

目次

第 1 章 序論.....	6
1.1 研究背景.....	6
1.2 電気エネルギー供給構造.....	8
1.2.1 発電方法別供給量変化.....	8
1.2.2 二酸化炭素排出量と発電コスト.....	9
1.3 洋上風力発電.....	10
1.3.1 洋上風力発電の現状.....	10
1.3.2 浮体式洋上風力発電.....	12
1.4 Vortex-induced motion (VIM).....	14
1.4.1 概要.....	14
1.4.2 実験的手法を用いた VIM 特性の検証.....	14
1.4.3 数値解析的手法を用いた VIM 特性の検証.....	15
1.5 本論文の目的.....	17
1.6 本論文の構成.....	17
第 2 章 数値解析プログラムの概要.....	18
2.1 はじめに.....	18
2.2 概要.....	18
2.2.1 本数値解析プログラムのコンセプト.....	18
2.2.2 格子 Boltzmann 法.....	19
2.3 境界条件.....	22
2.3.1 流出・流入境界.....	22
2.3.2 物体境界条件.....	23
2.4 格子設定.....	25
2.4.1 概要.....	25
2.4.2 不等間隔部分での分布関数補完.....	25
第 3 章 格子 Boltzmann 法の検証.....	28
3.1 はじめに.....	28
3.2 音速依存性.....	28
3.2.1 概要と目的.....	28
3.2.2 解析条件.....	28
3.2.3 解析結果.....	30
3.2.4 考察.....	31
3.3 物体-流体移動境界の取り扱い.....	32
3.4 流体側に露出した格子点の分布関数補完手法.....	33

3.4.1 概要	33
3.4.2 流体に露出する格子点数による比較	34
3.4.3 分布関数補完法の検討	37
3.4.4 考察	45
3.5 第3章のまとめ	46
第4章 VIM 挙動解析	47
4.1 はじめに	47
4.2 全没水物体の VIM 挙動解析	47
4.2.1 概要と目的	47
4.2.2 解析条件	47
4.2.3 解析結果	50
4.2.4 考察	56
4.3 半没水浮体の VIM 挙動解析	60
4.3.1 概要と目的	60
4.3.2 静水圧影響の評価	60
4.3.3 解析条件	62
4.3.4 解析結果	64
4.3.5 考察	71
4.4 第4章のまとめ	73
第5章 自由表面変動を導入した VIM 挙動解析	75
5.1 はじめに	75
5.2 自由表面計算手法	75
5.2.1 概要	75
5.2.2 気液界面における境界条件	78
5.2.3 気体からの分布関数計算	81
5.2.4 気体領域仮想分布関数	82
5.2.5 浮体運動に伴う自由表面設定	83
5.3 自由表面計算の検証	86
5.3.1 概要と目的	86
5.3.2 解析条件	86
5.3.3 解析結果	87
5.3.1 考察	90
第6章 結論	93
付録	94
参考文献一覧	97
謝辞	99

図表目次

Fig. 1.1 風力発電の導入量および風車導入基数[3].....	6
Fig. 1.2 太陽光発電の導入量およびシステム単価[3]	7
Fig. 1.3 電源種別の発電電力量と二酸化炭素排出量[2]	8
Fig. 1.4 発電方法別二酸化炭素排出量および発電コスト[5]	9
Fig. 1.5 洋上風力エネルギー資源推定量[7].....	10
Fig. 1.6 Middelgrunden 洋上風力発電所[6]	10
Fig. 1.7 洋上風力発電のコスト比較[6]	11
Fig. 1.8 五島沖に設置された浮体式洋上風車「はえんかぜ」 [10].....	12
Fig. 1.9 2MW 浮体式洋上風車「ふくしま未来」およびサブステーション「ふくしま絆」 [11]	12
Fig. 1.10 齋藤らの実験で用いられた円筒形浮体[13].....	14
Fig. 1.11 前田らの実験で用いられた浮体模型[14].....	15
Fig. 1.12 Atluri らの解析で用いられたトラススパーモデル[15]	16
Fig. 1.13 平林らが解析した円柱周りの渦度ベクトル図の例[16]	16
Fig. 2.1 格子 Boltzmann 法におけるモデル化.....	19
Fig. 2.2 三次元 15 方向成分モデル	20
Fig. 2.3 計算領域の例	22
Fig. 2.4 Streaming step での分布関数の移動	23
Fig. 2.5 物体-流体境界周りの格子点	23
Fig. 2.6 Streaming step における分布関数の並進	25
Fig. 2.7 不等間隔格子での分布関数分布	26
Fig. 3.1 本節で用いた解析モデル	28
Fig. 3.2 格子設定時のパラメータ(xy平面)	29
Fig. 3.3 抗力係数の時間変化	30
Fig. 3.4 マッハ数ごとの抗力係数の比較	31
Fig. 3.5 本プログラムにおける計算フロー.....	32
Fig. 3.6 Type1 の分布関数.....	33
Fig. 3.7 Type2 の分布関数.....	33
Fig. 3.8 Type3 の分布関数.....	33
Fig. 3.9 model 1 の解析モデル	34
Fig. 3.10 各モデルにおける物体設置方法	36
Fig. 3.11 各モデルにおける流体力	36
Fig. 3.12 各モデルにおける物体から流体側に露出した格子点数.....	37
Fig. 3.13 仮想的な Δ を考慮した Bounce-back 計算の図	38

Fig. 3.14 通常の Δ を用いた Bounce-back 計算の図	39
Fig. 3.15 手法 c)における Streaming step での分布関数の取り扱い	40
Fig. 3.16 手法 d)の Streaming step での取り扱い	41
Fig. 3.17 物体-流体境界通過前の格子分布	42
Fig. 3.18 物体-流体境界通過後の格子分布	42
Fig. 3.19 手法 a)を用いた抗力係数の推移	43
Fig. 3.20 手法 b)を用いた抗力係数の推移	43
Fig. 3.21 手法 c)を用いた抗力係数の推移	43
Fig. 3.22 手法 d)を用いた抗力係数の推移	44
Fig. 3.23 手法 a)を用いた抗力係数の推移(470~485[s])	44
Fig. 4.1 本節で用いた解析モデル	47
Fig. 4.2 格子設定時のパラメータ(xy平面)	48
Fig. 4.3 円柱物体の並進変位	50
Fig. 4.4 円柱物体の回転角	50
Fig. 4.5 コンター図を出力したy平面(400 [s])	51
Fig. 4.6 z方向速度コンター図($y = -0.012$ [m]、 $t=400$ [s])	52
Fig. 4.7 z方向速度コンター図($y = -0.04$ [m]、 $t=400$ [s])	52
Fig. 4.8 コンター図を出力したz平面(400 [s])	53
Fig. 4.9 渦度コンター図($z = -0.22$ [m]、 $t=400$ [s])	54
Fig. 4.10 渦度コンター図($z = -0.02$ [m]、 $t=400$ [s])	54
Fig. 4.11 渦度コンター図($z = 0.02$ [m]、 $t=400$ [s])	55
Fig. 4.12 渦度コンター図($z = 0.22$ [m]、 $t=400$ [s])	55
Fig. 4.13 y方向自由振動試験の物体並進変位	56
Fig. 4.14 円柱物体の z方向並進変位	58
Fig. 4.15 z方向並進変位のパワースペクトル	58
Fig. 4.16 静水圧の設定法	60
Fig. 4.17 物体壁へ向かう流体粒子が持つ運動量	61
Fig. 4.18 本節で用いた解析モデル	62
Fig. 4.19 円柱浮体の並進変位	64
Fig. 4.20 円柱浮体の回転角	64
Fig. 4.21 コンター図を出力したy平面(453 [s])	65
Fig. 4.22 z方向速度コンター図($y = -0.036$ [m]、 $t=453$ [s])	66
Fig. 4.23 z方向速度コンター図($y = -0.064$ [m]、 $t=453$ [s])	66
Fig. 4.24 コンター図を出力したz平面(453 [s])	67
Fig. 4.25 渦度コンター図($z = -0.22$ [m]、 $t=453$ [s])	68
Fig. 4.26 渦度コンター図($z = -0.18$ [m]、 $t=453$ [s])	68

Fig. 4.27	渦度コンター図($z = -0.10$ [m]、 $t=453$ [s]).....	69
Fig. 4.28	渦度コンター図($z = -0.06$ [m]、 $t=453$ [s]).....	69
Fig. 4.29	渦度コンター図($z = -0.02$ [m]、 $t=453$ [s]).....	70
Fig. 4.30	y 方向自由振動試験の物体並進変位	71
Fig. 4.31	円柱浮体の z 方向並進変位	72
Fig. 5.1	格子点と cell の関係	75
Fig. 5.2	interface cell の生成.....	76
Fig. 5.3	静圧の設定法	78
Fig. 5.4	基準面と水面高さ	79
Fig. 5.5	水面高さの設定法	79
Fig. 5.6	気液境界付近での分布関数の Streaming	81
Fig. 5.7	気液界面での分布関数の分布	81
Fig. 5.8	気液界面付近での Bounce-back 計算.....	82
Fig. 5.9	物体移動時の cell 状態の推移.....	83
Fig. 5.10	流体 cell の状態決定手法.....	83
Fig. 5.11	流体 cell の状態決定の例	84
Fig. 5.12	interface cell の補正	85
Fig. 5.13	本節で用いた解析モデル	86
Fig. 5.14	格子設定時のパラメータ(xy 平面)	86
Fig. 5.15	自由表面形状(xz 平面、 $t=13.3$ [s])	88
Fig. 5.16	自由表面形状(xz 平面、 $t=26.6$ [s])	88
Fig. 5.17	水面高さコンター図(xy 平面、 $t=26.6$ [s]).....	89
Fig. 5.18	自由表面形状(回流試験水槽)	89
Fig. 5.19	圧力コンター図(xz 平面、 $t=13.3$ [s])	91
Fig. 5.20	z 方向流速分布(xz 平面、 $t=13.3$ [s])	91
Fig. 5.21	圧力コンター図(xz 平面、 $t=26.6$ [s])	92
Fig. 5.22	z 方向流速分布(xz 平面、 $t=26.6$ [s])	92

第1章 序論

1.1 研究背景

産業革命以降、化石燃料を一次エネルギーとしたエネルギー供給が広く行われてきたが、近年、二酸化炭素排出による地球温暖化問題が取り沙汰されており、国際会議の場において、世界各国が協力して解決すべき問題として広く論じられている。地球温暖化問題に関して、2050年までに世界全体の温室効果ガスを50%削減することを目指し、気候変動に関する政府間パネル(IPCC)におけるCOP3で採択された京都議定書において、各国の具体的な温室効果ガス削減目標を1990年比で定めたほか、日本は独自目標として2020年までに1990年比25%の温室効果ガス削減を表明している。

日本のエネルギー転換部門におけるCO₂排出量は電気・熱配分前で4億6000万トンであり、そのうち発電に伴うCO₂排出量は4億3300万トンを占めている[1]。

エネルギー転換部門におけるCO₂排出削減策として、日本は化石燃料を燃やして発電を行う火力発電の割合を下げ、核燃料を用いた原子力発電や、風力や太陽光などの再生可能エネルギーを用いた発電方法の導入を促進してきた。しかし、2011年3月に発生した東日本大震災に起因する福島第一原子力発電所の事故により、原子力発電の安全性が懸念されている。今後の日本におけるエネルギー政策を考える際、エネルギーの安定供給、温室効果ガスの排出量削減、社会的受容性など複数の観点から考えなければならない。現在、発電方法の主力となっている火力発電や原子力発電に加え、再生可能エネルギーである風力発電や太陽光発電の導入が促進されているが(Fig. 1.1、Fig. 1.2)、2012年度の日本における総発電量9408億kWh[2]に占める割合は非常に小さい。再生可能エネルギーを用いた発電方法の拡充は、発電方法のベストミックスを考える際の選択肢の増加につながり、非常に重要な意味を持つと考えられる。

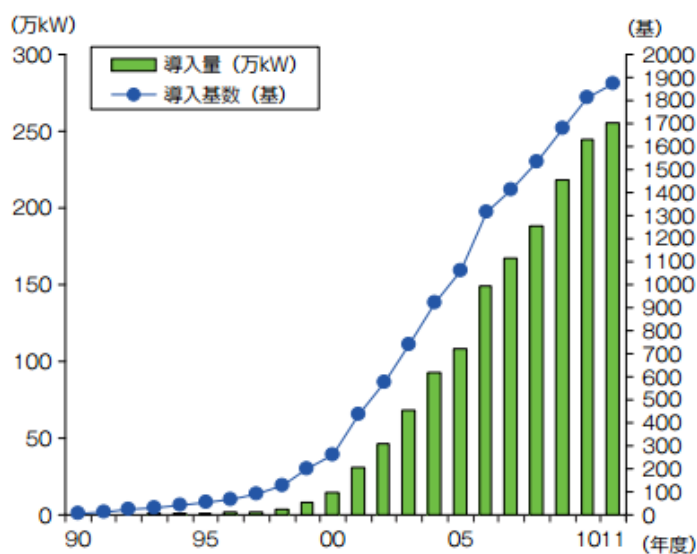


Fig. 1.1 風力発電の導入量および風車導入基数[3]

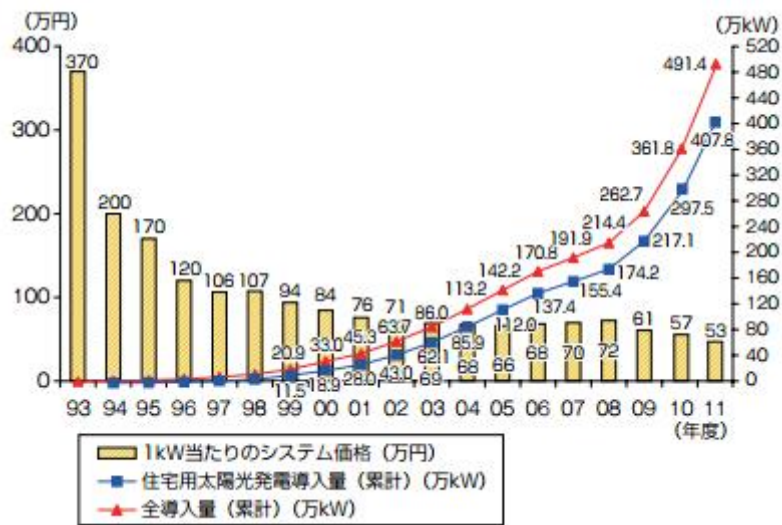


Fig. 1.2 太陽光発電の導入量およびシステム単価[3]

1.2 電気エネルギー供給構造

1.2.1 発電方法別供給量変化

2011年3月の東日本大震災に伴う福島第一原子力発電所事故以降、原子力発電の安全性が危惧され、日本における大部分の原子力発電所が稼働停止し、原子力発電の発電量が大きく減少した。この減少分を補い、電力の安定供給を行うため、2011年以降、火力発電の比重が増大し、発電によるCO₂排出量が大幅に増加している(Fig. 1.3)。

原子力発電は、発電時の安全性に対する懸念に加え、核燃料の国内最終処分場が未定であるなどの問題も抱えており、今後も原子力発電が、大きな発電容量を担えるかは不透明な状況である。現在は火力発電によって多くの電力を発電しているが、燃料価格の高騰、温室効果ガス排出削減の義務化などの要因により、現在の発電量を今後も維持することは難しくなる可能性がある。

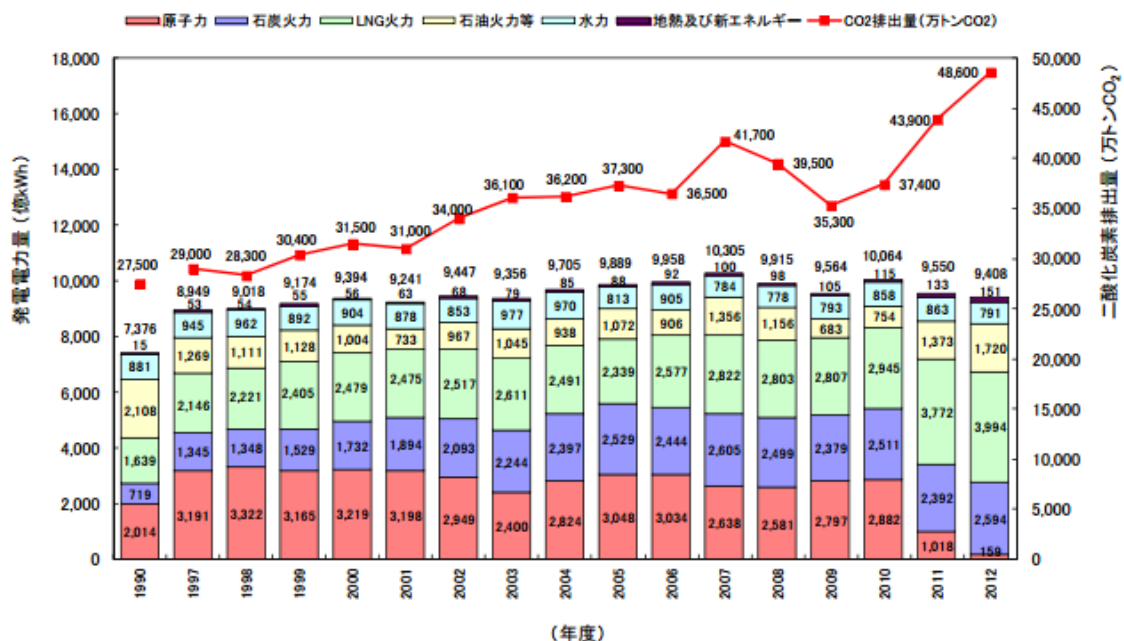


Fig. 1.3 電源種別の発電電力量と二酸化炭素排出量[2]

1.2.2 二酸化炭素排出量と発電コスト

Fig. 1.3 を参照すると、2012 年時点で最も発電量の多い発電方法は天然ガス火力発電である。その要因として、天然ガス火力発電は、二酸化炭素排出量および発電コストが火力発電の中でも比較的小さいことが挙げられる(Fig. 1.4)。しかし、いずれの火力発電においても、二酸化炭素排出量は他の発電方法と比較して非常に多く、地球温暖化問題への影響が懸念される。

原子力発電は二酸化炭素排出量、発電コストともに低く、環境負荷の低減とコスト低減を両立する発電方法として期待されてきた。Fig. 1.4 における数値は、2011 年 12 月に作成された資料[4]を基にしており、福島第一原子力発電所事故を念頭に置いた事故リスク対応費用も加味された数値である。これらの数値においては、原子力発電は非常に優れた発電方法であるが、現在は安全性の面で厳しい目にさらされており、社会的受容性の面でまだ課題が残る発電方法と言える。

再生可能エネルギーとしては、太陽光発電と風力発電が有望視されている。ともに、発電時の二酸化炭素排出が無い点がメリットだが、太陽光発電は発電コストの高さがネックとなっている。数十年後には技術革新により、太陽光発電の発電コストは大きく減少することが期待されているが、実際に実現できるかは不透明である。風力発電は、再生可能エネルギーの中では発電コストも比較的低い発電方法である。しかし、陸上で風力発電が可能な風況の良い地域は、大部分がすでに利用されており、現在は風況が良く、利用可能な地域が広く存在する、海洋での風力発電が注目されている。

	安定供給確保	地球温暖化への対応 (1kWhあたりのCO ₂ 排出量)		経済性 (1kWhあたりのコスト)				
		原料の採掘や建設、輸送時など 単位: g-CO ₂ /kWh [送電端]	発電時	2010年 モデルプラント	()内は 2010年時点での 燃料費	2030年 モデルプラント		
原子力	● 燃料の調達先が分散している ● 備蓄性に優れる ● 燃料をリサイクルできる	20	発電時にCO ₂ を排出しない	8.9円~	(1.0円~ 2.0円)	8.9円~		
太陽光 (住宅用)		38		33.4円~	(0円)	9.9円~		
風力 (陸上)	● 資源が枯渇するおそれがない ● 自然条件に左右される	25		17.3円	(0円)	17.3円		
水力		11		10.6円	(0円)	10.6円		
石油火力	● 燃料の調達先が中東地域に依存している	43		695	738	36.0円~	(16.6円~ 18.2円)	38.9円~
石炭火力		79		864	943	9.5円~	(4.3円~ 4.7円)	10.3円~
天然ガス 火力	● 燃料の調達先が分散している	123		476	599	10.7円~	(8.2円~ 8.6円)	10.9円~

Fig. 1.4 発電方法別二酸化炭素排出量および発電コスト[5]

1.3 洋上風力発電

1.3.1 洋上風力発電の現状

膨大なエネルギー賦存量を持つ洋上風力発電は、陸上に比べて景観や騒音といった環境問題が少なく、道路などの制約を受けずに大型風車の運搬・設置が可能であるというメリットを持っている[6]。日本近海においても、洋上風力エネルギー資源が豊富に存在すると見積もられている(Fig. 1.5)。ヨーロッパでは早くから洋上風力発電の研究開発が行われ、1990年にスウェーデンが設置した Nogersund 洋上風力発電所が、世界初の洋上風力発電所と言われている。その後、2000年にデンマークに建設された Middelgrunden 洋上風力発電所(Fig. 1.6)をはじめとする本格的な商業洋上ウインドファームが数多く建設されている(Table 1.1)。

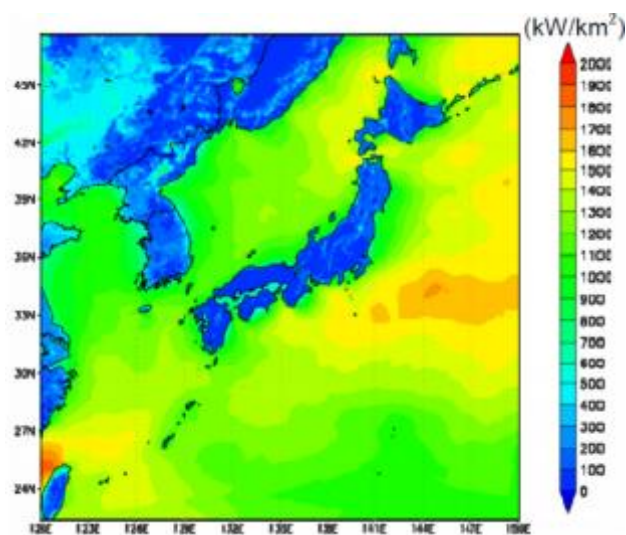


Fig. 1.5 洋上風力エネルギー資源推定量[7]



Fig. 1.6 Middelgrunden 洋上風力発電所[6]

Table 1.1 ヨーロッパの大規模windファーム([6], [8], [9]より筆者作成)

windファーム名	出力 (MW)	設置国	稼働年
London Array	630	イギリス	2013
Greater Gabbard wind farm	504	イギリス	2012
Walney (phases 1&2)	367	イギリス	2011
Thanet	300	イギリス	2010
Horns Rev II	209	デンマーク	2009
Rødsand II	207	デンマーク	2010
Lynn and Inner Dowsing	194	イギリス	2008
Robin Rigg (solway Firth)	180	イギリス	2010
Gunfleet Sands	172	イギリス	2010
Nysted (Rødsand I)	166	デンマーク	2003
Bligh Bank (belwind)	165	ベルギー	2010
Horns Rev I	160	デンマーク	2002

現在建設されている商業用windファームは、ほぼ全てが海底に基礎を有する着床式である。Fig. 1.7は、着床式と浮体式の洋上風力発電におけるコスト比較である。現在、水深60mを超える海域では、浮体式洋上風車の方が、コスト的に優位性があるとされている。

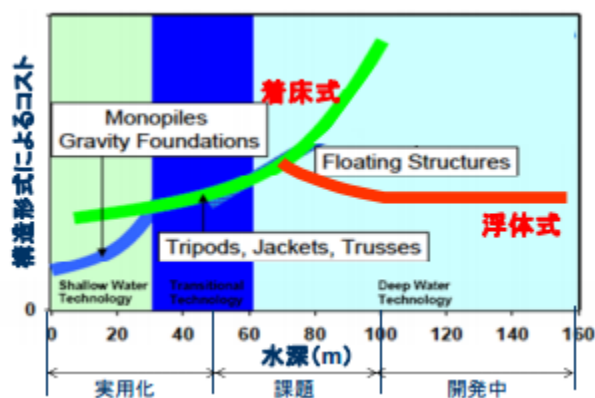


Fig. 1.7 洋上風力発電のコスト比較[6]

1.3.2 浮体式洋上風力発電

日本近海は水深が深い傾向があり、浮体式洋上風車の導入が有望である。日本の浮体式洋上風車開発としては、五島沖に 2MW スパー型浮体式洋上風車(Fig. 1.8)を設置した「環境省 浮体式洋上風力発電実証事業」[10]、福島県沖に 2MW セミサブ型・7MW アドバンストスパー型・7MW セミサブ型および 25MVA 浮体式洋上サブステーション(Fig. 1.9)を設置する「福島復興・浮体式洋上ウィンドファーム実証研究事業」[11]がある。前者は 2013 年 12 月 28 日に開所式が行われ 2015 年末までの各種検証の後、実用運転を開始する見込みである。後者は 2013 年 11 月 14 日に第 1 期として 2MW セミサブ型とサブステーションが運転開始し、残る 2 浮体も 2014 年度中の設置を予定している。

いずれの実証事業においても、実証機を実際に運転させ、浮体の挙動や発電状況、周囲への環境影響などの観測を行う段階である。



Fig. 1.8 五島沖に設置された浮体式洋上風車「はえんかぜ」[10]



Fig. 1.9 2MW 浮体式洋上風車「ふくしま未来」およびサブステーション「ふくしま絆」[11]

浮体式洋上風車は、浮体部が受ける波・潮流影響と、風車部が受ける風影響の双方を受けて複雑な運動挙動を示す。浮体式洋上風車の洋上における運動特性を解明するため、スケールモデルを用いた水槽試験や数値解析を用いた研究が数多く行われてきた。水槽試験においては、ある程度大きなスケールの模型や水槽を用意する必要があり、その準備や模型の形状を変更する際には多大な労力を要する。一方、数値解析は実機スケールでの解析が可能であり、モデル形状や流れ等のパラメータの変更も比較的容易に行うことができる。

浮体式洋上風車の数値解析手法については、浮体式洋上風車の風・波影響による運動応答を解析するものとして、NRELが開発した「FAST」や、本研究室が開発した風車浮体弱連成応答解析プログラム「UT-wind」などが存在する[12]。しかしこれらのプログラムにおいては、浮体部分における放出渦の影響や、渦起因の自由表面変動影響を考慮することができない。特に、渦励振運動である **Vortex-induced motion (VIM)** は、係留を用いた浮体において、あらかじめ張力のかかった係留索に周期的な張力が加わり、疲労影響を及ぼす危険性が指摘されており、その正確な挙動を解明することが求められている。

1.4 Vortex-induced motion (VIM)

1.4.1 概要

Vortex-induced motion (VIM) は、流れのある海域に設置された大型浮体において、浮体後方に生じる渦による圧力変動によって励起される周期運動である。VIM と同様の原因によって生じる渦励振現象として、ライザー管などに生じる Vortex-induced vibration (VIV) があるが、一般的に VIM の方が長周期の運動となる。

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、係留索に張力がかかった状態で VIM が生じた場合、係留索への疲労被害が生じ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いことが望ましい。したがって、耐用年数に耐えう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。

1.4.2 実験的手法を用いた VIM 特性の検証

齋藤ら[13]の実験において、線形ばねで固定した円柱形浮体(Fig. 1.10)を一様流中に配置し、VIM 挙動が観測されている。また、一様流の他に別方向からの波を与えると VIM の振幅が変化するという実験結果も存在する(前田ら、[14])。Fig. 1.11 は、前田らの実験で用いられた浮体模型である。

VIM 挙動は浮体形状や流れ場の状況、係留状態など、様々な要因に依存するが、その依存性は完全には解明されていない。今後も多くのパラメータスタディにより、VIM 特性の解明が求められるが、実際に VIM が問題となる高レイノルズ数領域を再現するためには大型の浮体を用いる必要があり、労力とコストの面で負担が大きい。

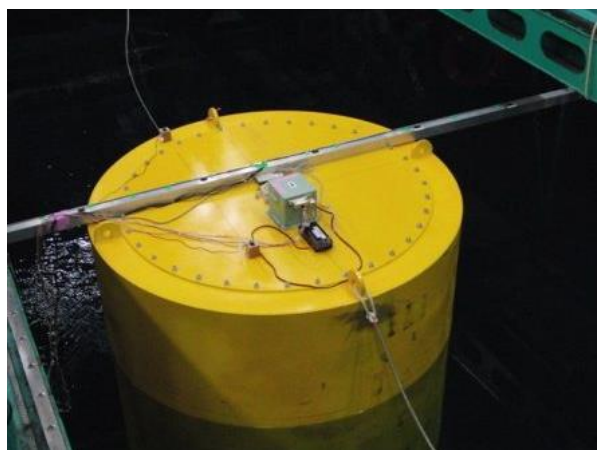


Fig. 1.10 齋藤らの実験で用いられた円筒形浮体[13]

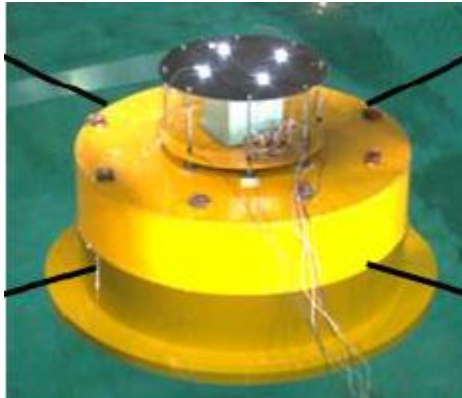


Fig. 1.11 前田らの実験で用いられた浮体模型[14]

1.4.3 数値解析的手法を用いた VIM 特性の検証

数値解析の利点として、浮体形状や流れ場の設定変更が容易に行えることが挙げられる。これによりパラメータスタディが容易になり、VIM 特性の解明に寄与することができると考えられる。また、実際の浮体設計に際しても活用し得るツールであると考えられる。計算プログラムの正当性については、水槽実験の結果と照らし合わせて検証する必要がある。

Atluri らは、Navier-Stokes 方程式を有限要素法で解く汎用ソフトウェア“Acusolve”を用いた Computational Fluid Dynamics (CFD)により、トラススパー型浮体(Fig. 1.12)の VIM 解析を行った[15]。しかし、現在の手法ではレイノルズ数が数十万程度の解析が限界であるとされており、レイノルズ数が数百万から数千万に達する浮体式洋上風車の浮体部分周辺における流体解析を実機スケールで行うことは難しいとされている。

平林らの計算プログラムにおいて、CFD の一種である格子 Boltzmann 法を用いた VIM 解析が行われている[16]。Fig. 1.13 は、平林らが解析した円柱周りの渦度ベクトルの例である。浮体式洋上風車のような大型浮体の場合、浮体長さと同スケールの渦スケールの比が大きくなり、多くの格子点を設定する必要がある。現在のコンピュータ 1 台の処理能力では、このような多数の格子点を配置した CFD 計算は難しく、複数の計算機を用いた並列計算を行うのが適当であると考えられる。格子 Boltzmann 法は、後述する支配方程式の特徴により、並列計算による計算速度向上のメリットを得やすい計算手法である。本研究では、平林ら[16]の研究において用いられた格子 Boltzmann 法を用いた解析プログラムをベースに、種々の機能の追加・検証および自由表面の導入を行っている。

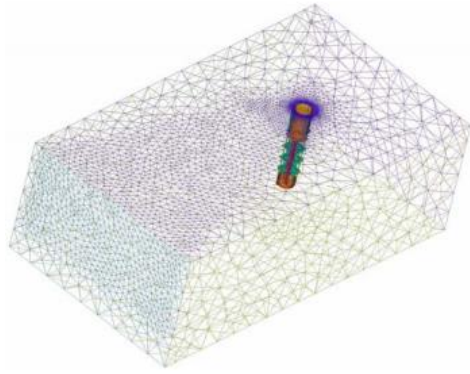


Fig. 1.12 Atluri らの解析で用いられたトラススパーモデル[15]

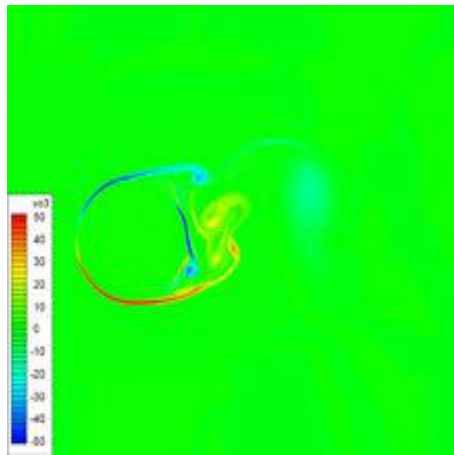


Fig. 1.13 平林らが解析した円柱周りの渦度ベクトル図の例[16]

1.5 本論文の目的

本研究は、大型浮体の渦励振挙動である Vortex-induced motion (VIM)に着目し、CFD の一種である格子ボルツマン法を用いて VIM 挙動を解析するプログラムの開発を行っている。本論文では、格子ボルツマン法を用いた計算プログラムの正当性を示し、放出渦が浮体運動に及ぼす影響について考察を行う。これに加え、従来の風車浮体連成応答解析において加味することのできなかつた渦起因の自由表面影響についても、本プログラムに自由表面影響を再現する手法を取り入れることで、その浮体運動への影響を考察する。

1.6 本論文の構成

本論文は 6 章で構成されている。

本章では、本研究の研究背景研究と目的を示した。

第 2 章では、本研究において用いている数値解析プログラムの概要について説明する。

第 3 章では、本研究にて用いる数値解析プログラムにおける、音速依存性や物体一流体移動境界の取り扱いについて、検証および検討を行う。

第 4 章では、全没水円柱物体および半没水円柱浮体における VIM 挙動を計算し、浮体運動および流体挙動について解析結果の検討を行う。

第 5 章では、前章までのプログラムに自由表面挙動を解析する手法を付加し、手法について検討を行う。

第 6 章を結論とし、本研究を総括するとともに、今後の課題について言及する。

第2章 数値解析プログラムの概要

2.1 はじめに

本研究では、格子 Boltzmann 方程式を支配方程式とし、格子 BGK モデルを用いた格子 Boltzmann 法に基づいた数値解析プログラムの開発を行っている。この章では、本研究において用いる数値解析プログラムの基本的内容について紹介する。

2.2 概要

2.2.1 本数値解析プログラムのコンセプト

数値解析的手法を用いた浮体運動解析は、浮体形状や流れ条件を変更したパラメータスタディが、水槽試験よりも比較的容易に行えるという利点がある。しかし、高レイノルズ数領域での数値解析にあたっては、浮体長さや生成渦スケールの比が大きくなり、多くの格子点を設置する必要がある。

CFD によって流体力を求める手法において、現在のコンピュータ 1 台の処理能力では、現実に VIM が問題となるレイノルズ数領域の解析を行うことは難しい。そこで、複数の計算機を用いた大規模な並列計算を行うことで、高レイノルズ数領域の計算を可能にすることを目指している。

格子 Boltzmann 法は、各格子点に隣の格子点への速度成分を持った分布関数を設定し、分布関数の変動を追跡することで流体挙動を解析する手法である。各格子点における計算過程において、近傍の格子点上の情報までしか必要とせず、Navier-Stokes 方程式をベースとした CFD 手法のように、圧力の Poisson 方程式を解くために全格子点の情報を用いて計算を行う必要がない。そのため、計算空間を各コンピュータで分割して計算を行う並列計算において、コンピュータ間での情報伝達量を抑えることができ、並列計算による計算高速化のメリットを十分に引き出すことができる手法であると考えられる。

本研究では開発段階として、比較的低いレイノルズ数における流体解析を 1 台のコンピュータを用いて行っているが、将来的に並列処理による計算の大規模化・高速化を念頭に置いたコード開発を行っている。

2.2.2 格子 Boltzmann 法

流体中では、速度成分を持った無数の流体粒子が移動・衝突を繰り返して、他の流体粒子と相互作用を及ぼしながら存在している(Fig. 2.1 左図)。格子 Boltzmann 法は、これらの流体粒子が「格子点上のみに存在し、他の粒子とは格子点上のみで衝突する」という仮定のもと、各格子点上における流体粒子の存在を、分布関数という密度の次元を持った離散量で表現する手法である(Fig. 2.1 右図)。分布関数は隣の格子点へと向かう方向成分を持っており、基本的に 1 タイムステップ間に隣の格子点へと並進し、その格子点において他の流体粒子との衝突を引き起こす。

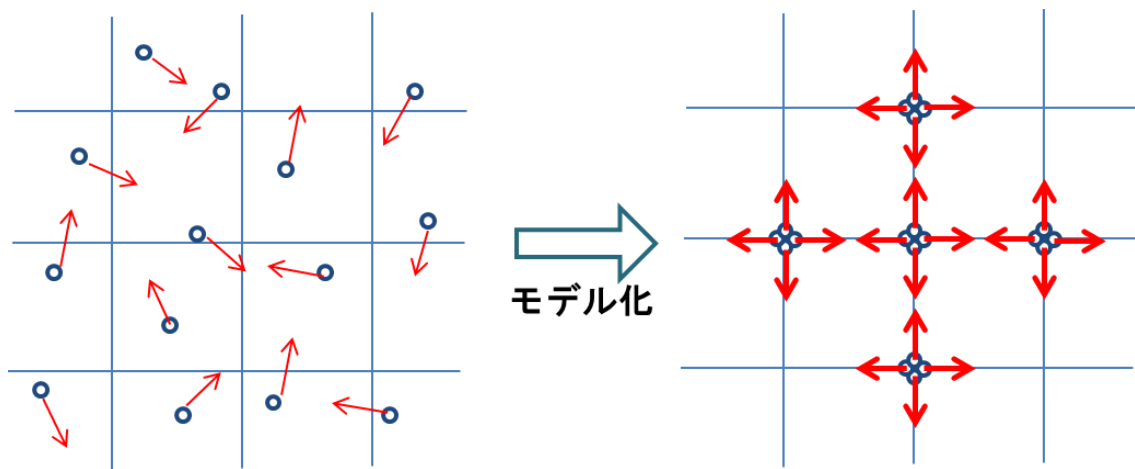


Fig. 2.1 格子 Boltzmann 法におけるモデル化

格子 Boltzmann 法は、格子点上の仮想的な流体粒子の存在を分布関数 f_α によって表現し、タイムステップごとに他の流体粒子との衝突および隣の格子点への移動を行うことで流体挙動を再現する計算手法である。本数値解析プログラムの支配方程式である格子 Boltzmann 方程式は以下に示される[17]。

$$f_\alpha(\mathbf{x} + \mathbf{e}_\alpha \delta t, t + \delta t) - f_\alpha(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{\tau} [f_\alpha(\mathbf{x}, t) - f_\alpha^{eq}(\mathbf{x}, t)] \quad (2.1)$$

f_α は分布関数を表し、本モデルでは Fig. 2.2 に示すように、($\alpha = 1, 2, \dots, 15$)の三次元 15 方向成分を持っている。

\mathbf{e}_α は流体粒子の速度ベクトルとして定義され、以下のように与えられる。

$$\begin{aligned} & [\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3, \mathbf{e}_4, \mathbf{e}_5, \mathbf{e}_6, \mathbf{e}_7, \mathbf{e}_8, \mathbf{e}_9, \mathbf{e}_{10}, \mathbf{e}_{11}, \mathbf{e}_{12}, \mathbf{e}_{13}, \mathbf{e}_{14}, \mathbf{e}_{15}] \\ & = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 1 & -1 & 1 & 1 & -1 & 1 & -1 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & -1 & 0 & 1 & 1 & -1 & 1 & -1 & -1 & 1 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & -1 & 1 & 1 & 1 & -1 & -1 & -1 & -1 & 1 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.2)$$

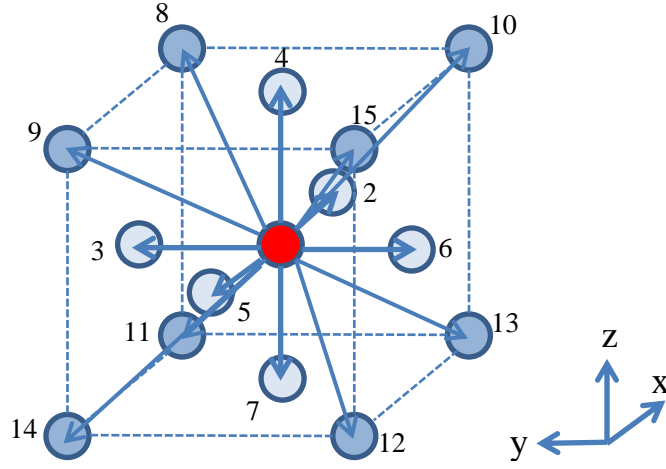


Fig. 2.2 三次元 15 方向成分モデル

f_α^{eq} は平衡分布関数を示し、

$$f_\alpha^{eq} = w_\alpha \rho \left[1 + \frac{3}{c^2} \mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u} + \frac{9}{2c^4} (\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u})^2 - \frac{3}{2c^2} \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} \right] \quad (2.3)$$

で表される。ただし、 \mathbf{u} は流速を、 ρ は密度を示し、 w_α は以下のように与えられる。

$$w_\alpha = \begin{cases} 2/9, & \alpha = 0 \\ 1/9, & \alpha = 2, 3, 4, 5, 6, 7 \\ 1/72, & \alpha = 8, 9, 10, 11, \\ & 12, 13, 14, 15 \end{cases} \quad (2.4)$$

τ は緩和係数と呼ばれ、分布関数の平衡値である平衡分布関数への収束の速さを示すパラメータである。緩和係数は流体の粘性影響を司っており、流体の物性値である動粘性係数 ν とは以下の関係にある。

$$\nu = \left(\frac{2\tau - 1}{6} \right) c^2 \delta t \quad (2.5)$$

ここで c は音速を、 δt は計算時のタイムステップ幅をそれぞれ表す。

(2.1)式で示される格子 Boltzmann 方程式は、数値計算上、以下の 2 つのステップに分けることができる。

Collision step:
$$\tilde{f}_\alpha(\mathbf{x}, t) - f_\alpha(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{\tau} [f_\alpha(\mathbf{x}, t) - f_\alpha^{eq}(\mathbf{x}, t)] \quad (2.6)$$

Streaming step:
$$f_\alpha(\mathbf{x} + \mathbf{e}_\alpha \delta t, t + \delta t) = \tilde{f}_\alpha(\mathbf{x}, t) \quad (2.7)$$

\tilde{f}_α は Collision step 後の分布関数を意味する。Collision step は流体粒子の衝突過程を意味しており、実際には複雑な衝突挙動を示すが、この格子 Boltzmann 方程式は、衝突過程を

簡略化し、単一の緩和係数 τ を用いて **Collision step** を記述したものであり、格子 BGK モデルと呼ばれる[18]。**Streaming step** は、衝突過程を終えた流体粒子の、隣の格子点への並進を行う過程である。

また、分布関数は密度の次元を持っており、流体の密度 ρ および流速 \mathbf{u} は、以下の式により分布関数から計算することができる。

$$\rho = \sum_{\alpha} f_{\alpha} \quad (2.8)$$

$$\mathbf{u} = \frac{1}{\rho} \sum_{\alpha} f_{\alpha} \mathbf{e}_{\alpha} \quad (2.9)$$

さらに、圧力と密度の間には以下の関係が成り立つ[19]。

$$P = \frac{c^2}{3} \rho \quad (2.10)$$

従って、基準圧力を P_0 、基準密度を ρ_0 とし、基準値からの変化分をそれぞれ δP 、 $\delta \rho$ とすると、以下の関係も成り立つ。

$$\delta P = \frac{c^2}{3} \delta \rho \quad (2.11)$$

2.3 境界条件

2.3.1 流出・流入境界

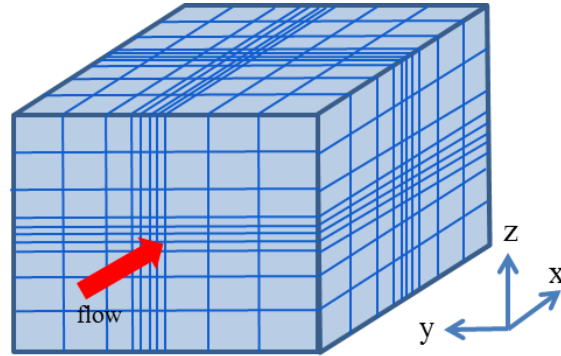


Fig. 2.3 計算領域の例

本研究で用いるモデルの計算領域(Fig. 2.3)は、 x, y, z 空間の直方体領域を設定している。その中で、 x 方向上流の境界に流入境界、それ以外の境界に流出境界を設定している。

流入境界の設定方法については、初期条件として設定された分布関数

$$f_{\alpha} = f_{\alpha}^{eq}(\rho_{water}, \mathbf{u}_{target}) \quad (2.12)$$

を保存しておき、この分布関数を x 方向上流の境界に位置する格子点に毎ステップ与えている。ここで、 ρ_{water} は水の初期密度、 \mathbf{u}_{target} は流れ場の一様流速を意味する。式(2.8)に基づく計算によって、圧力変化が密度の値に影響を及ぼすが、 ρ_{water} に関しては $1.0 \times 10^3 [kg/m^3]$ として、一定値として与える。

流出境界については、境界に向かう方向成分における速度勾配および圧力勾配をゼロにするために、隣接する格子点に同一の分布関数を与えている。

2.3.2 物体境界条件

格子 Boltzmann 法においては、(2.6)に示す Collision step と、(2.7)に示す Streaming step の二つの支配方程式に従って流体運動を記述する。この Streaming step において、格子点上に存在する分布関数が隣の格子点に移動するが、物体内部に存在する格子点は流体ではないため分布関数を持たず、そのまま Streaming を行うと分布関数の欠損が生じてしまう (Fig. 2.4)。

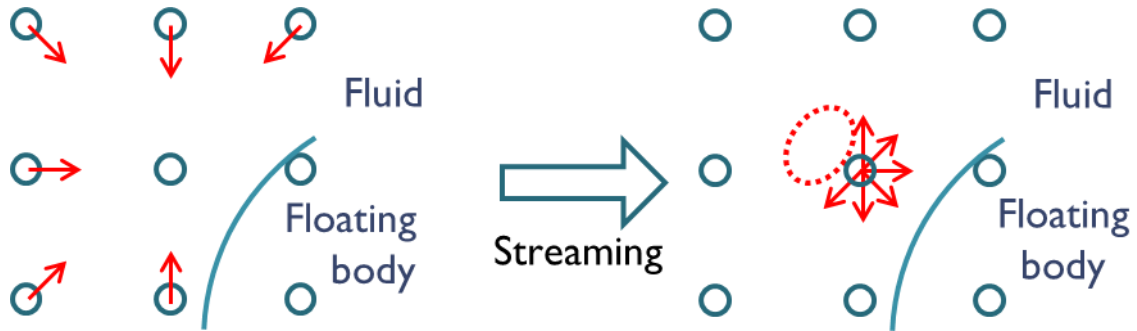


Fig. 2.4 Streaming step での分布関数の移動

この物体から流体に向かう分布関数を、流体から物体に向かう分布関数の物体壁での“跳ね返り”によって推定する方法が Bounce-back method である。

Fig. 2.5 における、壁に向かう流体の速度ベクトルを \mathbf{e}_α 、その反対方向の速度ベクトルを $\mathbf{e}_{\bar{\alpha}}$ とすると、Bounce-back method によって格子点 b における $\mathbf{e}_{\bar{\alpha}}$ 方向の分布関数を推定し、Streaming step に格子点 f に並進させる。すなわち、

$$f_{\bar{\alpha}}(\mathbf{x}_b, t) = f_{\alpha}(\mathbf{x}_f, t + \delta t) \quad (2.13)$$

とする。ここで、 \mathbf{x}_b および \mathbf{x}_f はそれぞれ格子点 b および格子点 f の座標を示す。以下、 \mathbf{x}_{ff} も同様に格子点 ff の座標を表している。点 w は格子点ではないが、流体ノード f と物体ノード b を結んだ線分と物体境界の交点を表しており、 \mathbf{x}_w は点 w の座標を意味している。

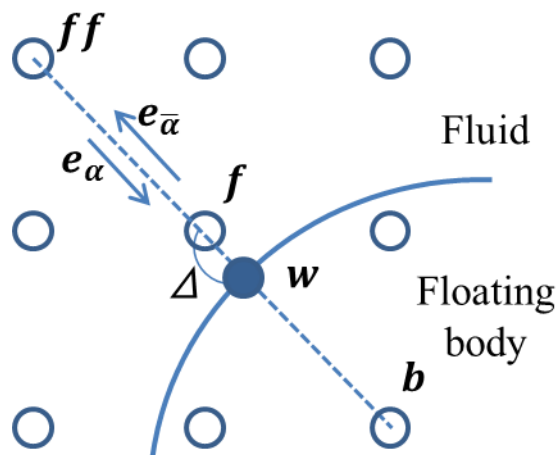


Fig. 2.5 物体-流体境界周りの格子点

$f_{\bar{\alpha}}(\mathbf{x}_b, t)$ の推定式は、以下のように定める[19]。

$$f_{\bar{\alpha}}(\mathbf{x}_b, t) = (1 - \chi)f_{\alpha}(\mathbf{x}_f, t) + \chi f_{\alpha}^*(\mathbf{x}_b, t) + 2w_{\alpha}\rho \frac{3}{c^2} \mathbf{e}_{\bar{\alpha}} \cdot \mathbf{u}_w \quad (2.14)$$

ただし $\mathbf{u}_w = \mathbf{u}(\mathbf{x}_w, t)$ であり、物体の並進速度と回転速度から計算して求められる。 f_{α}^* は仮想平衡分布関数(fictitious equilibrium distribution function)と呼ばれ、以下の式で求められる。

$$f_{\alpha}^*(\mathbf{x}_b, t) = w_{\alpha}\rho(\mathbf{x}_f, t) \left[1 + \frac{3}{c^2} \mathbf{e}_{\alpha} \cdot \mathbf{u}_{bf} + \frac{9}{2c^4} (\mathbf{e}_{\alpha} \cdot \mathbf{u}_f)^2 - \frac{3}{2c^2} \mathbf{u}_f \cdot \mathbf{u}_f \right] \quad (2.15)$$

ただし、 $\mathbf{u}_f = \mathbf{u}(\mathbf{x}_f, t)$ は格子点 f における流速である。

ここで、 \mathbf{u}_{bf} および χ は、流体側格子点から物体壁までの距離を表す無次元パラメータ

$$\Delta = \frac{|\mathbf{x}_f - \mathbf{x}_w|}{|\mathbf{x}_f - \mathbf{x}_b|} \quad (2.16)$$

の大きさに依存する。すなわち、

$$\mathbf{u}_{bf} = \frac{(\Delta - 1)\mathbf{u}_f + \mathbf{u}_w}{\Delta} \quad \left(\text{for } \Delta \geq \frac{1}{2} \right) \quad (2.17)$$

$$\chi = \frac{2\Delta - 1}{\tau}$$

および

$$\mathbf{u}_{bf} = \mathbf{u}_{ff} \quad \left(\text{for } \Delta < \frac{1}{2} \right) \quad (2.18)$$

$$\chi = \frac{2\Delta - 1}{\tau - 2}$$

として与えられる[20]。ここで、 \mathbf{u}_{ff} は格子点 ff における流速である。

Bounce-back 計算は、物体に衝突する流体粒子と、跳ね返っていく流体粒子に着目したものである。(2.9)式によると、分布関数に速度ベクトルを掛けたものは、運動量の次元を持つ。したがって、点 w において物体が受ける力積は

$$\mathbf{F}_w \delta t = \mathbf{e}_{\alpha} [f_{\alpha}(\mathbf{x}_f, t) + f_{\bar{\alpha}}(\mathbf{x}_b, t)] \quad (2.19)$$

で表される。そして、**Bounce-back** 計算が行われる全ての点における \mathbf{F}_w を積算することで、物体が受ける流体力を算出することができる。

2.4 格子設定

2.4.1 概要

計算領域の境界付近において、流入境界や流出境界を設定しているが、乱された流れが境界まで到達することは好ましくない。これは、境界においてこの擾乱が反射され、計算領域全体に不安定性をもたらす可能性があるからである。そのため、物体を設置した領域から流入・流出境界までは、流れが十分に落ち着くための距離を取ることが望ましい。

格子 Boltzmann 法における分布関数の並進速度は、情報の伝播速度、すなわち音速になるため、格子間隔 δx と音速 c およびタイムステップ幅 δt には以下の関係がある。

$$\delta x = c \delta t \quad (2.20)$$

音速およびタイムステップ幅は、同一の流体中においては一律に与えられるものであるため、(2.20)式に従えば、格子間隔は全ての計算領域において等しく設定されなければならない。

しかしながら、全ての計算領域において等間隔の格子を設定すると、計算領域を広げるとは、すなわち格子点数を増やすことに繋がり、計算機の処理能力の制約によって、十分な計算領域を確保できない場合がある。

本プログラムでは、Fig. 2.3 のように物体からある程度離れた地点より、格子間隔を等比数列的に広げることで、格子点数を増やすことなく格子間隔を広げる機能を備えている。格子間隔を δx よりも大きく取った場合においても、分布関数情報は式(2.20)に基づき、 δx だけしか並進しないため、格子点における分布関数には補完の作業を施す必要がある。その具体的手法については次項で説明する。

2.4.2 不等間隔部分での分布関数補完

本プログラムにおいて、音速およびタイムステップ幅は常に一定とする。この時、分布関数情報の並進距離は δx で一定であるため、格子間隔が δx となっている格子部分では隣の格子点からの並進をそのまま考えればよいが、格子間隔を広げた不等間隔格子部分では、分布関数情報が次の格子点に到達しないため、何らかの補完を行う必要がある(Fig. 2.6)。

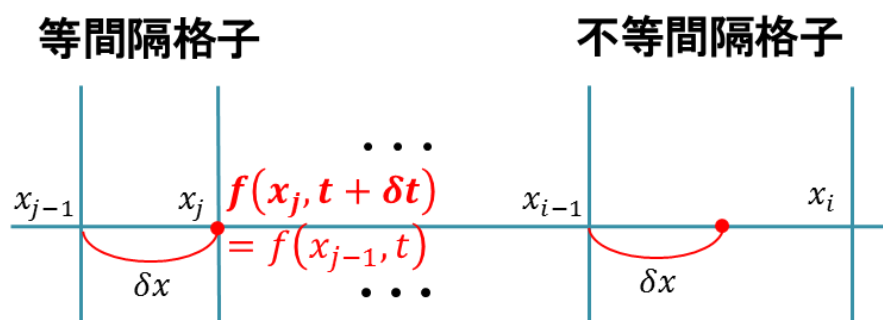


Fig. 2.6 Streaming step における分布関数の並進

本プログラムでは、不等間隔格子部分において、3点における分布関数情報をもとに、分布関数を二次関数的に補完する方法を用いている。

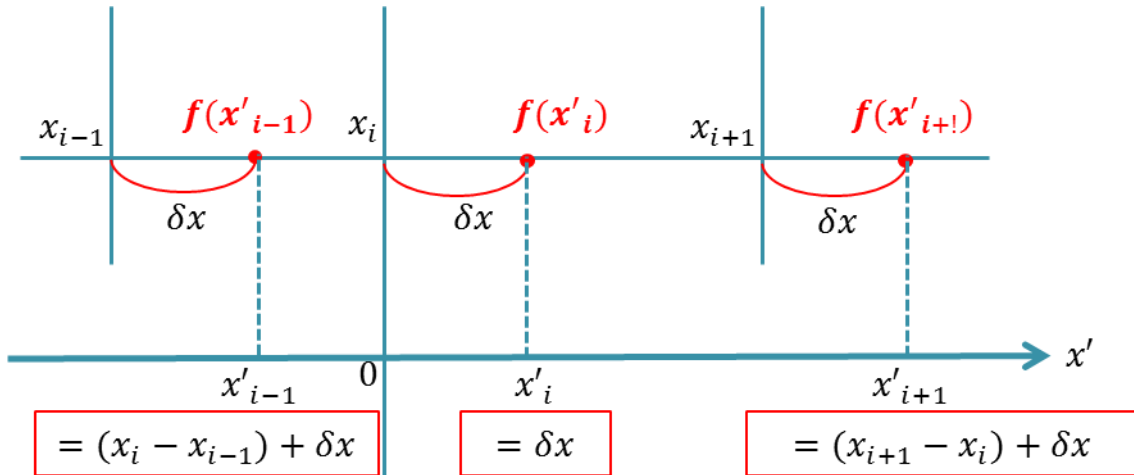


Fig. 2.7 不等間隔格子での分布関数分布

ここでは Fig. 2.7 を用いて、不等間隔格子部分に存在する点 x_i の分布関数補完方法について説明する。分布関数の並進方向について、 x_i を原点とする新たな一次元座標系 x' を設定する。この座標系において、 x_i に存在する分布関数が **Streaming step** において δx だけ並進した座標を x'_i と置く。同様に、 x_{i-1} および x_{i+1} の分布関数が並進した先の座標をそれぞれ x'_{i-1} 、 x'_{i+1} とする。ここで、 $x' = 0$ 付近の分布関数は二次関数

$$f(x') = \alpha x'^2 + \beta x' + \gamma \quad (2.21)$$

に従うものとする。

$f(x'_{i-1})$, $f(x'_i)$, $f(x'_{i+1})$ は既知であるため、これをもとに式(2.21)における定数 α, β, γ を以下のように求めることができる。

$$A \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x'_{i-1}{}^2 & x'_{i-1} & 1 \\ x'_i{}^2 & x'_i & 1 \\ x'_{i+1}{}^2 & x'_{i+1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_{i-1} \\ f_i \\ f_{i+1} \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

すなわち、

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x'_{i-1}{}^2 & x'_{i-1} & 1 \\ x'_i{}^2 & x'_i & 1 \\ x'_{i+1}{}^2 & x'_{i+1} & 1 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} f_{i-1} \\ f_i \\ f_{i+1} \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

を計算すればよい。今回求めたいのは $x' = 0$ における分布関数であり、

$$f(0) = \gamma \quad (2.24)$$

より、本数値計算においては γ のみを計算すればよい。

これを数式に表すと以下のようなになる。

$$f(0) = \gamma = \frac{1}{\det A} \{ (x'_i{}^2 x'_{i+1} - x'_{i+1}{}^2 x'_i) f_{i-1} + (x'_{i+1}{}^2 x'_{i-1} - x'_{i-1}{}^2 x'_{i+1}) f_i \\ + (x'_{i-1}{}^2 x'_i - x'_i{}^2 x'_{i+1}) f_{i+1} \} \quad (2.25)$$

$f_{i-1}, f_{i-1}, f_{i-1}$ 以外の数値は、全て計算格子を設定した時点で求めることができるため、二次補完計算においては、**Streaming** 直前における、自分自身とその前後の格子点の分布関数が既知であれば、分布関数の補完が可能になるということを意味する。

第3章 格子 Boltzmann 法の検証

3.1 はじめに

本章では、格子 Boltzmann 法による計算プログラムを用い、音速依存性および物体-流体境界が計算結果にもたらす影響を、物体の抗力係数を出力して検討を行い、後者についてはその改善策を提案する。これに加え、求められた抗力係数の文献値との比較から、計算プログラムの正当性を示す。

3.2 音速依存性

3.2.1 概要と目的

解析モデルの格子間隔は、解析したい渦スケールに合わせて設定される。この時のタイムステップ幅 δt は、式(2.20)に基づき、音速によって一意に決定される。ここで、実際の常温(約 27 [°C])の水の音速である 1.5×10^3 [m/s]を用いると、タイムステップ幅が非常に小さくなり、計算領域内の時間の経過が非常に遅く、数値計算で現象を再現する際に計算時間が非常にかかってしまう。そのため格子 Boltzmann 法では、通常音速よりも遅い音速を仮想的に設定し、タイムステップ幅を広げることで、計算時間を短縮する方法が取られる場合がある。しかし音速は、式(2.11)に示すように圧力変化と密度変化の大きさを関連付けるパラメータとなっており、小さな音速を設定することは、通常よりも大きな圧縮性を流体に持たせることを意味する。したがって、音速 c と一様流速 U の比であるマッハ数

$$Ma = \frac{U}{c} \quad (3.1)$$

を考慮し、仮想音速の設定による計算結果の影響の多寡を調べる必要がある。本節においては、同一の計算モデルにおいて音速のみを変更して計算を行い、物体の抗力係数を比較することで、計算結果の音速への依存性を明らかにすることを目的としている。

3.2.2 解析条件

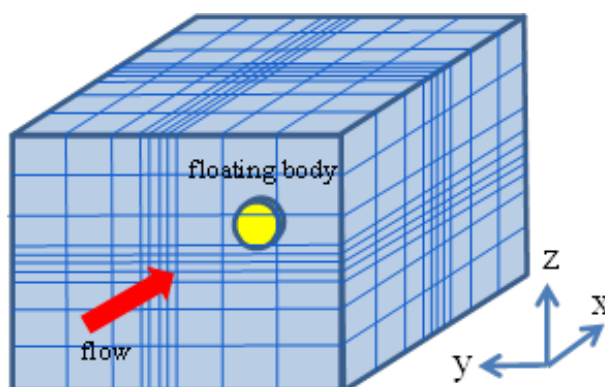


Fig. 3.1 本節で用いた解析モデル

本節では、水で満たされた計算領域の中央に円盤形状の物体を固定し、物体が受ける抗力

係数を計算する。計算領域において、 x 方向上端のみ流入境界、それ以外の境界は流出境界を設定している。

x 方向の領域全体の長さを xl 、等間隔格子部分の長さを xl_c とする。また、それぞれの領域内に配置する格子点数を nx 、 nx_c と定める。 y 方向および z 方向においても同様のパラメータを設定する。これらの関係を xy 平面に図示すると Fig. 3.2 のようになる。本数値解析における格子設定のパラメータは Table 3.1 に示す。

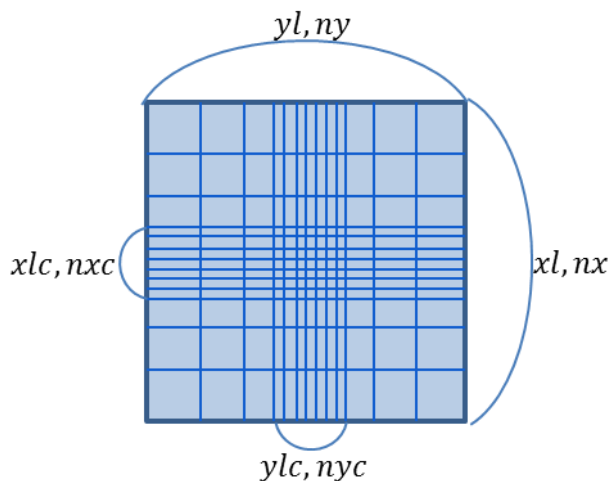


Fig. 3.2 格子設定時のパラメータ(xy 平面)

Table 3.1 格子設定

	等間隔格子領域 長さ [m] (xl_c, yl_c, zl_c)	全格子領域長さ [m] (xl, yl, zl)	等間隔格子領域 格子点数 [個] (nx_c, ny_c, nz_c)	全領域格子点数 [個] (nx, ny, nz)
x 方向	0.2	4.0	100	160
y 方向	0.2	4.0	100	160
z 方向	0.2	4.0	100	160

固定円盤の形状および、流体の物性値はそれぞれ Table 3.2、Table 3.3 のように定める。本解析におけるレイノルズ数は 1000 に設定されている。

Table 3.2 固定円盤形状

直径 d [m]	1.0×10^{-1}
厚さ [m]	1.47×10^{-2}

Table 3.3 流体の物性値

一様流速 U [m/s]	1.0×10^{-2}
密度 ρ_{water} [kg/m ³]	1.0×10^3
流体音速 c_{water} [m/s]	1.5×10^3
粘性係数 μ [kg/m·s]	1.0×10^{-3}

今回の計算において用いる流体の音速は、物性値 c_{water} に定数 c_{amp} を掛けた値、

$$c = c_{water}c_{amp} \quad (3.2)$$

を用いる。 c_{amp} を変えることで、計算モデルごとの音速を変化させ、検証を行う。

3.2.3 解析結果

Table 3.4 各モデルにおける音速およびマッハ数

	c_{amp}	c [m/s]	Ma
model 1	2.0×10^{-4}	0.3000	0.033
model 2	1.0×10^{-4}	0.1500	0.067
model 3	5.0×10^{-5}	0.0750	0.075
model 4	2.5×10^{-5}	0.0375	0.267

今回の各解析モデルにおける c_{amp} および Ma は Table 3.4 の通りである。今回は計算結果として、円盤の抗力係数を算出して比較する。抗力係数 Cd の算出方法は、

$$Cd = \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho U^2 \pi \left(\frac{d}{2}\right)^2} \quad (3.3)$$

である。ただし、 F_x は x 方向の流体力を示す。

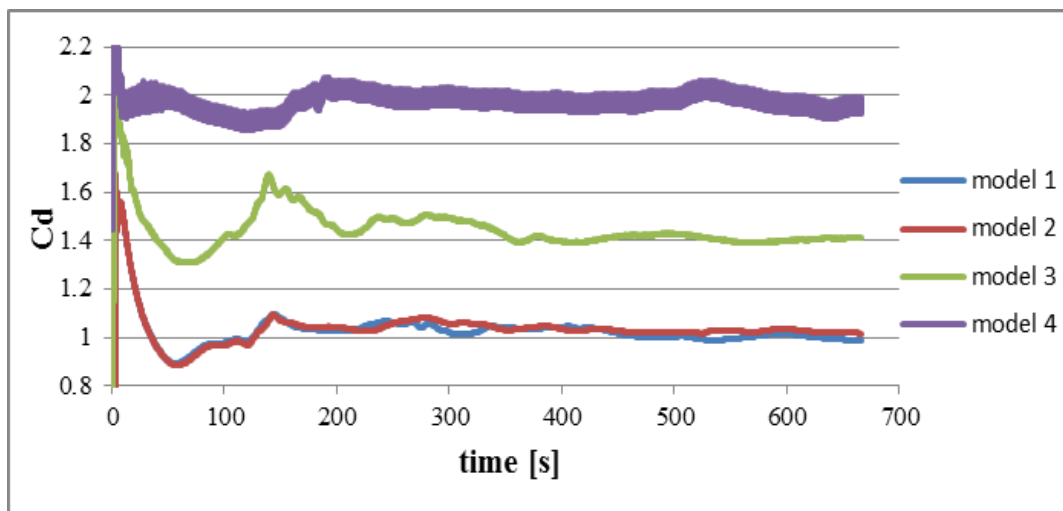


Fig. 3.3 抗力係数の時間変化

音速を変えた各 model における抗力係数の計算結果を Fig. 3.3 に示す。計算開始時は流体全体が、最初に設定された一様流速を持っている。そのため、流体挙動が安定するまで多少の時間を要している。本節においては、Fig. 3.3 より 200 [s]にて流れが安定していると想定し、それ以降の抗力係数の平均値を、その model における抗力係数の計算結果として決定している。

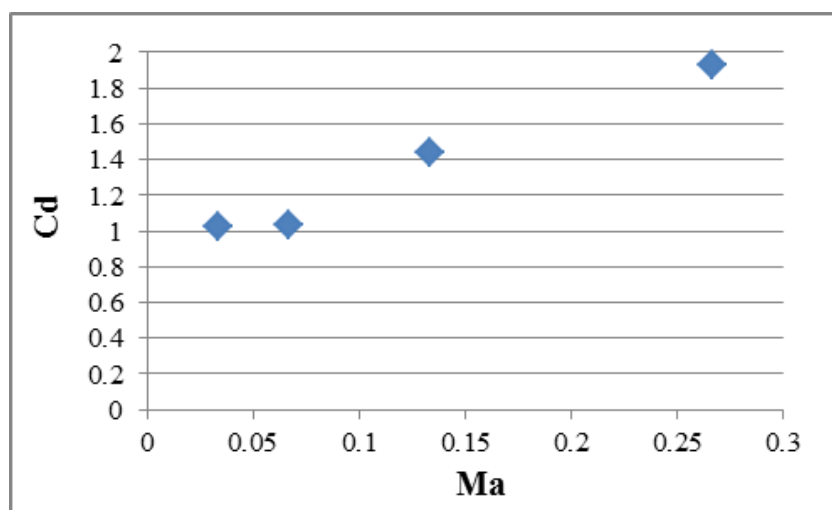


Fig. 3.4 マッハ数ごとの抗力係数の比較

Fig. 3.4 は各 model のマッハ数と抗力係数の関係を示したものである。ここでは、音速が比較的实际の音速に近い model 1 ($Cd = 1.024$) および model 2 ($Cd = 1.038$) はほぼ同じ計算結果になっている。model 3 ($Cd = 1.439$) および model 4 ($Cd = 1.925$) では抗力係数の結果が、円盤の抗力係数はおよそ 1.1 であるとする文献値[21]よりも大きな値となっている。

3.2.4 考察

マッハ数が大きくなるにつれて、圧縮性影響が大きくなってしまい、実現象とは異なる計算結果になってしまうものと考えられる。今回の結果より、今回と同様の解析を行う場合、マッハ数が model 2 の 0.067 よりも小さくなるよう条件を設定することで、圧縮性による計算結果への有意な影響は生じないと考えられる。

また本解析により、全没水の円盤の抗力係数の数値計算結果が、実験結果と一致することが確認され、格子 Boltzmann 法を用いた本プログラムの正当性が確認された。

3.3 物体-流体移動境界の取り扱い

物体は、並進方向に作用する力および重心回りの回転方向に作用するトルクにより、変位や重心回りの回転角が計算される。その運動方程式は、並進方向と回転方向それぞれ、

$$m\mathbf{a} = \mathbf{F} \quad (3.4)$$

$$I\boldsymbol{\alpha} = \mathbf{N} \quad (3.5)$$

で表される。 m は物体の質量、 \mathbf{a} は加速度、 \mathbf{F} は外力を表し、 I は慣性モーメント、 $\boldsymbol{\alpha}$ は角加速度、 \mathbf{N} はトルクを表す。

物体運動を含めた流体計算を行う場合、各時刻において、物体の位置や物体形状から、各格子点が自身の格子点状態を判別し、流体か物体のいずれかの状態となる。今まで物体ノードとして分布関数を持たなかった格子点が、物体運動によって流体ノードに切り替わった場合、適当な初期値を与える必要があるが、その手法については次節で説明する。これに加え、物体に隣接する流体ノードにおいては、Bounce-back method による計算の際に、その格子点から物体壁までの距離がパラメータとして必要になるため、これも併せて求めている。支配方程式における Collision step および Streaming step の計算を含めた、本プログラムの計算フローは Fig. 3.5 の通りである。

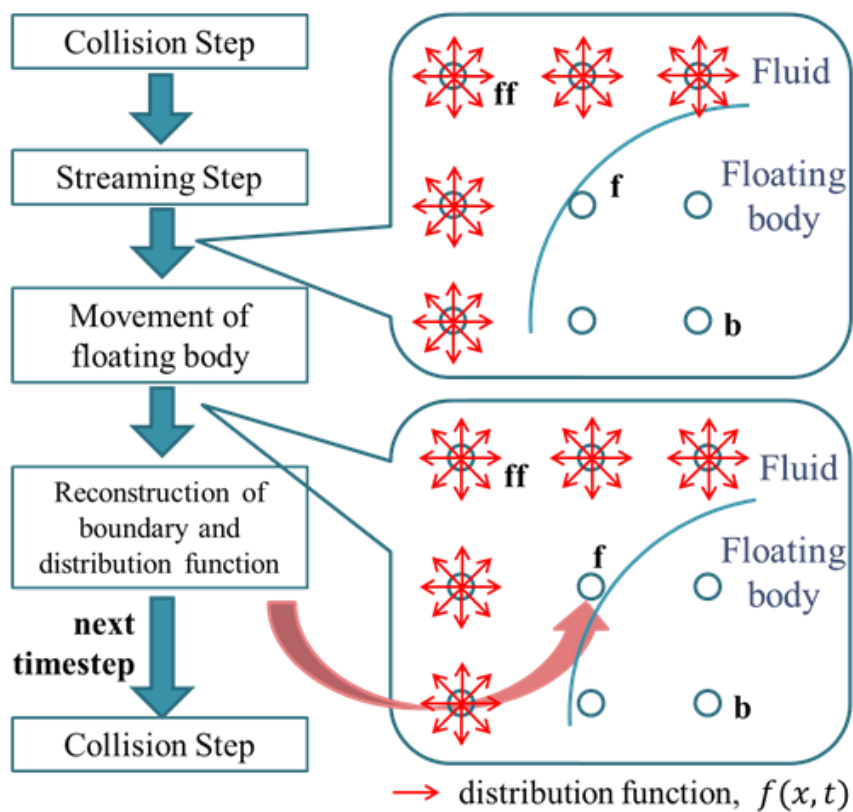


Fig. 3.5 本プログラムにおける計算フロー

3.4 流体側に露出した格子点の分布関数補完手法

3.4.1 概要

物体運動によって、物体から流体側に露出した格子点は分布関数を持たないため、何らかの方法で補完する必要がある。本研究の先行研究である平林ら[14]の数値解析プログラムにおける手法を本節で紹介し、その改善策について、いくつかの手法を 3.4.3 にて検討する。先行研究における計算プログラムにおいては、まず、求めたい格子点の分布関数を、その方向成分から Type1 から Type3 に分別する(Fig. 3.6 - Fig. 3.8)。

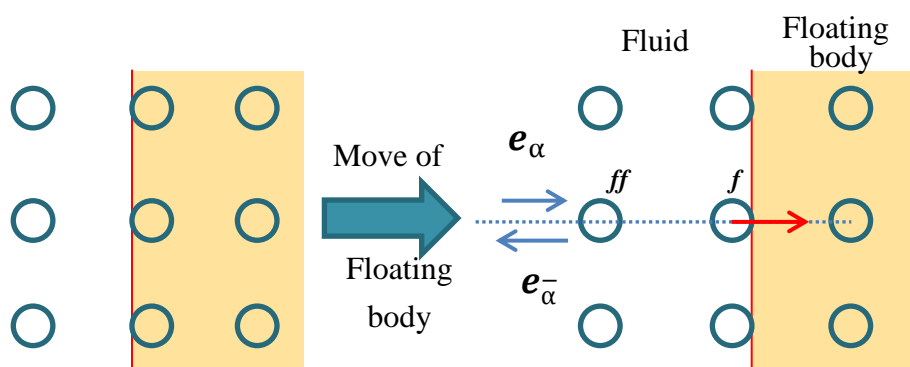


Fig. 3.6 Type1 の分布関数

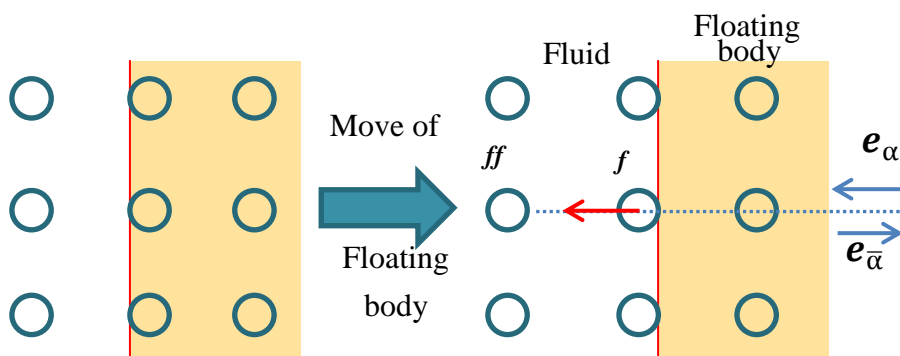


Fig. 3.7 Type2 の分布関数

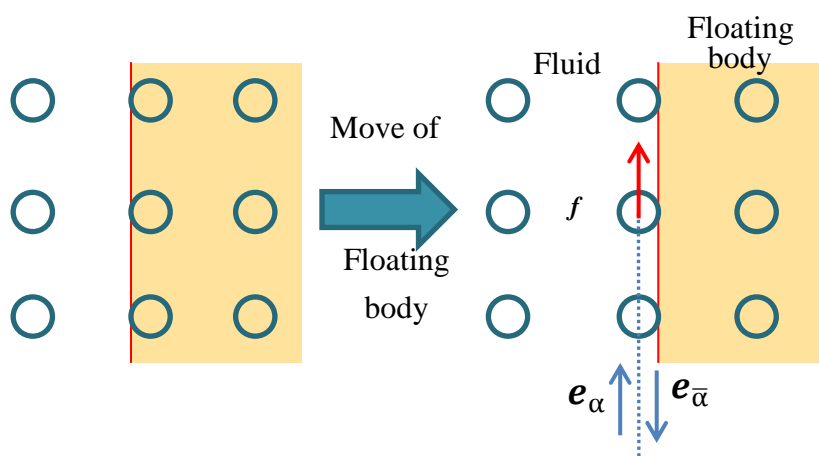


Fig. 3.8 Type3 の分布関数

Type1 は、物体に向かっていく分布関数である。この方向成分は次のタイムステップにおいて、一つ前の格子点 ff に存在する分布関数が並進してくる。そのためここでは、 ff の分布関数をそのまま先取りして外挿している。

Type2 は、物体から離れていく分布関数である。**Type2** は、次のタイムステップにおいても後方から **Streaming** してくる分布関数が少ない。そのため、先に外挿した **Type1** の分布関数から **Bounce-back** 計算を行い、その値を外挿している。

Type3 は、物体壁に沿った分布関数で、**Streaming** してくる後方の格子点 ff は流体ノードであるが、物体運動によって物体から流体側に露出したばかりの格子点であるため、同タイムステップに補完されたばかりの値が入っており、扱い方に注意が必要である。ここでは、 ff の分布関数もまた **Type3** である場合、さらに $\mathbf{e}_{\bar{\alpha}}$ 方向に遡り、**Type3** でない分布関数に到達した時点において、その点の分布関数を外挿している。

3.4.2 流体に露出する格子点数による比較

物体運動により格子点状態が物体から流体に切り替わった際の、分布関数の補完方法を前項で説明した。しかし、この分布関数の外挿が同時に多くの流体ノードで起こる場合、流体解析や流体力評価に影響を及ぼす可能性がある。本項では、第3章と同様のモデル(**Fig. 3.9**)を使用し、物体に強制変位を与えて、円盤形状の平坦部がわざと多くの格子点を一度にまたぐように設定し、その影響を観測する。これに加え、格子に対する物体の向きを変えることで、分布関数が一度に外装される格子点数を変化させ、この格子点数と流体力の擾乱の関係性について検討する。

Table 3.5 格子設定のパラメータを表し、**Table 3.6** は円盤形状および円盤を流れ方向上流へ強制変位させる速度を表す。

直径 d [m]	1.0×10^{-1}
厚さ [m]	1.47×10^{-2}
強制変位速度 u_{force} [m/s]	1.0×10^{-4}

Table 3.7 は設定された流体の物性値である。ここで流体音速は、3.2における検討を踏まえ、 $c = 3.0 \times 10^{-1}$ [m/s] に設定されている。また、円盤の円形断面の垂直方向に一様流速 \mathbf{U} が設定され、物体は一様速度 \mathbf{u}_{force} で流れ方向に逆行する形で強制的に等速運動をさせている。

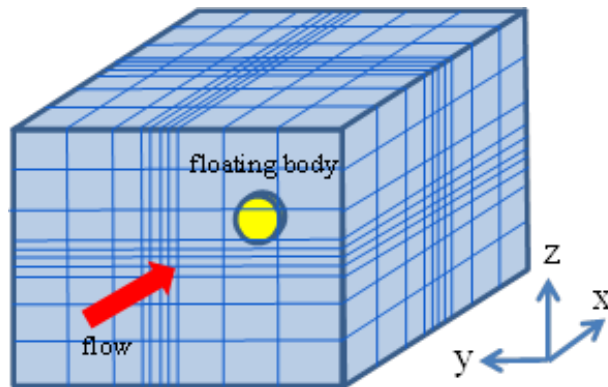


Fig. 3.9 model 1 の解析モデル

Table 3.5 格子設定

	等間隔格子領域 長さ [m]	全格子領域長さ [m]	等間隔格子領域 格子点数 [個]	全領域格子点数 [個]
x方向	0.2	4.0	100	160
y方向	0.2	4.0	100	160
z方向	0.2	4.0	100	160

Table 3.6 円盤形状および強制変位速度

直径 d [m]	1.0×10^{-1}
厚さ [m]	1.47×10^{-2}
強制変位速度 u_{force} [m/s]	1.0×10^{-4}

Table 3.7 流体の物性値

一様流速 U [m/s]	1.0×10^{-2}
密度 ρ_{water} [kg/m ³]	1.0×10^3
音速 c [m/s]	3.0×10^{-1}
粘性係数 μ [kg/m·s]	1.0×10^{-3}

今回は model 1 から model 3 までの 3 種類の model を用意した。各モデルは格子点に対する物体設置方向・一様流れ方向・物体運動方向がそれぞれ変えてあるが、同様の流体现象を想定している。ここでは、数値解析モデル上での格子点設定と物体位置の関係性が計算結果に及ぼす影響について比較している。model 1 の向きを基準とし、model 2 および model 3 の傾斜角を Table 3.8 に示す。また、各モデルの模式図を Fig. 3.10 に示す。

Table 3.8 model 1 を基準とした物体の傾斜角

	傾斜角 [degree]
--	--------------

model 1	0
model 2	45
model 3	60

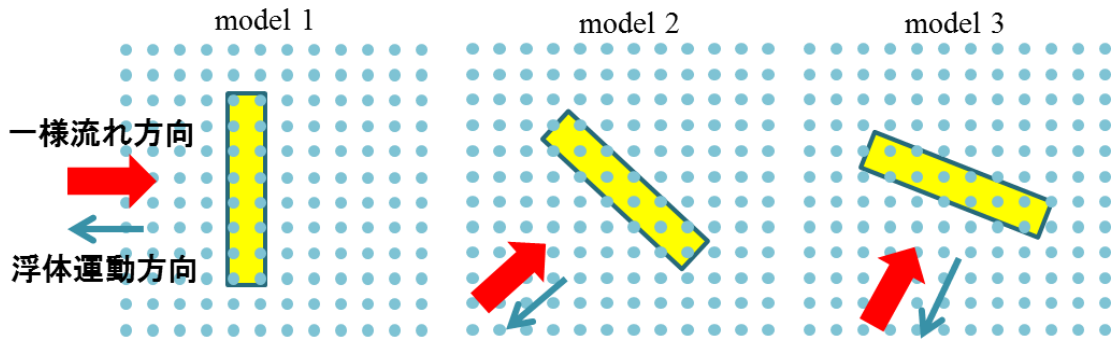


Fig. 3.10 各モデルにおける物体設置方法

Fig. 3.11 は、各モデルにおける抗力係数の値を示している。計算開始直後の流れの擾乱による影響を避けるために、10000 [time step] (66.7 [s]) 後から物体運動を開始させている。物体運動開始直後、いずれの model においても抗力係数が一時的に跳ね上がる現象が起きているが、これは物体に強制変位を与え始めたことで、物体から見た相対流速が 1.0×10^{-2} [m/s] から 1.01×10^{-2} [m/s] に上昇し、流れの様子が変わったことが原因であると考えられる。

Fig. 3.12 は、物体から流体側に露出した格子点数の時間変化を示している。model 1 および model 2 はある時刻で非常に多くの格子点が物体から流体に状態を変えており、その瞬間に流体力の擾乱を引き起こしている。model 3 は、一度に状態が変わる格子点の数が最大でも 50 個程度であり、流体力の値の乱れがほとんどないことが分かる。

以上の結果より、格子点配置が物体壁と平行にならないよう留意することで、格子点の状態変化による流体力の擾乱が大きく反映されることを防ぐことができると考えられる。

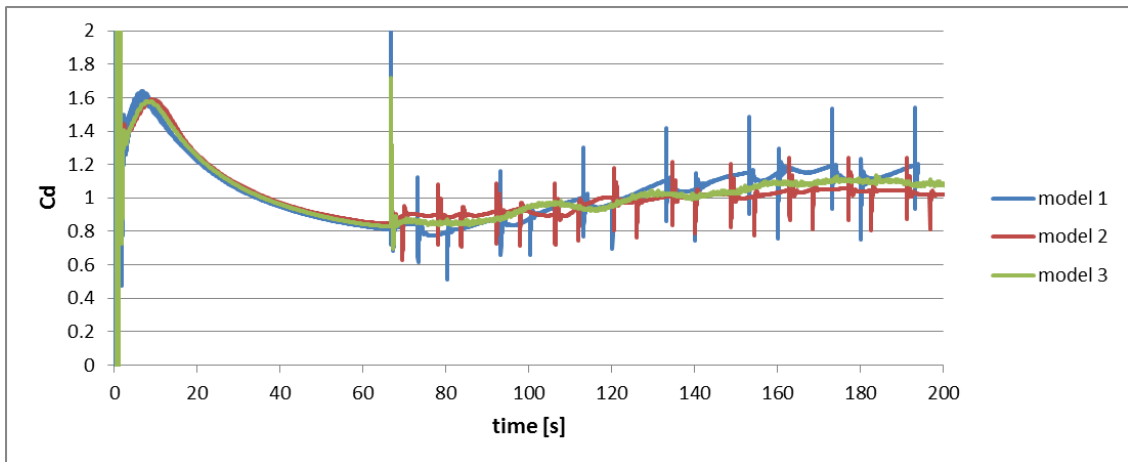


Fig. 3.11 各モデルにおける流体力

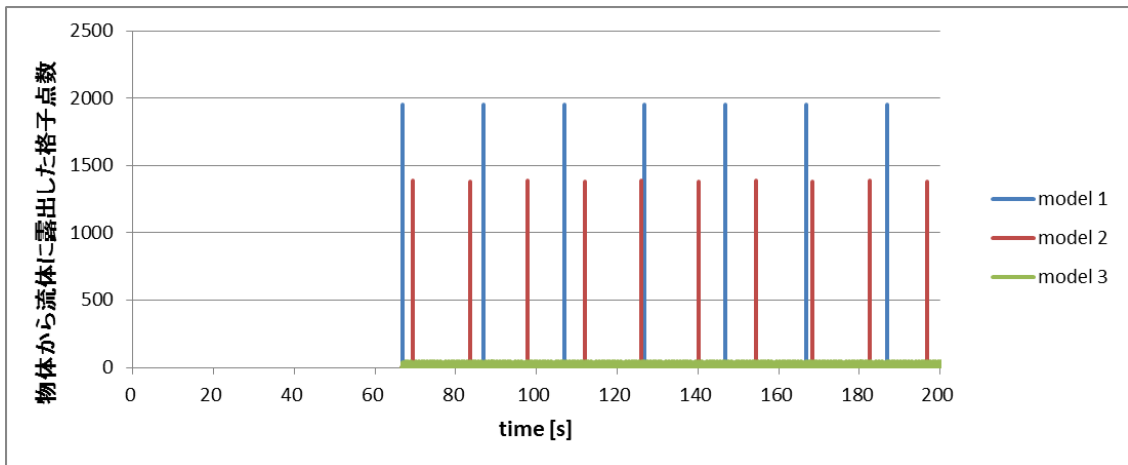


Fig. 3.12 各モデルにおける物体から流体側に露出した格子点数

3.4.3 分布関数補完法の検討

先項で検討した流体力の擾乱は物理現象ではなく数値計算上生じてしまうものであり、できるだけ生じないように策を講じるべきである。先項では、格子点配置と物体の向きに配慮することで流体力の乱れを減らすという検討を行った。本項では、物体に入る分布関数の初期値の入れ方を工夫することで、この擾乱を抑える手法について検討する。

従来の手法を手法 a) とし、これに加え新たに考えた手法 b) c) d)を紹介し、それぞれの method を搭載した計算プログラムで 3.4.2 model 1 と全く同じ計算を行い、その計算結果を比較する。

手法 a)

3.4.1 で紹介した手法である。物体ノードが流体ノードに切り替わった時点で外挿する分布関数を計算するため、数値計算上の計算量は以下で紹介する手法に比べて最も小さい。

手法 b)

この手法は、物体-流体境界が格子点をまたぐことで、Bounce-back 計算で用いるパラメータの計算方法が式(2.17)から式(2.18)に切り替わることが、計算結果の擾乱をもたらしていると考え、Bounce-back 計算での流体力評価に大きな影響を与える Type 1 の分布関数の初期値設定に重点を置いた手法である。

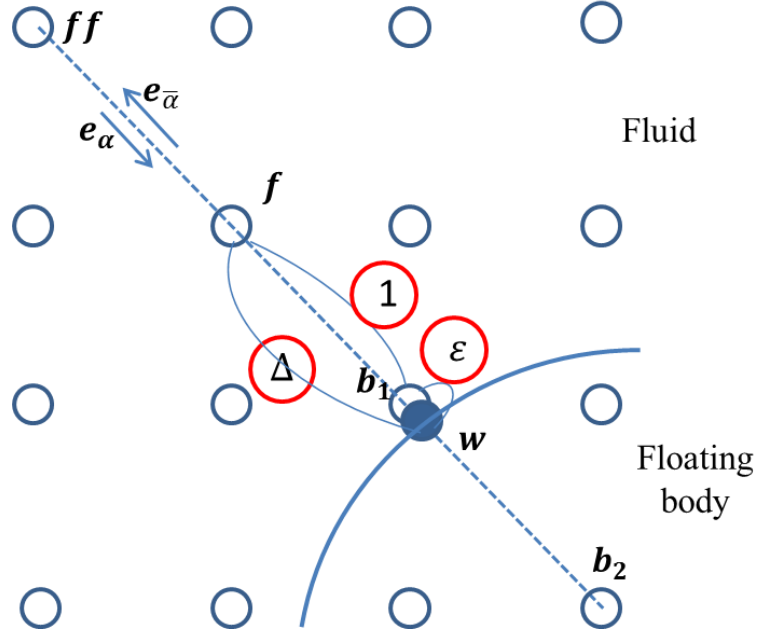


Fig. 3.13 仮想的な Δ を考慮した Bounce-back 計算の図

物体-流体境界が格子点をまたぐ直前は、格子点と物体壁の位置関係が $\Delta \geq \frac{1}{2}$ であるため、Bounce-back 計算では式(2.17)を用いている。仮に、物体-流体境界通過後もこの式を使い続けるとすると(Fig. 3.13)、Bounce-back 計算におけるパラメータは式(2.17)を参考に、

$$\mathbf{u}_{bf} = \frac{(\Delta - 1)\mathbf{u}_f + \mathbf{u}_w}{\Delta} = \frac{\varepsilon\mathbf{u}_f + \mathbf{u}_w}{1 + \varepsilon} \quad (3.6)$$

$$\chi = \frac{2\Delta - 1}{\tau} = \frac{2\varepsilon + 1}{\tau} \quad (3.7)$$

となる。ただし、 $\Delta = 1 + \varepsilon > 1$ である。

これをもとに、物体が受ける力を式(2.19)より計算すると以下のようなになる。

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_w &= \mathbf{e}_\alpha [f_\alpha(\mathbf{x}_f) + f_{\bar{\alpha}}(\mathbf{x}_{b1})] \\ &= \mathbf{e}_\alpha \left[f_\alpha(\mathbf{x}_f) + \left(1 - \frac{2\varepsilon + 1}{\tau}\right) f_\alpha(\mathbf{x}_f) + \frac{2\varepsilon + 1}{\tau} f_\alpha^{(*)}(\mathbf{x}_{b1}) + 2\omega_\alpha \rho \frac{3}{c^2} \mathbf{e}_{\bar{\alpha}} \cdot \mathbf{u}_w \right] \end{aligned} \quad (3.8)$$

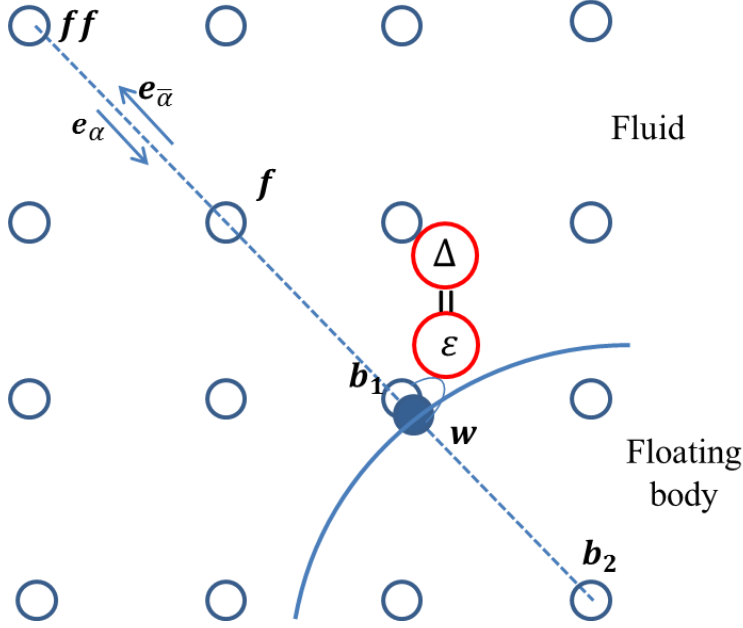


Fig. 3.14 通常の Δ を用いた Bounce-back 計算の図

一方、通常通り式(2.18)に従って Bounce-back 計算を行う場合(Fig. 3.14)のパラメータは、

$$\mathbf{u}_{bf} = \mathbf{u}_f \quad (3.9)$$

$$\chi = \frac{2\Delta - 1}{\tau - 2} = \frac{2\varepsilon - 1}{\tau - 2} \quad (3.10)$$

となり、この点での流体力を計算すると

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_w &= \mathbf{e}_\alpha [f_\alpha(\mathbf{x}_{b1}) + f_{\bar{\alpha}}(\mathbf{x}_{b2})] \\ &= \mathbf{e}_\alpha \left[f_\alpha(\mathbf{x}_{b1}) + \left(1 - \frac{2\varepsilon - 1}{\tau - 2}\right) f_\alpha(\mathbf{x}_{b1}) + \frac{2\varepsilon - 1}{\tau - 2} f_\alpha^{(*)}(\mathbf{x}_{b2}) + 2\omega_\alpha \rho \frac{3}{c^2} \mathbf{e}_{\bar{\alpha}} \cdot \mathbf{u}_w \right] \end{aligned} \quad (3.11)$$

となる。

ここで、式(3.8)と式(3.11)の右辺が一致すれば、Bounce-back method の切り替え前後における流体力が完全に一致するものと考えられる。これを立式すると、

$$\begin{aligned} &\left(2 - \frac{2\varepsilon + 1}{\tau}\right) f_\alpha(\mathbf{x}_f) \\ &\quad + \frac{2\varepsilon + 1}{\tau} \omega_\alpha \rho(\mathbf{x}_f) \left[1 + \frac{3}{c^2} \mathbf{e}_\alpha \cdot \left(\frac{\varepsilon \mathbf{u}_f + \mathbf{u}_w}{1 + \varepsilon}\right) + \frac{9}{2c^4} (\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u}_f)^2 - \frac{3}{2c^2} \mathbf{u}_f \cdot \mathbf{u}_f\right] \\ &= \left(2 - \frac{2\varepsilon - 1}{\tau - 2}\right) f_\alpha(\mathbf{x}_{b1}) \\ &\quad + \frac{2\varepsilon - 1}{\tau - 2} \omega_i \rho(\mathbf{x}_{b1}) \left[1 + \frac{3}{c^2} \mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u}_f + \frac{9}{2c^4} (\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u}_{b1})^2 - \frac{3}{2c^2} \mathbf{u}_{b1} \cdot \mathbf{u}_{b1}\right] \end{aligned} \quad (3.12)$$

となる。この中で目的変数を $f_\alpha(\mathbf{x}_{b1})$ とし、 $\rho(\mathbf{x}_{b1})$ および \mathbf{u}_{b1} は $f_\alpha(\mathbf{x}_{b1})$ の従属変数と見なすことができる。従って、まず $f_\alpha(\mathbf{x}_{b1})$ を求め、そこから求めた $\rho(\mathbf{x}_{b1})$ および \mathbf{u}_{b1} を次の計算時に用いるという、同時刻内での繰り返し計算を行い、 $f_\alpha(\mathbf{x}_{b1})$ の変動幅が規定の収束値内に収まった時点で計算を終了し、 $\rho(\mathbf{x}_{b1})$ および \mathbf{u}_{b1} を決定するという手法を用いた。

Type 2 は従来通り、Type 1 にて求めた分布関数を用いた Bounce-back 計算によって求めている。

Type 3 は、流体密度、流速から推定した平衡分布関数を入れている。

手法 c)

この手法は、物体内部においても仮想的に流体の分布関数を設定し、物体ノードが流体ノードになった際に、初期値として分布関数を挿入する手法である。

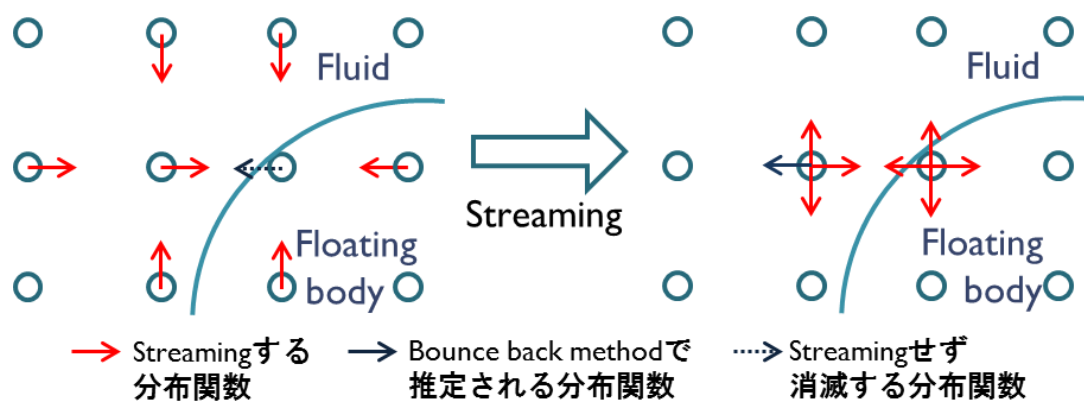


Fig. 3.15 手法 c)における Streaming step での分布関数の取り扱い

Fig. 3.15 に示すように、流体ノードについては従来通り隣の格子点からの並進および物体壁での Bounce-back 計算で分布関数を求める。物体内の分布関数については、流体から入ってくる分布関数をそのまま透過させ、流体ノードと同様に計算する。物体から流体に向かう分布関数は、Bounce-back method で計算された分布関数に置換されるため、Streaming step で流体側に出ていくことは無い。物体内での計算は、物体ノードが流体側に露出した時の初期値を与えるためのものである。

手法 d)

手法 d)は、手法 c)での物体内仮想分布関数計算に加え、物体-流体境界にごく近い物体ノードにおいて、流体ノードになった瞬間から適応される Bounce-back 計算をあらかじめ行っておくことで、初期値としての精度をさらに高めることを狙った手法である(Fig. 3.16)。

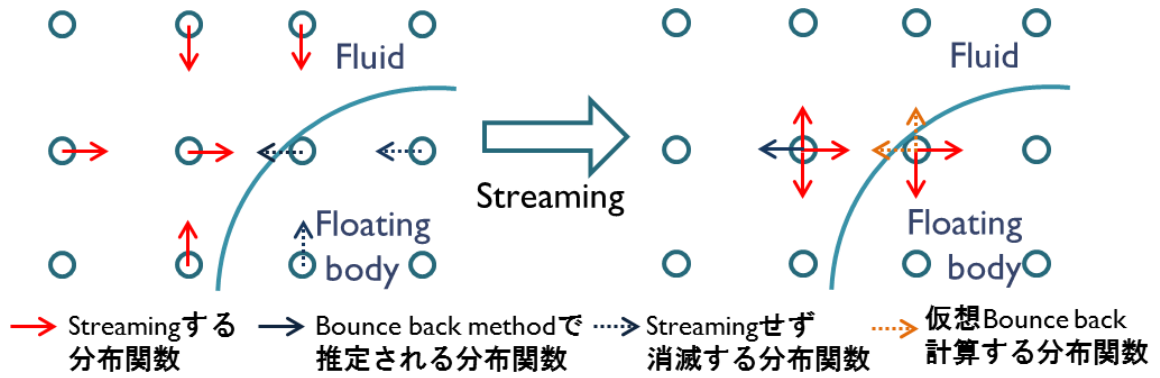


Fig. 3.16 手法 d)の Streaming step での取り扱い

物体-流体境界が移動し、格子点 b_1 を通過する前の様子が Fig. 3.17、通過後の様子が Fig. 3.18 である。Fig. 3.18 の Δ は明らかに $\Delta < \frac{1}{2}$ であるから、式(2.18)式を用いて Bounce-back 計算を行う。そこで、(2.18)式の Δ を、Fig. 3.17 における $\Delta' = -(1 - \Delta) < 0$ に置き換えて仮想的な Bounce-back 計算を適用しておくことで、移動境界通過後の Bounce-back 計算の準備とすることができる。これを式にすると以下のようなになる。

Fig. 3.17において、

$$f_{\bar{\alpha}}(\mathbf{x}_{b_2}, t) = (1 - \chi)f_{\alpha}(\mathbf{x}_{b_1}, t) + \chi f_{\alpha}^*(\mathbf{x}_{b_2}, t) + 2w_{\alpha}\rho \frac{3}{c^2} \mathbf{e}_{\bar{\alpha}} \cdot \mathbf{u}_w \quad (3.13)$$

ただし、

$$f_{\alpha}^*(\mathbf{x}_{b_2}, t) = w_{\alpha}\rho(\mathbf{x}_{b_1}, t) \left[1 + \frac{3}{c^2} \mathbf{e}_{\alpha} \cdot \mathbf{u}_{bf} + \frac{9}{2c^4} (\mathbf{e}_{\alpha} \cdot \mathbf{u}_{b_1})^2 - \frac{3}{2c^2} \mathbf{u}_{b_1} \cdot \mathbf{u}_{b_1} \right] \quad (3.14)$$

$$\mathbf{u}_{bf} = \mathbf{u}_f \quad \left(\text{for } \Delta < \frac{1}{2} \right) \quad (3.15)$$

$$\chi = \frac{2\Delta' - 1}{\tau - 2} = \frac{2\Delta - 3}{\tau - 2}. \quad \left(\text{for } \Delta < \frac{1}{2} \right) \quad (3.16)$$

である。

ここで計算した $f_{\bar{\alpha}}(\mathbf{x}_{b_2}, t)$ が Streaming step において並進し、

$$f_{\bar{\alpha}}(\mathbf{x}_{b_1}, t + \delta t) = f_{\bar{\alpha}}(\mathbf{x}_{b_2}, t) \quad (3.17)$$

となる。

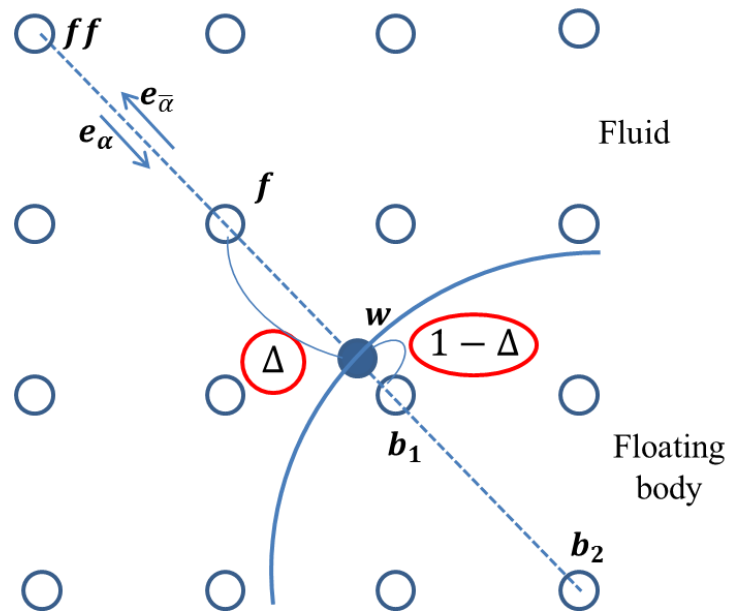


Fig. 3.17 物体-流体境界通過前の格子分布

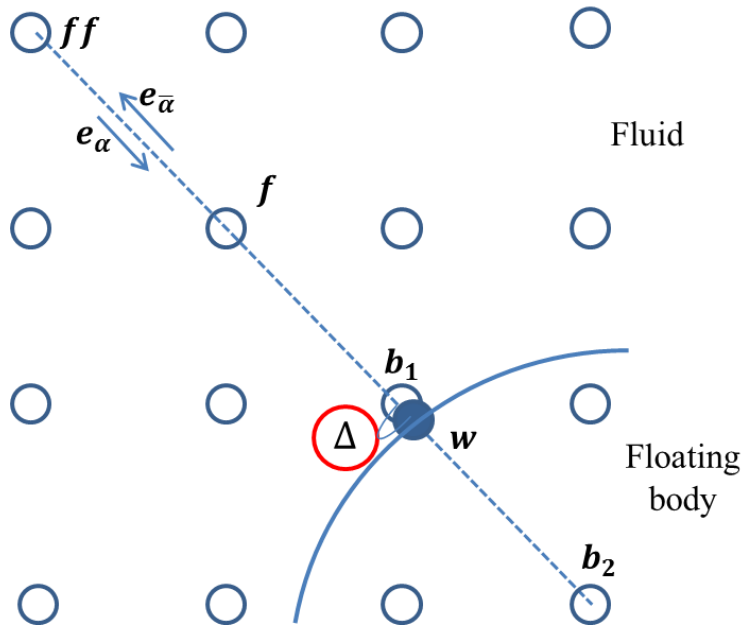


Fig. 3.18 物体-流体境界通過後の格子分布

以上の手法 a) から手法 d) を用い、3.4.2 の model 1 と同様の条件のもと、1000 [time step] から物体を強制変位させ、抗力係数を出力した。ここでの円盤の流体に対する相対速度は 1.01×10^{-2} [m/s] である。Fig. 3.19 から Fig. 3.22 にそれぞれの手法での計算結果を示すが、比較のために円盤を完全拘束し、 1.01×10^{-2} [m/s] の一様流速を与えた場合の抗力係

数の推移を示したグラフを赤線で掲載する。

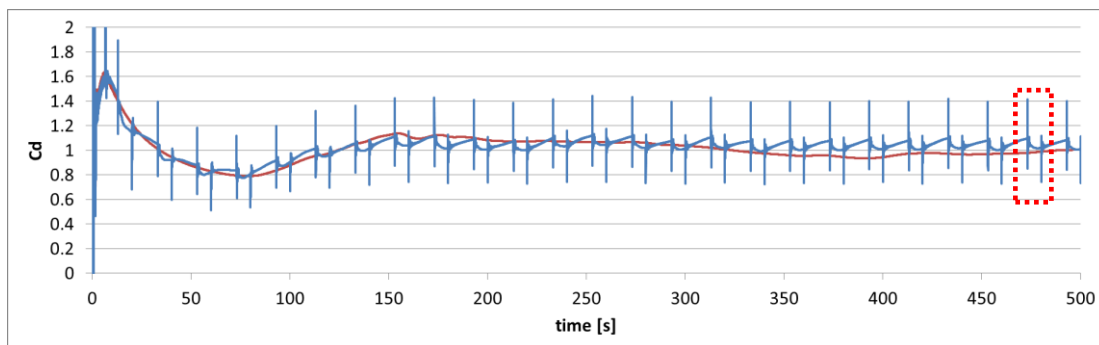


Fig. 3.19 手法 a)を用いた抗力係数の推移

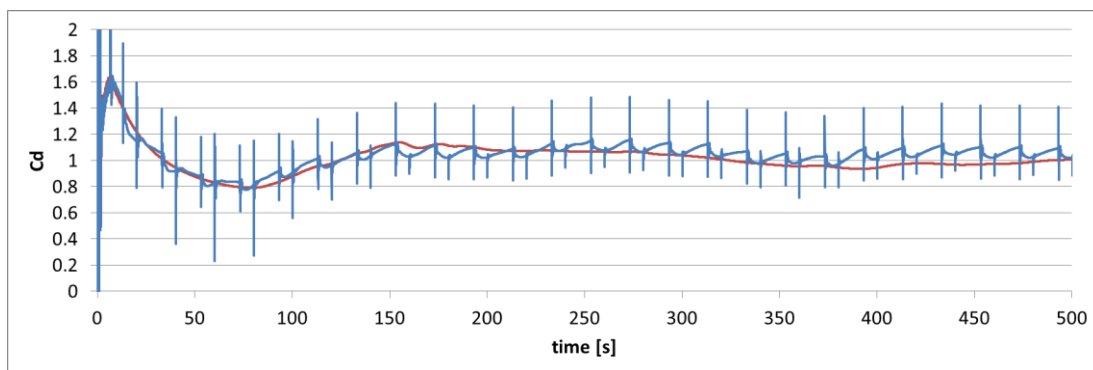


Fig. 3.20 手法 b)を用いた抗力係数の推移

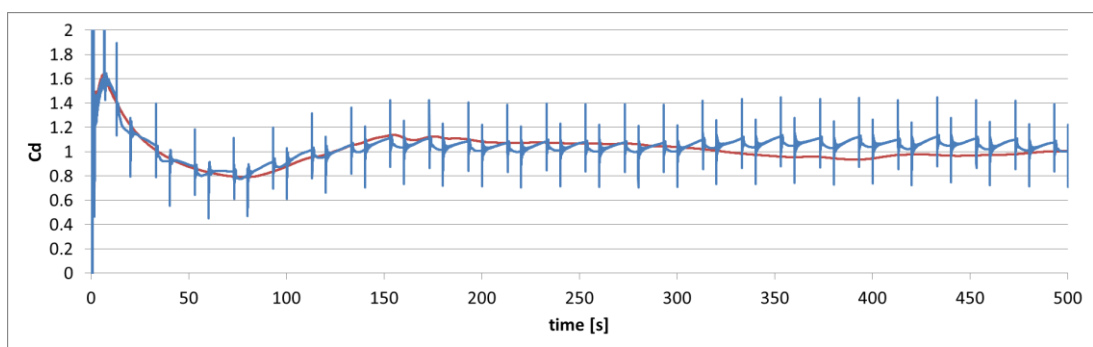


Fig. 3.21 手法 c)を用いた抗力係数の推移

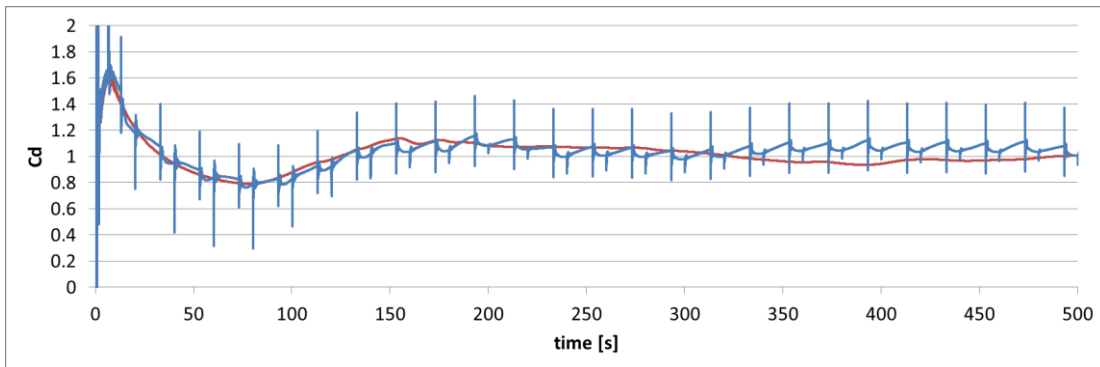


Fig. 3.22 手法 d)を用いた抗力係数の推移

いずれのグラフにおいても、大まかな時間推移は類似しているが、物体-流体境界が格子点をまたいだ時点で、流体力の振動が生じている。Fig. 3.19 の赤点線で囲んだ部分を拡大したものが Fig. 3.23 である。これを見ると、(1)および(2)の二つの擾乱が存在することが分かる。円盤の変位と格子点の関係から、(1)は流体ノードが物体に取り込まれた時刻と、(2)は物体ノードが流体に露出した時刻とそれぞれ一致する。(1)では、分布関数の新たな外挿は必要なく、この擾乱は境界近傍の流体ノードでの **Bounce-back method** が切り替わったことが原因であると考えられる。(2)は、流体ノードの初期値の外挿と **Bounce-back method** の切り替えの双方が起こる場所である。今回の手法 a)から手法 d)での操作により、流体力の擾乱の緩和が見込めるのは(2)の方である。Fig. 3.19 から Fig. 3.22 を見ても、(1)の振動幅はほぼ同じであることが分かる。

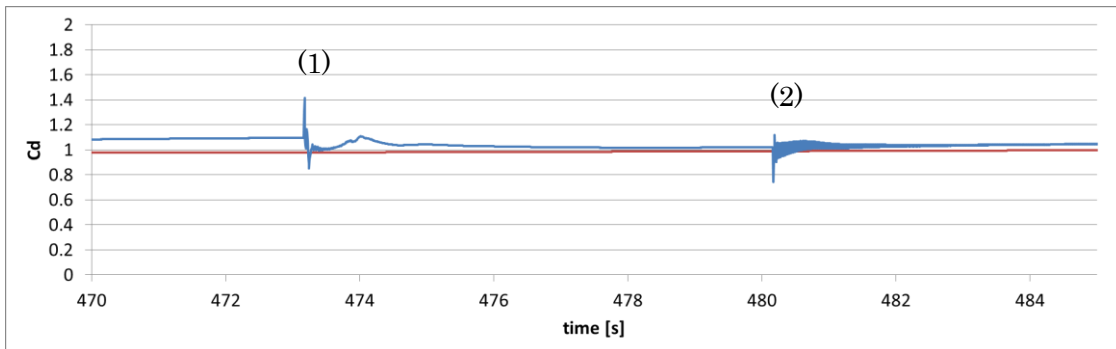


Fig. 3.23 手法 a)を用いた抗力係数の推移(470~485[s])

ここで、各手法での(2)の振幅および抗力係数を比較する。流れが安定したと考えられる200 [s]以降での(2)の振動の振幅の平均値および抗力係数の平均値を示したのが Table 3.9 である。ここでの振幅とは、物体-流体境界が格子点をまたぐ直前と直後の抗力係数の差を意味する。

Table 3.9 各手法の(2)の振幅および抗力係数

	(2)の振幅	抗力係数
流れのみ	-	1.005
手法 a)	0.281	1.045
手法 b)	0.158	1.057
手法 c)	0.230	1.051
手法 d)	0.084	1.031

(2)の振幅を見ると従来の手法 a)に対し、新たに提案したいずれの手法についても、(2)の振幅を減らすことができた。特に手法 d)は(2)の振幅が3分の1以上減少し、抗力係数の値も円盤を動かさない流れのみのモデルの抗力係数に最も近い値になった。今回の検証で、流れのみのモデルから最も抗力係数が離れていた手法 b)でも約5%の差に収まっており、手法 d)に関してはその差は3%未満であった。

3.4.4 考察

3.4.2において、物体-流体境界が同時刻にまたぐ格子点の数が多いほど、流体力評価に大きな擾乱をもたらすことが分かった。今回用いたモデルのように、物体の水平面が直交格子の方向と一致する場合には、流体力が振動する恐れがあり、注意が必要である。しかし、model 1での計算は、最も極端に擾乱が生じるよう設定されており、流体力や係留力によって並進・傾斜する浮体運動を解く場合は、多少の物体の傾斜によって、今回の解析ほど厳しい状況にはならないと考えられるが、同時刻に物体-流体境界がまたいだ格子点数をモニターし、その数値が大きい場合には、格子配置を傾けるなどの対応を行うことで改善が見込めると考えられる。

3.4.3において、物体から流体側に露出した格子点への初期値の与え方について検討した。その結果、物体内にも仮想的に分布関数を設定し、内部で Collision step 計算、Streaming step 計算、仮想的 Bounce-back 計算を行う手法 d)が、最も流体力の擾乱を防ぐ効果が見られた。ここで論じられた手法については、物体から流体に露出した格子点に適切な初期値を与えるための検討であり、それ以外の部分では流体計算に影響を与えるものではないため、本検証において有用であると判断された手法 d)の実装にあたっては、障害は無いものと考えられる。

3.5 第3章のまとめ

3.2 においては格子 Boltzmann 法における音速依存性について検証した。仮想的に低い音速を設定することで計算時間の短縮を図ることができるが、これは流体の圧縮性を許容することとなるため、その影響が解析結果に大きく反映されないようマッハ数を考慮しながら検討する必要がある。

3.3 において、先行研究における物体-流体境界の取り扱いについて説明し、3.4 において物体-流体境界が多数の格子点を同時にまたぐことによる流体力の擾乱の検証とその改善策を検討した。物体-流体境界が同時刻にまたぐ格子点数が少なくなるよう格子配置に配慮するとともに、物体内部にも仮想的な分布関数を配した計算を用いた適切な初期値の外挿によって、流体力の擾乱を軽減できることを明らかにした。

第4章 VIM 挙動解析

4.1 はじめに

本章では、前章にて検証した結果を踏まえ、線形ばねで拘束された全没水円柱形物体および、自由すべり面として水面を有する半没水円柱形浮体の運動特性および物体周りの流体挙動について検証、考察を行う。

4.2 全没水物体の VIM 挙動解析

4.2.1 概要と目的

線形ばね係留された全没水円柱形物体を設置し、レイノルズ数 1000 に設定した流れ条件のもと、円柱形物体の運動挙動を解析するとともに、物体周辺の流体挙動について検証を行う。本解析により、渦励振挙動である VIM の発生を確認し、その運動特性について検証を行うことを目的としている。

4.2.2 解析条件

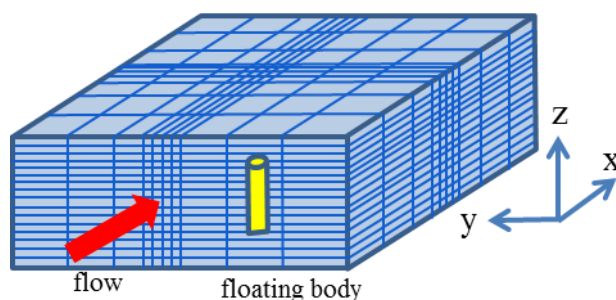


Fig. 4.1 本節で用いた解析モデル

本節での解析では、水で満たされた計算領域の中央に、 z 方向に直立した円柱形状物体を設置し(Fig. 4.1)、 x 方向および y 方向に線形ばねで拘束した解析モデルを使用する。計算領域において、 x 方向上端のみ流入境界、それ以外の境界は流出境界を設定している。

格子に関しては、 x, y 方向に等間隔格子と不等間隔格子を組み合わせた格子を設定しており、物体が縦長の形状をしているため、 z 方向に長めに等間隔領域を取っている。格子設定のパラメータに関しては Fig. 4.2 および Table 4.1 に示す。

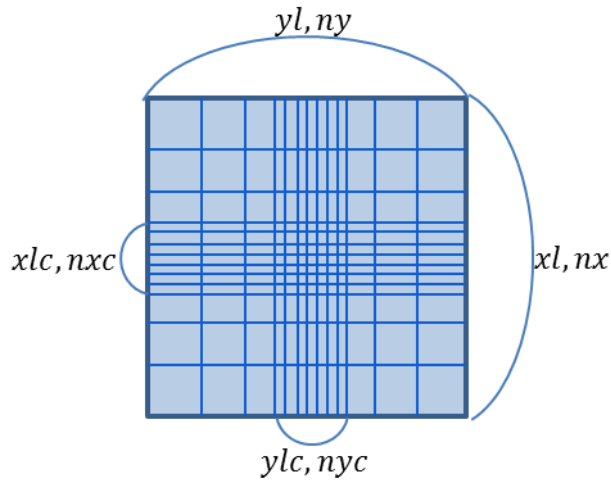


Fig. 4.2 格子設定時のパラメータ(xy平面)

Table 4.1 格子設定

	等間隔格子領域 長さ [m] (<i>xlc, ylc, zlc</i>)	全格子領域長さ [m] (<i>xl, yl, zl</i>)	等間隔格子領域 格子点数 [個] (<i>nxc, nyc, nzc</i>)	全領域格子点数 [個] (<i>nx, ny, nz</i>)
<i>x</i> 方向	0.2	4.0	50	100
<i>y</i> 方向	0.2	4.0	50	100
<i>z</i> 方向	2.0	2.0	500	500

円柱形物体の形状および流体の物性値をそれぞれ Table 4.2、Table 4.3 に示す。ただし、重心高さは、底面からの高さを表している。音速は、3.2 における model 1 と同じマッハ数になるよう設定した。*x, y*方向については、線形ばねのばね係数を 5.0×10^{-2} [N/m] に設定している。

本解析は全没水物体の挙動解析であるが、半没水の円柱形浮体を想定した場合、浮体運動の*z*方向の復原力は、浮体に作用する重力と浮力の差になるはずである。すなわち、流体力を除いた浮体に作用する力 F_{Pz} は、鉛直上向きを正とすると以下のようなになる。

$$F_{Pz} = \rho_{water} V_{water} g - mg \quad (4.1)$$

ただし、 ρ_{water} は水の密度、 V_{water} は没水部の体積、 m は浮体の質量、 g は重力加速度を示す。

浮体の傾斜が無いとして、水線断面積が $S = \pi \left(\frac{d}{2}\right)^2$ で一定と仮定すると、*z*方向に δz だけ変位した時の*z*軸並進方向の復原力は、

$$\begin{aligned} \delta F_{Pz} &= \rho_{water} \delta V_{water} g \\ &= -\rho_{water} S \delta z g \end{aligned} \quad (4.2)$$

である。ただし、 δV_{water} は、没水体積の変化量とする。復原力が並進変位 δz に比例しているため、 z 方向の運動に関しても線形ばね拘束された物体運動と仮定することができる。そのばね定数 k_z は、

$$k_z = \rho_{water} S g \quad (4.3)$$

である。Table 4.4 の z 方向ばね定数は、式(4.3)をもとに計算されている。

Table 4.2 円柱形物体の形状

直径 d [m]	1.0×10^{-1}
高さ h [m]	5.0×10^{-1}
密度 ρ_{body} [m]	1.0×10^3
重心高さ h_g [m]	1.0×10^{-1}

Table 4.3 流体の物性値

一様流速 U [m/s]	1.0×10^{-2}
密度 ρ_{water} [kg/m ³]	1.0×10^3
音速 c [m/s]	3.0×10^{-1}
粘性係数 μ [kg/m·s]	1.0×10^{-3}

Table 4.4 線形ばね定数

x 方向ばね係数 k_x [N/m]	5.0×10^{-2}
y 方向ばね係数 k_y [N/m]	5.0×10^{-2}
z 方向ばね係数 k_z [N/m]	7.7×10^1

浮体構造物においては x, y 軸回りの回転が生じた場合に、浮心位置の移動に伴う復原力のはたらくが、本解析では静水圧を考慮していないため復原力が生じない。 z 軸回りの回転に関しても、通常は係留張力による復原力が働くと考えられるが、本解析では係留の効果を模したのものとして、各方向の並進変位に応じた線形ばねを設置しているため、やはり復原力が作用しない。そのため、物体が急速に回転することを防ぐために、物体形状から計算される値よりも 10^2 倍大きな慣性モーメントを仮想的に与えている。

4.2.3 解析結果

Fig. 4.3 は、円柱物体の並進変位を示しており、 x, y 方向について一定の周期での運動が起こっていることが分かる。 z 方向については、浮力と重力を考慮した仮想的な線形ばねで拘束されているため、 x, y 方向とは運動周期が異なっているが、短周期での運動が確認されている。Fig. 4.4 は円柱物体の回転角を示している。今回は回転を抑えるよう、仮想的に大きな慣性モーメントを与えているため、回転角は非常に緩やかに変動している。

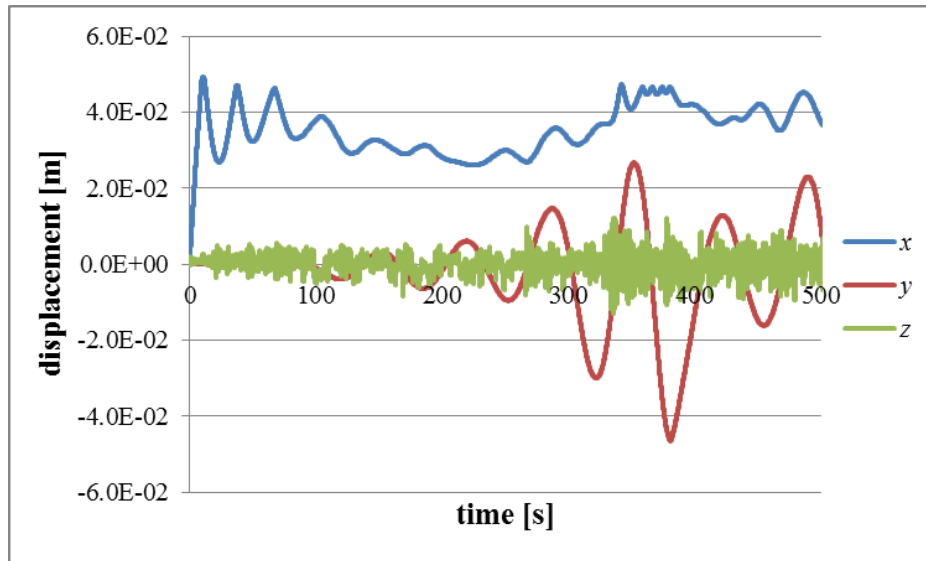


Fig. 4.3 円柱物体の並進変位

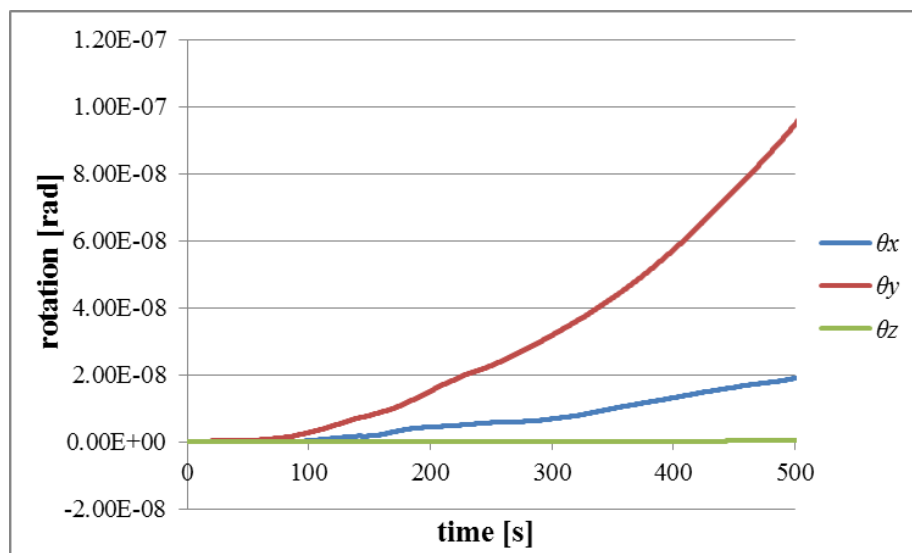


Fig. 4.4 円柱物体の回転角

盛んな渦放出が確認される400 [s]において、流速および渦度のコンター図を出力し、検証する。

x方向の座標設定については、最初に円柱形物体の中心が設置されている座標を原点としている。y方向についても、同一の点を原点としている。400 [s]において、円柱形物体はy方向に-0.013 [m]だけ変位している(Fig. 4.5)。この時刻における、 $y = -0.012$ [m]平面および $y = -0.04$ [m]平面でのz方向速度成分のコンター図を示したのが、Fig. 4.6およびFig. 4.7である。z方向速度成分は、一様流速を用いて無次元化して出力している。なお、400 [s]における物体位置およびコンター図を出力した断面の位置関係についても Fig. 4.5 に記載されている。

円柱形物体のほぼ中央の様子を捉えた Fig. 4.6 において、z方向への流速が観測されるが、Fig. 4.7 のように、z方向の上下方向に強い流れが観測される箇所も存在した。すなわちこれは、円柱後方の流体挙動は、z方向に一様ではないことを意味している。

円柱内部の格子点には円柱そのものの並進速度の情報を与えている。Fig. 4.6 および Fig. 4.7 において、円柱の上面および下面には、円柱と同一の速度を持ち、円柱の動きに追従していると考えられる流体が存在することが分かる。これは、物体運動時に付加質量影響をもたらす流体挙動である。

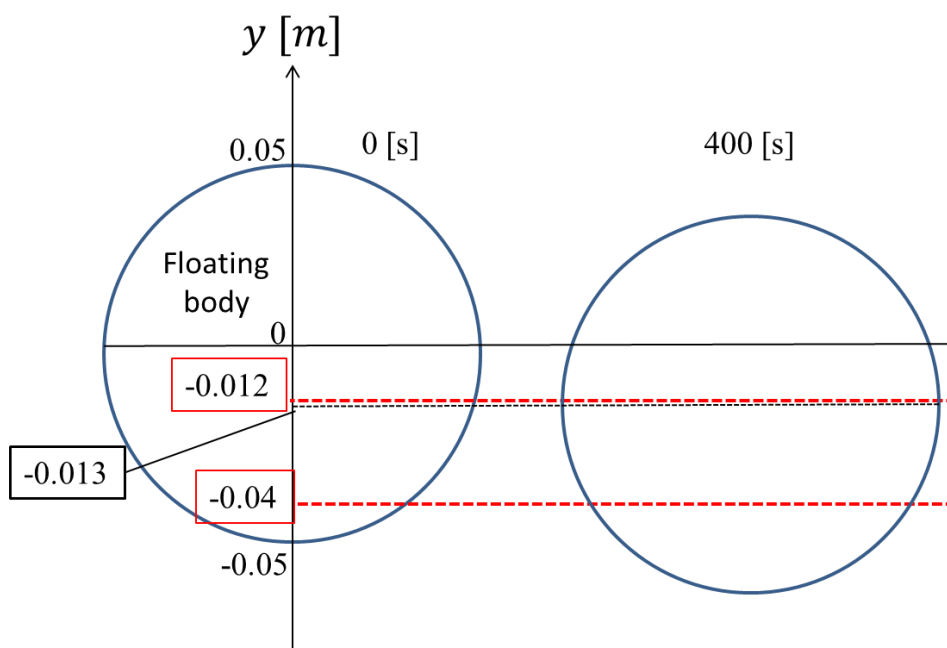


Fig. 4.5 コンター図を出力したy平面(400 [s])

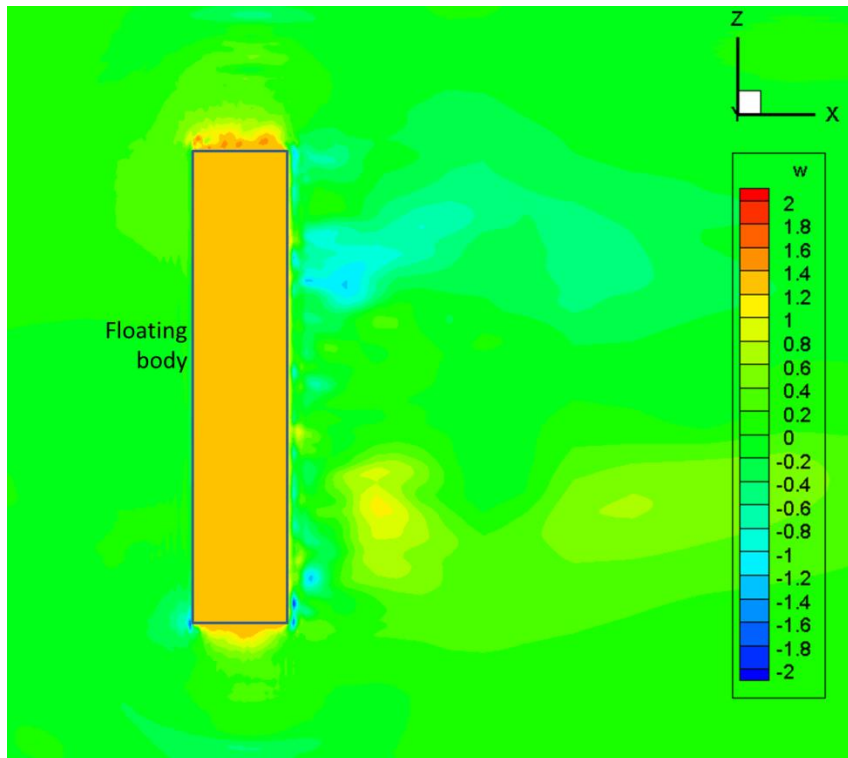


Fig. 4.6 z 方向速度コンター図($y = -0.012$ [m]、 $t=400$ [s])

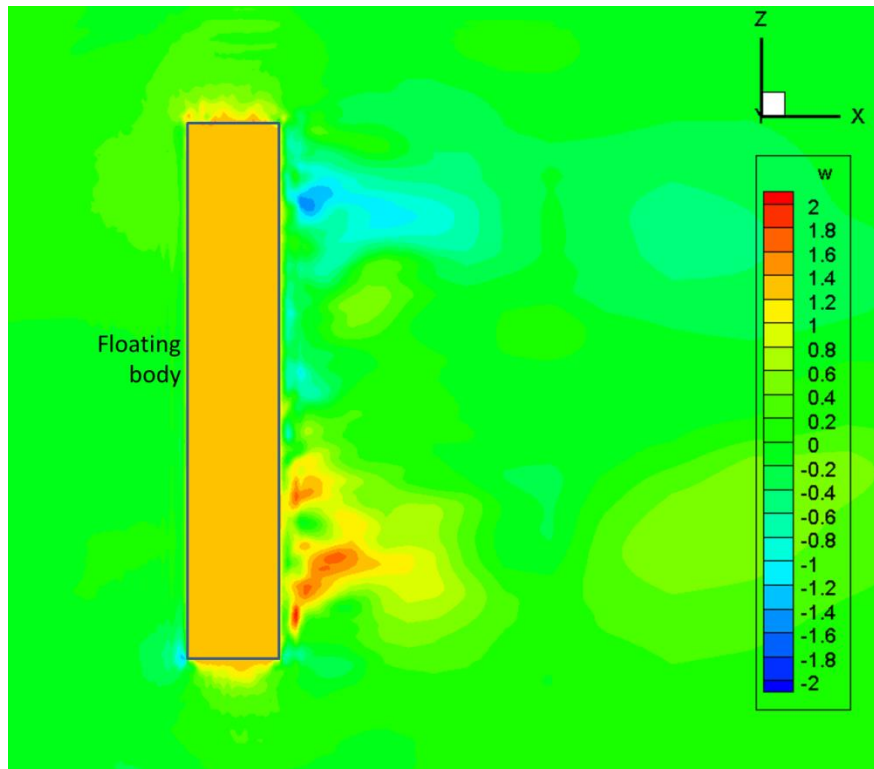


Fig. 4.7 z 方向速度コンター図($y = -0.04$ [m]、 $t=400$ [s])

z 方向の座標設定については、円柱形物体の高さ方向中央を原点としている。400 [s]時点において、円柱形物体は z 方向に -0.0046 [m]だけ変位している(Fig. 4.8)。この時刻における xy 平面の渦度コンター図を $z = -0.22, -0.02, 0.02, 0.22$ [m]平面で示したのが、それぞれ Fig. 4.9, Fig. 4.10, Fig. 4.11, Fig. 4.12 である。なお、400 [s]における物体位置およびコンター図を出力した断面の位置関係についても Fig. 4.8 に記載されている。

Fig. 4.9 や Fig. 4.12 のように正方向の強い渦度が見られる断面や Fig. 4.11 のように負方向の渦度が強く出ている断面が存在するのに加え、Fig. 4.10 のように円柱形物体後流で xy 平面方向の渦がほとんど観測されない平面も存在しており、 z 方向に関して一様でない渦放出の様子が確認できる。

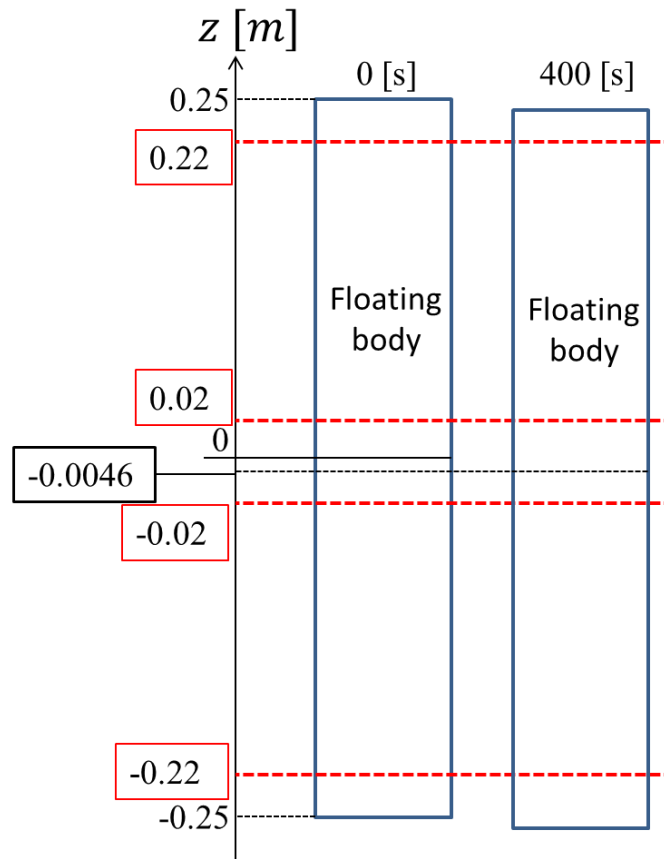


Fig. 4.8 コンター図を出力した z 平面(400 [s])

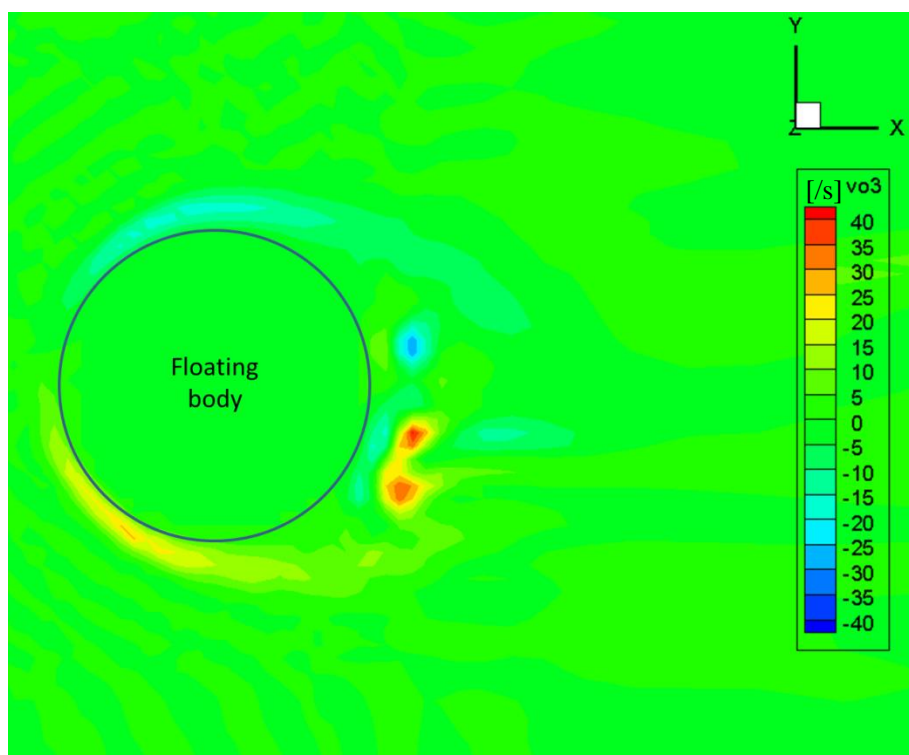


Fig. 4.9 渦度コンター図($z = -0.22$ [m]、 $t=400$ [s])

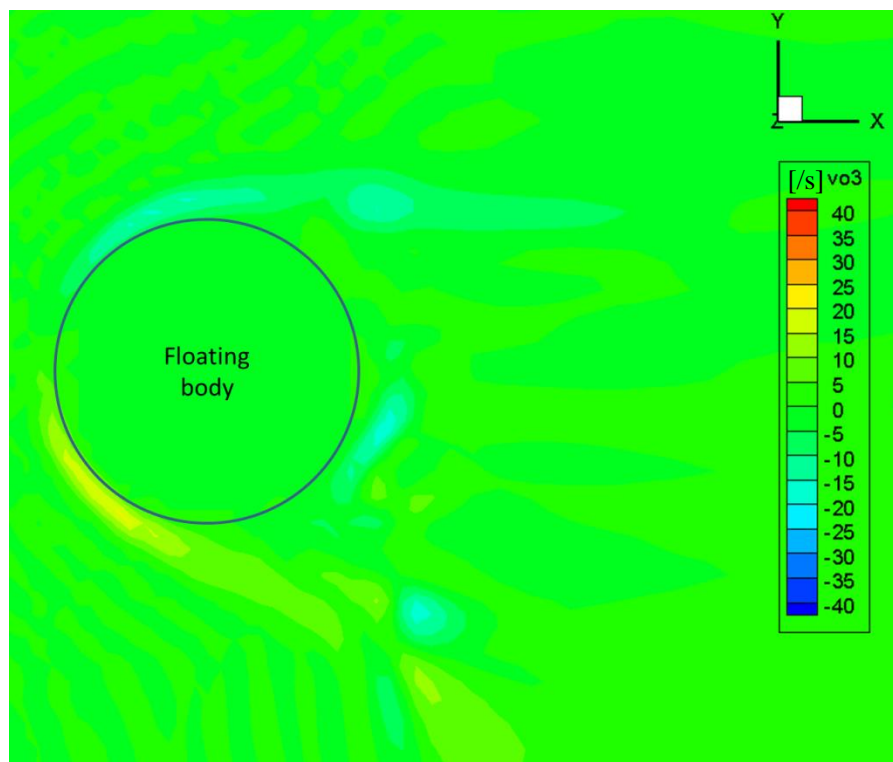


Fig. 4.10 渦度コンター図($z = -0.02$ [m]、 $t=400$ [s])

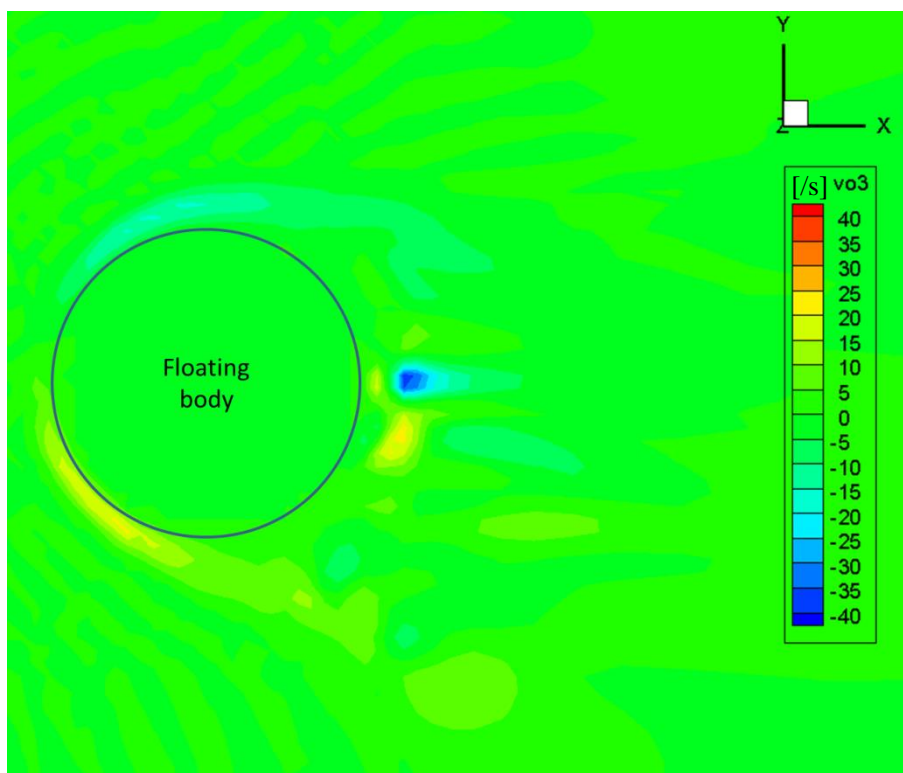


Fig. 4.11 渦度コンター図($z = 0.02$ [m]、 $t=400$ [s])

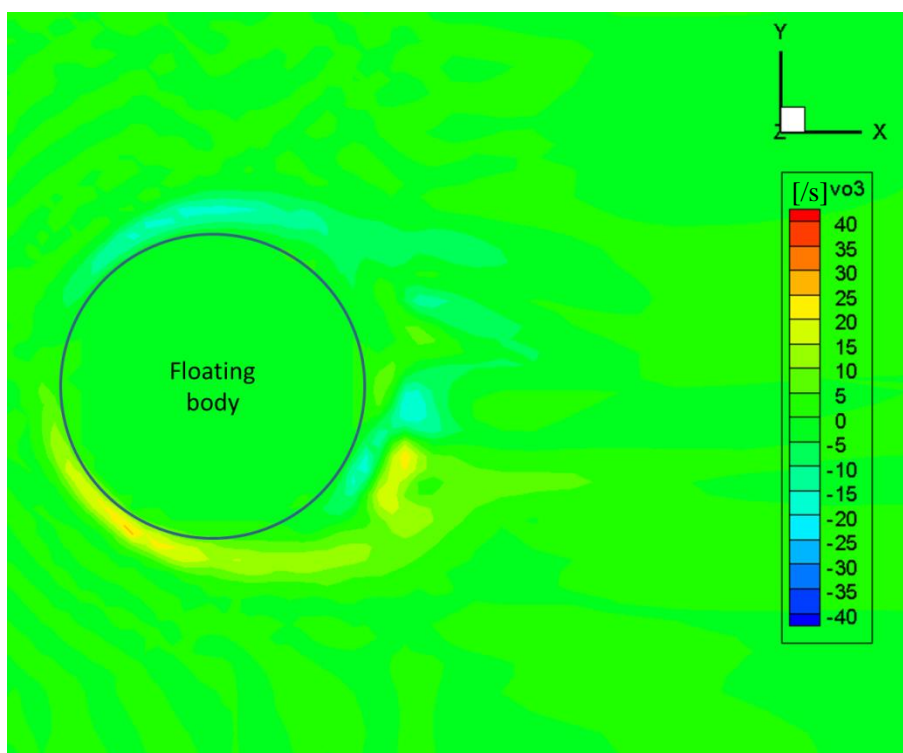


Fig. 4.12 渦度コンター図($z = 0.22$ [m]、 $t=400$ [s])

4.2.4 考察

まず、各並進方向の運動周期について考察を行う。そのため、係留ばねと物体重量から求められる固有周期を算出しておく。

ばね定数 k の線形ばねによる単振動の固有周期 T は、

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} \quad (4.4)$$

で与えられる。ただし、 m は物体の質量である。

x , y 方向のばね定数 k_x , k_y および物体質量 m から計算される固有周期 T_x, T_y は、

$$T_x = T_y = 55.68 \text{ [s]} \quad (4.5)$$

である。同様に z 方向の固有周期は、

$$T_z = 1.42 \text{ [s]} \quad (4.6)$$

と求められる。

一方で、 y 方向に初期変位 4.5×10^{-2} [m]を与えた自由振動試験を行い、その運動周期の結果(Fig. 4.13)から固有周期を観測すると、固有周期 T_x', T_y' は

$$T_x' = T_y' = 83 \text{ [s]} \quad (4.7)$$

と求められる。ここで、 x 方向と y 方向の係留条件が等しいことから、 T_x' も T_y' と同一としている。自由振動試験において、式(4.5)(4.15)で算出された固有周期に比べて大きな固有周期が観測された原因として、付加質量の影響が考えられる。

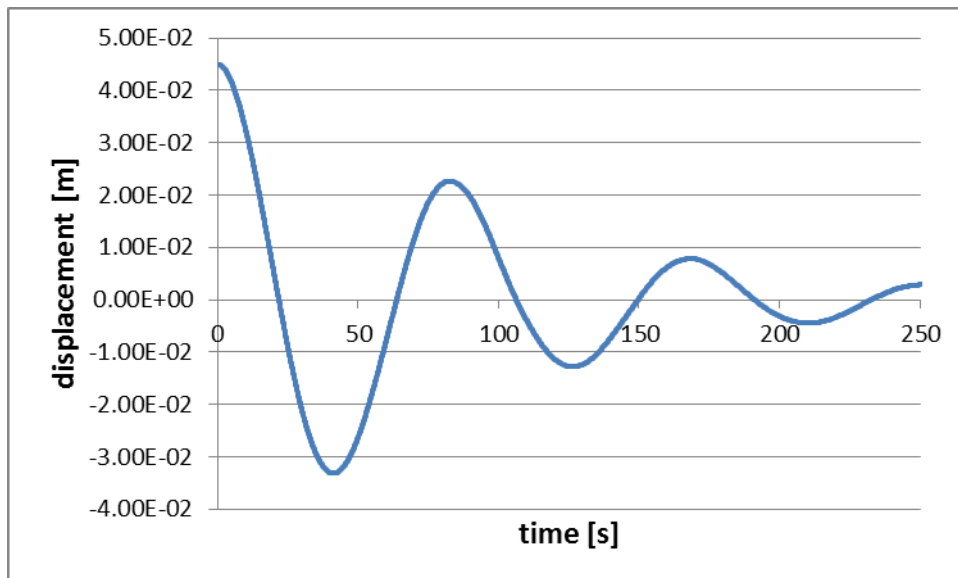


Fig. 4.13 y 方向自由振動試験の物体並進変位

x 方向並進運動は、100 [s]以前においては、流体力と線形ばねによる力の釣り合いの位置を一度通過し、振動しながら釣り合いの位置を目指している。この運動を励起しているのはばねによる力であると考えられるため、その運動周期は式(4.5)で計算された T_x であると予想される。しかし、100 [s] 以前の運動周期は 27 [s]程度である。これは、物体運動を開始し始めたばかりのため流体挙動が複雑となり、ばね質点系の単振動の周期とはならなかったと考えられる。200[s]以降は、 y 方向変位が出始めたことから推測すると渦放出による影響が強くと出始めていると考えられ、固有周期とは異なる挙動を示す。100 [s]から 200 [s]の間においては、周期運動を励起する力が、ばね張力から渦放出に伴う圧力勾配へと移行しているものと考えられる。

y 方向並進変位については、運動が始まった時刻 100 [s]付近から、その運動周期は70 [s]でほぼ一定である。これは、式(4.5)で計算された固有周期 T_y とは異なる周期であり、渦放出に起因する周期運動であると考えられる。渦放出周波数 f_{vortex} を用いてストローハル数を計算すると、

$$St = \frac{f_{vortex}d}{U} = 0.14 \quad (4.8)$$

となり、レイノルズ数 1000 の流体中における、無限長さを持つ静止円柱のストローハル数の理論値, 0.2 [22]よりも小さい値を取っている。本解析で用いている円柱は有限長さのものであり、なおかつ運動をしながら円柱後方には三次元的に複雑な渦放出を行っている(Fig. 4.9-Fig. 4.12)ため、流れの条件が大いに異なっているためであると考えられる。

z 軸並進方向についても、Fig. 4.3 の一部を拡大してみると(Fig. 4.14)、周期運動をしていることが分かる。 z 方向並進変位の 445 [s]から 500 [s]の時系列データを、タイムステップ幅 1.3×10^{-2} [s]、データ数 4096 にてフーリエ解析を行った結果が Fig. 4.15 である。Fig. 4.15 の赤線で挟まれた領域にピークがあるとすると、その周波数は 0.604-0.714 [Hz]となっており、これを周期に直すと 1.40-1.65 [s] である。これは、式(4.6)で計算された固有周期 $T_z = 1.42$ [s]とほぼ一致する結果である。加えて、Fig. 4.6, Fig. 4.7 の円柱の上端および下端において、付加質量として作用すると考えられる流体の存在が確認できることから、付加質量の影響により、 z 方向の基本周期が少し長くなっている可能性がある。

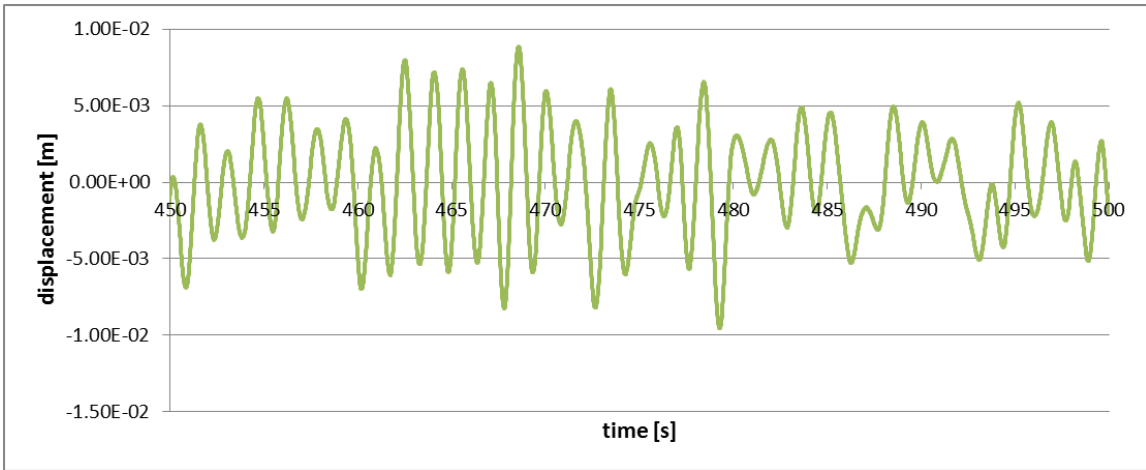


Fig. 4.14 円柱物体の z 方向並進変位

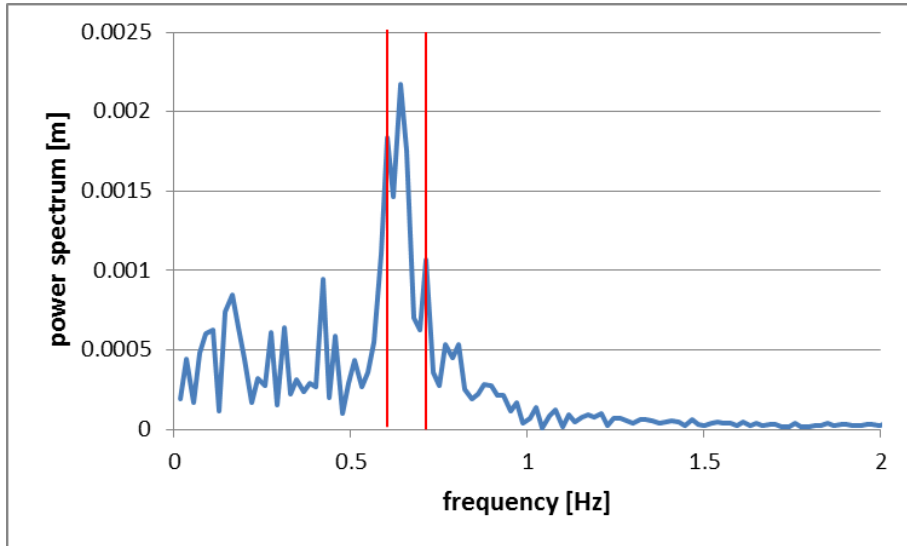


Fig. 4.15 z 方向並進変位のパワースペクトル

次に、物体が一樣流から受ける抗力について考察する。おもに渦放出によって周期運動が励起されていると考えられる 400 [s]から 500 [s]での x 方向並進変位の平均値を求めると、その大きさは $\Delta x = 3.97 \times 10^{-2}$ [m]である。400 [s]から 500 [s]の間で、 x 方向の抗力 F_x と線形ばねによる張力が釣り合った位置を基準に、渦放出によって周期運動が生じていると考え

$$F_x = k_x \Delta x \quad (4.9)$$

の関係より、抗力は $F_x = 1.99 \times 10^{-3}$ [N]と求められる。今回は物体の流れ方向に対する傾斜がほぼゼロと仮定し、

$$Cd = \frac{F_x}{\frac{1}{2} \rho U^2 (dh)} \quad (4.10)$$

を用いて抗力係数に換算すると、 $Cd = 0.796$ となる。

直径と高さの比 1:5 の静止円柱における抗力係数の文献値[23]は 0.74 である。すなわち、静止円柱の理論的な抗力の値に比べて、VIM を行う円柱の抗力係数が高くなっていることが分かる。これは、物体が流れに直交する方向である y 方向や z 方向に運動することにより、流れ方向に対する見かけの投影面積が大きくなり、大きな抗力を受けたものと考えられる。

4.3 半没水浮体の VIM 挙動解析

4.3.1 概要と目的

線形ばね係留された円柱形状の半没水浮体を設置し、レイノルズ数 1000 に設定した流れ条件のもと、円柱形浮体の運動挙動を解析するとともに、浮体周辺の流体挙動について検証を行う。水面を再現するものとして、ここでは自由すべり面が円柱の高さ方向中間を通るように設定されており、流体の数値解析は自由すべり面よりも下の部分においてのみ行われている。浮体は没水部において受ける流体力、静水圧より計算される浮力、外力として作用する拘束ばねの張力、および重力によって運動する。

本解析では、浮体に作用する浮力と重力のバランスによってz方向並進運動の復原力が発生する。浮体に作用する浮力は、浮体と接する流体格子点から、浮体にもたらされる静水圧を求め、それらを積算することで求めている。その具体的手法については、次項で説明する。

本解析により、水面を貫通する浮体構造物における VIM の発生を確認し、その運動特性について検証を行うことを目的としている。

4.3.2 静水圧影響の評価

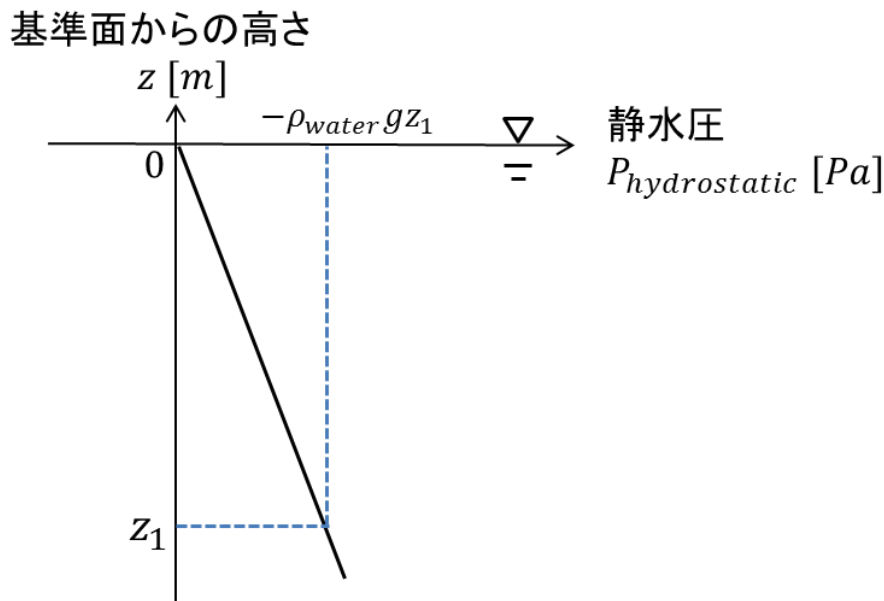


Fig. 4.16 静水圧の設定法

水面高さを原点とし、鉛直上向きを正方向としてz軸を設定する。この時、座標zの地点における静水圧 $P_{hydrostatic}$ は、

$$P_{hydrostatic} = -\rho_{water}gz \quad (4.11)$$

である(Fig. 4.16)。ただし、 $z \leq 0$ である。ここで式(2.10)より、圧力を密度に換算すると、

$$\begin{aligned}\rho_{hydrostatic} &= \frac{P_{hydrostatic}}{(c^2/3)} \\ &= \frac{-\rho_{water}gz}{(c^2/3)}\end{aligned}\tag{4.12}$$

となる。ここで、流速 $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ 、密度 $\rho = \rho_{hydrostatic}$ の物性値を持つ流体の平衡分布関数を考えると、

$$\begin{aligned}f_{\alpha}^{eq}(\rho_{hydrostatic}, \mathbf{0}) &= w_{\alpha} \rho_{hydrostatic} \\ &= w_{\alpha} \frac{-\rho_{water}gz}{(c^2/3)}\end{aligned}\tag{4.13}$$

を得る。

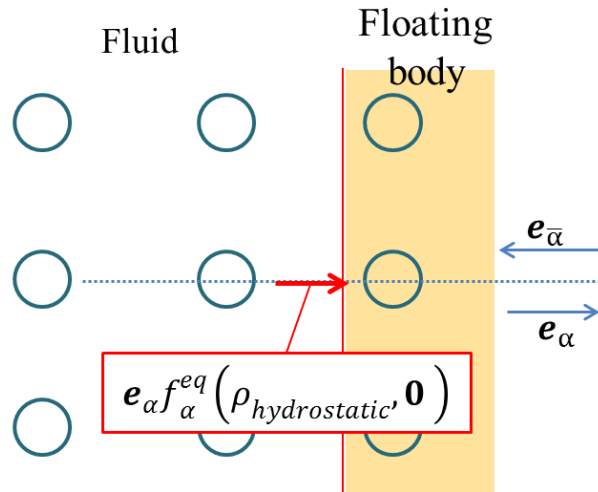


Fig. 4.17 物体壁へ向かう流体粒子が持つ運動量

この平衡分布関数を持つ流体粒子が物体壁に向かう際に持つ運動量は、式(2.19)より、分布関数に流体粒子の速度ベクトルを掛け合わせた形で求まる(Fig. 4.17)。物体壁で流体粒子の完全弾性衝突が起こるとすると、浮体が受ける力積は、流体粒子が持つ運動量の二倍であるから、

$$\begin{aligned}\mathbf{F}'\delta t &= 2\mathbf{e}_{\alpha}f_{\alpha}^{eq}(\rho_{hydrostatic}, \mathbf{0}) \\ &= \mathbf{e}_{\alpha}w_{\alpha} \frac{-2\rho_{water}gz}{(c^2/3)}\end{aligned}\tag{4.14}$$

となる。ただし、静水圧によって受ける力を \mathbf{F}' とする。全ての物体壁と接している流体格子点において計算された \mathbf{F}' を積算することで、物体が受ける静水圧を算出することができる。

4.3.3 解析条件

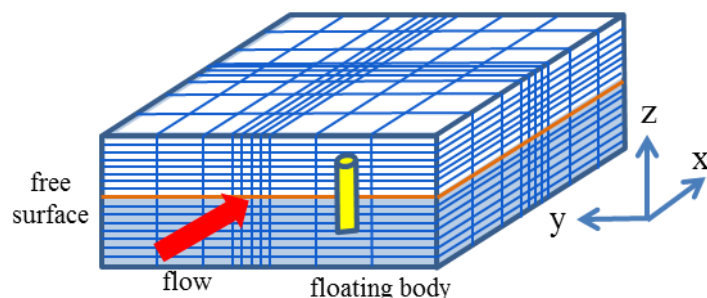


Fig. 4.18 本節で用いた解析モデル

本節での解析では、 z 方向中央に自由すべり面を有する直方体空間の中央に、 z 方向に直立した円柱形浮体を設置し(Fig. 4.18)、 x 方向および y 方向に線形ばねで拘束した解析モデルを使用する。 z 方向については、中央の自由すべり面以下の領域においてのみ流体計算を行っている。計算領域において x 方向上端のみ流入境界を、 x 方向下端、 y 方向上端および下端、 x 方向下端において流出境界をそれぞれ設定している。自由すべり面の境界条件については、 z 方向の速度成分をゼロにするために、 z 方向のみ分布関数の方向成分を反転させて与えている。計算領域における格子設定のパラメータに関しては Table 4.5 に示す。

Table 4.5 格子設定

	等間隔格子領域 長さ [m]	全格子領域長さ [m]	等間隔格子領域 格子点数 [個]	全領域格子点数 [個]
x 方向	0.2	4.0	50	100
y 方向	0.2	4.0	50	100
z 方向	1.0	1.0	250	250

円柱形浮体の形状および流体の物性値をそれぞれ Table 4.6、Table 4.7 に示す。ただし、重心高さは、底面からの高さを表している。円柱浮体は、比較のため前節での解析と同様の手法によって、回転方向の変動を抑えている。音速は、3.2 における model 1 と同じマッハ数になるよう設定した。 x, y 方向については、線形ばねのばね係数を 5.0×10^{-2} [N/m] とし設定している(Table 4.8)。

Table 4.6 円柱形浮体の形状

直径 d [m]	1.0×10^{-1}
高さ h [m]	5.0×10^{-1}
密度 ρ_{body} [m]	5.0×10^2
重心高さ h_g [m]	1.0×10^{-1}

Table 4.7 流体の物性値

一様流速 U [m/s]	1.0×10^{-2}
密度 ρ_{water} [kg/m ³]	1.0×10^3
音速 c [m/s]	3.0×10^{-1}
粘性係数 μ [kg/m · s]	1.0×10^{-3}

Table 4.8 線形ばね定数

x 方向ばね係数 k_x [N/m]	5.0×10^{-2}
y 方向ばね係数 k_y [N/m]	5.0×10^{-2}

4.3.4 解析結果

Fig. 4.19 は円柱浮体の並進変位である。 x, y, z 各方向について、周期運動が起こっていることが分かる。 x 方向は、最初ばねとの釣り合いの位置に漸近した後に、250[s]付近から周期を変えて運動をしている。 y 方向には 100 [s]付近から一定周期の運動が始まっている。Fig. 4.20 は、円柱浮体の回転角を示している。ここでも慣性モーメントを大きく設定したため、回転角速度が小さく抑えられている。

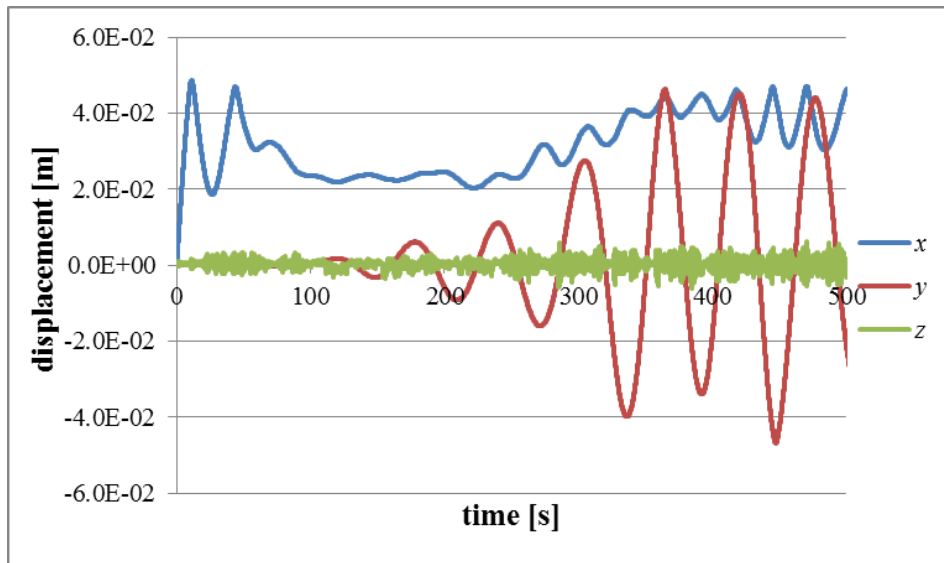


Fig. 4.19 円柱浮体の並進変位

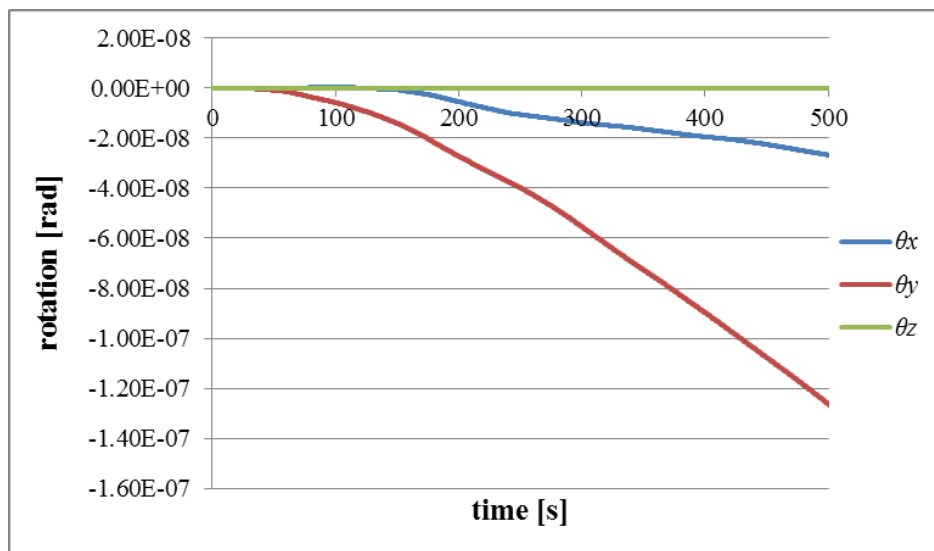


Fig. 4.20 円柱浮体の回転角

盛んな渦放出が確認される453 [s]において、流速および渦度のコンター図を出力し、検証する。

x, y 方向の座標設定については、前節同様に最初に円柱形物体の中心が設置されている座標を原点としている。453 [s]時点において、円柱形物体は y 方向に -0.038 [m]だけ変位している(Fig. 4.21)。この時刻における、 $y = -0.036$ [m]平面および $y = -0.064$ [m]平面での z 方向速度成分のコンター図を示したのが、Fig. 4.22 および Fig. 4.23 である。 z 方向速度成分は、一様流速を用いて無次元化して出力している。なお、400 [s]における物体位置およびコンター図を出力した断面の位置関係についても Fig. 4.21 に記載されている。

円柱形物体のほぼ中央の様子を捉えた Fig. 4.22 において、 z 方向正方向への流速が観測された。Fig. 4.23 を含む他の断面においても、 z 方向正方向への流速が同様に観測された。

また、Fig. 4.22 および Fig. 4.23 の円柱底部に z 方向負の方向への流れが見られる。 z 方向の並進変位データと照合すると、 z 方向周期運動で円柱形物体の速度が負方向から正方向に転じた直後の時刻であり、物体に追従して速度を持っていた流体が、慣性によって運動している様子を表している。

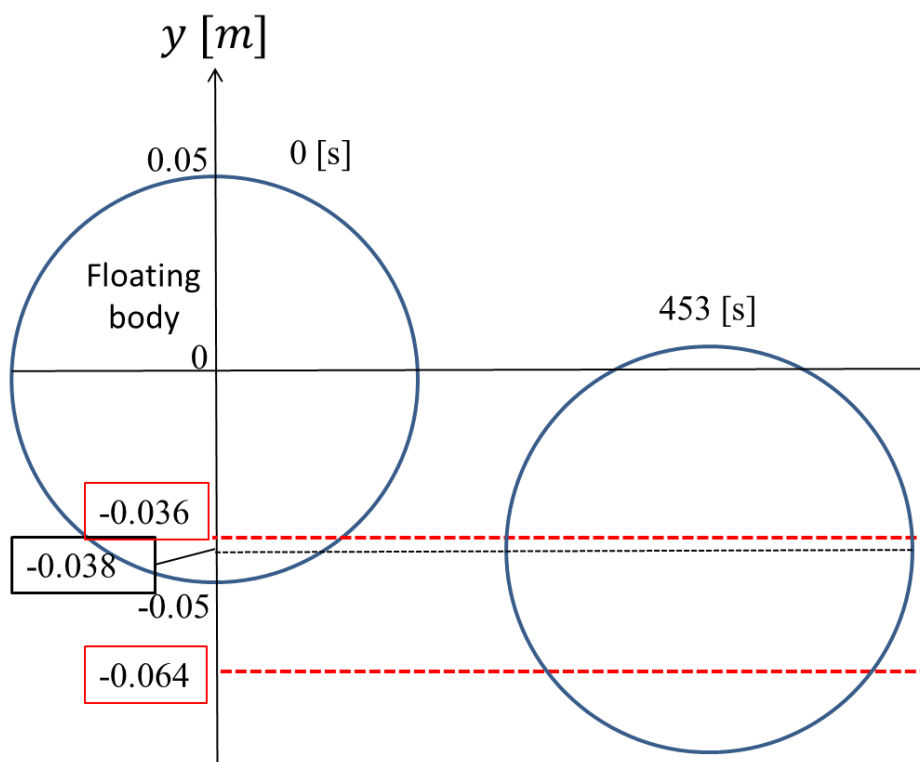


Fig. 4.21 コンター図を出力した y 平面(453 [s])

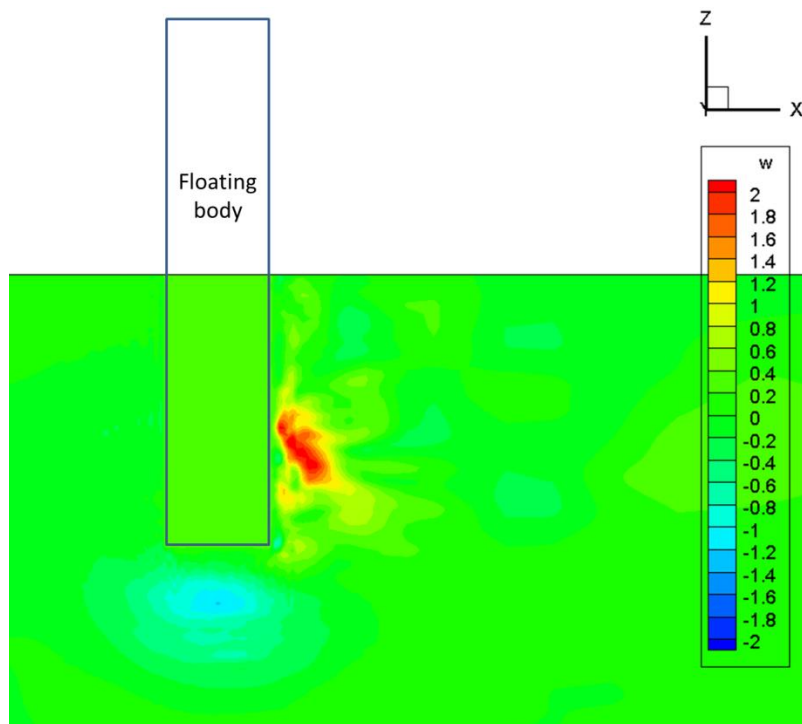


Fig. 4.22 z 方向速度コンター図($y = -0.036$ [m]、 $t=453$ [s])

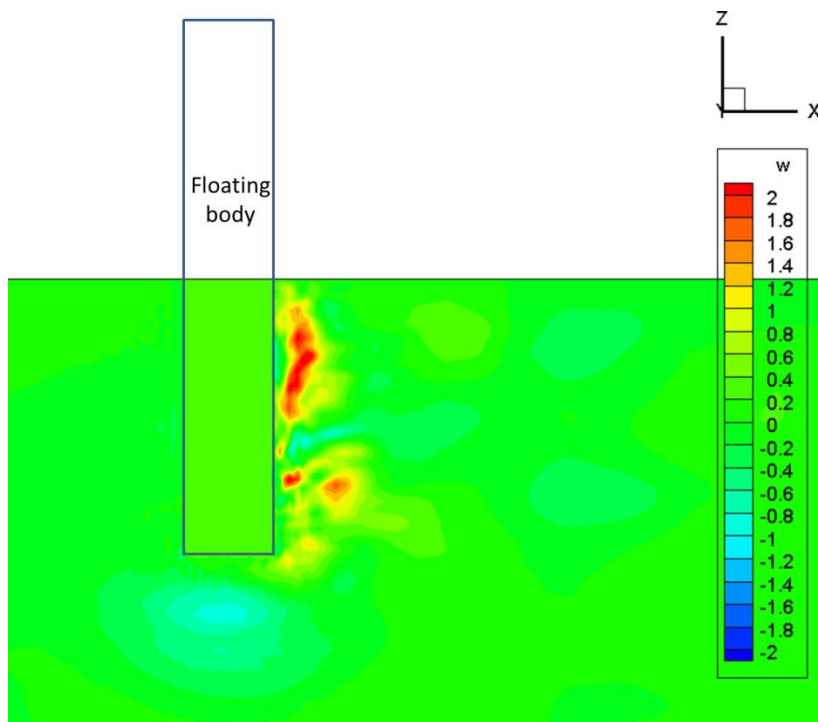


Fig. 4.23 z 方向速度コンター図($y = -0.064$ [m]、 $t=453$ [s])

z方向の座標設定については、円柱形浮体の高さ方向中央を原点としている。本解析においては、この $z = 0$ [m]平面上に自由すべり面を設定している。453 [s]時点において、円柱形物体はz方向に -0.0041 [m]だけ変位している(Fig. 4.24)。この時刻におけるxy平面の渦度コンター図を $z = -0.22, -0.18, -0.10, -0.06, -0.02$ [m]平面で示したのが、それぞれ Fig. 4.25, Fig. 4.26, Fig. 4.27, Fig. 4.28, Fig. 4.29 である。円柱形浮体の下端に近い Fig. 4.25 や Fig. 4.26 においては複雑な流体挙動が見られるが、比較的水面に近い Fig. 4.27-Fig. 4.29 については、渦放出の様子について類似した傾向が見られる。

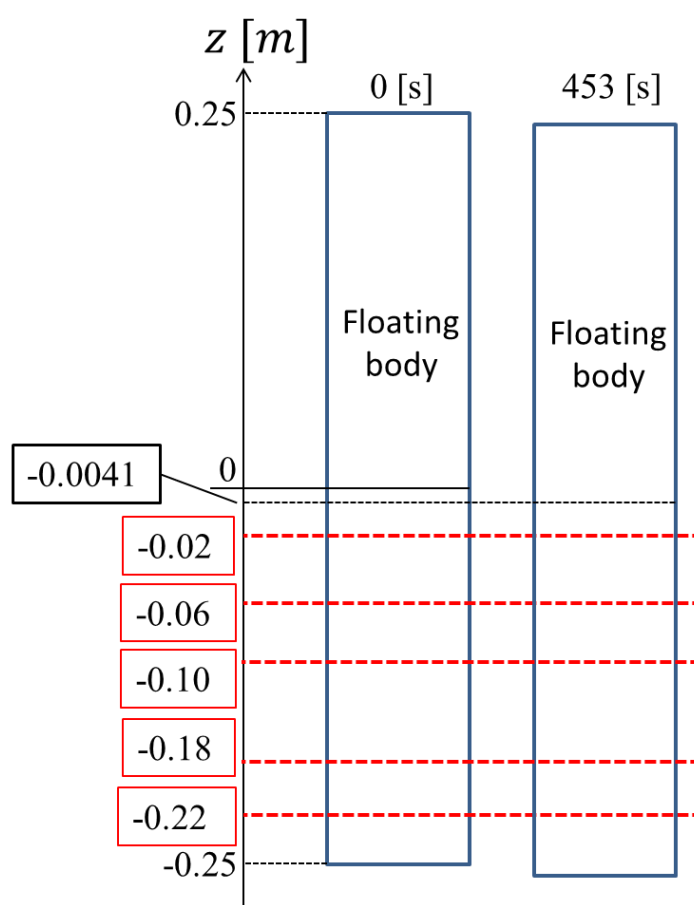


Fig. 4.24 コンター図を出力したz平面(453 [s])

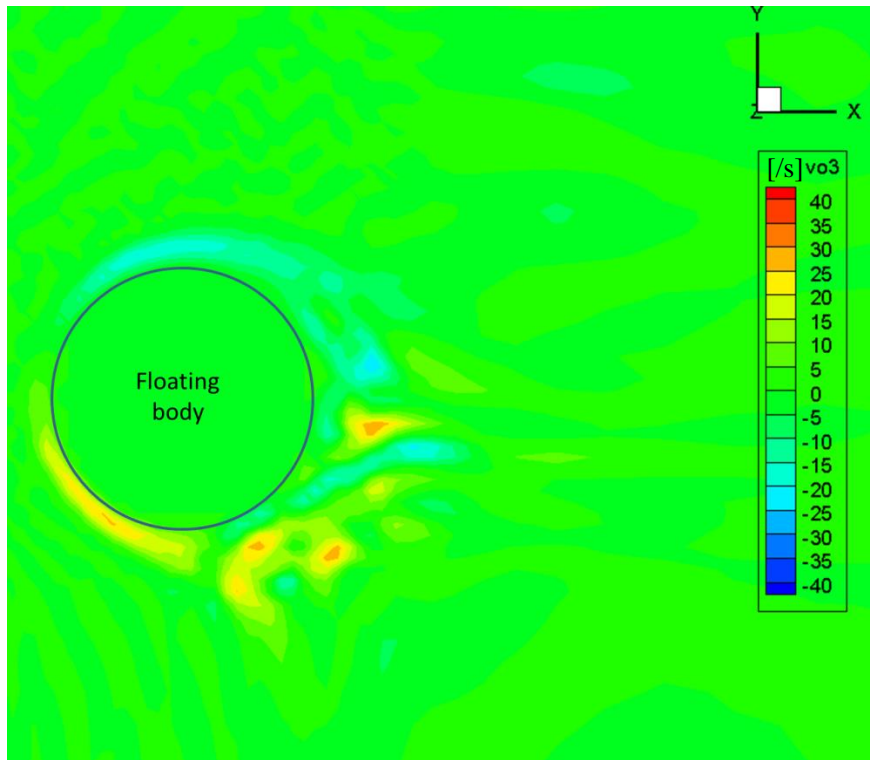


Fig. 4.25 渦度コンター図($z = -0.22$ [m]、 $t=453$ [s])

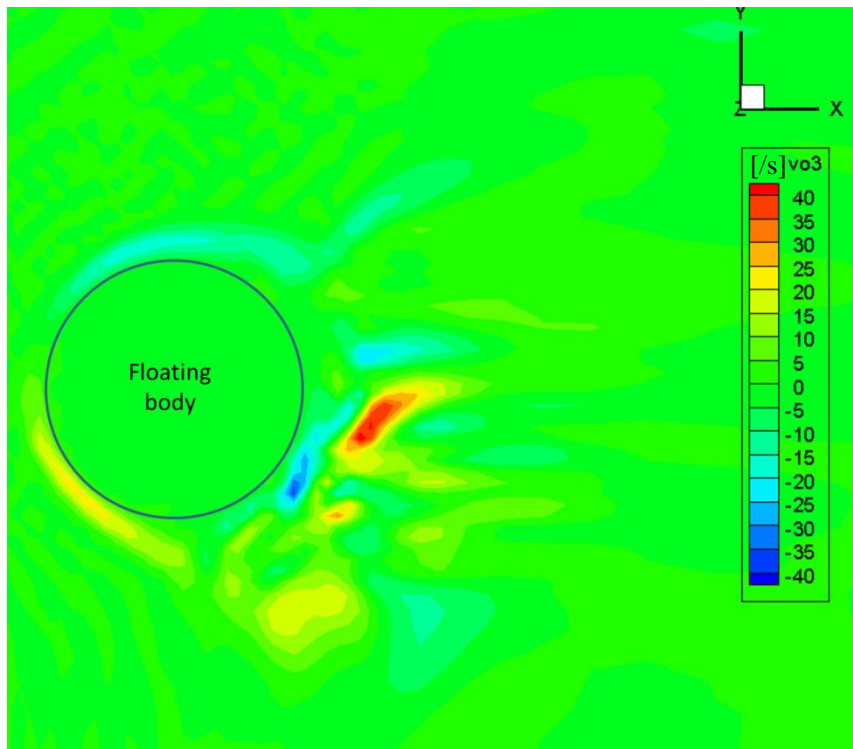


Fig. 4.26 渦度コンター図($z = -0.18$ [m]、 $t=453$ [s])

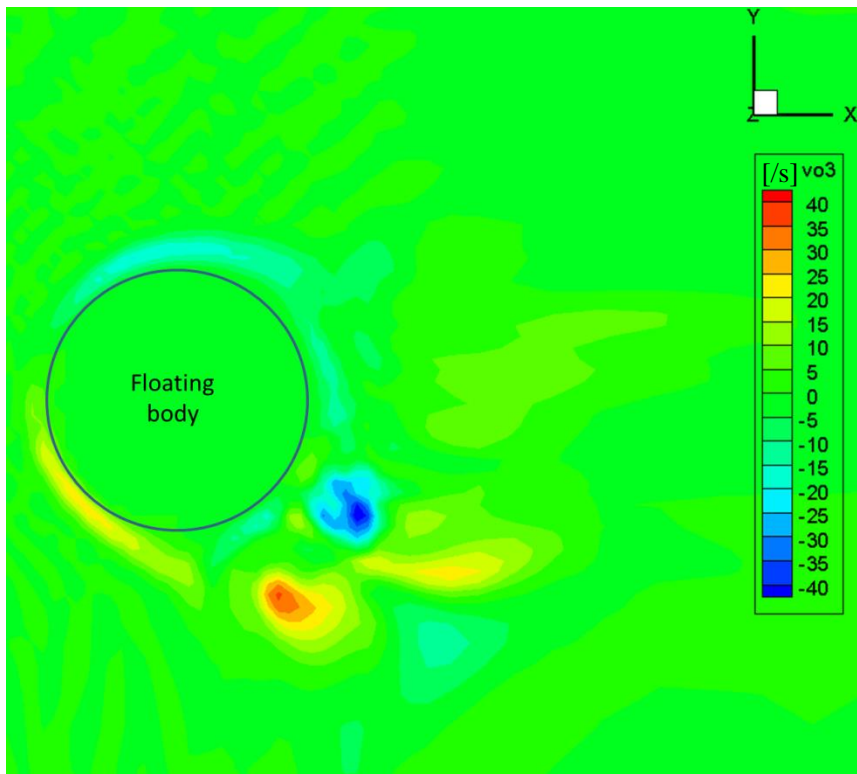


Fig. 4.27 渦度コンター図($z = -0.10$ [m]、 $t=453$ [s])

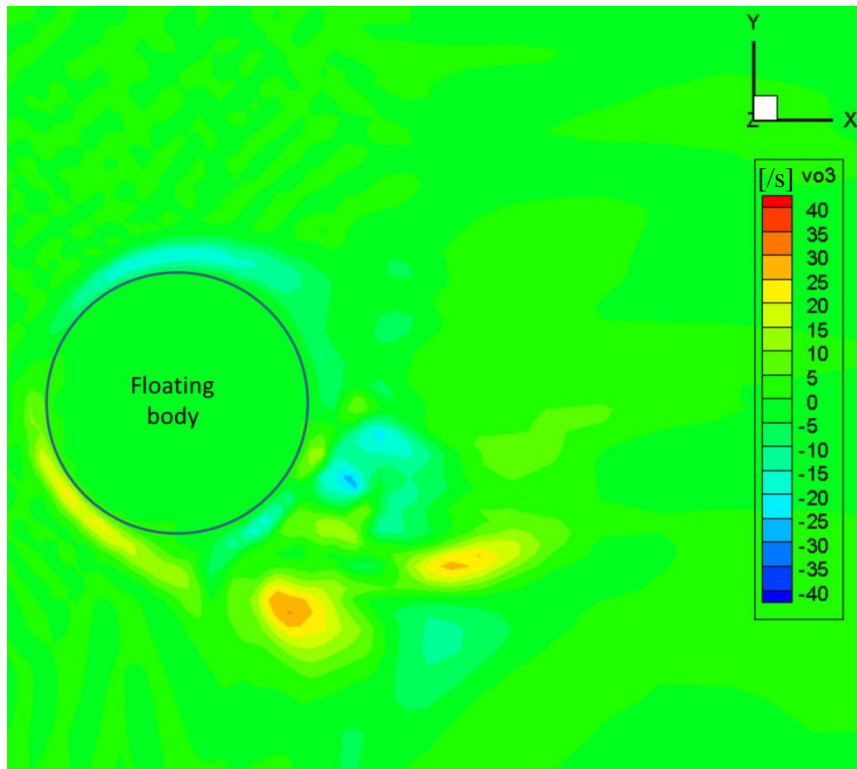


Fig. 4.28 渦度コンター図($z = -0.06$ [m]、 $t=453$ [s])

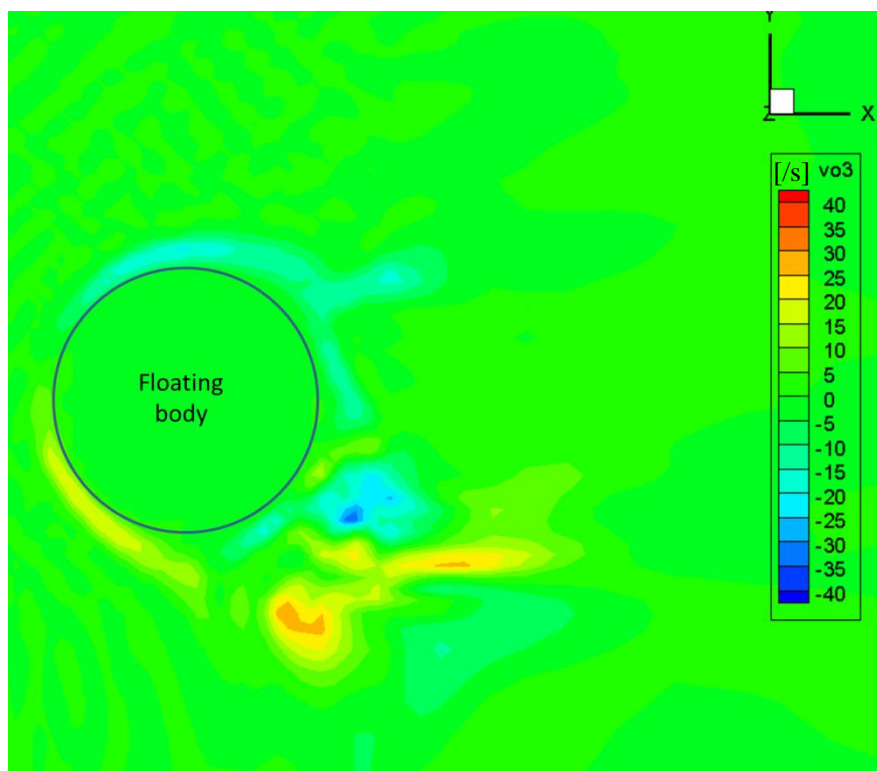


Fig. 4.29 渦度コンター図($z = -0.02$ [m], $t=453$ [s])

4.3.5 考察

まず、各並進方向の運動周期について考察を行う。そのため、係留ばねと物体重量から求められる固有周期を算出しておく。

x, y 方向のばね定数 k_x, k_y および物体質量 m から、 x, y 並進方向の固有周期 T_x, T_y を式(4.4)より計算すると、

$$T_x = T_y = 39.37 \text{ [s]} \quad (4.15)$$

となる。 z 方向の固有周期について、浮力と重力の関係から、ばね定数的に作用する係数を求め、固有周期を計算すると、

$$T_z = 1.00 \text{ [s]} \quad (4.16)$$

と求められる。

一方で、 y 方向に初期変位 $4.5 \times 10^{-2} \text{ [m]}$ を与えた自由振動試験を行い、その運動周期の結果(Fig. 4.30)から固有周期を観測すると、固有周期 T_x', T_y' は

$$T_x' = T_y' = 58 \text{ [s]} \quad (4.17)$$

と求められる。ここで、 x 方向と y 方向の係留条件が等しいことから、 T_x' も T_y' と同一としている。自由振動試験において、式(4.15)で算出された固有周期に比べて大きな固有周期が観測された原因として、付加質量の影響が考えられる。

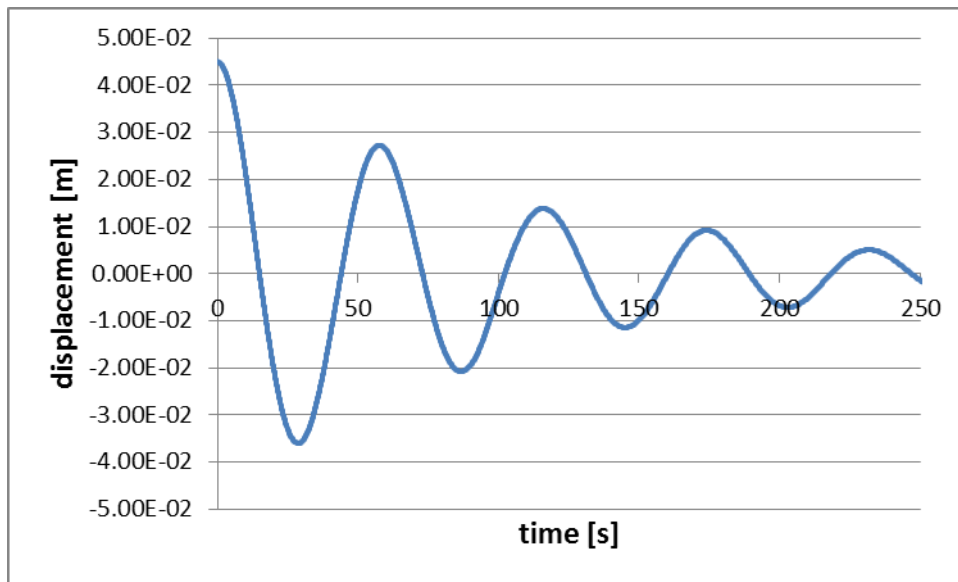


Fig. 4.30 y 方向自由振動試験の物体並進変位

x 方向並進運動は、100 [s]以前の運動に関しては周期 40[s]前後で周期運動しており、式(4.15)より計算された固有周期とほぼ一致するため、ばねによる張力が支配的にはたらいっていると考えられる。100 [s]から 250 [s]においては、わずかに周期運動が見られるが、その振幅は小さい。250 [s]以降に関しては、渦放出によって励起された周期運動であると考えられるが、その周期に関する考察は、 y 方向変位に関する考察と併せて行う。

y 方向変位については、運動が始まった時刻 100[s]付近から、その運動周期は 60[s]でほぼ一定となっている。式(4.8)から、ストローハル数を計算すると $St = 0.17$ となり、全没水物体におけるストローハル数と異なる結果となった。

また、250[s]以降においては、 x 方向運動の周期が y 方向運動の周期のほぼ半分になっていることが分かる。放出渦が円柱の左右に交互に出るとすると、 x 方向には正方向への引力として作用するが、 y 方向には正方向と負方向へ交互に作用するため、周期が二倍変わってしまう。この点からも 250[s]以降の運動は渦による影響が支配的であると考えられる。

z 方向並進変位の周期については、Fig. 4.19 を拡大した Fig. 4.31 を見ると理論値の 1.00 [s]よりも少し長い周期で運動している。これは、全没水物体の場合と同様に付加質量による影響があると考えられる。

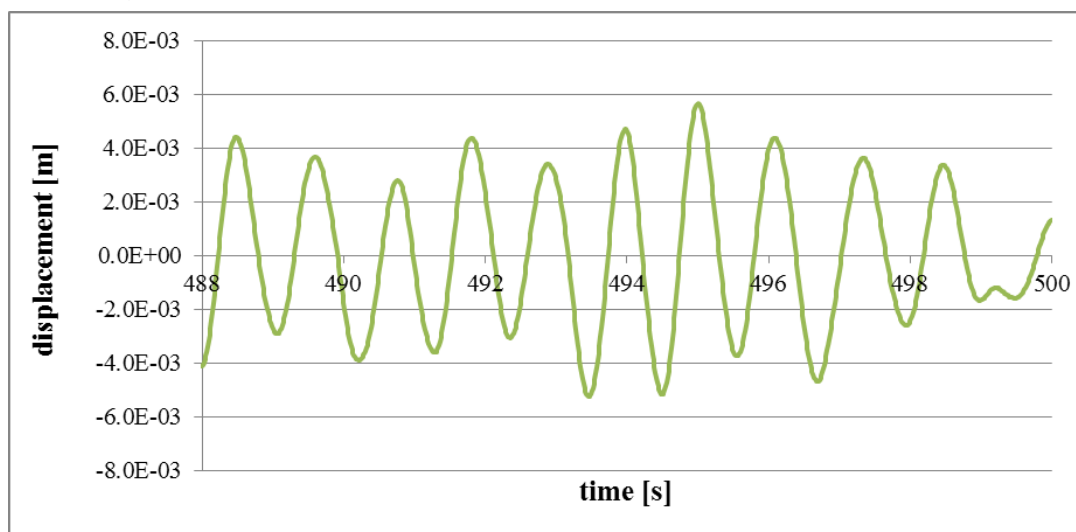


Fig. 4.31 円柱浮体の z 方向並進変位

次に、物体が一様流から受ける抗力について考察する。 x 方向並進変位について、渦による起振力が支配的になっていると考えられる 350 [s]から 500 [s]での平均値を求めると、その大きさは $\Delta x = 3.95 \times 10^{-2}$ [m] である。350 [s]から 500 [s]の間で、 x 方向の抗力 F_x と線形ばねによる張力が釣り合った位置を基準に、渦放出によって周期運動が励起されていると考えられると、

$$F_x = k_x \Delta x \quad (4.18)$$

の関係より、抗力は $F_x = 1.97 \times 10^{-3} [N]$ と求められる。今回は物体の流れ方向に対する傾斜がほとんどないと仮定し、

$$Cd = \frac{F_x}{\frac{1}{2} \rho U^2 (dh)} \quad (4.19)$$

を用いて抗力係数に換算する。ただし、半没水浮体においては没水部分の流れ方向投影面積が時刻ごとに変化するため、抗力係数の算出にあたり h は没水部の高さではなく、円柱全体の高さを用いて無次元化する。この式に基づいて計算すると、 $Cd = 0.788$ となる。

本解析で用いた浮体は、直径と高さの比 1:5 の円柱であり、その半分が没水していた。今回、この半没水浮体の抗力係数を考える際、高さ h を没水部の高さではなく円柱全体の高さとして定義した。直径と高さの比が 1:5 の全没水円柱を考え、その上部と下部の流体挙動が同じであると仮定すると、半没水の円柱が受ける流体力は全没水円柱のちょうど半分であると予想される。すなわち、式(4.10)より、直径と高さの比 1:5 の全没水円柱の抗力係数 $Cd = 0.74$

の半分の値である $Cd' = 0.37$ と比較すべきである。以上の結果を踏まえると本解析では、円柱の抗力係数が非常に大きく出ていることが分かる。

これは、全没水物体の場合と同様、物体が流れに直交する方向である y 方向や z 方向に運動することにより、流れ方向に対する見かけの投影面積が大きくなり、大きな抗力を受けているものと考えられるが、半没水浮体の VIM 挙動の振幅は、全没水物体の場合と比較して非常に大きかったため、抗力も大きく上昇しているものと考えられる。

y 方向変位について、前節における全没水物体と比較した際、運動周期が変わるとともに、振幅が大きくなっている。Fig. 4.27-Fig. 4.29 によると、自由すべり面に比較的近い領域においては、円柱からの渦放出の様子が z 方向に比較的揃っている様子が確認されており、これにより大きな引力が生じたことが要因であると考えられる。

この現象が自由すべり面の存在のみによって引き起こされたかについては、さらに検討が必要であるが、渦放出の様子および浮体運動に水面の存在が影響を与えていることが推察される。

4.4 第4章のまとめ

本章では、一様流中の全没水物体および半没水浮体の挙動解析を行った。これにより、流体力を受けて流体中を運動する物体運動を解析することができることが示された。理論式から求められた固有周期とは異なる周期運動が観測されることもあり、その運動周期も設定条件によって敏感に運動挙動が変わる性質があるものと考えられる。そのため、数値解析結果の妥当性については、水槽実験や他の数値解析結果との比較による検証が必要であると考え

られる。

また、全没水物体の解析と、自由すべり面を有する半没水浮体の解析では、運動挙動および周辺の流体挙動に違いが見られた。これにより、水面の存在が、周辺の流体挙動に影響を与えることが明らかになった。加えて、自由表面形状の変化は、大型浮体に静水圧の圧力差を生み出すことになるため、半没水浮体に対する流体力を評価する際には自由表面影響を評価することは重要であると考えられる。

第5章 自由表面変動を導入した VIM 挙動解析

5.1 はじめに

浮体式洋上風車の挙動について検討する場合、その浮体部分は水面を貫通した形状をしている場合が多い。そのため、浮体への流体力影響が、自由表面形状の変化によってどう変化するか検証することは重要なことである。

本章では、格子 Boltzmann 法を用いた数値計算モデルにおいて自由表面を再現する手法について説明する。自由表面を導入した計算モデルにおいて、自由表面形状の推移を観察するとともに、浮体へ及ぼす流体力影響について考察する。

5.2 自由表面計算手法

5.2.1 概要

自由表面の計算にあたり、各格子点について、 x, y および z 方向に隣接する格子点との間に境界線を引き、格子点を中心に立方体あるいは直方体の体積を持つ cell を考える。流体 cell は、自らの fill level, $\varphi(\mathbf{x})$ によって以下のように gas、interface、liquid の三つに分類される (Fig. 5.1)。

$$\begin{aligned} \varphi(\mathbf{x}) = 0 & & : \text{gas} \\ 0 < \varphi(\mathbf{x}) < 1 & & : \text{interface} \\ \varphi(\mathbf{x}) = 1 & & : \text{liquid,} \end{aligned} \quad (5.1)$$

fill level は、その cell 中に占める液体の割合を示したものである。

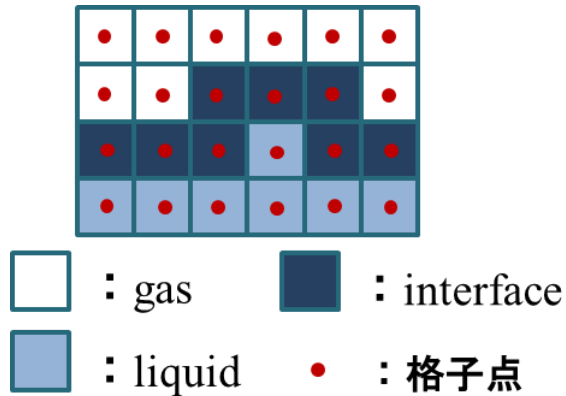


Fig. 5.1 格子点と cell の関係

各 cell の fill level は、cell 内に存在する液体の mass content, $M(\mathbf{x})$ および密度, $\rho(\mathbf{x})$ によって以下のように計算される。

$$\varphi(\mathbf{x}) = \frac{M(\mathbf{x})}{\rho(\mathbf{x})}. \quad (5.2)$$

interface cell の mass content は、隣り合う cell とのやり取りにより増減する。mass content の変化量、 $\delta M_\alpha(\mathbf{x})$ は、隣の cell の状態によって異なる。以下にその計算式を示す[24]。

隣が interface cell のとき

$$\delta M_\alpha(\mathbf{x}) = \frac{1}{2} [\varphi(\mathbf{x} + \mathbf{e}_\alpha \delta t) + \varphi(\mathbf{x})] [f_{\bar{\alpha}}(\mathbf{x} + \mathbf{e}_\alpha \delta t) - f_\alpha(\mathbf{x})] \quad (5.3)$$

隣が gas cell のとき

$$\delta M_\alpha(\mathbf{x}) = 0, \quad (5.4)$$

隣が liquid cell のとき

$$\delta M_\alpha(\mathbf{x}) = f_{\bar{\alpha}}(\mathbf{x} + \mathbf{e}_\alpha \delta t) - f_\alpha(\mathbf{x}) \quad (5.5)$$

これにより $\delta M_i(\mathbf{x})$ が計算され、次の時刻における mass content が決定される。

$$M(\mathbf{x}, t + \delta t) = M(\mathbf{x}, t) + \sum_{\alpha} \delta M_\alpha(\mathbf{x}) \quad (5.6)$$

ここからさらに(5.2)式を適用し、次の時刻における fill level を決定する。

ここで、fill level が 0 を下回った場合、その interface cell は gas cell に変わり、fill level が 1 を上回った場合、liquid cell に変わる。本手法において、gas cell と interface cell が直接接することは許されないため、interface cell の状態が変わった際には、周囲に新たに interface cell を生成する。Fig. 5.2 は interface cell の一つが liquid cell に変わった際に、隣り合っている gas cell を interface cell に変えている様子を表している。

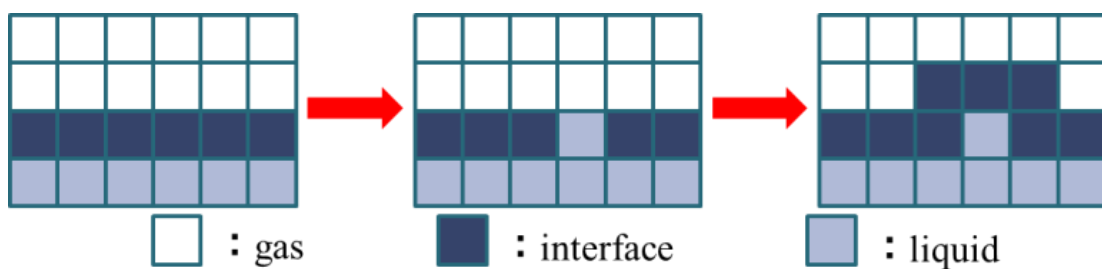


Fig. 5.2 interface cell の生成

新たに生成された interface cell について、cell 内部に占める liquid の量を示す mass content, $M(\mathbf{x})$ の初期値を設定する必要がある。一方、interface から liquid に状態を変えた cell においては、fill level, $\varphi(\mathbf{x})$ が 1 を超えた、すなわち cell に入りきらなくなった liquid が存在することを意味している。したがって、この溢れた分の liquid を新たに生成された interface cell に分配することで、liquid 質量の総量を保存することができる。

mass content は密度の次元を持っており、溢れた分の liquid 質量を m_{over} とすると、

$$m_{over} = M(\mathbf{x}) \times (\varphi(\mathbf{x}) - 1) \times V(\mathbf{x}) \quad (5.7)$$

と表される。ただし、 $V(\mathbf{x})$ は座標 \mathbf{x} における cell の体積である。すなわち、 m_{over} は mass content と異なり、質量の次元を持っている。

分布関数は、隣の格子点ないし cell へ向かう流体粒子の量を表したものである。そのため本プログラムでは、新たに生成された interface cell へ向かう分布関数の大きさに応じて m_{over} を比例配分し、各 cell に与える。これを各 cell の体積で割ることで密度の次元を持つ mass content の初期値を得ることができる。

5.2.2 気液界面における境界条件

本プログラムにおいて、格子 Boltzmann 方程式に基づいて計算される分布関数には、静水圧を含む静圧の影響は含まれていない。重力影響を考慮した自由表面計算を行う本章での計算においては、計算開始時に設定した水面を基準面とし、基準面からの高さに応じて Fig. 5.3 のように静圧と静水圧の和, P' を設定している。静圧は基準圧力 P_0 であり、これに静水圧を加えて、

$$P' = P_0 - \rho_{\text{water}}gz \quad (5.8)$$

として定義される。

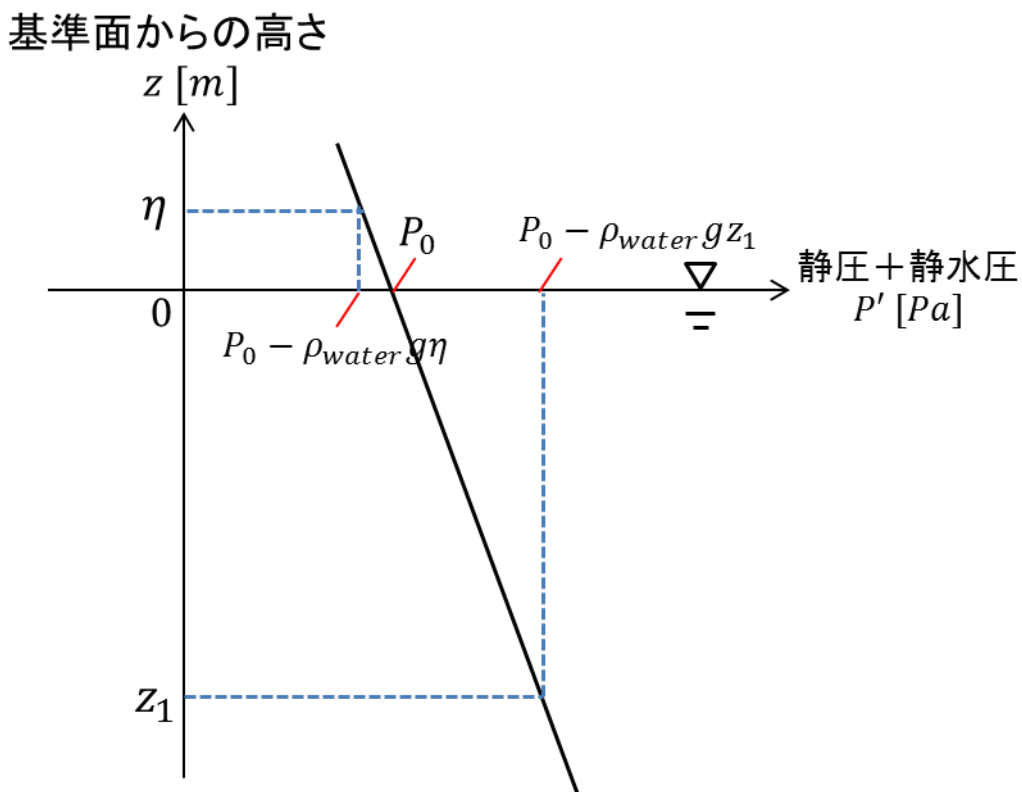


Fig. 5.3 静圧および静水圧の設定法

そのため、浮体運動を計算する際には、式(2.19)によって計算された流体力に加えて、各格子点の水面からの高さを計算し、それに応じた静水圧を加味して計算している。Fig. 5.4 は水面高さの測定法を示している。同一の x, y 座標を持つ格子点の中で z 方向に最も高い位置に存在する interface cell の z 座標を基準とし、その cell の fill level を勘案して水面高さを設定している。すなわち、最も高い位置にある interface cell の下端の z 座標を z_{init} 、上端の z 座標を z_{end} 、fill level を φ とすると、その x, y 座標における水面高さ $\eta(x, y)$ は、

$$\eta(x, y) = z_{\text{init}} + \varphi(z_{\text{end}} - z_{\text{init}}) \quad (5.9)$$

となる(Fig. 5.5)。

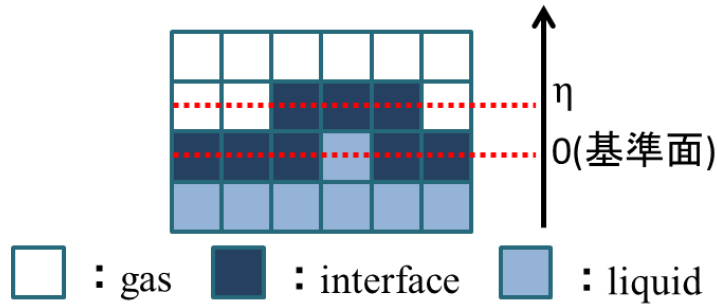


Fig. 5.4 基準面と水面高さ

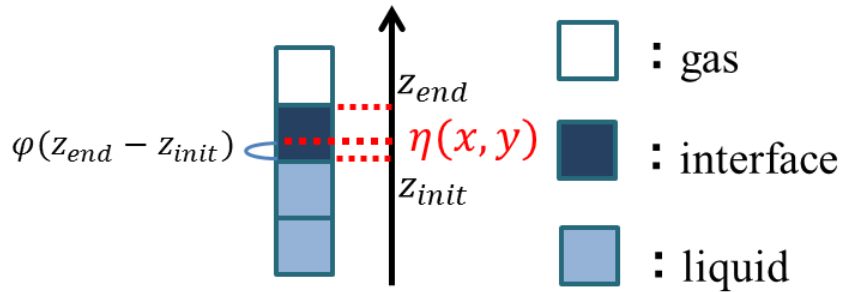


Fig. 5.5 水面高さの設定法

計算開始時、水面における圧力は静圧と同じ P_0 であり、これが大気の圧力と釣り合っている。したがって、同一の x, y 座標の格子点の中で最も z 方向に最も高い位置し、期待と接している **interface cell** においては、常に気体との圧力の釣り合いが存在するはずなので、境界条件として以下の条件が与えられる。

$$P_{total} = P_{dynamic} + P' = P_0 \quad (5.10)$$

$P_{dynamic}$ は動圧を意味しており、格子 Boltzmann 法における分布関数は、動圧の変動を司っている。

この格子点における P' は Fig. 5.3 より $P_0 - \rho g \eta$ であるから、この格子点においては $P_{dynamic}$ は以下のように設定されなければならない。

$$\begin{aligned} P_{dynamic} &= P_{total} - P' \\ &= P_0 - (P_0 - \rho_{water} g \eta) \\ &= \rho_{water} g \eta \end{aligned} \quad (5.11)$$

格子 Boltzmann 法の支配方程式は密度の単位を持つ分布関数によって記述されており、この圧力の境界条件を密度に変換する必要がある。その変換式は(2.11)式と同様の形式により、

$$\delta P_{dynamic} = \frac{c^2}{3} \delta \rho \quad (5.12)$$

と表される。 $\delta \rho$ は、密度の基準値 $\rho_{water} = 1.0 \times 10^3 [kg/m^3]$ からの変動分である。 $\delta P_{dynamic}$ は、動圧の基準値からの変動分であり、ここでは動圧の基準値を0 [Pa]としている。そのため、

$$\delta P_{dynamic} = P_{dynamic} \quad (5.13)$$

である。

以上より、interface cell として上端に位置し、気体に接する cell の密度の境界条件は、

$$\begin{aligned} \rho_{boundary} &= \rho_{water} + \delta \rho \\ &= \rho_{water} + \delta P_{dynamic} \left(\frac{3}{c^2} \right) \\ &= \rho_{water} + \rho_{water} g \eta \left(\frac{3}{c^2} \right) \end{aligned} \quad (5.14)$$

によって与えられる。

5.2.3 気体からの分布関数計算

Streaming step において、隣の格子点に存在する分布関数が並進してくるが、gas 領域の格子点は分布関数を持たないため、gas 領域から入ってくる分布関数は流体情報から推定して外挿する必要がある(Fig. 5.5)。Korner ら[25]によると、その分布関数推定法は、

$$f_{\alpha}(\mathbf{x}, t + \delta t) = f_{\alpha}^{eq}(\rho_G, \mathbf{u}) + f_{\bar{\alpha}}^{eq}(\rho_G, \mathbf{u}) - f_{\bar{\alpha}}(\mathbf{x}, t) \quad (5.15)$$

としている。ただし、 ρ_G は gas の密度を示す。これは、Fig. 5.7 に示すように、gas cell と interface cell の間に気液境界を考え、液体側と気体側から及ぼされる力積が釣り合っているという想定のもとに設定されている。境界条件より、

$$\rho_G = \rho_{boundary} = \rho_{water} + \rho_{water} g \eta \left(\frac{3}{c^2} \right) \quad (5.16)$$

とし、 \mathbf{u} は interface cell の流速を用いる。

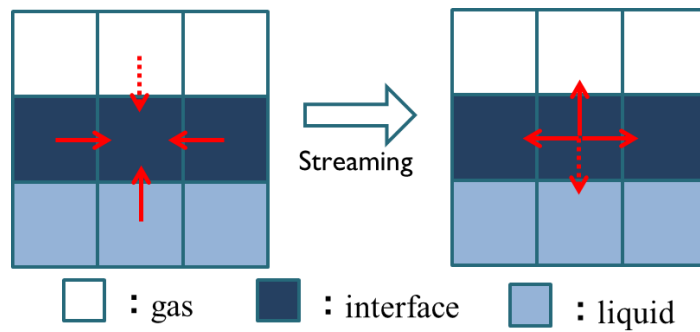


Fig. 5.6 気液境界付近での分布関数の Streaming

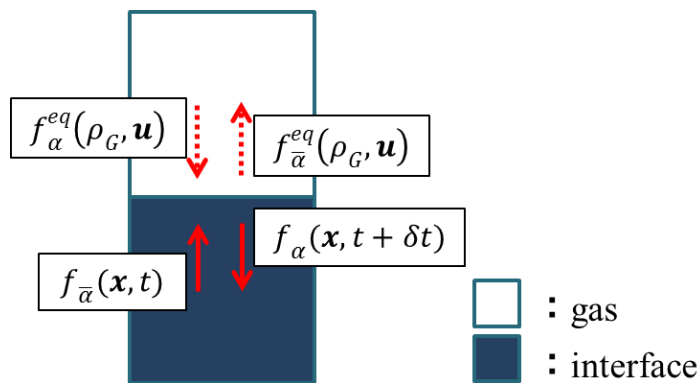


Fig. 5.7 気液界面での分布関数の分布

5.2.4 気体領域仮想分布関数

Fig. 5.8 において、格子点**b**から格子点**f**に向かう分布関数を **Bounce-back method** で計算する場合、格子点**ff**における流速情報が必要になる場合がある。しかし、格子点**ff**は気体中の格子点であるため、分布関数および流速や密度といった流体情報を持たないため、数値計算上、何らかの値を外挿する必要がある。

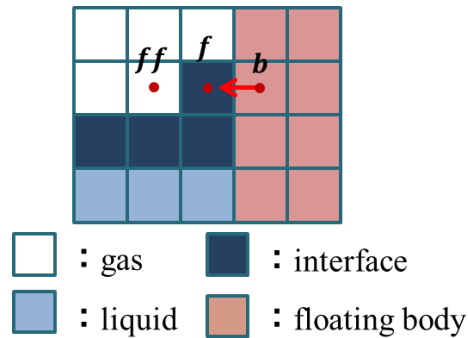


Fig. 5.8 気液界面付近での Bounce-back 計算

また、自由表面の形状が変化し、**gas cell** が **interface cell** に変わった際には、何らかの手法で分布関数の初期値を外挿しなければならない。

以上二つの場合において、適切な値を外挿しなければ計算が発散する原因となってしまう場合がある。本プログラムでは、**gas** 領域の分布関数についても仮想的に計算を行っており、前者の場合は(2.9)式によって計算された格子点**ff**の流速を用い、後者の場合には仮想分布関数をそのまま外挿するという手法を用いている。

gas 領域の仮想分布関数の初期値は、(2.12)式と同様に平衡分布関数として

$$f_{\alpha} = f_{\alpha}^{eq}(\rho_{water}, \mathbf{u}_G) \quad (5.17)$$

が与えられ、 x 方向上流境界の流入境界およびその他の流出境界の設定方法も同様である。 \mathbf{u}_G は **gas** 領域に与える流速の初期値であり、本研究における解析では $\mathbf{u}_G = 0 [m/s]$ を与えている。**interface cell** と接している場所において、**interface cell** から **gas cell** に向かう分布関数に関してはそのまま **Streaming** させているが、**gas cell** から **interface cell** に向かう分布関数は、(5.15)式によって上書きされるため、この仮想分布関数が直接流体側へ **Streaming** していくことは無い。浮体と接している格子点については、液体ノードと同様に **Bounce-back method** によって分布関数を求めているが、**gas** 領域での **Bounce-back** 計算では、流体が浮体に及ぼす力としては加味していない。

5.2.5 浮体運動に伴う自由表面設定

格子点回りに体積を考慮した cell には、物体・流体の 2 種類があるが、自由表面を扱う場合には流体 cell がさらに gas cell, interface cell, liquid cell の三つに分類される。そのため物体が運動し、cell が物体から流体に状態を変えた際には、その流体 cell が gas, interface liquid のどれであるかを判別し、cell 状態を設定する必要がある (Fig. 5.9)。

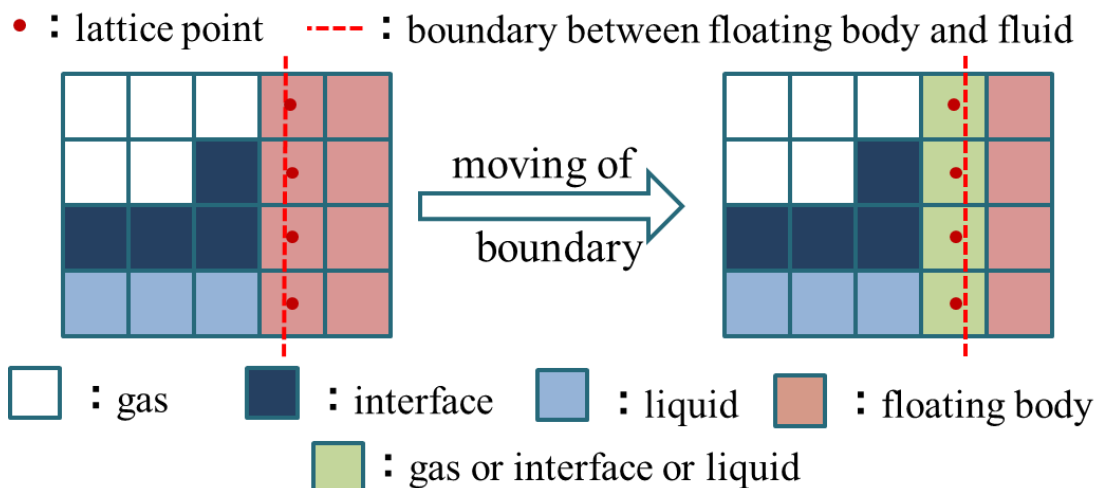


Fig. 5.9 物体移動時の cell 状態の推移

この流体 cell の状態を判別する手法を以下に示す。

まず、物体から流体に状態が変化した cell について、隣接する全ての流体 cell の状態を検出する。隣接する cell の中に gas cell が含まれていなければ、その cell を liquid cell とする。gas cell と隣接する場合、さらに liquid cell と隣接しているかを調べ、liquid cell と隣接する場合は自身を interface cell に、liquid cell と隣接しない場合は interface cell に状態を変える (Fig. 5.10) [25]。

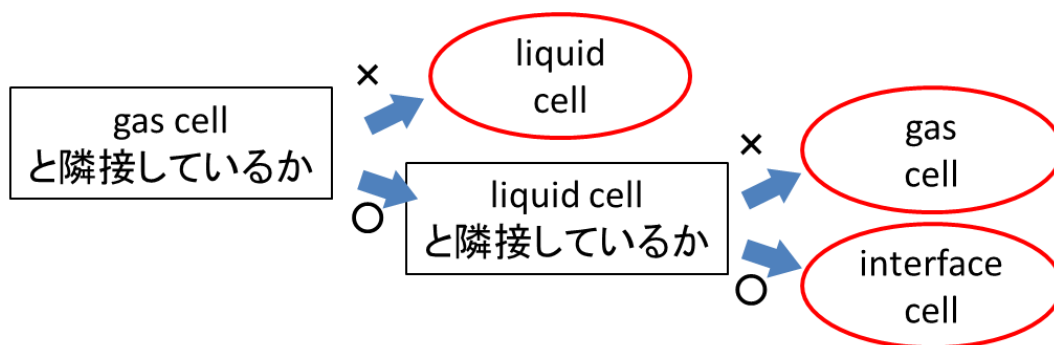


Fig. 5.10 流体 cell の状態決定手法

Fig. 5.10 の規則通りに流体 cell の状態を決定した場合、Fig. 5.11 のように gas cell と liquid cell が接してしまう可能性がある。この状況を改善するために、流体 cell の状態決定の段階で生成された liquid cell について、gas cell と隣接していないかを参照し、gas cell と接している場合には、その liquid cell を interface cell に変更し、fill level, $\varphi(\mathbf{x}) = 0.999$ を与えている (Fig. 5.12)。ここで新たに生成された interface cell に対しては、隣接する interface cell の fill level の平均値を初期値として与え、ここから mass content を計算して求めている。

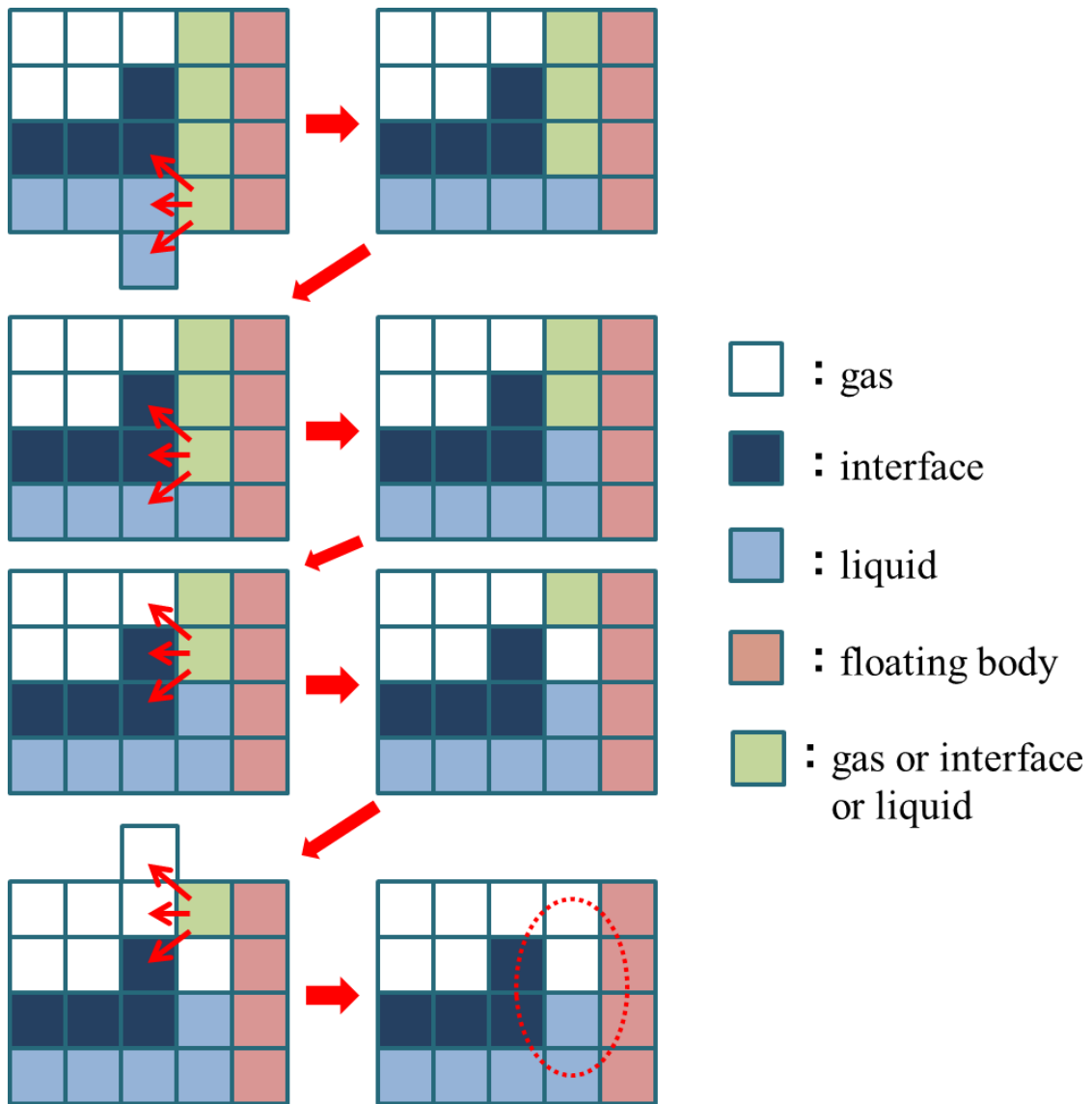


Fig. 5.11 流体 cell の状態決定の例

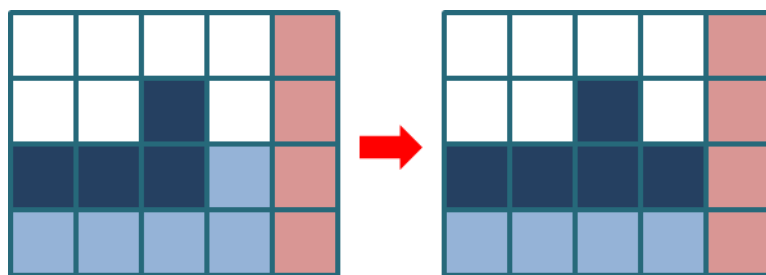


Fig. 5.12 interface cell の補正

5.3 自由表面計算の検証

5.3.1 概要と目的

本節では、水面を貫通する円柱形状浮体を固定し、周辺の流体挙動、自由表面形状の変化および浮体が受ける流体力変化の様子を観察する。これにより、自由表面形状の変化を再現し、本解析プログラムの妥当性について検証することを目的としている。

5.3.2 解析条件

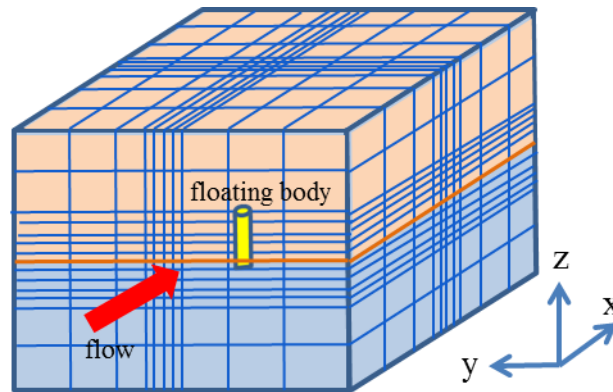


Fig. 5.13 本節で用いた解析モデル

本節の解析では、計算領域中央に固定円柱を設置し、初期条件として円柱の z 方向の中間を通過するように自由表面を設置している。Fig. 5.13 のオレンジ色の領域は **gas** 領域であり、下方の水色の領域が **liquid** 領域である。gas cell と liquid cell は直接接することができないため、両者の間には一層の **interface cell** が挿入されている。格子設定に関しては、Fig. 5.14 および Table 5.1 に示す。

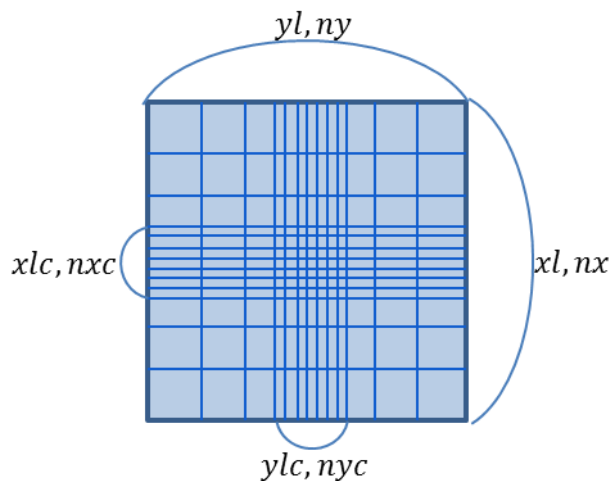


Fig. 5.14 格子設定時のパラメータ(xy平面)

Table 5.1 格子設定

	等間隔格子領域 長さ [m] (xlc, ylc, zlc)	全格子領域長さ [m] (xl, yl, zl)	等間隔格子領域 格子点数 [個] (nxc, nyc, nzc)	全領域格子点数 [個] (nx, ny, nz)
x 方向	0.4	4.0	100	150
y 方向	0.4	4.0	100	150
z 方向	0.6	4.2	150	200

円柱形浮体の形状および流体(liquid)の物性値は、それぞれ Table 5.2、Table 5.3 に示す。

Table 5.2 円柱形浮体の形状

直径 d [m]	1.0×10^{-1}
高さ h [m]	2.0×10^{-1}
密度 ρ_{body} [m]	5.0×10^2

Table 5.3 流体の物性値

一様流速 U [m/s]	1.0×10^{-2}
密度 ρ_{water} [kg/m ³]	1.0×10^3
音速 c [m/s]	3.0×10^0
粘性係数 μ [kg/m·s]	1.0×10^{-3}

初期状態として一様流の流速に対応した平衡分布関数を全格子点に挿入しているが、計算直後は流体状態に大きな擾乱が見られる。本解析では、この擾乱の影響を避けて自由表面形状変化の様子を観察するため、流れ状態が落ち着く 1000 [time step]まで自由平面形状変化の計算を行わず、1000 [time step]から自由表面形状の計算を始めている。

5.3.3 解析結果

Fig. 5.15 および Fig. 5.16 は、それぞれ自由表面変動の計算を開始した 1000 [time step](13.3 [s])および 2000 [time step] (26.6 [s])における水面形状を表している。計算開始後、円柱前面において水面が上昇し、円柱後方は水面が降下する様子が見られた。Fig. 5.17 は、水面高さを xy 平面で見たものであり、図中の凡例の単位は[m]である。

Fig. 5.18 は、流速 0.27[m/s]の一様流中に配置した直径 26[mm]の円柱周りの水面形状の変化を観察したものである。この場合のフルード数は $Fr \cong 0.53$ であるが、自由表面形状の変化は非常に小さいものであることが分かる。

本計算におけるフルード数は非常に小さく($Fr \cong 0.01$)、水面形状の変化はほとんど生じな

いことが予想されたが、水面の上昇・下降が非常に大きく現れ、過剰な評価となっていました。

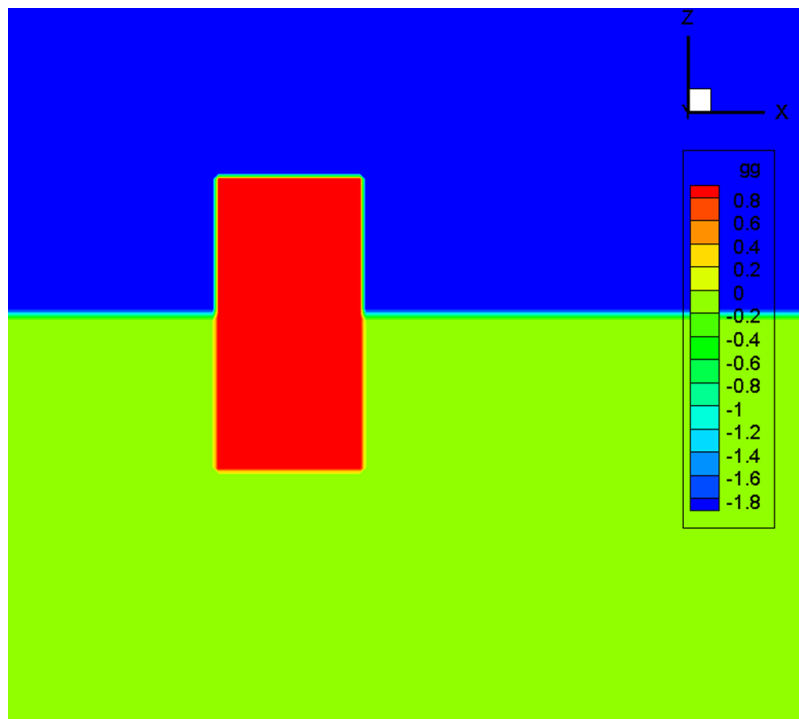


Fig. 5.15 自由表面形状(xz平面、 $t=13.3$ [s])

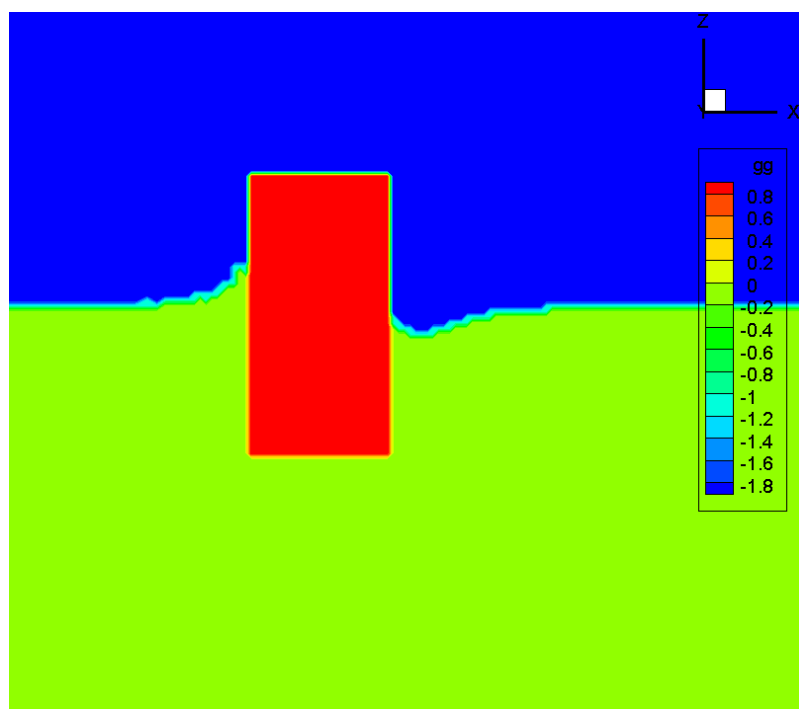


Fig. 5.16 自由表面形状(xz平面、 $t=26.6$ [s])

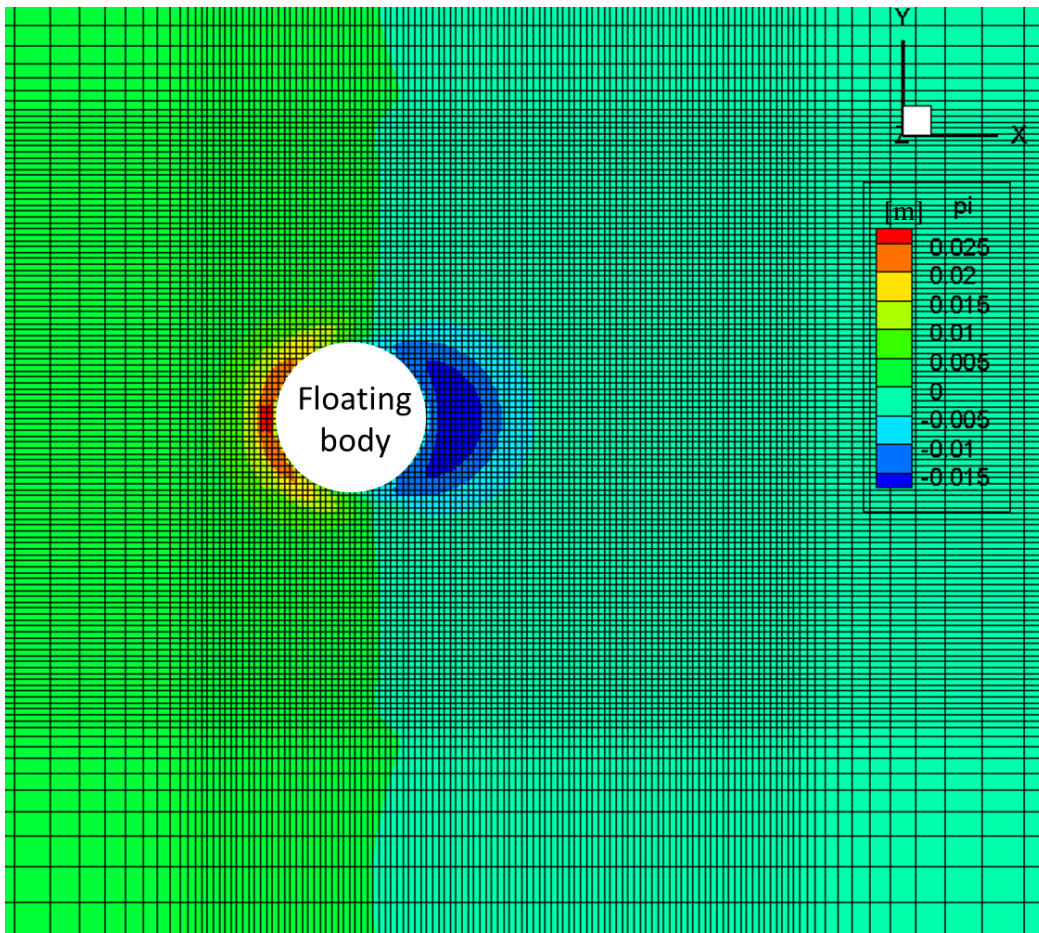


Fig. 5.17 水面高さコンター図(xy平面、 $t=26.6$ [s])

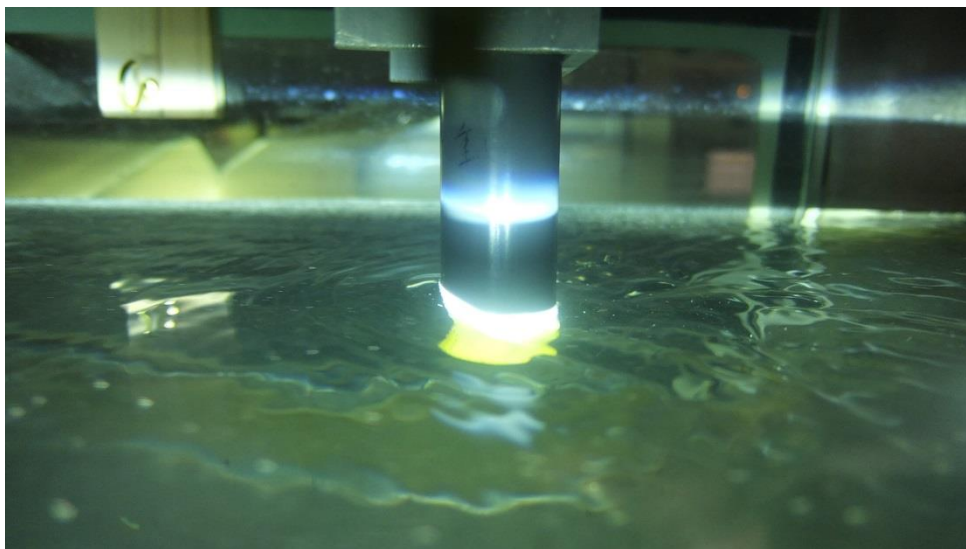


Fig. 5.18 自由表面形状(回流試験水槽)

5.3.1 考察

Fig. 5.19 は自由表面形状変化の計算を開始する 1000 [time step] (13.3[s])における圧力分布を、基準圧力との差として表示している。Fig. 5.20 はz方向の流速分布を表しており、z方向流速を一様流速で無次元化して表示している。この時点において、Fig. 5.19 より一様流が衝突する円柱のx方向上流側下部において、圧力が高くなっていることが分かる。円柱底面や水面方向に向かって圧力勾配が生じており、Fig. 5.20 では、この圧力勾配に沿って水面付近ではz軸上方向に、円柱下部ではz方向下向きにそれぞれ流速が生じている。円柱後流側においては、上流側ほど強いz方向の圧力勾配は生じていないが、水面付近で強いz方向下向きの流速が生じており、この後自由表面が沈降していくことが予想される。

Fig. 5.21 および Fig. 5.22 は 2000 [time step] (26.6 [s])における圧力分布とz方向の流速分布を、それぞれ Fig. 5.19 および Fig. 5.20 と同様の指標で表したものである。Fig. 5.21 を見ると、表面付近において圧力の高い領域と圧力の低い領域が混在していることが分かる。Fig. 5.22 を見ると、円柱前面ではさらに水面が盛り上がる方向に、円柱後方ではさらに水面が下がる方向に流速が生じている。

以上を踏まえ、自由表面開始時においては、圧力・流速分布に従った水面形状の変化が再現されていると考えられる。一方で、隆起・沈降した水面に対しては、重力が復原力として作用するはずであるが、計算を進めても円柱上流側の水面が上昇し、下流側の水面が下降する傾向に変化が見られなかった。そのため、重力による復原力が想定した通りに作用していなかったことが考えられる。本手法において重力影響は、5.2.3 における gas cell から interface cell へ向かう分布関数を推定する際の境界条件として考慮されている。今後、この境界条件の設定法についての見直し、あるいは別の方法を用いて重力影響を反映する手法についての検討を行う必要があると考える。

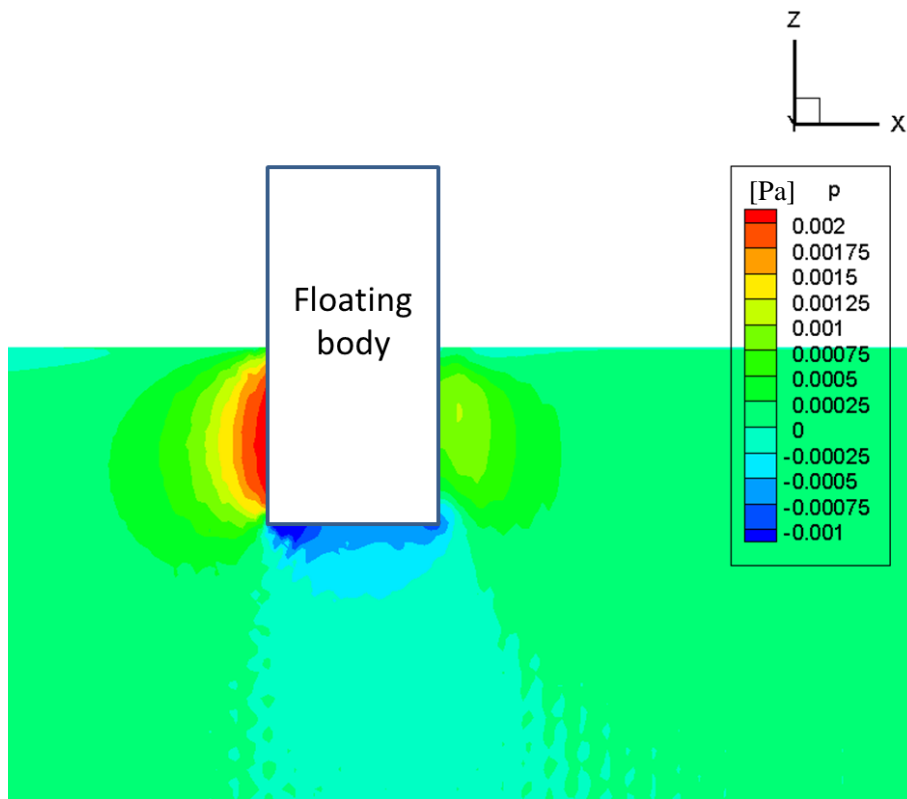


Fig. 5.19 圧力コンター図(xz平面, $t=13.3$ [s])

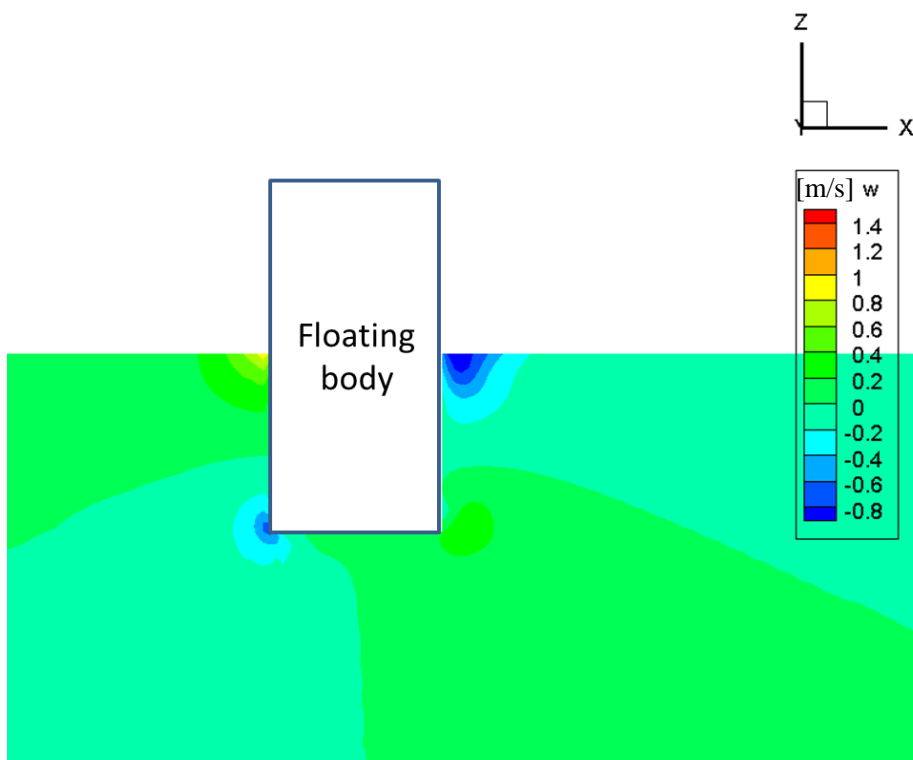


Fig. 5.20 z方向流速分布(xz平面, $t=13.3$ [s])

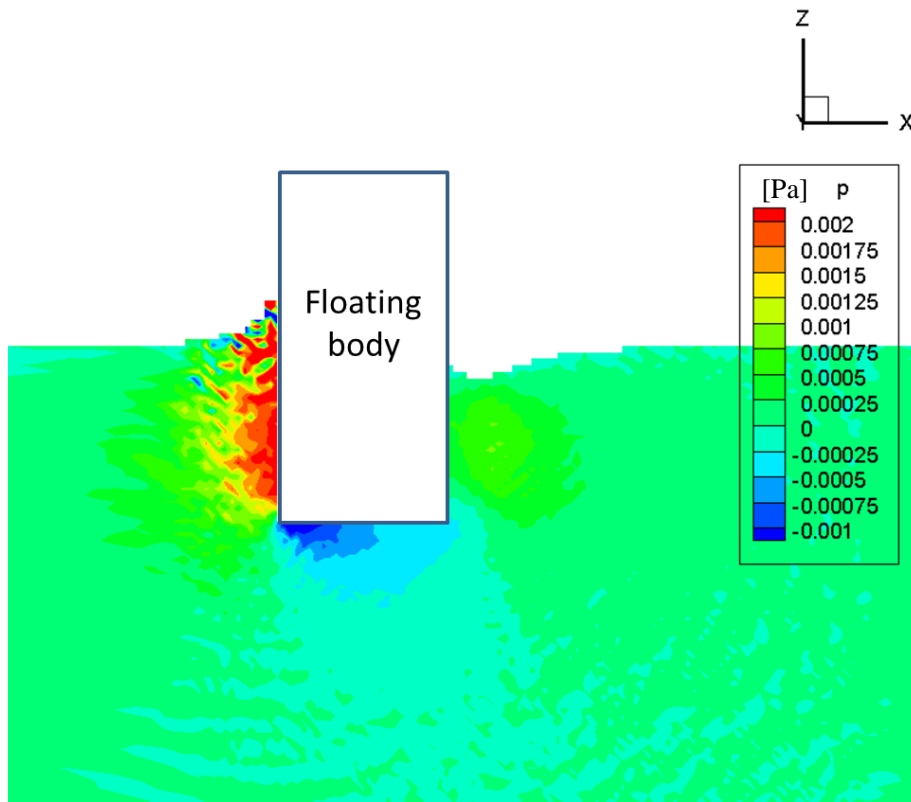


Fig. 5.21 圧力コンター図(xz平面, $t=26.6$ [s])

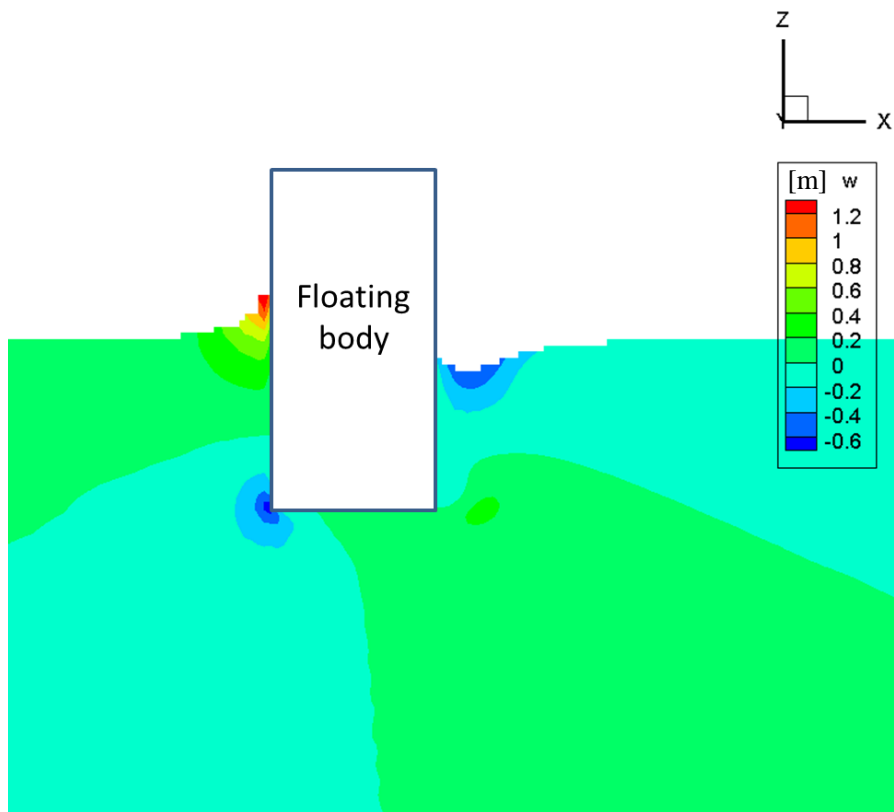


Fig. 5.22 z方向流速分布(xz平面, $t=26.6$ [s])

第6章 結論

本研究では、浮体部の渦励振挙動である Vortex-Induced Motion(VIM)を解析する手法として、CFD の一種である格子 Boltzmann 法による解析手法の開発を行った。以下に本研究での結論を記す。

- ・格子 Boltzmann 法においては、仮想的に音速を下げることでタイムステップ幅を広げ、計算時間を短縮することができる。計算領域内に水および物体のみを有する解析において、マッハ数が 0.067 を超えない場合、流体の仮想的な圧縮性による解析結果への悪影響が生じない。
- ・絶対座標系の直交格子上を物体 - 流体境界が移動することにより、流体力評価に一時的な振動をもたらすことがある。物体から流体に状態を変えた格子点に対する初期値の与え方を工夫することで、この振動を小さく抑えることが可能である。
- ・全没水円柱形物体の解析により、物体の流れ方向後方への造渦が確認された。加えて、この渦影響によるものと考えられる周期運動およびその直交方向に確認されており、VIM 挙動が再現された。
- ・自由すべり面条件を与えた半没水円柱形浮体の解析により、全没水物体と同様に VIM 挙動が観測された。一方で、その振幅などには異なる傾向も見られており、条件の相違によって VIM 挙動が大きく異なることが確認された。
- ・本解析により、渦放出と物体運動の相互作用が観測された。
- ・固定円柱周りの自由表面形状の解析を行い、自由表面挙動の定性的な傾向を示すことができた。

また、本研究で出た課題には以下のような点がある。

- ・物体の VIM 挙動については、数値解析のみでは結果の妥当性を示すことが難しい。同一の条件を用いた水槽実験の結果などと照合し、実現象の再現性についてさらに検討を行う必要がある。
- ・全没水物体と半没水浮体の解析結果の比較により、自由表面の存在が VIM 挙動に影響を与えていることが確認された。本研究では、自由表面形状の変化を含めた解析を試みたが、水面計上の変動が大きく出る傾向があり、実現象を再現することができなかった。重力影響の反映手法などの改善を行うことで、自由表面形状変化との相互作用を含めた解析を行うことができる手法へと改善されると考える。

付録

1. 乱流モデル

格子点を設定する CFD 手法において、格子間隔以下のスケールで生じる渦などの流体现象を解像することができない。こういった格子スケール以下の現象による影響を反映する手法が、乱流モデルを用いた数値解析である。本プログラムでは、Large Eddy Simulation (LES) に類似した乱流モデルの導入を検討している。

LES は、流体固有の動粘性係数 ν_0 に、格子スケール以下のスケール(Sub-Grid Scale, SGS)の乱流影響を考慮した乱流粘性係数 ν_t を加えることで、格子サイズ以下の乱流影響を反映させる手法である。すなわち、各格子点での動粘性係数 ν_{total} を ν_0 と ν_t の和で表す。格子 Boltzmann 法においては、支配方程式内に動粘性係数は現れず、動粘性係数の関数である緩和時間が粘性影響を表す。 ν_{total} , ν_0 , ν_t に対応する緩和係数をそれぞれ τ_{total} , τ_0 , τ_t とすると、それらの関係は以下ようになる。

$$\nu_{total} = \nu_0 + \nu_t = \left(\frac{2\tau_0 - 1}{6} + \frac{\tau_t}{3} \right) c^2 \delta_t = \left(\frac{\tau_{total}}{3} - \frac{1}{6} \right) c^2 \delta_t \quad (1)$$

ここで計算された τ_{total} を、支配方程式である式 (2.1) または式(2.6) における緩和係数 τ として用いている。

τ_0 は物性値である動粘性係数 ν_0 より計算される値である。 τ_t の求め方は様々なモデルがあり、本プログラムでは参考文献[26]に基づき、格子 Boltzmann 法の分布関数から計算する Smagorinsky model を初期装備として実装している。まず、運動量フラックス (momentum flux) Q_{ij} を以下の式より求める。

$$Q_{ij} = \sum_{\alpha} e_{\alpha i} e_{\alpha j} [f_{\alpha} - f_{\alpha}^{eq}] \quad (2)$$

ここから、有義運動量フラックス(filtered mean momentum flux)を以下の式より計算する。

$$\bar{Q} = \sqrt{2 \sum_{i,j} Q_{ij} Q_{ij}} \quad (3)$$

ひずみ速度(characteristic filtered rate of strain)

$$\bar{S} = \frac{\bar{Q}}{2\rho_0 c_s^2 \tau_{total} \delta_t} \quad (4)$$

が計算される。ただし、 $c_s = \frac{c}{\sqrt{3}}$ である。

一方で、乱流渦粘性係数はひずみ速度と

$$\nu_t = (C_s \delta_x)^2 \bar{S} \quad (5)$$

の関係にある。 C_s は Smagorinsky 定数と呼ばれる定数であり、解析する流れに応じて ($0.05 \leq C_s \leq 0.25$)の範囲の適当な値を用いるとされている[27, 28]。

式(4)と式(5)から \bar{s} を削除し、(1)を適用すると、

$$\tau_t = \frac{(C_s \delta x)^2 \bar{Q}}{2\rho_0 c_s^4 \delta t (\tau_0 + \tau_t)} \quad (6)$$

となる。これは τ_t に関する二次方程式として解くことができ、 $\tau_t > 0$ として、

$$\tau_t = \frac{1}{2} \left(-\tau_0 + \sqrt{\tau_0^2 + \frac{2(C_s \delta x)^2 \bar{Q}}{\rho_0 c_s^4 \delta t}} \right) \quad (7)$$

を得る。格子 Boltzmann 法においては、この τ_t を τ_0 に足し合わせることで、LES 的に乱流影響を表現することができる。

一方で Smagorinsky model は、物体壁付近において、乱流粘性係数 ν_t が 0 に漸近する様子を再現できていないと指摘されている。そこで Smagorinsky 定数の代わりに、壁からの距離に応じた減衰関数を掛け合わせた LES Smagorinsky - Van Driest 定数、 C_{SD} を用いた、Smagorinsky - Van Driest model も存在する[28]。 C_{SD} は以下に示される。

$$C_{SD} = \left[C_D \delta x \left\{ 1 - \exp\left(\frac{-y^+}{A}\right) \right\} \right]^2 \quad (8)$$

C_D は Lilly 定数、 A は Van Driest 定数と呼ばれ、それぞれ $C_D = 0.17$ 、 $A = 25$ である。 y^+ は壁関数であり、

$$y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu} \quad (9)$$

で計算される。 y は壁からの距離である。 u_τ は摩擦速度と呼ばれ、以下の式で計算される。

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (10)$$

ただし、 τ_w は壁面せん断応力である。

この他に、Smagorinsky 定数にあたる定数を、動的に計算する Dynamic SGS model がある。これは、最小の格子スケールにおけるひずみ速度および、それよりも大きな格子スケール(test scale, 一般的には最小の格子スケールの 2 倍)におけるひずみ速度から、Smagorinsky 定数にあたる定数を求める方法である[29]。以下にその手法を示す。

$$C_s = -\frac{1}{2} \frac{\langle L_{kl} M_{kl} \rangle}{\langle M_{ij} M_{ij} \rangle}$$

where

$$M_{ij} = \frac{\tilde{\sim}^2}{\bar{\Delta}} |\bar{S}| \frac{\tilde{\sim}}{\bar{S}_{ij}} - \bar{\Delta}^2 |\bar{S}| S_{ij} \quad (11)$$

$$L_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} L_{kk} = -2 C M_{ij}$$

ただし、 $\tilde{\sim}$ がついているものは、test scale での値を表す。

S_{ij} はひずみ速度テンソルであり、

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (12)$$

で計算される。

$\bar{\Delta}$ はフィルター幅の長さスケールであり、

$$\bar{\Delta} = \sqrt[3]{\delta x_1 \delta x_2 \delta x_3} \quad (13)$$

である。

格子 Boltzmann 法において利用できる LES の手法はこのように各種存在する。各種存在する本プログラムには、すでに Smagorinsky model が実装されているが、これは物体壁近傍の乱流影響を正確に再現できないと指摘される手法である。本解析は、浮体運動の評価を行うことを目的としているため、物体近傍の流れを精緻に再現することは非常に重要である。

本研究は研究開発段階のため、各計算のレイノルズ数は最大でも 1000 と小さい値としている。そのため本研究では、物体スケール L およびレイノルズ数 Re から求められる Kolmogorov スケール、

$$\lambda = L Re^{-3/4} \quad (14)$$

を念頭に、Direct Numerical Simulation (DNS)的に解析を行っている。Rogallo et al.[30]によると、主な渦の散逸は Kolmogorov スケールの十倍程度のスケールで起きているとされている。そのため、格子間隔は最大でも Kolmogorov スケールの数倍程度で設定している。

今後、大型浮体を用いた高レイノルズ数領域での計算を行うにあたっては、Kolmogorov スケールまでの解像度を保証することは難しくなると考えられる。そのため、将来的には乱流モデルの実装および検証を行った上での運用が必要になると考えられる。

参考文献一覧

第 1 章

- [1] 環境省、2011 年度(平成 23 年度)温室効果ガス排出量(要因分析)
- [2] 環境省、2011 年度(平成 23 年度)温室効果ガス排出量(確定値)
- [3] 資源エネルギー庁、エネルギー白書 2013
- [4] エネルギー・環境会議 コスト等検証委員会報告書、2011.12.19
- [5] 関西電力ホームページ、2014.1.4 閲覧、
http://www.kepco.co.jp/corporate/energy/nuclear_power/nowenergy/bestmix.html
- [6] 石原 孟、“洋上風力発電の現状と将来展望”、土木技術 67 巻 8 号、2012.8
- [7] 鈴木英之、“浮体式洋上風車の開発動向”、日本風力発電協会、2012
- [8] SSE - Greater Gabbard Offshore Wind Project、2014.1.18 閲覧、
<http://www.sse.com/Greatergabbard/>
- [9] London Array、2014.1.18 閲覧、<http://www.londonarray.com/>
- [10] 環境省 浮体式洋上風力発電実証事業、2014.1.1 閲覧、<http://goto-fowt.go.jp/>
- [11] 福島洋上風力コンソーシアム、2014.1.1 閲覧、<http://www.fukushima-forward.jp/>
- [12] 柴田 創、“浮体式洋上風車の風車浮体連成挙動に関する研究”、東京大学大学院修士論文、2013.3
- [13] 斉藤昌勝、“円筒形浮体の“高レイノルズ数 VIM 特性について”、2012
- [14] 前田克弥、“円筒形浮体の波・潮流中における VIM の増幅現象について”、2012
- [15] Sampath Atluri, John Halkyard, and Senu Srinivas, “CFD Simulation of Truss Spar Vortex-Induced Motion”, *25th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*, 2006.
- [16] 平林紳一郎、鈴木英之、“格子 Boltzmann 法による高 Reynolds 数 VIM 解析”、2012

第 2 章

- [17] S. Hirabayashi, H. Suzuki, “Numerical study on vortex induced motion of floating body by lattice Boltzmann method”, *32nd International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*, 2013.
- [18] 蔦原道久、高田尚樹、片岡 武、“格子気体法・格子ボルツマン法—新しい数値流体力学の手法—”、コロナ社、1999
- [19] T. Inamuro, M. Yoshino, and F Ogino, “Lattice Boltzmann simulation of flows in a three-dimensional porous structure”, *International journal for numerical methods in fluids*, 1999, pp.737-748.
- [20] R. Mei, L. Luo, and W. Shyy, “An accurate curved boundary treatment in the lattice Boltzmann method”, *Journal of computational physics*, 1999, pp.307-330.

第 3 章

- [21] M. Potter, D. C. Wiggert, "Schaum's outline of fluid mechanics", The McGraw-Hill Companies, Inc., 2008.

第 4 章

- [22] R. D. Blevins, "Flow-induced vibration", Krieger publishing company, 1990
[23] 安藤常世、"工学基礎 流体の力学"、培風館、1984

第 5 章

- [24] S. Bogner, and U. Rude, "Simulation of floating bodies with the lattice Boltzmann method", *Computers and Mathematics with Applications* 65, 2013, pp.901-913.
[25] C. Korner, M. Thies, T. Hofmann, N. Thurey, and U. Rude, "Lattice Boltzmann Model for Free Surface Flow for Modeling Foaming", *Journal of Physics, Vol. 121, Nos. 1/2*, October 2005.

付録

- [26] Huidan Yu, Sharath S. Girimaji, and Li-shi Luo, "DNS and LES of decaying isotropic turbulence with and without frame rotation using lattice Boltzmann method", *Journal of Computational Physics*, 2005, pp.599-616.
[27] 保原 充、大宮司久明、"数值流体力学—基礎と応用—"、東京大学出版会、1992
[28] M. Weickert, G. Teike, O. Schmidt, and M. Sommerfeld, "Investigation of the LES WALE turbulence model within the lattice Boltzmann framework", *Computers and Mathematics with Applications* 59, 2010, pp.2200-2214.
[29] Kannan N. Premnath, Martin J. Pattison, and Sanjoy Banerjee, "Dynamic subgrid scale modeling of turbulent flows using lattice-Boltzmann method", *Physica A* 388, 2009, pp.2640-2658.
[30] Robert S. Rogallo, and Parviz Moin, "NUMERICAL SIMULATION OF TURBULENT FLOWS", *Annu. Rev. Fluid Mech.*1984, pp. 99-137

謝辞

本論文の執筆にあたり、大変多くの方にお世話になりました。厚く御礼申し上げます。

指導教員である鈴木英之教授には、研究会等の際に多くのご指摘を頂きました。特に私は、数値解析プログラムの細かな手法にばかり目が行きがちでしたが、もっと高い視点から、その手法や操作にどういった意義があるのか、どういった物理現象を再現しているのかという質問を多くいただきました。その場ですぐに答えられないことも多く、自身の勉強不足、イメージする習慣の不足を痛感することもありましたが、それでも温かくご指導をいただきました。加えて、TAを務めた際の空き時間の雑談を含め、非常に多くの見識を与えていただきました。また、数値解析に関する研究を行う上でのハード面につきましても、大変恵まれた環境を提供していただき、何不自由なく研究を行うことができました。誠にありがとうございました。

指導教員であり、本研究の先行研究者でもある平林紳一郎講師には、大変多くの時間を割いてご指導いただきました。時には、先生のお時間をこんなにも頂いて申し訳ないとすら感じていました。本当に感謝しております。研究を始めてからは、登下校時にはプログラムへの実装法を苦慮しながらペダルをこぐことがほとんどでしたが、研究の相談に乗っていただいた際には、一緒になって熟慮していただき、多くのアドバイスを頂きました。先生には、CFDをはじめとする研究の知識はもちろん、コンピュータ関連の知識など多くのことを学ばせていただきました。中でも、先生の妥協することなく、自分の頭でしっかりと理詰めで考えるという姿勢を目の当たりにし、私には考える癖がまだまだ足りないと感じました。非常に密度の濃い学びの機会を頂きまして、本当にありがとうございました。

本研究室の秘書である小田野由香様には、研究生生活のサポートをしていただきました。物品購入やTAなど、各種事務手続きを中心に大変お世話になりました。

技術専門員の榎本一夫様には、物品管理などの面でお世話になりました。直接お会いする機会は限られていましたが、電話やメールでやり取りすることも多く、柏まで足を運んでいただいたこともあり、お世話になりました。

研究室の同期である石井希実子さんは、研究室の仕事を率先してやってくださいました。私は卒業論文を他の研究室で執筆していたこともあり、勝手のわからないところを色々と教えていただきました。ありがとうございました。

M1・B4の皆さん、しばしば討論をしたり、息抜きで雑談をしたり一緒にご飯を食べに行ったりとお世話になりました。皆さんのこれからの活躍を期待しています。

最後に、居住地は離れていますが、仕送りなどの経済的な面・精神的な面で、学部期間も含めた6年間支えてくださった両親には心より感謝申し上げます。

平成26年3月
宮村明孝