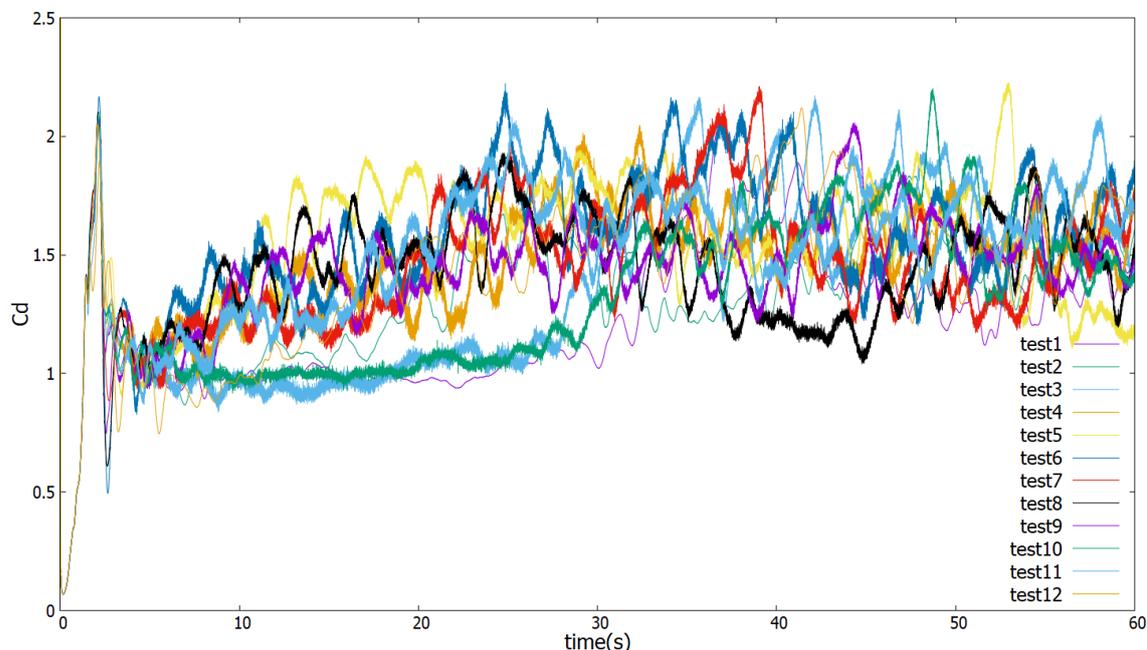


Figure 2.41 Time history of Cd from different case.

Fig.2.41 から 10s から計算がまだ収束していないことがわかる。これが Fig.2.39 に傾向がない原因だと考えられる。さらに、図から正しい結果を得るため、もっと長くシミュレーションを行なう必要があると考えられる。流出境界距離の 20D、30D、40D と 50D ケースを 180s( $tU/D=216$ )まで計算を行なった。20D と 40D の流体力の時系列は下のよう示している。

Fig.2.42 と Fig.2.43 からこの計算領域において、10s( $tU/D=12$ )のところはまだ計算が安定していないことがわかる。さらに、二つの結果を比較して、流出境界の距離の増加により、計算の安定点が遅くなることもわかる。これは距離が長くなるにつれて、反射の影響が遅くなって、安定も遅くなると考えられる。

正確に流体力係数を算出するため、40D のシミュレーション結果を使って、違うスタートポイントと違う周期数のデータで流体力係数を算出した。その結果が Table2.8 にまとめられた。

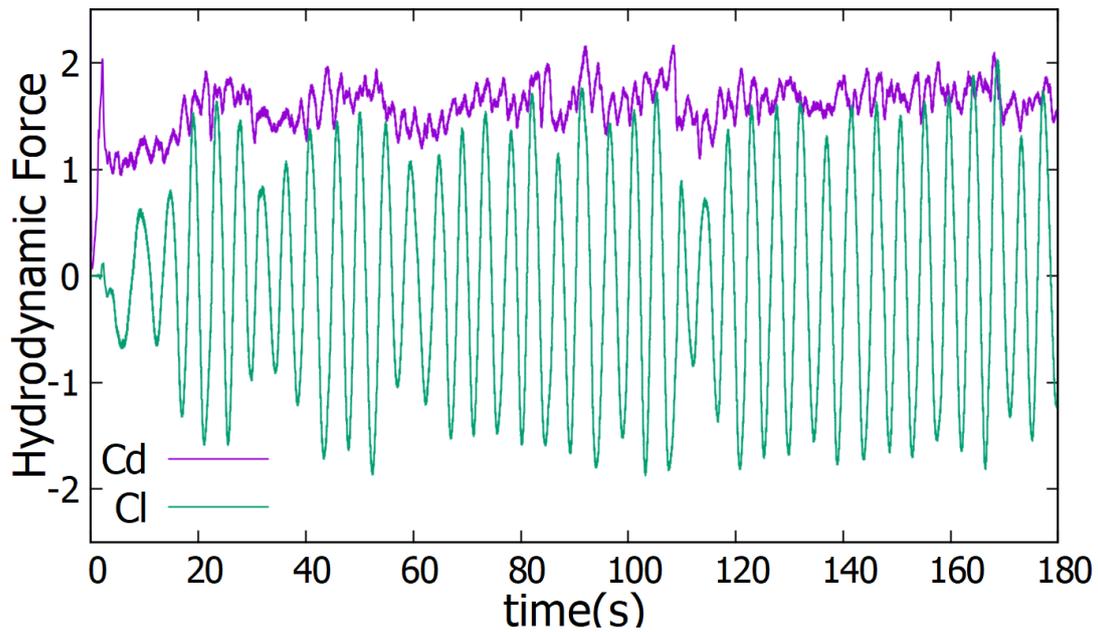


Figure 2.42 Time history of hydrodynamic force coefficient (20D).

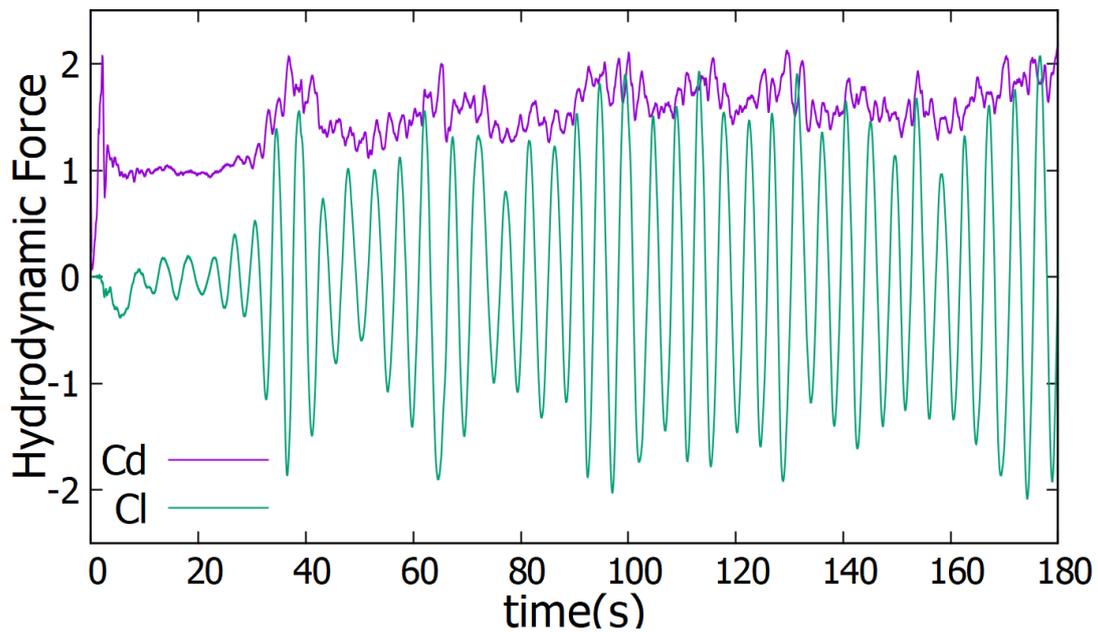


Figure 2.43 Time history of hydrodynamic force coefficient (40D).

Table2.8 について、縦の項がスタートポイントを表しており、横の項が何周期分のデータを表している。そして、数値がそれぞれの条件に対応する  $Cd_{mean}$  を示している。Table2.8 の結果に基づいて、Fig.2.44 のようなコンター図が作れる。

Table 2.8 Results on different start time and different cycles

	4c	8c	12c	16c	20c	24c	28c	32c
40s	1.396284	1.481457	1.4644	1.536553	1.569701	1.587972	1.590158	1.597399
50s	1.457902	1.473937	1.537327	1.583341	1.610822	1.6052	1.599433	
60s	1.56747	1.535071	1.598098	1.629615	1.637597	1.623104	1.640014	
70s	1.457801	1.594618	1.627678	1.645381	1.630614	1.627558		
80s	1.602326	1.656447	1.68597	1.6691	1.641305	1.670441		
90s	1.752997	1.727659	1.711566	1.684461	1.677196			
100s	1.721397	1.72107	1.673071	1.646018				
110s	1.724164	1.696849	1.648095	1.671429				
120s	1.698481	1.635023	1.627438					
130s	1.618516	1.57435	1.654921					
140s	1.603175	1.625629						
150s	1.564846							
160s	1.741412							

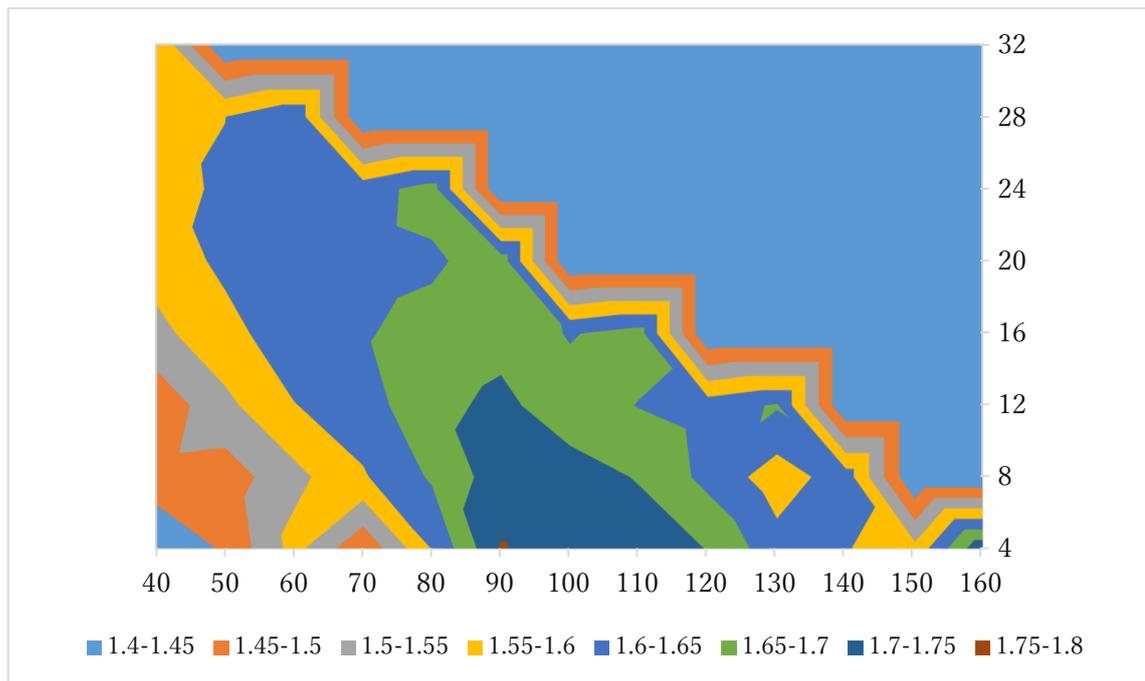


Figure 2.44 Contour of different start time and cycles.

図から、90s まではスタートポイントが大きくなるにつれて、Cd\_mean が増加する。これは安定点に近づいているからだと考えられる。90s までの領域は周期数の増加により、増えている。これは安定領域の割合が増えているからだと考えられる。もっと精密にスタート

ポイントを決めるため、違うスタートポイントでの違う周期数での結果の標準偏差を求めた。結果が Fig.2.45 にまとめられた。

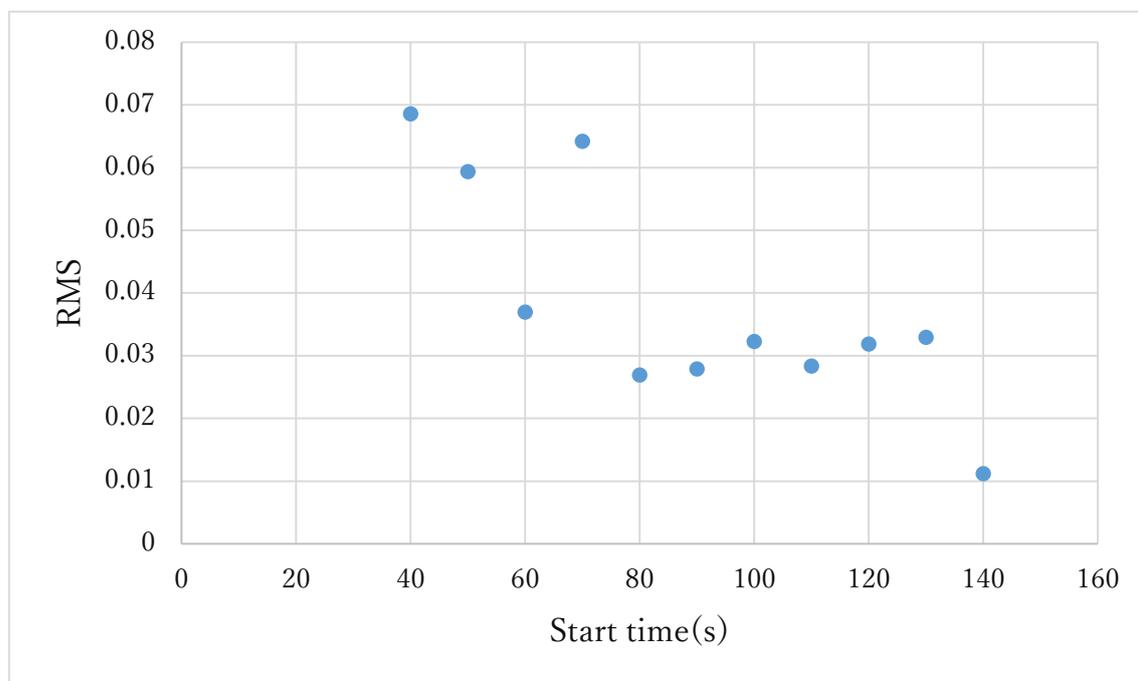


Figure 2.45 Standard deviation of different cycle on different start time.

Fig.2.45 から、140s のところの違う周期での結果の標準偏差が一番小さいだが、Table2.8 からわかるように、それはサンプル数が一番小さいからしか考えられない。サンプル数も考慮に入れて、80s のほうが一番標準偏差が小さいであるため、そこをスタートポイントにするのが妥当だと考えられる。これで、20D から 50D までの流体力係数が求められる。

Table 2.9 Results of different outlet distance on different cycles

cycles	4	8	12	16	20	24	average	std
20D	1.688412	1.680137	1.658553	1.659115	1.669706	1.671253	1.671196	0.01068
30D	1.478428	1.540544	1.517828	1.546654	1.578886	1.59272	1.54251	0.037818
40D	1.602326	1.656447	1.68597	1.6691	1.641305	1.670441	1.654265	0.026948
50D	1.476473	1.518505	1.52882	1.557907	1.569013	1.578006	1.538121	0.034661

Table2.9 が示しているのはすべて 80s から、違う周期数のデータで求めた Cd\_mean である。average と std が違う周期での結果の平均値と標準偏差を表している。図にまとめると、Fig.2.46 が得られる。

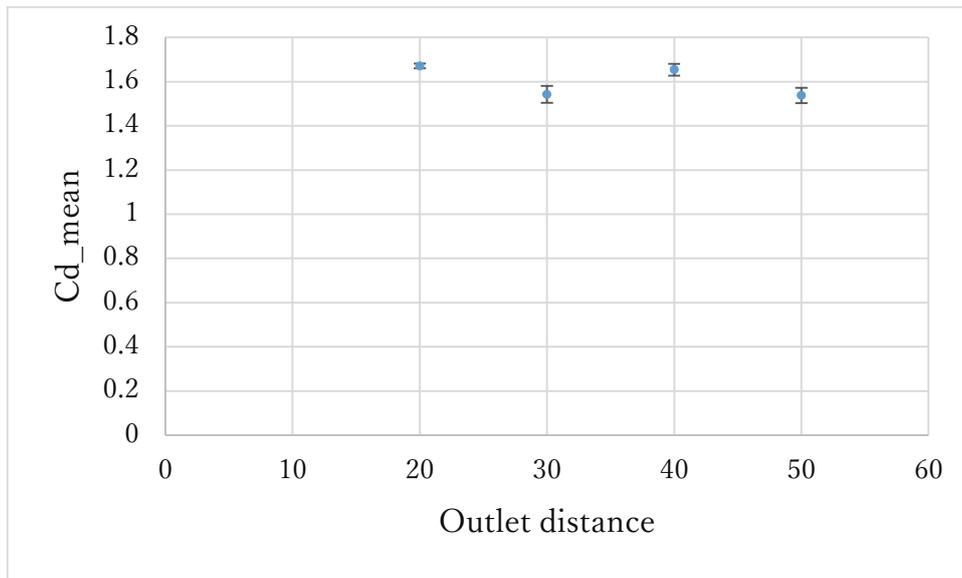


Figure 2.46 Standard deviation of different cycle on different start time.

Fig.2.46 から、20D から 50D の範囲では Cd\_mean が変わらないことがわかる。それゆえ、これからの計算では流出境界の距離を 40D と固定して行なう。

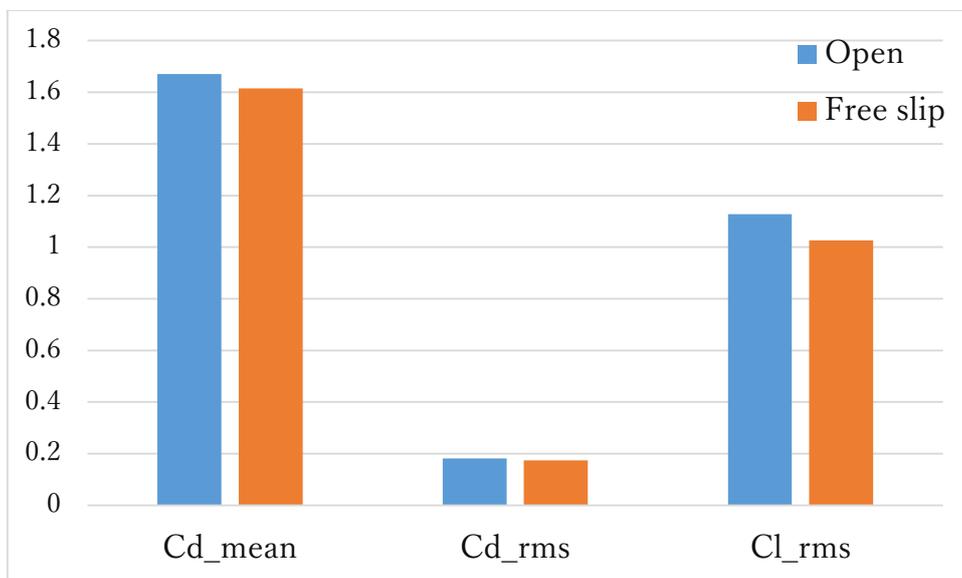


Figure 2.47 Comparison between different boundary condition.

Fig.2.47 は検証された計算領域の計算で、northBD と northBD が open と free slip での流体力の比較である。流体力の計算に使ったデータは 80s( $tU/D=96$ )からで 24 周期のデータである。Open より、free slip のほうにおいて、Cd\_mean が 3.36%、3.66%と 8.94%小さいことがわかる。

### 第3章 単独円柱のシミュレーション

本章では単独円柱を研究対象とする固定と強制加振シミュレーションの考察を行なう。その前に第 2 章で端部なしの計算で検証された結果を端部ありで検証し、リチャードソン外挿法による Validation を行なう。

#### 3.1 はじめに

本計算の計算領域のスケッチは第 2 章の Fig.2.13 の示しているようになる。前でも説明したように、研究時間が制限されている以外に、研究対象を過干渉に集中するため、upperBD を free-slip にすることで、自由表面の影響を対象外にした。そして、端部影響を解明するため、no free end の端部なしの計算も行なった。この端部なしの計算は端部影響がない以外、すべての設定が端部ありの計算のそれと同じである。計算の設定は下のよう示されている。試計算のそれとは幅側の southBD と northBD を open から水槽実験に近い free slip にした。

Table 3.1 Boundary condition for fixed simulation

Boundary	Pressure	Velocity
leftBD	zero gradient	fixed value
rightBD	fixed value 0	zero gradient
southBD&northBD	zero gradient	<b>free slip</b>
upperBD&lowerBD	zero gradient	<b>free slip</b>

そして、計算領域と格子の拡大に率は次のように示されている。

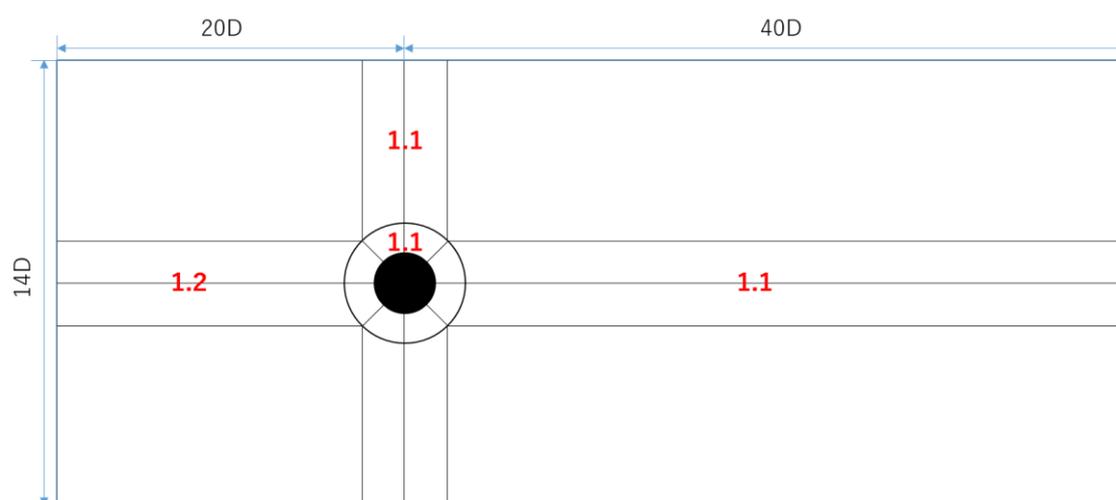


Figure 3.1 sketch of computational region and cell expansion ratio on xy plane.

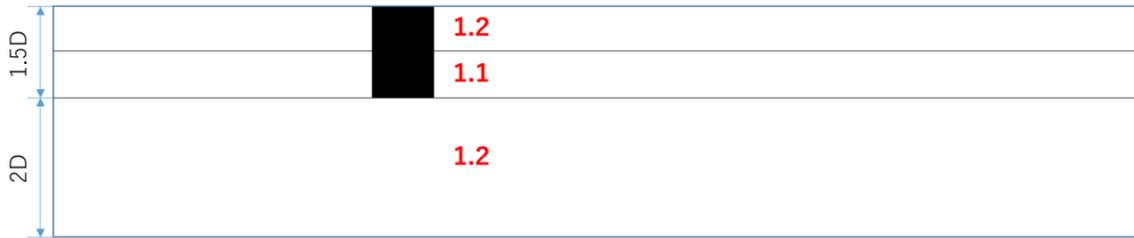


Figure 3.2 sketch of computational region and cell expansion ratio on xz plane.

幅の  $14D$  は実験の水槽に値で、流入境界と流出境界の  $20D$  と  $40D$  は前の試計算でこれ以上増やしても変わらないことが検証された。これで、自由表面以外はすべて実験と同じである。図の中の赤い太字が格子の拡大率を表している。これも第 2 章で検証された値である。

xy 平面においては、まず円柱近くの格子のサイズが  $y+$  で決められて、それ以外の格子は拡大率で決まる。円柱周りのブロックが渦の発生するところで、後流側が渦の発達するところであるため、その格子を細かくする必要があるので、Fig.3.1 が示しているように、円弧ブロック、幅側のブロックと後流側のブロックにおいては格子拡大率を小さめに 1.1 とする。そして、上流側に変動が少ないため、計算効率を上げるため、格子拡大率を大きめに 1.2 とする。

xz 平面においては、Fig.3.2 が示しているように三つの領域に分けられる。端部に一番近い格子は  $y+$  で決められて、upperBD においては前の検証で  $Z_{min}/D=0.005$  に決められた。それ以外の格子が拡大率で決まる。円柱の上部分と一番下の水の部分はそれほど変動が激しくないで、特に水の部分が長いから、計算効率を上げるため、格子拡大率を 1.2 とする。円柱の下部分においては端部の影響で速度勾配が高いため、格子拡大率を 1.1 とする。そして、後節での Validation ではそこでの拡大率を 1.05、1.1 と 1.2 として行なう。

強制加振シミュレーションについて、本研究においては格子が変形しないように、円柱を固定し、流場に逆の速度と加速度を与えることでシミュレーションすることで、境界においてもそれに合わせて設定する必要がある。まず速度は groovyBC というライブラリで加速度に合わせて設定する。そして、圧力については rightBD でも速度が変わるから、open とした。

Table 3.2 Boundary condition for forced oscillation simulation

Boundary	Pressure	Velocity
leftBD	zero gradient	groovyBC
rightBD	zero gradient	zero gradient
southBD&northBD	zero gradient	zero gradient
upperBD&lowerBD	zero gradient	<b>free slip</b>

### 3.2 端部あり計算における誤差評価

CFD 結果の評価に関し、二つの概念として、Validation と Verification がある。通称 CFD v&v である。それぞれ以下のように特徴づけられる。

- I. Validation : 正しいモデルを解いているか。
- II. Verification : モデルを正しく解いているか。

Validation における正しいモデルとは、乱流モデルのことだけを指すのではなく、現実世界の研究対象を相応しくモデル化しているかどうかのことである。例えば、非圧縮流体にしていいのか、熱交換を無視して妥当なのかのことがあげられる。

それに対し、Verification は採用したモデルの解が数値振動なしに正しく解かれているのかを意味する。当然であるが、限界のある離散化方程式で厳密の解析解を表現するのが困難だが、得られた数値解の誤差範囲を何等かの方法で規定することができる。それを求めるために、下の Table が示しているように、三つの格子と三つの時間刻みで計 9 ケースの計算を行なった。そして、その結果が Table3.4 にまとめられた。

Table 3.3 Space discretization and time discretization

name	Cell num.	Expansion ratio	hi
M1	6218596	1.05	1
M2	4981156	1.1	2
M3	4279940	1.2	3
name	$\Delta t$	Vortex C./ $\Delta t$	$\tau i$
T1	0.0012	5000	1
T2	0.002	3000	2
T3	0.004	1500	3

Table3.4 Hydrodynamic force coefficient Result of different case

name	Co_max	Cd_mean	Cd_rms	Cl_rms
M1T1	2.04317	0.890952	3.38E-02	0.131604
M1T2	3.43114	0.881998	3.63E-02	9.69E-02
M1T3	6.62169	0.906128	4.96E-02	7.87E-02
M2T1	2.04923	0.901554	6.25E-02	0.112338
M2T2	3.44132	0.906023	4.13E-02	9.73E-02
M2T3	6.58312	0.922021	6.40E-02	0.144236
M3T1	2.05245	0.909584	6.35E-02	0.128459
M3T2	3.44816	0.905651	3.99E-02	0.130872
M3T3	6.71253	0.929111	6.94E-02	0.178087

Fig.3.3 と Fig.3.4 はスタートポイントを 10s に固定して、そこから何秒のデータで計算できた  $Cd_{mean}$  と  $Cl_{rms}$  の関係を表している。二つの図もだんだん変動がしずめる傾向を示した。 $Cl_{rms}$  では二乗の計算があるため、若干振動しているが、収束しているに見える。この図でスタートポイントを 10s にして、35s の計算ではこの場合足りていることが確認できる。

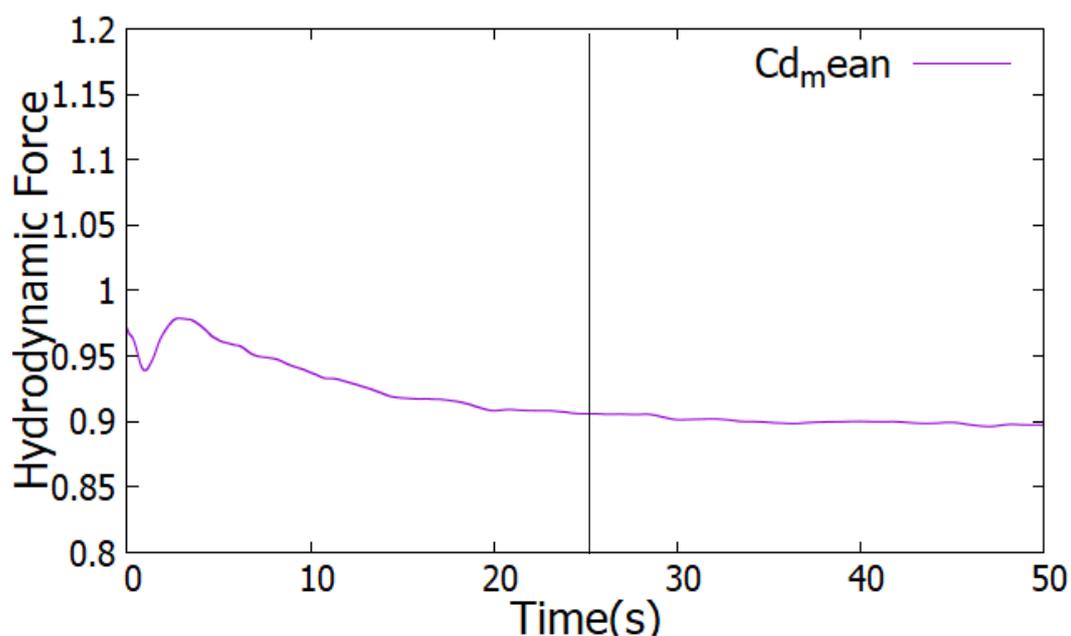


Figure 3.3 The relationship between  $Cd_{mean}$  and the period of data.

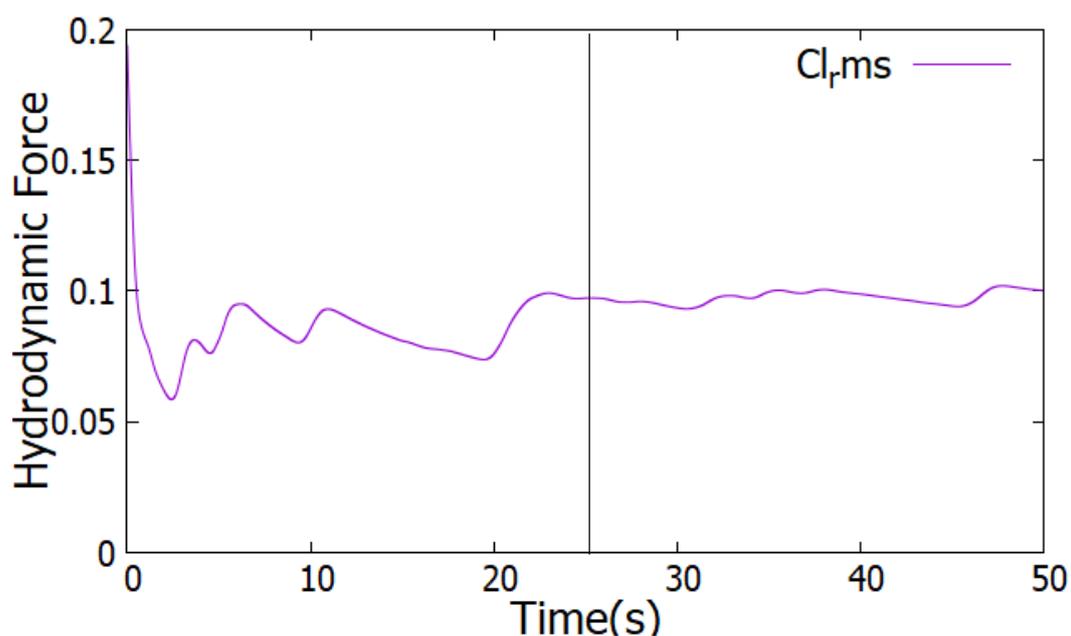


Figure 3.4 The relationship between  $Cl_{rms}$  and the period of data.

Table3.4 の結果をそれぞれ Cd\_mean と Cl\_rms において時間刻みとメッシュが結果に与える影響を分析する。

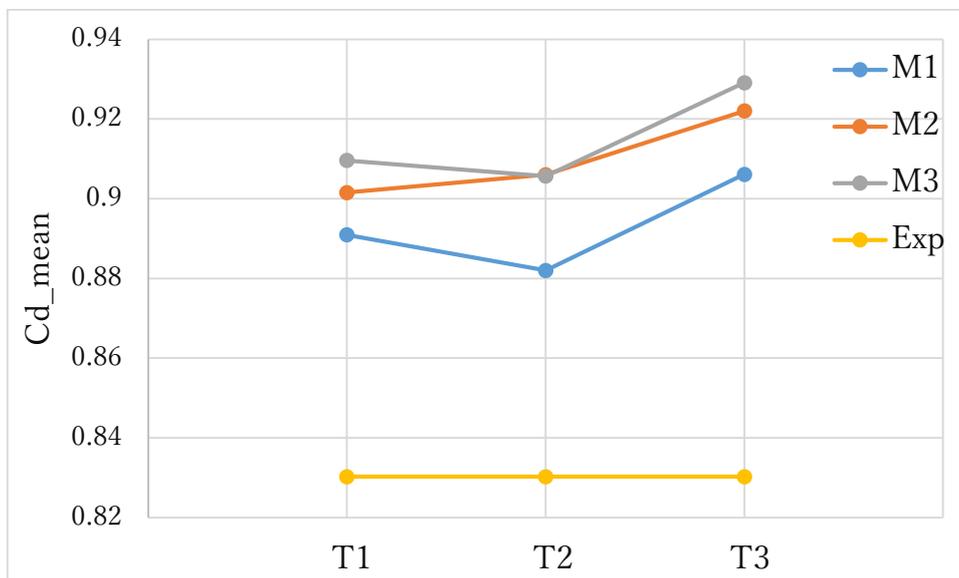


Figure 3.5 Cd\_mean convergence analysis in terms of time step.

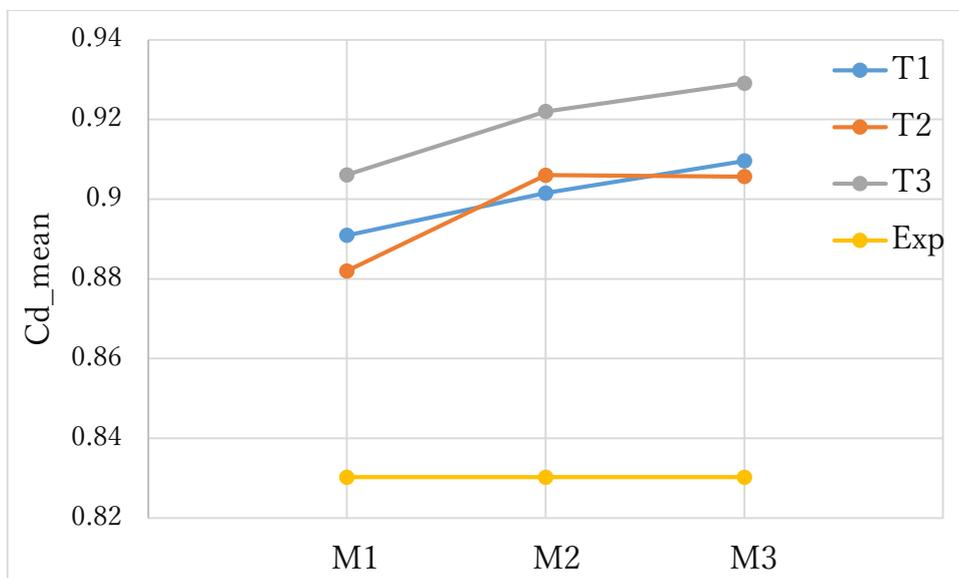


Figure 3.6 Cd\_mean convergence analysis in terms of mesh.

上の二つの図から、すべての計算結果が実験結果より大きい傾向を示した。そして、メッシュが細くなるにつれて Cd\_mean が下がっている傾向にある。時間刻みにおいては、タイムステップが小さくなるに従い、M1 と M3 では Cd\_mean が小さくなる傾向を示した。メッシュや時間刻みのいずれも細くなるほど、実験結果に近づいていく傾向を示した。

Cl<sub>rms</sub> において同じように下の図にまとめられる。

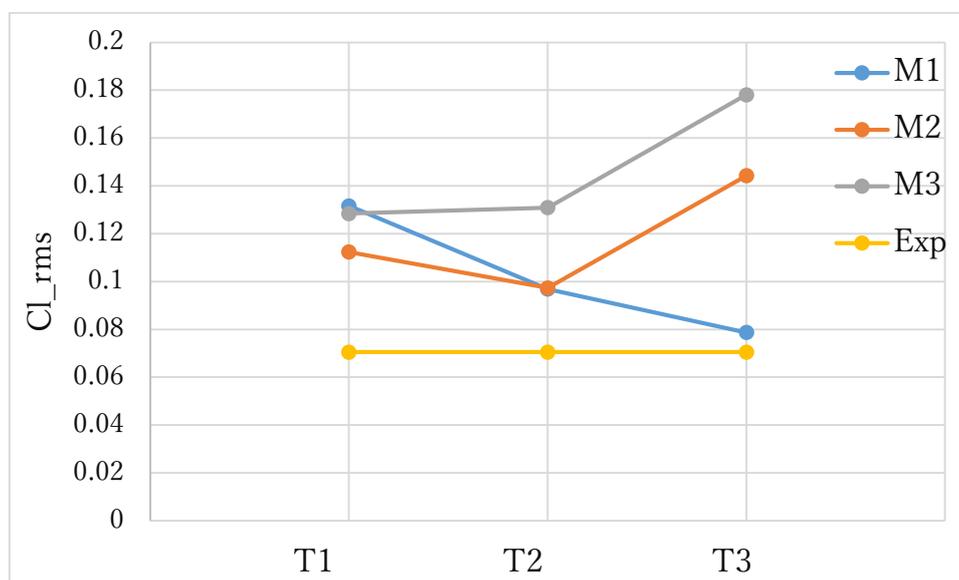


Figure 3.7 Cl<sub>rms</sub> convergence analysis in terms of time step.

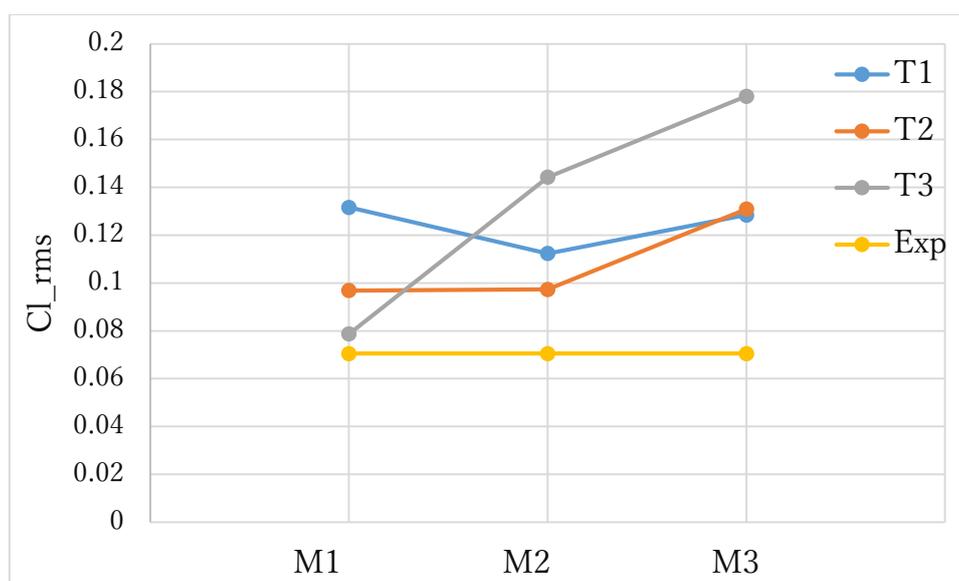


Figure 3.8 Cl<sub>rms</sub> convergence analysis in terms of mesh.

Cd<sub>mean</sub> の結果に比べて、Cl<sub>rms</sub> では明確な傾向を示していない。しかし、実験結果に近いことが言える。そして、Cd<sub>mean</sub> と同じように、CFD の結果が実験より大きい傾向を示している。実験においては造波によって自由表面近傍の渦が乱され、Cd<sub>rms</sub> も Cl<sub>rms</sub> も小さくなる。本研究では造波の影響が入ってないため、実験より大きい値を示したと考えられる。

ここではコードの Verification を行なわないが、計算の Verification を考察する。数値計算においては三種類の誤差が考えられる。それぞれ丸め誤差、累積誤差と離散化による誤差である。丸め誤差は変数を double precision にすることで無視できる。累積誤差は主に非線形項によって起こされているが、残差を $10^{-7}$ とすることで無視できる。残された離散化による誤差は前章で説明したように、格子の依存性がなくなるまで検証する必要がある。前章では計算効率を考慮するため、no free end という端部なしの計算で各パラメータを検証してきた。ここではその基礎の上で端部ありの計算をリチャードソン外挿法による誤差評価を行なう。

[23]を参照にリチャードソン外挿法に基づいて、誤差が下の式のように表現できる。

$$\delta_{RE} = \phi_i - \phi_0 = \alpha_x h_i^{P_x} + \alpha_t \tau_i^{P_t} \quad (3.1)$$

ここで、 $\phi_i$ は時間刻み $\tau_i$ と格子*i*による計算結果であり、 $\phi_0$ は正しい計算結果である、つまり、格子が無限に細かいときの結果であり、各ケースの結果により求められる量である。 $\alpha_x$ と $\alpha_t$ はそれぞれ格子項と時間項の係数で、 $P_x$ と $P_t$ が格子と時間項の次元数を表している。

それらの未知係数を求めるため、違う格子と違う時間刻みのケースを行なった。式(3.1)を解くことで、 $\phi_i$ の不確定さ $U_D$ がわかる。さらに、実験の誤差 $U_E$ も含めて、トータル不確定性が以下のように定義される。

$$U_{total} = \sqrt{U_D^2 + U_E^2} \quad (3.2)$$

それで、実験と CFD 解析の結果の違い $\Delta$ が $U_{total}$ よりも小さければ結果が検証されたことになる。

時間刻みを T1 と固定して、 $P_x$ が 1.3906 と求まった。同じように格子を M2 と固定して、 $P_t$ が 3.7531 と求まった。これで $\alpha_x$ と $\alpha_t$ がそれぞれ 0.006537、0.000358 とまとめられる。それにより、無限格子での Cd の推定値は 0.884057 となる。

椎葉(2018)の実験データにより往復で得られた Cd の誤差 $U_E$ が 0.00663 で、M2T2 での誤差 $U_D$ を 3 倍の $\delta_{RE}$ で 0.065895 とし、求めたことから、トータル不確定性 $U_{total}$ が 0.06628 である。M2T2 から得た Cd\_mean が実験のそれとの差が 0.076(相対誤差 9.15%)で、不確定さ範囲外であるが、差が小さい。さらに、実験では自由表面の影響もあるから、格子 M2 が検証できたと考えられる。

次に、時間刻みに関して、M2 を固定して数値計算結果の最大差の 3 倍で、 $U_D$ が 0.0613998 と求めた。これにより、トータル不確定性 $U_{total}$ が 0.06176 である

### 3.3 固定シミュレーションの考察

強制加振の前段階として、固定のシミュレーションを行なった。本章では端部ありと端部なし計算の比較で、端部影響を解明することを試みる。具体的には流体力の時系列や周波数解析を行なって、さらに、流体力からの結果を流場の情報を総合的にみることで固定シミュレーションの考察を行なう。解析に使うデータは前節の M2T2 の結果であり、端部なしの計算は lowerBD の位置の違い以外に全く同じである。

本章で使う格子や計算領域が Fig.3.9 になる。上が端部なしで、下が端部ありの計算領域である。色が格子の対角線の長さを表している。そして、記述の便利のため、各横断面は Fig.3.10 の示しているように命名する。

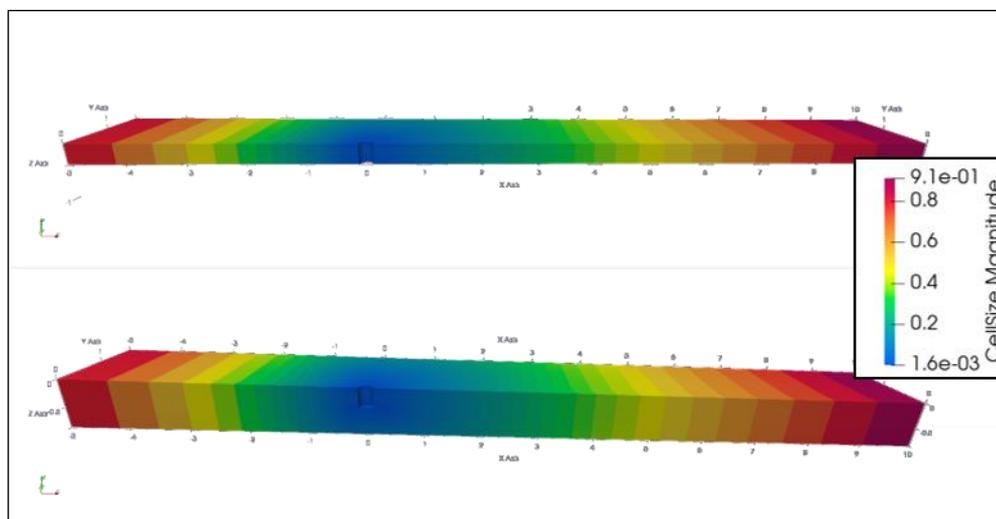


Figure 3.9 Computational region and mesh distribution of 2D and 3D simulation.

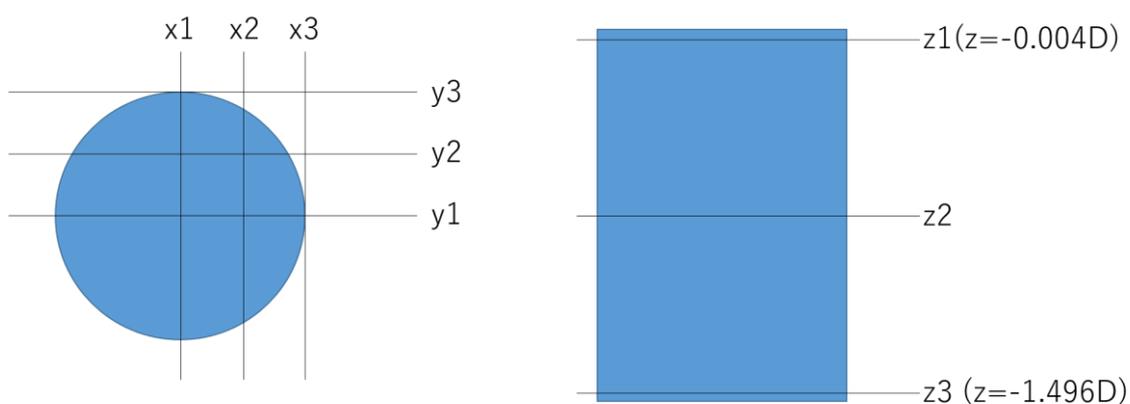


Figure 3.10 Position and name of the section on single cylinder.

### 3.3.1 流体力に関する考察

端部なしと端部ありの流体力の時系列は下の図の示しているようになる。

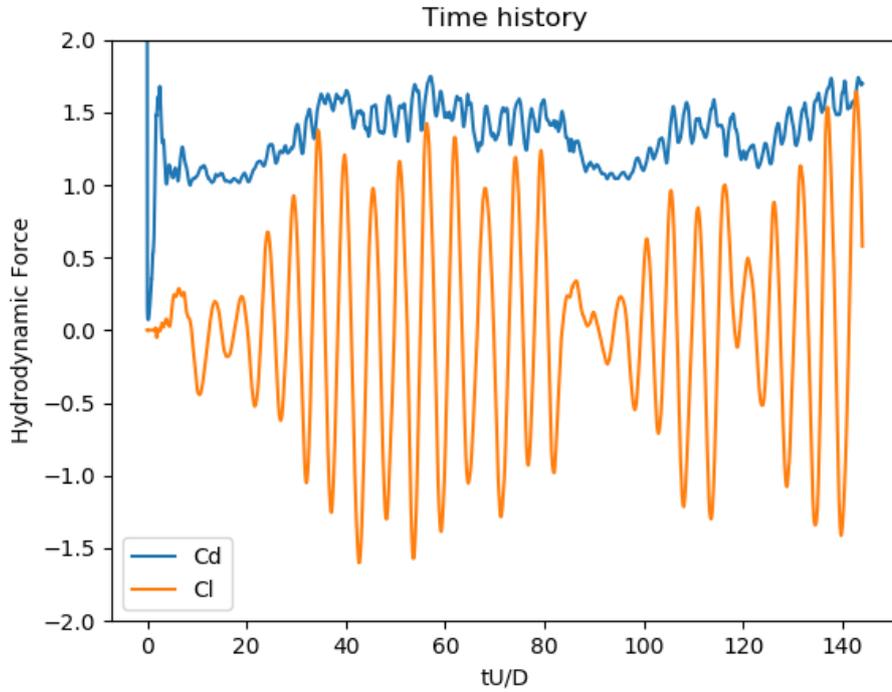


Figure 3.11 Time history of Cd and Cl (without edge).

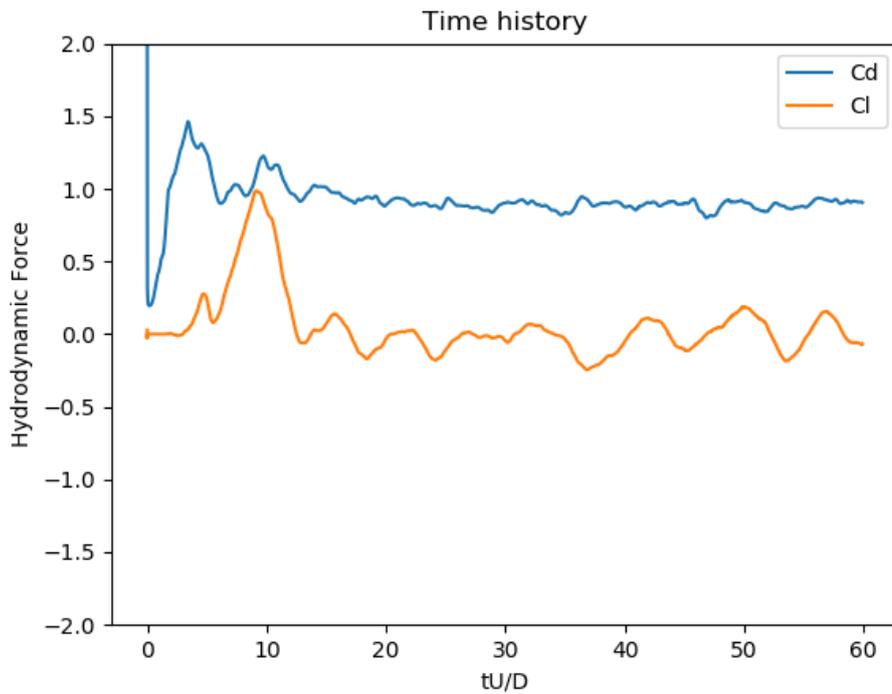


Figure 3.12 Time history of Cd and Cl (with edge).

二つの図を比較すると、端部なしのケースより端部ありケースのほうが先に振動し始めることがわかる。これは端部からの z 方向の流れにより、初期擾乱を与えたと考えられる。それに端部なしにおいて流体力の振動が端部ありより激しいこともわかる。Table3.5 が流体力の結果をまとめる表である。Fig.3.13 が流体力の平均値と変動値を示す。図から、端部なしは端部ありより Cd\_mean、Cd\_rms と Cl\_rms が大きいことがわかる。よって、端部の存在することで流体力は平均値も変動値が減少することが確認できた。

変動値において、端部ありのほうが小さい値を示したのは側面渦が端部からの trailing vortex に乱されたからと考えられる。そして、端部あり計算の Cd\_mean が端部なしのそれにより小さいのは端部からの巻き戻しによって、円柱が x 軸の負方向に押される成分が生じるからと考えられる。後節で流場のコンター図でこれを確認する。

Table 3.4 Hydrodynamic force results of without edge and with edge

name	Cd_mean	Cd_rms	Cl_rms
2D	1.357989	0.160841	0.708946
3D	0.89861	3.99E-02	9.99E-02
Exp	0.830246	0.084622	0.070526

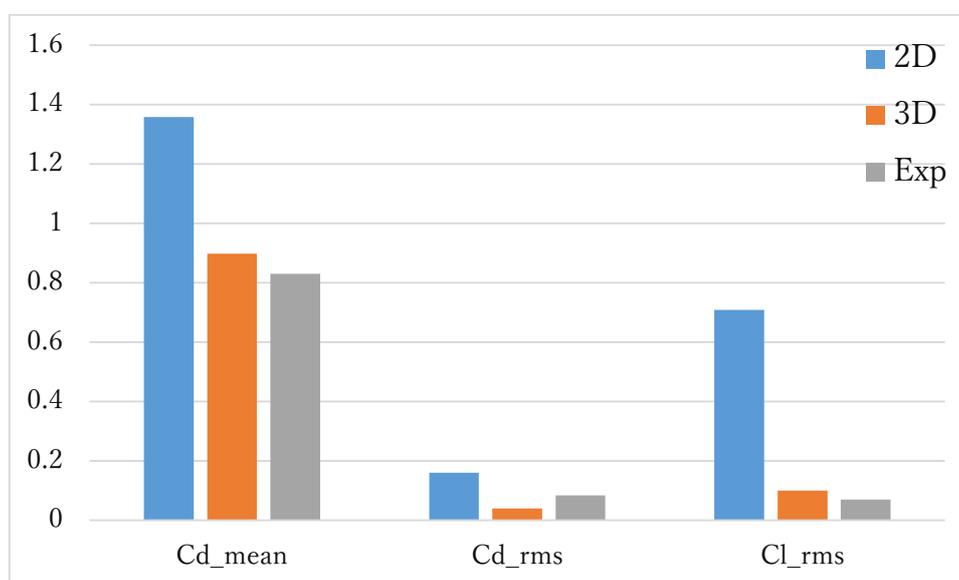


Figure 3.13 Time history of Cd and Cl (with edge).

さらに、流体力の周波数成分を分析するため、Cd と Cl に対し、FFT を行なった。Fig.3.14 と Fig.3.15 がそれぞれ端部なしと端部ありの結果を示している。

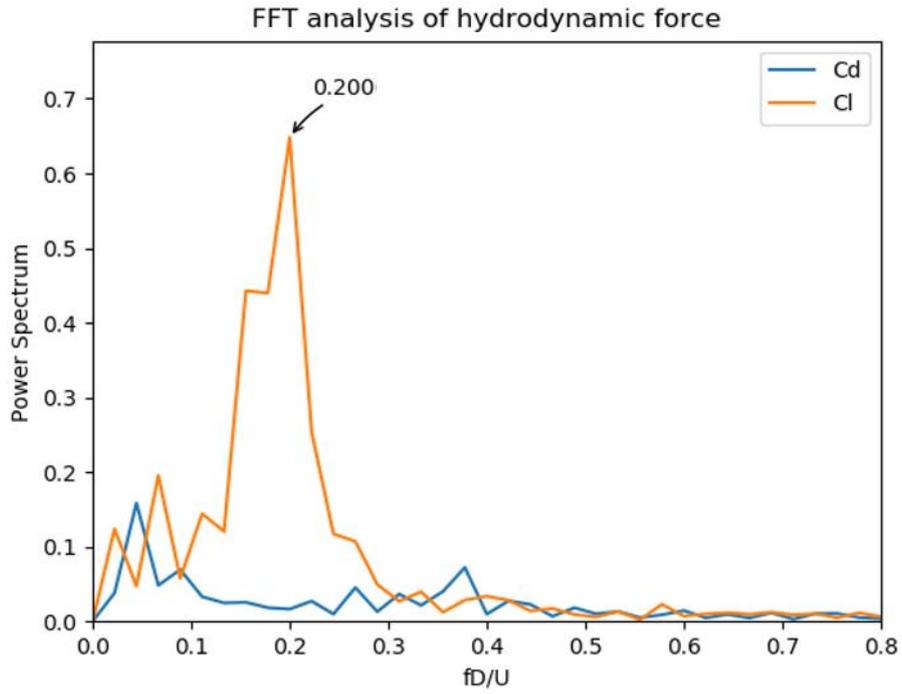


Figure 3.14 FFT analysis of Cd and Cl (without edge).

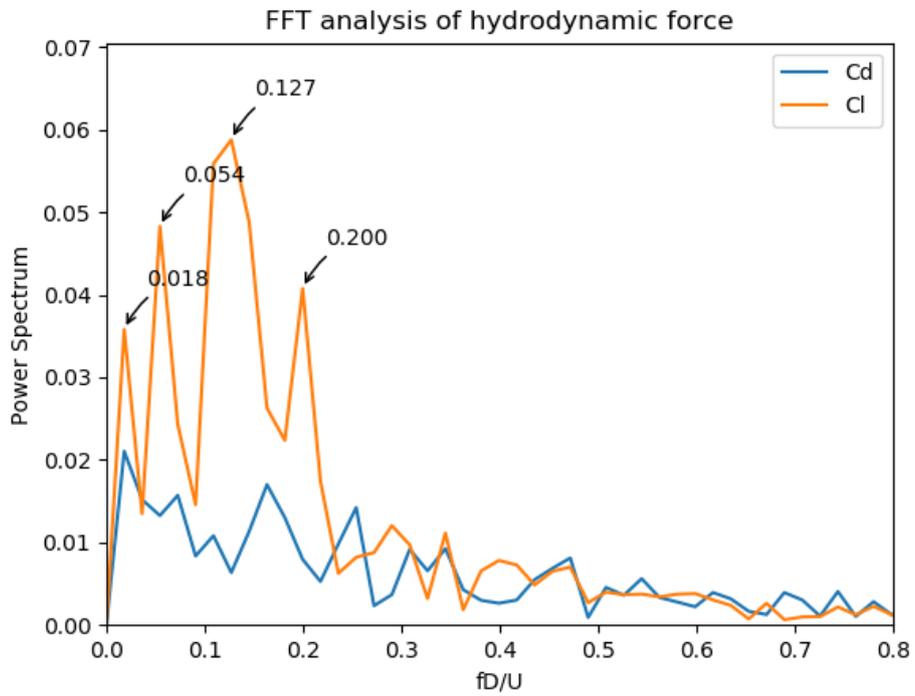


Figure 3.15 FFT analysis of Cd and Cl (with edge).

Fig.3.14 が示した端部なしの結果から、Cl では無次元化された周波数  $fD/U$  が 0.2 のところに目立つようになっており、Cd でははっきりとしたピークがなく、エネルギーが低周波に偏在するすることがわかる。これは Fig. 1.8 が示したストローハル数と一致していることがわかる。つまり、側面渦のカルマン渦の放出がメインに揚力を支配している。

Fig.3.15 が示した端部ありの結果から、Cl では端部なしに比べて左寄りの傾向を示している。端部なしと同じ周波数  $fD/U$  が 0.2 のところにピークがあるが、エネルギーが 0.127 のところに一番集中している。それ以外に、0.055 と 0.018 にもピークが現れた。Cd でははっきりとしたピークがなく、エネルギーが低周波数領域に偏在している。先行研究より端部から放出された Trailing vortex のストローハル数が 0.02~0.06 にあるから、0.055 と 0.018 のところのピークが Trailing vortex の影響と考えられる。さらに、研究対象のアスペクト比が 1.5 で相対的に小さいほうであるため、端部影響により流れの三次元性が強まり、エネルギー偏在が周波数の低い領域に移動することがわかる。

本節では端部なしと端部ありの流体力の比較で、端部影響より流体力が小さくなることや、エネルギーが左寄りの傾向を示していることを確認できた。次の節で違う横断面の流場情報で端部影響を確認する。

### 3.3.2 側面渦について

FFT の結果からわかるように、アスペクト比が 1.5 の円柱は端部影響が強いが、メインに流体力を支配しているのは側面渦である。xy においてそれを考察する。

なお、渦度は流速ベクトルの回転を表し、下記の式で計算され、渦の強さを示す物理量として適用した。xy 平面においては、z 方向の成分だけ示す。

$$\omega = \nabla \times \vec{u} = \left( \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}, \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (3.3)$$

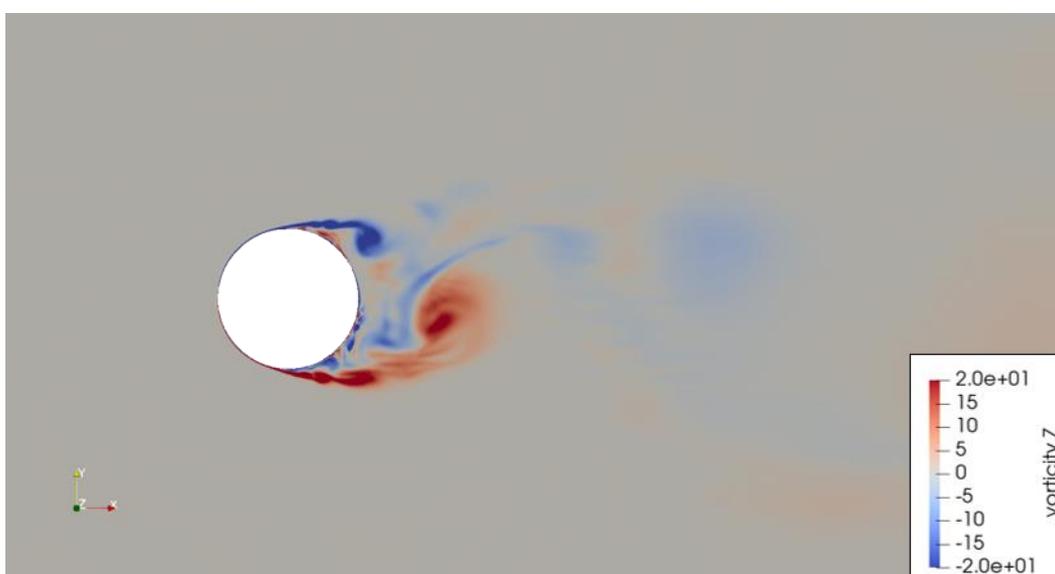


Figure 3.16 vorticity on z2 section (without edge) ( $tU/D = 141.6$ ).

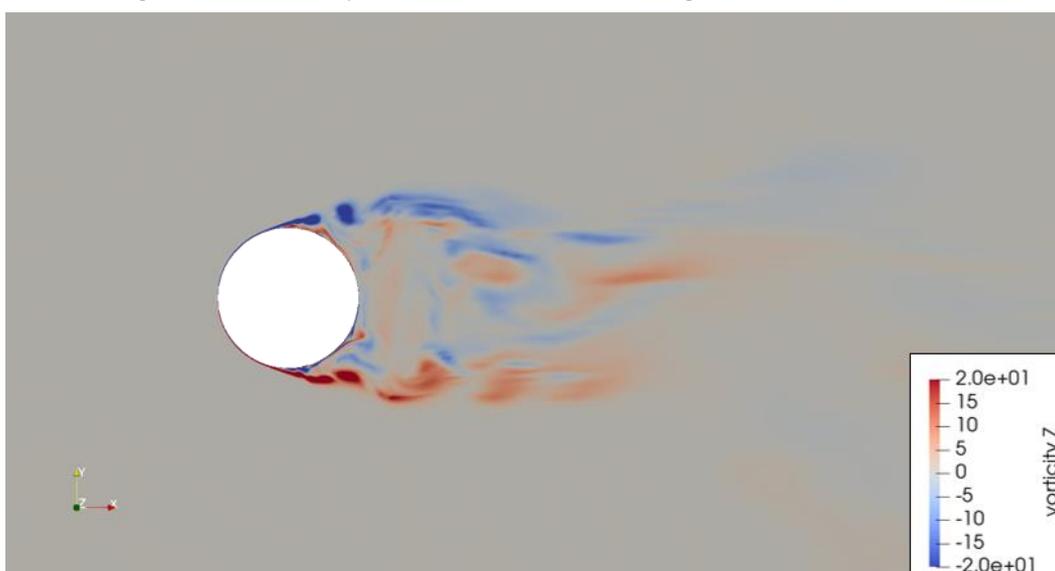


Figure 3.17 vorticity on z2 section (with edge) ( $tU/D = 28.32$ ).

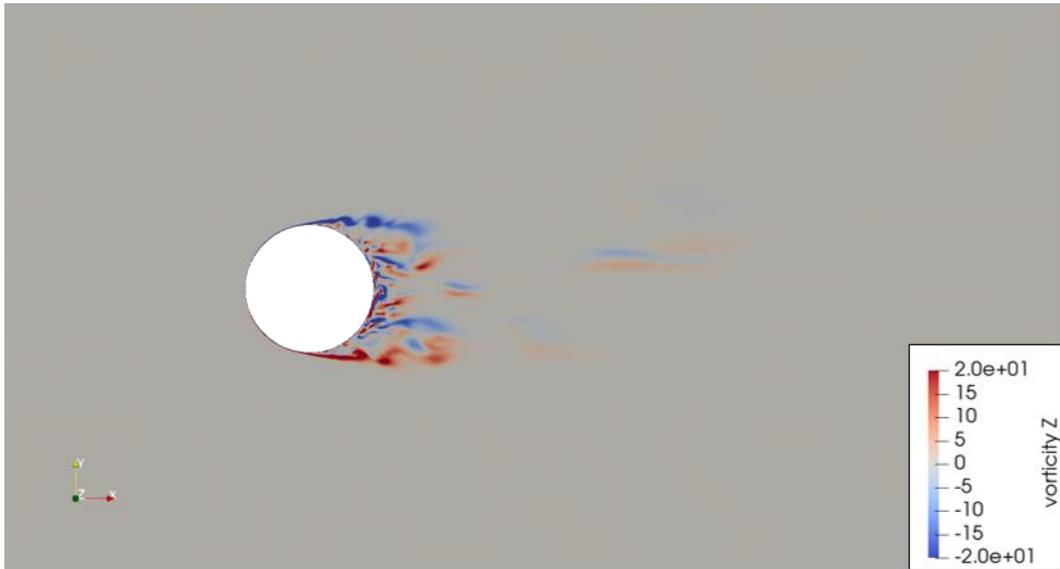


Figure 3.18 vorticity on z3 section (with edge) ( $tU/D = 28.32$ ).

Fig.3.16 と Fig.3.17 はそれぞれ端部なしと端部ありのケースで、同じ z2 断面(円柱中央)での z 方向の渦度のコンター図である。二つの図から、円筒後方に渦が発生し、後方に押し流されているのがわかる。ただし、端部なしでは規則正しいカルマン渦を示すのに対し、端部ありでは渦が両側相互に放出されるのが確認できるが、端部なしに比べて乱れている。それに、端部なしのほうは渦度が大きいことも確認できる。

Fig.3.17 と Fig.3.18 同じ端部ありで、それぞれ z2(円柱中央)、z3(円柱端部)での z 方向の渦度のコンター図である。中央部に比べて、端部のほうはもっと乱れており、円柱のすぐ近くの後流側にも渦が現れている。そして、渦が後方に押し流される距離が短くなることも確認できる。このことは、端部では側面渦の放出が trailing vortex によって吸収されることとする Kawamura et al. [11]の主張に合致するものと思われる。

側面渦の強度や規則性の比較で、端部影響により側面渦が乱れて抗力と揚力の変動値が下がることを確認できた。次の節で死水領域の比較で、抗力の平均値について考察する。

### 3.3.3 死水領域について

円柱中央部と端部領域での  $xy$  平面において、平均的な流速がどのように変化するかを考察する。

下の二つの図はそれぞれ端部なしと端部あり円柱中央部の時間平均の  $x$  方向流速を示したものである。図からわかるように、円柱後方では速度が低下していることがわかる。この領域は死水領域と呼ばれる。

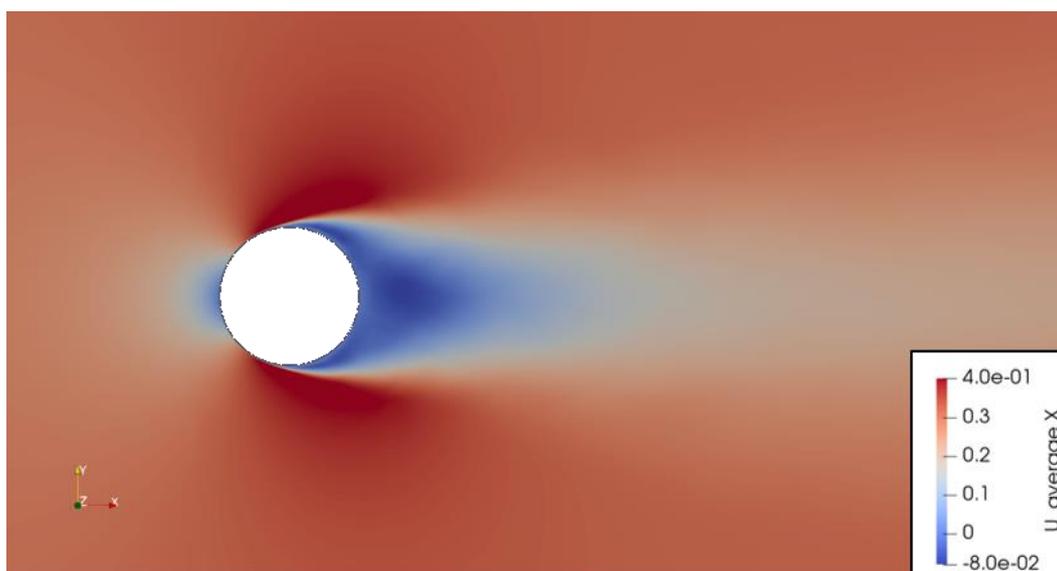


Figure 3.19 Time-averaged  $U_x$  on  $z_2$  section (without edge).

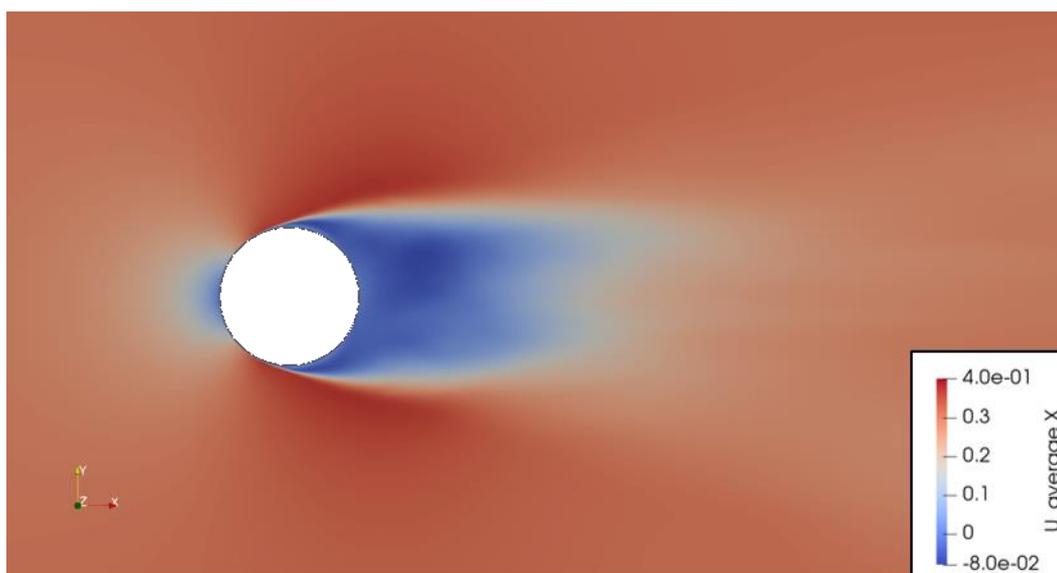


Figure 3.20 Time-averaged  $U_x$  on  $z_2$  section (with edge).

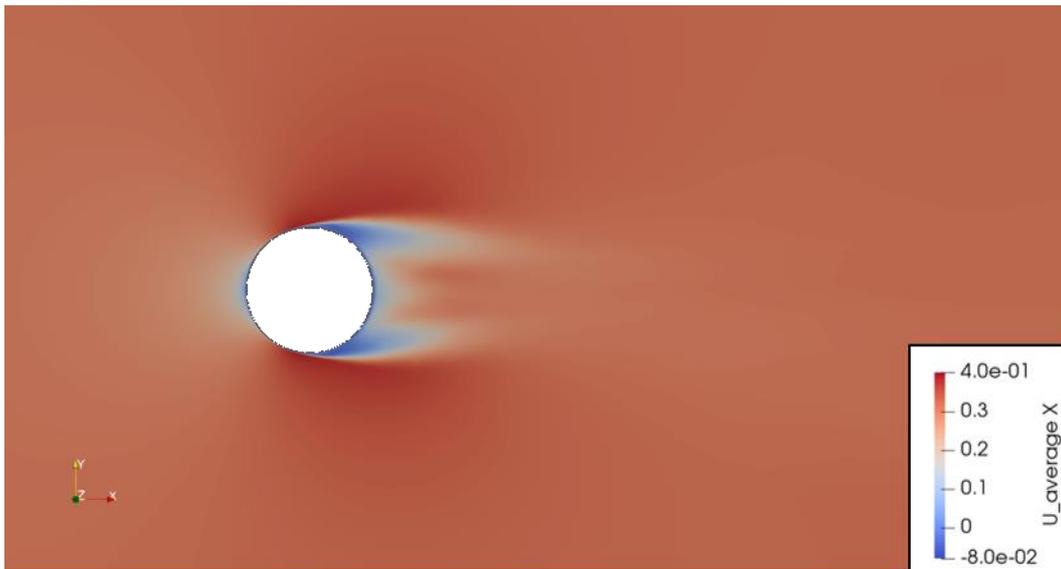


Figure 3.21 Time-averaged Ux on z3 section (with edge).

Fig.3.19 と Fig.3.20 の比較で、端部ありに比べて、Legend から端部なしにおいて、x 方向平均速度は範囲が広いである。これは流れが円柱にぶつかったときに、端部ありでは z 方向の流動が可能で、一部の流れが分流されたと考えられる。そして、端部なしでは死水領域が x 方向で長いのに対し、端部ありではそれほど長くないことが確認できる。それに、消えるところで二つに分けられている。

Fig.3.20 と Fig.3.21 の比較で、さらに端部に近づくに従い、死水領域の面積と距離が減っていくことが確認できる。それに、端部での死水領域ははっきりと二つに分けられることは福岡(2014)が PIV で得た結果(Fig.3.22)と一致している。

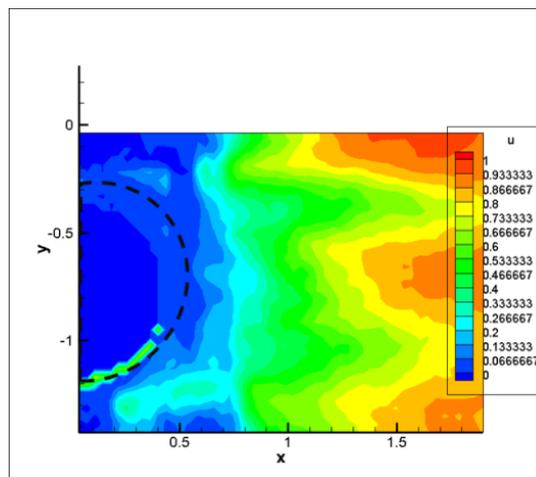


Figure 3.22 Time averaged velocity in x direction at  $Re \approx 12600$ ,  $AR=2.0$ ,  $DR=2.0$ . [21]

Fig.3.23 と Fig.3.24 からわかるように、死水領域が二つに分けられたのは  $z$  方向からの流れによって起こされた現象とわかる。さらに、二つの図を比較して、端部に比べて、 $z$  方向からの流れはもっと円柱と離れたところに現れる。この現象から  $z$  方向の流れは trailing vortex によりものだと考えられる。

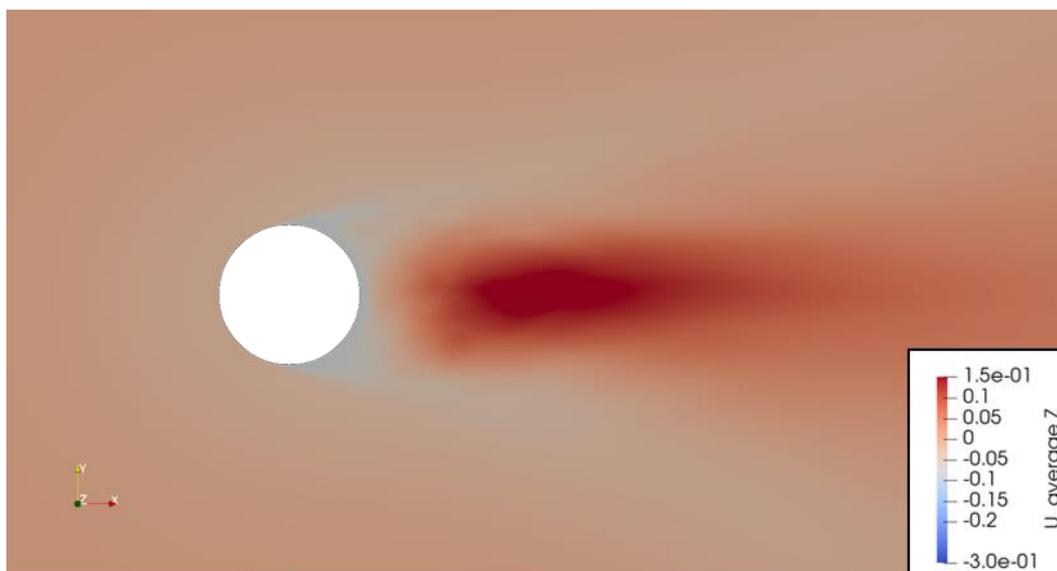


Figure 3.23 Time-averaged  $U_z$  on  $z_2$  section (with edge).

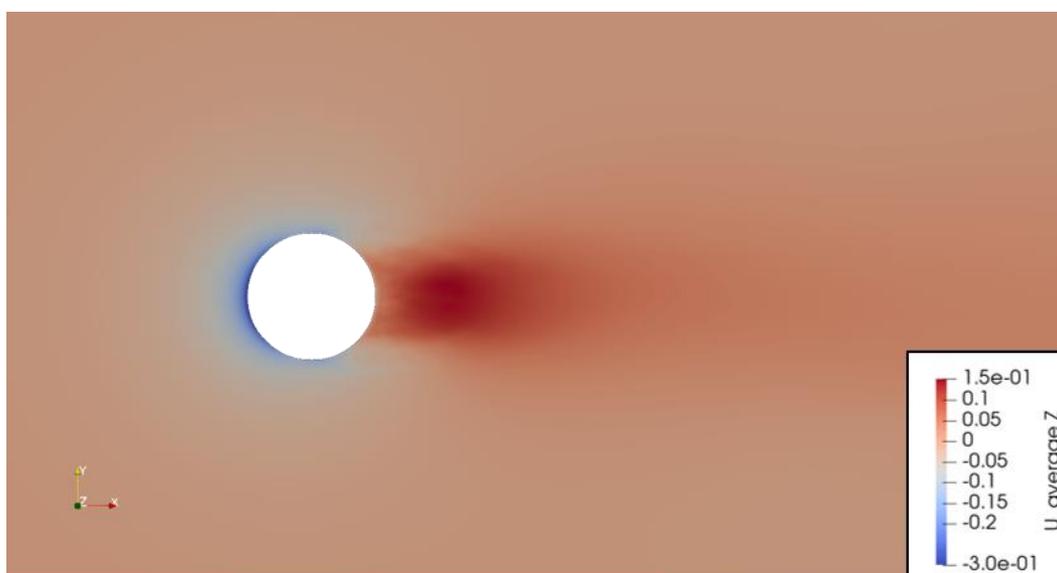


Figure 3.24 Time-averaged  $U_z$  on  $z_3$  section (with edge).

Fig.3.25 と Fig.3.26 はそれぞれ端部なしと端部ありのケースで、同じ  $y_1$  断面での  $x$  方向の時間平均速度を表している。端部なしでは円柱長さ方向に死水領域の距離が変わらないことに対し、端部ありでは端部に近づくに従い、死水領域の距離が縮まっていく。そして、その境が trailing vortex の位置と合致しているため、trailing vortex の影響だと考えられる。

端部なしと端部ありシミュレーションの死水領域を違う断面での比較で、端部からの trailing vortex により、端部ありの死水領域が  $xy$  平面で二つに分けられており、端部なしに比べて減少していることを確認できた。それが端部ありでの  $Cd\_mean$  が端部なしより小さい一つの原因だと考えられる。

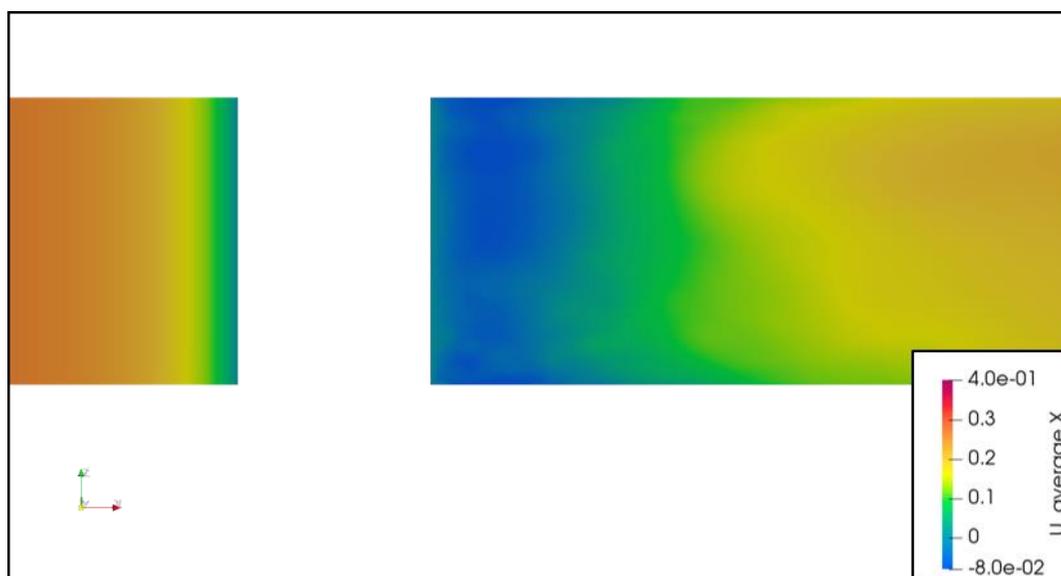


Figure 3.25 Time-averaged  $U_x$  on  $y_1$  section (without edge).

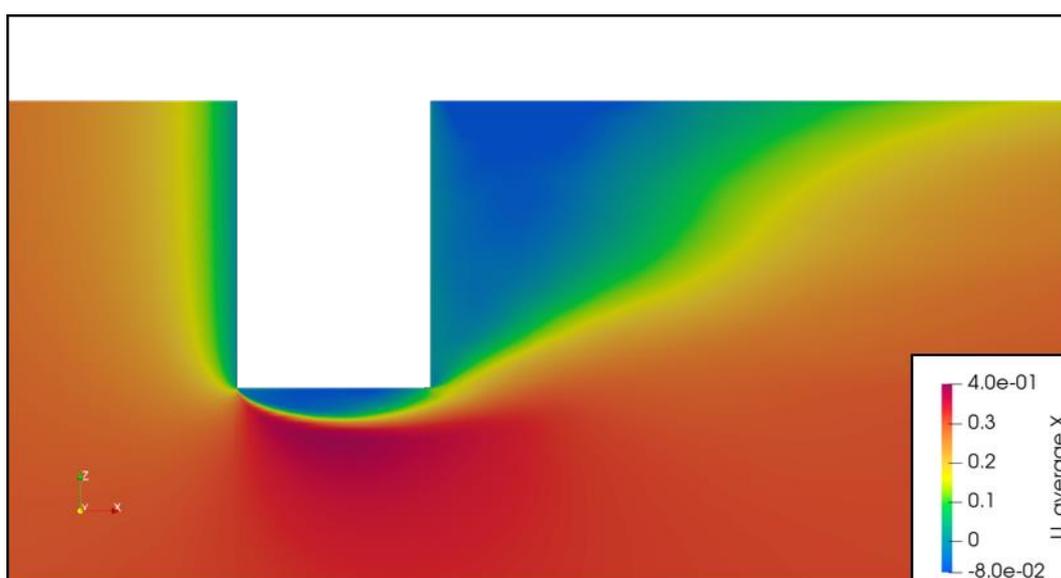


Figure 3.26 Time-averaged  $U_x$  on  $y_1$  section (with edge).

### 3.3.4 端部流れについて

前節では側面渦と死水領域の比較で端部からの影響を分析した。本節では端部の流れから、端部渦、blow-up と recirculation について考察する。

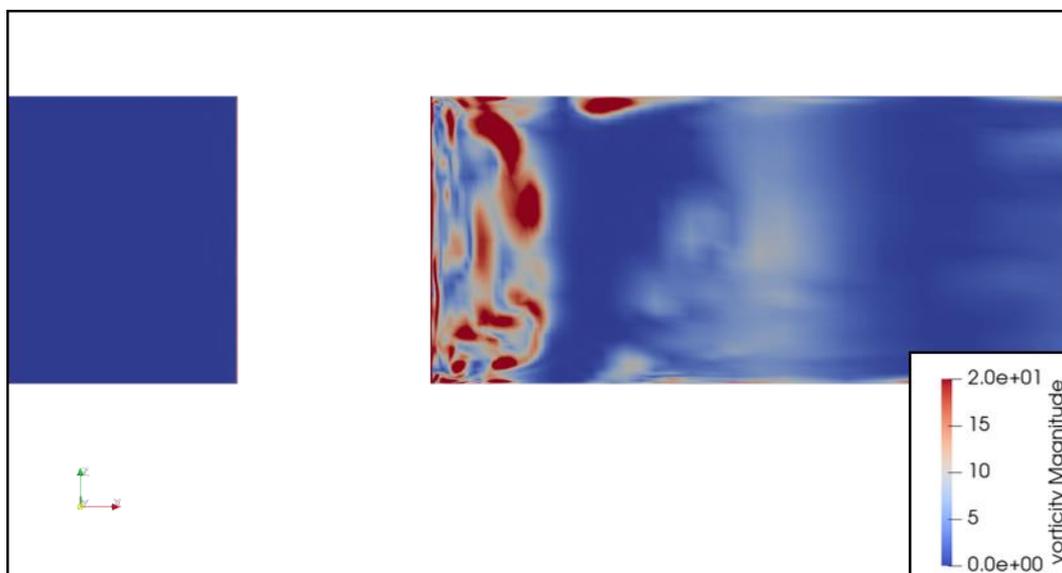


Figure 3.27 Vorticity on y1 section (without edge) ( $tU/D = 138$ ).

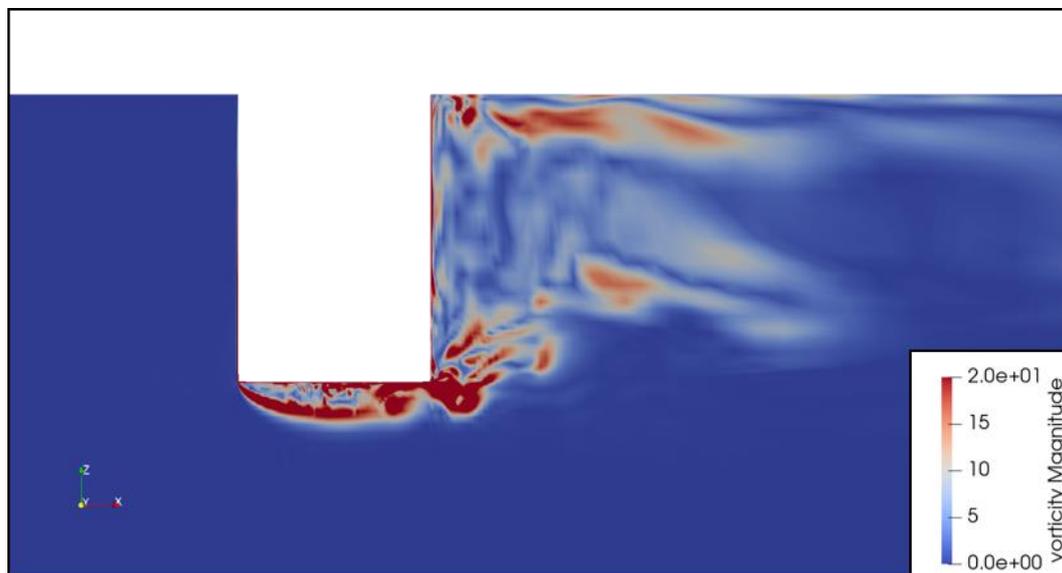


Figure 3.28 Vorticity on y1 section (with edge) ( $tU/D = 33.12$ ).

二つの図の比較で、端部なしでは円柱に平行の渦であるのに対し、端部ありでは中央部では端部なしと同じ渦が放出されるが、端部に近づくにつれて、だんだん縦渦が短くなり、最後は消えてしまう。これで Kawamura et al.による端部では側面渦が trailing vortex により吸収されることを確認できた。

Fig.3.29 と Fig.3.30 はそれぞれ端部なしと端部ありのケースで、同じ  $y_1$  断面で流場を示している。色が圧力を示しており、ベクトルは方向が速度の方向で、大きさが速度の大きさを表している。そして、Fig.3.29 の上の図は  $tU/D=144$  の時刻流場で、下の図は平均流場である。圧力について、相対圧力を比較することで、異なるケースでも比較できるように、最大圧力を全部  $0.05$  に合わせた。

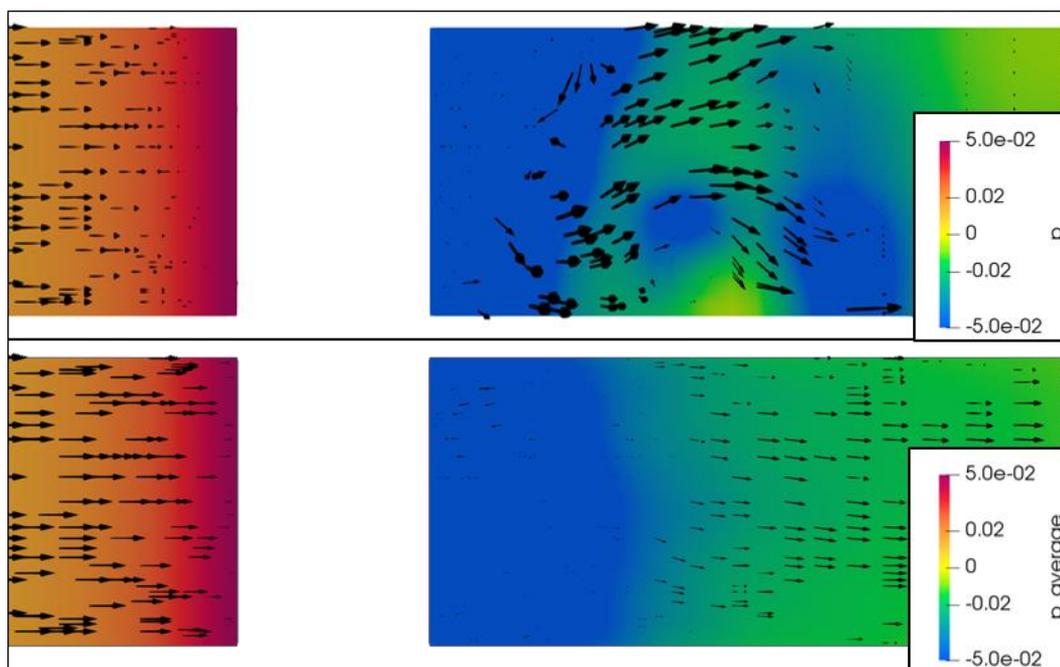


Figure 3.29 pressure and velocity direction on  $y_1$  section (without edge).

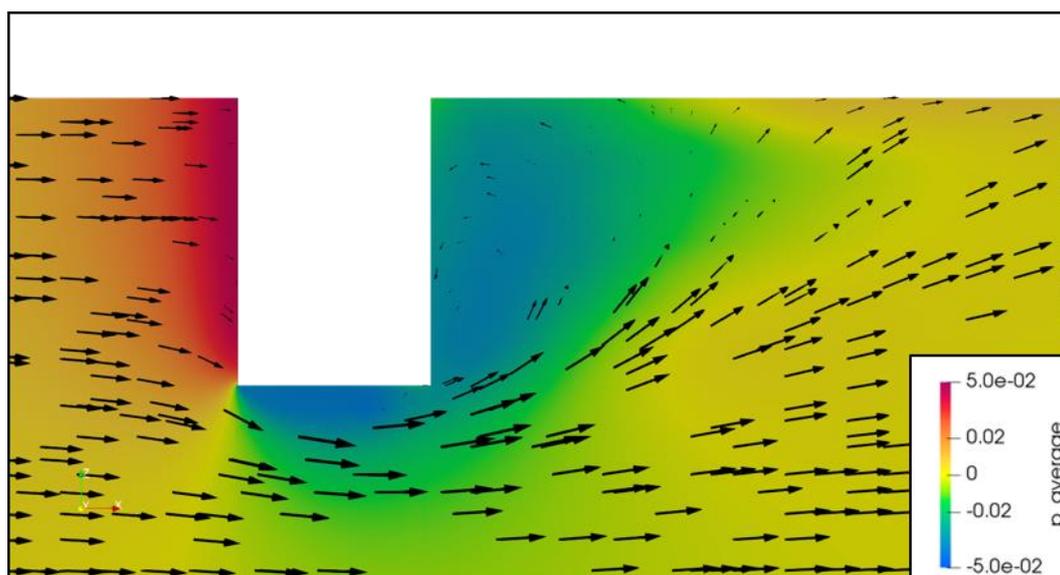


Figure 3.30 Time-averaged pressure and velocity direction on  $y_1$  section (with edge).

Fig.3.29 の上のコンター図から  $z$  方向の速度が観察できた。これは円柱長さ方向において、格子のサイズが違って、sub grid の基準である渦を計算する基準が違ってくるのが原因だと考えられる。そして、下の平均場からの結果も時間平均には  $z$  方向への流れが消えることも確認できる。

Fig.3.29 と Fig.3.30 の比較で、端部ありにおいては blow-up と recirculation が確認できる。そして、圧力の境がその境となっている。Recirculation により円柱の上部が後方から押される力が生じるため、 $Cd\_mean$  が下がることわかる。

### 3.4 強制加振シミュレーションの考察

本節では強制加振のシミュレーションについて考察する。格子は前節の固定シミュレーションと同じで、時間刻みについては強制加振では主流速度以外に cross 方向にも sin の速度があるので、計算精度と計算コストを考慮して、時間刻みを固定するのではなく、固定シミュレーションの場合の最大クラン数を固定して計算を行なった。

#### 3.4.1 流体力に関する考察

実験と合わせやすいというメリットで、高周波数の  $fD/U$  が 0.3 のシミュレーションを行なった。流体力の結果が以下ようになる。

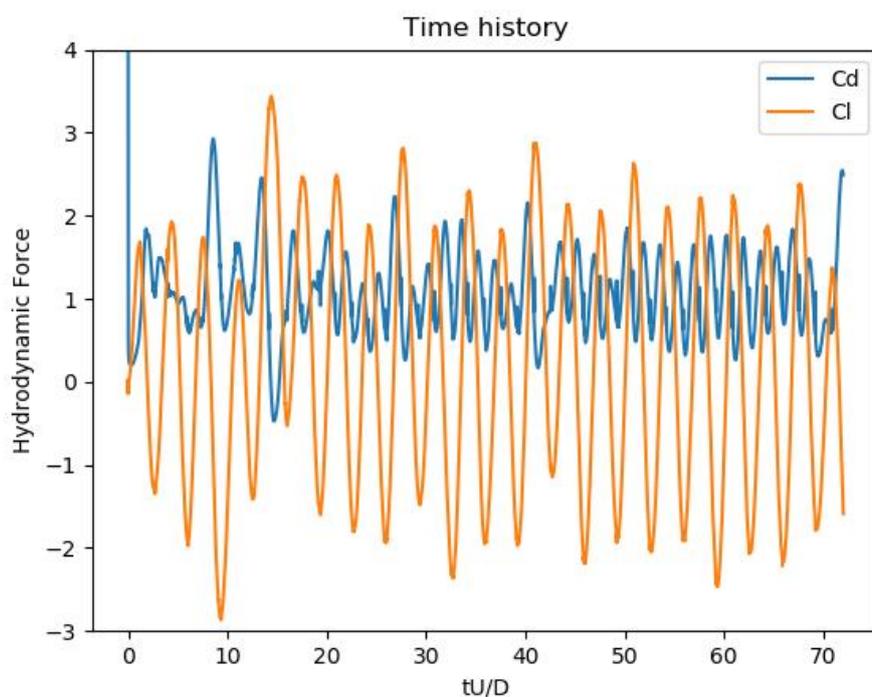


Figure 3.31 Time history of Cd and Cl from forced oscillation ( $fD/U=0.3$ ,  $A/D=0.4$ ).

Table 3.5 Hydrodynamic force results of CFD and experiment

Item	Cd_mean	Cd_rms	Cl_rms
CFD	1.003878	0.4952664	1.585644
EXP.	0.970285	0.149615	1.8775
Error	3.46%	231.03%	15.54%

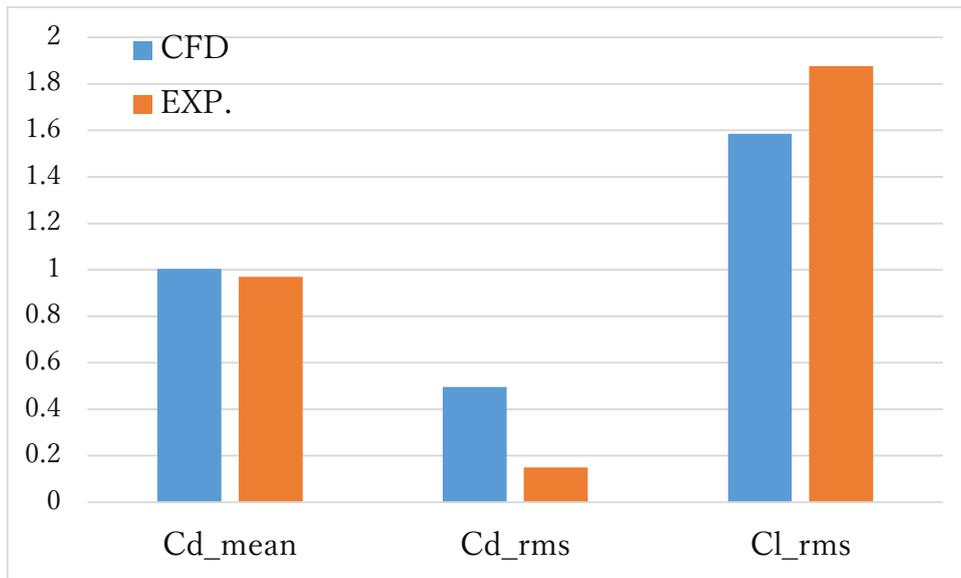


Figure 3.32 Hydrodynamic force results of CFD and experiment.

実験との比較で、Cd\_mean と Cl\_rms においてはそれぞれの相対誤差が 3.46%と 15.54%で、実験結果と近いといえる。そして、固定シミュレーションに比べて、流体力のすべての項において大きい傾向を示している。Cd\_mean が大きくなるのは、振動により後流領域が大きくなったからと考えられる。そして、Cd\_rms と Cl\_rms などの変動量が大きくなった原因については、一定の周波数の強制加振により、渦の放出が規則正しくなったと考えられる。後節では流場の情報でそれを確認する。

流体力の成分を考察するため、流体力に FFT をかけて周波数解析を行なった。その結果が Fig.3.34 の示しているようになる。ただし、前で述べたように、強制加振シミュレーションにおいては時間刻みを固定するのではなく、最大クーラン数を固定しているため、時間刻みが随時変わっている。FFT ができるように線形補間を行なった。周波数解析に使うデータを取り出して、ステップごとにプロットしたのは Fig.3.33 である。近似曲線で平均の時間刻みを得て、それを基準に補間を行なった。

Fig.3.33 が示した結果から、Cl では無次元化された周波数  $fD/U$  が 0.312 のところに目立つようになっており、Cd ではその 2 倍ぐらいの 0.640 にピークが現れた。まず、Cl においてはピークの左側に横ばいの部分があるから、これは補間によるエネルギーの分散だと考えられる。その故、Cl はメインに強制加振に支配されている。Cd に関しては Cl の 2 倍の周波数のところにピークが立っており、これは Fig.1.9 が示したように、Cd は二分の一の渦放出周期をもっていることで説明できる。後節では違う横断面の流場情報で流体力がなぜこうなるかを考察する。

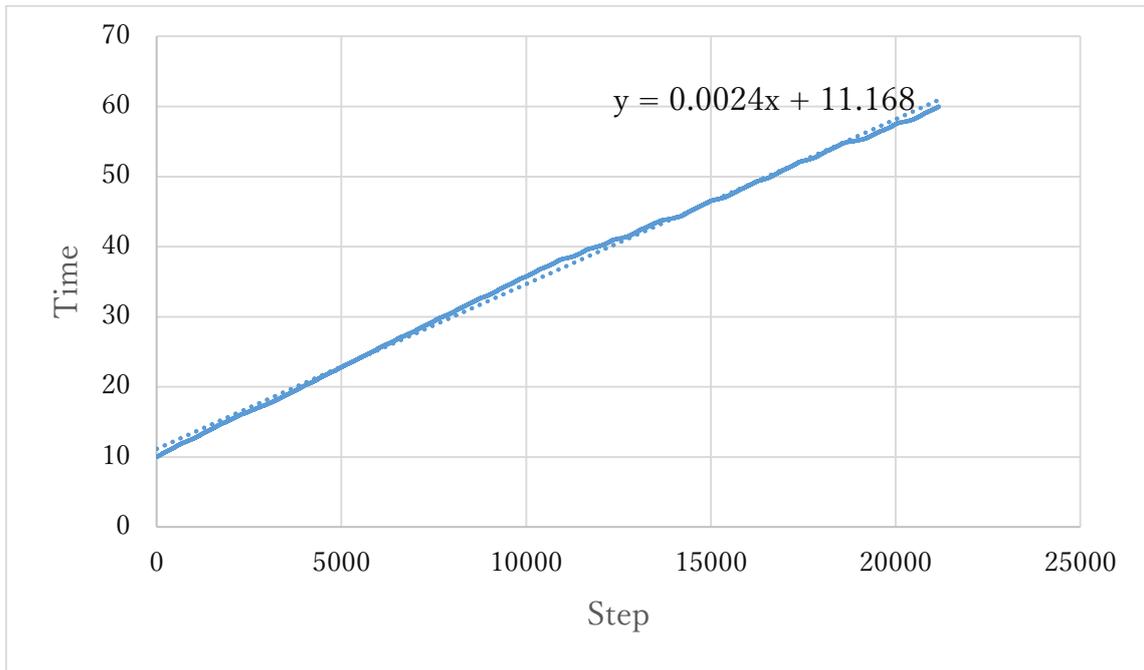


Figure 3.33 The relationship between time and step.

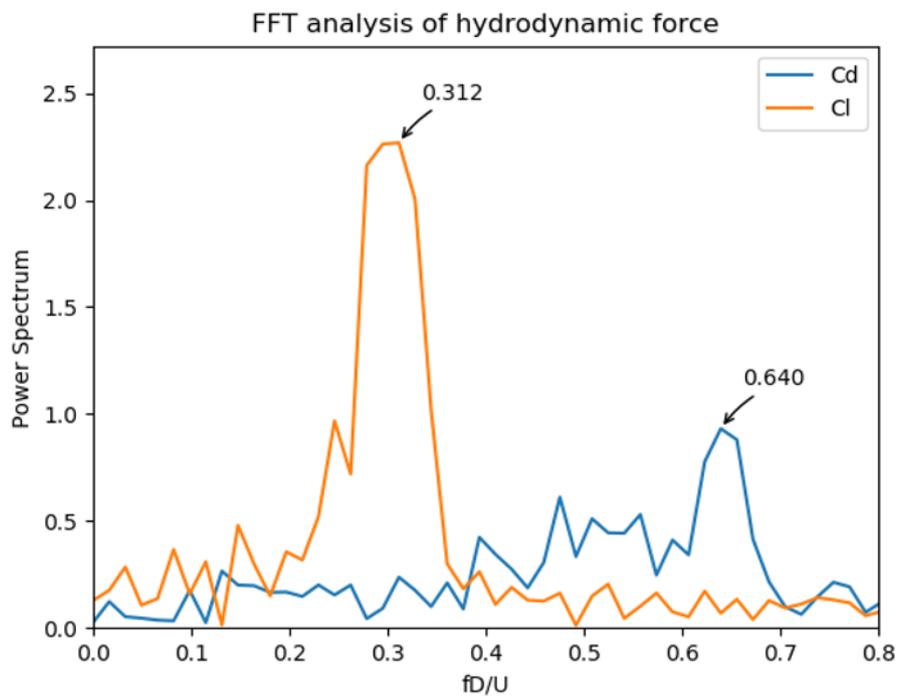


Figure 3.34 FFT analysis of Cd and Cl from forced oscillating simulation.

### 3.4.2 側面渦について

固定の場合と同じように、 $xy$  平面で側面渦について考察する。Fig.3.35 と Fig.3.36 は同じ  $y1$  横断面で違う時刻の  $z$  方向の渦度を表している。二つの図から、時間によって、渦の剥離点が著しく変わる。これは強制加振により速度方向がリアルタイムに変わるからと考えられる。

そして、固定場合の Fig.3.17 に比べて、渦の規律性が強まり、渦度が大きいことがわかる。規律性が強まるのは端部からの trailing vortex による擾乱が弱まったということで、つまり、この場合円柱が運動しているので、固定に比べて trailing vortex が影響する時間が減ったとのことである。その故に、抗力係数の変動成分が大きくなる。

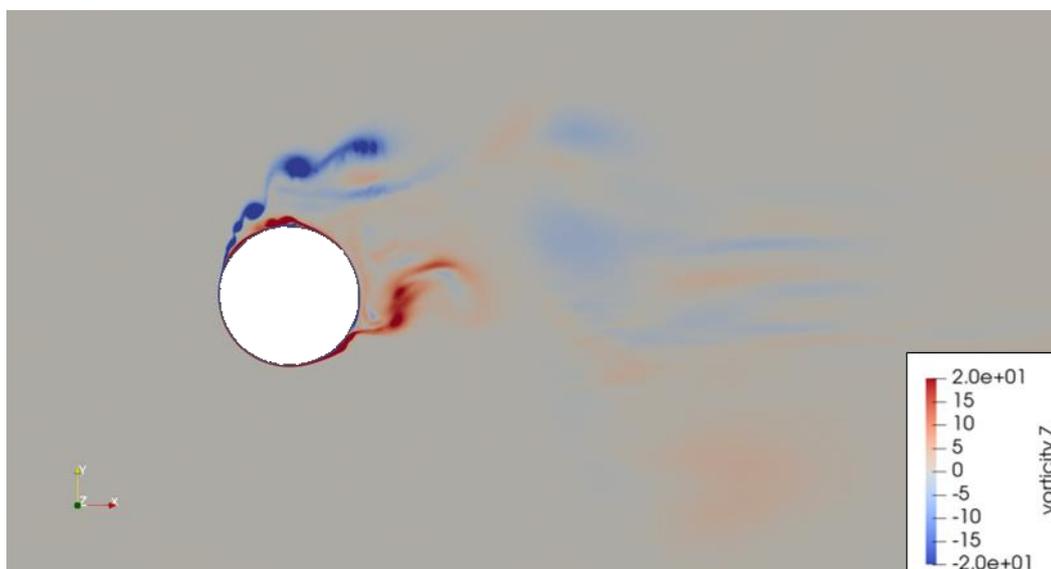


Figure 3.35 vorticity on  $z2$  section from forced oscillating simulation ( $tU/D = 32.4$ ).

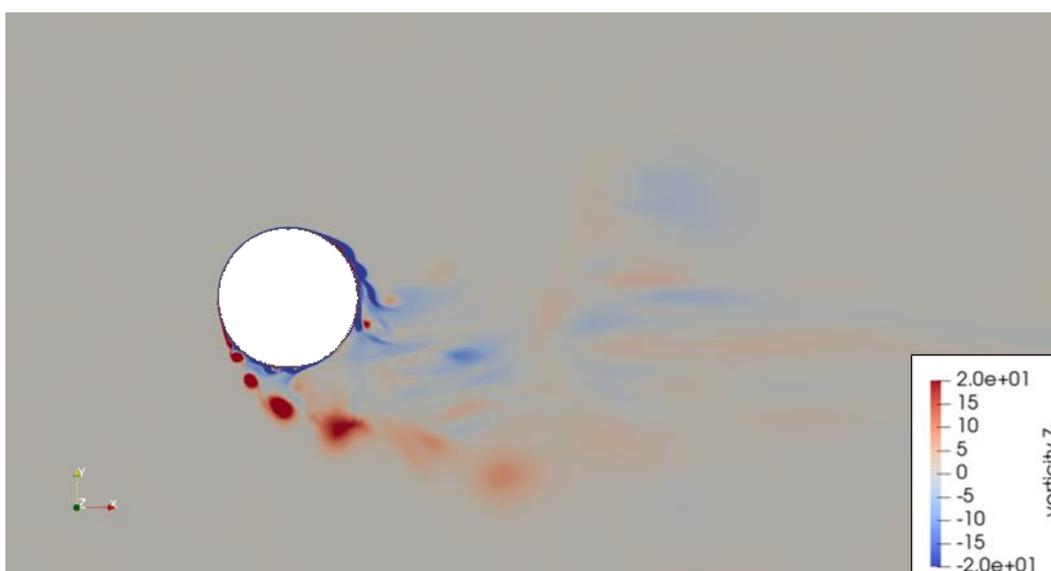


Figure 3.36 vorticity on  $z2$  section from forced oscillating simulation ( $tU/D = 40.8$ ).

円柱中央部と比較するため、端部で同じ時刻の  $z$  方向の渦度を下の図で示した。

中央部に比べて、渦が乱れていることがわかる。円柱のすぐ近くの後流側にも渦が現れている。そして、渦が後方に押し流される距離が短くなることも確認できる。このことは、端部では側面渦の放出が trailing vortex によって吸収されることとする Kawamura et al. の主張に合致するものと思われる。さらに、渦の剥離点は中央部に比べて円柱の後方に移動したことも確認できる。これは trailing vortex の影響で、臨界レイノルズ数に達していなくても、境界層が乱流化して、剥離点が後ろに移動したと考えられる。固定のシミュレーションでも同じように現象が起きていると考えられる。

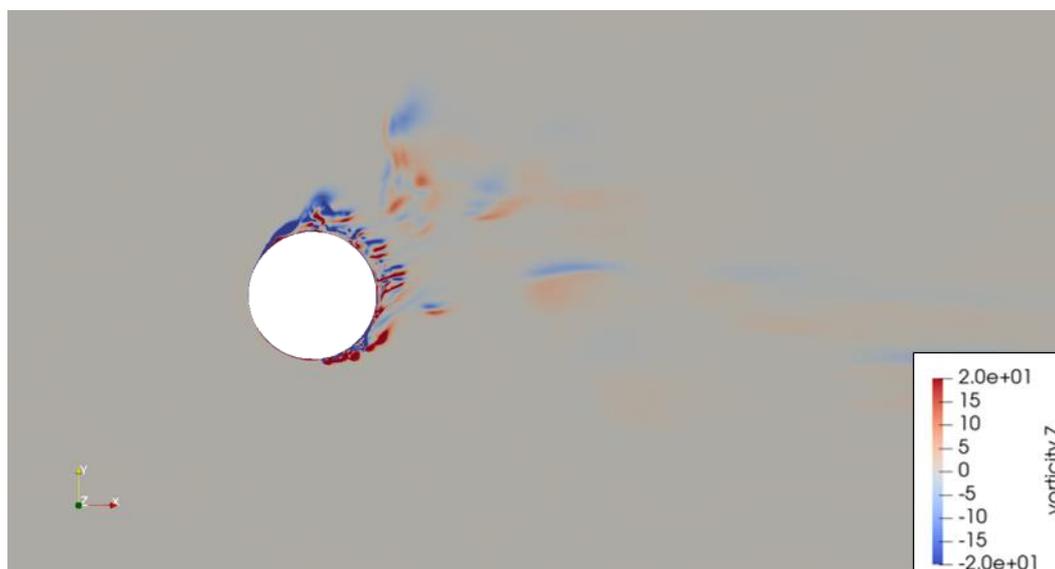


Figure 3.37 vorticity on  $z3$  section from forced oscillating simulation ( $tU/D = 32.4$ ).

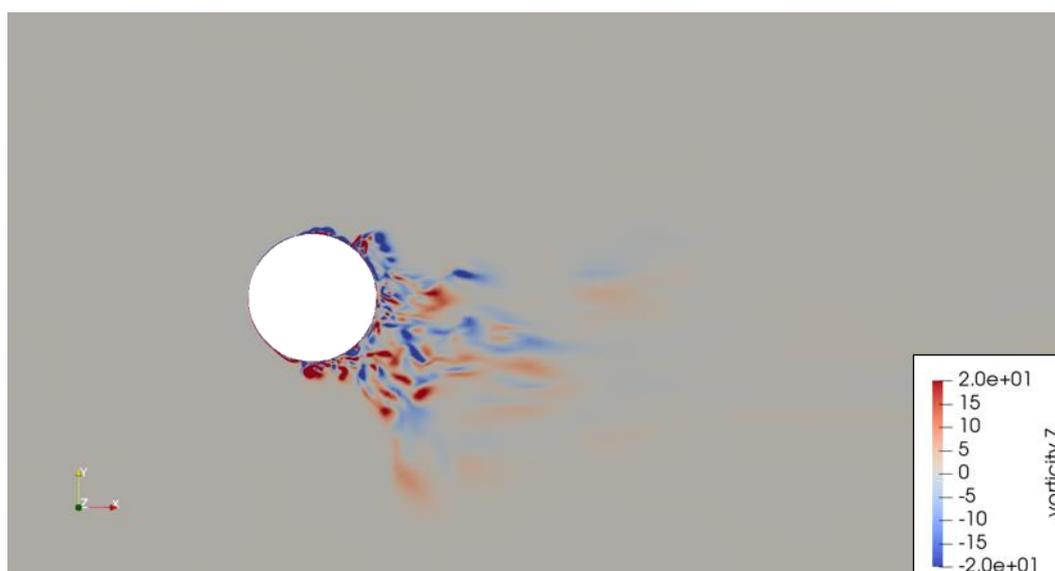


Figure 3.38 vorticity on  $z3$  section from forced oscillating simulation ( $tU/D = 40.8$ ).

### 3.4.3 死水領域について

円柱中央部と端部領域での  $xy$  平面において、強制加振出の平均的な流速がどのように変化するのかを考察する。

下の二つの図はそれぞれ  $z2$ (中央部)と  $z3$ (端部)の時間平均の  $x$  方向流速を示したものである。Fig.3.20 が示した固定場合の死水領域に比べて、明らかに強制過振は死水領域が広いである。これは  $y$  方向の速度により死水領域の角度が広がったと考えられる。そして、固定のように二つに分けられていないこともわかる。これは端部からの blow-up と recirculation が振動により分散したからと考えられる。これで平均抗力が増加することが説明できた。

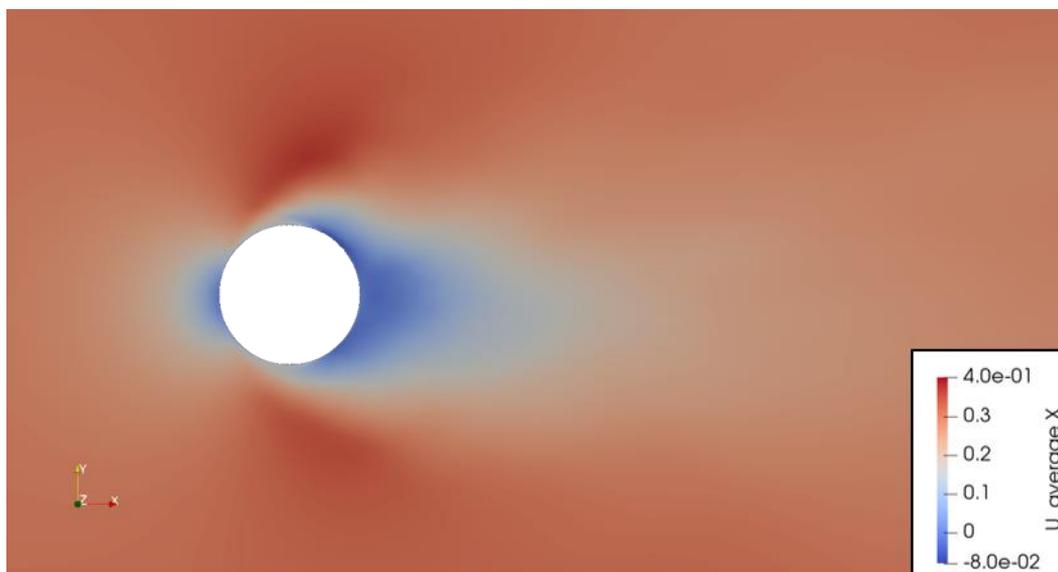


Figure 3.39 Time-averaged  $U_x$  on  $z2$  section from forced oscillating simulation.

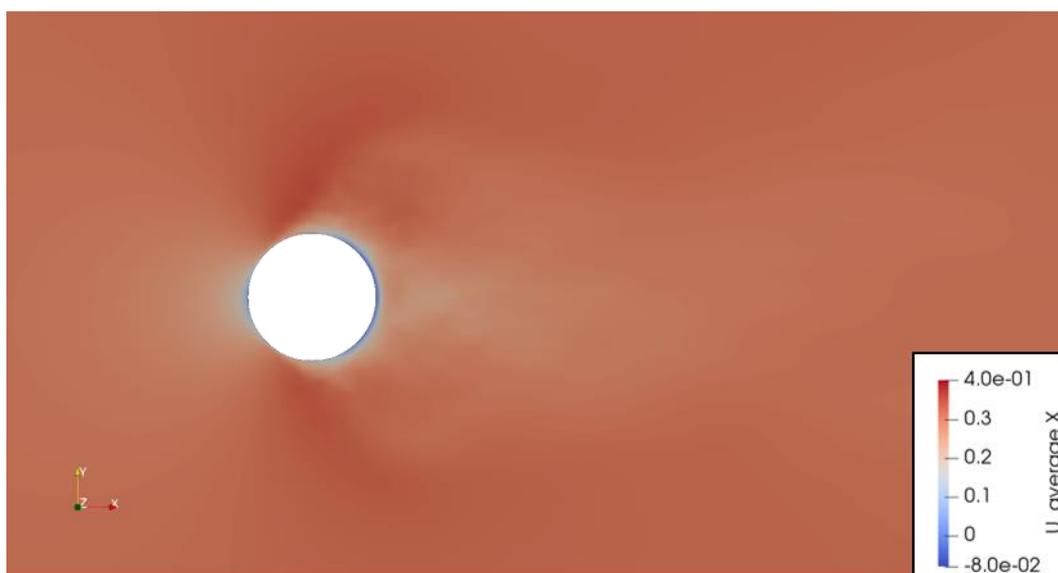


Figure 3.40 Time-averaged  $U_x$  on  $z3$  section from forced oscillating simulation.

Fig.3.41 と Fig.3.42 はそれぞれ z3 横断面における z 方向の速度と y1 横断面における x 方向の速度を示している。

Fig.3.41 から、端部からの blow-up や recirculation が依然として存在するが、強制過振により一箇所に集中せず分散した。これで z2 における死水流域が二つに分かれていないことが説明できる。

そして、Fig.3.42 を固定場合の Fig.3.26 と比較して、固定に比べて逆流の速度が小さくなったことも確認できる。二つの図を総合して、さらに、強制加振においては端部影響が存在するものの、側面領域への影響が小さくなったことが説明できる。

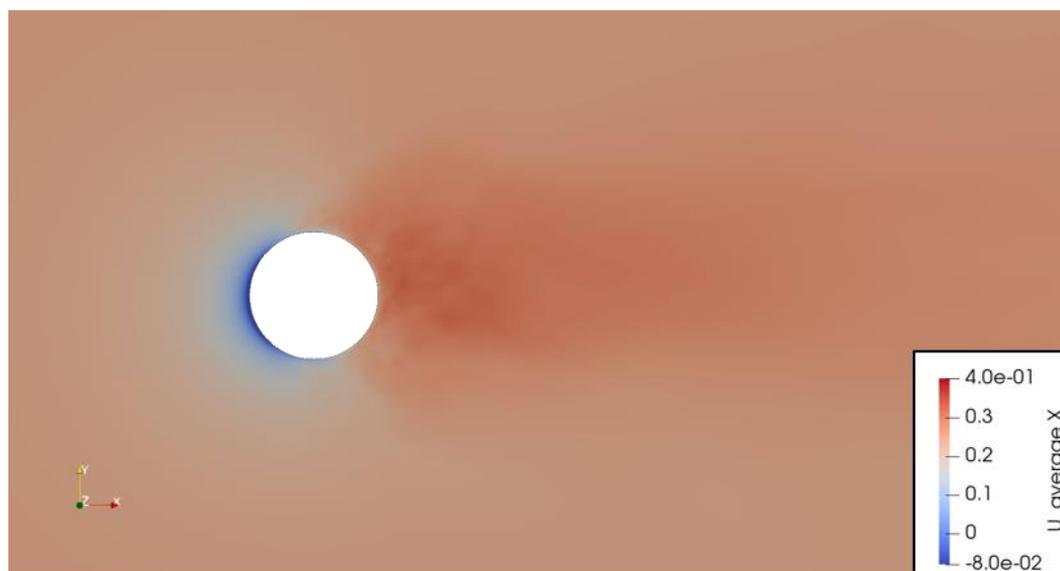


Figure 3.41 Time-averaged  $U_z$  on z3 section from forced oscillating simulation.

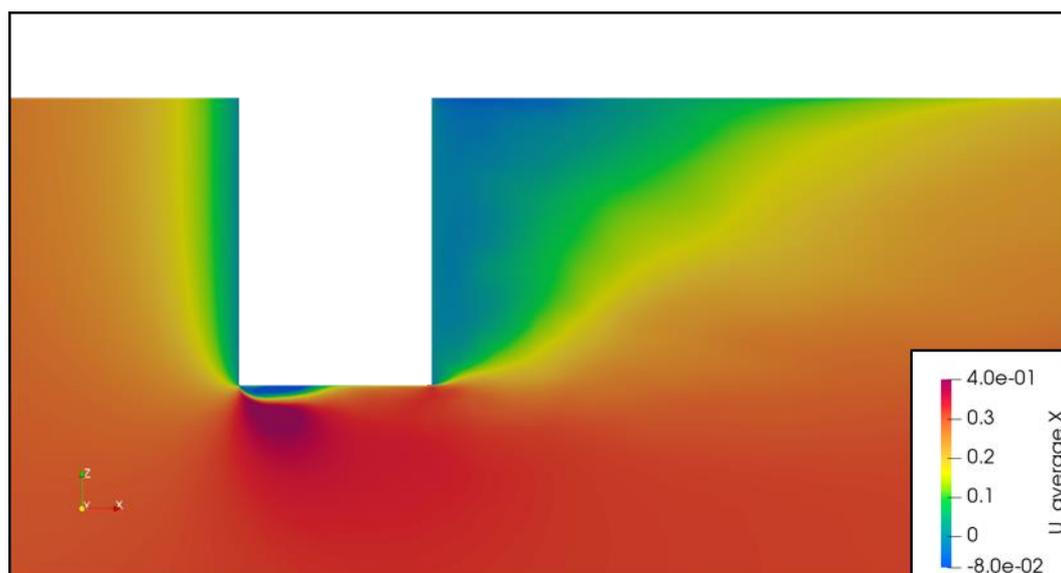


Figure 3.42 Time-averaged  $U_x$  on y1 section from forced oscillating simulation.

### 3.4.4 端部流れについて

本節では端部の流れから、強制加振での端部渦、blow-up と recirculation について考察する。Fig.3.43 を Fig.3.28 が示した固定の場合と比較すると、同じように trailing vortex が発生するが、強制加振においてはこの時刻にそれほど trailing vortex が上に移動していないことがわかる。さらに、Fig.3.44 から端部からの渦が円柱から剥離したことがわかる。

二つの図を総合して、強制加振の場合では、cross 方向の速度により端部からの trailing vortex が円柱から剥離する。これで、固定場合のように一途に上に押されることができなく、Fig.3.41 が示したように円柱後方でエネルギーが分散してしまう。それ故に、側面渦の領域においては二次元性が強まり、流体力の振動成分が大きくなる。

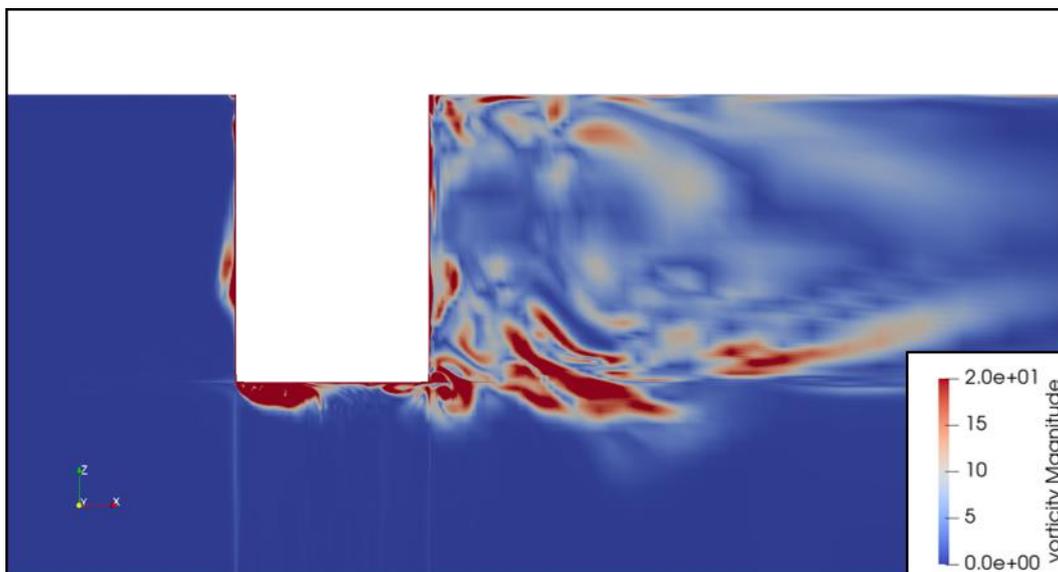


Figure 3.43 Vorticity on y1 section from forced oscillating simulation ( $tU/D = 42$ ).

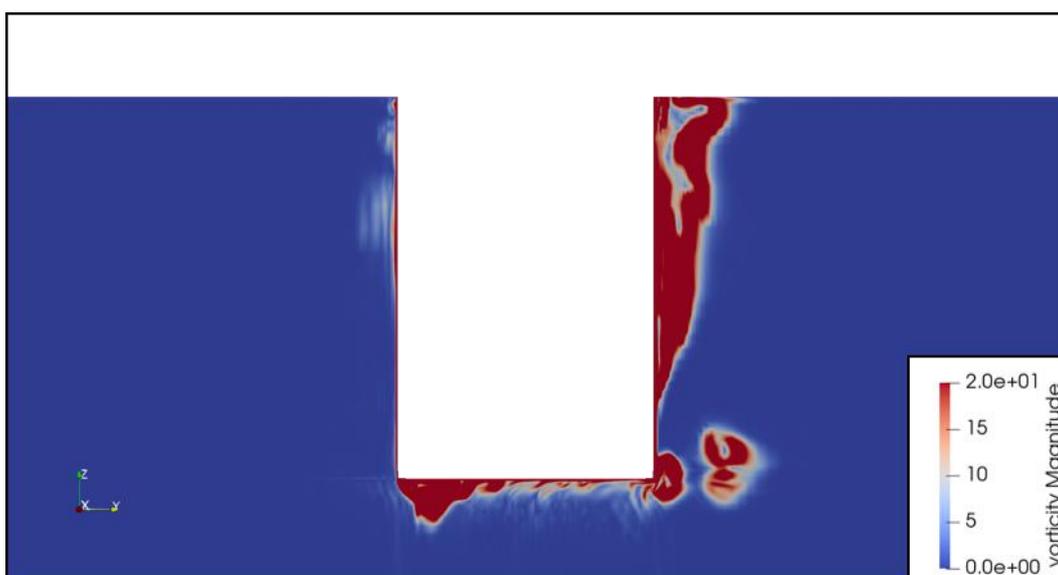


Figure 3.44 Vorticity on x1 section from forced oscillating simulation ( $tU/D = 42$ ).

Fig.3.45 と Fig.3.46 は違う時刻の  $y_1$  横断面での圧力と速度を表している。Fig.3.45 が示した  $tU/D = 24.72$  のときには、固定と同じように blow-up と recirculation が確認できた。そして、同じように recirculation の領域は低圧領域でもある。

しかし、Fig.3.46 が示したように  $y$  方向の速度がゼロではないときに、 $y_1$  平面においては blow-up と recirculation が弱まって、二次元性が強まることを確認できる。渦度が大きくなるがゆえに、流体力の変動値も大きくなるわけである。

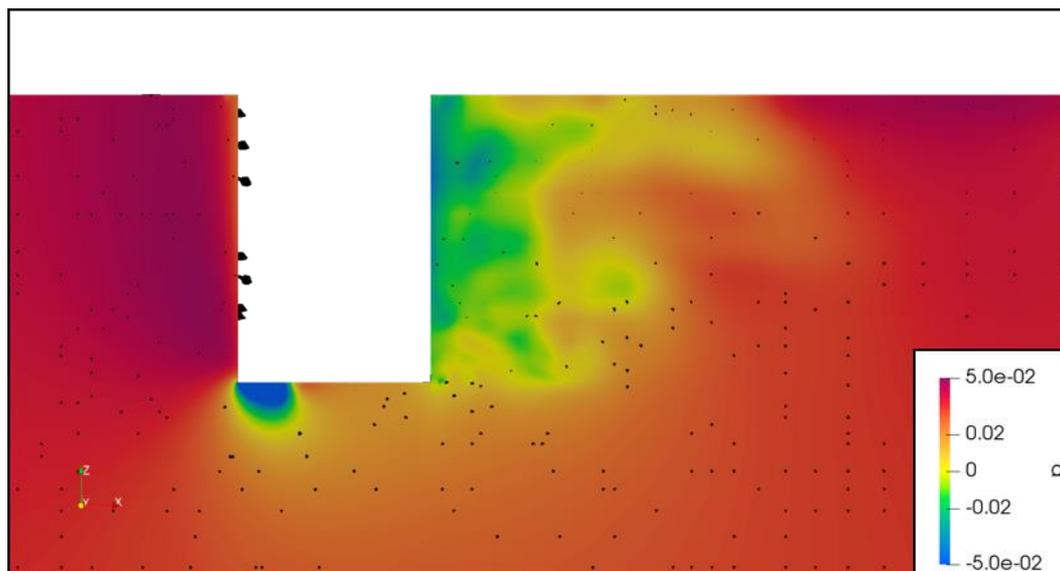


Figure 3.45 pressure and velocity direction on  $y_1$  section ( $tU/D = 24.72$ ).

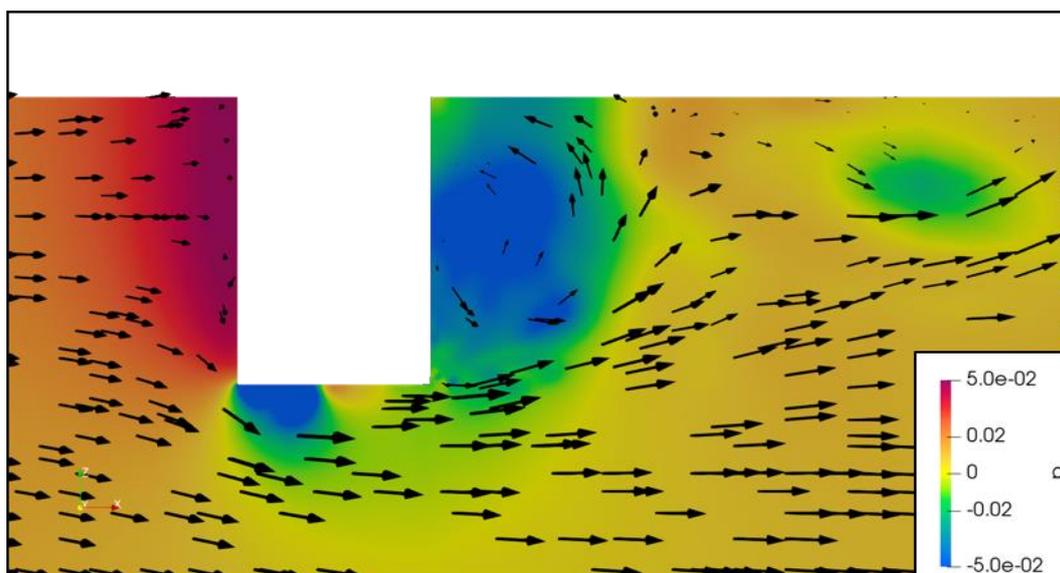


Figure 3.46 pressure and velocity direction on  $y_1$  section ( $tU/D = 37.2$ ).

## 第4章 四つ円柱のシミュレーション

本章では四つの円柱が正方形をなすモデルを研究対象とする固定と強制加振シミュレーションの考察を行なう。4つの円柱の格子や時間刻みなどのシミュレーションの設定は検証された単独円柱場合のそれを参考にした。

### 4.1 はじめに

本研究において4つの円柱の最大間隔が  $S/D=3$  で、計算領域に比べて小さいであるため、単独円柱と比較できるように、計算領域では単独円柱の場合と同じである。計算領域や格子拡大率は次のように示されている。 $z$ 方向の格子の決め方は単独円柱のそれと完全に同じで、 $xy$ 平面においては、となりの円柱周辺の円弧ブロックが被らないように、円弧領域の直径を単独での  $2D$  から  $1.4D$  に変えた。円柱に一番近い格子の  $y^+$  で決められ、図で示した拡大率で境界までの格子が決まっていく。ただし、円柱が取り囲んだ領域には干渉が強いと考えられるため、その格子は拡大させずに円弧ブロックの外側の格子と同じサイズにした。

固定や強制加振の境界条件も単独円柱においての相応の境界条件と同じように設定している。(Table3.1 と Table3.2 を参照)

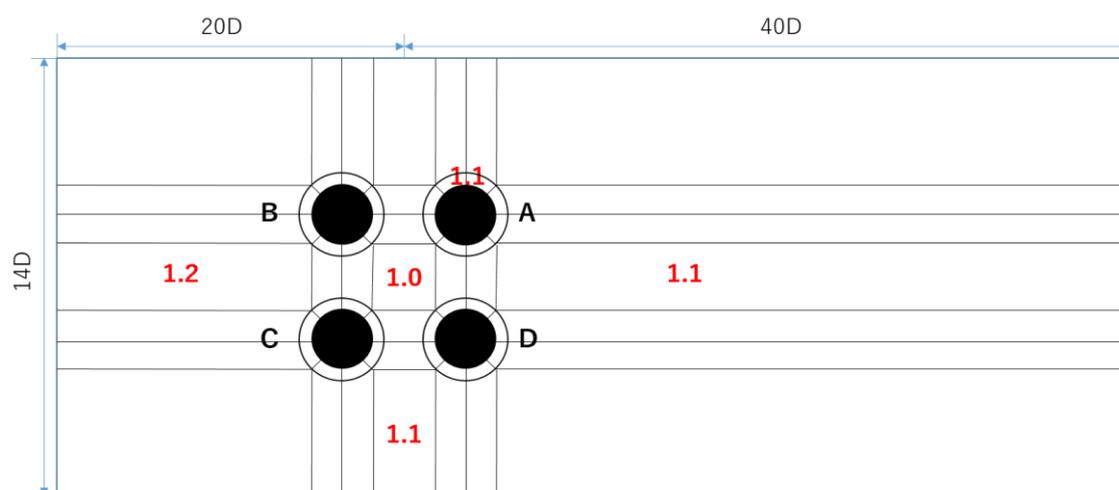


Figure 4.1 sketch of computational region and cell expansion ratio on  $xy$  plane.

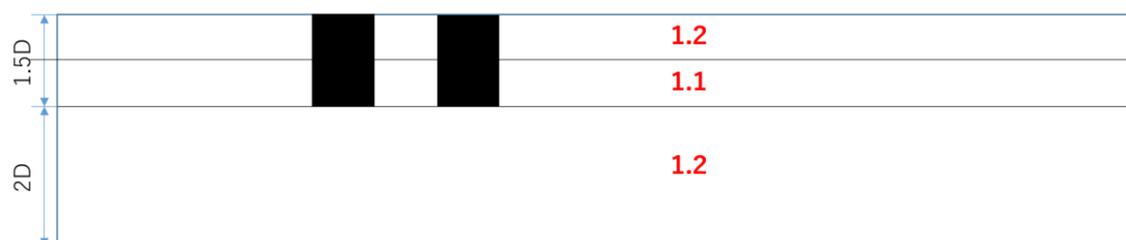


Figure 4.2 sketch of computational region and cell expansion ratio on  $xz$  plane.

Fig.4.3 は計算領域にわたり格子の対角線の大きさを表すコンター図である。そして、記述の便利のため、流場分析に使う各横断面は Fig.4.4 の示しているように命名する。

Fig.4.3 から、円柱近くの領域は細かいメッシュが集中しているため、干渉現象を捉えられると考えられる。そして、横断面の選択について、 $y_1$  を軸に対称になっているため、半分だけを分析対象とした。前後においてはその対称性がないため、全部分析対象とした。

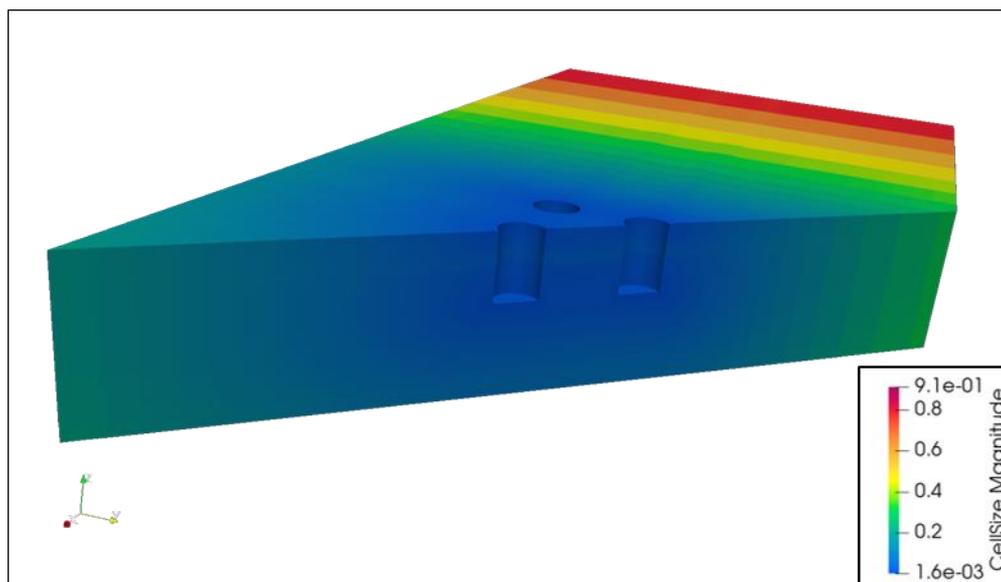


Figure 4.3 Computational region and mesh distribution of 4 cylinders simulation.

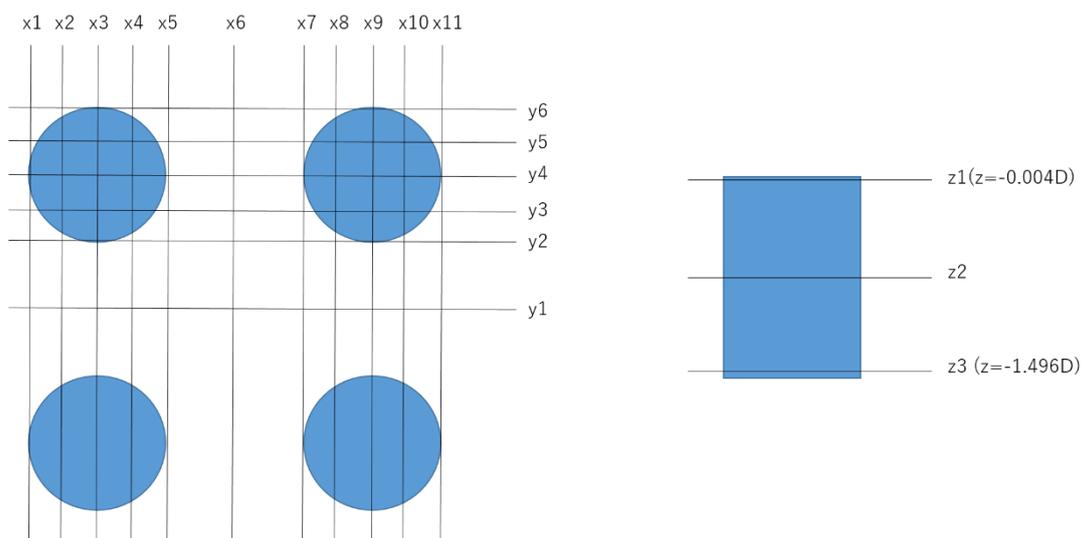


Figure 4.4 Position and name of the section.

Table3.1 は各シミュレーションのパラメーターを示す。その中で、S/D は円柱の対心距離と円柱の直径の比で、fD/U が無次元化の強制加振の周波数で、A/D が強制加振の振幅と直径の比を表している。

Table 4.1 Case setting and naming

No	case	S/D	fD/U	A/D
1	fixed	2	0	0
2	s2_f012_a04	2	0.12	0.4
3	s2_f014_a04	2	0.14	0.4
4	s2_f016_a04	2	0.16	0.4
5	s3_f012_a04	3	0.12	0.4

ケースの設定について、強制加振の前段階として、固定のケースを実施した。それを単独円柱の比較で固定条件下でのカラム間干渉を考察する。S/D が 2 と 3 に決めたのは橋浦(2017)の自由振動実験により、3 と 4 の場合には大きな違いがないという結論からである。そして、2 から 4 番までについては、Fig.4.5 が示した椎葉(2018)の実験結果から決めたのである。左の図から、S/D が 2 の場合、それぞれ fD/U が 0.12、0.14 と 0.16 のときに、後方円柱での起振力が正で前方が負、前後の円柱での起振力が 0 に近い、前方円柱での起振力が正で後方が負という特徴的なところであるから、そこを CFD でシミュレーションそうなった原因を調べる。そして、2 番と同じ加振条件で S/D が 3 の一ケースで、カラム間間隔が干渉への影響の解明を試みる。

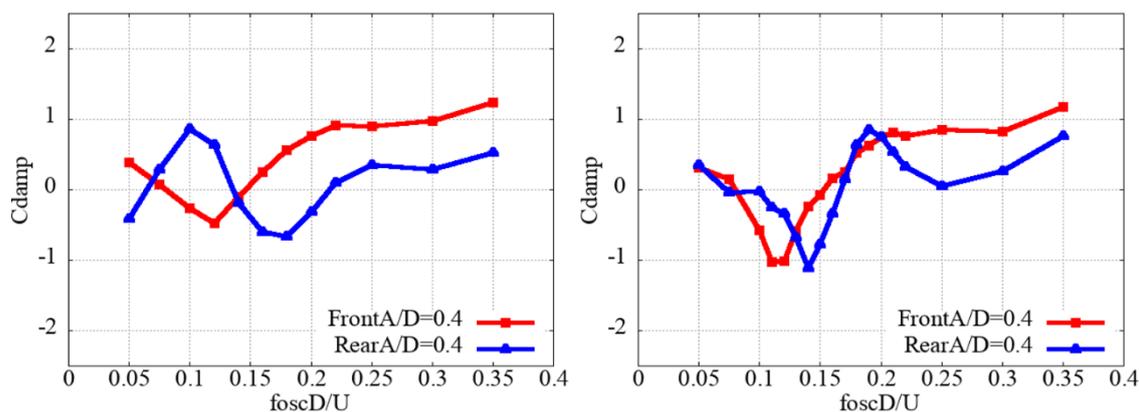


Figure 4.5 curve of C<sub>damp</sub> to oscillation frequency (left: S/D=2, right: S/D=3). [10]

## 4.2 固定シミュレーションの考察

### 4.2.1 流体力に関する考察

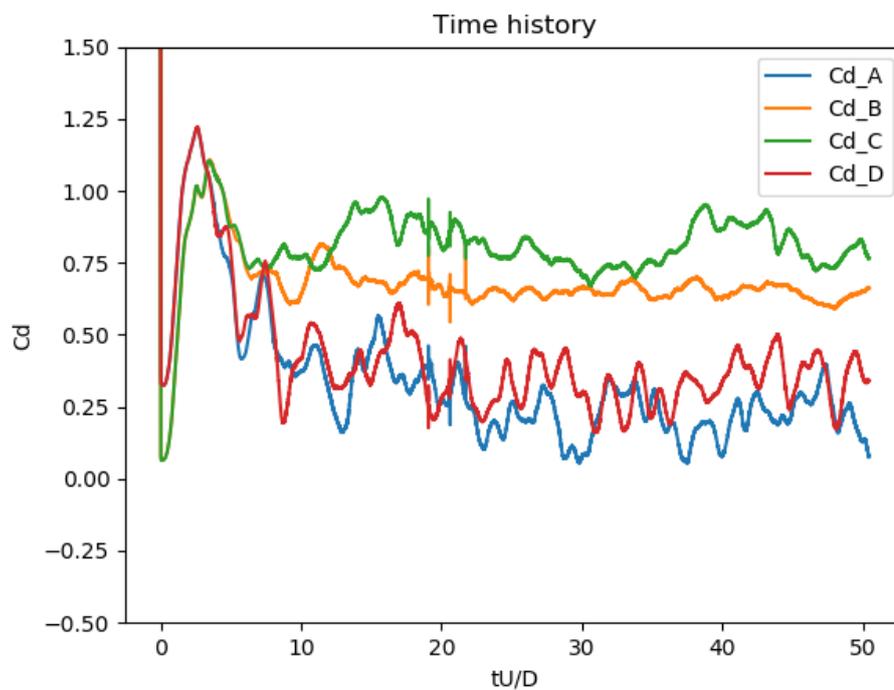


Figure 4.6 Time history of  $C_d$  obtained from different cylinder on case1.

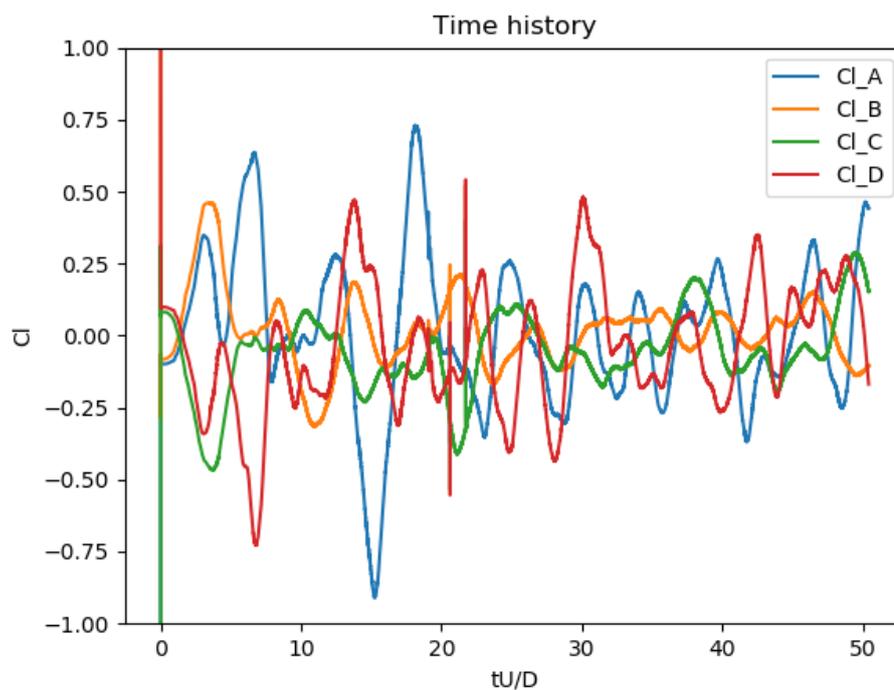


Figure 4.7 Time history of  $C_l$  obtained from different cylinder on case1.

Fig.4.6 と Fig.4.7 はそれぞれ各円柱における抗力係数と揚力係数の時系列を表している。 $tU/D = 20$  前後にずれが現れた。同じ時刻に流場では下の図の示したように圧力の激変が出現した。異変なところは Fig.4.1 が示したブロック領域と一定の関連性を示したため、ここでの格子の変形率が原因と推測した。

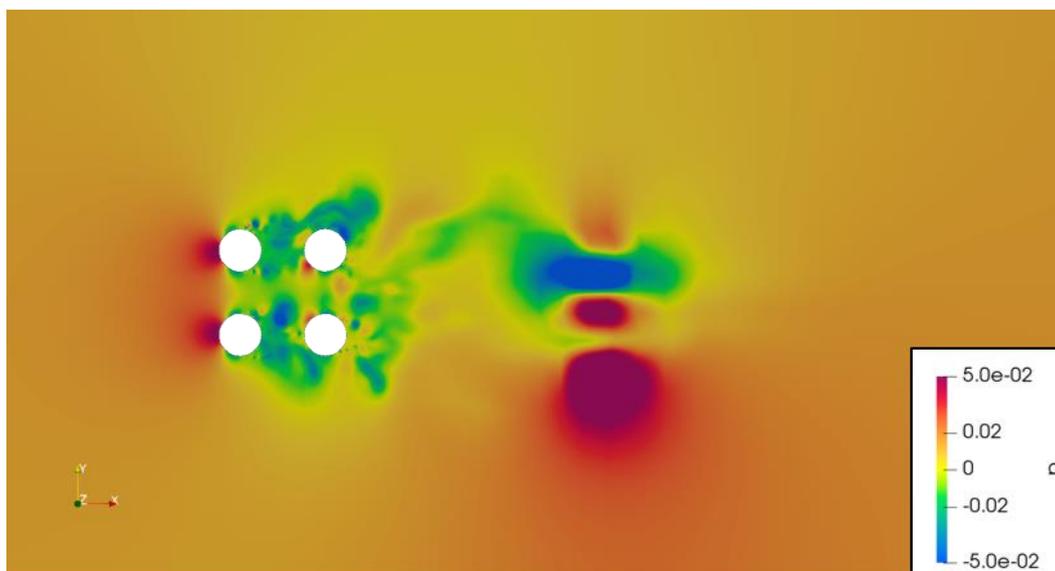


Figure 4.8 pressure z2 section from case1 ( $tU/D = 19.6$ )

全体的に、後方の円柱においては前方より激しい振動を示している。これは円柱の距離が近いこと、Fig.1.12 が示したように前方の渦が後方に再付着することで、前方の円柱での振動が抑えられ、後方では振動が激しくなるからと考えられる。

Table 4.2 Hydrodynamic force results of CFD and experiment

Item		Cd_mean	Cd_rms	Cl_rms
front	cylinderB	0.6570482	2.96E-02	8.50E-02
	cylinderC	0.8203757	7.30E-02	0.1351677
rear	cylinderA	0.2487361	0.1001632	0.2712581
	cylinderD	0.3455565	8.98E-02	0.2056573
front_CFD		0.73871195	0.051259087	0.110095135
rear_CFD		0.2971463	0.094995011	0.2384577
front_Exp.		0.90639	0.0423855	0.038616
rear_Exp.		0.188785	0.07608425	0.092333

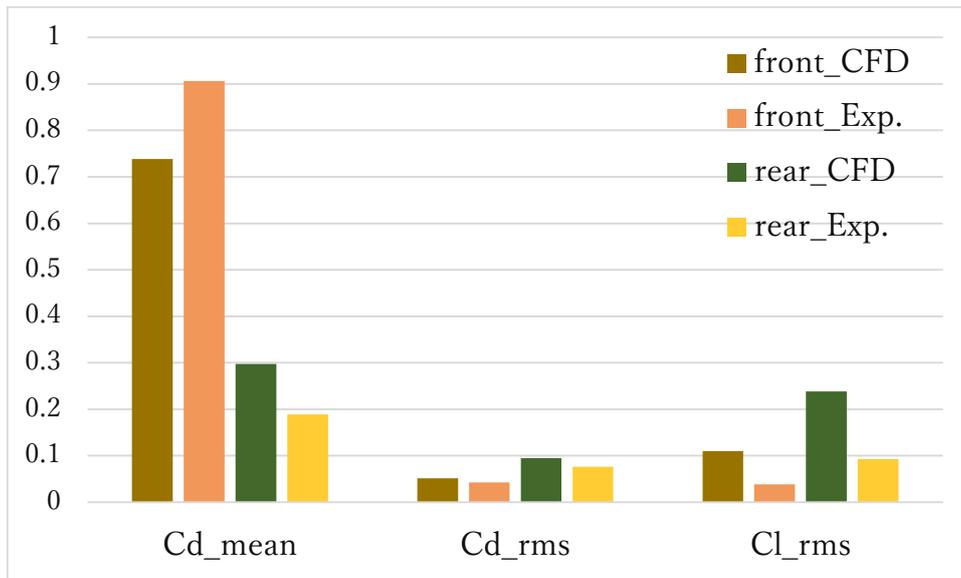


Figure 4.9 Comparison of hydrodynamic force on different case.

定量的に分析するため、実験と CFD の流体力結果を Table4.2 にまとめた。front\_CFD は CFD の計算で前方二つの円柱における流体力の平均値を表す。Fig.4.9 はそれぞれ実験と CFD の前後円柱における平均流体力を表している。

実験値と若干ずれているが、実験と同じ傾向を示している。前方の平均 Cd\_mean が後方のそれより大きいである。これは後方の円柱が前方の交流にあるからと考えられる。各円柱での Cd\_mean においては  $C > B$ 、 $D > A$  という傾向を示している。まずこの現象を受けて、固定ではなく係留された場合では Yaw 運動が発生すると推測できる。これはこの時の四つの円柱は一つの大きい角柱と同じ効果をもっていると考えられる。つまり、特徴長さは一つの円柱の直径ではなく、四つの円柱からなる浮体の特徴長さになったため、周期が長くなり、単独円柱の方法で計算するのはデータ数が足りなく、片方に傾いている結果になってしまった。もっと周期数を増やして流体力の統計値を求めればこの差が消えると考えられる。

流体力の周波数成分を分析するため、Cd と Cl に対し、FFT を行なった。Fig.4.10 と Fig.4.11 がそれぞれ cylinderB と cylinderA の結果を示している。

データ数の制限などの原因を考えて、周波数分析にずれが発生するが、0.159 ぐらいを流れ方向の渦放出周波数 $f_e$ とすると、前方の cylinderB においては  $0.5f_e$ 、 $f_e$ 、 $1.5f_e$  のところに Cl のピークが現れた。その中で、 $f_e$  にエネルギーが一番集中していることがわかる。これは Fig.3.13 が示した単独円柱場合のそれとは同じ傾向を示した。同じように、 $f_e$  は側面渦によるもので、 $0.5f_e$  は端部からの trailing vortex によるものだと考えられる。二つの成分の干渉の結果、 $1.5f_e$  の成分が現れたと考えられる。Cd に関しては単独と同じようにはっきりとしたピークがなく、低周波数にエネルギーが集中していることがわかる。

後方にある cylinderA の結果から、Cd は依然として低周波数の領域にエネルギーが集中していることがわかる。Cl においては、前方に比べてエネルギーが右に移動したことがわかる。特に 0.143、0.229 と 0.314 にところにピークが現れた。0.143 の側面渦による成分が一番ピークが高いことがわかる。そして、前方の 0.159 に比べて小さくなった理由は  $fD/U$  の計算中に、Fig.4.16 からわかるように実際の速度が前方の影響で減少したからと考えられる。0.229 成分も同じ理由で説明できる。0.314 は側面渦の 2 倍周波数で、これは流れ方向で前方の渦の影響を受けたと考えられる。

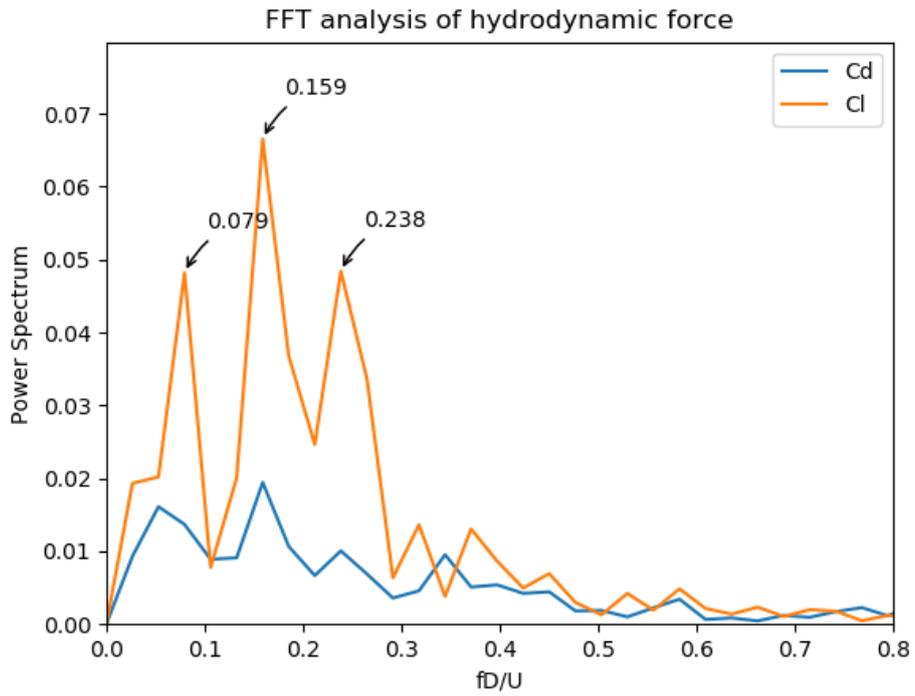


Figure 4.10 FFT analysis of  $C_d$  and  $C_l$  on cylinder B (front).

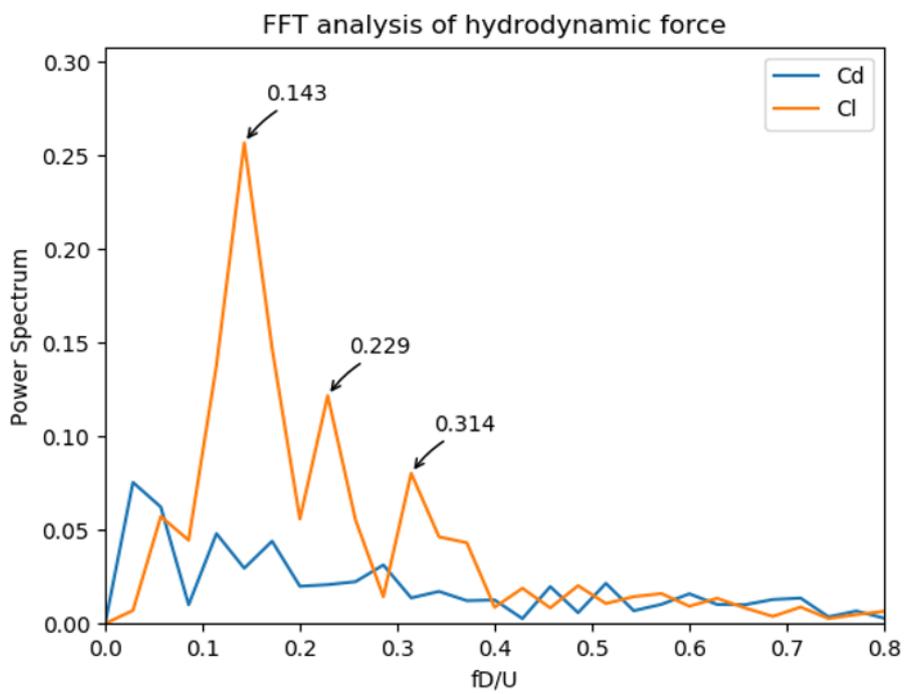


Figure 4.11 FFT analysis of  $C_d$  and  $C_l$  on cylinder A (rear).

## 4.2.2 側面渦について

Fig.4.12 と Fig.4.13 はそれぞれ円柱中央部と端部での  $z$  方向の渦度を表している。

Fig.4.12 から、Fig.1.12 が示した前方で発生した渦が後方に再付着する現象が確認できる。これより、前方では渦が抑制され、後方では前方からの渦が再付着することで、後方において前方より強い渦度が出るため、後方において流体力は変動値が大きくなることが説明できる。

Fig.4.13 から、渦が後方に押される距離が中央部に比べて短くなった。これは側面渦が端部からの trailing vortex に吸収されたと考えられる。

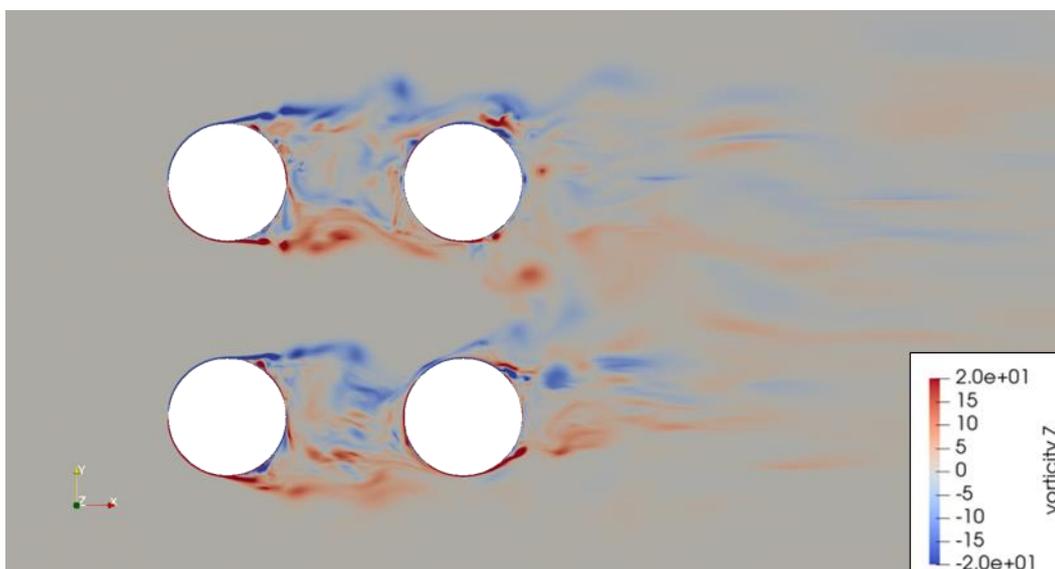


Figure 4.12 vorticity on  $z_2$  section from case1 ( $tU/D = 38.4$ ).

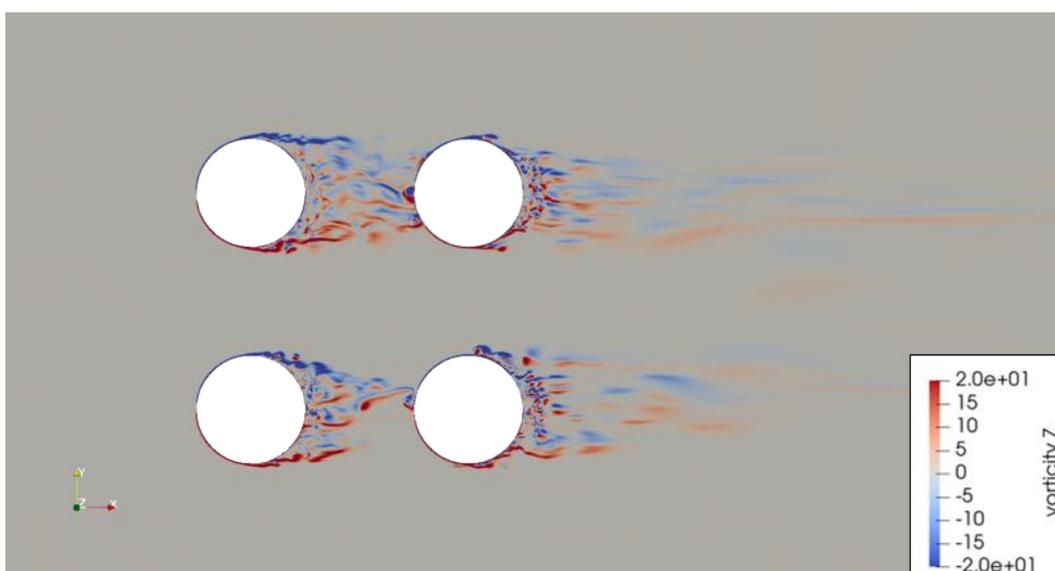


Figure 4.13 vorticity on  $z_3$  section from case1 ( $tU/D = 38.4$ ).

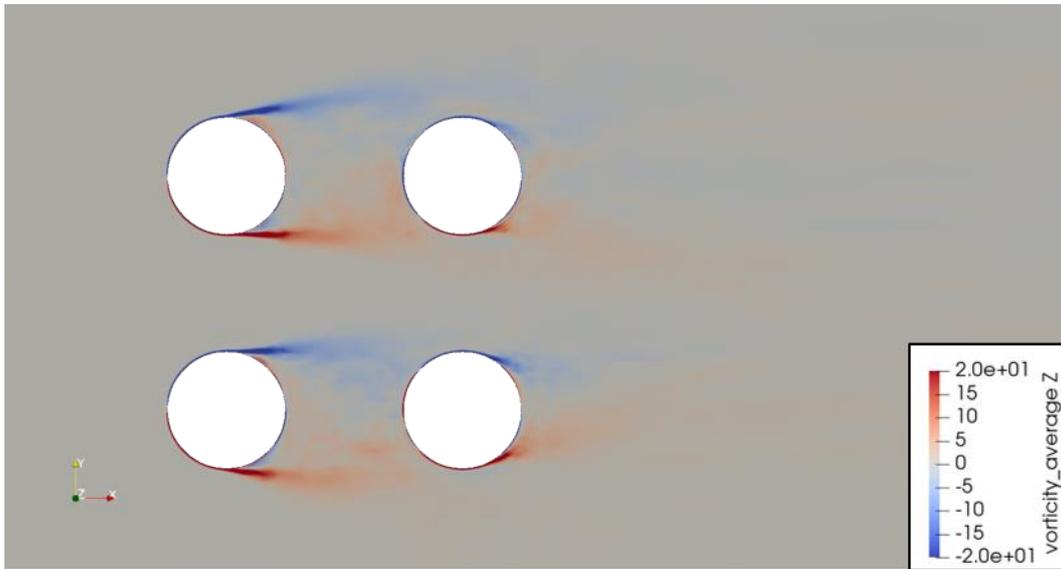


Figure 4.14 time-averaged vorticity on z2 section from case1.

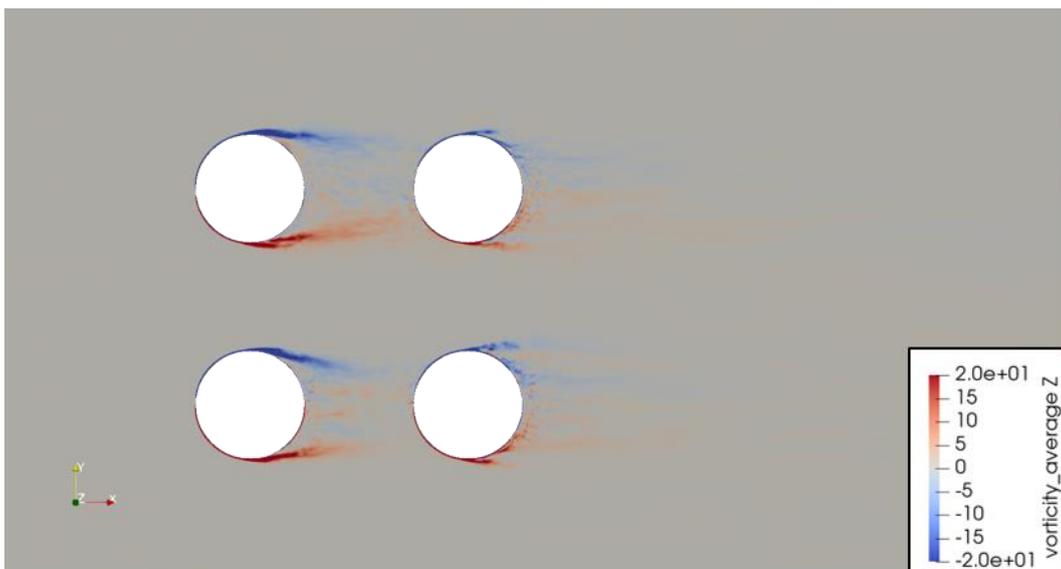


Figure 4.15 time-averaged vorticity on z3 section from case1.

上の二つの図はそれぞれ円柱中央部や端部での時間平均  $z$  方向の渦度を表している。Fig.4.14 から、前方の円柱において、二つの円柱の間側では渦がほぼ流れに平行に放出されるのに対し、外側のほうは一定の角度をなしている。そして、後方の円柱では剥離点が後ろに移動したこともわかる。これは前方の円柱により、流れが乱流化したと考えられる。

Fig.4.15 を Fig.4.14 と比較して、前方の円柱での渦放出が円柱の中央線に近づいていることがわかる。

### 4.2.3 死水領域について

Fig.4.16 と Fig.4.17 はそれぞれ円柱中央部と端部での x 方向の平均速度を表す

二つの図から、後方の円柱は前方の円柱の死水領域にあることが確認できる。その故、後方の円柱に当たる流れが弱まるため、後方の円柱において平均抗力が落ちるわけである。

そして、Fig.4.16 と Fig.4.17 の比較で端部に近づくに従い、前後の円柱において死水領域が減ることがわかる。これは端部からの blow-up によるものだと考えられる。

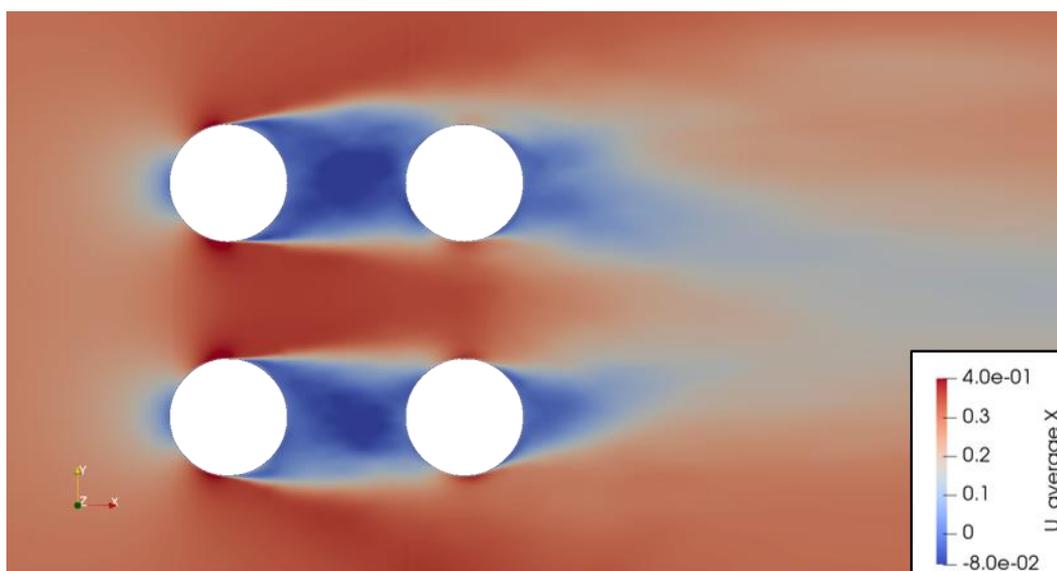


Figure 4.16 Time-averaged  $U_x$  on  $z_2$  section from case1.

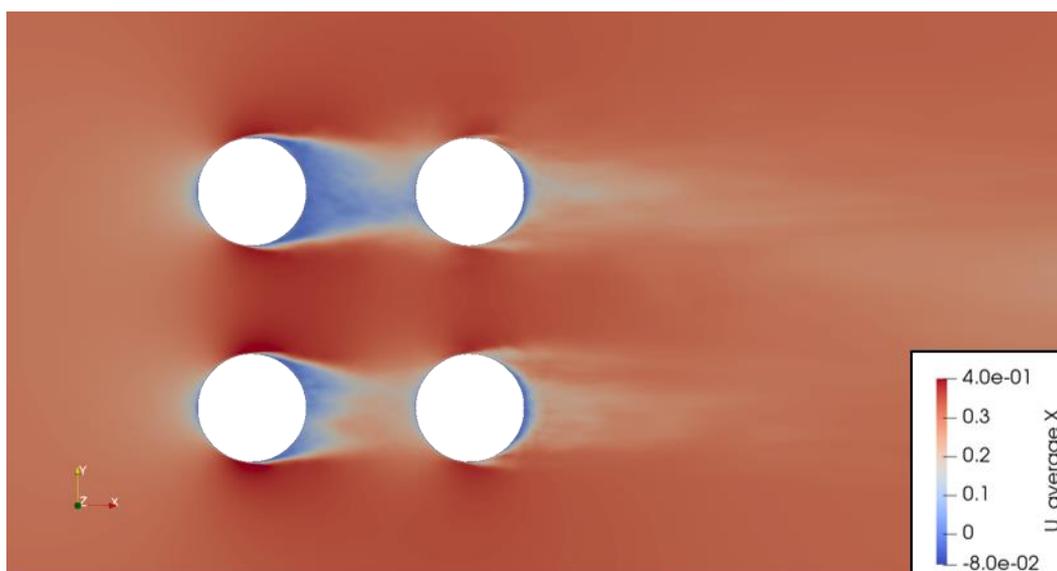


Figure 4.17 Time-averaged  $U_x$  on  $z_3$  section from case1.

Fig.4.18 と Fig.4.19 はそれぞれ円柱中央部と端部での x 方向の平均圧力を表す。

Fig.4.18 から、後方の円柱は完全に前方の円柱による低圧領域にあることがわかる。これで前方より後方の円柱での平均抗力が小さいことが説明できる。

Fig.4.19 から、端部においては、円柱による低圧領域が小さくなったことがわかる。そして、後方の円柱でも高圧領域ができていることが確認できる。これは端部からの流れが後方に当たることが原因だと考えられる。そして、前方の円柱の影響で、後方の円柱のところでは死水領域ではなくなったから、前方円柱と同じに高圧領域ができているとも考えられる。

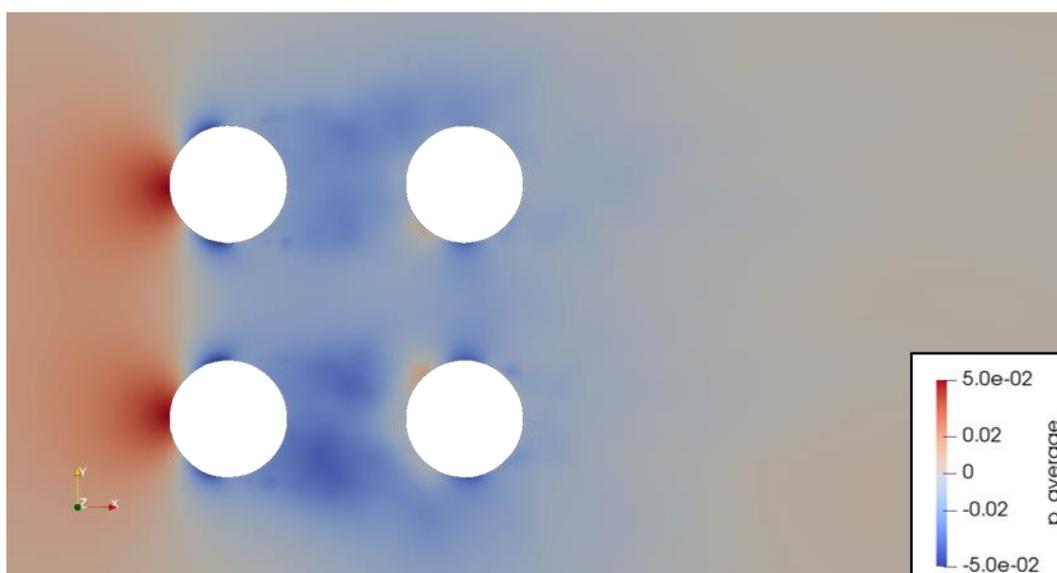


Figure 4.18 Time-averaged pressure on z2 section from case1.

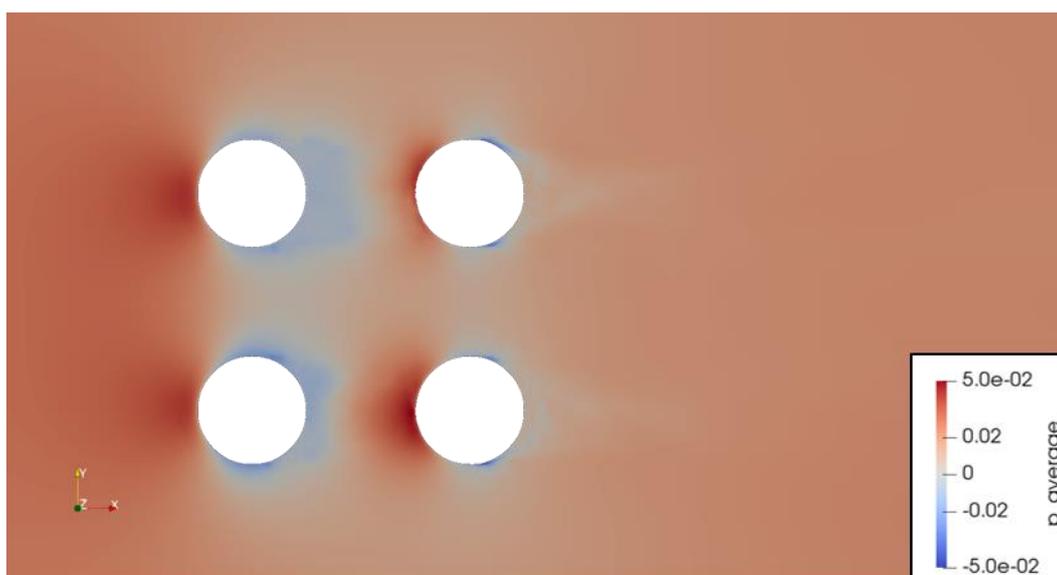


Figure 4.19 Time-averaged pressure on z3 section from case1.

#### 4.2.4 端部流れについて

本節では四つの円柱からなるモデルの端部の流れから、端部渦、blow-up と recirculation について考察する。

Fig.4.20 は  $y_1$  横断面での渦度の強度を表している。前後の円柱の端部からも trailing vortex が生じるが、前方からの trailing vortex が後方の端部にぶつかり、そして、後方からの trailing vortex も一定の距離においては平行で、単独に比べて上がる角度が緩やかである。

Fig.4.21 は同じ横断面での圧力と速度を表している。圧力のコンター図からさらに前方での平均抗力が後方より大きいことが確認できる。そして、後方の円柱により、前方からの blow-up がなくなり、後方では recirculation がなくなり、blow-up の角度が緩やかになった。

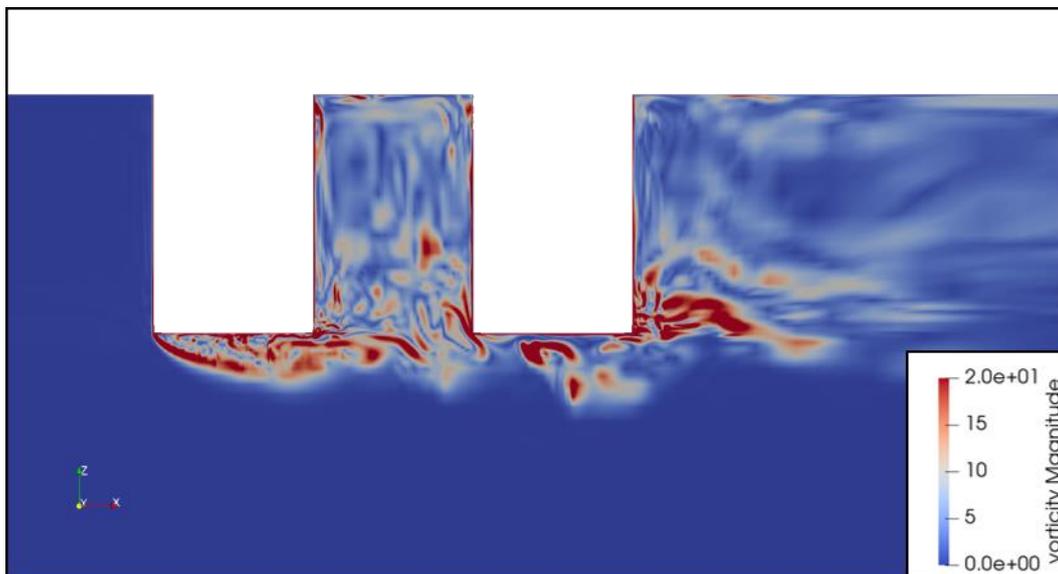


Figure 4.20 Vorticity on  $y_1$  section from case1 ( $tU/D = 41.52$ ).

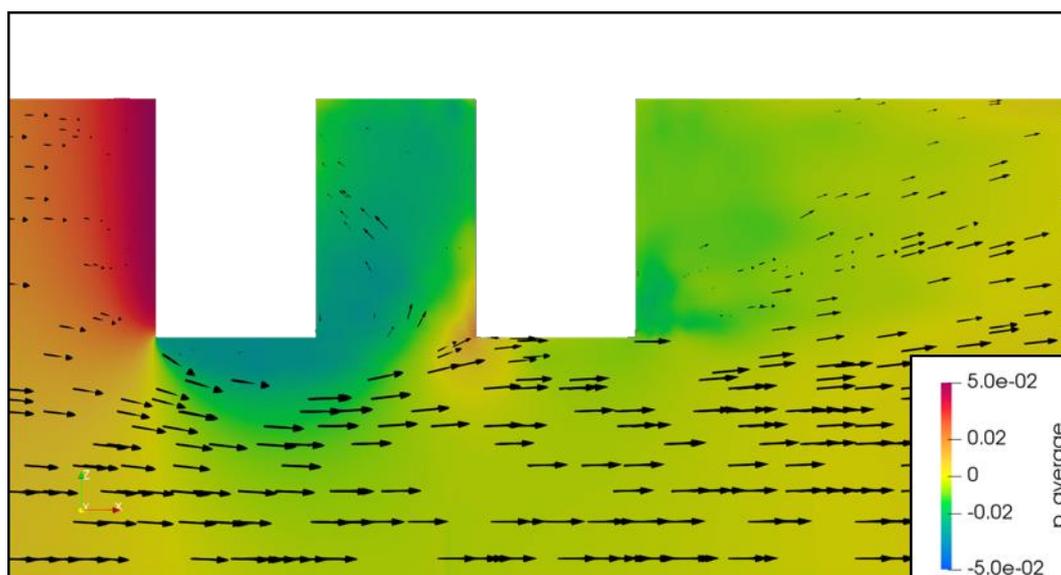


Figure 4.21 Time-averaged pressure and velocity direction on  $y_1$  section from case1.

### 4.3 強制加振シミュレーションの考察

#### 4.3.1 流体力に関する考察

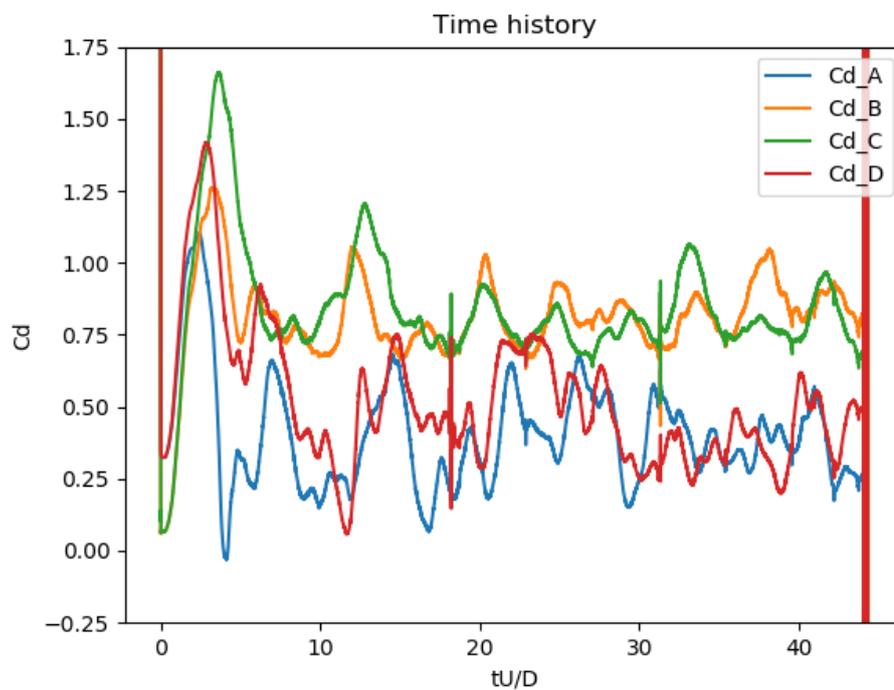


Figure 4.22 Time history of  $C_d$  obtained from different cylinder on case2.

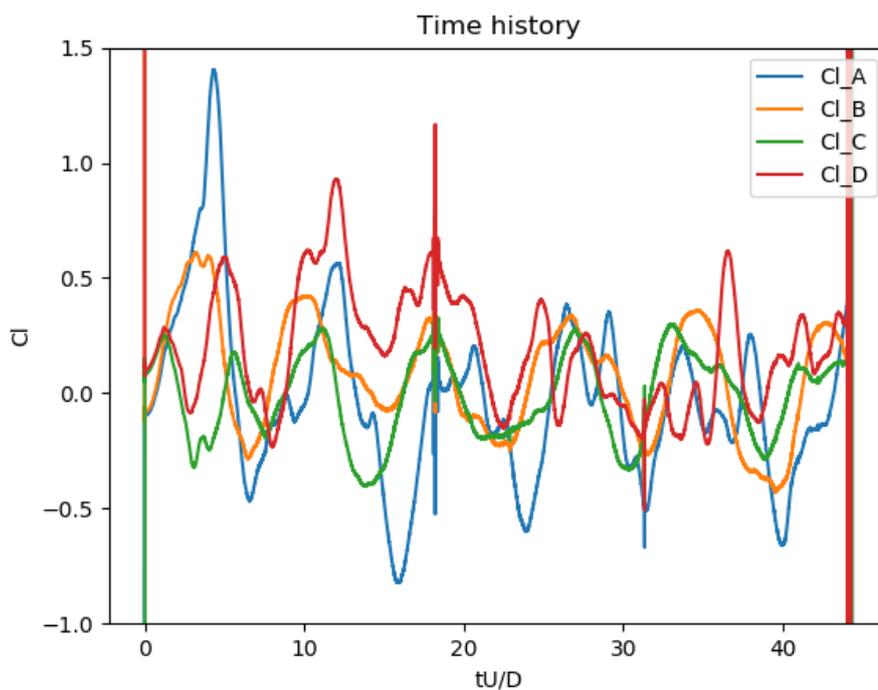


Figure 4.23 Time history of  $C_l$  obtained from different cylinder on case2.

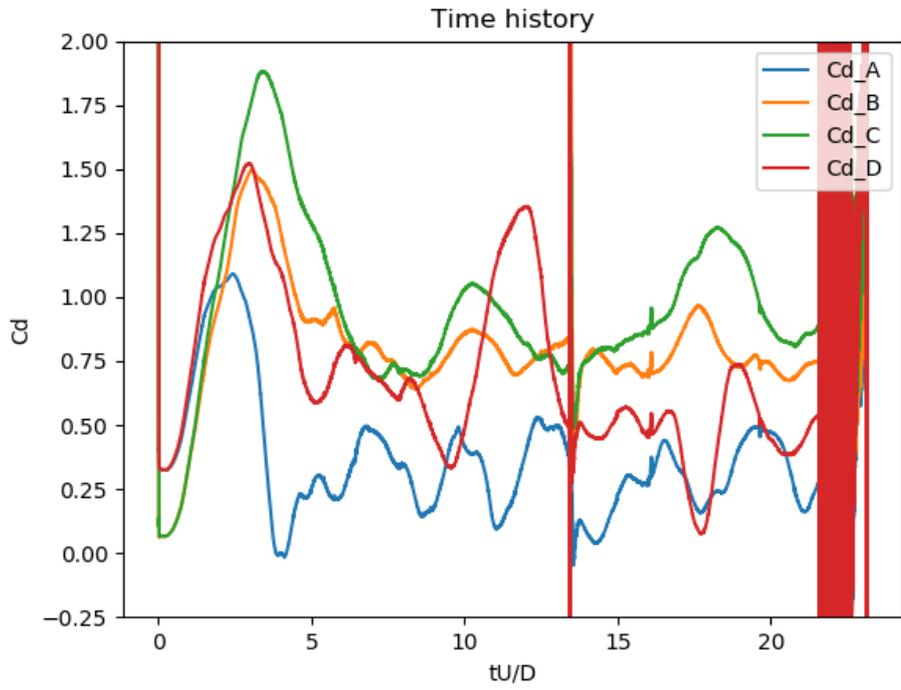


Figure 4.24 Time history of Cd obtained from different cylinder on case3.

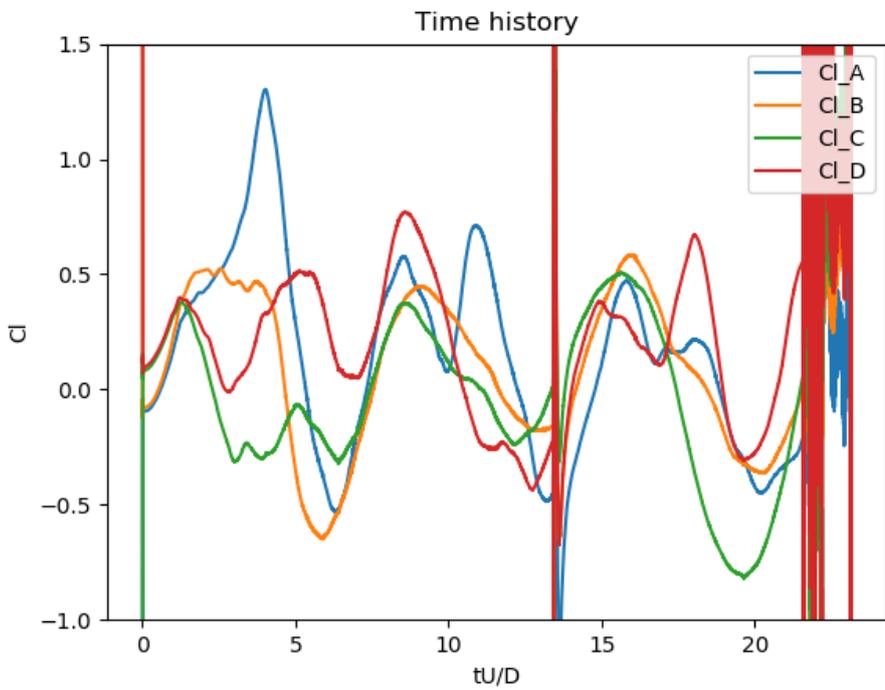


Figure 4.25 Time history of Cl obtained from different cylinder on case3.

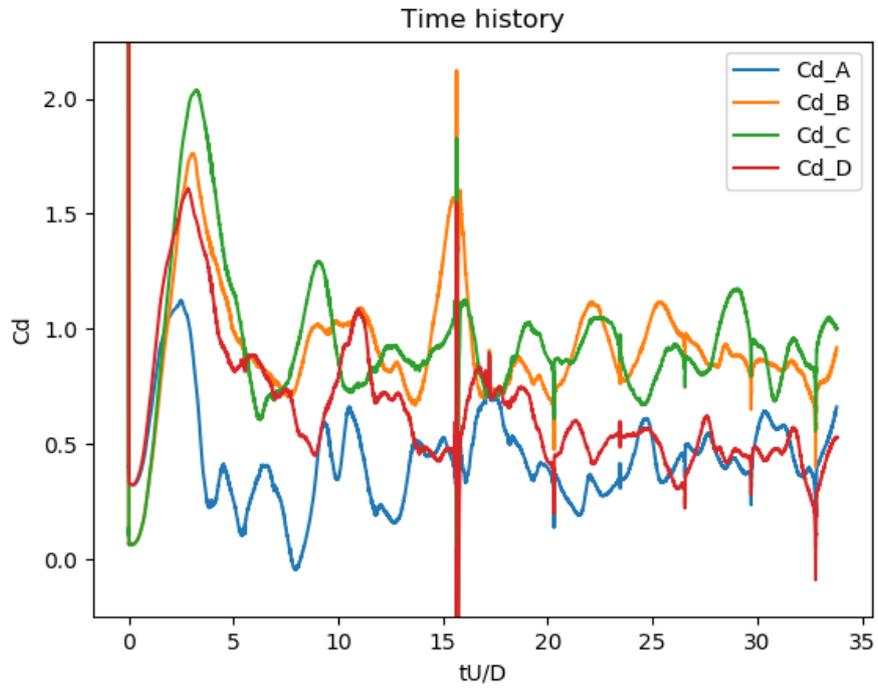


Figure 4.26 Time history of  $C_d$  obtained from different cylinder on case4.

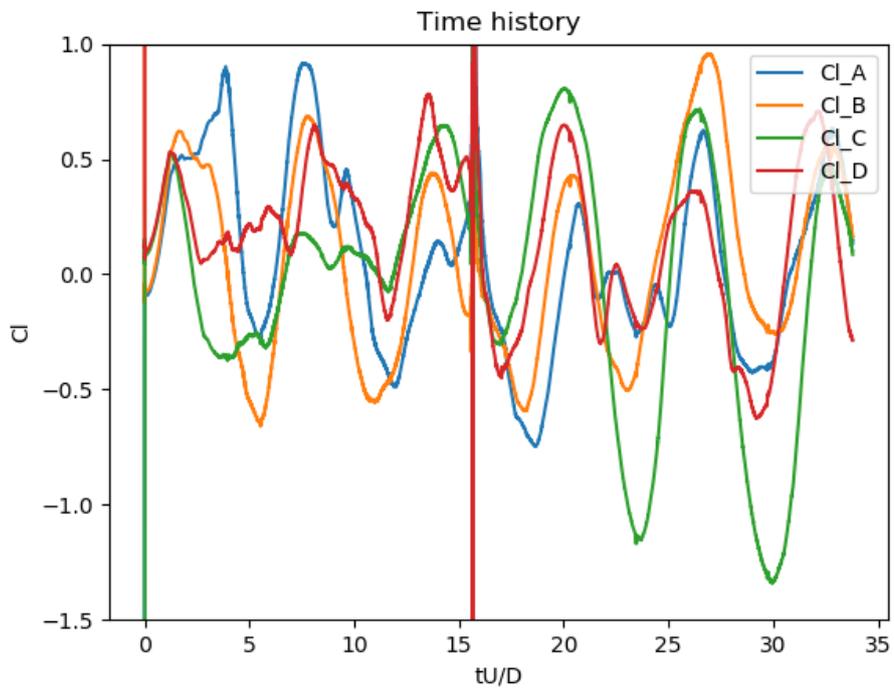


Figure 4.27 Time history of  $C_l$  obtained from different cylinder on case4.

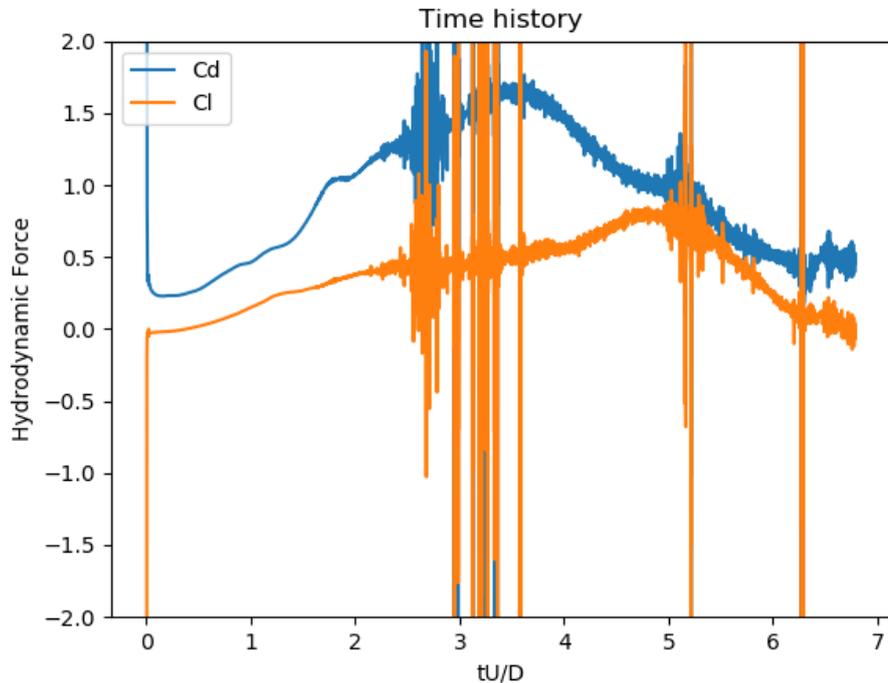


Figure 4.28 Time history of hydrodynamic force obtained from cylinder A on case5.

Fig.4.22 から Fig.4.28 までは各ケースで得られた流体力の時系列を示している。Fig.4.22 から Fig.4.27 までの図が示した時系列の途中と case 2 の最後のところに現れた激しい振動は、そこから計算を新しく始めたからである。Fig.4.24 と Fig.4.25 の最後のところの激しい振動は計算が発散してしまったからである。

そして、case3 について、途中で発散してしまい、そこからクーラン数を固定して計算を続けても最終的に発散してしまい、平均値や変動値を計算するに必要なデータが取れなかった。これは強制加振の周波数がモデルの固有周波数に近いため、しかも、最大クーラン数の設定が過大だと考えられる。case5 について、Fig.4.28 からわかるように、計算は非常に不安定なため、定量的な分析をせずに、定性的に流場の考察だけ試みる。

それ以外のケースは限られたデータで求めた各流体力係数が Table4.3 にまとめられている。同じ位置の円柱における流体力係数を比較して、前方での Cd\_mean だけは二つの円柱に大きい違いがないが、それ以外は一定の差を示している。これはデータ数が足りていないからだと考えられる。

Table 4.3 Hydrodynamic force results of CFD and experiment on forced oscillation case

Item		Cd_mean	Cd_rms	Cl_rms	
0.12	front	cylinderB	0.80475040	0.09564708	0.22362180
		cylinderC	0.81679480	0.10905670	0.19472550
	rear	cylinderA	0.38449230	0.14256520	0.29472310
		cylinderD	0.46175200	0.17177430	0.32754880
	front_CFD		0.81077260	0.10235189	0.20917365
	rear_CFD		0.42312215	0.15716975	0.31113595
	front_Exp.		1.14800000	0.10857050	0.29639250
	rear_Exp.		0.26102750	0.08780300	0.22992500
Item		Cd_mean	Cd_rms	Cl_rms	
0.14	front	cylinderB			
		cylinderC			
	rear	cylinderA			
		cylinderD			
	front_CFD				
	rear_CFD				
	front_Exp.		1.17605000	0.13575750	0.50772000
	rear_Exp.		0.25108000	0.10152800	0.30397750
Item		Cd_mean	Cd_rms	Cl_rms	
0.16	front	cylinderB	0.87892280	0.25617220	0.36294500
		cylinderC	0.88521880	0.19988060	0.49121930
	rear	cylinderA	0.42465560	0.27625810	0.41628940
		cylinderD	0.63964160	0.21781190	0.37626180
	front_CFD		0.88207080	0.22802640	0.42708215
	rear_CFD		0.53214860	0.24703500	0.39627560
	front_Exp.		1.20257500	0.13532750	0.69126250
	rear_Exp.		0.28406000	0.11521600	0.46120250

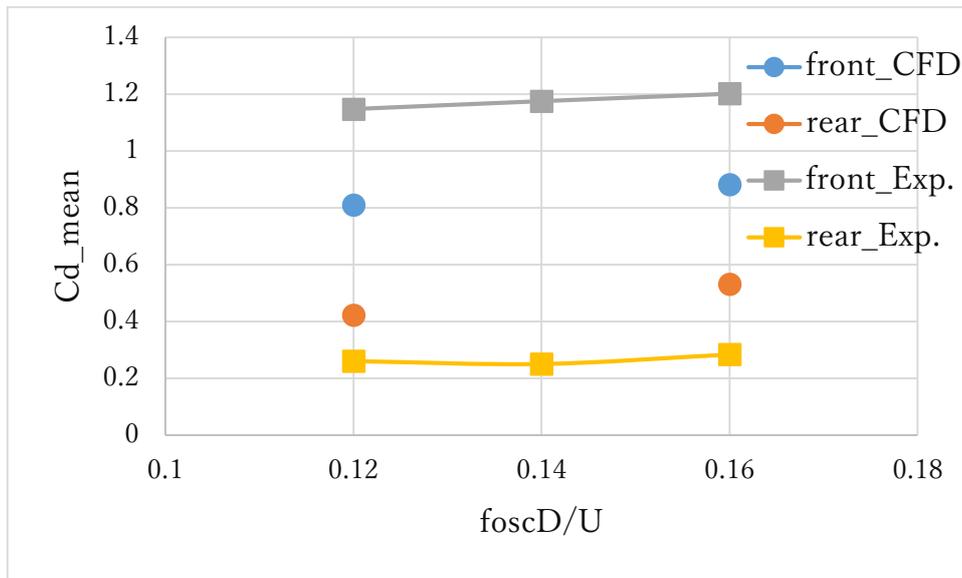


Figure 4.29 Cd\_mean vs foscD/U on experiment and CFD.

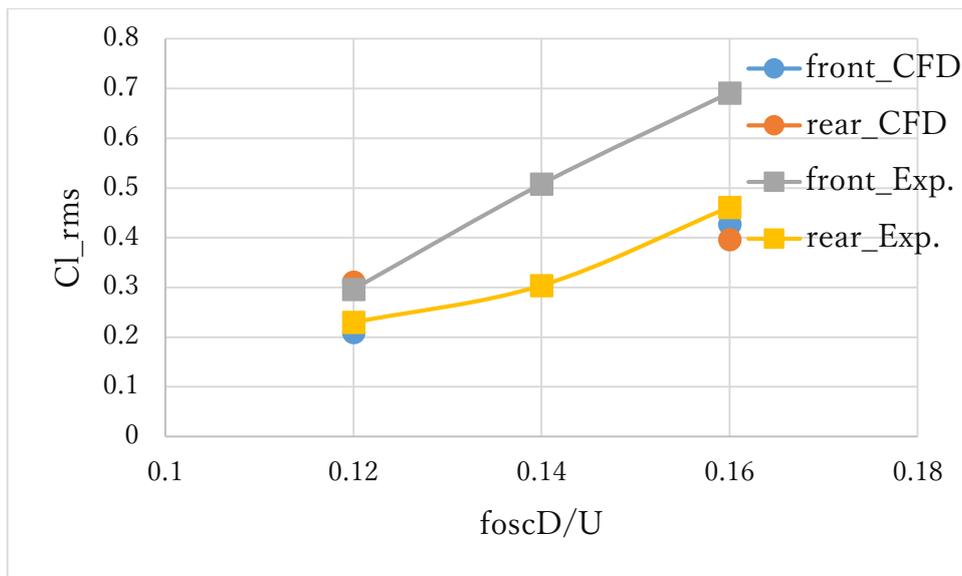


Figure 4.30 Cl\_rms vs foscD/U on experiment and CFD.

Fig.4.29 と Fig.4.30 はそれぞれ実験と CFD 得られた Cd\_mean と Cl\_rms が強制加振周波数との関係を示す。実験でも CFD でも加振周波数が大きくなるに従い、右肩上がりのグラフになっている。これは、周波数が大きくなることで慣性力が大きくなっていくためである。しかし、Cd\_mean において、CFD は実験ほど前後の差が大きく出ていない。Cl\_rms においては、0.12 では実験と逆の結果を示しており、0.16 においては実験の後方の値に近い傾向を示している。

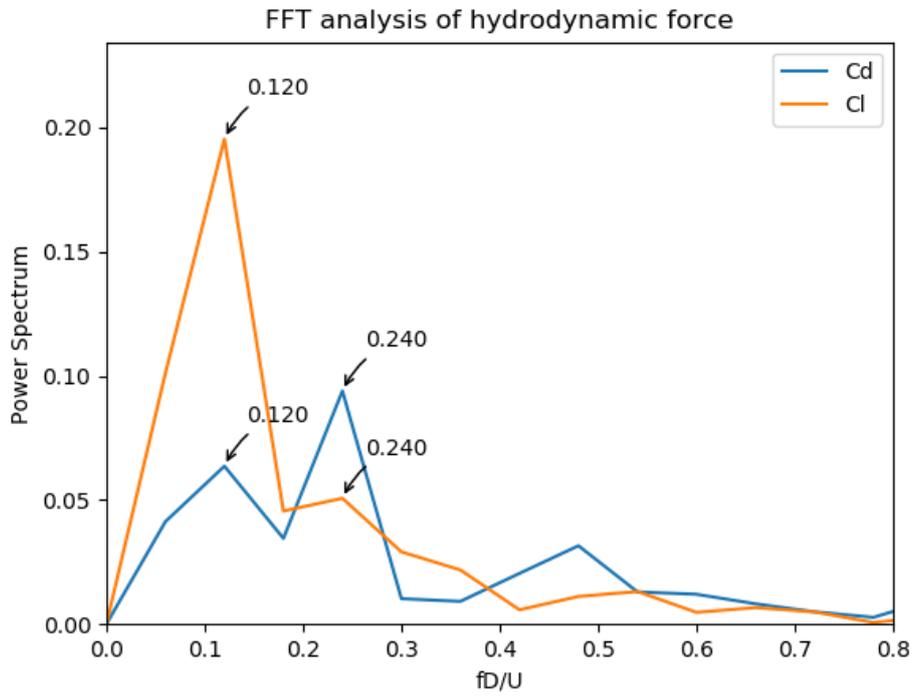


Figure 4.31 FFT analysis of Cd and Cl on cylinder B (front) obtained from case2.

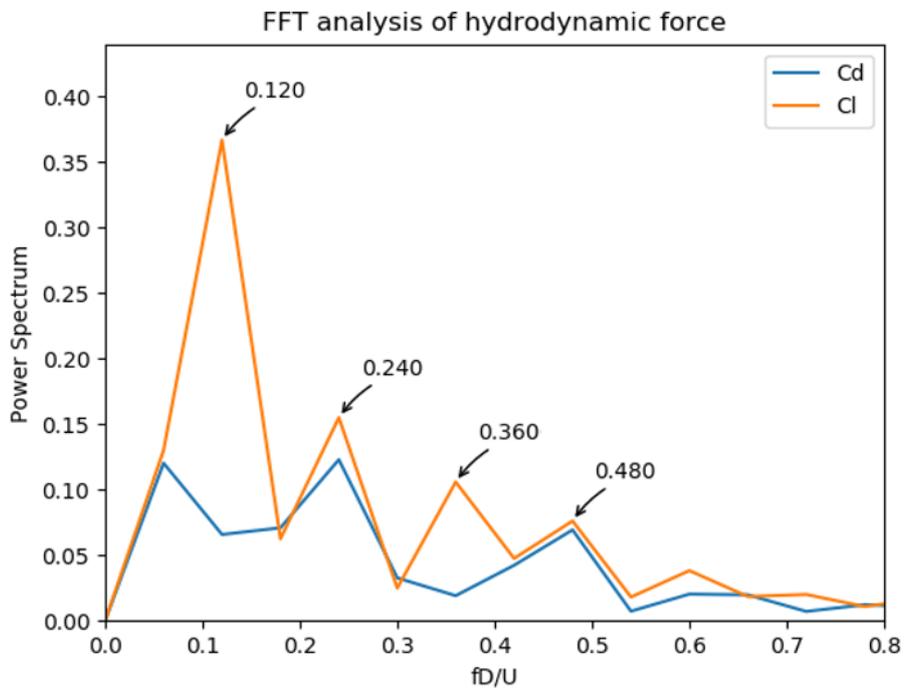


Figure 4.32 FFT analysis of Cd and Cl on cylinder A (rear) obtained from case2.

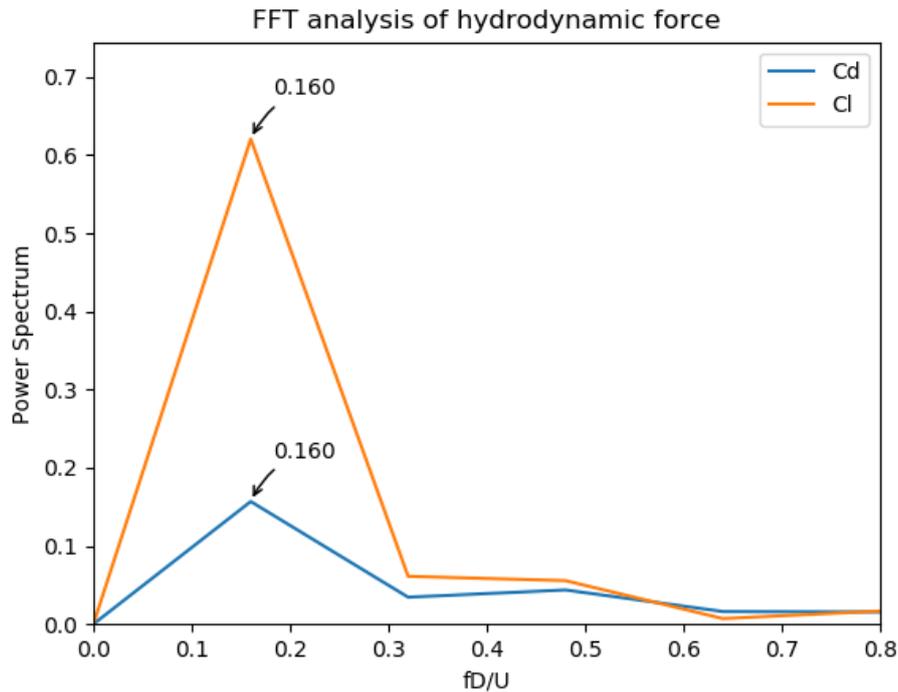


Figure 4.33 FFT analysis of Cd and Cl on cylinder B (front) obtained from case4.

Fig.4.31 から Fig.4.33 までは case2 と case5 の流体力の FFT 結果である。case4( $f_{osc}D/U=0.16$ )は使えるデータ数が限られたため、強制加振の周波数だけ認識できた。

Fig.4.31 は case2( $f_{osc}D/U=0.12$ )の cylinder B(front)における周波数解析結果である。加振周波数 0.12 を  $f_e$  とすると、 $f_e$  と  $2f_e$  のところにピークが立っていることがわかる。 $2f_e$  の成分が現れたのは同じ前方でとなりの円柱からの渦の影響を受けたものだと考えられる。

Fig.4.32 は case2( $f_{osc}D/U=0.12$ )の cylinder A(rear)における周波数解析結果である。 $f_e$ 、 $2f_e$ 、 $3f_e$  と  $4f_e$  のところにピークが現れた。 $f_e$  と  $2f_e$  の成分は前方と同じ解釈で説明できる。 $3f_e$  と  $4f_e$  の成分は各成分の渦放出の干渉によるものだと考えられる。

さらに、各円柱における減衰力係数は以下のように求められた。これに関する考察は流場解析のところで説明する。

Table 4.4 Hydrodynamic force results of CFD and experiment on forced oscillation case

$f_{osc}D/U$	cylinder	Cdamp	$f_{osc}D/U$	cylinder	Cdamp
0.12	B	0.023669	0.16	B	-0.01744
	C	0.039754		C	0.081882
	A	-0.05036		A	-0.05996
	D	-0.01628		D	0.072802

### 4.3.2 側面渦について

下の図はそれぞれ case2 と case4 の z2 横断面での平均渦度を表している。固定のそれと比べて、渦放出の角度が拡大したことがわかる。これは振動により剥離点が変わることが原因だと考えられる。そして、cross 方向からの流れが強まることにより、後方円柱から放出された渦が強まったことも確認できる。

さらに Fig.4.34 と Fig.4.35 の比較で、加振周波数が強まるにより、後方から放出された渦の渦度が前方より強いことが観察できた。そして、Fig.4.35 から、y 方向に平均流速ができていくことがわかる。これは取ったデータが計算の初期段階で、まだ安定していないからである。

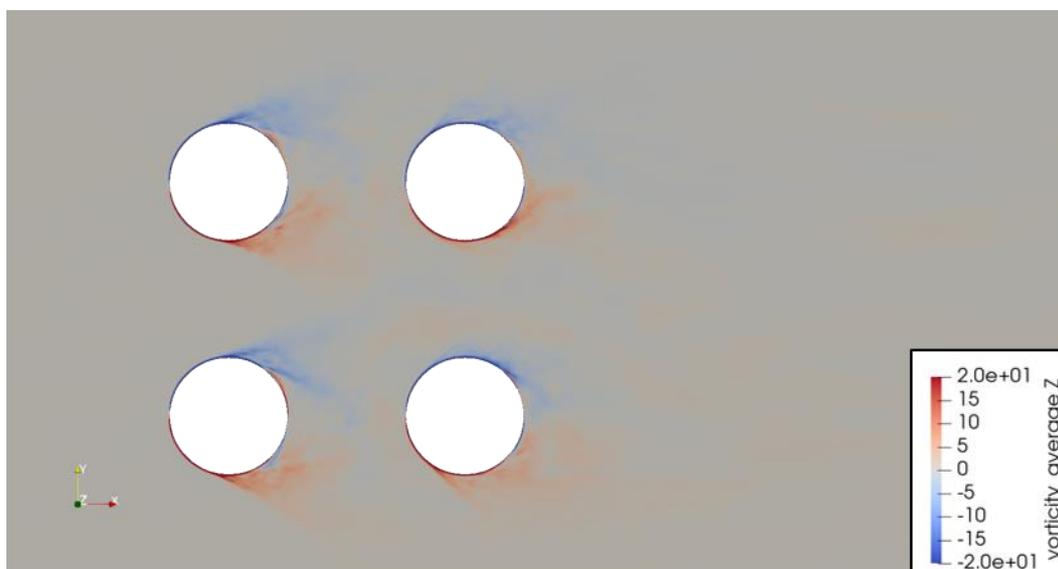


Figure 4.34 Time-averaged Vz on z2 section from case2.

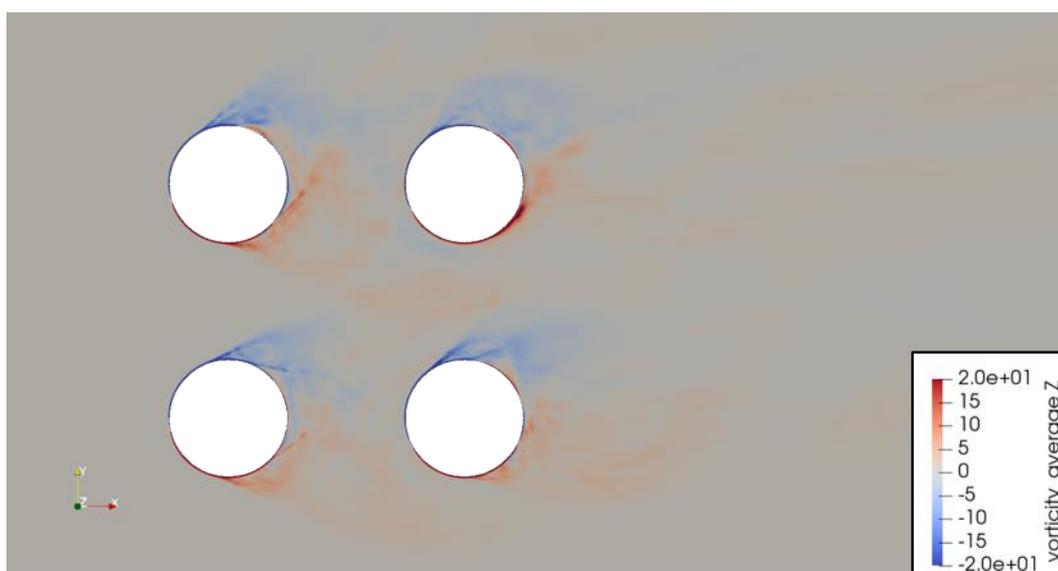


Figure 4.35 Time-averaged Vz on z2 section from case4.

Fig.4.36 と Fig.4.37 は円柱が  $y$  の正方向に向けて最大速度に達している時刻の近いところである。

二つの図ともに、前方円柱から放出され渦が後方に当たることが確認できる。

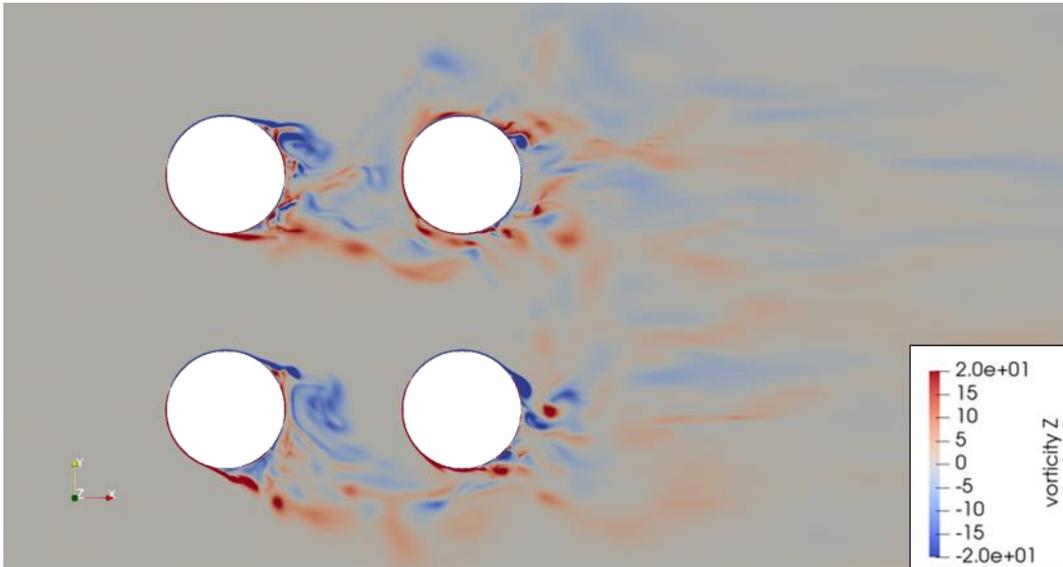


Figure 4.36 Vorticity on z2 section from case 2 ( $fosc*t = 5.0112$ ).

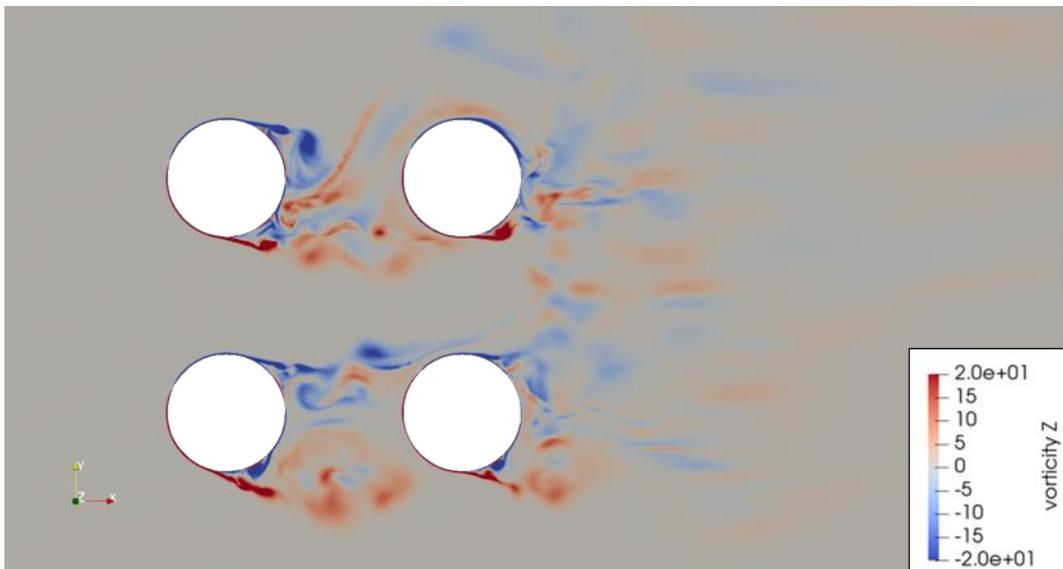


Figure 4.37 Vorticity on z2 section from case 4 ( $fosc*t = 3.9936$ ).

Fig.4.38 と Fig.4.39 が前の二つの図に対応する圧力場である。渦が存在するところは圧力の低いところと確認できる。そして、両方ともに cylinder A のところに cylinder B につながる低圧領域が現れた。これは cylinder B から放出された渦が流れを遮断したからと考えられる。

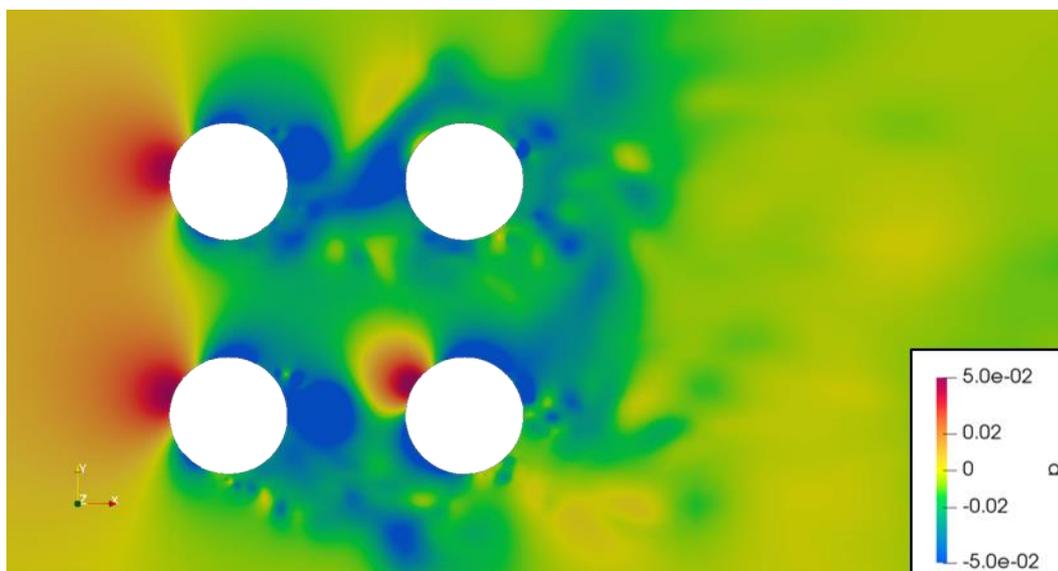


Figure 4.38 Pressure on z2 section from case 2 ( $fosc*t = 5.0112$ ).

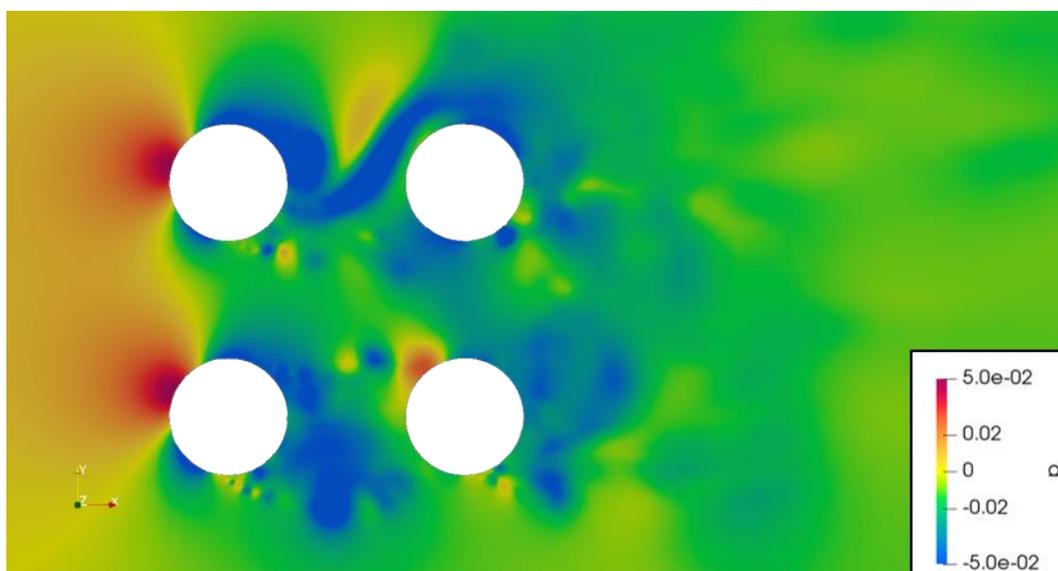


Figure 4.39 Pressure on z2 section from case 4 ( $fosc*t = 3.9936$ ).

### 4.3.3 死水領域について

固定に比べて、Fig.4.40 は死水領域が拡大していないに見えるのは、円柱を固定して平均を取って、死水領域が被っているからである。実際の死水領域が拡大したのは円柱が振動しており、有効長さが大きくなったからである。そして、Fig.4.41 が示した死水領域が曲がっているのは1周期のデータしか使っていないからである。そして、Fig.4.40 において、後方円柱からの交流が合流することも確認できた。

そして、Fig.4.41 からの y 方向に平均速度が出ていることも再確認できた。この平均速度が Table4.4 の 0.16 の cylinder C と D が同じ傾向を示し、cylinder B と A が同じ傾向を示した理由だと考えられる。

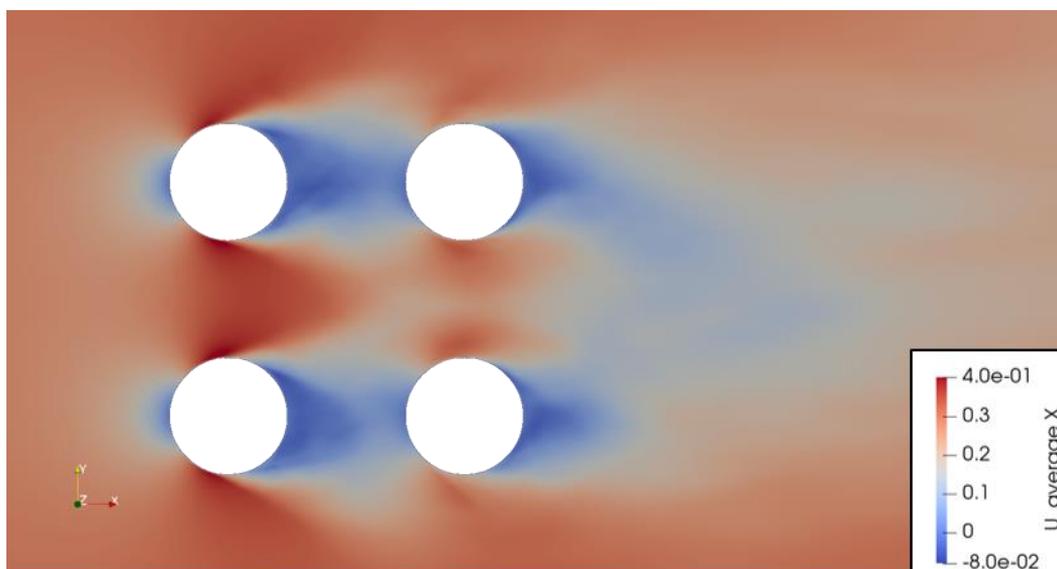


Figure 4.40 Time-averaged Ux on z2 section from case2.

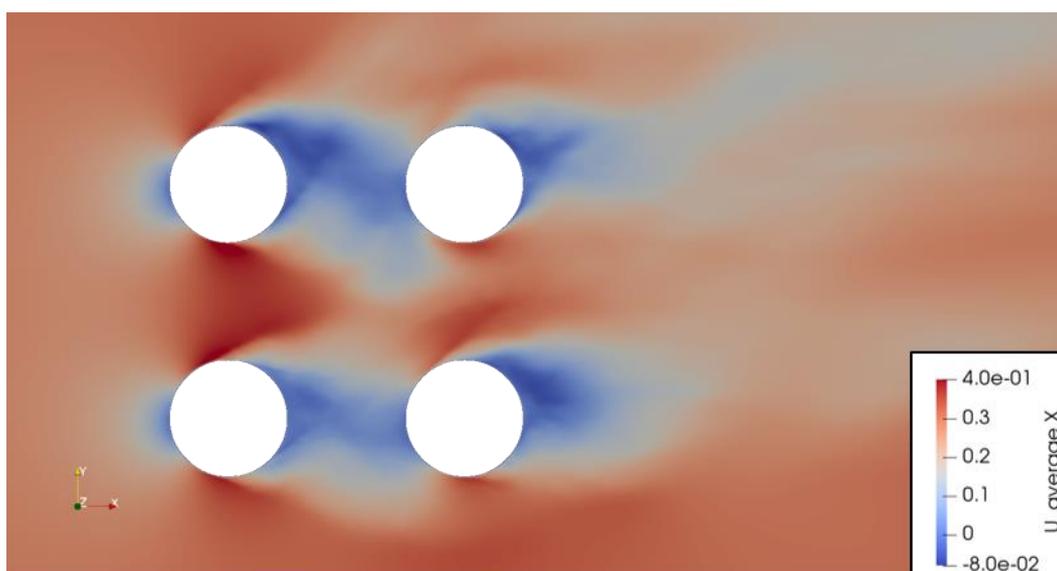


Figure 4.41 Time-averaged Ux on z2 section from case4.

#### 4.3.4 端部流れについて

Fig.4.42 と Fig.4.43 はそれぞれ  $y$  の正方向速度が最大のときに前後円柱における渦強度を表している。前方円柱の左側に円柱に平行な渦ができていることがわかる。そして、この断面において、端部からの渦があまり円柱頂部に移動していないことも確認できる。これは速度がまだ低いことと瞬時に変わることで、端部渦がまだ発達していないことが原因だと考えられる。そして、後方においては前方円柱からの渦を受けて、複雑な渦度を呈している。

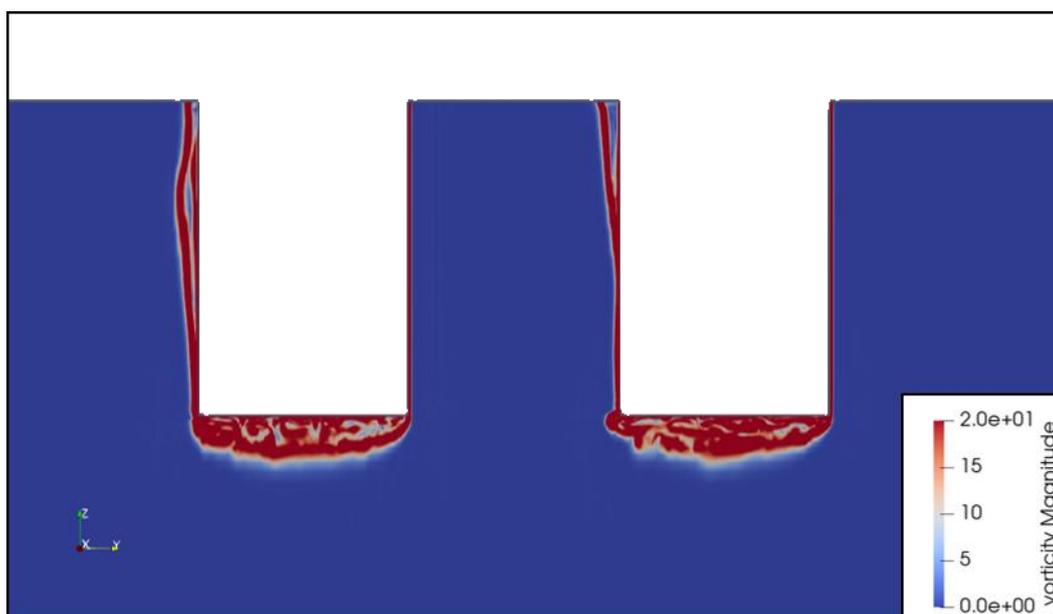


Figure 4.42 Vorticity on x3 section from case 2 ( $fosc \cdot t = 5.0112$ ).

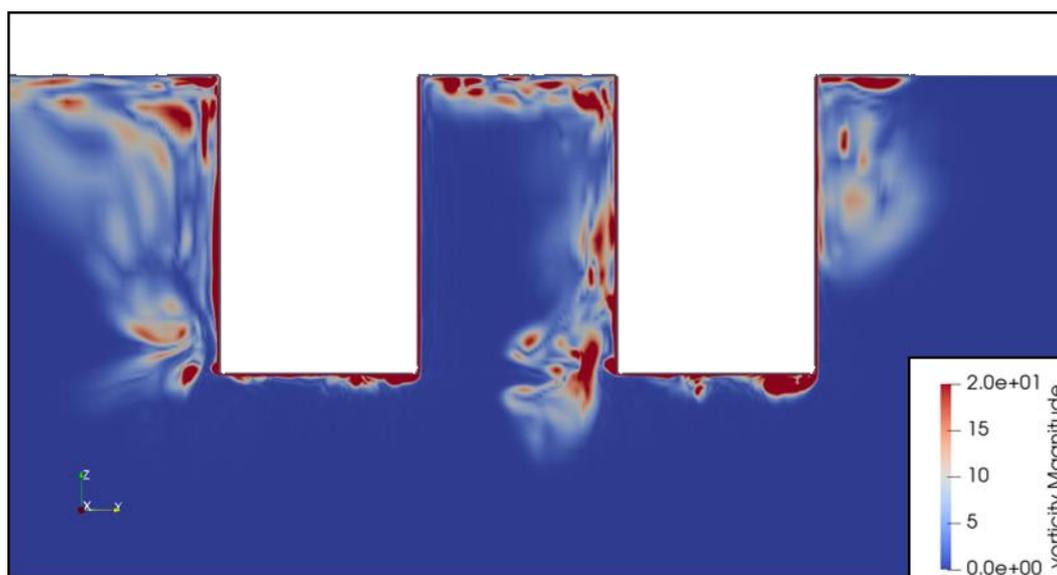


Figure 4.43 Vorticity on x9 section from case 2 ( $fosc \cdot t = 5.0112$ ).

Fig.4.44 と Fig.4.45 は case4 において、それぞれ円柱が最大 y 正方向での速度を出すときに前後円柱における渦強度を表している。case2 と同じように、前方では円柱に平行する側面渦が放出されるのに対し、後方では乱れている渦が観測された。

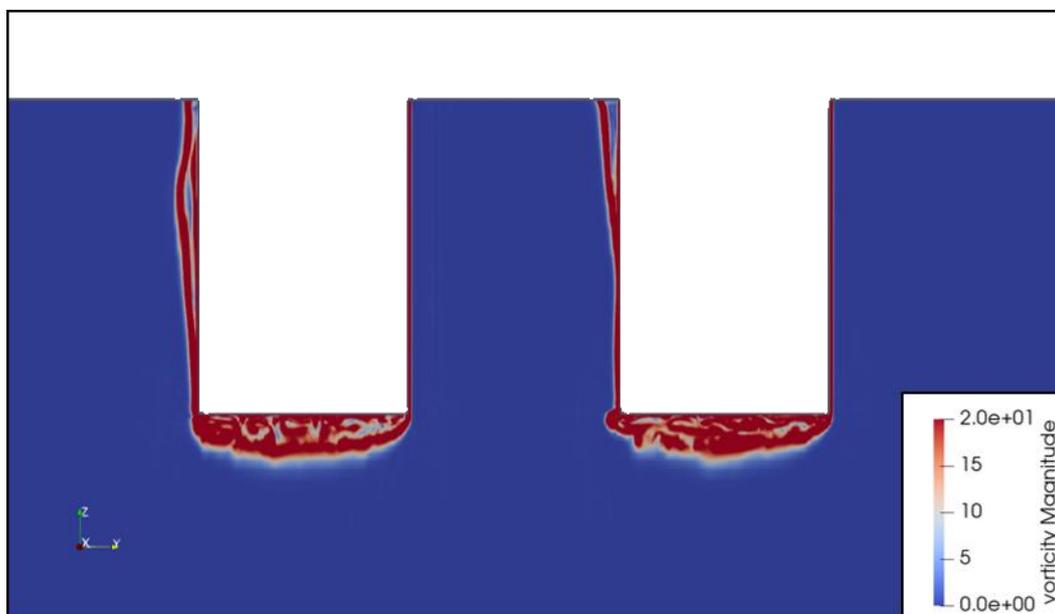


Figure 4.44 Vorticity on x3 section from case 4 ( $fosc \cdot t = 3.9936$ ).

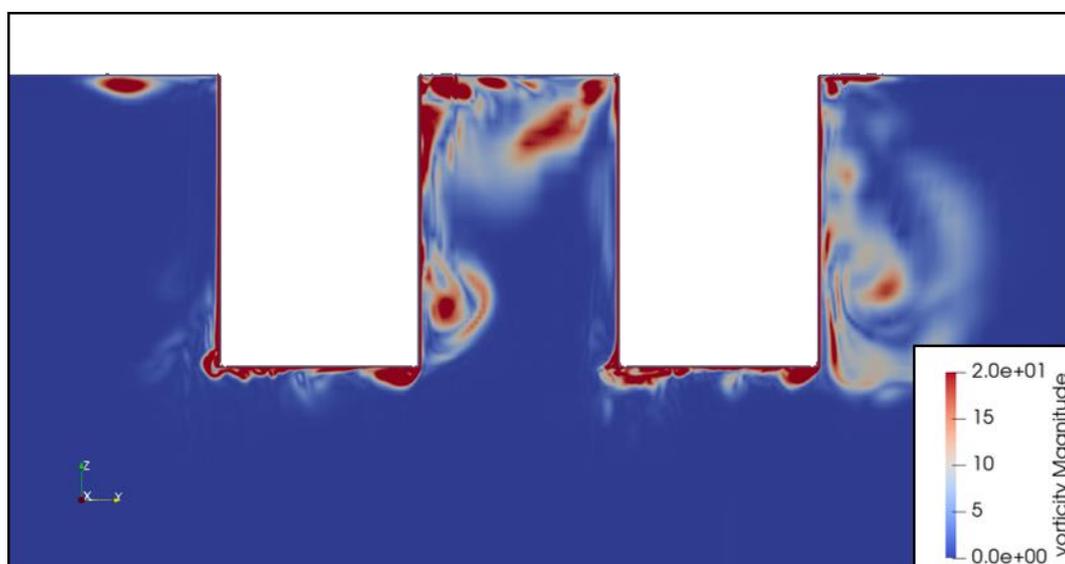


Figure 4.45 Vorticity on x9 section from case 4 ( $fosc \cdot t = 3.9936$ ).

Fig. 4.46 から、Fig. 4.49 まではそれぞれ case2, case4 の前後の円柱が y 正方向に速度を出している時刻流場の時間平均渦度を示している。すべての図において、はっきりとした渦度の偏在が現れていない。これは Table 4.4 が示した減衰力が小さいことと一致している。

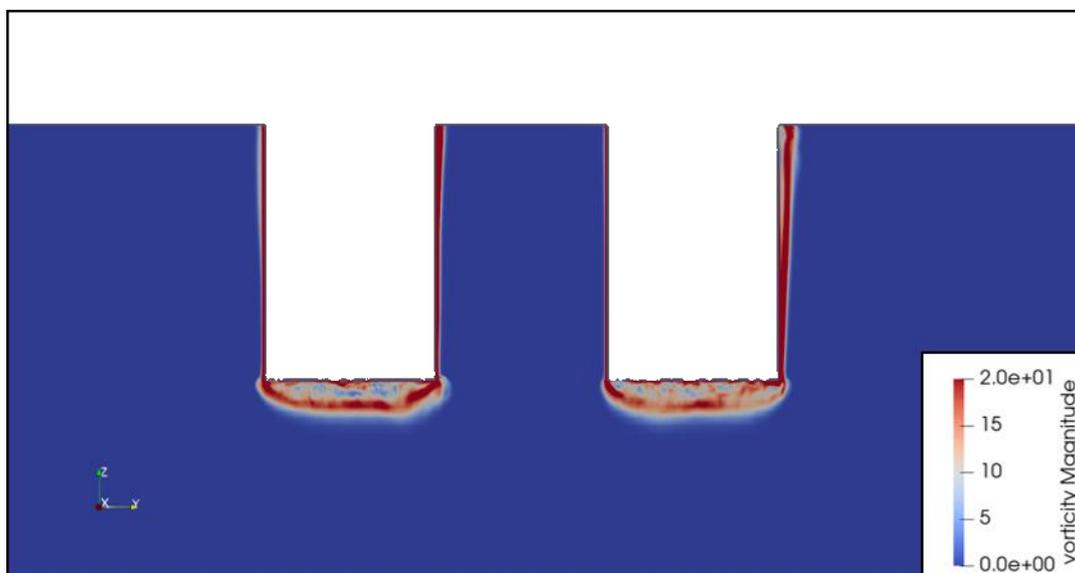


Figure 4.46 Time-averaged Vorticity on x3 section from case 2

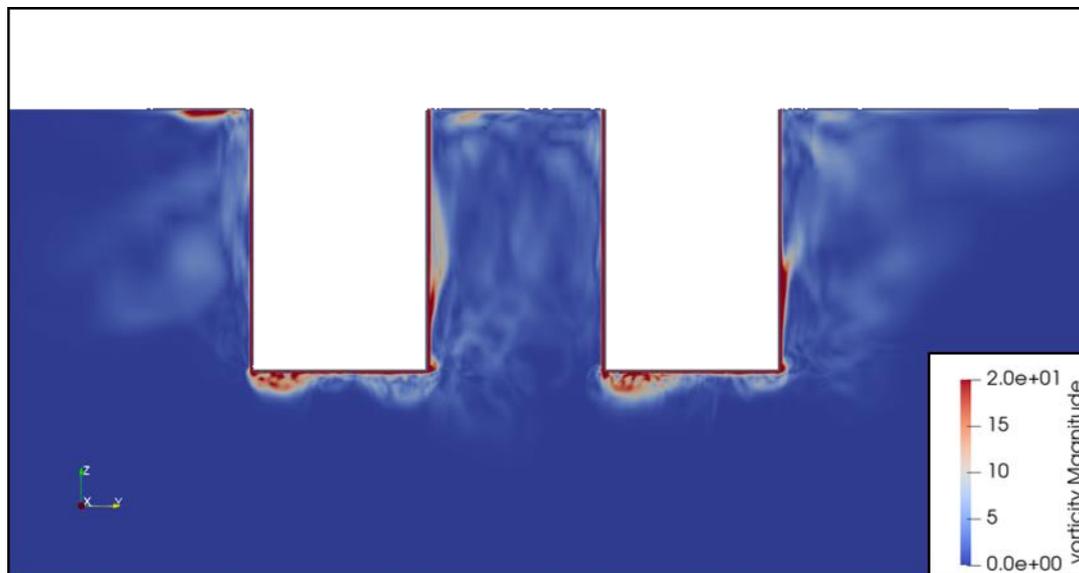


Figure 4.47 Time-averaged Vorticity on x9 section from case 2

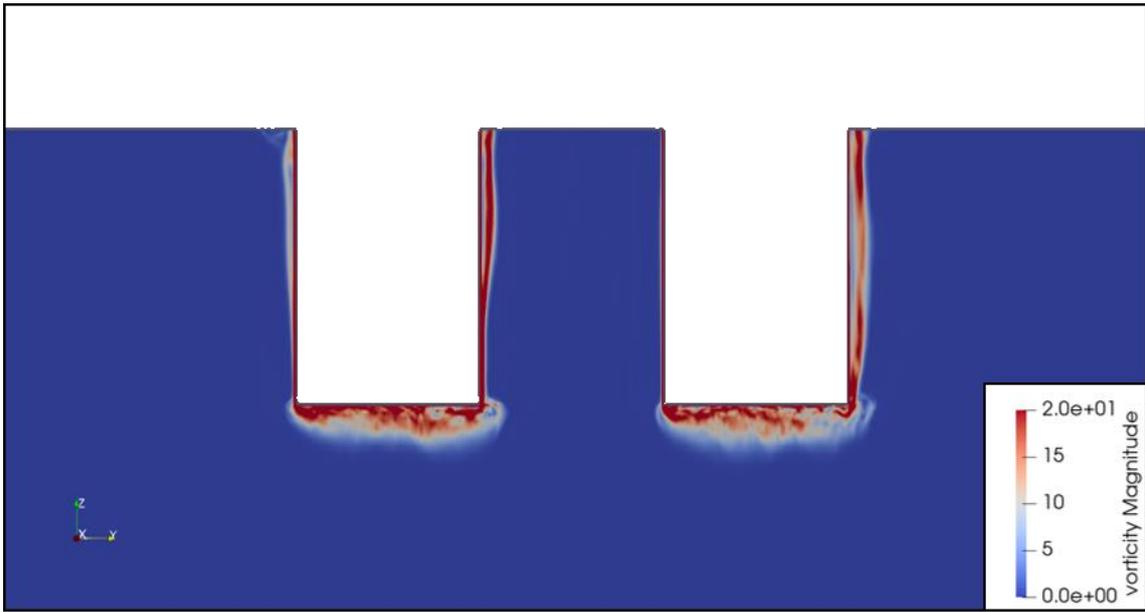


Figure 4.48 Time-averaged Vorticity on x3 section from case6

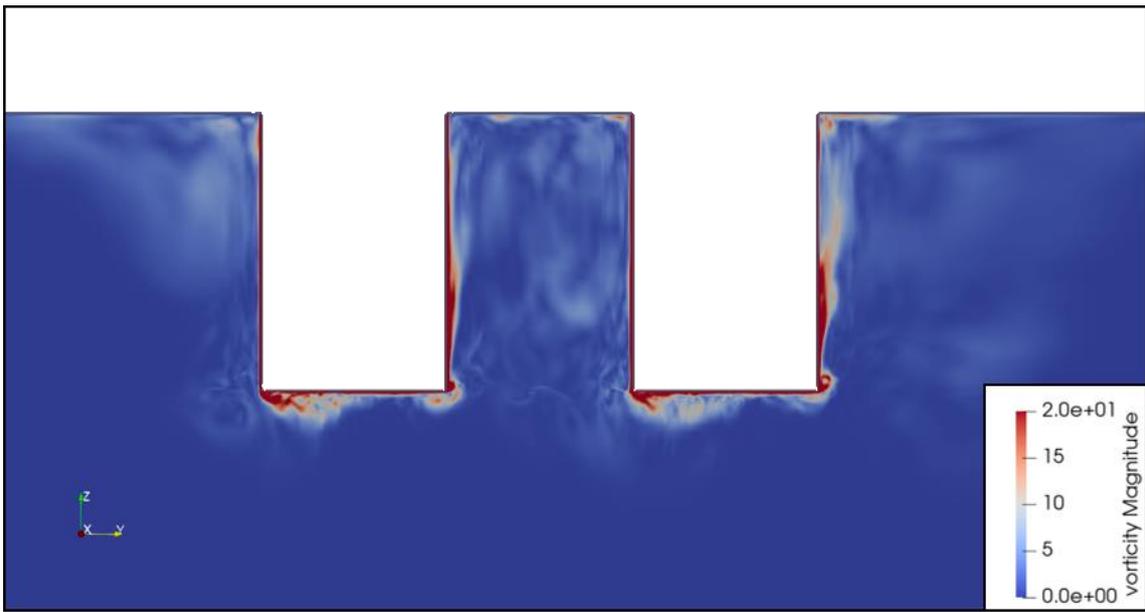


Figure 4.49 Time-averaged Vorticity on x9 section from case 6

#### 4.3.5 カラム間隔 $S/D=3$ について

case5 は計算が不安定で 1 周期まで計算できていないため、定量的な分析が出来ない。瞬時的な流場だけをここで示す。

Fig.4.52 から、 $S/D=2$  のときと違い、後方の円柱は完全に前方円柱の死水領域に位置しないことがわかる。そこから、 $S/D=3$  の場合には後方の円柱は  $S/D=2$  のそれより、平均抗力が大きいと推測できる。

Fig.4.53 から、前方円柱から放出された渦が後方円柱に当たることがわかる。これより  $S/D=3$  の場合でもカラム間渦干渉が存在するとわかる。

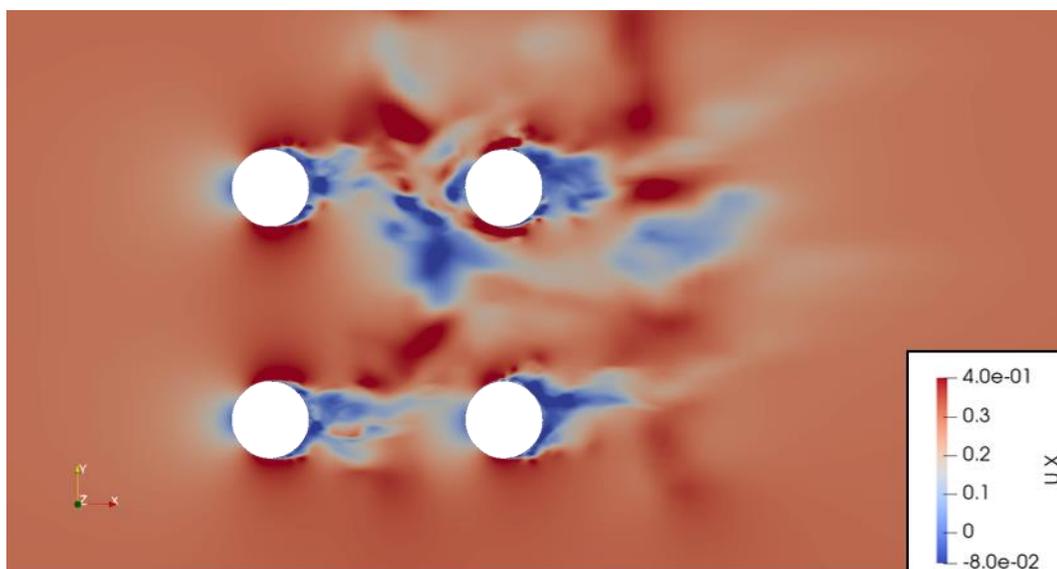


Figure 4.50 Velocity on  $z2$  section from case 5 ( $fosc*t = 0.8928$ ).

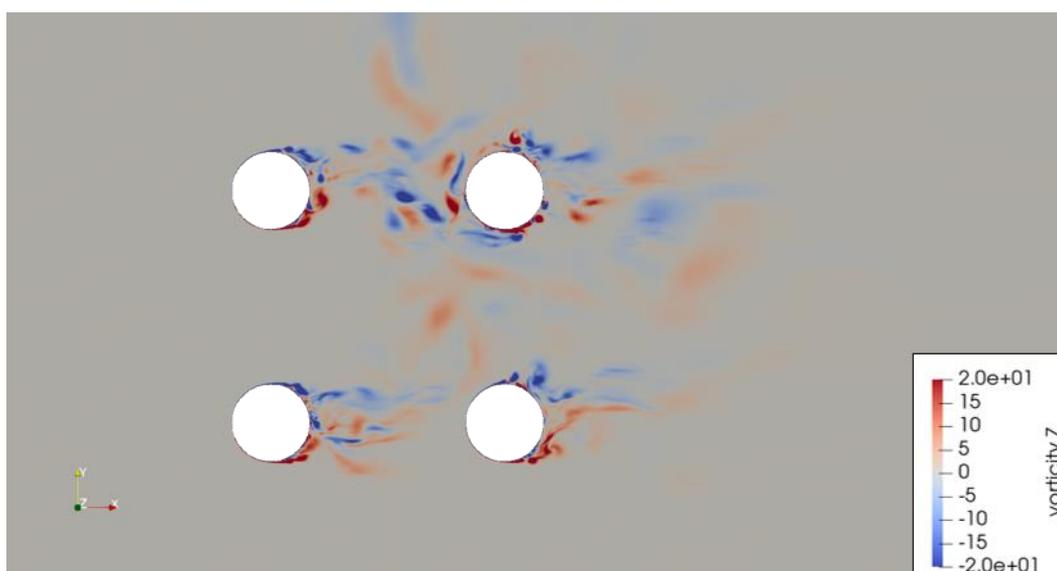


Figure 4.51 Velocity on  $z2$  section from case 5 ( $fosc*t = 0.8928$ ).

## 第5章 結論と今後の課題

### 5.1 結論

アスペクト比が 1.5 の単独円柱と正方形をなす四つの円柱を用いて、固定と強制加振シミュレーションを行なった。強制加振シミュレーションはモデルの逆加速度を外力項としてナビエストークス方程式に入れて解くことで実現した。それぞれのケースの比較で具体的に以下の傾向が確認された。

- 単独円柱の場合、端部なしに比べて、端部ありの結果は平均抗力、抗力や揚力の変動値において小さい傾向を示した。平均抗力が小さい原因は端部からの recirculation により、円柱を前方に押す力が生じるからと確認できた。流体力の変動値が小さくなったのは、端部に近づくと従い、側面渦が trailing vortex に吸収され、渦の端部あり性が強まっており、渦度が小さくなったからである。
- 単独円柱の強制加振において、 $Cd\_mean$ 、 $Cd\_rms$  と  $Cl\_rms$  が固定のそれより大きい値を示した。平均抗力が大きくなったのは振動により死水領域が拡大したからと確認した。 $Cl\_rms$  が増えたのは振動によりその方向での慣性力が増えたからである。そして、強制加振により、端部からの trailing vortex の影響が分散されるため、渦の二次元性が強まったことを確認できた。これは抗力の変動値が増えた原因だと考えられる。
- 四つの円柱の場合、前方が後方より大きい  $Cd\_mean$  を示しており、小さい  $Cd\_rms$  と  $Cl\_rms$  を示した。大きい  $Cd\_mean$  を示したのは、後方の円柱は前方の円柱の死水領域にあるからと考えられる。それ以外に、後方の円柱での剥離点が後ろに移動したことも確認できた。そして、前方の円柱から放出された渦が後方に再付着することを確認できた。これは後方が大きい流体力の変動値を示した原因だと考えられる。
- 強制加振において、加振周波数の増加により、 $Cl\_rms$  が増加する傾向を確認した。これは、周波数が大きくなることで慣性力が大きくなっていくためである。
- カラム間間隔  $S/D=3$  の場合、後方円柱は完全に前方円柱の死水領域に位置しないが、カラム間の渦干渉が存在する。

### 5.2 今後の課題

本研究は時間の制限により、研究対象をカラム干渉と絞るため、自由表面影響を除外した。もっと正確に実験実験現象を再現するには自由表面の影響取り入れてシミュレーションを行なうのが必要であり、今後の課題と位置付ける。

そして、今回の計算はある程度の計算精度を確保できた代わりに、シミュレーションの周期数が足りないのも現実である。これを解決するため、DES などの計算効率のいい乱流モデルの検証やスパコンへの適用も改めて見直す必要がある。

## 参考文献

- [1] 経済産業省 資源エネルギー庁 “平成 30 年度エネルギーに関する年次報告 (エネルギー白書 2018) 第 2 章国際エネルギー動向”
- [2] 経済産業省 資源エネルギー庁 “人類の歩みとエネルギー,” [オンライン]. Available: <http://www.enecho.meti.go.jp/about/whitepaper/2013html/1-1-2.html>.
- [3] NASA "Global temperature" <https://earthobservatory.nasa.gov/world-of-change/DecadalTemp>
- [4] 国土交通省 気象庁 “緯度帯ごとに平均した大気中の二酸化炭素濃度の変動” [https://ds.data.jma.go.jp/ghg/kanshi/ghgp/co2\\_trend.html](https://ds.data.jma.go.jp/ghg/kanshi/ghgp/co2_trend.html)
- [5] Sustainable Japan "世界の風力発電導入量と市場環境 ~2017 年の概況~ " <https://sustainablejapan.jp/2018/02/20/wind-power-market-2017/30714>
- [6] Mike Robinson, Walt Musial "Offshore wind technology overview" <https://www.nrel.gov/docs/gen/fy07/40462.pdf>
- [7] Cengel & Cimbala "Fluid Mechanics: Fundamentals and Applications" 2010
- [8] BM Sumer "Hydrodynamics around cylindrical structures" 2006
- [9] M. van Dyke & S. Widnall "An Album of Fluid Motion" Journal of Applied Mechanics 50(2):475-, 1983
- [10] 椎葉 星哉 “複数カラム型浮体の渦励起運動予測モデル開発に関する研究” 東京大学修士論文, 2018
- [11] Takao Kawamura, Munehiko Hiwada, Toshiharu Hibino, Ikuo Mabuchi, Masaya Kumada, Flow around a finite circular cylinder on a flat plate (Cylinder height greater than turbulent boundary layer thickness),” Bulletin of JSME, 1984.
- [12] H. Wang, Y. Zhou, J. Mi "Effects of aspect ratio on the drag of a wall-mounted finite length cylinder in subcritical and critical regimes" 2012
- [13] Guilherme F. Rosetti, Guilherme Vaz, Martin Hoekstra, Rodolfo T. Goncalves, Andre L.C. Fajarra, “CFD calculations for free-surface-piercing low aspect ratio circular cylinder with solution verification and comparison with experiments,” OMAE, 2013
- [14] Yu Zhou, Md. Mahbub Alam "Wake of two interacting circular cylinders: A review" International Journal of Heat and Fluid Flow 62 (2016) 510–537
- [15] M.M. Zdravkovich "The effects of interference between circular cylinders in cross flow" "Journal of Fluids and Structures Volume 1, Issue 2, April 1987, Pages 239-261"

- [16] 藤原敏文、二村正、下里耕平、et. al. “コラム間隔の異なるセミサブ浮体のVIM 試験と振幅評価” 日本船舶海洋工学会講演会論文集 (21)、647-650、2015-11
- [17] 橋浦穰 “複数コラム型浮体における渦励起運動に対する浮体形状の影響に関する研究” 東京大学修士論文、2016
- [18] Versteeg& Malalasekera "An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method" 2007
- [19] 春日 悠 "非圧縮性流体計算の圧力-速度連成手法"  
<http://penguinitis.g1.xrea.com/study/note/pressure-velocity.pdf>
- [20] 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>
- [21] 福岡 玄貴 “VIM 運動における自由表面及び端部の影響に関する実験的研究” 東京大学修士論文、2015
- [22] Greenshields, C. J. "OpenFOAM user guide"  
<http://foam.sourceforge.net/docs/Guides-a4/UserGuide.pdf>
- [23] L.Eça, M.Hoekstra “Evaluation of numerical error estimation based on grid refinement studies with the method of the manufactured solutions” Computers & Fluids, 2009

## 謝辞

本研究の実施にあたり、多くの方々からご協力をいただきました、ここに、心から感謝の意を申し上げます。

指導教員の鈴木先生には、研究を俯瞰的に捉える姿勢を幾度となく学ばせていただきました。研究の作業的なことにこだわっていた私になぜそれをやっているのかを聞いてくださり、常に原点にもどり物事をとらえることを心がけました。また、研究会などでは参加されていた会議やプロジェクトの話をしてくださり、この分野において視野が広がりました。

指導教員の平林先生には、本研究においてもっともお世話になりました。VIM や CFD の知識をまったく持っていなかった私に、言葉の壁を乗り越えて、とてもわかりやすくご指導していただいたことには感謝の言葉もございません。研究の中に何度も行き詰まったところがありましたが、平林先生のご支援があったおかげで乗り越えられたと思っております。そして、先生から教えていただいた「先に考えておく」「考えてから話す」と「ゆっくり話す」のことを今後の人生にもいかせたいと思っております。

副指導教員の尾崎先生には、面談や中間発表などを通じて、自作ソルバー信頼性の検証や計算時間に関してご助言をいただきました。研究以外に、健康面や就活のことも聞いていただきました。ありがとうございます。

Gonçalves 氏には、実験の結果と VIM に関する文献や知識をよくシェアしていただきました。そして、研究会での議論により自分の研究への理解が深まりました。研究会以外に、食事を誘ったり、研究の進捗を聞いてくれたりして、心が温まりました。本当にありがとうございます。

また、今年 3 月に先輩の実験データを補完するための実験を行なう際に、技術職員の土屋さん、加藤さん、宮永さんと特任研究員の矢後さんに大変お世話になりました。実験器具の扱い方など教えていただき、実験時間を延長し付き合っただき、本当に助かりました。

研究室の秘書の石渡様と小田野様にも 2 年間大変お世話になりました。石渡様から差し入れやキッチン器具をいただき、元気がつき快適な研究室生活ができました。

同じ修士 2 年生として研究生生活を送った堀口さん、牧村君、高瀬君、坂田君にもお世話になりました。2 年間を支えあってきて、NHK 式の日本語しかわからなかった私は普通の日本語でもわかるようになりました。ともに中間を乗り越えて、ともに研究室で晩御飯を作って、普通の留学生にはできない充実した留学生活を送ることができました。

また、研究室の後輩達である、豊田君、李君、塩原君、福井君、坂井君、片渕君には、普段の研究生生活においてお世話になりました。心から感謝します。これからの研究や就職活動をがんばってください。

最後に、留学生生活を離れた地から支えていただいた家族に心から感謝申し上げます。

## Appendix 強制加振ソルバー

強制加振実験をシミュレーションできるように、まず強制加振実験現象について考察する。実験では加振器を通じて、浮体に  $\sin$  あるいは  $\cos$  の変位を与える。便宜上、式(a.1)を与えられた変位とする。

$$y = A\sin(\omega t) \quad (\text{a.1})$$

それを時間に対し微分すると、浮体に与える速度や加速度が求められる。

$$v = A\omega\cos(\omega t) \quad (\text{a.2})$$

$$a = -A\omega^2\sin(\omega t) \quad (\text{a.3})$$

ここで、強制加振をシミュレーションするには二つの方法が考えられる。ひとつは直感的な方法で、直接浮体に(a.1)の変位を与えて解いていく方法である。もうひとつは流体に逆の加速度を与えてシミュレーションする方法である。二つの方法はそれぞれのメリットがあるが、メッシュを変えないことで本研究においては流体に逆の加速度を与える方法を取る。

OpenFOAM でそれを実現するには、まずベースとなる  `pisoFoam`  ソルバー(OpenFOAM-`***¥applications¥solvers¥incompressible¥pisoFoam`)をコピーし、その中の  `createFields.H`  ファイルに以下のように加速度場を新設する。

```
volVectorField a
(
    IOobject
    (
        "a",
        runTime.timeName(),
        mesh,
        IOobject::READ_IF_PRESENT,
        IOobject::AUTO_WRITE
    ),
    mesh
);
```

そして、(a.3)のように加速度を定義し、反数を取ってソース項としてNS方程式に入れる。しかし、式(a.1)(a.2)(a.3)のままだと、始まりのところ速度が最大値を取る。それを避けるため、式(a.4)で始まりのところを制限する。

$$A = A * \min(\text{currentTime}, 1) \quad (\text{a.4})$$

ここまでは、流場において速度と加速度の設定が完了するが、正しく計算できるように境界での速度を設定する必要がある。ソルバー内で境界条件を修正することができるが、そうしたら並列計算ができなくなる。それゆえ、 `groovyBC`  という境界条件をC++の書式で自由

に設定できる OpenFOAM 向けのライブラリを使うことにした。

修正したソルバー検証の一環として、正方形の計算領域で試計算を行なった。計算のメインなパラメーターの設定は Table a.1 が示している。

Table a.1 Main parameter for the test of modified solver

Parameter	Value	Unit
fD/U	0.03	
A/D	0.5	
Time	240	s

境界における速度と加速度の時系列結果は Figa.1 と Figa.2 が示している

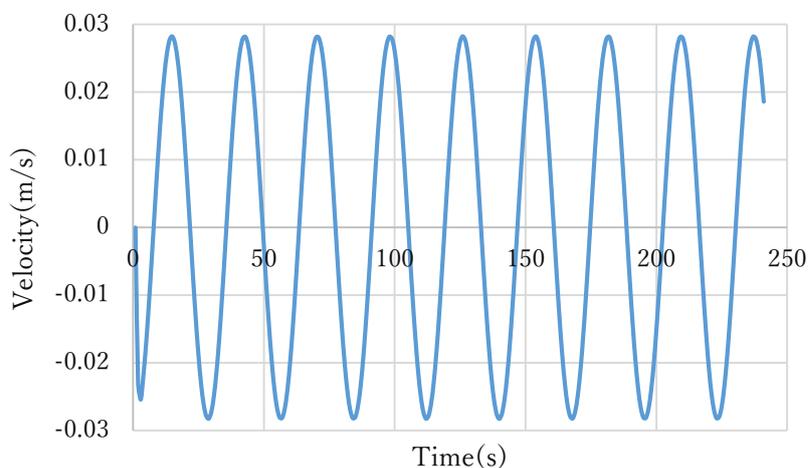


Fig.a.1 Time history of velocity on y direction at left boundary

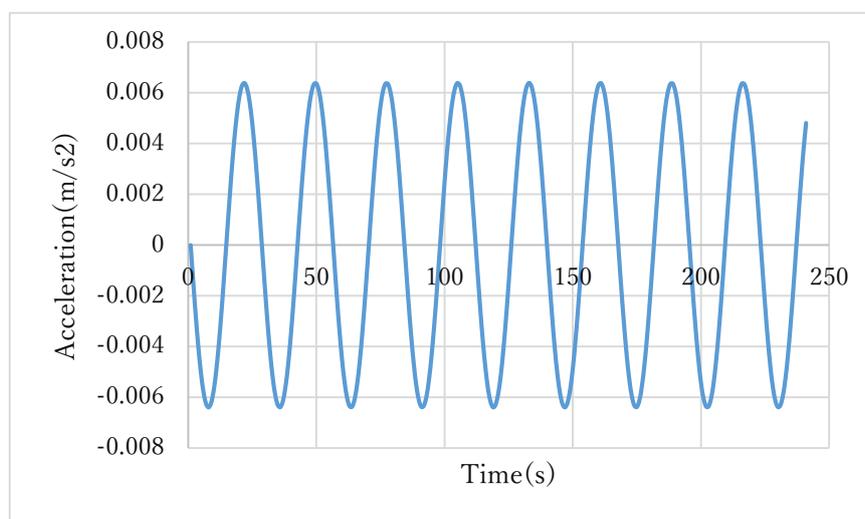


Fig.a.2 Time history of acceleration on y direction at left boundary