

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 28 年度

修士論文

海底接触式コンプライアント洋上風車の浅海域 における動揺応答特性に関する研究

2016 年 8 月 15 日提出

指導教員

鈴木英之 教授

平林紳一郎 講師

47-146651 広川英司

目 次

1	研究背景・目的	6
1.1	地球温暖化	6
1.2	エネルギーの動向	6
1.3	風力発電	7
1.4	洋上風力発電	9
1.4.1	着底式洋上風車	9
1.4.2	浮体式洋上風車	10
1.4.3	洋上風車に適した水深	11
1.5	研究目的	14
1.6	関連研究等	17
1.6.1	Articulated Tower	17
1.6.2	TLP	18
1.6.3	カテナリー係留	18
2	接触式風車の提案	19
2.1	最大傾斜と固有周期	19
2.2	固有周期を小さくする方針	21
2.3	固有周期を大きくする方針	22
2.4	提案実機	23
3	本研究で用いる理論	25
3.1	静的安定性	25
3.1.1	定常外力による傾斜角	25
3.1.1.1	スラスト力および風抗力	26
3.1.1.2	重量および浮力による復原力	27
3.1.1.3	定常傾斜角	28
3.1.2	下端に働く反力	28
3.2	運動方程式	28
3.2.1	慣性モーメント	30
3.2.2	付加慣性モーメント	30
3.2.3	風力	31
3.2.4	波力	32
3.2.4.1	軸直交方向波力	32
3.2.4.2	軸方向波力	33
3.2.4.3	Wheeler Stretching	35
3.2.4.4	海流	35
3.2.5	付加質量係数	36
3.2.6	重力によるモーメント	37
3.2.7	復原力によるモーメント	37
3.3	固有周期	42
3.4	ルンゲクッタ法	43
3.5	ISSC スペクトル	43
3.6	パラメトリック励振	44

4	数値計算プログラム	46
4.1	静的安定性解析プログラム	46
4.2	動揺応答解析プログラム	46
4.2.1	短い波周期波中の応答	47
4.2.2	固有周期周辺での応答	49
4.2.3	長い波周期波中の応答	50
5	接触式構造物動揺実験	53
5.1	実験目的	53
5.2	実験日時・場所	53
5.3	実験内容	54
5.3.1	実験模型	54
5.3.2	相似則	56
5.3.3	側壁影響	57
5.3.4	計測システム	59
5.3.5	実験項目	61
5.4	実験結果	62
5.4.1	自由動揺実験	62
5.4.2	規則波実験	63
5.5	実験考察	71
6	数値計算	72
6.1	数値計算による実験の再現	72
6.1.1	初期条件	72
6.1.2	周波数領域での応答	73
6.1.3	時間領域での応答	75
6.2	抗力と減衰力の数値実験	78
6.3	実海域を想定した数値計算	79
6.3.1	水深 50 m	79
6.3.1.1	水深 50 m での形状設計	79
6.3.1.2	水深 50 m での動揺応答	82
6.3.1.3	水深 50 m のまとめ	86
6.3.2	水深 70・90 m	86
6.3.2.1	水深 70・90 m での形状設計	86
6.3.2.2	水深 70・90 m での動揺応答	88
6.3.2.3	水深 70・90 m のまとめ	91
6.3.3	水深 30 m	91
6.3.3.1	水深 30 m での形状設計	91
6.3.3.2	水深 30 m での動揺応答	93
6.3.3.3	水深 30 m のまとめ	97
6.3.4	実海域を想定した数値計算まとめ	97
7	結論	98
8	謝辞	101

表 目 次

1	世界の主な洋上風力発電所・実証実験プロジェクト [6].	12
2	クライテリアと環境条件.	20
3	水深 50 m で検討する接触式風車の主要目.	24
4	風車の主要目.	24
5	Articulated column の主要目 [27].	47
6	実験模型の主要目.	56
7	実スケールでの波周波数帯と模型スケールでの周波数の関係.	57
8	周波数毎の計測可能な波数.	62
9	自由振動実験結果.	63
10	パラメトリック励振が観測された波周波数. ○ は観測された条件, × は観測されなかつたもの.	70
11	水深 50 m で検討する接触式風車の主要目.	81
12	風車の主要目.	81
13	水深 70-90 m で検討する接触式風車の主要目.	88
14	水深 30 m で検討する接触式風車の主要目.	92

図 目 次

1	陸上および洋上の表面温度の観測値の世界平均 1850-2012 [1].	6
2	世界のエネルギー消費量の推移（エネルギー別、一次エネルギー）[2].	7
3	世界の最終エネルギー消費における再生可能エネルギーシェアの推定値、2013 [3].	7
4	世界の風力発電容量、2004-2014 [3].	8
5	2014 年の風力発電容量および増加容量の上位 10 カ国 [3].	8
6	2000 年度から 2013 年度までの単年度導入量と累積導入量 [4].	9
7	着底式風車の種類.	10
8	浮体式風車の種類.	11
9	着底式、浮体式と水深の関係.	12
10	日本近海の水深分布 [8].	13
11	局所風況マップ [9].	14
12	日本近海における水深別、離岸距離別の風力エネルギー賦存量 [10].	14
13	下端で回転を許した風車のイメージ. 形状は一例.	15
14	着想. スパー型風車は 2~5 MW 風車を搭載した場合喫水およそ 100m 程度となる. これを着底させ, 下端で水平方向への変位を抑えれば浅海域でも活用できると考えた.	15
15	典型的な着底式と浮体式のプロジェクトでの資本支出 [11].	16
16	Philip ら (2015) [15] が検討した 3 本脚の Articulated Tower.	17
17	接触式風車の設計方針.	19
18	曲率とタワー半径の関係.	22
19	水深 50 m での基本形状. (a) 固有周期を長くする形状, (b) 固有周期を短くする形状. 単位は m.	23
20	風車の転倒に関わる外力要素.	25
21	曲率半径 r の底面を持つタワーが θ 傾斜したとき. (a) は直立時, (b) は θ 傾斜時.	27
22	外力とタワーの関係. XZ 座標系は物体固定座標系を表す.	29
23	5MW の風車を想定した場合の相対風速とスラスト力の関係.	31

24	軸方向波力を考える上での参考図. 図の場合, 軸方向波力は A_1 、 A_2 、 A_3 の面に働く.	34
25	軸方向の運動で構造物に付随する水の体積 (赤斜線部)	34
26	軸方向波力と ISSC スペクトル.	35
27	KC 数の計測値と推定式 [22]. 実線は大塚らによる推定式, 破線は Chaplin [23] による推定式.	36
28	傾斜時のタワーにおける没水体積とタワー下端から体積中心までの距離.	40
29	形状 2 を各平面で切断したときの面積. (a) x 軸上で切断, (b) z 軸上で切断.	40
30	形状 2 を x 軸上で切断したときの, 長方形の長さおよび高さの求め方.	41
31	形状 2 を z 軸上で切断したときの, 切断されたおうぎ形の y 方向長さとする z における切断面の x 座標.	41
32	形状 2 のモーメントのレバー長さの考え方.	42
33	ISSC スペクトル.	44
34	Mathieu 方程式の不安定領域.	45
35	藤野ら (1987) [27] の実験で用いられた Articulated column のうち, 大きいものの概略.	47
36	藤野ら (1987) [27] の実験における座標系.	48
37	無次元傾斜振幅と波周波数の関係. 左: 波振幅 $a = 0.02\text{m}$, 右: $a = 0.04\text{m}$. 黒丸が実験値, 赤三角が固有周期を 9.21s にしたときの計算結果, 緑四角が慣性モーメントを実験値 $0.3209\text{kg}\cdot\text{m}\cdot\text{sec}^2$ に合わせたもの.	49
38	固有周期周辺での無次元傾斜振幅と波周期の関係. 左: 波振幅 $a = 0.02\text{m}$, 右: 波振幅 $a = 0.04\text{m}$	50
39	水平方向波粒子速度振幅, 加速度振幅と波周期の関係を両対数グラフに描画したもの. 水深は実験環境の 3.03m . 波振幅は 0.04 m	51
40	長周期波中の最大傾斜角と波周期の関係. 左: 波振幅 $a = 0.02\text{m}$, 右: $a = 0.04\text{m}$. 赤線は長波の抗力による理論的な傾斜角.	52
41	実験のイメージ.	53
42	東京大学柏キャンパス環境棟 172 教室の風波水槽.	53
43	実験に用いたタワー.	54
44	タワーの寸法. 単位は mm	55
45	台の寸法. (a) 上から見た図, (b) 横から見た図.	55
46	ISSC スペクトル (再掲)	57
47	座標系と記号の定義 (大山 (1989) [28] より引用)	58
48	遮蔽率による反射率・透過率の変化 (大山 (1989) [28] より引用)	58
49	遮蔽率による水平方向波力, モーメントの変化 (大山 (1989) [28] より引用)	59
50	計測システムの構成図.	60
51	2 台のモーションセンサーカメラ.	60
52	1. モーションセンサーカメラの制御用 PC. 2. 造波機の制御用 PC.	61
53	自由振動実験の結果. (a) 時系列グラフ, (b) 時系列グラフの縦線間のフーリエ変換によるスペクトル.	63
54	規則波実験で得られた傾斜角振幅を波振幅で割った値.	64
55	波振幅 1.0 cm , 波周期 0.6 Hz での応答の時系列. 青線は反射波が返ってくる時刻を示す.	64
56	規則波実験で得られた傾斜角振幅を波振幅で割った値. 不適当と考えられるデータを除外した.	65
57	波振幅 1.0 cm , 波周波数 0.9 Hz の規則波中応答.	66
58	波振幅 0.5 cm , 波周波数 1.2 Hz の規則波中応答.	66
59	波振幅 1.0 cm , 波周波数 1.2 Hz の規則波中応答.	67

60	波振幅 1.0 cm, 波周波数 1.3 Hz の規則波中応答.	67
61	波振幅 0.5 cm, 波周波数 1.4 Hz の規則波中応答.	68
62	波振幅 1.0 cm, 波周波数 1.4 Hz の規則波中応答.	68
63	波振幅 1.0 cm, 波周波数 1.5 Hz の規則波中応答.	69
64	波振幅 1.0 cm, 波周波数 0.9 Hz の規則波中応答と波面上昇の関係.	69
65	波振幅 1.0 cm, 波周波数 1.2 Hz の規則波中応答と波面上昇の関係.	70
66	波振幅 1.0 cm, 波周波数 1.4 Hz の規則波中応答と波面上昇の関係.	70
67	数値計算で再現したタワー.	73
68	数値計算と実験の周波数応答の比較. 数値計算での 15～20 秒での応答を用いた. . . .	74
69	数値計算と実験の周波数応答の比較. 数値計算での 50～200 秒での応答を用いた. . .	75
70	数値計算における応答の時系列グラフ.	76
71	数値計算における応答の時系列グラフ. 最初の 20 秒間を抽出.	76
72	波周波数 0.6 Hz, 1.5 Hz の応答のスペクトル. 応答が安定した 20～40 秒の間を調べた.	77
73	波周波数 1.25 Hz の応答のスペクトル. FFT に使用した時間帯は以下の通り. (a) 15 ～20 秒 (b) 20～40 秒 (c) 100～200 秒.	77
74	波周波数 1.3 Hz の応答のスペクトル. FFT に使用した時間帯は以下の通り. (a) 15～ 20 秒 (b) 20～40 秒 (c) 100～200 秒.	78
75	抗力係数ごとの線形減衰係数による影響.	79
76	50 m 水深域で検討する接触式プラットフォーム.	80
77	接触式風車の風速ごとの定常傾斜角.	82
78	水深 50 m での接触式風車の風速ごとの傾斜角の有義値.	83
79	水深 50 m での接触式風車の風速ごとの傾斜角の 1000 波最大値.	84
80	a3-2 の周波数応答.	85
81	b2-5 の周波数応答.	85
82	波周期 0.27 rad/s での a3-2 の復原モーメント/慣性モーメント.	86
83	70-90 m 水深域で検討する接触式プラットフォーム.	87
84	水深 70・90 m での接触式風車の風速ごとの定常傾斜角.	89
85	水深 70・90 m での接触式風車の風速ごとの傾斜角の有義値.	89
86	水深 70・90 m での接触式風車の風速ごとの傾斜角の 1000 波最大値.	90
87	水深 70・90 m での接触式風車の周波数応答. (a) a5-2 (b) a6-2 (c) a9-2	91
88	30 m 水深域で検討する接触式プラットフォーム.	92
89	水深 30 m での接触式風車の風速ごとの定常傾斜角.	93
90	水深 30 m での接触式風車の風速ごとの傾斜角の有義値.	94
91	水深 30 m での接触式風車の風速ごとの傾斜角の 1000 波最大値.	94
92	水深 30 m での接触式風車の周波数応答. (a) b6-2 (b) b6-5	95
93	5MW の風車を想定した場合の相対風速とスラスト力の関係 (再掲).	96
94	0.26 rad/s での (a) 傾斜角の時系列データ, (b) FFT によるスペクトル.	96
95	0.38 rad/s での (a) 傾斜角の時系列データ, (b) FFT によるスペクトル.	96

1 研究背景・目的

1.1 地球温暖化

Figure 1 は IPCC 第 5 次報告書に記載されている、1850 年から 2012 年までの地球の気温変化のグラフである。このグラフが示すように、また地球上の様々な地点でも観測されているように、地球規模で気温は上昇している。同報告書では氷床中のコアから過去の大気成分を推定し、温室効果を持つ二酸化炭素、メタン、一酸化二窒素の大気中の割合が過去 80 万年で最も高くなっていることにも言及している。IPCC によると、化石燃料やセメント製造により 1 年間で排出される二酸化炭素は、2002 年から 2011 年の平均で C^{12} 換算で 7.6~9.0Gt と見積もられている。今後の地球温暖化を抑止する上で、この二酸化炭素排出をいかに抑制していくかが議論の中心となっている。

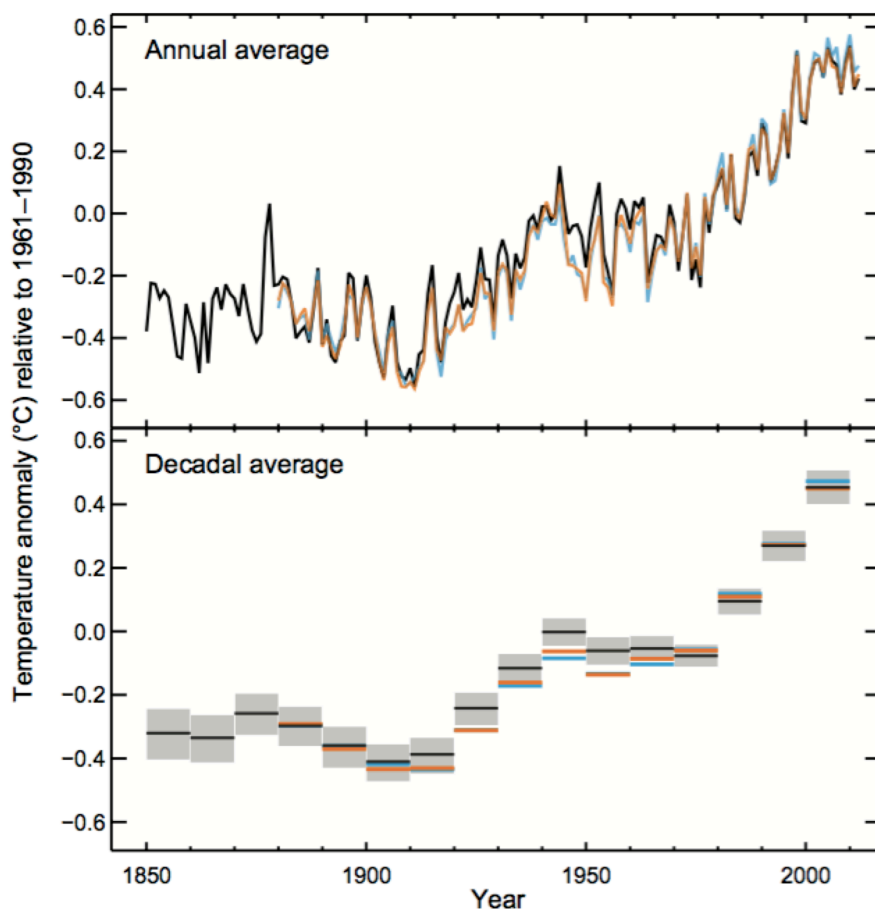


Figure 1 陸上および洋上の表面温度の観測値の世界平均 1850-2012 [1].

1.2 エネルギーの動向

世界のエネルギー消費量の推移を Figure 2 に示す [2]。エネルギー消費量は年々増加の一途をたどっており、そのほとんどが化石燃料（石炭、石油、ガス）で賄われている。Figure 2 より 2012 年現在で、化石燃料が全体の 81.7 % を占めている。二酸化炭素を排出しない原子力、水力、再生可能エネルギーによるエネルギー供給も増加しているものの、それらが占める割合は 2012 年現在で 18.3 %にとどまる。

Figure 3 は REN21 [3] による 2013 年の世界の最終エネルギー消費の再生可能エネルギーの内訳の推定である。再生可能エネルギーのうち、約半分が薪炭材などの伝統的バイオマス利用であり、近代的な再生可能エネルギーは全体の 10 % ほどである。近代的な再生可能エネルギーのうち、熱利用と水力が 8 割を占めており、太陽光発電や風力発電、バイオマス発電、地熱発電などの再生可能エネルギー電力は最終エネルギー消費の 1.3 % を占めているにすぎない。今後地球温暖化を抑制していく上で再生可能エネルギー電力の活用は重要であり、これからの普及が求められる。

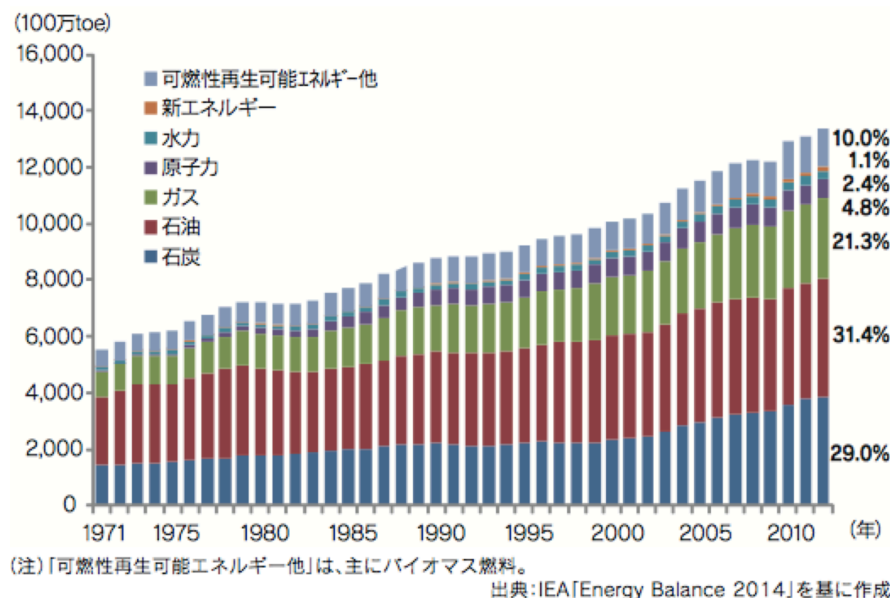


Figure 2 世界のエネルギー消費量の推移（エネルギー別、一次エネルギー）[2].

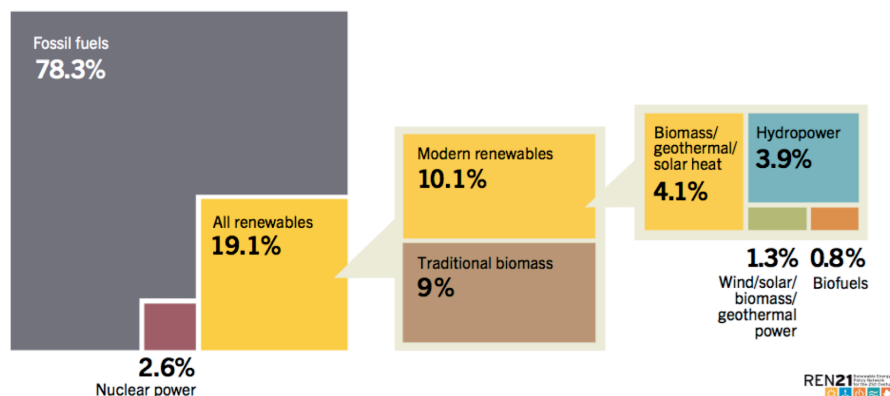


Figure 3 世界の最終エネルギー消費における再生可能エネルギーシェアの推定値、2013 [3].

1.3 風力発電

世界の風力発電設備の発電容量を Figure 4 に示す。風力発電による発電容量は年々増加し、2014 年には 370GW に達した。国別では中国が最も多くの設備容量を抱え、アメリカ、ドイツ、スペインと続く (Figure 5)。

日本においても導入量は伸びており、2013 年度で累積発電容量は 270 万 kW となった（Figure 6 [4]）。

風力発電は大きく陸上風力と洋上風力に大別される。陸上での風力発電は建設や保守管理が洋上風力に比べて容易という特徴があり、洋上での風力発電は風況が安定しており居住地域と離れているという特徴がある。

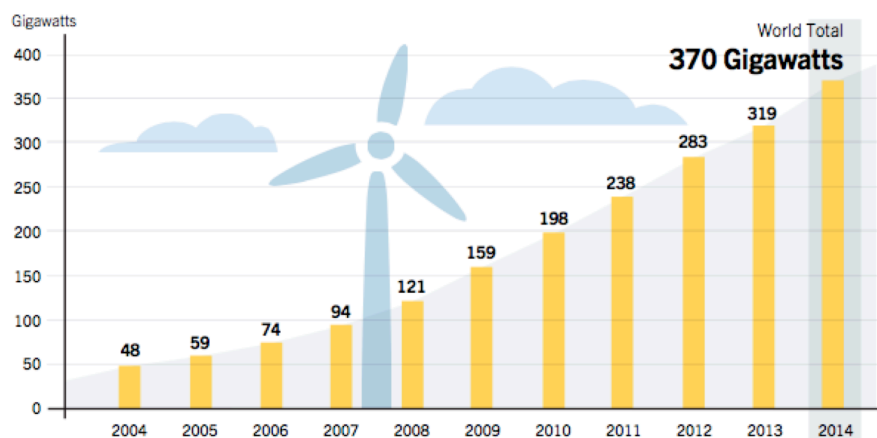


Figure 4 世界の風力発電容量、2004-2014 [3].

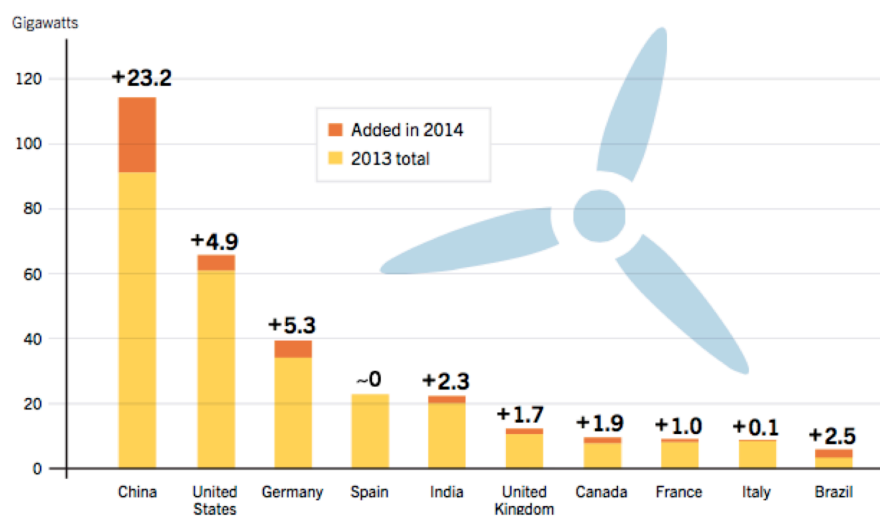


Figure 5 2014 年の風力発電容量および増加容量の上位 10 カ国 [3].

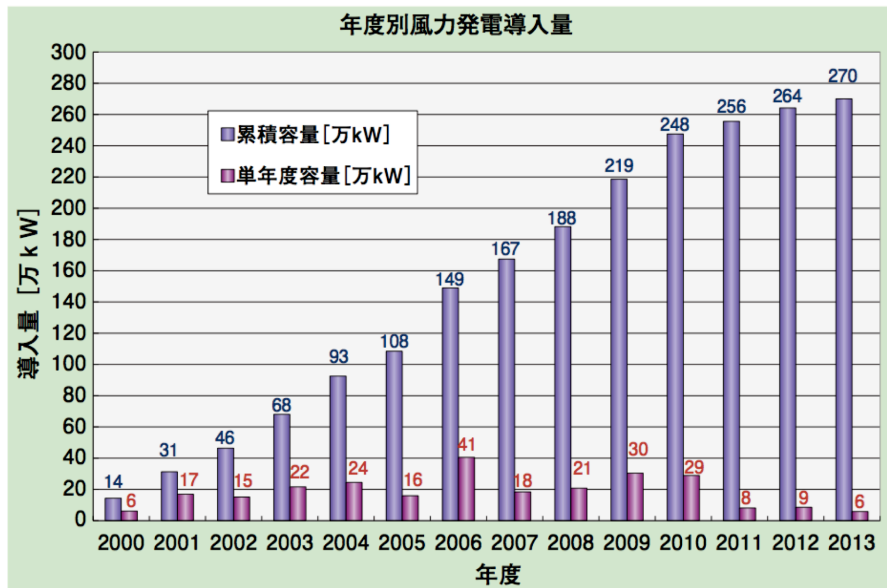


Figure 6 2000 年度から 2013 年度までの単年度導入量と累積導入量 [4].

1.4 洋上風力発電

洋上風力発電は、着底式と浮体式に大別される。着底式は浅海域で使用され、海底に基礎構造を設置して風車を建設する。浮体式は深海域で使用され、浮体構造物の上に風車を搭載する。以下、これらの風車の特徴について確認する。

1.4.1 着底式洋上風車

着底式は基礎構造により海底面に固定されている。水深や地質に応じて様々な形状のものが開発されている（Figure 7）が、大水深では基礎構造に働く外力によるモーメントが大きくなり支持構造が大型化、高コスト化するため、いずれも浅海域で使用されている。

Figure 7 (a)、(b)、(c) はそれぞれモノパイル式、ドルフィン式、重力式と呼ばれ、いずれも浅い海で用いられる。(a) モノパイル式は堅い地盤の浅い海に用いられる。(b) ドルフィン式は軟弱な地盤で浅い海に用いられる。(c) 重力式は堅く平坦な地盤の浅い海域に用いられる。(d) ジャケット式、(e) トライポッド式はともに軟弱な地盤の比較的深い海に用いられる。

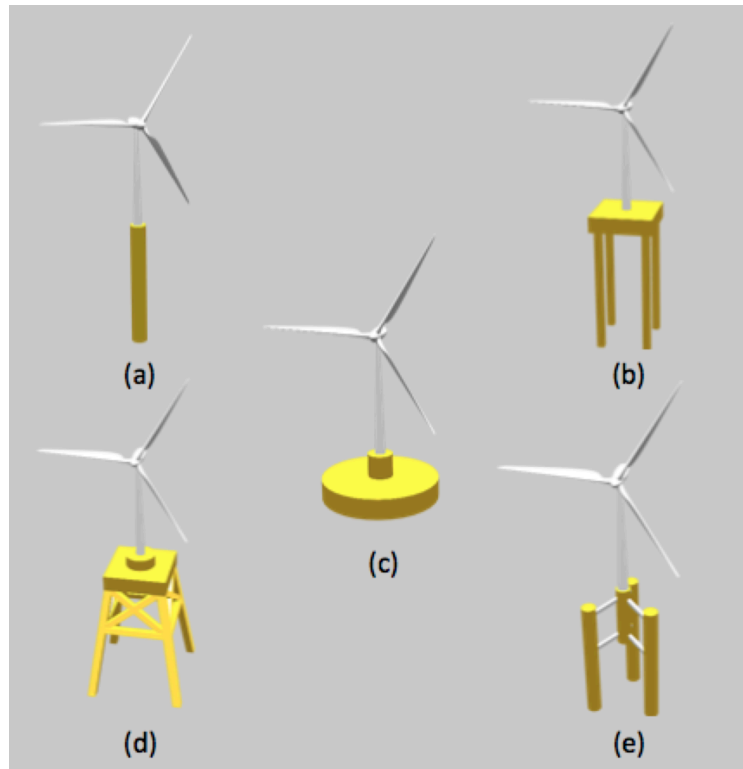


Figure 7 着底式風車の種類.

1.4.2 浮体式洋上風車

浮体式は浮体の上に風車を搭載するもので、浮体は係留により海底面と接続されている。浮体の形状は安定性やコストにより様々な工夫がなされている（Figure 8）が、商業利用されているものはない。いずれも実証実験やスケールモデルによる実験の段階である。（a）スパー型は喫水を大きくし、重心を下げ慣性モーメントを大きくすることにより動揺を抑えている。一般的に喫水は 100m 程度である。近年では、浮体形状を工夫し喫水 50m 程度としたアドバンストスパーの開発も行われている。（b）ポンツーン型は比較的動揺は大きい、鋼材量が少なく済む。（c）セミサブ型は波無し形状を利用し、動揺が小さいが形状が複雑になる。浮体式の浅海域での利用について、大きな課題の一つに係留がある。一般的な係留方式であるカテナリー係留については係留索の張力変動の幅が水深に依存して浅海域では大きくなるため、浅海域での利用には大きな課題がある [5]。また、海底地盤支持力を利用した TLP は、レグに発生する大傾斜を吸収する機構に課題がある。これらはいずれも簡単な問題ではない。そのため、浮体式洋上風車の実証実験は全て水深 100m 以上の海域で行われている。

今後の商業利用を見据えると、浮体式洋上風車は

- 大型化や垂直軸型の開発といった個々の風車の改良
- マルチタービンシステムやウインドファームといった複数台を用いる方式の開発
- 浅海域の活用

といった方向で開発されると考えられる。

浮体式洋上風車は高コストであり大型化は単位発電量あたりのメンテナンス費を抑えるために重要となる。また、現在は既存の陸上風車を浮体に搭載しているが、低コスト化には浮体式に適した風

車の開発が求められる。中でも、重量の大きいナセルを水面近くに配置する垂直式は、重心を下げて浮体構造物の安定性を高めることから有望視されている。

また、風力発電所として発電量を確保するためには、単体ではなく複数台の風車の設置が必要となる。現在、複数台での実証実験が福島沖で行われており、今後も商業利用に向けた取り組みが続けられると考えられる。

浅海域の課題と活用の重量制については後述する。

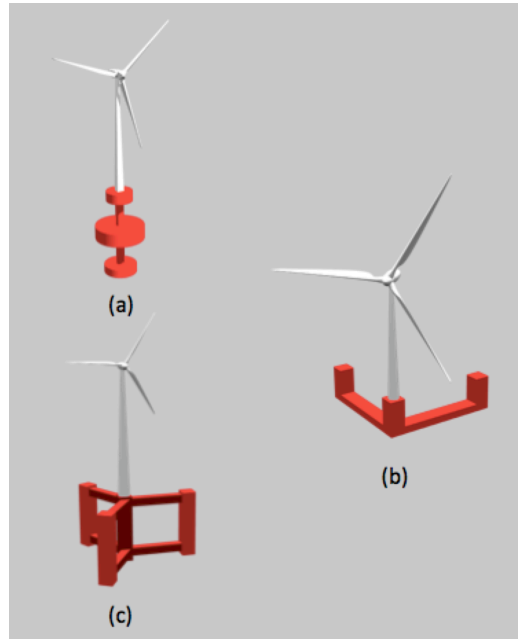


Figure 8 浮体式風車の種類.

1.4.3 洋上風車に適した水深

このように、水深によって着底式と浮体式は使い分けられる。それぞれの代表的な発電所・実証実験プロジェクトを Table 1 に示す [6]。着底式は水深 30m 以下の海域で、浮体式は水深 100m 以上の海域で開発が進んでいることがわかる。

Table 1 世界の主な洋上風力発電所・実証実験プロジェクト [6].

風力発電所/プロジェクト	方式	場所	開始年	水深 [m]
Horns Rev	着底式	デンマーク	2002	6-12
Arklow Bank	着底式	アイルランド	2003	5-25
酒田発電所	着底式	山形	2004	1
風見鶏	着底式	北海道	2004	13
ウインドパワーかみす	着底式	茨城	2010	5
London Array phase 1	着底式	英国	2012	0-25
北九州市沖	着底式	福岡	2013	14
銚子沖	着底式	千葉	2013	12
Hywind Demo	浮体式	ノルウェー	2009	200
Wind Float	浮体式	ポルトガル	2011	40
福島洋上風力コンソーシアム	浮体式	福島	2013	120
GOTO FOWT	浮体式	長崎	2013	100
WINFLO	浮体式	フランス	2017（予定）	100
SWAY	浮体式	ノルウェー	未定	80 400
GICON-TLP	浮体式	ドイツ	未定	30 300

着底式は水深が大きくなると活用が困難になる。水深が大きい場合、風車が受けるスラスト力や波力といった外力によるモーメントが大きくなる（Figure 9）。このモーメントを支えるために、基礎構造に求められる支持力が大きくなり、これに耐えられるよう支持構造物が大型化することとなる [7]。

浮体式は水深が小さくなると活用が困難になる。すなわち浮体式は係留を使って位置保持を行うが、浅海域では深海域に比べ、同じ動揺量に対して係留索の張力変動が大きくなる（Figure 9）。そのため、浅海域では係留索の強度を増したり、シンカーやブイを使って係留索に働く張力変動を小さくしたりする工夫が求められる。

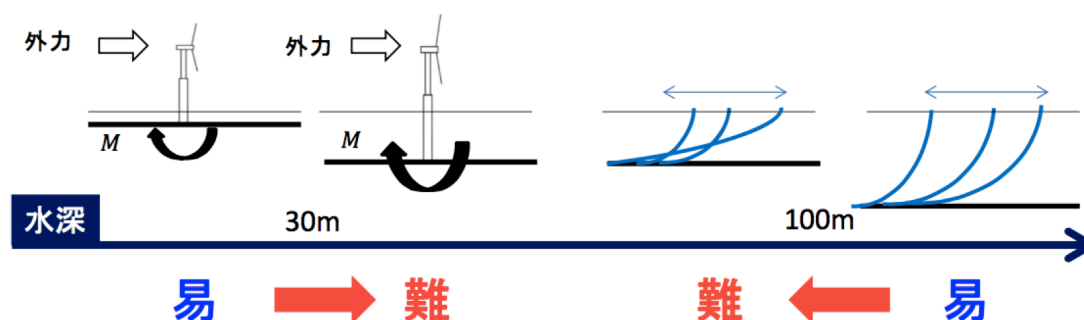


Figure 9 着底式, 浮体式と水深の関係.

Figure 10 は日本近海の水深分布である [8]。沿岸付近を中心に、水深 30～100m の海域が広がっていることがわかる。水深データの取得対象 272 万 km² のうち、水深 30～100m の海域は 20 万 km² を超える。これらの海域は水深 100m 以上の海域と比べて離岸距離が小さく、開発やメンテナンスでの移動が短く済むほか、送電ケーブルの敷設距離も短縮でき、風力発電の観点から有望な海域である。

Figure 11 は日本周辺の風況マップである [9]。Figure 10 と見比べると、北海道や東北、九州周辺の水深 30～100m の海域に風況の良い場所が広がっていることがわかる。また、Figure 12 は日本近

海における水深別、離岸距離別の風力エネルギー賦存量を表す [10]。このグラフから、離岸距離の小さい浅海域に多くの風力ポテンシャルが存在していることがわかる。

従って、現在開発が困難なこの海域で風車を活用することには大きな意義がある。

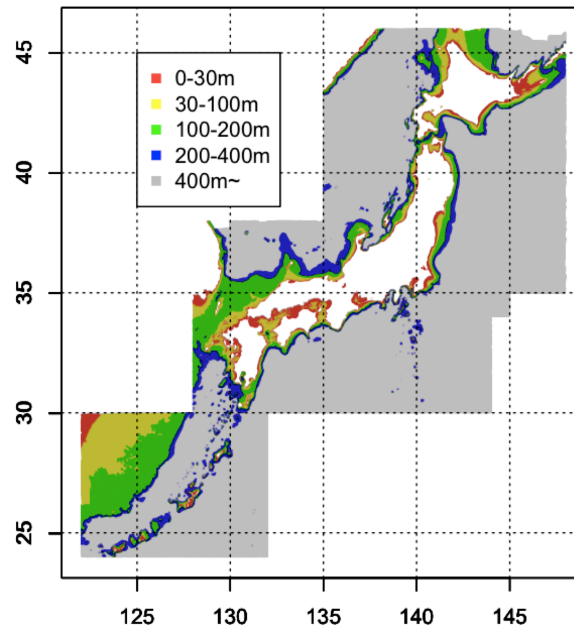


Figure 10 日本近海の水深分布 [8].

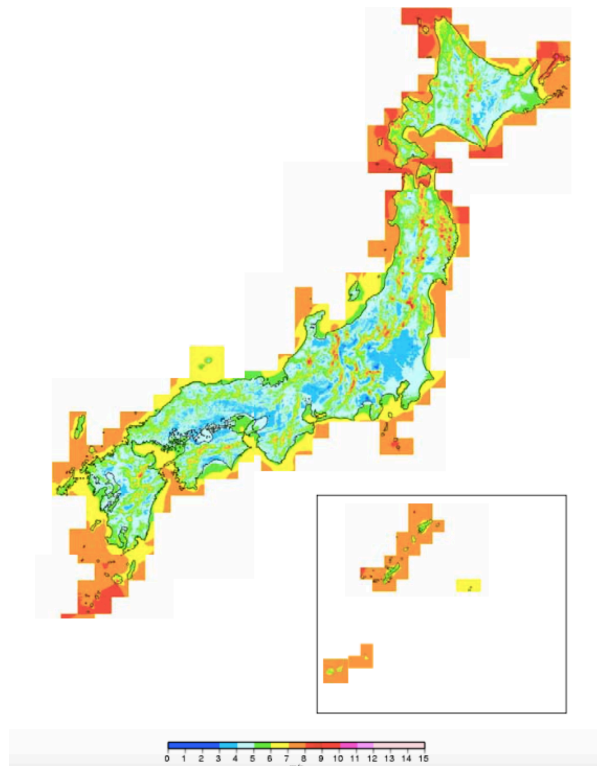


Figure 11 局所風況マップ [9].

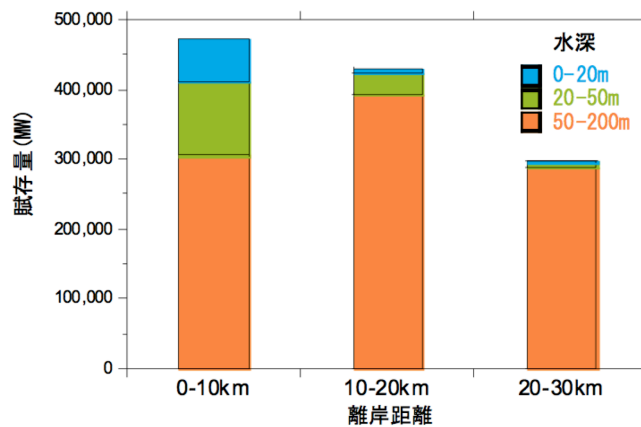


Figure 12 日本近海における水深別, 離岸距離別の風力エネルギー賦存量 [10].

1.5 研究目的

以上のように、水深 30～100m の海域の活用は今後の洋上風力発電の課題である。浅海域への適用に適した浮体に求められる要件に関しては、以下のことが挙げられる。

- 低コスト化に対応した、単純な浮体形式であること
- 浅海域で問題となる係留の問題に対応できること

このことから、構造形式が単純で低コスト化に向けたスパー型を出発点として、課題となる係留の問題を解決するために、海底に着底させる形式を提案する（Figure 13）。この形式では着底した下端で外力に応じて回転することができ、基礎構造の大型化を回避することができる。また十分バラストを持たせ、波浪中で海底を離れないようにすることでヒープ運動を拘束できるメリットもある。以下、これを海底接触式コンプライアント洋上風車（以下接触式風車）と呼ぶ。



Figure 13 下端で回転を許した風車のイメージ. 形状は一例.

先に述べたように、浮体式洋上風車の中で、スパー型は一般的な2～5 MW程度の風車を搭載したとき、喫水およそ100m程度である。スパー型は地面と衝突しないよう、水深100m以上の海域で使用する。このスパー型風車を海底に緩やかに着底させることを考える（Figure 14）。着底させたタワーは、水平方向の運動を制限することで係留索を使うことなく位置保持することが可能である。さらに、喫水を小さくすることでより浅海域での活用を検討する。

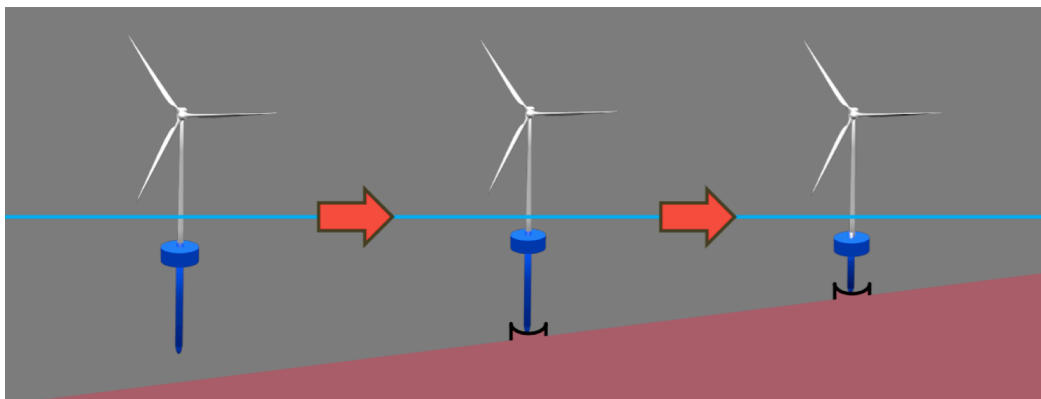


Figure 14 着想. スパー型風車は2～5 MW 風車を搭載した場合喫水およそ100m程度となる。これを着底させ、下端で水平方向への変位を抑えれば浅海域でも活用できると考えた。

30～100m 水深域で洋上風力発電が困難な原因としては、着底式は水深が大きくなると外力による転倒モーメントが大きくなること、浮体式は水深が小さくなると係留索の張力変動が大きくなることが挙げられる。検討する風車では、タワー下端で回転を許すことで曲げモーメントを緩和し、また着底させることにより係留索の使用を回避する。下端で回転を許す機構としては、一例としてはタワーを緩やかに着底させた上で海底に作った碗状の窪みにタワーを据え置く方法が挙げられる。

一方課題としては風や波による傾斜角および下端支持部での上下方向、左右方向の静的および変動支持力がどの程度になり、設計として現実性があるか明らかにする必要がある。

Figure 15 に、着底式と浮体式のプロジェクトでの資本支出を示す [11]。着底式、浮体式ともに、係留や設置が全体の支出の 20 % ほどを占めている。接触式の場合には係留は不要であり、また設置は風車を沈めるだけでよいので、この点は大幅にコストが削減できると期待できる。浮体式、着底式で資本支出の 20～30 % を占める基礎構造において、接触式では上下方向、左右方向の支持力を有する機構が必要となり、係留や設置での削減幅以下のコスト上昇に抑えることができれば、全体としてコスト減を達成することができる。着底式の場合、基礎構造で外力によるモーメントも支えるため、水深が増すと基礎構造のコストが上昇してしまう。しかし、接触式ではモーメントは構造物の動揺を許すことで回避するため、水深によるコスト変化は大きくないと考えられ、着底式が設置困難な水深域での活躍が期待できる。

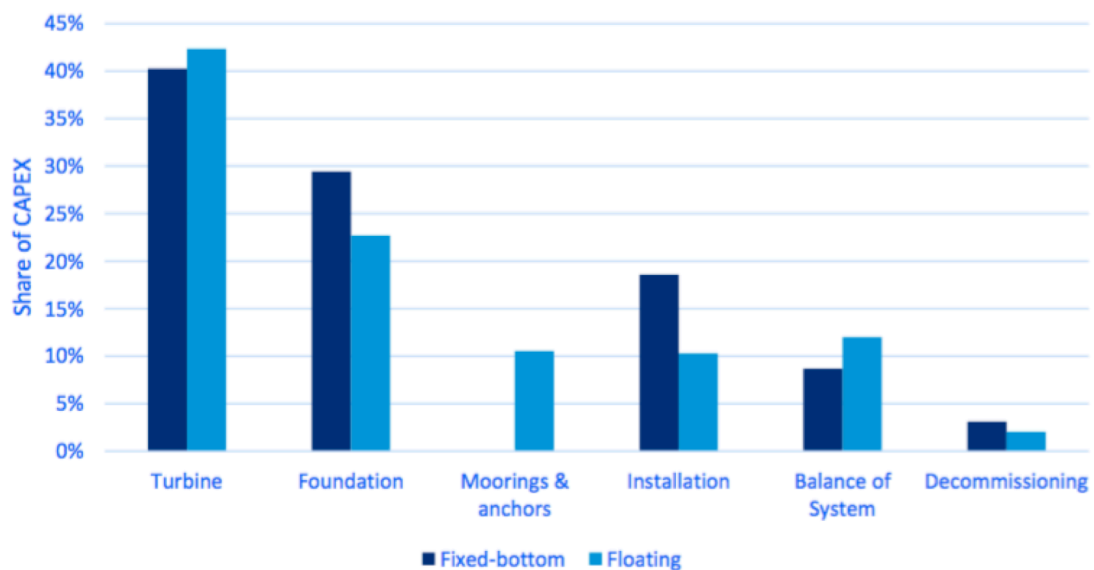


Figure 15 典型的な着底式と浮体式のプロジェクトでの資本支出 [11].

本研究では、接触式風車を浅海域に設置した場合の動揺応答特性に焦点を当て、以下の 3 つを目的とする。

- 接触式風車とその設計方針の提案
- 運動方程式の定式化と動揺応答特性の把握
- 実海域環境での成立性の検討

運動方程式の定式化では、特に没水体積の変化と接触式風車のタワー底面部での曲率の影響が重要となると考えられることから、それらについて精緻なモデル化を行う。

運動応答特性としては、没水体積やタワー底面の曲率の影響が出ると考えられる。

実海域環境での成立性を検討する上で、風車タワーの動的応答は、発電時の傾斜角の制約条件を満たすかどうか指標になる。風車のナセル部分の油圧機構などの制約により、発電時の最大傾斜角の制約条件が生じる。環境条件としては、日本海事協会の設計荷重ケース (DLC) [12] で最も厳しいとされる 1.6 (発電時、通常風、厳しい海況) と 6.1 (停止時、極値風速、厳しい海況) について検討する。

1.6 関連研究等

1.6.1 Articulated Tower

ユニバーサルジョイントを用い、下端で回転可能なタワーとして Articulated Tower と呼ばれる海洋構造物がある。水深 150m 以上の水深域での石油開発のために考案され、その後 FPSO のタンカー係留装置などで利用されている [13]。

Articulated Tower を洋上風力発電に用いる研究は、関田ら (2003) [14] や Philip ら (2015) [15] がある。

関田らは Articulated Tower に風車を搭載した場合の挙動を調べるための第一段階として、海上に設置されている航路標識ブイの変動風と波浪による挙動を実験的に調べた。想定水深は 20 m で、浮体式洋上風車としては浅海域に着目している。この研究で、風荷重算定において必要な抗力係数、ガストファクターを求めた。また、渦による影響や横揺れについて調べた。構造物の形状については検討されていない。

Philip らは数値計算によって風車を搭載した 3 本脚の Articulated Tower の風・波浪中の挙動を調べた (Figure 16)。想定水深は 150 m で、比較的深い水深域を想定している。この研究では有限要素法のソフトウェア NAOS (Nonlinear Analysis of Offshore Structure) と空力学のコードである FAST (Fatigue, Aerodynamics, Structures and Turbulence) を組み合わせ、構造物の周波数応答を考察している。

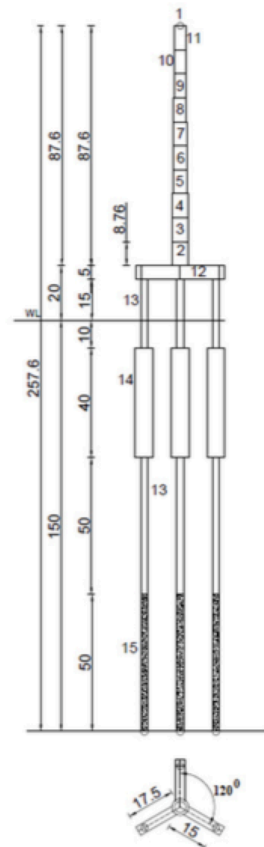


Figure 16 Philip ら (2015) [15] が検討した 3 本脚の Articulated Tower.

1.6.2 TLP

GICON は、水深 30 m で適用可能な TLP を開発中である [16]。発電容量としては 2 MW と 6 MW を想定している。TLP は通常、鉛直方向の拘束が強いが、水平方向の拘束が弱く、水平方向の動揺によって回転角が生じる浅海域では困難とされる。GICON は、斜め方向にもレグを設置して水平方向の動揺を抑えることを考えている。この方法は、既存の TLP に横方向の拘束を追加しているため、高コスト化すると考えられる。

1.6.3 カテナリー係留

浅海域でのカテナリー係留には、これまでに様々な方法が提案されている [17]。外力が小さいときに適しているワイヤーロープと、外力が大きいときに適したチェーンを組み合わせた複合索係留、係留索の途中にシンカーを吊り下げ、アンカーの把駐力を確保する中間シンカー、係留索の途中にブイをつけて張力変動を緩衝させる中間ブイなどがある。いずれも、通常の係留に機能を追加するため、コスト増加につながる。

2 接触式風車の提案

提案する接触式風車のイメージを Figure 17 に示す。接触式風車は、Figure 17 (a) に示すように、スパー型風車を海底に緩やかに着底させることを出発点に考案した。接触式風車の下端は曲面となっており、この曲面に沿って傾斜することが可能である。

接触式風車の動揺特性におけるメリットとして、以下のことが挙げられる。

- ヒープ動揺が起こらないこと
- 傾斜によって没水体積が増加するため、負のフィードバックが働くこと
- 重力、浮力ともに復原力として活用できること

逆にデメリットとしては以下のことが挙げられる。

- 外力による転倒モーメントのレバー長さが長く、傾斜角が大きくなりがちなこと
- 浮体の復原モーメントを得るためには接触式風車の回転中心である下端から遠い水面近くが望ましいが、同時に波力による影響が強まってしまうこと
- 没水体積の変化が原因でパラメトリック励振が生じること

以上の観点から、次に示す手順に従って主要目を決定する。この結果に基づいて詳細な応答特性の解析と水深影響など設計の評価を行う。

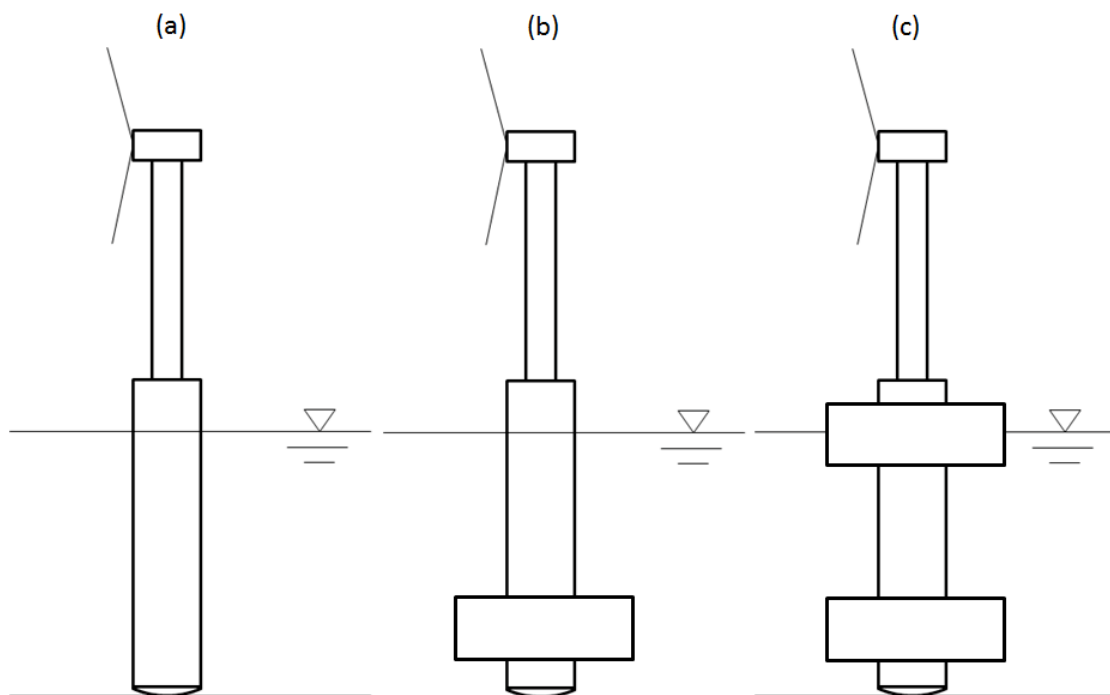


Figure 17 接触式風車の設計方針.

2.1 最大傾斜と固有周期

接触式風車の設計において、最大傾斜角と固有周期が重要となる。最大傾斜角は静的安定性による定常傾斜角と、動揺応答による傾斜角振幅の和で表される。本研究において、制約条件および設計上

の目安を Table 2 に示す。これらの条件は鈴木ら（2005）[18] および中村ら（2015）[19] を参考に定めた。方針の決定においては、簡易的に求めることができる定常傾斜角を用いる。

Table 2 クライテリアと環境条件.

傾斜角の条件	発電時最大傾斜角 10 度以下、暴風時最大傾斜角 15 度以下
着座の条件	波浪中で常に重量が浮力を上回ること
設計上の傾斜角の目安	発電時定常傾斜角 5 度以下
設計上の固有周期の目安	固有周期 10 秒以下 or 20 秒以上
波	有義波高 11.7 m、平均波周期 13 秒
風速	発電時 12 m/s、暴風時 50 m/s

以下に定常傾斜角および固有周期を求める式を示す。定常外力である風（スラスト力、風車タワーに働く風抗力）、浮力、重力による力の釣り合いを用いて求めた。これらの式の導出等詳細については後述する。

$$\theta_0 = \frac{M_{thrust} + M_{tower}}{\rho g V \cdot (\overline{KB} - r) + mg \cdot (r - \overline{KG})} \quad (1)$$

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I + I_a}{\rho g V \cdot (\overline{KB} - r) + mg \cdot (r - \overline{KG})}} \quad (2)$$

θ_0	定常傾斜角
T	固有周期
M_{thrust}	風車に働くスラスト力
M_{tower}	風車タワーに働く風抗力
I	接触式風車の慣性モーメント
I_a	接触式風車の付加慣性モーメント
ρ	海水密度
g	重力加速度
m	接触式構造物の質量
\overline{KB}	接触式風車下端から浮心までの距離
\overline{KG}	接触式風車下端から重心までの距離
r	接触式風車底面部の曲率半径

これらの式から $\rho g V \cdot (\overline{KB} - r) + mg \cdot (r - \overline{KG})$ を消去すると

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I + I_a}{M_{thrust} + M_{tower}}} \theta_0 \quad (3)$$

と表せる。

傾斜角の制約条件のため、定常傾斜角 θ_0 は小さくする必要がある。例えば、Figure 17 (a) のような単純なタワー形状より、下端近くに重量を搭載した (b) のような形状の方が、接触式風車の復原性が増すことから定常傾斜角を小さくできる。

さらに、固有周期 T は波スペクトルのピークを避けるように大きくあるいは小さくする必要がある。Figure 17 (b) のように、復原性を増したものは固有周期が小さくなる。一方、固有周期を伸ばすためには付加慣性モーメントを大きくする方法がとれることから、Figure 17 (c) のように水面近くのタワー直径を増加させる形状が考えられる。

まとめると、方針として以下の二つが挙げられる。

- 定常傾斜角 θ_0 を小さくし、同時に固有周期 T も小さくする。
- 定常傾斜角 θ_0 は小さくするが、慣性モーメント・付加慣性モーメント $I + I_a$ を大きくすることで固有周期 T は大きくする。

以下、それぞれの方針について検討する。

2.2 固有周期を小さくする方針

固有周期を小さくする方針では、以下の Q を大きくすることについて検討する。

$$\rho g V \cdot (\overline{KB} - r) + mg \cdot (r - \overline{KG}) = Q \quad (4)$$

浮心と重心の距離を

$$\overline{KB} - \overline{KG} = l \quad (5)$$

とすると、

$$\begin{aligned} Q &= \rho g V \cdot (l + \overline{KG} - r) + mg \cdot (r - \overline{KG}) \\ &= \rho g V \cdot l + (mg - \rho g V) \cdot (r - \overline{KG}) \end{aligned} \quad (6)$$

と表すことができる。

l は水深によって制約を受ける。 l が十分大きい場合には、 $\rho g V$ を大きくすることで Q を大きくすることができる。

$mg - \rho g V$ については、着底する条件より

$$mg - \rho g V > 0 \quad (7)$$

である。この項を大きくすることを考えれば、重量を増すことが必要ということがわかる。またこれにより、 Q を大きくするためには $r - \overline{KG}$ も大きくする必要がある。

ここで、曲率半径 r の制約条件について考える。タワーの最大傾斜角 θ_{max} を底面の曲面の端まで傾斜したところとすると、 θ_{max} 、曲率半径 r 、タワー半径 R は Figure 18 に示すように、以下の関係がある。

$$\sin \theta_{max} = \frac{R}{r} \quad (8)$$

ここでタワー半径 R を一定とすると、曲率半径 r を大きくしていくと許容できる傾斜角 θ_{max} は小さくなっていく。従って、想定する最大傾斜角に応じて底面の曲率半径は制約される。

以上のことから、固有周期を小さくするための設計方針と課題は以下のようにまとめられる。

- $\rho g \times l$ を大きくする。ただし、浮心・重心間距離は水深によって制約を受ける。浅海域では特に制約が厳しくなる。
- $mg - \rho g V$ を大きくする。ただし、重量の増加はコスト増につながる可能性がある。
- $r - \overline{KG}$ を大きくする。ただし、曲率半径の上限はタワー半径によって制約される。

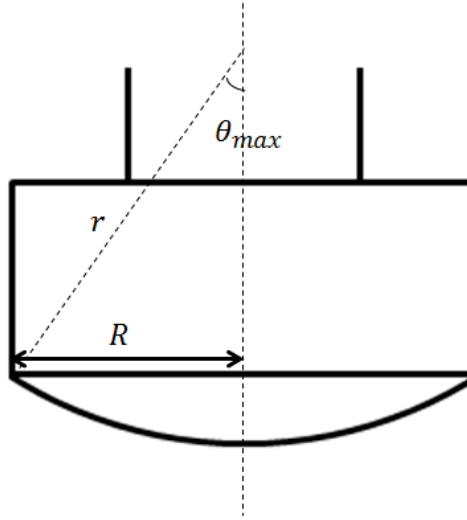


Figure 18 曲率とタワー半径の関係.

2.3 固有周期を大きくする方針

固有周期を大きくする方針では、慣性モーメントと付加慣性モーメントの和 $I + I_a$ を大きくすることを検討する。ただし、それによって式 (4) で示した Q が大きくなり固有周期が大きくなることは避けなければならない。

慣性モーメント、付加慣性モーメントの式を以下に示す。接触式風車全体の慣性モーメントとして、接触式風車を構成する単純な円筒の慣性モーメントの和をとっている。付加慣性モーメントはモリソン式から得られたディフラクション力から求めている。これらの詳細については後述する。

$$I = \sum_i m_i L_i^2 + \frac{1}{12} m_i (6R_i^2 + l_i^2) \quad (9)$$

$$I_a = \int_0^{\frac{h+\eta}{\cos \theta}} (C_M - 1) \rho \frac{\pi D^2}{4} z^2 dz \quad (10)$$

慣性モーメントを大きくするには (a) 重量を上げる (b) 重心を高くする (c) 円筒直径を大きくする、の3つの方法が考えられる。

重量を上げる方法では、特に重心高さ L が大きいところで効果的である。重心が高いところで重量を増すと重心も上がり、 Q は小さくなる。同様に、重心を高くすることは Q を小さくすることにつながる。そのため、これらは定常傾斜角 θ_0 を大きくしてしまう。定常傾斜角を制約条件下に保ったまま I を大きくすることが求められる。

円筒を大きくすることは浮力の増加につながる。これは基本的には Q を大きくする。定常傾斜角の制約条件は考える必要がないが、固有周期 T の増加率も小さいと考えられる。また、接触式構造物の条件である $mg - \rho g V > 0$ を満たす必要があるため、いちごっこのように重量も増さなければならなくなる可能性がある。

付加慣性モーメントを大きくするには浮体半径を大きくすることが挙げられる。特に構造物の下端からの距離 z が大きいほど効果的である。この場合も慣性モーメントの場合と同様、 Q を大きくしてしまうため、固有周期 T の増加率の小ささと重量を増やさなければならなくなる可能性が懸念される。

以上のことから、固有周期を大きくするための設計方針と課題は以下のようにまとめられる。

- 高い位置で重量を増やす。ただし、これによって定常傾斜角は大きくなる。
- 高い位置で浮体を大きくする。ただし、固有周期は大きくなりにくく、また重量も増やさなければならなくなる可能性がある。

2.4 提案実機

以上の検討を元に、水深 50 m での基本形状として Figure 19 に示すプラットフォームを作成した。2MW、5MW の風車を搭載した場合のそれぞれの主要目について、Table 3 に示す。搭載した風車の主要目は Table 4 に示す。重量については、(a) はプラットフォーム下部に配置するバラスト 3.075ton/m³、中間の直径 10 m の円筒部分に海水 1.025 ton/m³、水面貫通部の浮体部分 0.317 ton/m³ とした。また、(b) はプラットフォーム下部に配置するバラスト 3.075ton/m³、その他は 0.317 ton/m³ とした。

以下においては、この基本形をもとに浮体サイズやバラスト重量、水深に合わせた喫水を変えて検討に用いる。

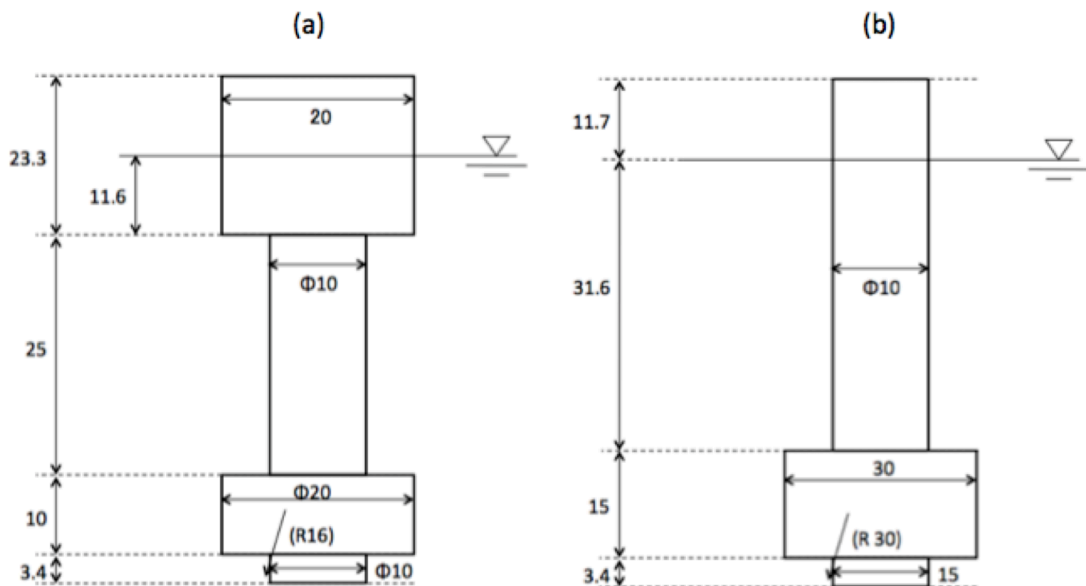


Figure 19 水深 50 m での基本形状. (a) 固有周期を長くする形状, (b) 固有周期を短くする形状. 単位は m.

Table 3 水深 50 m で検討する接触式風車の主要目.

検討番号	a-2	a-5	b-2	b-5
発電容量 [MW]	2	5	2	5
固有周期 [s]	19.1	23.6	11.5	12.7
定常傾斜角（風速 12 m/s 時） [deg]	1.03	3.55	0.23	0.74
質量 [$\times 10^6$ kg]	14.0	14.2	35.6	35.8
排水質量 [$\times 10^6$ kg]	9.24	9.24	14.0	14.0
底面の曲率半径 [m]	16	16	30	30

Table 4 風車の主要目.

発電容量 [MW]	水線面からの高さ [m]	質量 [$\times 10^3$ kg]	タワー直径 [m]
2	52.4	354	8
5	74.1	600	10

3 本研究で用いる理論

本研究では着底させた風車タワーの外力による応答特性を調べる。ここでは研究に用いる理論について、

- 静的安定性
- 動揺応答

についてそれぞれ説明する。

3.1 静的安定性

風車傾斜角の応答は、静的釣り合いによる傾斜角と動的応答による傾斜振幅の和で表される。まず静的傾斜角に制約条件を設けて条件を満たすような設計を行う。

3.1.1 定常外力による傾斜角

風車の転倒に関与する外力のうち、静的な要素は

- スラスト力
- タワーに働く風抗力
- 重量
- 浮力による復原力
- 海流による抗力

である (Figure 20)。

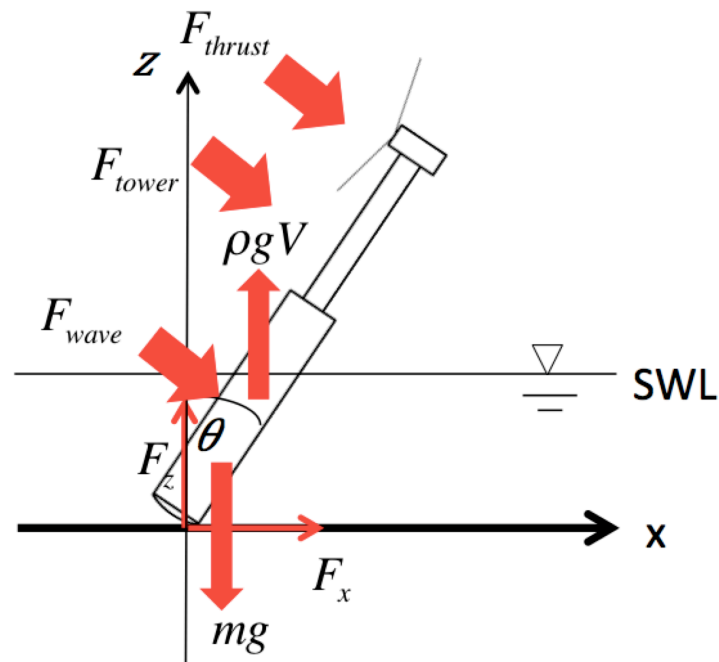


Figure 20 風車の転倒に関わる外力要素.

3.1.1.1 スラスト力および風抗力

スラスト力 F_{thrust} 、タワーに働く風抗力 F_{tower} は以下のように表される。

$$F_{thrust} = \frac{P}{U\eta'} \cos \theta \quad (11)$$

$$F_{tower} = C_{D1} \frac{1}{2} \rho_{air} U^2 A_t \cos^2 \theta \quad (12)$$

P 風車発電容量 [W]
 U 流入風速 [m/s]
 η' 風車の総合効率
 C_{D1} タワーの風抗力係数
 ρ_{air} 空気密度 [kg/m³]
 A_t タワーの投影面積 [m²]

風による転倒モーメントは次のようになる。

$$M_{wind} = M_{thrust} + M_{tower} \quad (13)$$

$$= \frac{P}{U\eta'} \cos \theta \cdot (h + H) + C_{D1} \frac{1}{2} \rho_{air} U^2 A_t \cos^2 \theta \cdot \left(h + \frac{H}{2} \right) \quad (14)$$

h 直立時のタワーの喫水 [m]
 H 直立時のタワーの空中長さ [m]

ただし、ここでは風車タワー、風速分布を一様としてモデル化している。 h は想定海域によって、また H は主に風車発電容量 P によって決まる。以下、転倒モーメントのレバー長さに必要となる H を求める。

風車の発電容量 P は

$$P = C_P \frac{1}{2} \rho_{air} A_r U_0^3 \eta_{gb} \eta_g \quad (15)$$

C_P パワー係数
 A_r 受風面積 [m²]
 η_{gb} ギアボックスの効率
 η_g 発電機の効率
 U_0 定格風速

と表される [20]。受風面積 A_r はブレード長さ L により

$$A = \pi L^2 \quad (16)$$

と表されるから、発電容量 P の風車のブレード長さは

$$L = \sqrt{\frac{2P}{C_P \rho_{air} \pi U_0^3 \eta_{gb} \eta_g}} \quad (17)$$

となる。

回転時のブレード下端の高さは $H - L$ となる。この高さに最大波高が達せず、また飛沫も達しないように H を決定する。最大波高は海域によって決まる。

3.1.1.2 重量および浮力による復原力

重量 W および浮力による復原力 R は以下のように表される。

$$W = mg \quad (18)$$

$$R = \rho g V \quad (19)$$

m 質量
 g 重力加速度
 ρ 流体密度
 V 没水体積

ここで、底面の曲率が r のタワーが θ 傾斜したときの重量によるモーメントについて考える (Figure 21)。直立時に (a) に示すような位置に重心があるタワーが θ 傾斜すると、(b) のようになる。このとき、

$$\overline{KH_1} = r \sin \theta \quad (20)$$

$$\overline{KH_2} = \overline{KG} \sin \theta \quad (21)$$

より、

$$\overline{H_1H_2} = (r - \overline{KG}) \sin \theta \quad (22)$$

であるから、重量によるモーメント M_W は、

$$M_W = W \cdot \overline{H_1H_2} = W \cdot (r - \overline{KG}) \sin \theta \quad (23)$$

と表される。浮力による復原モーメント M_R も同様に考えて

$$M_R = R \cdot (\overline{KB} - r) \sin \theta \quad (24)$$

となる。ただし、 B は没水体積中心。

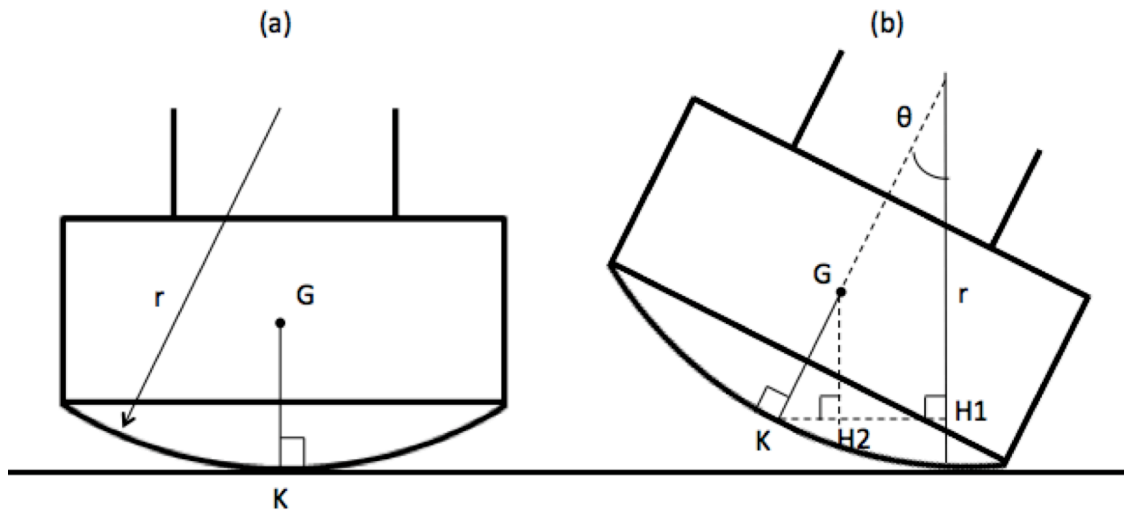


Figure 21 曲率半径 r の底面を持つタワーが θ 傾斜したとき. (a) は直立時, (b) は θ 傾斜時.

3.1.1.3 定常傾斜角

タワーが θ 傾斜したとき、風によるスラスト力、タワー抗力と復元力、重力によるモーメントが釣り合うとすると、

$$\begin{aligned} (\rho g V \cdot (\overline{KB} - r) + mg \cdot (r - \overline{KG})) \sin \theta &= (M_{thrust} + M_{tower}) \\ \sin \theta &= \frac{M_{thrust} + M_{tower}}{\rho g V \cdot (\overline{KB} - r) + mg \cdot (r - \overline{KG})} \\ \theta &= \arcsin \frac{M_{thrust} + M_{tower}}{\rho g V \cdot (\overline{KB} - r) + mg \cdot (r - \overline{KG})} \quad (25) \end{aligned}$$

ρ	海水密度 [kg/m ³]
g	重力加速度 [m/s ²]
V	没水体積 [m ³]
\overline{KB}	浮心高さ [m]
m	タワー質量 [kg]
\overline{KG}	重心高さ [m]
M_{thrust}	スラスト力によるモーメント [Nm]
M_{tower}	タワー風抗力によるモーメント [Nm]

となる。ここで、 $\rho g V$ は浮力、 mg はタワーの重量を表している。簡単のため $|x| \ll 1$ とすると、 $\arcsin x \simeq x$ であるから、定常傾斜角 θ_0 は

$$\theta_0 = \frac{M_{thrust} + M_{tower}}{\rho g V \cdot (\overline{KB} - r) + mg \cdot (r - \overline{KG})} \quad (26)$$

と表される。

3.1.2 下端に働く反力

タワー下端に働く反力の定常成分は、Figure 20 で表される水平方向、鉛直方向の力の空間固定座標系での釣り合いより、

$$F_x = -(F_{thrust} + F_{tower}) \quad (27)$$

$$F_z = mg - \rho g V \quad (28)$$

$$F_n = \sqrt{F_x^2 + F_z^2} \quad (29)$$

F_x	タワー下端での水平方向摩擦力 [N]
F_z	タワー下端での鉛直方向反力 [N]
F_n	タワー下端での反力 [N]

と表される。

接触式では $F_z > 0$ が制約条件となる。

3.2 運動方程式

運動方程式は二次元物体固定座標系で立てる。運動の角速度は小さいので、遠心力、コリオリ力は無視する。運動方程式で用いる外力とタワーの関係を Figure 22 に示す。 xz 座標系は空間固定座

標系を、 XZ 座標系は物体固定座標系を表す。Figure 22 はタワー傾斜角が θ のときを表す。タワーは風車部分でスラスト力を受け、また支柱部分で風による抗力を受ける。水面下では波力を受ける。タワー下端では、地面からの反力を受ける。タワーはこの他に、重力と浮力を受ける。これらより、回転方向、 X 方向、 Z 方向の運動方程式はそれぞれ以下のように表すことができる。

$$I\ddot{\theta} = M_{wind} + M_{wave} - C\dot{\theta} - (\rho g V \cdot (\overline{KB} - r) + mg \cdot (r - \overline{KG})) \sin \theta \quad (30)$$

$$m\ddot{X} = \int \Delta m \ddot{\theta} z dz + f_{waveX} + f_{windX} + F_X - (\rho g V - mg) \sin \theta \quad (31)$$

$$m\ddot{Z} = f_{waveZ} + f_{windZ} + F_Z + (\rho g V - mg) \cos \theta \quad (32)$$

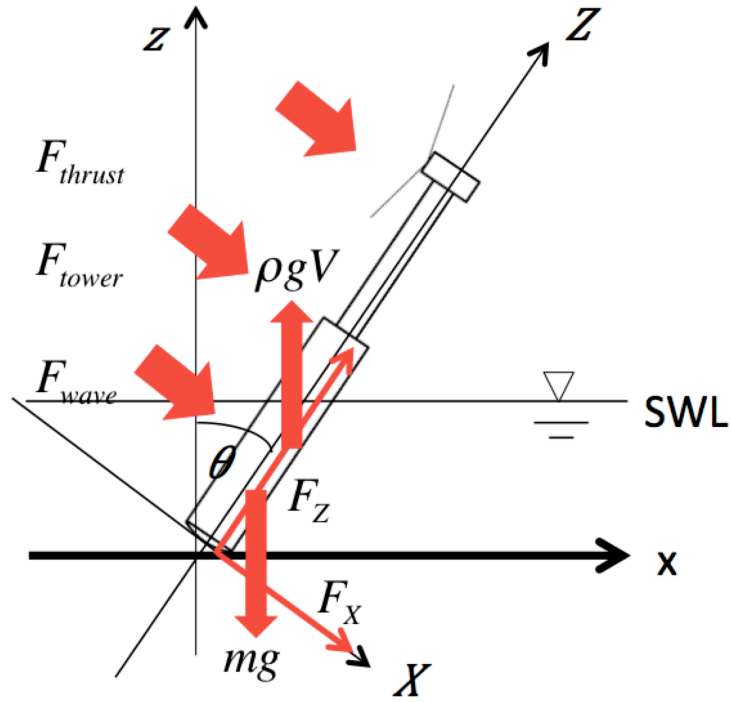


Figure 22 外力とタワーの関係. XZ 座標系は物体固定座標系を表す.

ここで、式中の各変数は以下の通りである。

θ	タワー傾斜角 [rad]
X	タワー X 方向変位 [m]
Z	タワー Z 方向変位 [m]
I	慣性モーメント [$\text{kg} \cdot \text{m}^2$]
m	質量 [kg]
C	線形減衰係数 [$\text{kg} \cdot \text{m}^2/\text{s}$]
Δm	高さ幅 dz あたりのタワー質量 [kg/m]
V	没水部体積 [m^3]
\overline{KB}	タワー下端から浮心までの距離 [m]
\overline{KG}	タワー下端から重心までの距離 [m]
M_{wave}	波による回転モーメント [Nm]
M_{wind}	風による回転モーメント [Nm]
f_{wave_X}	X 方向波力 [N]
f_{wave_Z}	Z 方向波力 [N]
f_{wind_X}	X 方向風抗力 [N]
f_{wind_Z}	Z 方向風抗力 [N]
F_X	下端での X 方向摩擦 [N]
F_Z	下端での Z 方向反力 [N]

3.2.1 慣性モーメント

密度 ρ_i 、質量 m 、回転中心から重心までの距離 L 、長さ l 、半径 R の円筒の慣性モーメント I' は

$$\begin{aligned} I' &= \int_V \rho_i (x^2 + y^2 + z^2) dV \\ &= mL^2 + \frac{1}{12}m(6R^2 + l^2) \end{aligned} \quad (33)$$

と表される。本研究においては、円筒の組み合わせによりタワーを構成するため、タワー全体の慣性モーメント I は以下のように表される。

$$I = \sum_i m_i L_i^2 + \frac{1}{12}m_i (6R_i^2 + l_i^2) \quad (34)$$

ただし、 i はタワーを構成する各円筒の番号を表す。

3.2.2 付加慣性モーメント

付加慣性モーメント I_a は

$$I_a = \int_0^{\frac{h+\eta}{\cos \theta}} (C_M - 1) \rho \frac{\pi D(z)^2}{4} z^2 dz \quad (35)$$

C_M	質量力係数
h	直立時の喫水
η	波面上昇
$D(z)$	タワー下端から距離 z の部分でのタワー直径
z	タワー下端から波力が働く位置までの距離

により求められる。付加慣性モーメントは波面上昇やタワーの傾斜によって積分区間が変化する。この式は、後述するモリソン式の第2項から得られる。

3.2.3 風力

風力によるタワーの転倒モーメント M_{wind} は式 (14) より以下のように表される。

$$M_{wind} = \frac{P}{U\eta} \cos \theta \cdot (h + H) + C_{D1} \frac{1}{2} \rho_{air} U^2 A_t \cos^2 \theta \cdot \left(h + \frac{H}{2} \right) \quad (36)$$

式 (36) の第一項は風車に働くスラスト力を表す。カットイン風速から定格風速までは、出力 P' を用いて

$$P' = C_P \frac{1}{2} \rho_{air} A_r U^3 \eta_{gb} \eta_g \quad (37)$$

と表される。また、式 (15) より、以下が成り立つ。

$$P = C_P \frac{1}{2} \rho_{air} A_r U_0^3 \eta_{gb} \eta_g \quad (38)$$

これにより、定格までの出力は

$$P' = P \frac{U^3}{U_0^3} \quad (39)$$

と表せる。

カットイン風速以下、あるいはカットアウト風速以上の風速では、フェザリングにより風は完全に逃がされ则认为、スラスト力は 0 とする。

定格風速からカットアウト風速までは P は定格出力となる。

5MW の風車に働くスラスト力を風速別に求めると Figure 23 のようになる。定格風速のときが最もスラスト力が大きくなり、風速が大きくなるにつれてスラスト力は小さくなる。カットイン風速以下ではスラスト力は発生しない。カットインから定格風速まではスラスト力が次第に上昇する。定格風速以上の風速では、出力を一定にするためにピッチコントロールによって風を逃すため、風速が大きくなるとスラスト力は逆に小さくなる。カットアウト風速以上の風速では風車をピッチコントロールによって風を完全に逃して停止させるため、スラスト力は働かない。

式 (36) の第二項は風車タワー部分が風から受ける抗力を表す。

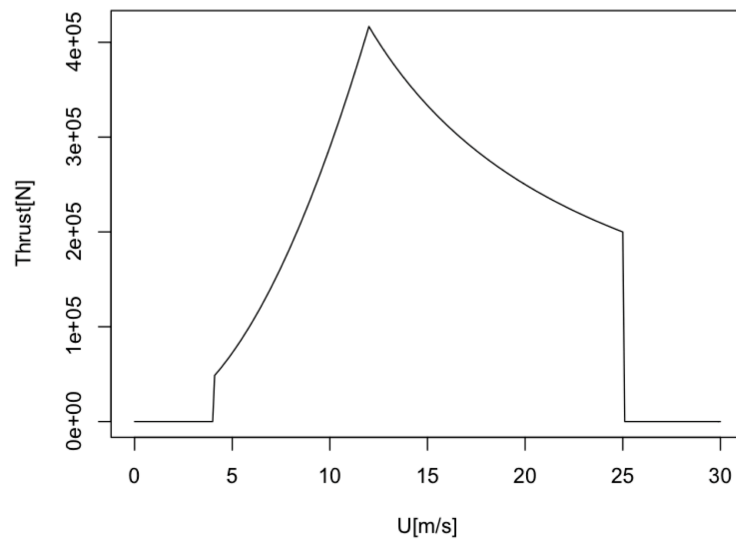


Figure 23 5MW の風車を想定した場合の相対風速とスラスト力の関係.

3.2.4 波力

3.2.4.1 軸直交方向波力

軸直交方向波力によるタワーの転倒モーメント M_{wave} は以下のように表す。

$$M_{wave} = \int f_{wave}(Z) \cdot Z dZ \quad (40)$$

f_{wave} 波力のタワー直交方向成分 [N/m]
 Z タワー下端から波力が働く位置までの距離 [m]

タワー直交方向波力には修正モリソン式を用いる。

$$f_{wave}(Z) = \rho \frac{\pi D^2}{4} \dot{u}_n + (C_M - 1) \rho \frac{\pi D^2}{4} (\dot{u}_n - Z \cos \theta \cdot \ddot{\theta}) + C_{D_2} \frac{1}{2} \rho D (u_n - Z \cos \theta \cdot \dot{\theta}) |u_n - Z \cos \theta \cdot \dot{\theta}| \quad (41)$$

u_n タワー直交方向波粒子速度 [m/s]
 \dot{u}_n タワー直交方向波粒子速度加速度 [m/s²]
 C_M 質量力係数
 D タワー直径 [m]
 C_{D_2} 抗力係数

ここで、タワー直交方向波粒子速度・加速度成分は以下のように求まる。

$$\begin{pmatrix} u_n \\ \dot{u}_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ \dot{u} \end{pmatrix} \cos \theta - \begin{pmatrix} w \\ \dot{w} \end{pmatrix} \sin \theta \quad (42)$$

u 水平方向波粒子速度 [m/s]
 \dot{u} 水平方向波粒子速度加速度 [m/s²]
 w 鉛直方向波粒子速度 [m/s]
 \dot{w} 鉛直方向波粒子速度加速度 [m/s²]

式(41)の第一項は流体中の圧力勾配によって働くフルード・クリロフ力、第二項はタワーと流体の相対運動によって働くディフラクション力および付加質量力、第三項は抗力を表す。

波面上昇、波粒子速度、波粒子加速度はエアリー波を仮定し、以下のように表す。

$$\eta = a \cos(\kappa x - \omega t) \quad (43)$$

$$u = a\omega \frac{\cosh \kappa z}{\sinh \kappa d} \cos(\kappa x - \omega t) \quad (44)$$

$$w = a\omega \frac{\sinh \kappa z}{\sinh \kappa d} \sin(\kappa x - \omega t) \quad (45)$$

$$\dot{u} = a\omega^2 \frac{\cosh \kappa z}{\sinh \kappa d} \sin(\kappa x - \omega t) \quad (46)$$

$$\dot{w} = -a\omega^2 \frac{\sinh \kappa z}{\sinh \kappa d} \cos(\kappa x - \omega t) \quad (47)$$

a 波振幅 [m]
 κ 波数 [m⁻¹]
 ω 波周波数 [rad/s]
 d 水深 [m]
 $pivot$ ピボット高さ [m]

3.2.4.2 軸方向波力

波面変動による変動浮力と構造物に作用する質量力が釣り合い、全体として荷重がゼロになるような波周波数を波なし周波数と呼ぶ。また、波なし周波数が存在する浮体形状を波なし形状と呼ぶ[17]。本研究が対象とする接触式においては、ヒープ方向の動揺は存在しない。しかしながら、下端に働く反力には変動成分が含まれることから、これを抑制するための手法として波なし形状についても考慮する。

Figure 24 における、面 A_i に働く軸方向波力を考える。軸方向波力は、上向きを正として、

$$f_s = \sum \left(\pi(R_i^2 - R_{i-1}^2)p(x, t) + \frac{2C_a\rho\pi}{3}\sqrt{|R_i^2 - R_{i-1}^2|} \dot{w} \right) \quad (48)$$

と表される。 R_i 、 R_{i+1} は、Figure 25 に示されるように隣接する円筒の半径を表す。式 (48) の第一項はフルード・クリロフ力、第二項はディフラクション力を表す。第一項の $\pi(R_{i+1}^2 - R_i^2)$ は、変動圧力を受ける面積を表す。 R_i と R_{i+1} の大小関係によって第一項の符号が変わる。第一項中の変動圧力 $p(x, t)$ は、

$$p(x, t) = \rho g a \frac{\cosh \kappa z}{\cosh \kappa d} \cos(\kappa x - \omega t) \quad (49)$$

- ρ 海水密度 [kg/m³]
- g 重力加速度 [m/s²]
- a 波振幅 [m]
- κ 波数 [m⁻¹]
- d 水深 [m]
- z 海底からの高さ [m]
- ω 波周波数 [rad/s]

と表される。波数 κ は

$$\kappa \tanh \kappa d = \frac{\omega^2}{g} \quad (50)$$

を満たす数として求められる。また、第二項に関しての \dot{w} は波粒子加速度の鉛直方向成分であり、

$$\dot{w} = -a\omega^2 \frac{\sinh \kappa z}{\cosh \kappa d} \cos(\kappa x - \omega t) \quad (51)$$

と表される。第二項に関して、ディフラクション力は構造物と流体粒子の相対加速度運動に起因する力として表現でき、構造物に付随する、Figure 25 の斜線部で表される水の質量と流体粒子加速度の積と同程度と考えることができる。円筒周りの体積 V_{sphere} は、

$$\begin{aligned} V_{sphere} &= \int_0^{\sqrt{R_{i-1}^2 - R_i^2}} (\pi(R_{i-1}^2 - z^2) - \pi R_i^2) dz \\ &= \frac{2}{3} \pi (R_{i-1}^2 - R_i^2)^{\frac{3}{2}} \end{aligned} \quad (52)$$

となる。 $R_i > R_{i-1}$ の場合にも拡張すると、

$$V_{sphere} = \frac{2}{3} \pi |R_i^2 - R_{i-1}^2|^{\frac{3}{2}} \quad (53)$$

となる。

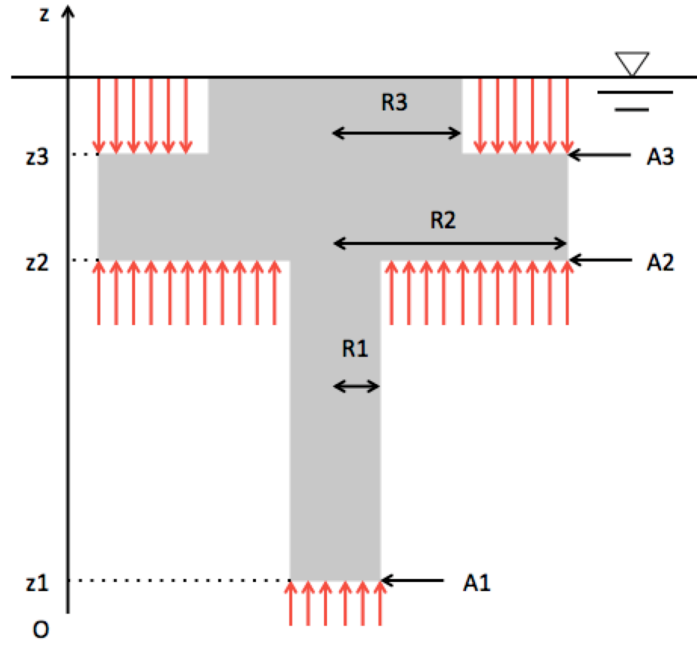


Figure 24 軸方向波力を考える上での参考図. 図の場合, 軸方向波力は A_1 、 A_2 、 A_3 の面に働く.

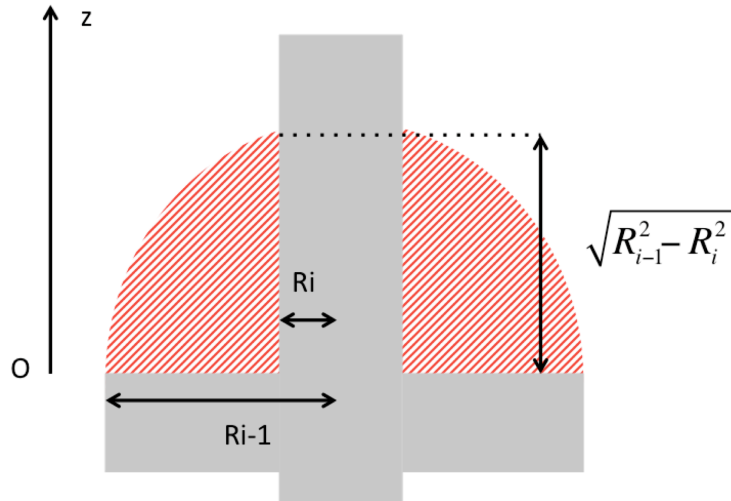


Figure 25 軸方向の運動で構造物に付随する水の体積 (赤斜線部).

式 (49) と (51) を使って、式 (48) は以下のように表すことができる。

$$\begin{aligned}
 f_s &= \sum \left(\pi(R_i^2 - R_{i-1}^2) \cdot \rho g a \frac{\cosh \kappa z_i}{\cosh \kappa d} \cos(\kappa x - \omega t) \right. \\
 &\quad \left. + C_a \rho \frac{2}{3} \pi |R_i^2 - R_{i-1}^2|^{\frac{3}{2}} \cdot \left(-a \omega^2 \frac{\sinh \kappa z_i}{\sinh \kappa d} \cos(\kappa x - \omega t) \right) \right) \\
 &= \sum \rho \pi a \left(g(R_i^2 - R_{i-1}^2) \frac{\cosh \kappa z_i}{\cosh \kappa d} - \frac{2}{3} C_a \omega^2 |R_i^2 - R_{i-1}^2|^{\frac{3}{2}} \frac{\sinh \kappa z_i}{\sinh \kappa d} \right) \cos(\kappa x - \omega t) \quad (54)
 \end{aligned}$$

よって、軸方向波力の振幅 a_s は、

$$a_s = \sum \rho \pi a \left(g(R_i^2 - R_{i-1}^2) \frac{\cosh \kappa z_i}{\cosh \kappa d} - \frac{2}{3} C_a \omega^2 |R_i^2 - R_{i-1}^2|^{\frac{3}{2}} \frac{\sinh \kappa z_i}{\sinh \kappa d} \right) \quad (55)$$

となる。 $a_s = 0$ となるとき、

$$\omega^2 = \frac{\sum g(R_i^2 - R_{i-1}^2) \frac{\cosh \kappa z_i}{\cosh \kappa d}}{\sum \frac{2}{3} C_a |R_i^2 - R_{i-1}^2|^{\frac{3}{2}} \frac{\sinh \kappa z_i}{\sinh \kappa d}} \quad (56)$$

$\omega \geq 0$ より、

$$\omega = \sqrt{\frac{\sum g(R_i^2 - R_{i-1}^2) \frac{\cosh \kappa z_i}{\cosh \kappa d}}{\sum \frac{2}{3} C_a |R_i^2 - R_{i-1}^2|^{\frac{3}{2}} \frac{\sinh \kappa z_i}{\sinh \kappa d}}} \quad (57)$$

タワーに働く軸方向波力の例を Figure 26 に示す。青線は後述する ISSC スペクトルである。Figure 26 に見られるように、軸方向のフルードクリロフ力とディフラクション力が釣り合う周波数において、軸方向に働く波力が 0 になっていることがわかる。この波無し周波数は形状によって変化するので、タワー形状の設計にあたっては、この波無し周波数を波スペクトルの周波数領域に収めることで、軸方向波力の影響をできるだけ低減させるのが望ましい。

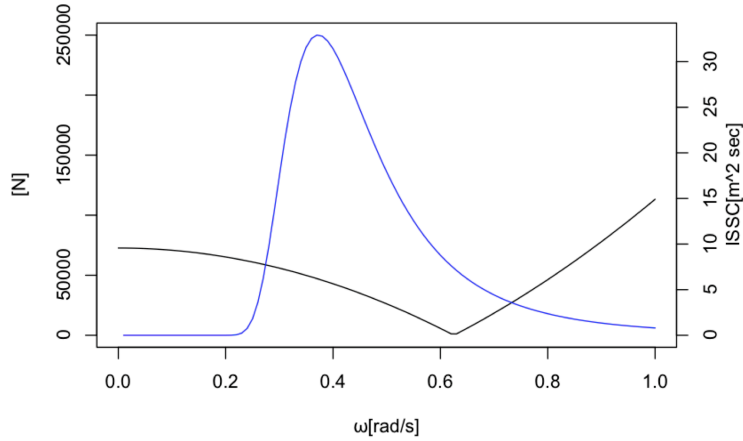


Figure 26 軸方向波力と ISSC スペクトル.

3.2.4.3 Wheeler Stretching

波面上昇による波粒子速度・加速度の補正には Wheeler Stretching を用いる。この手法は、波面上昇に合わせて波粒子の挙動を高さ方向に伸縮させる考え方である。Wheeler Stretching では、海底からの高さを z 、波面上昇を η としたとき、

$$z' = \frac{d}{d + \eta} z \quad (58)$$

として、この z' を z の代わりに使用する [21]。

3.2.4.4 海流

海流は、海面流速を U_{ss0} 、海底からの高さを z として以下のように表す。

$$U_{ss}(z) = U_{ss0} \left(\frac{z}{d} \right)^{\frac{1}{7}} \quad (59)$$

海流がある場合、高さ z での水平方向波粒子速度は式 (44) を用いて

$$u'(z) = u(z) + U_{ss}(z) \quad (60)$$

と表す。

3.2.5 付加質量係数

モリソン式 (41) 中の付加質量係数 C_M について、大塚ら (1993) [22] は、次式で定義する KC 数を用い、 $KC < 2.5$ における推定式を求めた (Figure 27)。

$$KC = \frac{U_w T}{D} \quad (61)$$

$$C_M = 2 - \frac{2}{\pi^2} KC^2 \quad (62)$$

U_w 代表流速 [m/s]

T 波周期 [s]

D 代表長さ [m]

$KC > 2.5$ の場合、Figure 27 が示すようにこの推定式では一致しない。グラフから、 KC 数が 2.5 から 3 程度のときはほぼ一定値をとっている。また、本研究においては KC 数が極度に大きくなることはないことから、ここでは $KC > 2.5$ のとき、 $C_M = 2 - 2/\pi^2 \times 2.5^2 = 0.733$ として用いる。

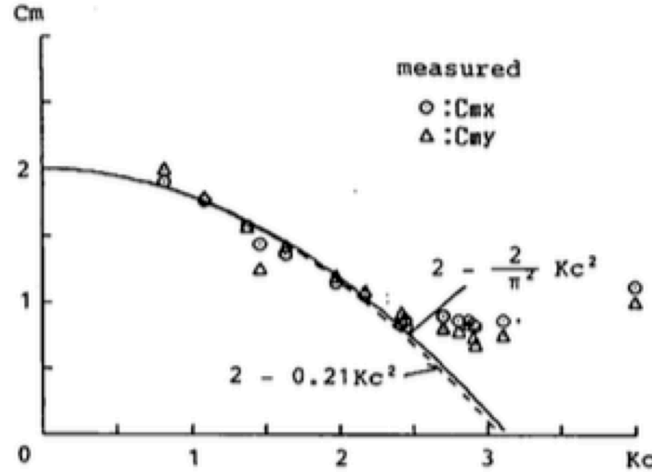


Figure 27 KC 数の計測値と推定式 [22]. 実線は大塚らによる推定式, 破線は Chaplin [23] による推定式.

抗力係数 C_{D_2} は、実機スケールでの計算では元良ら (1982) [24] を参考に $C_{D_2} = 1.17$ とする。模型実験での抗力係数については後述する。

3.2.6 重力によるモーメント

重力によるモーメントは、重量 $W = mg$ とタワー下端から重心までの距離 \overline{KG} 、タワーの傾斜角 θ 、底面の曲率 r を用いて

$$M_{weight} = mg \cdot (r - \overline{KG}) \sin \theta \quad (63)$$

と表される。

3.2.7 復原力によるモーメント

復原モーメントは没水部の体積中心とタワー下端の距離 \overline{KB} 、タワー傾斜角 θ を用いて

$$M_b = \rho g V \cdot (\overline{KB} - r) \cdot \sin \theta \quad (64)$$

となる。

没水体積は波面上昇及び傾斜によって変化する。傾斜により変化する没水体積を考えるために、水面付近にある浮体の復原モーメントについて考える。Figure 28 のように θ 傾斜したときの円筒部分（形状 1）と円筒を切断した部分（形状 2）の体積を考える。網掛け部の没水体積について、円筒部分と円筒を切断した形状の部分の二つに分けて考える。それぞれの形状中の点は体積中心を表す。 α は l_2 とタワーの中心軸がなす角。

なお、ここで L は構造物の下端から注目する浮体までの長さである。 h は静水面、 η は波面上昇である。 h_1 、 h_2 は幾何学的に

$$h_1 = \frac{h + \eta}{\cos \theta} - R \tan \theta - L \quad (65)$$

$$h_2 = 2R \tan \theta \quad (66)$$

である。なお、本研究では最大傾斜角においてもこれらが成り立つように水面貫通部の形状をあらかじめ設計しておく。

形状 1 の体積は

$$V_1 = \pi R^2 h_1 \quad (67)$$

と表される。形状 2 の体積は、同じ半径 R 、高さ h_2 の円筒の半分であるから

$$V_2 = \frac{1}{2} \pi R^2 h_2 \quad (68)$$

である。

次に、復原モーメントのレバー長さを求めるために必要な、それぞれの体積中心について考える。

形状 1 の体積中心は明らかであり、下端からの距離 l_1 は

$$l_1 = L + \frac{h_1}{2} \quad (69)$$

である。形状 1 による復原モーメント M_1 は以下で表される。

$$M_1 = \rho g V_1 (l_1 - r) \sin \theta \quad (70)$$

形状 2 について、体積中心を求める。求めるにあたり、Figure 29 のように x 、 y 、 z 軸をとる。 xz 平面对称の形状より、 y 方向の体積中心は $y = 0$ である。 x 方向、 z 方向の体積中心 \bar{x} 、 \bar{z} は以下で求められる。

$$\bar{x} = \frac{\int x dV}{V_2} \quad (71)$$

$$\bar{z} = \frac{\int z dV}{V_2} \quad (72)$$

まず x 方向について考える。式 (71) における dV は、Figure 29 (a) より

$$dV = LHdx \quad (73)$$

である。 L 、 H は Figure 30 からそれぞれ以下のように表される。

$$L = 2\sqrt{R^2 - x^2} \quad (74)$$

$$H = \frac{h_2}{2R}x + \frac{h_2}{2} \quad (75)$$

これより、

$$\begin{aligned} \int x dV &= \int_{-R}^R LHx dx \\ &= \int_{-R}^R 2\sqrt{R^2 - x^2} \left(\frac{h_2}{2R}x + \frac{h_2}{2} \right) x dx \\ &= \frac{1}{8}\pi R^3 h_2 \end{aligned} \quad (76)$$

と表されるから、 \bar{x} は

$$\begin{aligned} \bar{x} &= \frac{\int x dV}{V_2} \\ &= \frac{\frac{1}{8}\pi R^3 h_2}{\frac{1}{2}\pi R^2 h_2} \\ &= \frac{R}{4} \end{aligned} \quad (77)$$

となる。

次に z 方向について考える。式 (72) における dV は、Figure 29 (b) の影部を $S(z)$ とすると

$$dV = S(z)dz \quad (78)$$

である。Figure 31 のように、ある z 平面での $S(z)$ は

$$\begin{aligned} S(z) &= \int_X^R 2\sqrt{R^2 - x^2} dx \\ &= \frac{\pi}{2}R^2 - X\sqrt{R^2 - X^2} - R^2 \arcsin \frac{X}{R} \\ &= \frac{\pi}{2}R^2 - 2R^2 \left(\frac{2}{h_2}z - 1 \right) \sqrt{\frac{z}{h_2} - \frac{z^2}{h_2^2}} - R^2 \arcsin \left(\frac{2}{h_2}z - 1 \right) \end{aligned} \quad (79)$$

と表される。

$$\begin{aligned} \int_0^{h_2} S(z)z dz &= \int_0^{h_2} \left(\frac{\pi}{2}R^2 - 2R^2 \left(\frac{2}{h_2}z - 1 \right) \sqrt{\frac{z}{h_2} - \frac{z^2}{h_2^2}} - R^2 \arcsin \left(\frac{2}{h_2}z - 1 \right) \right) z dz \\ &= \frac{\pi}{4}R^2 h_2^2 - \frac{\pi}{32}R^2 h_2^2 - \frac{\pi}{16}R^2 h_2^2 \\ &= \frac{5}{32}\pi R^2 h_2^2 \end{aligned} \quad (80)$$

\bar{z} は

$$\begin{aligned} \bar{z} &= \frac{\int z dV}{V_2} = \frac{\int_0^{h_2} S(z)z dz}{V_2} \\ &= \frac{\frac{5}{32}\pi R^2 h_2^2}{\frac{1}{2}\pi R^2 h_2} \\ &= \frac{5}{16}h_2 \end{aligned} \quad (81)$$

形状2の体積中心と下端との距離 l_2 は、曲率の影響で下端位置が変化するため直接求めるのは難しい。そこで、モーメントのレバー長さとして、Figure 32 における $\overline{H_1H_3}$ を考える。 $\overline{H_1H_2}$ については、

$$\overline{H_1H_2} = (L + h_1 - r) \sin \theta \quad (82)$$

と表すことができる。 $\overline{H_2H_3}$ について、Figure 32 (a) の斜線部を拡大した (b) を用いて考える。ここで、

$$\overline{AB} = \frac{R}{4} \quad (83)$$

$$\overline{BC} = \frac{5}{16} h_2 \quad (84)$$

である。よって、

$$\overline{AD} = \frac{R}{4 \cos \theta} \quad (85)$$

である。また、

$$\overline{BD} = \frac{R}{4} \tan \theta \quad (86)$$

であるから

$$\overline{CD} = \frac{5}{16} h_2 - \frac{R}{4} \tan \theta \quad (87)$$

となり、

$$\overline{DH_4} = \left(\frac{5}{16} h_2 - \frac{R}{4} \tan \theta \right) \sin \theta \quad (88)$$

と表される。よって、

$$\overline{AH_4} = \frac{R}{4 \cos \theta} + \left(\frac{5}{16} h_2 - \frac{R}{4} \tan \theta \right) \sin \theta \quad (89)$$

となり、

$$\overline{H_1H_3} = (L + h_1 - r) \sin \theta + \frac{R}{4 \cos \theta} \text{sgn}(\theta) + \left(\frac{5}{16} h_2 - \frac{R}{4} \tan \theta \right) \sin \theta \quad (90)$$

である。ただし、式 (90) 中の sgn 関数は符号関数であり、

$$\text{sgn}(x) = \begin{cases} 0 & (x = 0) \\ \frac{x}{|x|} & (\text{otherwise}) \end{cases}$$

である。よって、形状2によるモーメント M_2 は以下で表される。

$$M_2 = \rho g V_2 \overline{H_1H_3} \quad (91)$$

全体の復原モーメント M_b は、没水体積の変わらない部分の復原モーメントを M_c と表せば、

$$M_b = M_c + M_1 + M_2 \quad (92)$$

で表される。

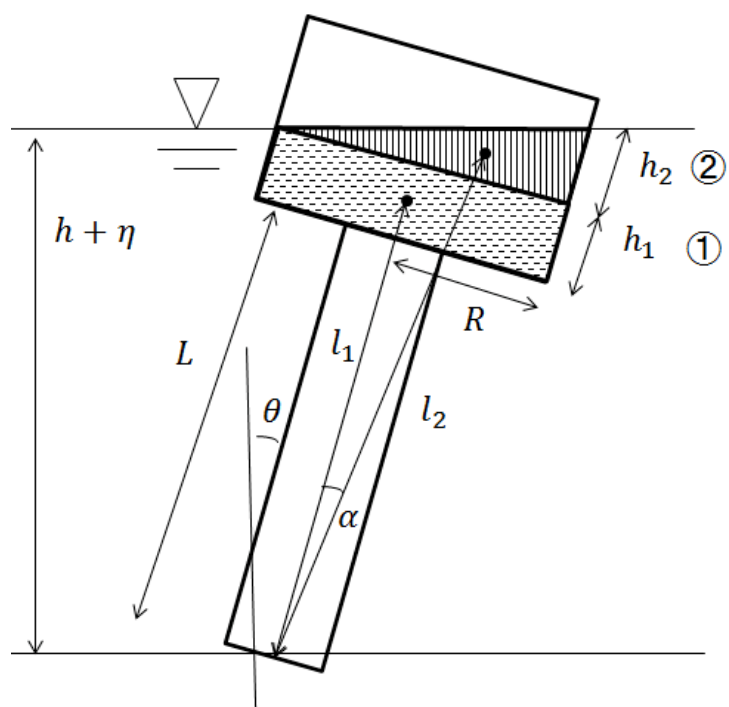


Figure 28 傾斜時のタワーにおける没水体積とタワー下端から体積中心までの距離.

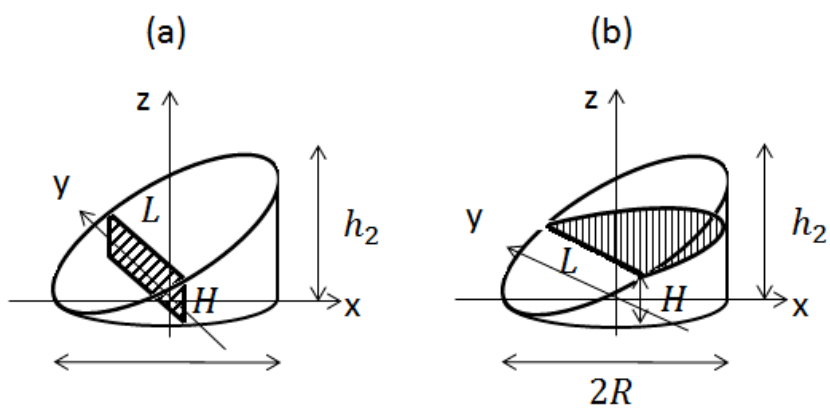


Figure 29 形状2を各平面で切断したときの面積. (a) x 軸上で切断, (b) z 軸上で切断.

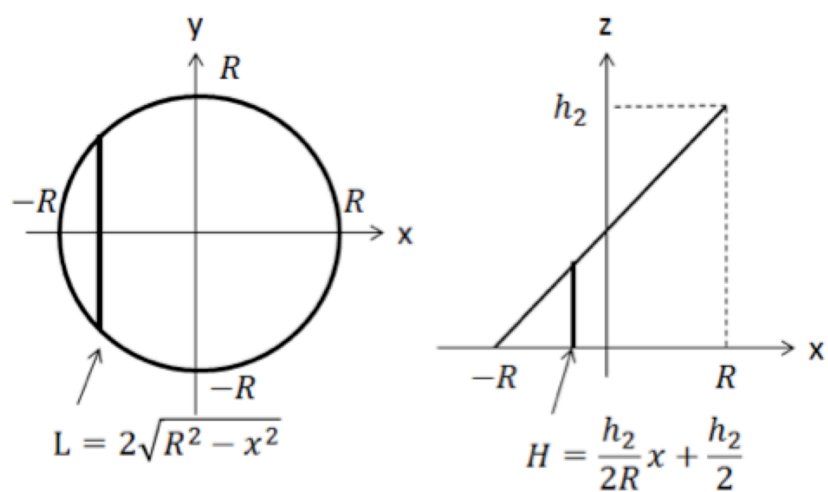


Figure 30 形状 2 を x 軸上で切断したときの, 長方形の長さおよび高さの求め方.

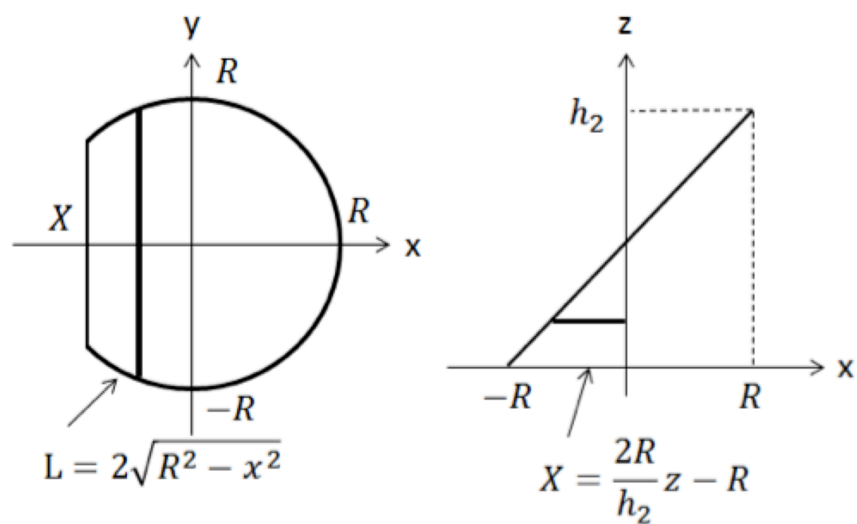


Figure 31 形状 2 を z 軸上で切断したときの, 切断されたおうぎ形の y 方向長さとある z における切断面の x 座標.

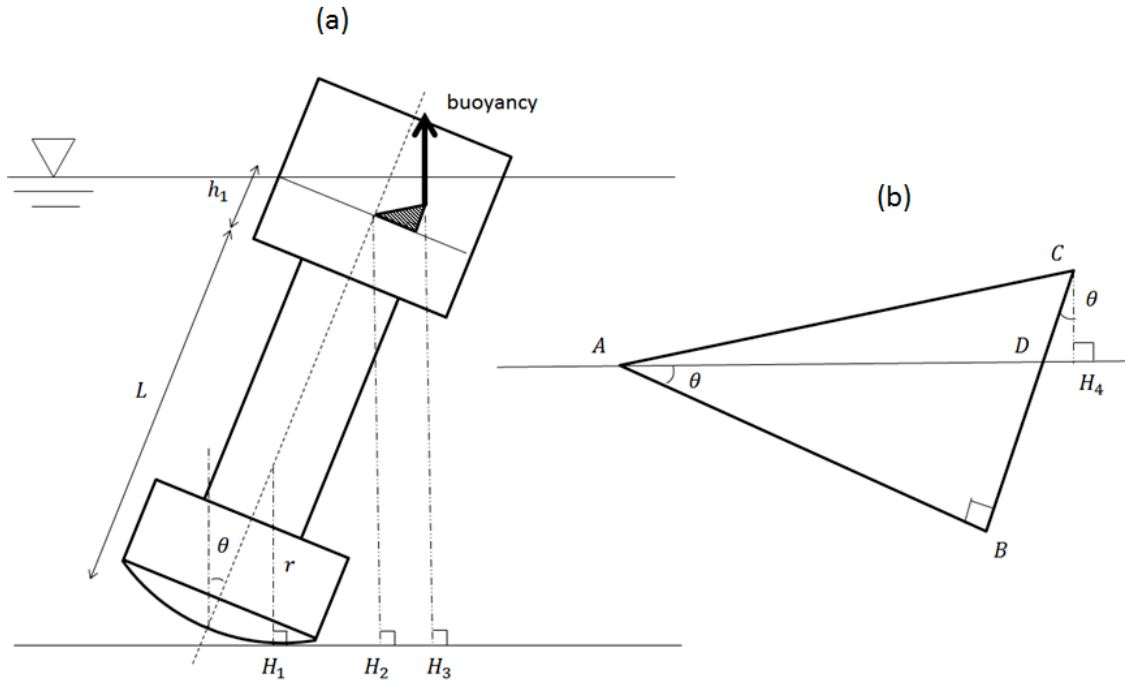


Figure 32 形状 2 のモーメントのレバー長さの考え方.

3.3 固有周期

一般に、

$$M\ddot{\theta} + K\theta = f(t) \quad (93)$$

と表される運動の固有周期 T は

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{M}{K}} \quad (94)$$

で表される。本研究での運動方程式は、波無し、風無しの場合

$$I\ddot{\theta} + (\rho g V \cdot (\overline{KB} - r) + mg \cdot (r - \overline{KG})) \sin \theta = 0 \quad (95)$$

であり、 $\sin \theta$ はテイラー展開により

$$\sin \theta = \theta - \frac{\theta^3}{3!} + \frac{\theta^5}{5!} - \dots \quad (96)$$

であるから、 θ が微小角の場合には固有周期は式 (94) と同様にして

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{I + I_a}{\rho g V \cdot (\overline{KB} - r) + mg \cdot (r - \overline{KG})}} \quad (97)$$

で求めることができる。

付加慣性モーメントおよび没水体積は波面上昇や傾斜角によって変化する。そのため、波がある場合や θ が微小角でない場合には、式 (97) で簡易的に求めた固有周期とは異なる固有周期を持つため注意する。

3.4 ルンゲクッタ法

微分方程式の数値計算にはルンゲクッタ法を用いる。この計算において、タワーの角速度、角加速度を以下のように表す。

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = f(t, \theta, \dot{\theta}) \quad (98)$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} = \frac{\partial \dot{\theta}}{\partial t} = g(t, \theta, \dot{\theta}) \quad (99)$$

t の増分 Δt に対する θ 、 $\dot{\theta}$ の増分をそれぞれ $\Delta\theta$ 、 $\Delta\dot{\theta}$ とおくと、タイムステップ $n+1$ の t 、 θ 、 $\dot{\theta}$ は n 番目を用いて

$$t_{n+1} = t_n + \Delta t \quad (100)$$

$$\theta_{n+1} = \theta_n + \Delta\theta \quad (101)$$

$$\dot{\theta}_{n+1} = \dot{\theta}_n + \Delta\dot{\theta} \quad (102)$$

と表される。ここで、

$$\Delta\theta = \frac{1}{6}(k_0 + k_1 + k_2 + k_3) \quad (103)$$

$$\Delta\dot{\theta} = \frac{1}{6}(l_0 + l_1 + l_2 + l_3) \quad (104)$$

$$k_0 = \Delta t \cdot f(t_n, \theta_n, \dot{\theta}_n) \quad (105)$$

$$l_0 = \Delta t \cdot g(t_n, \theta_n, \dot{\theta}_n) \quad (106)$$

$$k_1 = \Delta t \cdot f\left(t_n + \frac{\Delta t}{2}, \theta_n + \frac{k_0}{2}, \dot{\theta}_n + \frac{l_0}{2}\right) \quad (107)$$

$$l_1 = \Delta t \cdot g\left(t_n + \frac{\Delta t}{2}, \theta_n + \frac{k_0}{2}, \dot{\theta}_n + \frac{l_0}{2}\right) \quad (108)$$

$$k_2 = \Delta t \cdot f\left(t_n + \frac{\Delta t}{2}, \theta_n + \frac{k_1}{2}, \dot{\theta}_n + \frac{l_1}{2}\right) \quad (109)$$

$$l_2 = \Delta t \cdot g\left(t_n + \frac{\Delta t}{2}, \theta_n + \frac{k_1}{2}, \dot{\theta}_n + \frac{l_1}{2}\right) \quad (110)$$

$$k_3 = \Delta t \cdot f(t_n + \Delta t, \theta_n + k_2, \dot{\theta}_n + l_2) \quad (111)$$

$$l_3 = \Delta t \cdot g(t_n + \Delta t, \theta_n + k_2, \dot{\theta}_n + l_2) \quad (112)$$

である。

3.5 ISSC スペクトル

不規則波のスペクトルには ISSC スペクトルを用いる。ISSC スペクトルは有義波高 H_v と平均波周期 T_v を用いて

$$S(\omega) = \frac{0.11}{2\pi} H_v^2 T_v \left(\frac{T_v \omega}{2\pi} \right)^{-5} \exp \left(-0.44 \left(\frac{T_v \omega}{2\pi} \right)^{-4} \right) \quad (113)$$

と表される。Figure 33 に ISSC スペクトルの一例を挙げる。中村ら (2015) [19] を参考に、福島沖での有義波高 11.7 m、有義波周期 13 秒を用いて作成した。

数値計算によって得られた周波数応答関数 $H(\omega)$ と ISSC スペクトルを用いて、応答の 0 次モーメント

$$m_0 = \int_0^\infty H(\omega)^2 S(\omega) d\omega \quad (114)$$

を求める。不規則波中の応答の有義値は $1.416\sqrt{2m_0}$ 、1000 波最大値は $2.642\sqrt{2m_0}$ として求めることができる [17]。

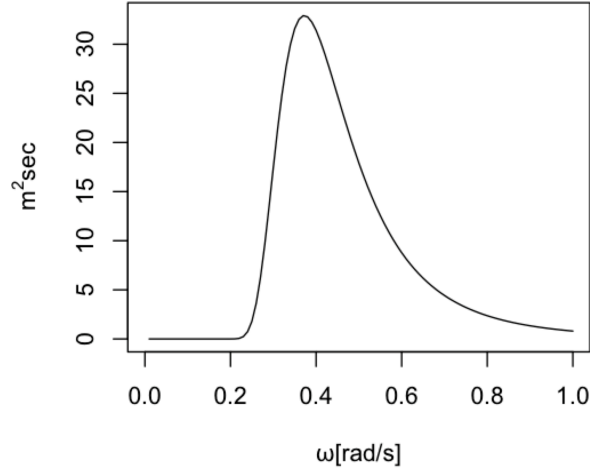


Figure 33 ISSC スペクトル.

3.6 パラメトリック励振

回転方向の運動方程式 (30) は、次の式と同義である。

$$(I + I_a(t, \theta)) \ddot{\theta} + \left(\rho g V(t, \theta) \cdot (\overline{KB(t, \theta)} - r) + mg \cdot (r - \overline{KG}) \right) \sin \theta = M_{wind} + M'_{wave} - C\dot{\theta} \quad (115)$$

ここで I_a はモリソン式で表されたディフラクション力項の一部を移項することで表した付加慣性モーメントであり、 M'_{wave} は移項に伴い M_{wave} を変形したものである。

$$I_a = \int_0^{\frac{h+\eta}{\cos \theta}} (C_M - 1) \rho \frac{\pi D(z)^2}{4} z^2 dz \quad (116)$$

$$M_{wave} = \int CM \rho \frac{\pi D^2}{4} \dot{u}_n \cdot \ddot{\theta} + C_{D2} \frac{1}{2} \rho D (u_n - Z \cos \theta \cdot \dot{\theta}) |u_n - Z \cos \theta \cdot \dot{\theta}| Z dz \quad (117)$$

この式で右辺 = 0 とし、 $\sin \theta \simeq \theta$ と近似すれば、

$$\ddot{\theta} + \frac{\rho g V(t, \theta) \cdot \overline{KB(t, \theta)} - mg \cdot \overline{KG}}{I + I_a(t, \theta)} \theta = 0 \quad (118)$$

と表すことができる。このような、係数部分が周期関数となっている二階線形微分方程式はヒル微分方程式と呼ばれる [25]。ヒル微分方程式の一般式は以下で表される。

$$\ddot{x}(t) + \psi(t, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n) x(t) = 0 \quad (119)$$

ただし、 ψ には

$$\psi(t + T, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n) = \psi(t, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n) \quad (120)$$

を満たす T が存在する。

ヒル微分方程式の中でも特に、 ψ が正弦関数と定数の和として表現されるのときは Mathieu 方程式と呼ばれ、一般式は

$$\ddot{x}(t) + (\omega_0^2 + \epsilon \Omega^2 \sin \Omega t) x(t) = 0 \quad (121)$$

で表される [26]。Mathieu 方程式の不安定領域を Figure 34 に図示する。縦軸は ϵ 、横軸は ω^2/Ω^2 である。Figure 34 は本研究で動揺応答解析に用いるのと同様のルンゲクッタ法を用いた数値計算で作成した。 ϵ 、 ω^2/Ω^2 の刻み幅はともに 0.01 である。黒部分が不安定領域、白部分が安定領域である。Figure 34 からわかるように、 $\omega_0 : \Omega = n : 2$ の付近で不安定となる (n は自然数)。このように、微分方程式の係数が変化することにより励起される振動をパラメトリック励振と呼ぶ。接触式構造物は没水体積が変化することが特徴であり、特に浅海域においてはその変化率が大きくなることから、式 (121) 中の ϵ が大きくなる。そのためこのパラメトリック励振による応答についても考慮する必要がある可能性がある。

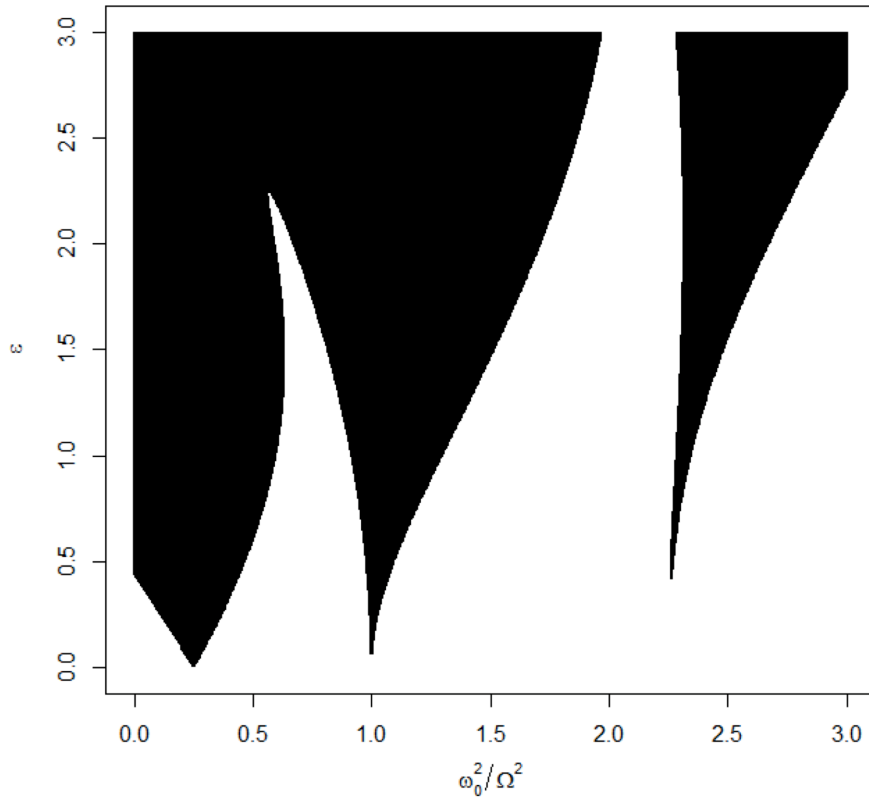


Figure 34 Mathieu 方程式の不安定領域.

4 数値計算プログラム

接触式風車に働く定常外力による静的安定性、および外力の変動成分による動揺応答特性を調べるため、それぞれ静的安定性解析プログラム、動揺応答解析プログラムを作成した。

数値計算による検証を行うにあたり、まず特定のタワー形状を作成する。その形状について、静的安定性解析プログラムを用いて定常状態における傾斜角などを求める。静定期安定性解析プログラムでは簡易的な計算が可能であり、これにより構造として必要な条件を満たす形状を選別することが可能である。次に動揺応答解析プログラムを用い、立式した運動方程式を時間領域でルンゲクッタ法により解く。運動方程式は暴風時の大傾斜も取り扱えるように立式した。動揺応答解析により、接触式風車の時間領域での動揺応答特性および周波数応答関数を求める。周波数応答関数は ISSC スペクトルと組み合わせて不規則波中の有義値、1000 波最大値を求めることができ、構造物としての特徴を検証することができる。

以下にそれぞれのプログラムの詳細を示す。

4.1 静的安定性解析プログラム

静的安定性解析プログラムでは、

- 定常傾斜角
- 下端に働く定常反力
- 波無し周波数と軸方向波力の有義値

を求める。外力としては以下のものを考慮する。

- 風力
- 海流による流体力
- 復原力
- 重力

4.2 動揺応答解析プログラム

動揺応答解析プログラムでは、静的安定性解析プログラムで作成した形状と環境条件を入力値とし、タワーの運動応答を時間領域で解く。時間領域での数値計算にはルンゲクッタ法を用いる。外力としては以下のものを考慮する。

- 風力
- 波力
- 海流による流体力
- 復原力
- 重力

以下、動揺応答解析プログラムの波周期ごとの計算結果の妥当性について、過去の研究結果と比較することにより検証する。

4.2.1 短い波周期波中の応答

短い波周期中の応答を確認するため、藤野ら (1987) [27] の実験結果と比較した。この実験は、articulated column の規則波中での周波数応答特性について検証するために行われたものである。Figure 35 は実験で使用された articulated column である。全高 1.513m のものと 3.326m の 2 種類のカラムについて実験が行われた。今回の検証では全高 1.513m のカラムの実験結果と比較する。

実験に使われたカラムの主要目を Table 5 に示す。また、主要目で使われている記号と座標系を Figure 36 に示す。

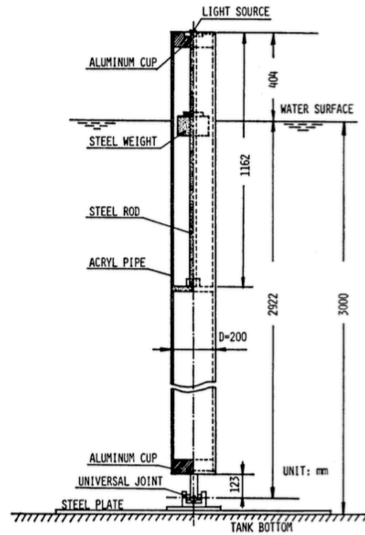


Figure 35 藤野ら (1987) [27] の実験で用いられた Articulated column のうち、大きいものの概略。

Table 5 Articulated column の主要目 [27].

固有周期 T_p [sec]	9.21
全高 l [m]	1.513
直径 D [m]	0.080
全重量 W [kgf]	5.595
重心高さ l_G [m]	0.569
慣性モーメント I [kgf·m·sec ²]	0.3209
喫水 l_0 [m]	1.196
ピボット高さ Z_p [m]	1.834
カラム下端位置 z_0 [m]	0.123
水深 h [m]	3.030
質量力係数 C_M	2.08
抗力係数 C_D	1.31
線形減衰係数 N [kgf·m·sec]	0.052

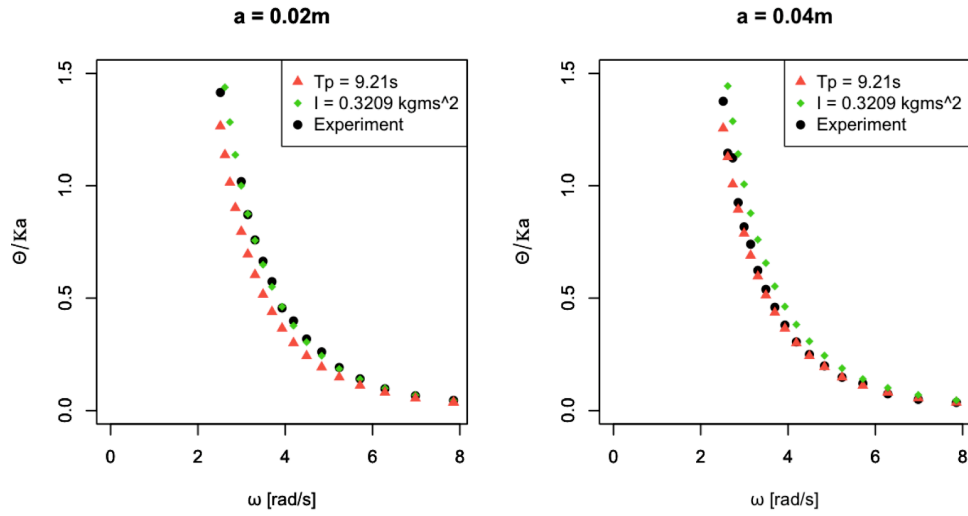


Figure 37 無次元傾斜振幅と波周波数の関係. 左：波振幅 $a = 0.02\text{m}$, 右： $a = 0.04\text{m}$. 黒丸が実験値, 赤三角が固有周期を 9.21s にしたときの計算結果, 緑四角が慣性モーメントを実験値 $0.3209\text{kg}\cdot\text{m}\cdot\text{sec}^2$ に合わせたもの.

4.2.2 固有周期周辺での応答

続いて固有周期周辺での応答を検証する。短周期波の検討に用いた藤野らの実験条件で固有周期周辺の応答を計算した結果が Figure 38 である。応答のピークは波振幅 0.02m で 9.3s 、 0.04m で 10.8s である。傾斜時に付加慣性モーメント I_a 、没水体積 V が変化することを考慮し、固有周期がとり得る値を確認する。固有周期は以下の式によって求める。これは、式 (97) において $r = 0$ としたものである。

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I + I_a}{\rho g V \cdot \overline{KB} - mg \cdot \overline{KG}}} \quad (122)$$

波周期 0.02m 、波周波数 9.3s の応答から固有周期のとり得る範囲を求めると、 7.8s から 10.0s である。また、波周期 0.04m 、波振幅波周期 10.8s の応答から固有周期のとり得る範囲を求めると、 6.8s から 10.9s までであった。実際にピークが立っている 9.3s 、 10.8s はこの範囲内にあることから、ピーク位置のずれはカラムの傾斜による慣性二次モーメントの変化、復原モーメントの変化によって生じたと考えられる。

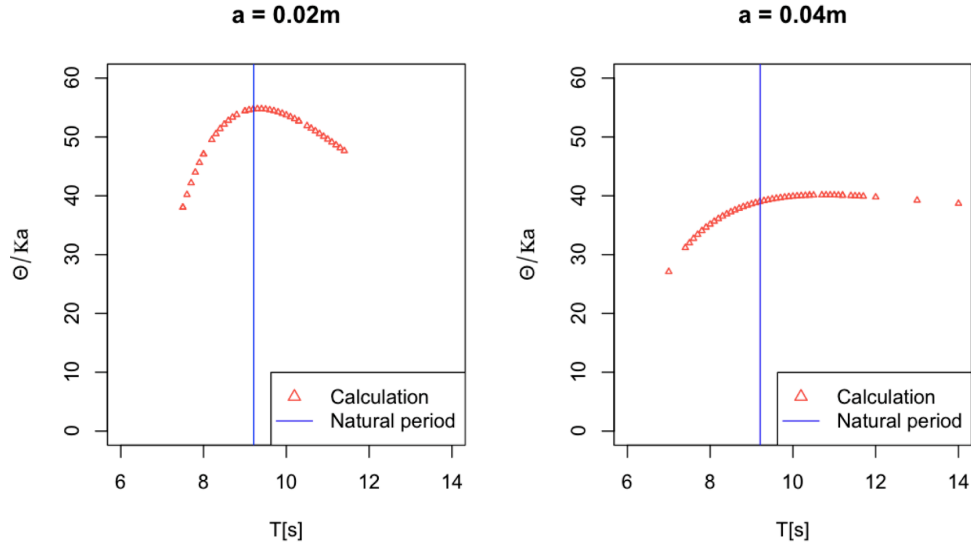


Figure 38 固有周期周辺での無次元傾斜振幅と波周期の関係. 左：波振幅 $a = 0.02\text{m}$, 右：波振幅 $a = 0.04\text{m}$.

4.2.3 長い波周期波中の応答

長い波周期においてはフルードクリロフ力より抗力が優位に働く。

水平方向の波粒子速度、加速度は次のように表される。

$$u = a\omega \frac{\cosh \kappa d}{\sinh \kappa d} \cos(\kappa x - \omega t) \quad (123)$$

$$\dot{u} = a\omega^2 \frac{\cosh \kappa d}{\sinh \kappa d} \sin(\kappa x - \omega t) \quad (124)$$

ここで、水平方向波粒子速度振幅、加速度振幅を考える。波粒子速度振幅 A_u 、加速度振幅 $A_{\dot{u}}$ は

$$A_u = a\omega \frac{\cosh \kappa d}{\sinh \kappa d} \quad (125)$$

$$A_{\dot{u}} = a\omega^2 \frac{\cosh \kappa d}{\sinh \kappa d} \quad (126)$$

と表される。 $\frac{A_u}{a}$ 、 $\frac{A_{\dot{u}}}{a}$ と波周期の関係を両対数グラフに表したのが Figure 39 である。水深 d は藤野らの実験環境と同じ 3.03m で計算した。長周期においては波粒子加速度振幅は指数関数的に小さくなる一方、波粒子速度振幅は収束していることがわかる。

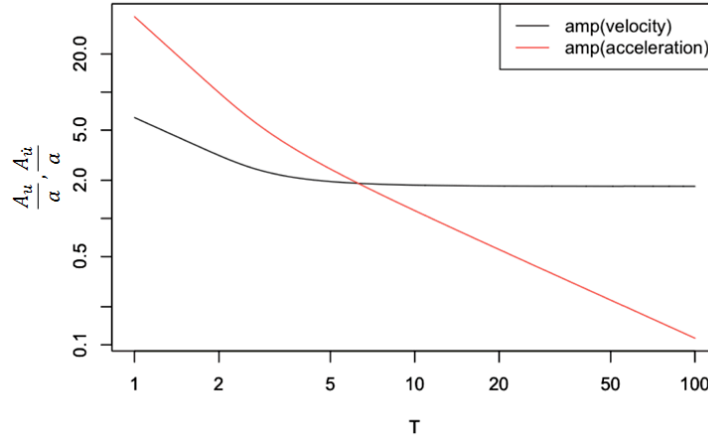


Figure 39 水平方向波粒子速度振幅, 加速度振幅と波周期の関係を両対数グラフに描画したもの. 水深は実験環境の 3.03m. 波振幅は 0.04 m.

また、鉛直方向の波粒子速度、加速度については、

$$w = a\omega \frac{\sinh \kappa \frac{d}{d+\eta} (z \cos \theta + pivot)}{\sinh \kappa d} \sin(\kappa x - \omega t) \quad (127)$$

$$\dot{w} = -a\omega^2 \frac{\sinh \kappa \frac{d}{d+\eta} (z \cos \theta + pivot)}{\sinh \kappa d} \cos(\kappa x - \omega t) \quad (128)$$

と表されるが、以下に示す海底からの任意の高さ z における波粒子速度振幅 A_w 、加速度振幅 $A_{\dot{w}}$ は、 $T \rightarrow \infty$ で $w \rightarrow 0$ 、 $\dot{w} \rightarrow 0$ となる。これはロピタルの定理を用いることで導くことができる。

$$A_w = a\omega \frac{\sinh \kappa z}{\sinh \kappa d} \quad (129)$$

$$A_{\dot{w}} = -a\omega^2 \frac{\sinh \kappa d}{\sinh \kappa d} \quad (130)$$

以下にモリソン式を再掲する。

$$\begin{aligned} f_{wave} = & \rho \frac{\pi D^2}{4} \dot{u}_n + (C_M - 1) \rho \frac{\pi D^2}{4} (\dot{u}_n - z \cos \theta \cdot \ddot{\theta}) \\ & + C_{D_2} \frac{1}{2} \rho D (\dot{u}_n - z \cos \theta \cdot \dot{\theta}) |u_n - z \cos \theta \cdot \dot{\theta}| \end{aligned} \quad (131)$$

長周期波中では、第一項のフルードクリロフ力、第二項のディフラクション力のうち、付加慣性モーメントを除く部分は影響がほとんどなく、第三項の抗力項が波力を支配することがわかる。このため、これまでのようにフルードクリロフ力による波傾斜角を用いた傾斜角の無次元化では、長周期波中の応答を適切に測ることができない。

そこで、Figure 40 は縦軸に傾斜角をとったときの波周期と傾斜角の関係を表す。長周期で傾斜角が収束していることがわかる。

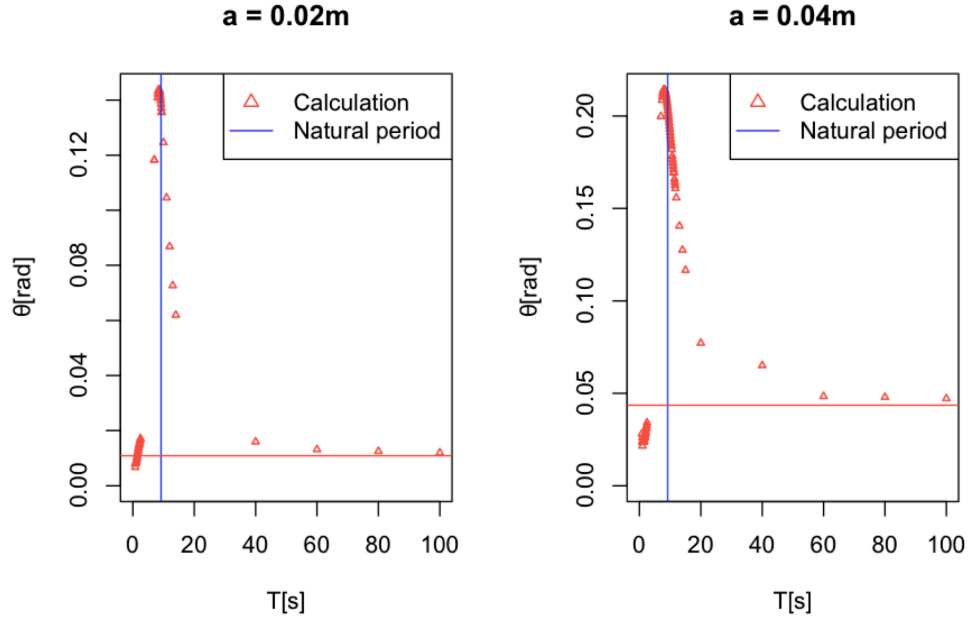


Figure 40 長周期波中の最大傾斜角と波周期の関係. 左：波振幅 $a = 0.02\text{m}$, 右： $a = 0.04\text{m}$. 赤線は長波の抗力による理論的な傾斜角.

長波は前述のように水平方向波粒子加速度、鉛直方向波粒子速度、加速度が無視できるため、一様流とみなすことができる。そこで一様流中の円筒に働く抗力を考えて、収束する傾斜角の理論的値を導く。流速 u の一様流中の円筒に働く抗力は、

$$F_D = C_D \frac{1}{2} \rho D u^2 \cos^2 \theta \cdot h \quad (132)$$

D 円筒直径 [m]

h 円筒高さ [m]

と表されるから、円筒の最大傾斜時の力の釣り合いより

$$\begin{aligned} C_D \frac{1}{2} \rho D u^2 \cos^2 \theta \cdot h \cdot \frac{h}{2} &= (\rho g V \cdot \overline{KB} - mg \cdot \overline{KG}) \sin \theta \\ \frac{\sin \theta}{\cos^2 \theta} &= \frac{C_D \frac{1}{4} \rho D u^2 \theta \cdot h^2}{\rho g V \cdot \overline{KB} - mg \cdot \overline{KG}} \end{aligned} \quad (133)$$

となる。ここでは傾向を確認するのが目的のため、没水体積の変化については考慮していない。これを数値的に解けば、 $a = 0.02\text{m}$ 、 $a = 0.04\text{m}$ で傾斜角 θ はそれぞれ 0.0109 rad 、 0.0436 rad となり、Figure 40 で見られるように傾向は一致している。

5 接触式構造物動揺実験

5.1 実験目的

接触式構造物の動揺応答特性を調べる。特に、時間領域での応答、周波数領域での応答を調べる。実験は複数の周波数において規則波を当てることで行う（Figure 41）。

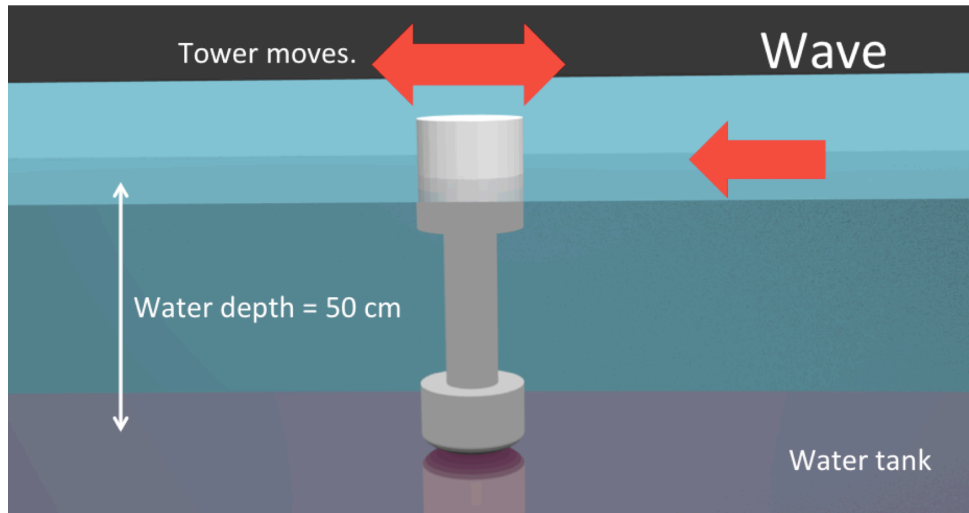


Figure 41 実験のイメージ.

5.2 実験日時・場所

実験は2016年6月3日から6月17日まで、東京大学柏キャンパス環境棟172号室にある変動風波水槽を用いて行った（Figure 42）。水槽は長さ10m、幅80cm、水深50cmである。

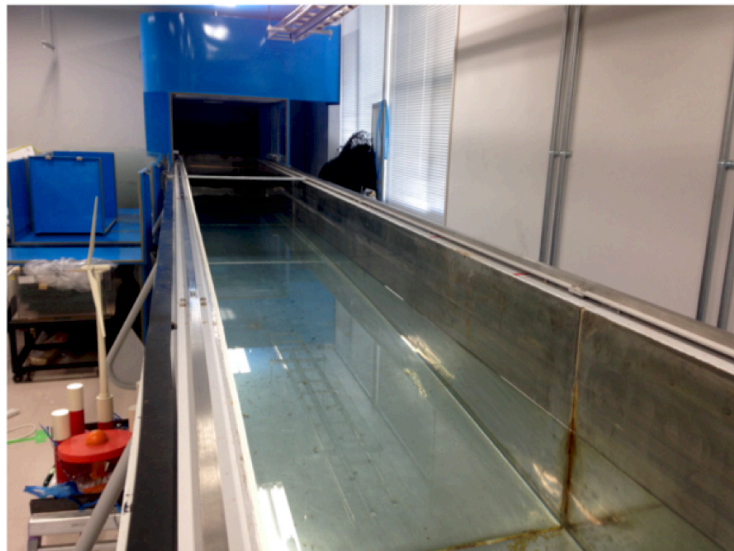


Figure 42 東京大学柏キャンパス環境棟172教室の風波水槽.

5.3 実験内容

5.3.1 実験模型

実験にはアクリル製のタワーを製作して用いた。実機スケールは水深 50 m の海域を想定し、模型スケールは 1/100 とした。タワーの写真を Figure 43 に示す。このタワーは接触式構造物の設計方針のうち、固有周期を長くする方針をもとに設計した。そのため水面貫通部で円筒半径を大きくし、付加慣性モーメントを高める形状となっている。

本実験では Figure 41 のように波を当てるため、タワーを水平方向に固定する必要がある。そこでタワーの下に台を設置し、タワー下端のピンを台の穴に差し込むことで位置保持を行った。

タワーのおよび台の寸法をそれぞれ Figure 44、45 に示す。また、主要目を Table 6 に示す。

水平方向の運動は、タワー下端についているピンを台の穴に差し込むことによって制限した。運動中のタワーは曲面部分に沿って傾斜する。固有周波数および線形減衰係数は後述する自由動揺実験から求めた。タワーは造波機から 3 m の位置に設置した。



Figure 43 実験に用いたタワー.

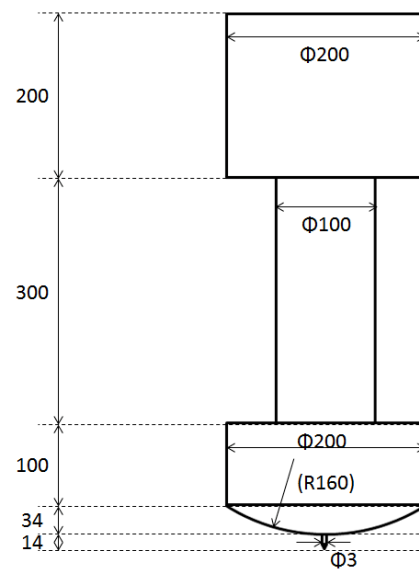
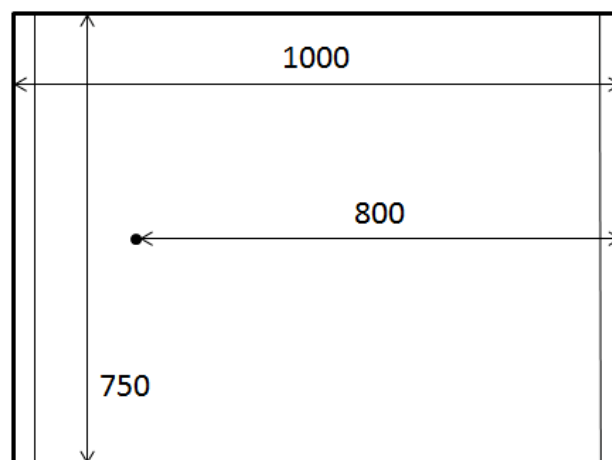


Figure 44 タワーの寸法. 単位は mm.

(a)



(b)

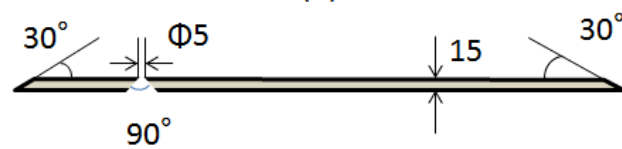


Figure 45 台の寸法. (a) 上から見た図, (b) 横から見た図.

Table 6 実験模型の主要目.

固有周波数 [Hz]	0.603
全高 [mm]	634
最大直径 [mm]	200
全質量 [kg]	17.2
重心高さ [mm]	136
慣性モーメント [$\text{kg}\cdot\text{m}^2$]	0.245
喫水 [mm]	485
台高さ [mm]	15
台長さ [mm]	1000
台幅 [mm]	750
水深 [mm]	500
底面の曲率半径 [mm]	160
線形減衰係数 [$\text{kg}\cdot\text{m}^2/\text{s}$]	0.157

5.3.2 相似則

この実験において、相似則にはフルード則を用いる。フルード数 F_n は以下で定義される。

$$F_n = \frac{U}{\sqrt{gL}} \quad (134)$$

U 流速

L 代表長さ

これにより、時間の相似則は以下のように表すことができる。

$$\frac{T_m}{T_r} = \frac{L_m/U_m}{L_r/U_r} = \sqrt{\frac{L_m}{L_r}} \quad (135)$$

ここで、添字 m 、 r はそれぞれ模型スケール、実機スケールを表す。

Figure 46 に福島沖での ISSC スペクトルを再掲する。グラフから、実スケールでの波角周波数はおよそ $0.2 \sim 1.0 \text{ rad/s}$ の範囲に集中していることがわかる。

Table 7 に、実スケールでの波周波数と模型スケール ($1/100$) での周波数の関係を示す。この表から、実験においては $0.3 \sim 1.5 \text{ Hz}$ 程度の周波数帯を調べることが望ましいことがわかる。これをふまえて本実験では、造波機の性能も考慮して $0.6 \sim 1.5 \text{ Hz}$ の周波数帯を扱うこととした。

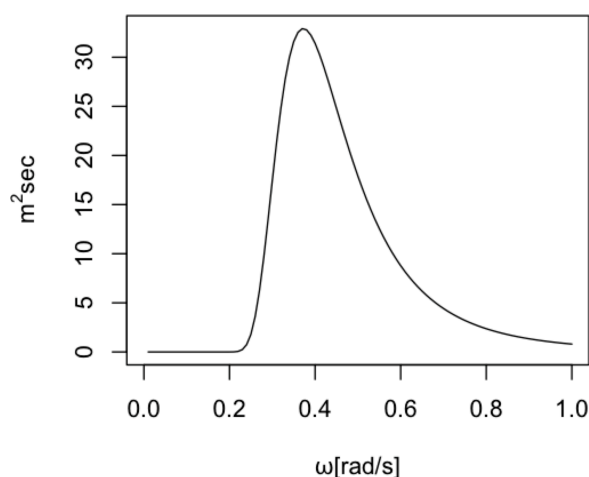


Figure 46 ISSC スペクトル（再掲）.

Table 7 実スケールでの波周波数帯と模型スケールでの周波数の関係.

実スケール波角周波数 [rad/s]	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
模型スケール波角周波数 [rad/s]	2	3	4	5	6	7	8	9	10
模型スケール波周波数 [Hz]	0.318	0.478	0.637	0.796	0.955	1.11	1.27	1.43	1.59

5.3.3 側壁影響

設計したタワーには、水槽の側壁で生じた反射波が影響することが予想される。このことについて、大山 (1989) [28] を参考に考察しておく。

大山は、円柱列に対して作用する孤立波の波力および反射率、透過率について調べた。Figure 47 に、大山 (1989) から引用した座標系と記号の図を示す。円柱半径 a 、水槽幅 $2b$ 、水深 h_0 で表されている。また図中には記載されていないが波高は H_0 で表される。本研究では、 $a = 10$ cm、 $b = 40$ cm、 $h_0 = 50$ cm、 $H_0 = 1$ cm である。

Figure 48 は、水槽の遮蔽率 a/b による反射率、透過率の変化を、波高水深比 H_0/h_0 ごとに示している。ここで、縦軸の K_R 、 K_T はそれぞれ反射率、遮蔽率であり、以下で定義されている。

$$K_R \equiv \sqrt{\frac{E_R}{E_I}} \quad (136)$$

$$K_T \equiv \sqrt{\frac{E_T}{E_I}} \quad (137)$$

E_I 入射波のエネルギー

E_R 反射波のエネルギー

E_T 透過波のエネルギー

本研究における実験では、遮蔽率 $a/b = 0.25$ 、波高水深比 $H_0/h_0 = 0.02$ より、Figure 48 から透過率は 1.0 に近く、また反射率は 0.2 未満であることがわかり、透過、反射に対する影響は小さいものと考えられる。

Figure 49 は遮蔽率による水平方向波力、モーメントの変化を示している。ここで、 C_F 、 C_M は次のように定義される。

$$C_F \equiv \frac{F_X}{\rho g H_0 a h_0} \quad (138)$$

$$C_M \equiv \frac{M_Y}{\rho g H_0 a h_0^2} \quad (139)$$

F_X 最大水平波力

M_Y 最大モーメント

グラフから、遮蔽率 a/b が 0.5 を下回ると水平波力、モーメントへの影響が小さくなることがわかる。本研究では遮蔽率 $a/b = 0.25$ であることから、水平波力、モーメントへの影響は小さいものと考えられる。

以上のことから、本研究での水槽実験において、水槽側壁によるタワー動揺への影響は小さいものと結論づけられる。

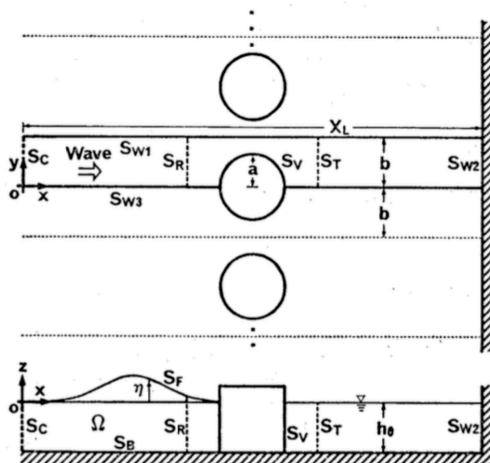


Figure 47 座標系と記号の定義（大山 (1989) [28] より引用）．

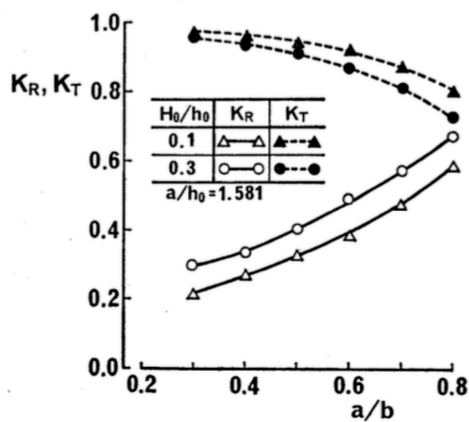


Figure 48 遮蔽率による反射率・透過率の変化（大山 (1989) [28] より引用）．

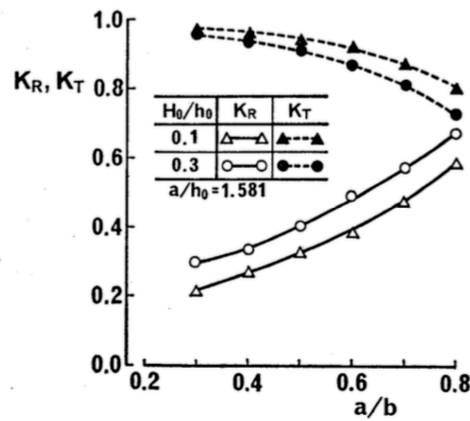


Figure 49 遮蔽率による水平方向波力, モーメントの変化 (大山 (1989) [28] より引用) .

5.3.4 計測システム

計測には、タワーの動揺を記録する2台のモーションキャプチャーカメラと、波面上昇を記録する波高計を用いる。

波高計は造波機とタワーの間、造波機から1 mの位置に設置した。波高計の精度は1.5 mmであり、造波機を制御するコンピュータで記録する。記録は20秒間のみとることができる。

モーションキャプチャーカメラはそれぞれ水槽の横に設置され、斜め上からタワーの動揺を撮影する。(Figure 51)。モーションキャプチャーではタワーに取り付けたマーカーを追跡する。マーカーの座標系には波進行方向をx軸負方向、波進行方向に向いて右向きをy軸とする。x方向の回転角がピッチ角、y方向の回転角がロール角である。タワーは伸縮しないため、マーカーのx、y方向変位からそれぞれの方向への傾斜角を求めることができる。

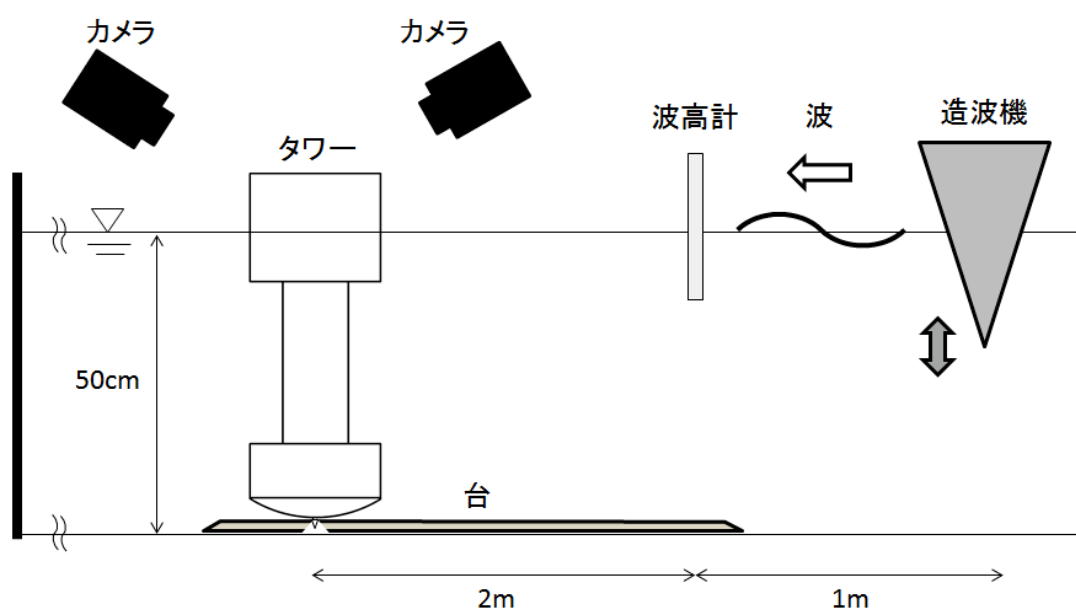


Figure 50 計測システムの構成図.

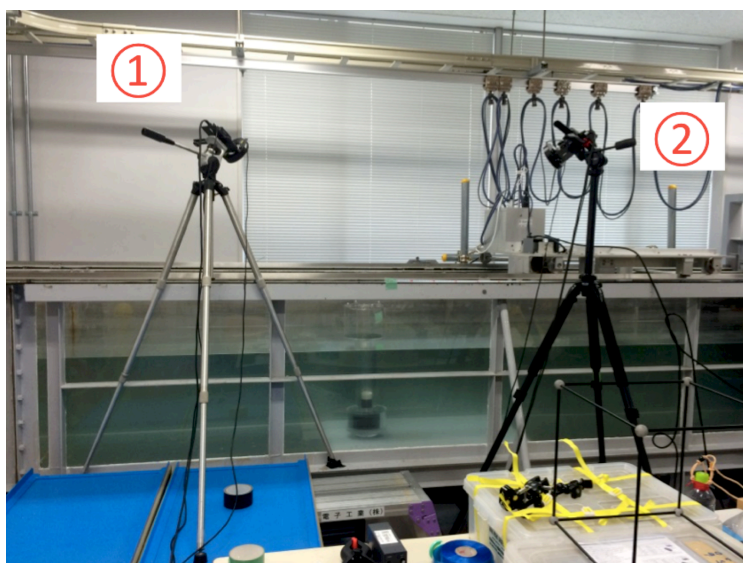


Figure 51 2台のモーションセンサーカメラ.

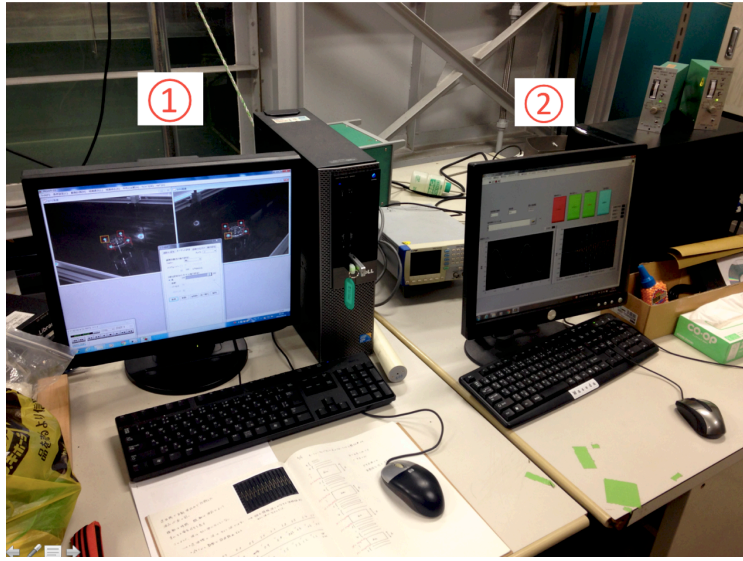


Figure 52.1. モーションセンサーカメラの制御用 PC. 2. 造波機の制御用 PC.

5.3.5 実験項目

自由動揺実験、規則波実験の二つの実験を行った。

自由動揺実験は、タワーの固有周波数および線形減衰係数の計測を目的として行う。タワーに取り付けたマーカの xyz 方向変位を計測することでそれらを求める。実験は 3 回行い、固有周期、線形減衰係数はそれらの平均をとる。

規則波実験は、規則波中応答を計測して時間領域、周波数領域それぞれの応答および波振幅による非線形影響を調べることを目的として行う。これもタワーのマーカの xyz 方向変位を計測して求める。また、タワーの運動と波の位相について調べるため、波高計を用いて波面の変位を計測する。波振幅 0.5 cm、1.0 cm の 2 種類、波周波数は 0.6 Hz から 1.5 Hz まで 0.1 Hz 刻みで 10 ケース、合計 20 ケースを計測する。この実験では風は起こさない。それぞれ 2 回ずつ実験を行う。この実験において、反射波が返ってくるまでの応答のみを有効な応答として使用する。あらかじめ、それぞれの周波数において計測可能な波数を求めておく。

波の位相速度 c は

$$c = 1.56T = \frac{1.56}{f} \quad (140)$$

で与えられる。ただし、 T は波周期、 f は波周波数である。従って、波が距離 L を進むのに要する時間 t は

$$t = \frac{L}{c} = \frac{fL}{1.56} \quad (141)$$

となり、周期 T の波が時間 t の間に通過する波数 κ は

$$\kappa = \frac{t}{T} = \frac{fL}{1.56} \frac{1}{T} = \frac{f^2 L}{1.56} \quad (142)$$

となる。今回の実験では、7 m 先の壁から反射波が返ってくるので、波周波数 f のときに計測可能な波数 $\kappa(f)$ は

$$\kappa(f) = \frac{14f^2}{1.56} = 8.97f^2 \quad (143)$$

となる。これを用い、以下にそれぞれの周波数で有効となる波数をまとめておく。

Table 8 周波数毎の計測可能な波数.

周波数 [Hz]	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5
波数	3.23	4.39	5.74	7.27	8.97	10.86	12.92	15.17	17.59	20.19

5.4 実験結果

5.4.1 自由動揺実験

自由動揺実験では、タワーの固有周波数および線形減衰係数を計測する。この実験では、初めにタワーを 10～20 度程度傾斜させ、その後自由振動させる。振動の様子はモーションキャプチャーカメラで追跡し、その結果をフーリエ変換することにより固有振動における周波数を求める。また、自由減衰における傾斜角 θ は、運動方程式を解くことにより

$$\theta = \sqrt{\theta^2 + \left(\frac{\theta_0 \xi \omega_0 + \dot{\theta}_0}{\omega_0 \sqrt{1 - \xi^2}} \right)^2} e^{-\xi \omega_0 t} \sin \left(\omega_0 \sqrt{1 - \xi^2} t + \epsilon \right) \quad (144)$$

θ_0 初期傾斜角
 $\dot{\theta}_0$ 初角速度
 ξ 減衰係数 C の無次元量
 ϵ 位相差

$$\xi = \frac{C}{2\omega_0 m} = \frac{C}{2\sqrt{km}} \quad (145)$$

と表される [29]。実験で得られた時系列データとこの関数をフィッティングすることにより ξ を求め、減衰係数 C を決定する。

自由動揺実験は 3 度行った。結果の一例を Figure 53 に示す。また、それぞれの実験で得られた固有周波数、減衰係数を Table 9 に示す。この結果から、このタワーの固有周波数は 0.6 Hz であり、減衰係数は 0.167 kg·m²/s であることがわかった。

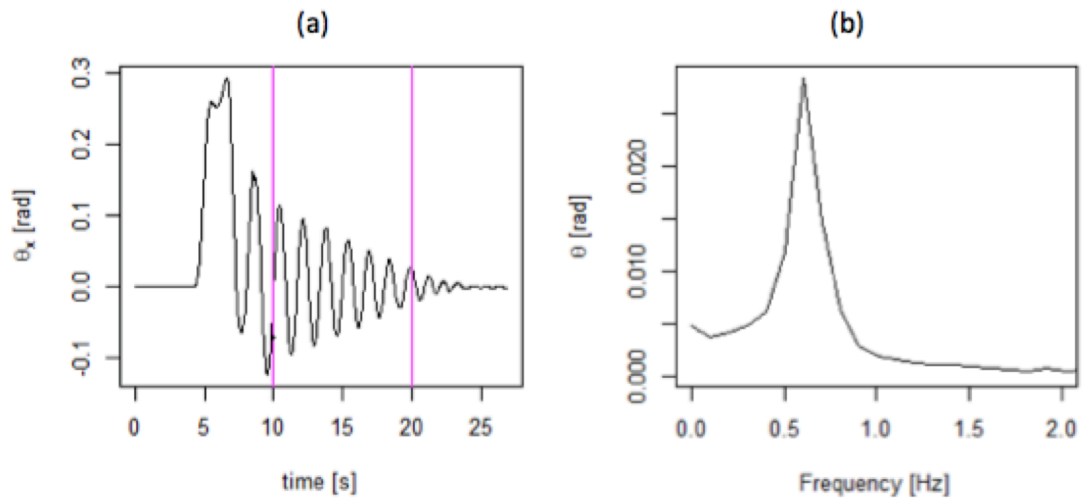


Figure 53 自由振動実験の結果. (a) 時系列グラフ, (b) 時系列グラフの縦線間のフーリエ変換によるスペクトル.

Table 9 自由振動実験結果.

実験番号	固有周波数 [Hz]	減衰係数 [$\text{kg}\cdot\text{m}^2/\text{s}$]
1	0.604	0.171
2	0.604	0.167
3	0.602	0.151
平均	0.603	0.163

5.4.2 規則波実験

規則波実験では、規則波を当てた際のタワーの時間領域、周波数領域の応答および波振幅による非線形影響を調べる。実験はそれぞれの波振幅、周波数の組み合わせに対して2度ずつ行った。

各周波数での傾斜角振幅を波振幅で割った値を Figure 54 に示す。低い周波数帯で応答が左下がりになっている様子がわかる。これは応答が十分に励起される前に反射波が返ってきたことが原因である。Figure 55 に、波振幅 1.0 cm、波周波数 0.6 Hz での応答の時系列データを示す。図中の青線は反射波が返ってくる時刻を表しており、運動が励起され始めている途中であることがわかる。反射波の影響を受ける前までのデータのみを用いているため、低い周波数帯においては記録上応答が小さくなってしまっている。今回の実験では、波振幅 0.5 cm の 0.9 Hz 以下、波振幅 1.0 cm の 0.7 Hz 以下のデータは除外することとした。

不適当と考えられるデータを除外した周波数応答のグラフを Figure 56 に示す。このグラフから、波周波数が固有周波数に近づくに従って応答が大きくなる様子、波振幅によって非線形影響が現れる様子がわかる。

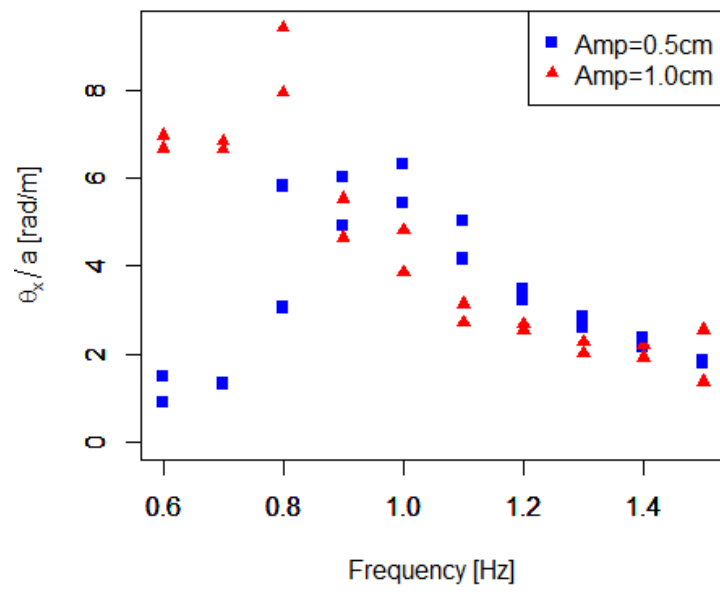


Figure 54 規則波実験で得られた傾斜角振幅を波振幅で割った値.

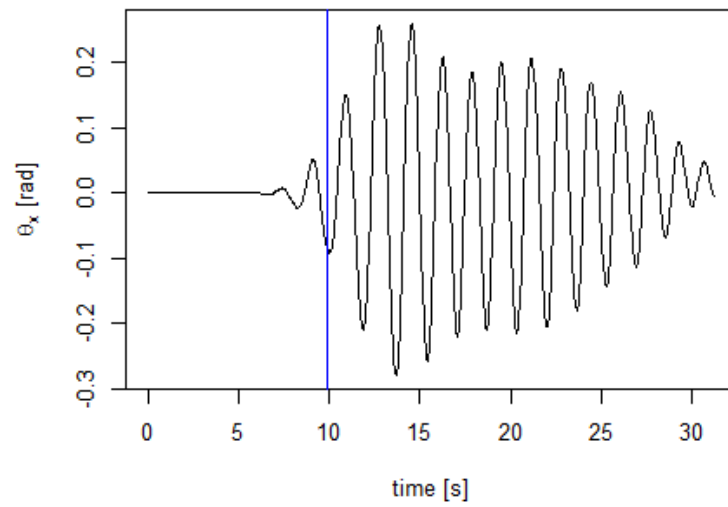


Figure 55 波振幅 1.0 cm, 波周期 0.6 Hz での応答の時系列. 青線は反射波が返ってくる時刻を示す.

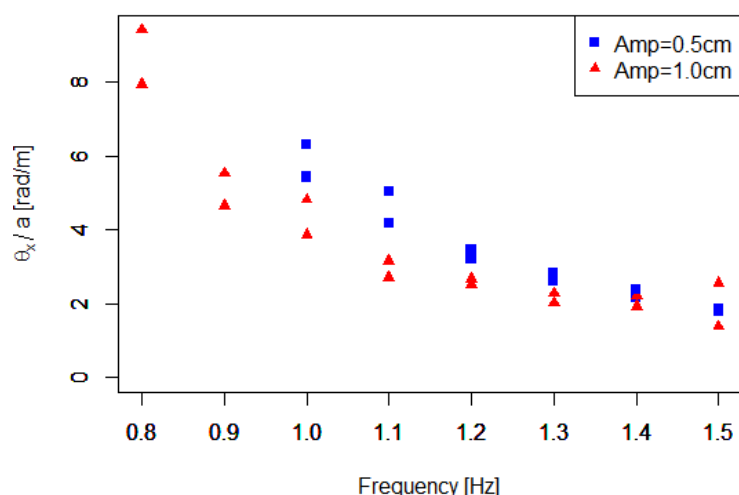


Figure 56 規則波実験で得られた傾斜角振幅を波振幅で割った値. 不適当と考えられるデータを除外した.

次に実験で得た時系列の応答およびその信号を高速フーリエ変換で処理した結果を Figure 57 から Figure 63 に示す。(a)、(b)、(c)、(d) の順に、ピッチの時系列グラフ、ロールの時系列グラフ、ピッチの周波数スペクトル、ロールの周波数スペクトルである。時系列グラフ中の青線は反射波が返ってくる時間で、規則波応答として有効なのはこの線より左側である。また、ピンクの線はスペクトルの抽出に使用したデータの範囲を表しており、このライン間のデータについて高速フーリエ変換で処理した。さらに、ピッチ方向の応答と波面上昇の関係を表すグラフを Figure 64 から Figure 66 に示す。これらのグラフでは特に反射波が返ってくるまでの部分にフォーカスしている。

Figure 57 は、波振幅 1.0 cm、波周波数 0.9 Hz のときのタワーの応答である。ピッチ方向、ロール方向ともに波周波数である 0.9 Hz で運動している様子がわかる。Figure 64 においても、波と同じ周波数で運動していることがわかる。

Figure 58、59 はそれぞれ波周波数 1.2 Hz のときの波振幅 0.5 cm、1.0 cm の応答である。ピッチ方向の応答をみると、波振幅が大きい方が大きな応答が出ていることがわかる。周波数成分は、ピッチ方向の応答ではどちらも波周波数の 1.2 Hz 周辺の他に、もう一つ 0.6 Hz 周辺の成分が含まれている。ロール方向の応答では、0.6 Hz 周辺の成分は波振幅が大きい方がより顕著に現れている。Figure 65 を見ると、2 波に一度大きく傾斜している様子がわかる。これらの 0.6 Hz 周辺の成分はパラメトリック励振によって生じていると考えられる。波周波数成分は x 方向に働いているのに対し、没水体積の変化によって生じるパラメトリック励振は方向性を持たないため、波振幅が大きい場合の y 方向の運動では顕著になると考えられる。

Figure 60 は波振幅 1.0 cm、波周波数 1.3 Hz の応答である。波周波数 1.2 Hz のとき応答と同様、波周波数とその半分の周波数の成分が見られる。y 方向に関しても、パラメトリック励振により 0.6 Hz 周辺でピークが見られる。

Figure 61、62 はそれぞれ波周波数 1.4 Hz のときの波振幅 0.5 cm、1.0 cm の応答である。波振幅 0.5 cm の応答では、パラメトリック励振による 0.6 Hz 周辺の周波数成分はほとんど見られなくなっている。一方で、没水体積の変化が大きい波振幅 1.0 cm の応答では 0.6 Hz 周辺に依然としてピークが見られる。Figure 66 から、2 波に一度応答が大きくなる様子が読み取れる。

Figure 63 は波振幅 1.0 cm、波周波数 1.5 Hz のときの応答である。応答は 1.5 Hz 周辺の成分が支配的で、0.6 Hz 周辺の成分はほとんどなくなっている。

全体では、波周波数以外に 0.6 Hz 周辺での応答成分が観測されたのは波振幅 0.5 cm で波周波数 1.1-1.3 Hz、波振幅 1.0 cm で波周波数 1.1-1.4 Hz のときであった (Table 10)。

$a = 1.0 \text{ cm}, 0.9 \text{ Hz}$

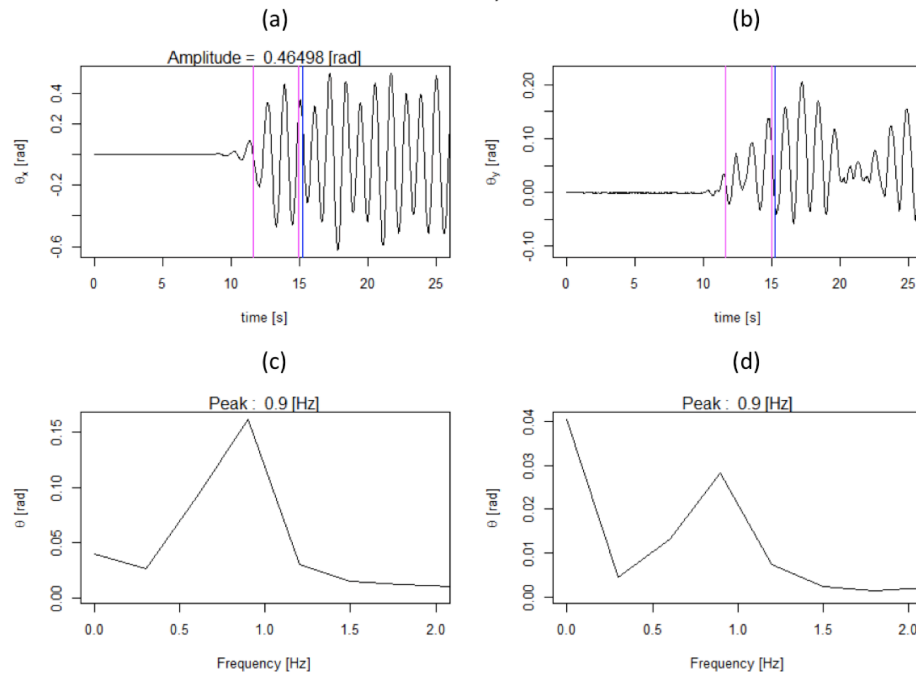


Figure 57 波振幅 1.0 cm, 波周波数 0.9 Hz の規則波中応答.

$a = 0.5 \text{ cm}, 1.2 \text{ Hz}$

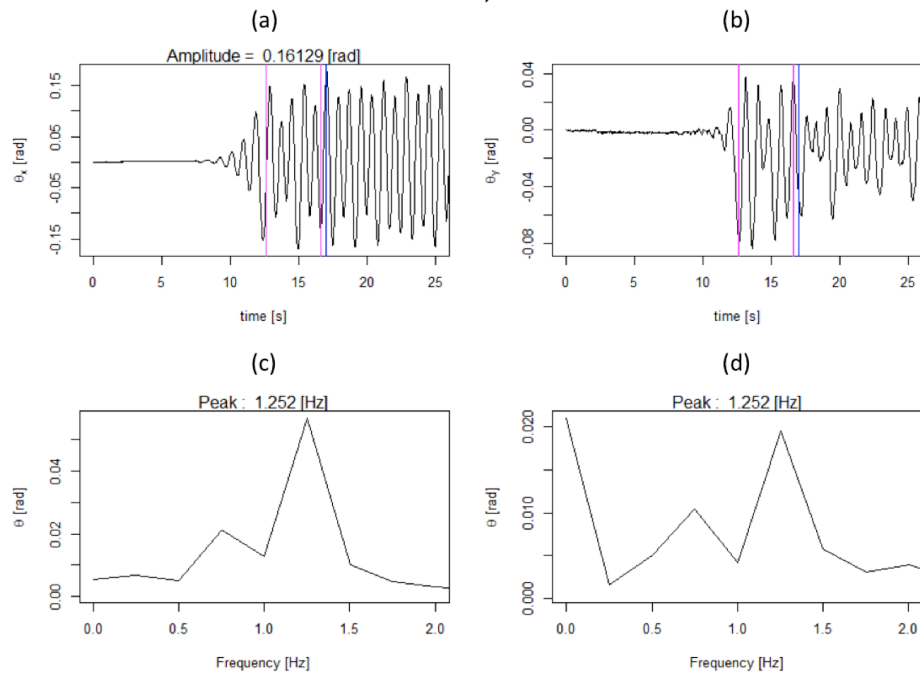


Figure 58 波振幅 0.5 cm, 波周波数 1.2 Hz の規則波中応答.

$a = 1.0 \text{ cm}, 1.2 \text{ Hz}$

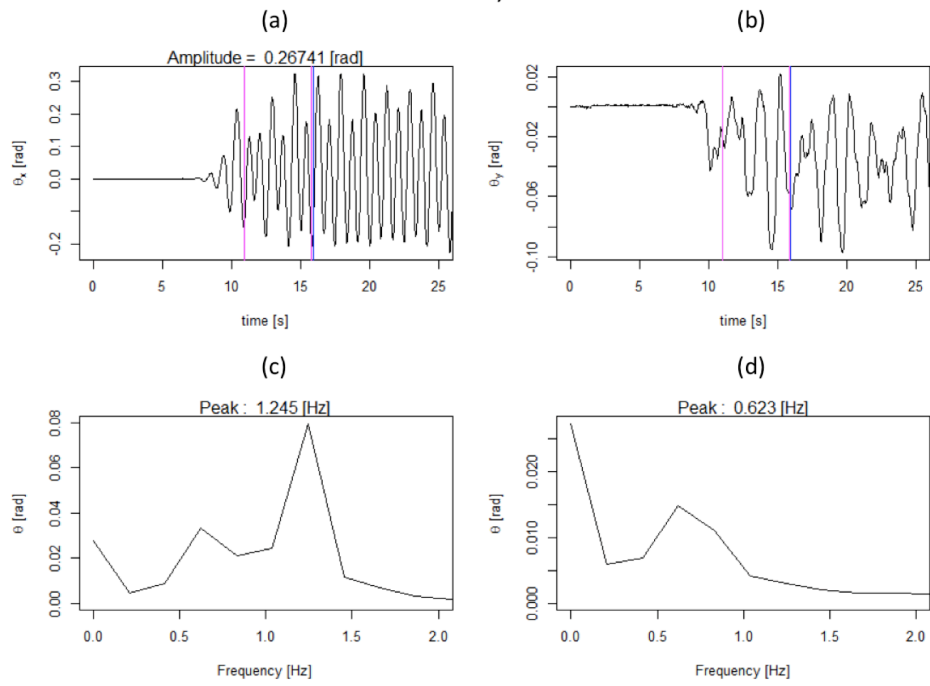


Figure 59 波振幅 1.0 cm, 波周波数 1.2 Hz の規則波中応答.

$a = 1.0 \text{ cm}, 1.3 \text{ Hz}$

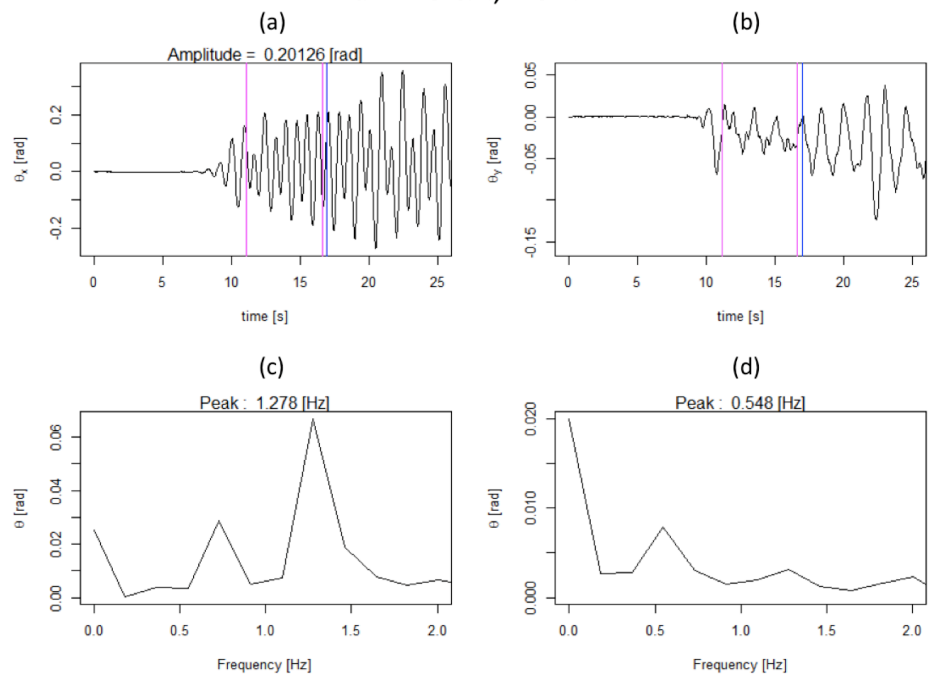


Figure 60 波振幅 1.0 cm, 波周波数 1.3 Hz の規則波中応答.

$a = 0.5 \text{ cm}, 1.4 \text{ Hz}$

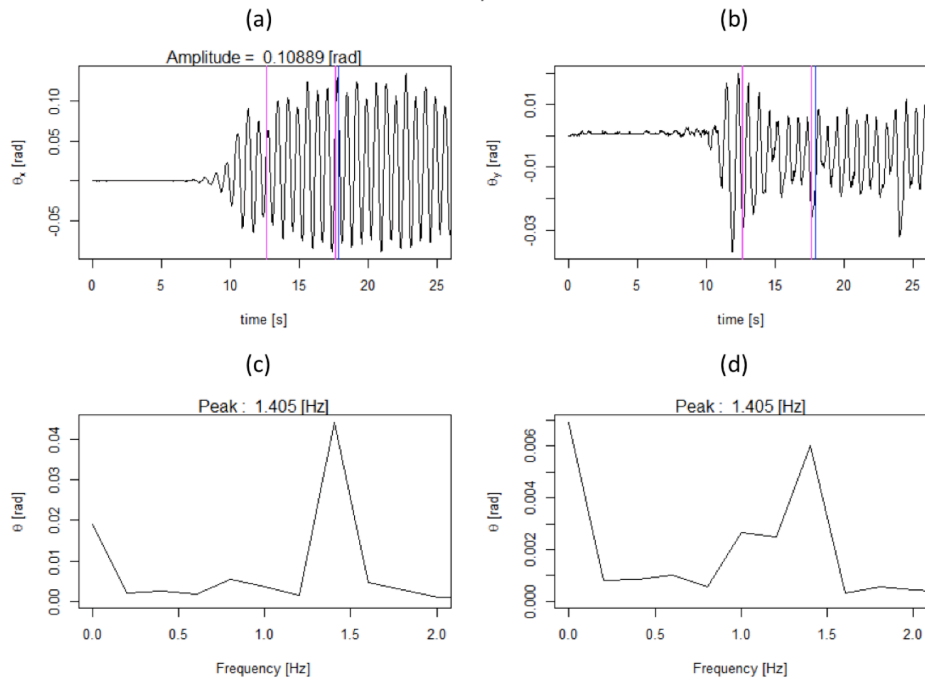


Figure 61 波振幅 0.5 cm, 波周波数 1.4 Hz の規則波中応答.

$a = 1.0 \text{ cm}, 1.4 \text{ Hz}$

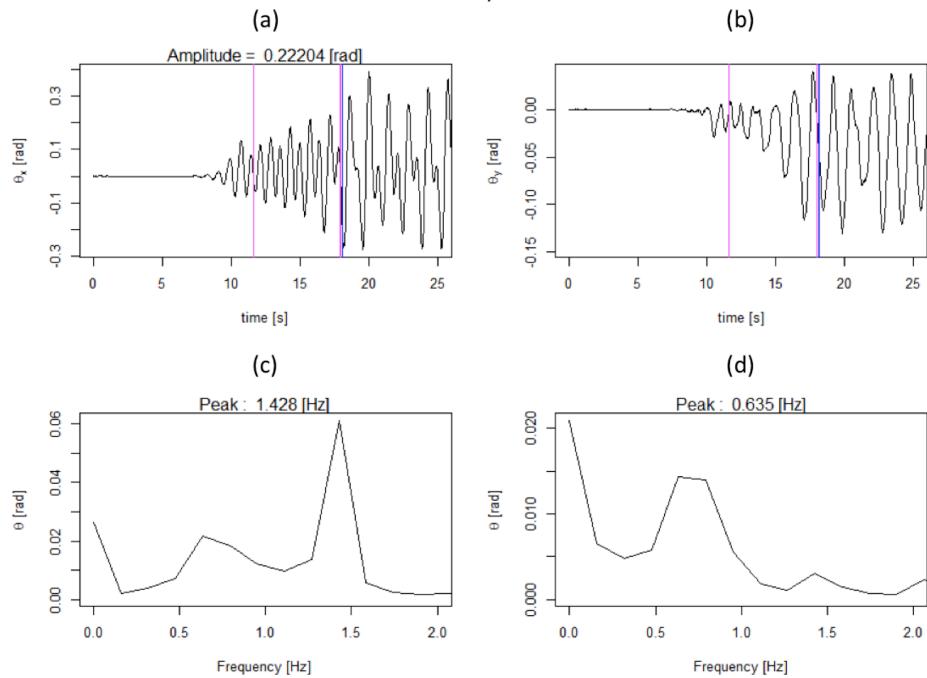


Figure 62 波振幅 1.0 cm, 波周波数 1.4 Hz の規則波中応答.

$a = 1.0 \text{ cm}, 1.5 \text{ Hz}$

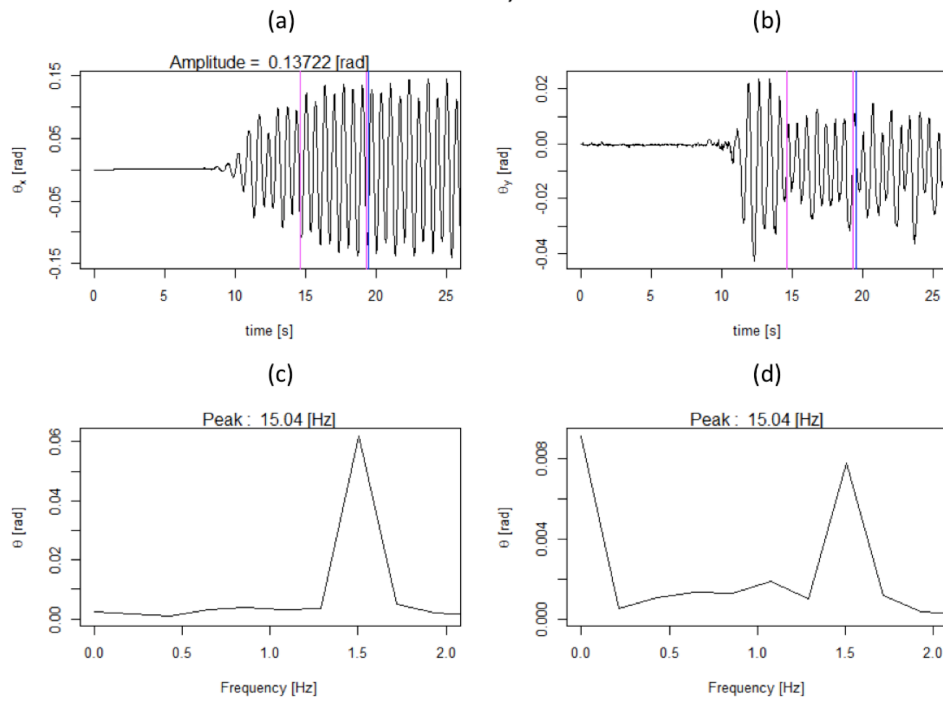


Figure 63 波振幅 1.0 cm, 波周波数 1.5 Hz の規則波中応答.

$a = 1.0 \text{ cm}, 0.9 \text{ Hz}$

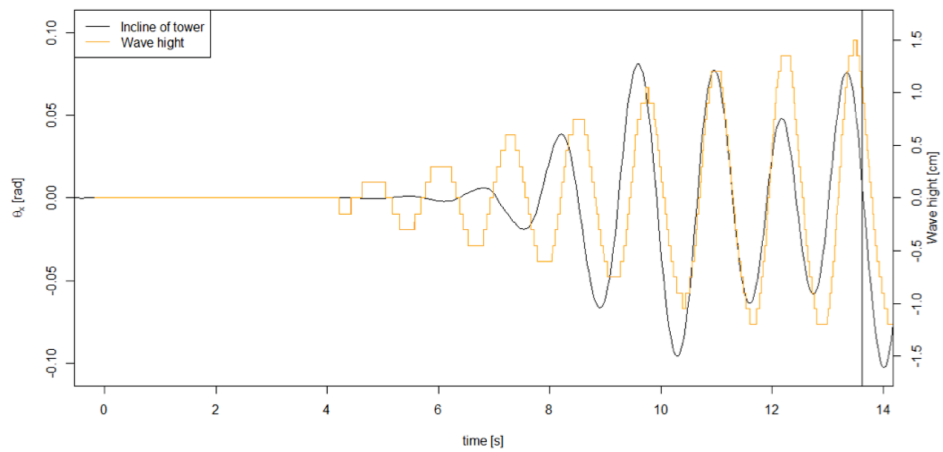


Figure 64 波振幅 1.0 cm, 波周波数 0.9 Hz の規則波中応答と波面上昇の関係.

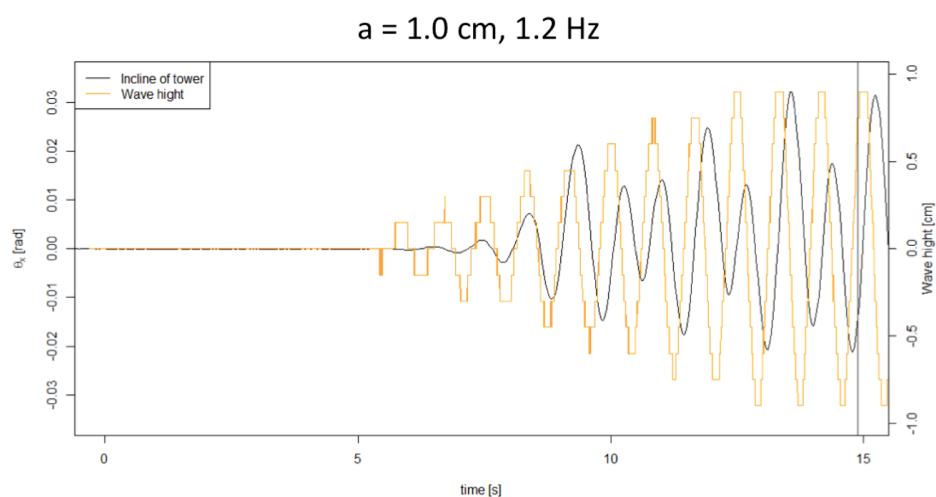


Figure 65 波振幅 1.0 cm, 波周波数 1.2 Hz の規則波中応答と波面上昇の関係.

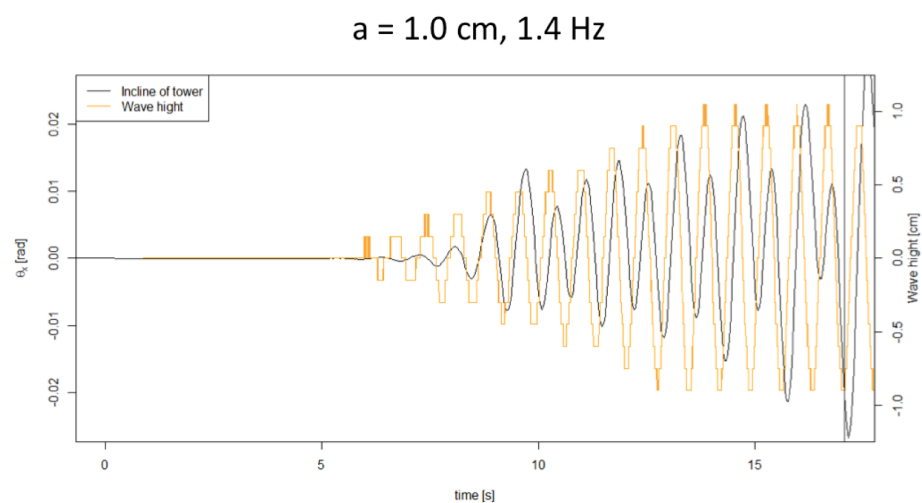


Figure 66 波振幅 1.0 cm, 波周波数 1.4 Hz の規則波中応答と波面上昇の関係.

Table 10 パラメトリック励振が観測された波周波数. ○ は観測された条件, × は観測されなかったもの.

周波数 [Hz]	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5
波振幅 0.5 cm	-	-	-	-	×	○	○	○	×	×
波振幅 1.0 cm	-	-	×	×	×	○	○	○	○	×

5.5 実験考察

Figure 56 の周波数応答からは以下のことがわかる。

- 応答は周波数が低いほど大きくなる。
- 目立った応答のピークはこの周波数帯には存在しない。
- 振幅を変化させることによる非線形影響が見られる。

今回扱った周波数帯において低い周波数ほど応答が大きくなるのはタワーの固有周波数は 0.60 Hz であるためである。固有周波数の倍周波数でパラメトリック励振によるピークが見られなかったことについては、時系列データを踏まえて考察を行う。

時系列データにおいては、固有周波数の倍周波数付近の波周波数帯で、応答中に固有周波数の周波数成分が見られた。これは、式 (121) で示した Mathieu 方程式の不安定領域が Figure 34 で示したように $\omega_0 : \Omega = n : 2$ で表されるような Ω 付近で応答が出ていると理解することができる（この場合 $n = 1$ ）。波振幅が大きい方が広い周波数帯で応答が出ているのは、没水体積の変動が大きいため ϵ に相当する部分が大きいためと理解できる。

しかし、時系列データでは周波数成分としてパラメトリック励振の応答が見られるが、周波数応答としては固有周波数の倍周波数付近でピークは見られない (Figure 56)。これには二つの理由が考えられる。

一つは減衰力や抗力の影響である。これについては、次章で数値計算の結果を踏まえて考察する。

もう一つは観測時間が短く応答が十分励起されなかった可能性である。例えば Figure 62 (a) を見ると、有効なデータとして使用した青線の右側で、パラメトリック励振で見られる「2 波に一度大きくなる応答」が見られる。水槽の消波装置により反射波の振幅は元の波の 10% 以下であり、影響が小さいとも考えられることから、この応答がパラメトリック励振によって励起されたものである可能性がある。その場合、より長い水槽を用いて長時間計測を行った場合には周波数応答が変化する可能性がある。

振幅を変化させることによる非線形影響については、次章で数値計算結果を踏まえて考察を行う。

6 数値計算

6.1 数値計算による実験の再現

前章で述べた実験を数値計算で再現し、より詳細に現象を把握する。実験では定常外力による傾斜が存在しないため、動揺応答解析プログラムで時間領域、周波数領域の応答を調べる。

6.1.1 初期条件

- タワーの形状は実験で用いたものと動揺の形状・寸法を再現した。ただし、底面の曲面部分に対する波力・浮力の計算においては、入力値として曲面を再現するのが難しいため、Figure 67のように直径 100 mm の円筒で再現した。最下部であるため波力の影響は小さく、また運動においてモーメントのレバー長さが小さいため復原モーメントへの影響も小さいと考えられる。曲率の影響については実験同様、曲率半径 160 mm で計算を行っている。
- 水平方向の運動を制限するために使用したピンは、計算では再現していない。15 mm の台は再現している。タワーはこの台の上でピッチ方向に回転運動をする。
- タワーの質量は 17.2 kg、重心高さはタワー下端から 121.7 mm である。Table 6 に示す、実験で使用したタワーの主要目と値が異なっているが、これはピンがないために下端からの距離が異なるためである。
- 慣性モーメント、減衰係数はそれぞれ実験値と同じ $0.245 \text{ kg}\cdot\text{m}^2$ 、 $0.157 \text{ kg}\cdot\text{m}^2/\text{s}$ を使用した。
- 抗力係数については、後述する数値計算によって検討する。
- 水深は実験と同じ 50 cm である。
- 水槽実験における側壁影響や反射波影響については再現していない。実験では側壁影響は小さいと考えられ、また反射波の影響を受ける前に計測を終えている。
- 海流、風はないものとしている。
- 波振幅は、実験と同じ 0.5 cm、1.0 cm をそれぞれ計算した。
- 波は 10 波で想定する振幅に育つよう、徐々に強めた。これは実験で波が十分に育つのが 10 波前後だったことによる。
- 時系列計算における時間刻みは 0.05 秒、タイムステップ数は 4000 で、200 秒分の計算を行った。
- タワーのメッシュ刻みは 1 mm とした。
- 周波数帯は 0.1 Hz 刻みで 0.2～2.1 Hz を計算した。ただし、固有周波数とその倍周波数周辺での応答を詳細に把握するため、0.5～0.69 Hz、1.15～1.34 Hz においては 0.01 Hz 刻みで計算を行った。

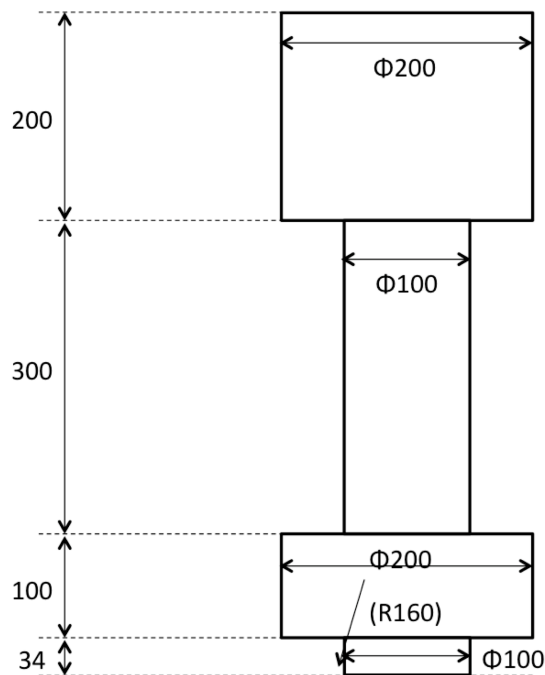


Figure 67 数値計算で再現したタワー.

6.1.2 周波数領域での応答

抗力係数を 0、1、2 と変えて数値計算した結果と実験結果をプロットしたグラフを Figure 68 および Figure 69 に示す。横軸には波周波数、縦軸には複数の周波数成分を含む時系列応答の最大値を最小値から求まる振幅をプロットした。数値計算結果は、波振幅は記号の違いで、抗力係数は色の違いで表現している。Figure 68 で用いた値は、数値計算での計算開始後 15～20 秒の間での応答データを使用している。これは、数値計算でのいくつかの周波数で生じたインパルス応答の影響をさけるためであり、また実験での計測時間が反射波の影響を回避するために 20 秒以下であったことに条件を合わせるためである。Figure 69 で用いた値は、数値計算での計算開始後 50～100 秒の間での応答データを使用している。

これらのグラフから次のことが読み取れる。

まず、応答のピークが 0.6 Hz 周辺と、1.3 Hz 周辺にある。0.6 Hz 周辺のピークはタワーの固有周波数との同調である。1.3 Hz 周辺のピークはパラメトリック励振による同調と考えられる。1.3 Hz 周辺のピークは、Figure 68 で示した計算開始後 15～20 秒の間の応答では不安定で、Figure 69 で示したようなはっきりとした一つのピークにはなっていない。これについては時系列データを用いて後述するが、ちょうどパラメトリック励振が励起されつつある時間帯であることが原因である。

次に、抗力係数による応答の違いが見られる。抗力係数が小さいほど、各ピーク周辺での応答は大きくなっている。ただし、0.5 Hz 以下と 1.5 Hz 以上の領域ではどの抗力係数でも同様の応答が出ている。また、Figure 69 を見ると、1.3 Hz 周辺のピークの幅は抗力係数が大きいものほど狭くなっている様子がわかる。このことから、抗力係数が大きくなるにつれて、パラメトリック励振が起こる周波数が限定されていくことがわかる。

さらに、波振幅による非線形影響が見られる。0.6 Hz 周辺の応答においては、波振幅が小さいときのピークの方が大きくなっている。一方、1.3 Hz 周辺の応答においては、波振幅が大きいときの

ピークの方が大きい。

0.6 Hz 周辺の応答については、二つの理由が考えられる。一つ目は抗力の影響である。抗力は非線形項であり、傾斜角が大きいほどよく働く。傾斜角振幅は波振幅が大きい方が大きいため、抗力によって応答を抑制する効果が波振幅が大きいものほどよく働く。二つ目は没水体積の増加の影響である。傾斜角が大きいほど没水体積は大きくなる。没水体積の増加は復原モーメントの増加になるため、波振幅が大きいときほど運動を抑制する力が強く働く。これらの理由から、0.6 Hz 周辺での応答は波振幅が小さいものほど大きくなると考えられる。

1.3 Hz 周辺での応答については、没水体積の変化が理由と考えられる。没水体積の変化量は、式 (121) で示した Mathieu 方程式の ϵ に影響する（以下に Mathieu 方程式を再掲）。

$$\ddot{x}(t) + (\omega_0^2 + \epsilon \Omega^2 \sin \Omega t) x(t) = 0 \quad (146)$$

没水体積の変化量が大きいほど、Mathieu 方程式中の ϵ は大きくなる。 ϵ が大きいほど方程式は不安定になることから、パラメトリック励振時の応答は波振幅が大きいときほど大きくなる。

最後に、実験で未知であった抗力係数については、Figure 68 での一致具合から 2 程度であると考えられる。その場合、周波数応答は比較的良好な一致を示している。実験データのうち、波振幅 1.0 cm、波周波数 0.8 Hz および 0.9 Hz においては、運動が十分励起されたか判断が難しく、十分に応答が出ていなかった可能性がある。

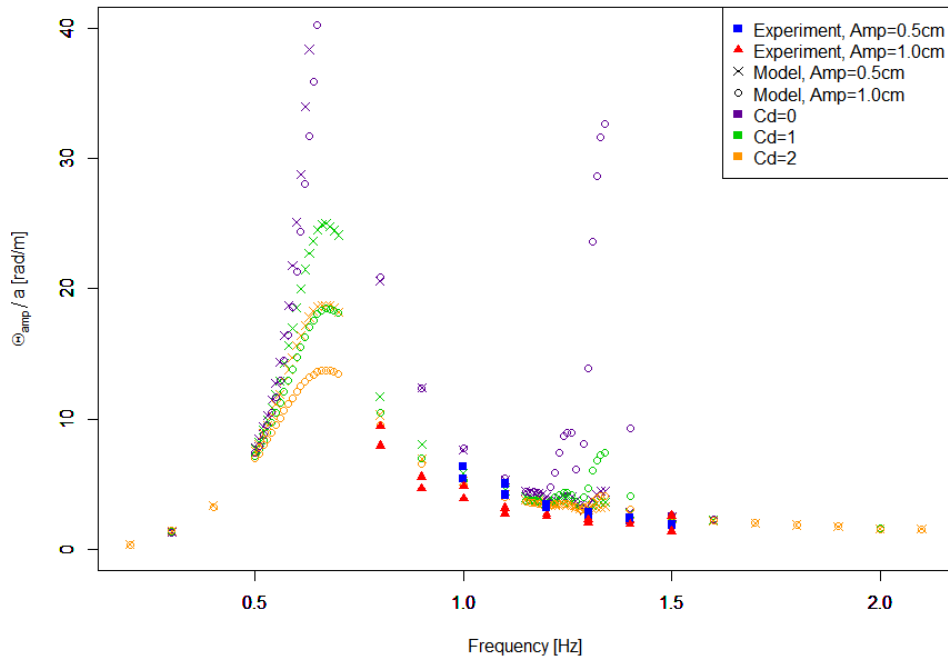


Figure 68 数値計算と実験の周波数応答の比較. 数値計算での 15~20 秒での応答を用いた.

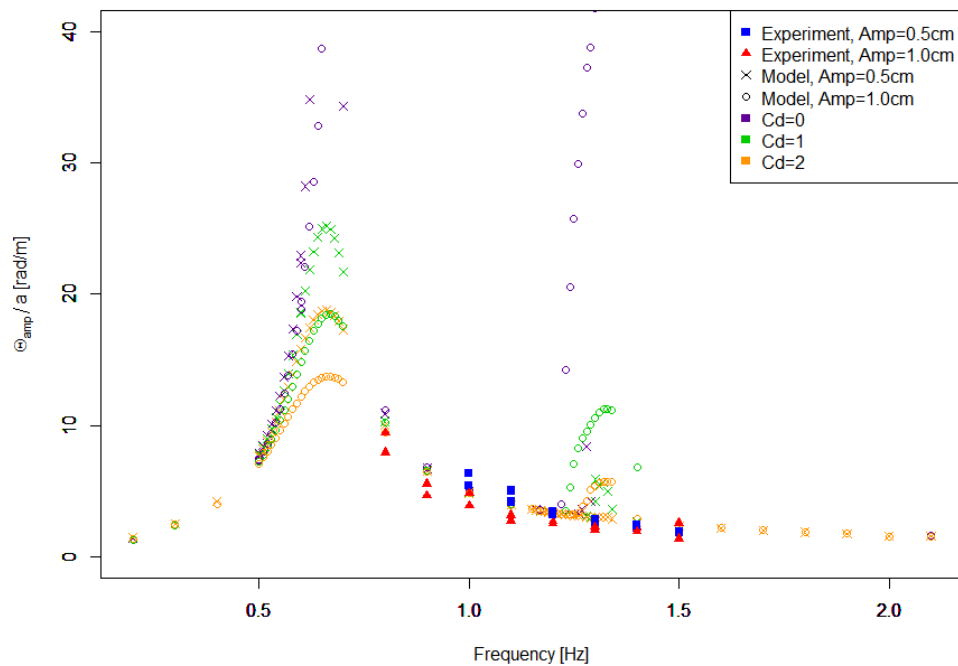


Figure 69 数値計算と実験の周波数応答の比較. 数値計算での 50～200 秒での応答を用いた.

6.1.3 時間領域での応答

以下、時間領域での応答の検証は抗力係数 $C_D = 2.0$ で行う。

Figure 70 は数値計算による応答の時系列グラフで、波周波数 0.6 Hz、1.25 Hz、1.3 Hz、1.5 Hz の 100 秒間のものを示している。1.25 Hz は、Figure 68 で不安定な応答が見えているため選択した。また、Figure 71 は特に波周波数 1.25 Hz と 1.3 Hz の応答について、最初の 20 秒間の応答を抽出したものである。

波周波数 0.6 Hz および 1.5 Hz の応答は比較的すぐに安定する。応答が安定した 20～40 秒の間の応答のスペクトルを Figure 72 に示す。それぞれ波周波数と同じ 0.6 Hz、1.5 Hz で動揺している様子がわかる。

波周波数 1.25 Hz、1.3 Hz の応答は安定するまでに比較的時間を要し、およそ 80～100 秒程度かかる。このうち、実験で観測できた部分は Figure 71 で示した部分、あるいはその一部と考えられる。1.3 Hz の応答は、時間が経って安定するにつれて定常傾斜角が生じている。これは漂流力によるものと考えられる。波周波数 1.25 Hz、1.3 Hz の運動応答のスペクトルを、時間帯に分けてそれぞれ Figure 73、74 に示す。図中の (a) は 15～20 秒、(b) は 20～40 秒、(c) は 100～200 秒の時間帯で、運動の開始直後、遷移中、安定後でのスペクトルである。波周波数 1.25 Hz では、運動の開始直後には応答中に波周波数成分とその半分の周波数成分が混在している。しかし、応答が安定するにつれ、波周波数の半分の周波数成分は小さくなっていき、最終的に波周波数で応答するようになっている。おそらく、パラメトリック励振が生じる条件の境界線付近にあるためこのような応答になるのだろうと推測できる。一方、波周波数 1.3 Hz では、運動が安定するに従って次第に波周波数の半分の周波数成分が増加していく。1.3 Hz での応答は典型的なパラメトリック励振といえる。固有周波数の倍周波数よりやや高い周波数でパラメトリック励振が起こる理由については、タワーに定常傾斜角が発生しているため、直立時よりも復原性が高まり、固有周波数が大きくなっているためと考えられる。

実験結果と比べると、最初の 20 秒間の数値計算の結果は実験結果とよく似た応答を示している。また、1.3 Hz の応答のスペクトルも、波周波数とその半分の成分が含まれるという特徴で一致している。

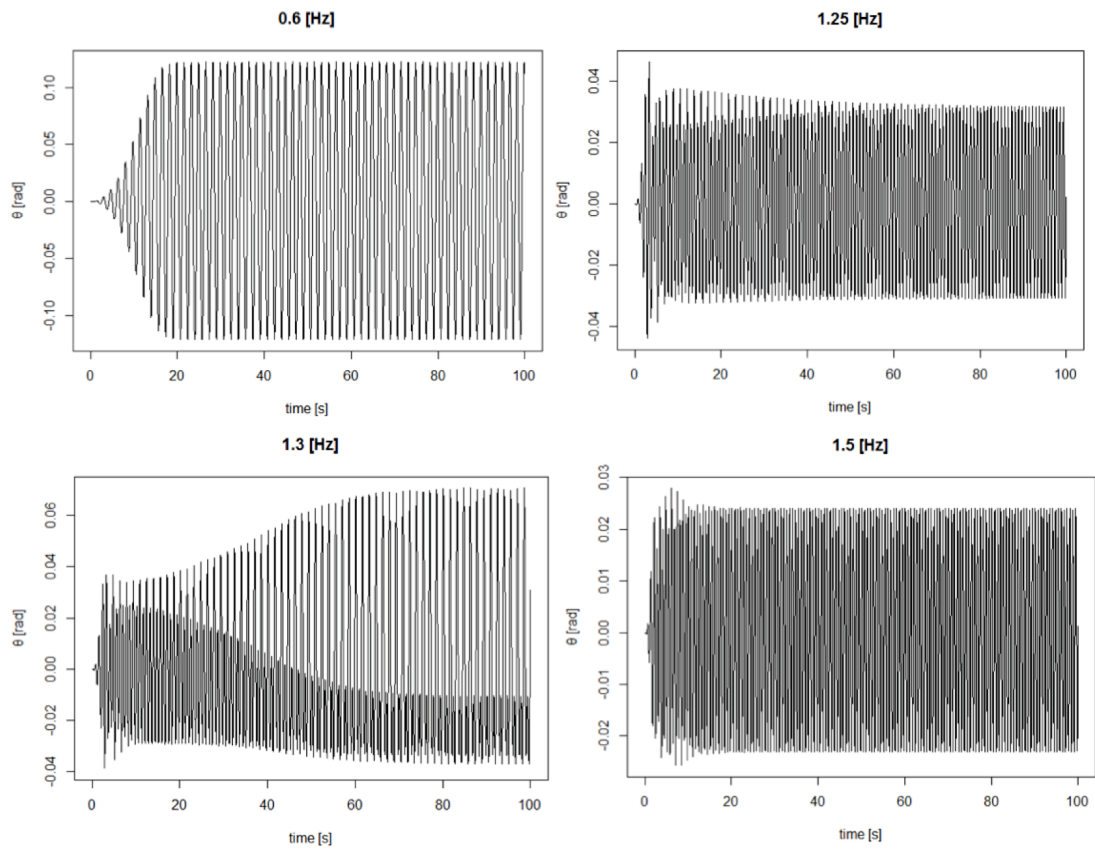


Figure 70 数値計算における応答の時系列グラフ.

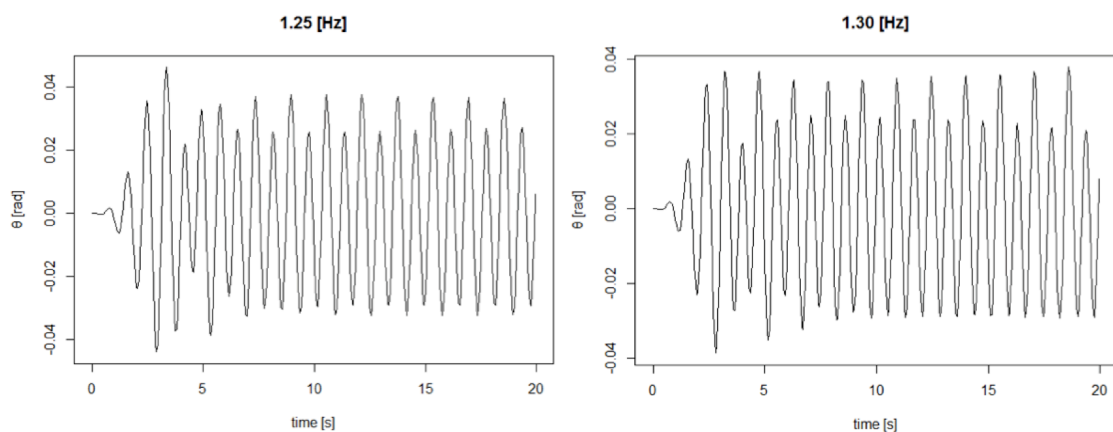


Figure 71 数値計算における応答の時系列グラフ. 最初の 20 秒間を抽出.

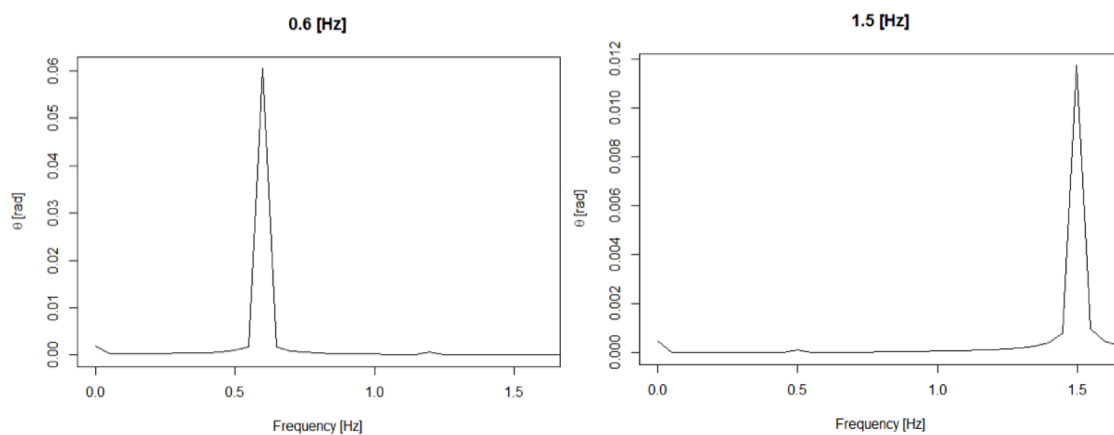


Figure 72 波周波数 0.6 Hz, 1.5 Hz の応答のスペクトル. 応答が安定した 20～40 秒の間を調べた.

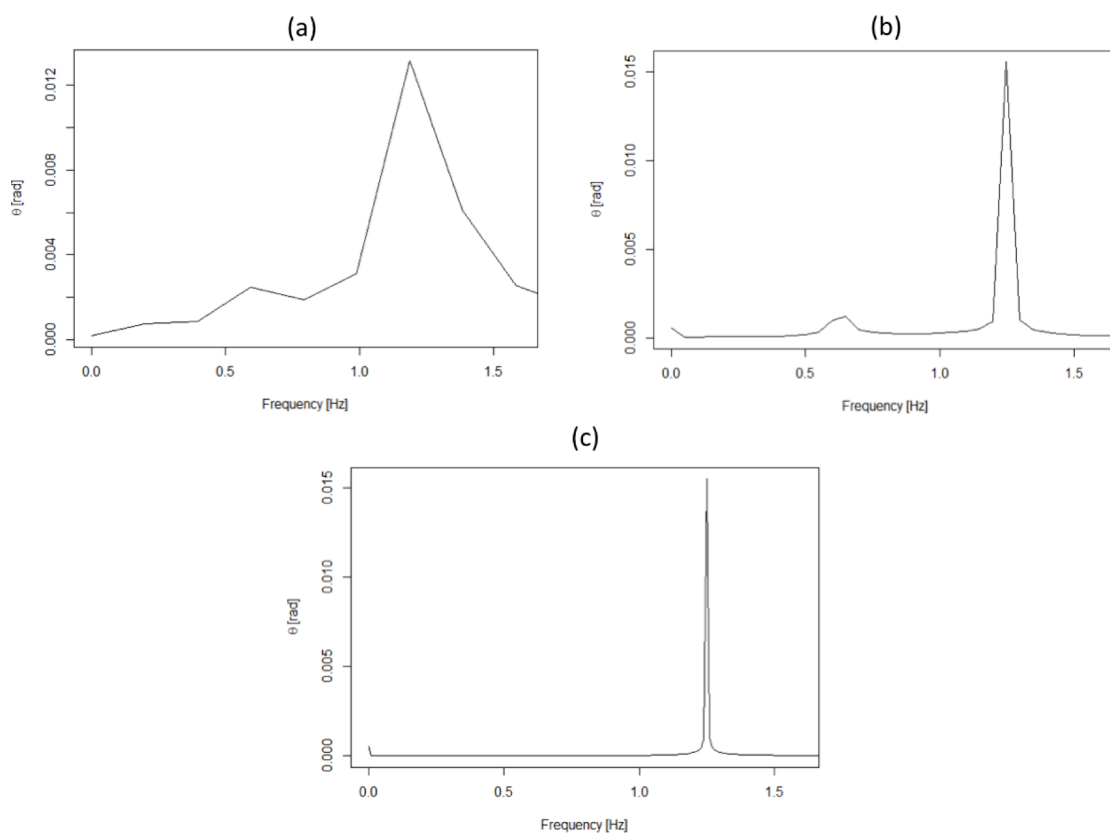


Figure 73 波周波数 1.25 Hz の応答のスペクトル. FFT に使用した時間帯は以下の通り. (a) 15～20 秒 (b) 20～40 秒 (c) 100～200 秒

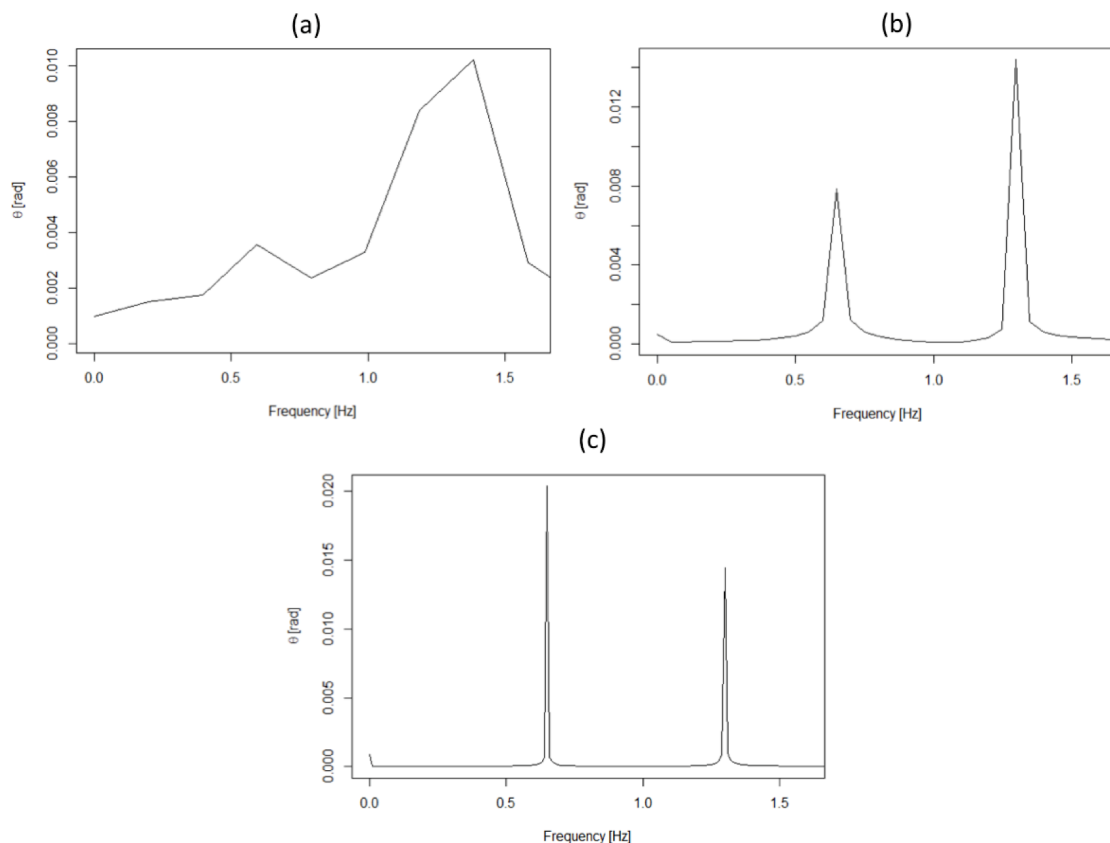


Figure 74 波周波数 1.3 Hz の応答のスペクトル. FFT に使用した時間帯は以下の通り. (a) 15~20 秒 (b) 20~40 秒 (c) 100~200 秒

6.2 抗力と減衰力の数値実験

タワーの応答において、同様の構造であっても抗力係数と線形減衰係数は周波数応答に大きく影響すると考えられる。そこで、複数の抗力係数で線形減衰係数を変化させ、周波数応答の変化を数値実験的に確認する。それぞれの周波数応答について、Figure 75 に示す。抗力係数は 0、1、2 の 3 種類、線形減衰係数は 0、0.1、0.15、0.2 $\text{kg}\cdot\text{m}^2/\text{s}$ の 4 種類である。構造物は、これらの係数を除いて実験の検証に用いたものと同じ入力値を使用している。

グラフから、抗力係数、線形減衰係数どちらも応答を全体的に下げる効果があることがわかる。ただし、線形減衰係数だけ大きくてもあまり応答は下がらず、応答を下げるには抗力係数がある程度必要である。応答を下げる効果は、ピーク位置により働く。ピークで比較すると、どちらの係数も固有周波数 (0.6 Hz) 周辺でのピークよりもその倍周波数 (正確に倍ではなく 1.3Hz) 周辺での応答に対してより変化を与える。

抗力係数が多いときには、倍周波数でのピークの周波数帯は線形減衰係数の増加に伴い狭くなる。抗力係数が小さい場合には周波数帯の変化はあまり大きくない。

これらのことから、以下のことが言える。

- 応答を小さくするには抗力係数の方がより重要である。
- 抗力係数を大きくした上で線形減衰係数を大きくすれば、パラメトリック励振を起こす周波数帯を狭めることができる。

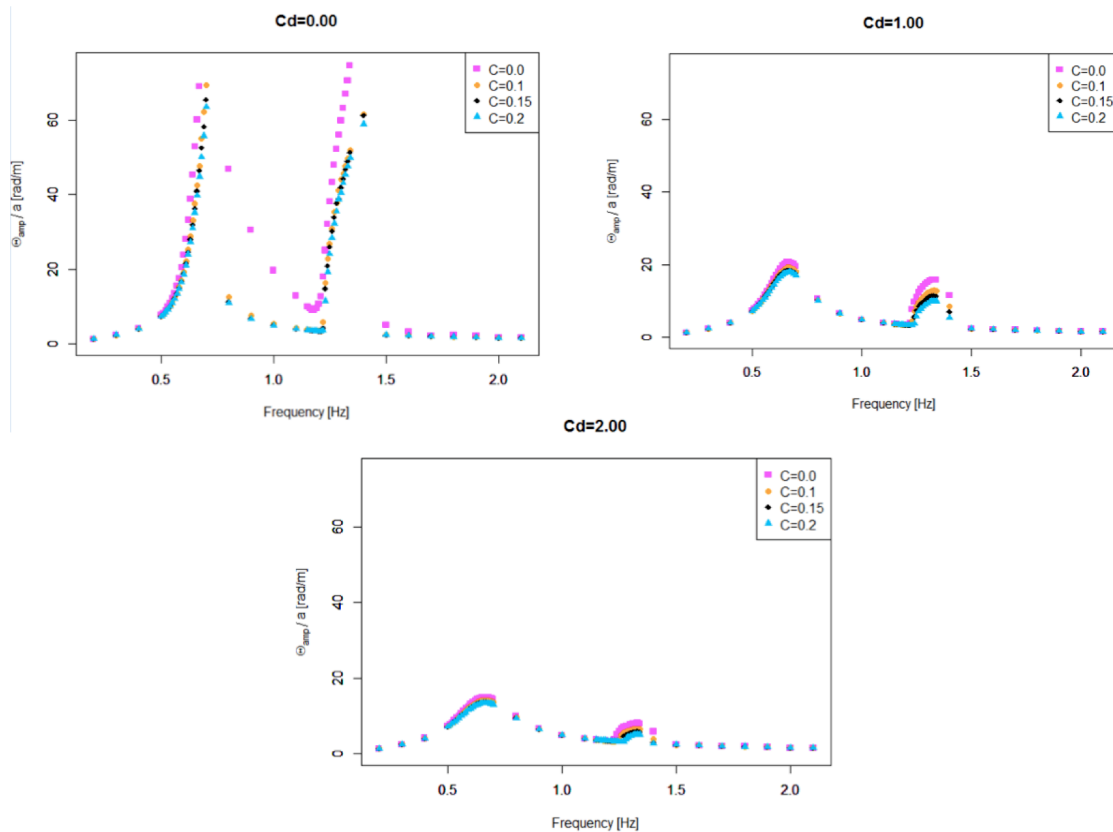


Figure 75 抗力係数ごとの線形減衰係数による影響.

6.3 実海域を想定した数値計算

静的安定性解析プログラムと動揺応答解析プログラムを用いて、実スケールにおける接触式風車について検討する。日本海事協会の設計荷重ケース（DLC）[12] で最も厳しいとされる 1.6（発電時、通常風、厳しい海況）と 6.1（停止時、極値風速、厳しい海況）において、傾斜角の有義値および 1000 波最大値を評価する。ここでは定格風速、暴風時風速としてそれぞれ 12 m/s、50 m/s を検討する。想定する風車は 2 MW および 5 MW とする。

6.3.1 水深 50 m

6.3.1.1 水深 50 m での形状設計

水深 50 m の海域における接触式構造物として、先述した固有周期を波周期から避ける二つの方法（短い周波数側に避ける、長い周波数側に避ける）について検討する。

検討するために Figure 76 に示す接触式プラットフォームを考案した。(a) は固有周期を長くする構造、(b) は短くする構造である。図中に D で示した部分の直径を変化させることで、類似の構造物としてそれぞれ 3 種類ずつ検討する。

それぞれの構造の主要目を Table 11 に示す。重量については、(a) はプラットフォーム下部に配置するバラスト 3.075 ton/m³、中間の直径 10 m の円筒部分に海水 1.025 ton/m³、水面貫通部の浮体部分 0.317 ton/m³ とした。また、(b) はプラットフォーム下部に配置するバラスト 3.075 ton/m³、その他は 0.317 ton/m³ とした。また、検討する 2 MW、5 MW の風車の主要目を Table 12 に示す。

さらに、それぞれの接触式風車の定常傾斜角について、風速 0 m/s、定格風速 12 m/s、暴風時風速 50 m/s のそれぞれについて Figure 77 に示す。

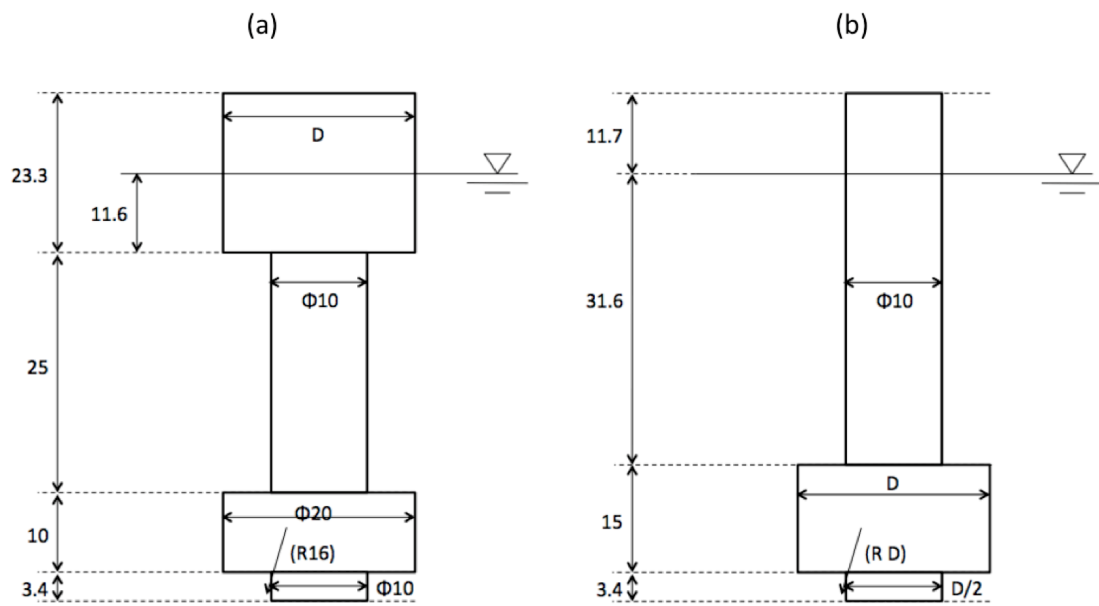


Figure 76 50 m 水深域で検討する接触式プラットフォーム.

Table 11 水深 50 m で検討する接触式風車の主要目.

検討番号	a1-2	a1-5	a2-2	a2-5	a3-2	a3-5
発電容量 [MW]	2	5	2	5	2	5
D [m]	15	15	20	20	25	25
固有周期 [s]	20.2	26.7	19.1	23.6	20.6	23.7
慣性モーメント [$\times 10^9 \text{kg}\cdot\text{m}^2$]	6.17	8.86	7.20	9.89	8.56	11.3
質量 [$\times 10^6 \text{kg}$]	13.5	13.7	14.0	14.2	14.7	14.9
排水質量 [$\times 10^6 \text{kg}$]	7.61	7.61	9.24	9.24	11.3	11.3
重心高さ [m]	13.9	15.3	15.0	16.3	16.3	17.5
底面の曲率半径 [m]	16	16	16	16	16	16
波無し周波数 [rad/s]	1.81	1.81	1.46	1.46	1.27	1.27
検討番号	b1-2	b1-5	b2-2	b2-5	b3-2	b3-5
発電容量 [MW]	2	5	2	5	2	5
D [m]	25	25	30	30	35	35
固有周期 [s]	13.4	15.6	11.5	12.7	10.4	11.6
慣性モーメント [$\text{kg}\cdot\text{m}^2$]	8.05	10.7	11.3	14.0	16.1	18.8
質量 [$\times 10^6 \text{kg}$]	25.1	25.3	35.6	35.8	48.0	48.2
排水質量 [$\times 10^6 \text{kg}$]	10.5	10.5	14.0	14.0	18.2	18.2
重心高さ [m]	12.0	12.7	11.5	12.1	11.2	11.6
底面の曲率半径 [m]	25	25	30	30	35	35
波無し周波数 [rad/s]	-	-	-	-	-	-

Table 12 風車の主要目.

発電容量 [MW]	水線面からの高さ [m]	質量 [$\times 10^3 \text{kg}$]	タワー直径 [m]
2	52.4	354	8
5	74.1	600	10

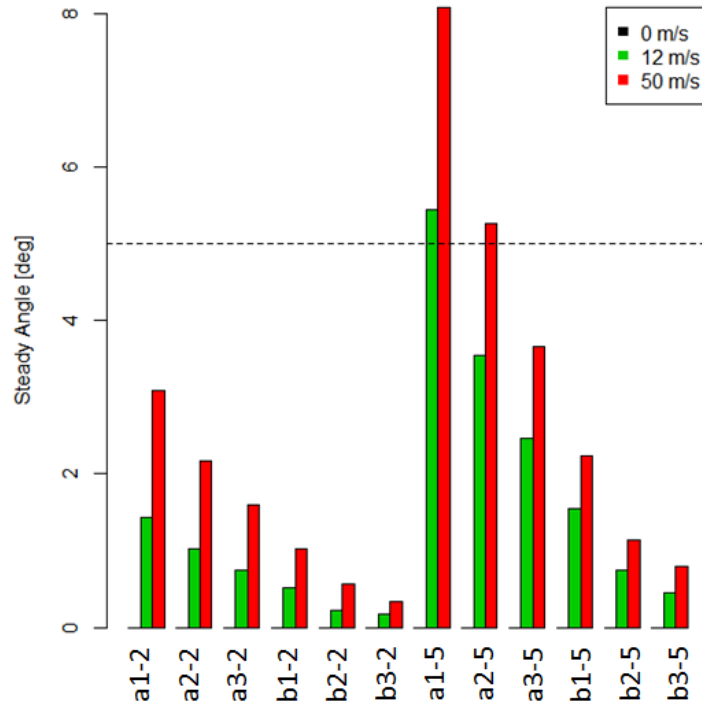


Figure 77 接触式風車の風速ごとの定常傾斜角.

形状 (a) において、固有周期は 20 秒前後となった。浮体を大きくしてもあまり固有周期が変わらないのは、付加慣性モーメントの増加と復原モーメントの増加がバランスしてしまうためである。排水質量は 7000～10000 トン程度で、既存の浮体式プラットフォームからの大きな逸脱はない。着底させるため、質量は 13000～15000 トンとやや重めである。

形状 (b) においては、固有周期は 10～15 秒程度であり、波周期を避けるまでは短くできなかった。質量は 25000～50000 トンと非常に重い。固有周期を短くするには重心を下げる必要があり、そのためには質量を増す必要がある。水深 50 m の条件下では固有周期を避けるのは難しいと言える。

定常傾斜角は (a) の方が (b) よりも大きい。これは、(b) において式 (4) に示した Q (以下に再掲) を大きくしているためである。

$$Q = \rho g V \cdot (\overline{KB} - r) + mg \cdot (r - \overline{KG}) \quad (147)$$

また、風速 12 m/s のときより 50 m/s のときの方が定常傾斜角が大きい。風速 50 m/s においては風車を停止させており、スラスト力は働かないが、タワーが受ける風抗力が大きいいため定常傾斜角が大きくなる。2 MW と 5 MW では、5 MW 風車の方がスラスト力も風抗力もより強く受けるため傾斜が大きい。形状 (a) においては、定常傾斜角は復原性の高い浮体の大きい形状の方が小さい。形状 (b) においても、重量による復原性が高い重い形状で定常傾斜角が小さくなる。

6.3.1.2 水深 50 m での動揺応答

それぞれの接触式風車について、動揺応答解析プログラムで周波数応答関数を作成し、傾斜振幅の有義値、1000 波最大値を求めた。Figure 78、79 にそれぞれ有義値、1000 波最大値に定常傾斜角を加えたものを示す。

有義値を示す Figure 78 において、制約条件となる発電時傾斜角 10 度以下を満たしているのは a1-2、a2-2 と、固有周期を短くした 3 種類である。固有周期を長くした (a) のうち、5 MW 風車で

制約条件を達成したものはなかった。また、(a) においては浮体が大きいものほど傾斜角の有義値が大きくなっている傾向がある。これは波力によるモーメントを強く受けることが原因と考えられる。固有周期を短くした (b) においては、重量の大きいものほど動揺が小さい。重量の大きいものほど波周期のピークと固有周期のピークが離れているためと考えられる。

1000 波最大値を示す Figure 79 において、発電時傾斜角 10 度以下を満たしているのは b3-2、b3-5 のみである。固有周期を長くした (a) の形状では全て 15 度を超えている。これらの違いが出た原因について、周波数応答関数を見ながら考察する。

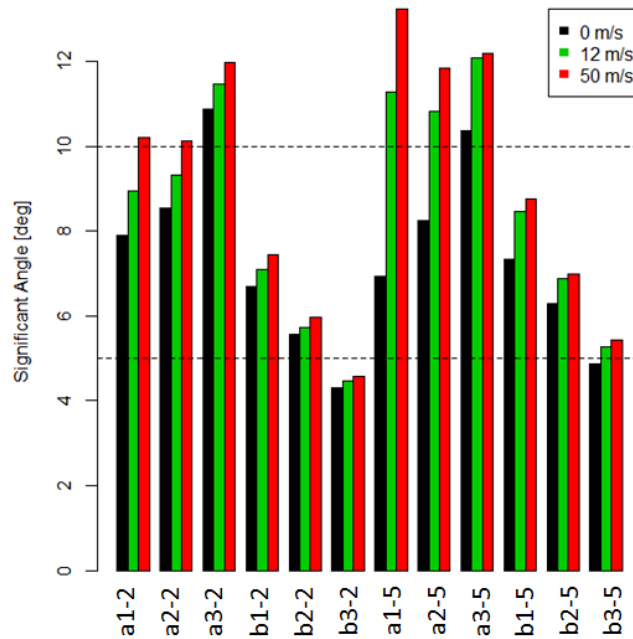


Figure 78 水深 50 m での接触式風車の風速ごとの傾斜角の有義値.

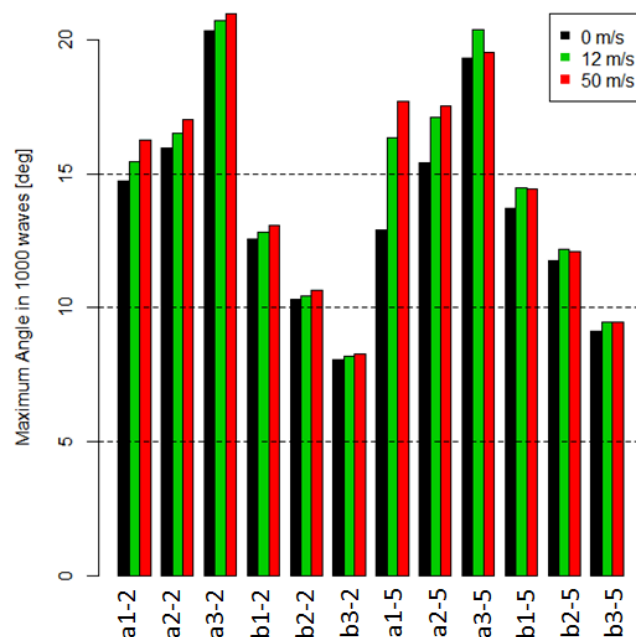


Figure 79 水深 50 m での接触式風車の風速ごとの傾斜角の 1000 波最大値.

Figure 80、81 に、それぞれ a3-2、b2-5 の周波数応答を示す。なお、これらを選んだのは後述する風速による影響が顕著に見られるためである。

静的安定性解析から求めたそれぞれの固有角周波数はそれぞれ 0.266 rad/s、0.495 rad/s である。a3-2 において、Figure 80 における固有周波数周辺でのピーク（周波数の小さい方）は 0.4 rad/s 付近となっており、静的安定性解析から求めた値と大きく異なっている。一方で、b2-5 では大きな違いは見られない。これは没水体積の変動によって引き起こされる。Figure 82 は、波周期 0.27 rad/s での a3-2 の復原モーメント/慣性モーメントである。およそ $0.1 \sim 0.5 \text{ s}^{-2}$ の範囲で大きく変動している様子がわかる。固有周波数はこの復原モーメント/慣性モーメントによって決められるため、没水体積の変化によって同調のピークが遷移する。これにより、固有周期を波周期のピークより長くしたはずの形状で、固有周期のピークが波周期のピークと近づいてしまい動揺が大きくなる。この効果は没水体積の変化によってもたらされるため、水面貫通部が細く没水体積変化の小さい形状ではほとんど現れない。

さて、改めて Figure 80、81 を見ると、風速によって応答が変化していることがわかる。風速が大きいくほど応答は小さくなる。これは、定常傾斜によって復原性が増すことと、風抗力の影響が考えられる。特に Figure 81 で顕著であるが、風速が大きいくほど、固有周波数付近のピークに比べてパラメトリック励振によるピークは小さくなっている。また、パラメトリック励振の周波数帯も狭まっている。これらは前節で述べた抗力の影響による応答の変化であり、今回のケースでは風抗力による影響であると考えられる。

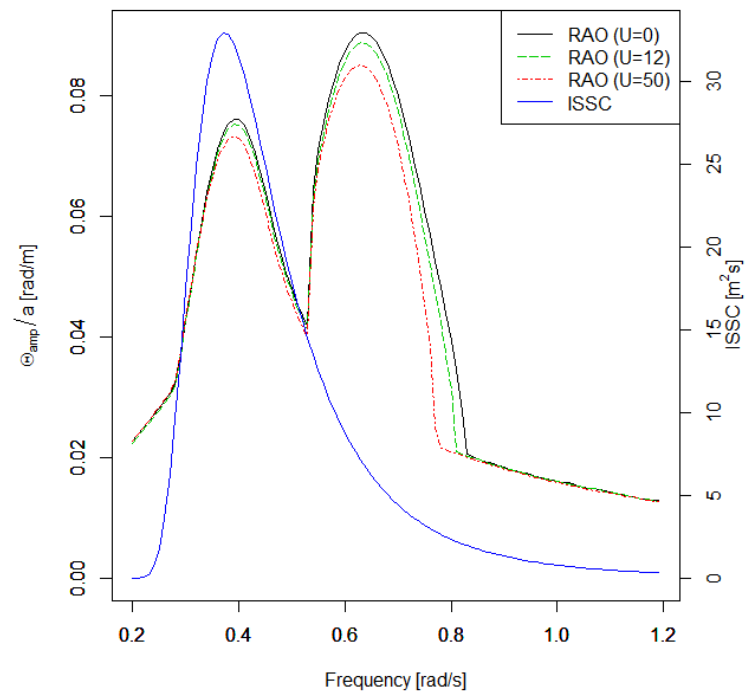


Figure 80 a3-2 の周波数応答.

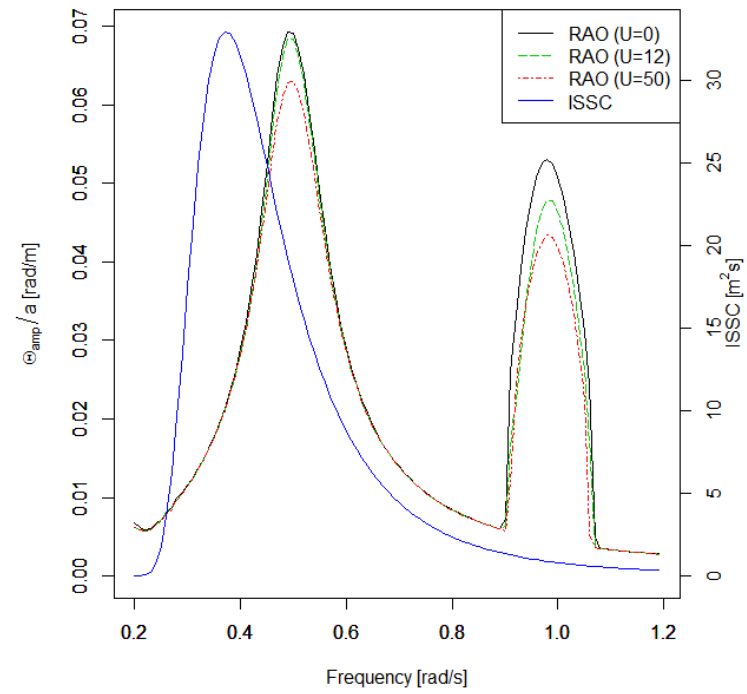


Figure 81 b2-5 の周波数応答.

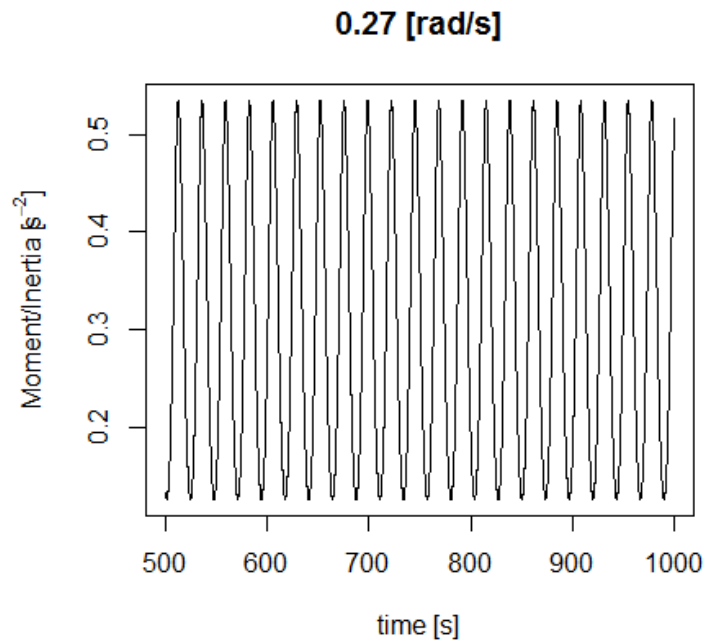


Figure 82 波周期 0.27 rad/s での a3-2 の復原モーメント/慣性モーメント.

6.3.1.3 水深 50 m のまとめ

以上のように、水深 50m の海域において、円筒形の接触式構造物で固有周期を長くするのは難しいということがわかった。この理由としては以下の 2 つが挙げられる。

- 浮体を大きくすると付加慣性モーメントのみでなく復原性も高まってしまうため、固有周期を長くすることが難しい。
- 没水体積の変化により、同調周期が変わってしまい、波周期のピークと重なってしまう。

仮に同調周期を長くできても、パラメトリック励振のピークが波スペクトルのピークに近づくことになり、大きな応答がでてしまうことも考えられる。本研究では取り扱わなかったが、フィンなどを用いて復原性を高めることなく付加質量を増やす工夫などに検討の余地があると考えられる。

また、固有周期を短くすると応答を小さくすることは可能であることがわかった。ただし、固有周期を短くするために重量が非常に大きくなってしまいう問題がある。

6.3.2 水深 70・90 m

6.3.2.1 水深 70・90 m での形状設計

次に水深 70・90 m における接触式風車の検討を行う。

先述した水深 50 m の検討から、水深 70-90 m においては固有周期を長くする方針について検討する。水深が増すことによってタワーが長くなり慣性モーメントが増加することから、固有周期を短くする方針は不適当と考えられることからここではその方針については検討しない。

Figure 83 に、検討する接触式プラットフォームの形状を示す。また、検討する接触式風車の主要目を Table 13 に示す。形状には水深 50 m で検討したものと類似のものをを用いる。水深に合わせて、タワーの中間にある直径 10 m の円筒の長さのみを変える。

水深 70・90 m での形状では、50 m のものと比べて定常傾斜角を低く維持したまま固有周期が長くなっている。これは式 (3) で示した固有周期（以下に再掲）において、定常傾斜角 θ_0 が一定であっても慣性モーメントや付加慣性モーメントが増加するためである。

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I + I_a}{M_{thrust} + M_{tower}}} \theta_0 \quad (148)$$

これは動揺応答を抑えるために重要である。質量は 15000～18000 トン程度、排水質量は 9000～14000 トン程度となった。

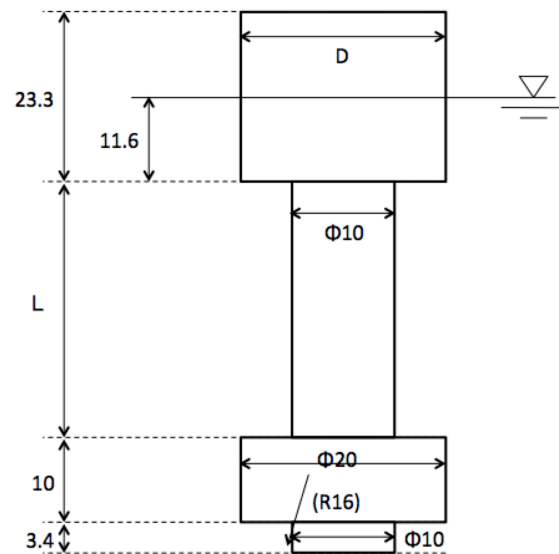


Figure 83 70-90 m 水深域で検討する接触式プラットフォーム.

Table 13 水深 70-90 m で検討する接触式風車の主要目.

検討番号	a4-2	a4-5	a5-2	a5-5	a6-2	a6-5
発電容量 [MW]	2	5	2	5	2	5
L [m]	45	45	45	45	45	45
水深 [m]	70	70	70	70	70	70
D [m]	15	15	20	20	25	25
固有周期 [s]	26.2	32.9	23.6	27.7	24.7	27.5
慣性モーメント [$\times 10^9 \text{kg}\cdot\text{m}^2$]	12.6	16.4	14.8	18.6	17.5	21.3
質量 [$\times 10^6 \text{kg}$]	15.1	15.4	15.6	15.9	16.3	16.5
排水質量 [$\times 10^6 \text{kg}$]	9.22	9.22	10.9	10.9	13.0	13.0
重心高さ [m]	18.9	20.4	20.4	21.8	22.1	23.4
底面の曲率半径 [m]	16	16	16	16	16	16
波無し周波数 [rad/s]	1.81	1.81	1.46	1.46	1.27	1.27
検討番号	a7-2	a7-5	a8-2	a8-5	a9-2	a9-5
発電容量 [MW]	2	5	2	5	2	5
L [m]	65	65	65	65	65	65
水深 [m]	90	90	90	90	90	90
D [m]	15	15	20	20	25	25
固有周期 [s]	32.7	40.0	28.3	32.4	29.1	31.7
慣性モーメント [$\text{kg}\cdot\text{m}^2$]	23.7	28.8	27.3	32.4	32.0	37.1
質量 [$\times 10^6 \text{kg}$]	16.7	17.0	17.2	17.5	17.9	18.1
排水質量 [$\times 10^6 \text{kg}$]	10.8	10.8	12.5	12.5	14.6	14.6
重心高さ [m]	24.9	26.4	26.6	28.1	28.7	30.1
底面の曲率半径 [m]	16	16	16	16	16	16
波無し周波数 [rad/s]	1.81	1.81	1.46	1.46	1.27	1.27

6.3.2.2 水深 70・90 m での動揺応答

Figure 84、85、86 に、水深 70・90 m での接触式風車の定常傾斜角、傾斜角の有義値と 1000 波最大値をそれぞれ示す。

定常傾斜角は、水深は浅い方が、また浮体は小さい方が、そして 2 MW より 5 MW の風車を搭載したプラットフォームの方が大きいことがわかる。水深が浅い場合や浮体が小さい場合は、得られる復元モーメントが小さいため定常傾斜角が大きくなる。また、風車の発電容量が大きい場合には風によるスラスト力や抗力が大きくなるため、外力による転倒モーメントが大きくなり傾斜角が大きくなる。

発電時（風速 12 m/s）の傾斜角は、有義値は水深 70 m、90 m とともに全ての条件で傾斜角 10 度以下を満たしている。1000 波最大値は水深 70 m のものは条件を満たさなかったが、水深 90 m のものは全て条件を満たした。

発電時の傾斜角の有義値、1000 波最大値は、2 MW 風車の場合には浮体大きい方が大きい。5 MW 風車に関しては浮体が小さい方が傾斜が大きい傾向にはあるが、定常傾斜角で大きな差があったことを差し引いて考えると、動揺は浮体大きい方が大きいことがわかる。これは波力によるモーメントが原因と考えられ、浮体が大きければ復元性は増すものの、動揺は大きくなると言える。定常傾斜角＋動揺による傾斜角が最大傾斜角となるため、搭載する風車に合わせた設計が必要となる。

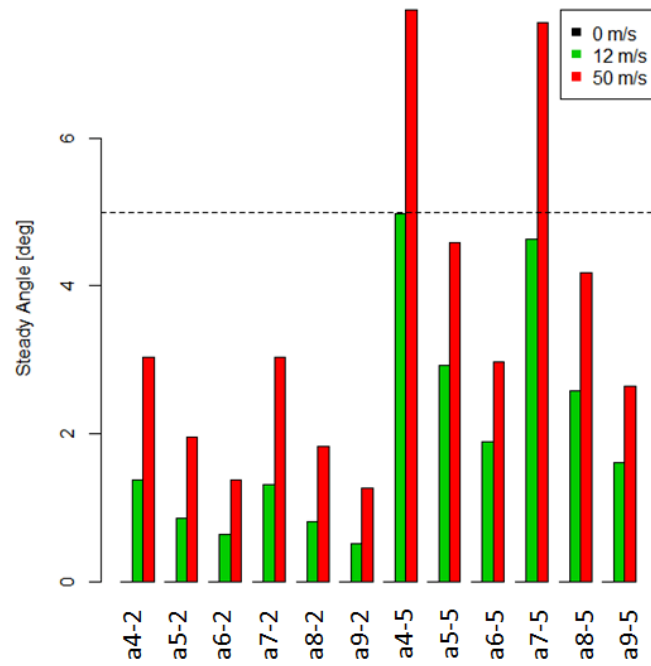


Figure 84 水深 70・90 m での接触式風車の風速ごとの定常傾斜角.

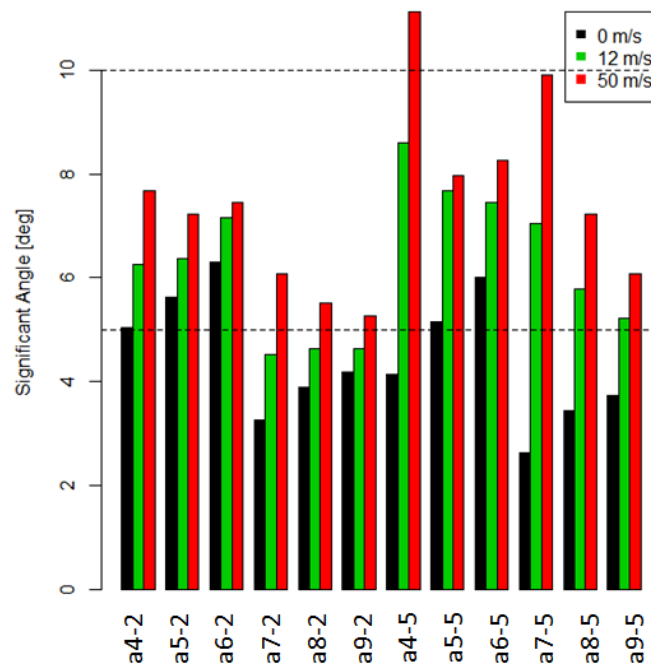


Figure 85 水深 70・90 m での接触式風車の風速ごとの傾斜角の有義値.

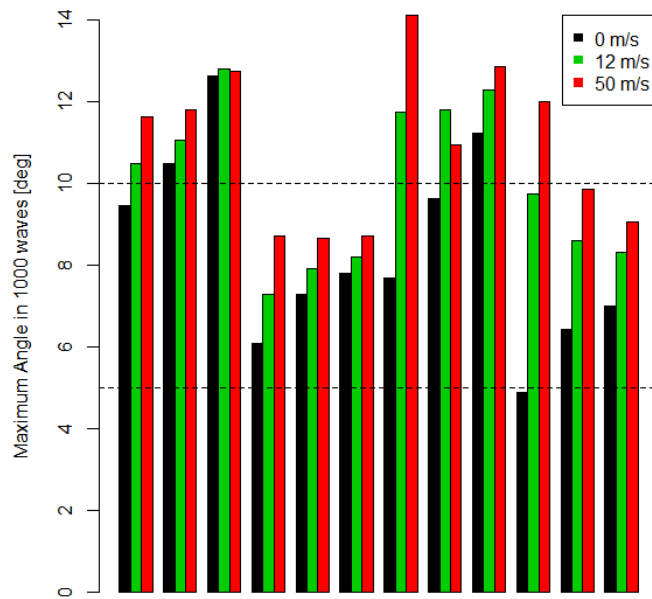


Figure 86 水深 70・90 m での接触式風車の風速ごとの傾斜角の 1000 波最大値.

続いて周波数応答について考察する。Figure 87 に、水深 70・90 m での接触式風車の周波数応答として、a5-2、a6-2、a9-2 の 3 種類のものを示す。

水深が深くなるにつれ、復原モーメントの変化率が小さくなるためパラメトリック励振は起きにくくなる。Figure 87 からはその様子が確認でき、70 m 水深で最も大きな浮体である a6-2 ではパラメトリック励振が見られるものの、それより小さな a5-2 ではパラメトリック励振のピークは見られない。また、水深 90 m では最も大きな浮体を持つ a9-2 でもパラメトリック励振のピークは現れなかった。

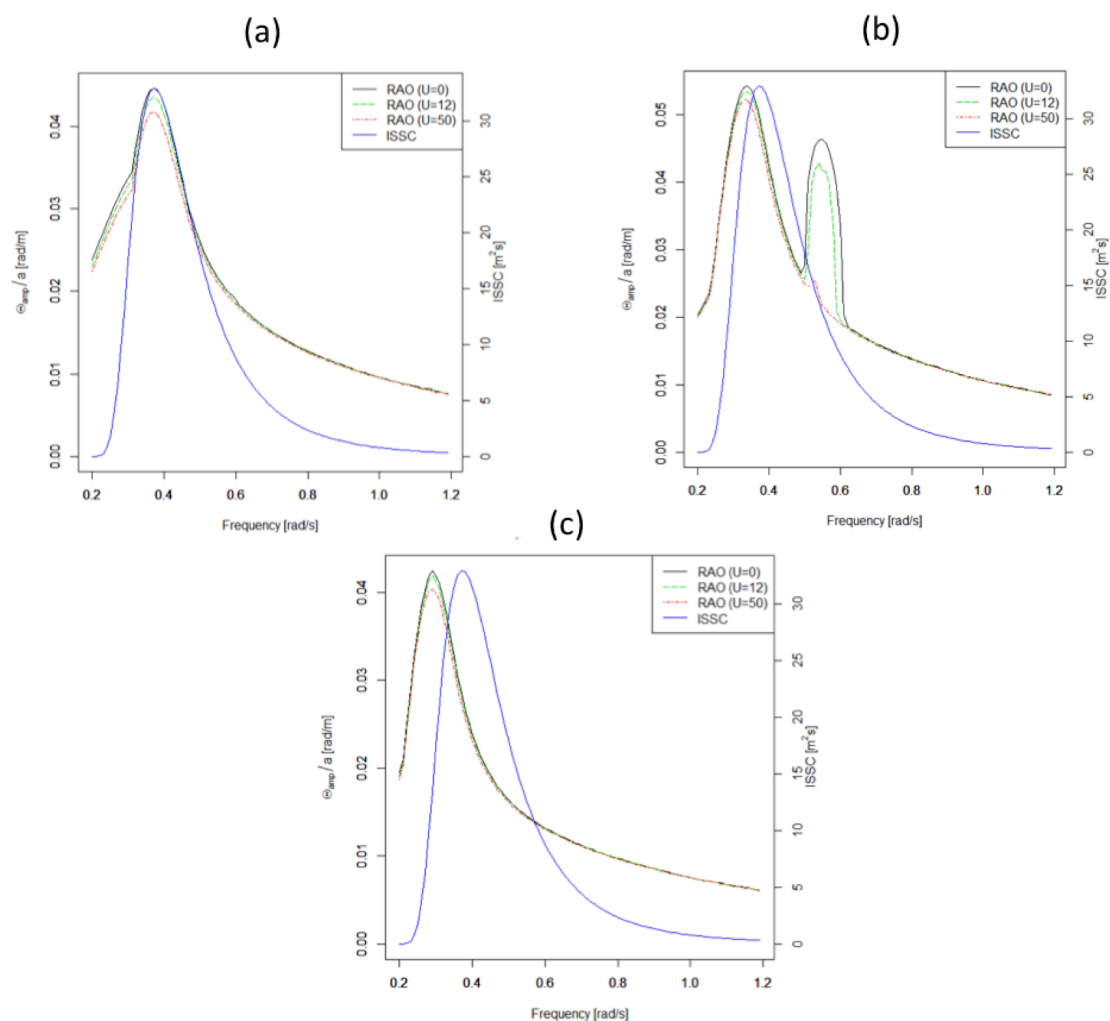


Figure 87 水深 70・90 m での接触式風車の周波数応答. (a) a5-2 (b) a6-2 (c) a9-2

6.3.2.3 水深 70・90 m のまとめ

水深が増すほど固有周期を長くすることができ、それによって波周期のピークを避けることが容易になる。

接触式プラットフォームの特徴であるパラメトリック励振は、水深が増すと起こりにくくなる。これは、水深が増すことでもとの復原性が上がり、相対的に没水体積の変化が小さくなるためである。

傾斜角については、浮体が大きいほど復原性が増し定常傾斜角が小さくなる。ただし、波力の影響も大きくなるため動揺による傾斜角振幅は大きくなる。それぞれの傾斜角は搭載する風車によっても変化するため、風車に合った適切な浮体サイズを選択する必要がある。

6.3.3 水深 30 m

6.3.3.1 水深 30 m での形状設計

最後に水深 30 m における接触式風車の検討を行う。

水深 30 m においては固有周期を短くする方針について検討する。水深が浅くなったため、慣性モーメントが小さくなり固有周期を長くする方針は不適当と考えられることからここではその方針については検討しない。

Figure 88 に、検討する接触式プラットフォームの形状を示す。また、検討する接触式風車の主要目を Table 14 に示す。形状には水深 50 m で検討したものと類似のものを用いる。ここでは 3 種類のプラットフォームについて検討する。

質量は 11000～24000 トン程度、排水質量は 4000～9000 トン程度である。水深 30 m での形状では、水深 50 m のものと比べて固有周期を顕著に短くすることはできなかった。高重量の風車を高い位置に設置するため、慣性モーメントが大きくなることが原因として挙げられる。

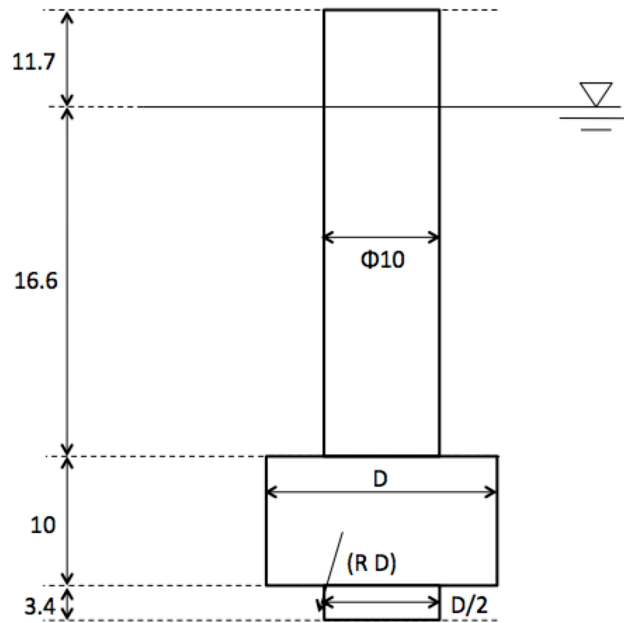


Figure 88 30 m 水深域で検討する接触式プラットフォーム.

Table 14 水深 30 m で検討する接触式風車の主要目.

検討番号	b4-2	b4-5	b5-2	b5-5	b6-2	b6-5
発電容量 [MW]	2	5	2	5	2	5
D [m]	20	20	25	25	30	30
固有周期 [s]	12.5	17.3	10.1	12.3	8.8	10.1
慣性モーメント [$\times 10^9 \text{kg} \cdot \text{m}^2$]	2.67	4.45	3.81	5.59	5.60	7.41
質量 [$\times 10^6 \text{kg}$]	11.3	11.5	17.2	17.4	24.3	24.6
排水質量 [$\times 10^6 \text{kg}$]	4.83	4.83	6.80	6.80	9.20	9.20
重心高さ [m]	9.7	11.0	9.1	9.9	8.7	9.3
底面の曲率半径 [m]	20	20	25	25	30	30
波無し周波数 [rad/s]	-	-	-	-	-	-

6.3.3.2 水深 30 m での動揺応答

Figure 89、90、91 に、水深 30 m での接触式風車の定常傾斜角、傾斜角の有義値と 1000 波最大値をそれぞれ示す。

いずれの傾斜角においても、重量の大きいプラットフォームの方が傾斜角が小さい。これは、重量が大きいために復原性が高く、また固有周期も波スペクトルのピークから離れるためと考えられる。また、発電容量を見ると、2 MW の風車の傾斜角は 5 MW のものより小さい。これは、風抗力による転倒モーメントが小さいためと考えられる。

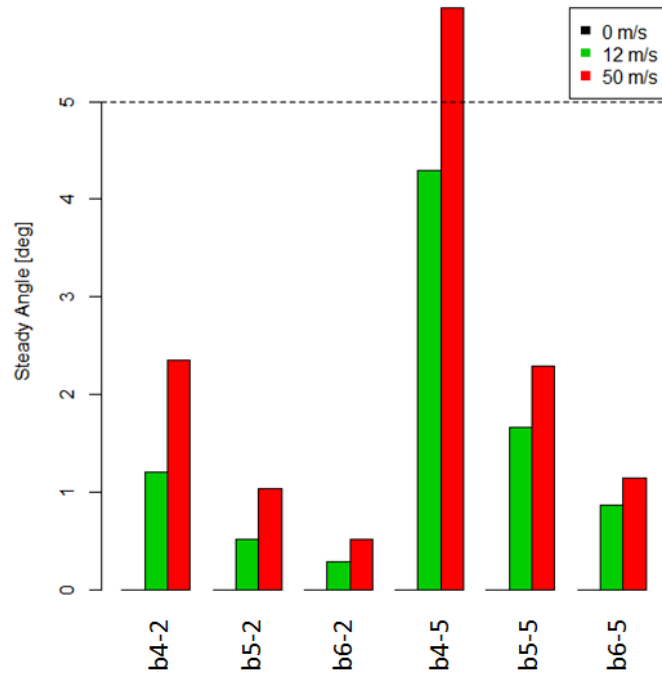


Figure 89 水深 30 m での接触式風車の風速ごとの定常傾斜角.

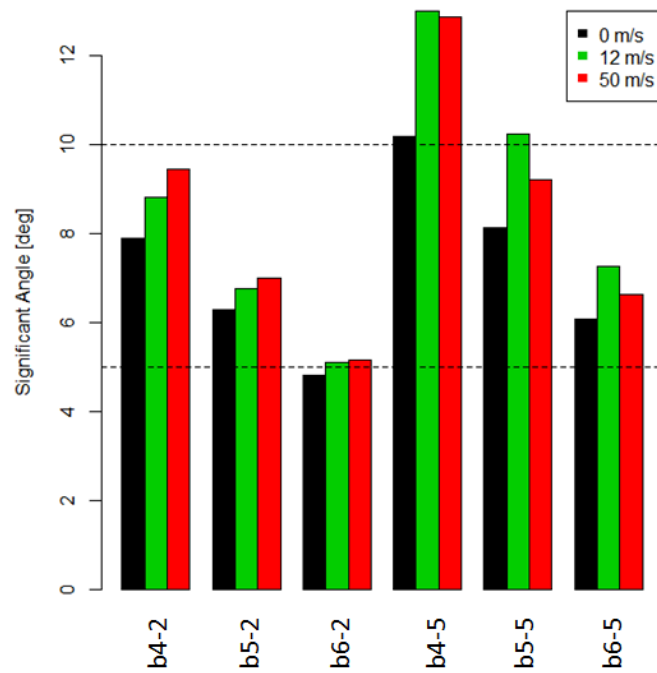


Figure 90 水深 30 m での接触式風車の風速ごとの傾斜角の有義値.

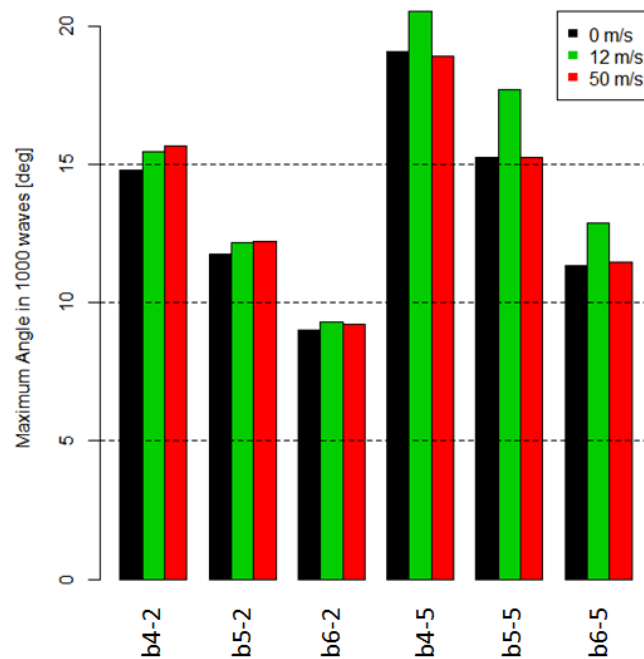


Figure 91 水深 30 m での接触式風車の風速ごとの傾斜角の 1000 波最大値.

次に周波数応答について考察する。Figure 92 に、(a) b6-2、(b) b6-5 の周波数応答を示す。

このグラフから、波スペクトルのピークと接触式プラットフォームの固有周波数をずらすことができていく様子が見える。また、固有周波数の倍周波数周辺でパラメトリック励振によるピークが

見られる (b)。風による応答の変化も見られる。水深 50 m 以上のときは風速が速くなるにつれて応答が小さくなっていたが、水深 30 m では発電時の応答が最も大きくなっている。。これはネガティブダンピングによる影響と考えられる。ネガティブダンピングは、定格運転時に風車の発電量を一定に保とうとすると起こる振動の励起現象である [30]。Figure 93 に 5MW の風車で相対風速とスラスト力の関係を再掲する。この曲線の勾配がスラスト力による減衰を表すことから、Figure 92(b) における 12 m/s の角速度の時系列データを元に勾配を平均して減衰係数を求めたところ、 -1.9×10^5 Ns/m であった。このことから、スラスト力によって負の減衰力が働き、運動が励起されたことがわかる。比較のため、スラスト力を除いた場合の風速 12 m/s のときの応答を Figure 92(b) に示した。スラスト力がない場合、応答はスラスト力がある場合と比べて 15 % 程度減少していることがわかる。水深が浅い条件下では、各外力のモーメントのレバー長さに比べて最上部に働くスラスト力によるモーメントのレバー長さが相対的に長くなることから、スラスト力によるネガティブダンピングの影響が顕著になると考えられる。

このグラフでもう一つ特徴的なのは、短い周波数で二つのピークが現れていることである。(a) のグラフでは、0.3 rad/s 周辺、0.4 rad/s 周辺に一つずつピークが現れている。これもパラメトリック励振による応答と考えられる。式 (121) で示した Mathieu 方程式 (以下再掲) の不安定領域は、 $\omega_0 : \Omega = n : 2$ の周辺に広がる (n は自然数)。

$$\ddot{x}(t) + (\omega_0^2 + \epsilon \Omega^2 \sin \Omega t) x(t) = 0 \quad (149)$$

Figure 92 (a) において、固有角周波数は 0.71 rad/s、注目しているピーク位置は 0.26 rad/s、0.38 rad/s であり、それぞれ $n = 5$ 、 $n = 4$ のときのピークであると理解することができる。 $n = 3$ のとき (4.7 rad/s 付近) のピークは見られないが、これは動揺応答が大きいため、抗力項が強く働いたためにパラメトリック励振が起こらなかったためと考えられる。

Figure 94、95 に 0.26 rad/s、0.38 rad/s の時系列での応答と、応答を FFT で変換したスペクトルをそれぞれ示す。スペクトルを見ると、それぞれ波周波数の他に 0.7 rad/s 周辺でピークが現れている様子がわかる。

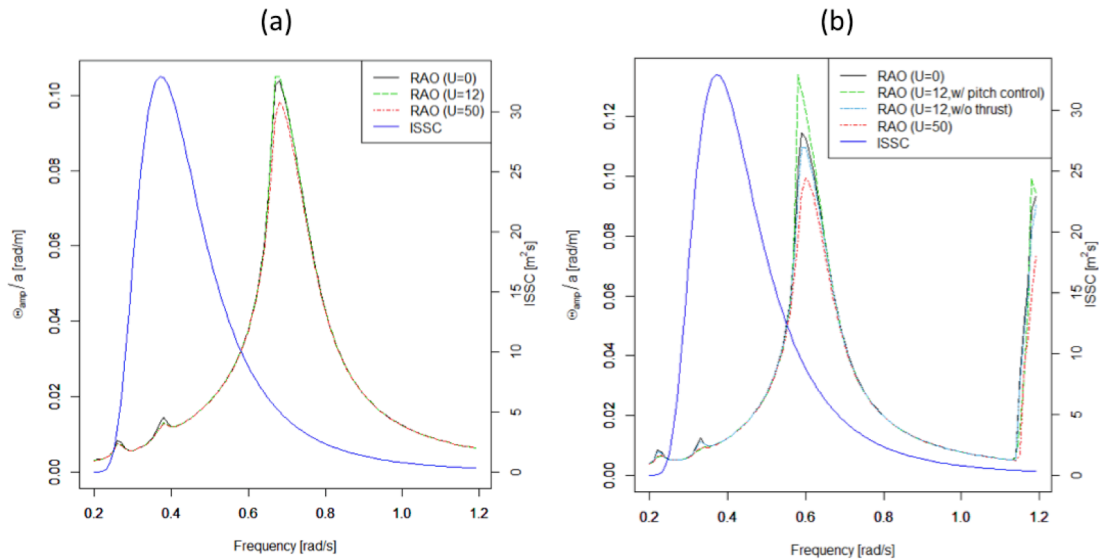


Figure 92 水深 30 m での接触式風車の周波数応答. (a) b6-2 (b) b6-5

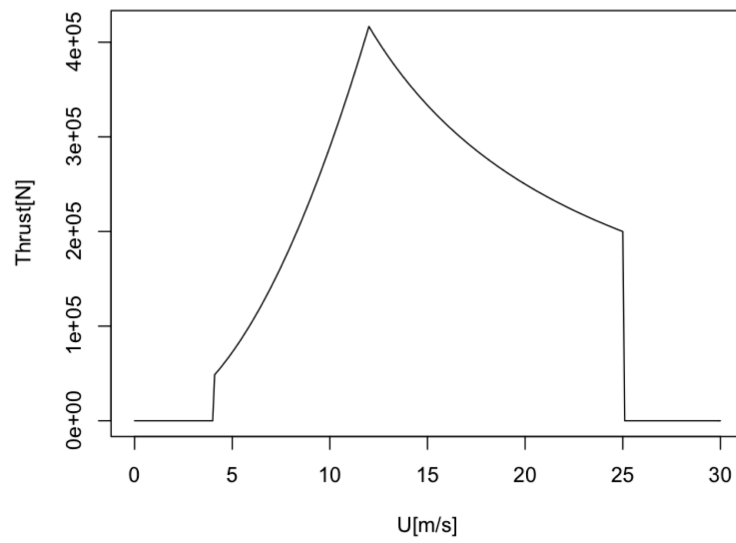


Figure 93 5MW の風車を想定した場合の相対風速とスラスト力の関係（再掲）.

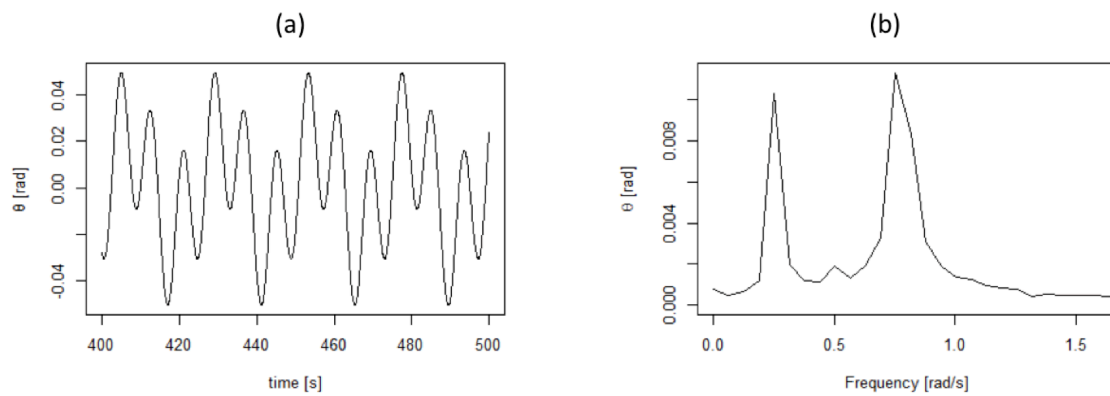


Figure 94 0.26 rad/s での (a) 傾斜角の時系列データ, (b) FFT によるスペクトル.

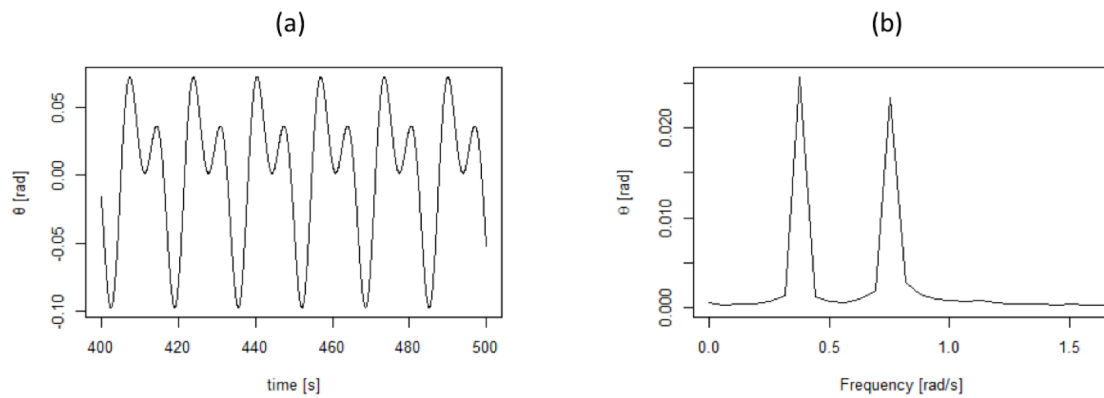


Figure 95 0.38 rad/s での (a) 傾斜角の時系列データ, (b) FFT によるスペクトル.

6.3.3.3 水深 30 m のまとめ

水深 30 m では、重量による復原性を増加させることによって、固有周期を短くし、波スペクトルのピークから離すことが可能である。しかし、軽量化を図ろうとすると、傾斜が大きくなる上固有周期も波スペクトルのピークに近づいてしまう。

応答の特徴としては、応答が小さい領域で、固有周波数の倍周波数以外の周波数でパラメトリック励振が発生する可能性があることがわかった。ただし、応答が大きい場合には抗力が働くため、固有周波数の倍周波数以外の周波数ではパラメトリック励振は起こりにくいと考えられる。

6.3.4 実海域を想定した数値計算まとめ

- 水深が増すほど、慣性モーメントが大きくなり固有周期を容易に長くすることができる。また、没水体積の変化が全体の復原性に及ぼす影響が相対的に小さくなるため、パラメトリック励振が起こりにくくなる。
- 水深が浅くなるほど慣性モーメントが小さくなり、固有周期を長くするのが難しくなる。固有周期を短くする方針では、固有周期を短くすることと傾斜角を小さくすることのために重量が大きくなってしまう。
- 水深によらず、浮体が大きいほど定常傾斜角は小さくなるが、波力の影響を強く受けるようになり動揺による傾斜角振幅が大きくなる。それぞれの傾斜角の大きさは搭載する風車によって変化する。そのため、最大傾斜角（定常傾斜角＋傾斜角振幅）を小さくするためには、風車に合った浮体の選択が必要である。
- 動揺応答が小さい時には、固有周波数の倍周波数以外の周波数でもパラメトリック励振が生じる。ただし、応答が大きければ抗力による影響でパラメトリック励振は起こりにくくなる。

7 結論

本研究は、以下の3つを目的に行った。

- 接触式風車とその形状の提案
- 運動方程式の定式化と動揺応答特性の把握
- 実海域環境での成立性の検討

(1) 接触式風車とその形状の提案

接触式風車における形状を決める上で、定常傾斜角と固有周期が重要事項として挙げられる。固有周期は同調を避けるために波スペクトルのピークから離す必要があるが、定常傾斜角を小さくすると固有周期も小さくなりやすい関係にある。そこで、以下の二つの方針を提案した。

- 定常傾斜角、固有周期共に小さくする方針
- 定常傾斜角は小さく維持し、固有周期のみを大きくする方針

固有周期を短くする形状としては、重心を下げて復原性を高める方針を提案した。固有周期を長くする形状としては、水面付近に浮体をつけて付加慣性モーメントを増加させる形状を提案した。

(2) 運動方程式の定式化と動揺応答特性の把握

(2-1) 運動方程式の定式化

運動方程式は二次元物体固定座標系定式化した。 xz 座標系は空間固定座標系を、 XZ 座標系は物体固定座標系を表す。回転方向、 X 方向、 Z 方向の運動方程式はそれぞれ以下のように表すことができる。

$$I\ddot{\theta} = M_{wind} + M_{wave} - C\dot{\theta} - (\rho g V(t, \theta) \cdot (\overline{KB}(t, \theta) - r) + mg \cdot (r - \overline{KG})) \sin \theta \quad (150)$$

$$m\ddot{X} = \int \Delta m \ddot{z} dz + f_{waveX} + f_{windX} + F_X - (\rho g V(t, \theta) - mg) \sin \theta \quad (151)$$

$$m\ddot{Z} = f_{waveZ} + f_{windZ} + F_Z + (\rho g V(t, \theta) - mg) \cos \theta \quad (152)$$

波力は修正モリソン式を用いた。また、風によるモーメントは風車に働くスラスト力とタワーに働く風抗力を考慮した。接触式風車の特徴としては特に

- 没水体積の変化
- 接触式風車底面の曲率による影響

が挙げられる。これらはどちらも考慮に入れた。没水体積の変化による復原モーメントの変化については特に円筒形のものについて詳細なモデル化を行った。

(2-2) 模型実験

動揺応答を調べるために、1/100スケールの接触式プラットフォームを作成し、実験を行った。実験では複数の周波数において規則波を発生させ、周波数領域、時間領域での応答をそれぞれ調べた。

周波数領域では、波振幅による非線形影響が見られた。これは抗力による影響と考えられ、動揺振幅が大きい方が抗力の影響を強く受けることから説明できる。固有周波数の倍周波数の波で予想されたパラメトリック励振によるピークは観測できなかった。これは、水槽のサイズが小さく反射波が返ってくるまでの時間が短かったため、運動が励起されるのに十分な時間観測できなかったためと考えられる。

時間領域では固有周波数の倍周波数の波で、応答のスペクトル解析からパラメトリック励振が観測された。パラメトリック励振による固有周波数成分の動揺は波直交方向にも観測された。これはパラメトリック励振が方向性を持たないためである。応答のスペクトルからパラメトリック励振が観測できた周波数帯は固有周波数の倍周波数周辺であったが、特に波振幅が大きい場合の周波数帯の広がりが大きかった。これは波振幅が大きい方が没水体積の変化が大きいためと考えられる。

(2-3) 抗力と線形減衰力の影響

動揺応答に影響を与えると考えられる抗力と線形減衰力について、数値計算によりその効果を調べた。

抗力係数、線形減衰係数はともに応答を小さくする働きがあるが、線形減衰係数の変化だけでは応答はあまり下がらず、抗力係数の方がより重要である。抗力係数の高い条件下では、線形減衰係数を増加させると、応答を小さくするだけでなくパラメトリック励振の周波数帯を狭めることができる。

(3) 実海域環境での成立性の検討

作成した数値計算プログラムを用いて、実海域スケールでの接触式風車の動揺応答特性について検討を行った。

対象としたのは水深 30～90 m の海域で、風車は 2 MW、5 MW のものをそれぞれ想定した。成立性の目安としては、発電時最大傾斜角 10 度以下とした。

水深が深い海域では固有周期を長くする方針が可能であり、また傾斜角の条件を満たす形状の設計も可能である。また、喫水が大きい場合には没水体積の変化率が小さくなるため、パラメトリック励振は起こりにくくなる。

固有周期を短くする形状は、動揺の制約条件を満たす形状は作れるものの、重量が非常に大きくなってしまふことから現実的には接触式風車の活用は難しそうである。浅海域では慣性モーメントが小さくなるため固有周期を長くとることが難しくなっていくため、浅海域での接触式風車の活用は困難であると考えられる。

浅海域ではネガティブダンピングの影響が顕著になる様子が確認された。

また、水深によらず浮体が大きいほど定常傾斜角は小さくなるが、波力の影響を強く受けるようになり動揺による傾斜角振幅が大きくなる。それぞれの傾斜角の大きさは搭載する風車によって変化する。そのため、最大傾斜角（定常傾斜角＋傾斜角振幅）を小さくするためには、風車に合った浮体の選択が必要である。

動揺応答が小さい時には、固有周波数の倍周波数以外の周波数でもパラメトリック励振が生じる。ただし、応答が大きければ抗力による影響でパラメトリック励振は起こりにくくなる。

総じて見れば、浮体式で最も浮体が小型になると考えられている NEDO バージ型で 3MW、排水量 9000 トン程度なので、設置コストが大幅にコストダウンできるなら 30 m 水深以外は実現の可能性があると考えられる。

(4) 今後の課題

今後の課題としては以下のことが挙げられる。

- 水平方向に固定する機構の具体的な提案が必要である。また、位置保持に伴って発生する水平方向の摩擦力等がどの程度になるかの解明が必要である。本研究では下端での水平方向の滑りについては一切考慮していない。
- 数値計算のさらなる精緻化の余地がある。主に以下の 3 つが挙げられる。一つ目は付加質量係数、抗力係数、線形減衰係数の推定である。本研究では簡単な計算式や実験値の使用、先行研究からの引用を行ったが、形状はやや複雑であり、正確な値とは断言できない。実験による計

測やポテンシャル理論を用いた導出を行い、より正確な値を使用することができる。二つ目は、風車部が風から受ける影響である。本研究では風車を受けるスラスト力、タワーが受ける風抗力について簡易的にモデル化している。実際の風車は相対風速に合わせてピッチコントロールを行うなどするため、より複雑な挙動が生まれると考えられる。三つ目は海底面と接触式風車間の摩擦の影響である。海底での摩擦が接触式風車の回転運動に影響する可能性がある。

- 実験において、より長い水槽を用いて長時間の観測を行うことが望ましい。それによってパラメトリック励振で応答が励起される様子が観測できると考えられる。また、今回計測することができなかった固有周波数周辺の応答も観測できるようになる。
- 動揺中の接触式風車に働く内力について解明する必要がある。それによって、構造に求められる強度が実現可能なものを明らかにする必要がある。
- 円筒形以外の形状についても検証の余地がある。特に、復原性を増加させることなく付加質量を増加させられ、固有周期を延ばすことが可能なフィンなどを用いる工夫に検討の余地が大きいと考えられる。

8 謝辞

指導教員の鈴木先生には全面的にお世話になりました。毎週の研究会でのアドバイスはもちろん、紆余曲折してなかなか研究が進まないときにシンプルな考え方を記したメモをいただいたり、研究上必要な資料を送っていただいたりしたおかげで、一人では解決できない部分を紐解いて来れたと思います。また、お忙しい中電話に出ていただいたり、資料をチェックしていただいたのもとても心強い後押しでした。どうもありがとうございました。

もうひとりの指導教員である平林先生にも、研究会を中心にお世話になりました。質問したいときに大学にいらっしゃるので、とても助かりました。小さなことから大きなことまで、平林先生のおかげで解決できたことが多かったと思います。ありがとうございました。

副指導教員の早稲田先生には、副査面談のときのみならず、研究のアドバイスをいただきました。鈴木先生や平林先生とは違った切り口から研究を捉えアドバイスしてくださったので、新しい視点を得ることができとても参考になりました。ありがとうございました。

金網さんと矢後さんには、培った経験を元にアドバイスをいただきました。僕にはとても入手できないような資料をくださったり、実験上の知見を教えてくださいました。お二人の後ろ盾は研究を進める上で非常に重要でした。ありがとうございました。

ポスドクの Rodolfo と留学生の Damien には、研究に関連した資料をいただきました。ふたりからいただいた資料はこの研究でしっかりと活用させてもらいました。ありがとうございました。

修士1年生の有山くん、椎葉くん、堀口くん、留学生の Aya さんには実験多大な力添えをしてくれました。ときには休日に関一日中実験室で付き合ってくれたおかげで、実験がスムーズかつ丁寧に進みました。また、実験について一緒にディスカッションしてくれたおかげで理解が深まりました。また、修士1年生の木下さんはときどき差し入れをくれました。ありがとうございました。

修士2年生の小坂くん、宮田くん、また高木研究室の神澤くんには実験機器の使い方について丁寧に教えてもらいました。実験をする上で不可欠でした。ありがとうございました。

同期として一緒に修士論文を書いた関谷くん、徐くん、山口研究室の永川くんは、研究をやり遂げる上で精神的な支えでした。一緒にがんばれてよかったです。ありがとうございました。

日本船舶海洋工学会のみなさんには、本研究について様々なアドバイスをいただきました。パラメトリック励振で苦しんでいた私に、みなさん一丸となってあれこれ言ってくださいました。アドバイスそれ自体のみでなく、みなさんに支えられているという実感は研究を続けていく上で活力になりました。ありがとうございました。

秘書の小田野さん、石渡さんには何かにつけてお世話になりました。折に触れて「がんばってる？」と声をかけていただいて、その度になんだか元気になりました。ありがとうございました。

家族にはなによりも、いつも微笑ましいやりとりを楽しませてもらっています。露いささかも稼ぐ気配のない息子に「あんたはそうじゃろう」と理解を示してくれ、いつまでも経済的に支援してくれていることにもとても感謝しています。

最後に、ここに書ききれない数々の友人に感謝の意を表したいと思います。直接研究の話はしなくても、いろんなことがアイデアになっていたり、こだわりになっていたり、憧れになっていたりしています。そういうものをモチベーションにして日々研究も、研究以外のことも、励めていると思います。いつもどうもありがとうございます。

参考文献

- [1] Thomas F. Stocker, Dahe Qin, Gian-Kasper Plattner, Melinda M.B. Tignor, Simon K. Allen, Judith Boschung, Alexander Nauels, Yu Xia, Vincent Bex, Pauline M. Midgley, (2013). Climate Change 2013 The Physical Science Basis -Working Group 1 Contribution to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change, p6-12.
- [2] 資源エネルギー庁, (2014). エネルギー白書, p159.
- [3] Renewable Energy Policy Network for the 21st Century, (2015). Renewables 2015 global status report, p27, p71.
- [4] 環境エネルギー政策研究所, (2014). 自然エネルギー白書 2014, p99.
- [5] 鈴木英之, (2015). 浮体式洋上風車用浅海係留の静的係留特性の最適化, 日本船舶海洋工学会論文集, **22**, p95-100.
- [6] むつ小川原港洋上風力開発株式会社, (2013). 洋上風車の『基礎』構造と世界の洋上風力発電所. <http://m-powd.jp/powd/wp-content/themes/pow/doc/world-wind.pdf>
- [7] M.S. Ravi Sharma, Jonas Hensel, Christopher D.P. Baxter and Sau-Lon Ja,es Hu, (2010). Development of a Technology Type Factor for Jacket Structure for Offshore Wind Turbines in Rhode Island, Ocean Special Area Management Plan Technical Report, **18**, p.1-20.
- [8] 日本海洋データセンター, 500m 水深データ. http://jdoss1.jodc.go.jp/vpage/depth500_file_j.html
- [9] NEDO, (2008). 風力発電導入ガイドブック, p88.
- [10] 石原孟, (2012). 洋上風力発電の現状と将来展望, 土木技術, **67**, 8.
- [11] Rhodri James, Marc Costa Ros, (2015). Floating Offshore Wind: Market and Technology Review, p44.
- [12] 一般財団法人日本海事協会, (2012). 浮体式洋上風力発電設備に関するガイドライン, p18, 19.
- [13] 藤野正隆, 相楽希美, (1990). Articulated Column の波浪中の挙動解析 (第 2 報), 日本造船学会論文集, **167**, p103-112.
- [14] 関田欣治, 石川裕和, 吉成岳彦, 野本由紀夫, 矢後清和, (2003). 風車搭載可能なアーティクレートタワーの風と波に対する応答実験, 海洋開発論文集, **19**, p457-462.
- [15] Vivek Philip, Anitha Joseph, Chinsu Mereena Joy, (2015). Three legged articulated support for 5MW offshore wind turbine, Aquatec Procedia 4, p500-507.
- [16] The GICON-TLP for wind turbines https://www.sintef.no/globalassets/project/deepwind2014/presentations/e/adam-f_gicon.pdf (2016 年 7 月 29 日参照)
- [17] 飯島一博, 鈴木英之, 井上俊司, 高木健, 岡田真三, 前田克弥, 尾崎雅彦, 正信聡太郎, 神田雅光, 松浦正己, (2013). 船舶海洋工学シリーズ 12 海洋構造物, 成山堂書店, p64,65,139.
- [18] 鈴木英之, 芦田哲郎, 榎本一夫, 矢後清和, 段烽軍, (2005). スーパー型浮体式洋上風車の最適化に関する研究, 海洋開発論文集, **21**, p1047-1052.

- [19] 中村昭裕, 林義之, 松下崇俊, 刈込界, 本田明弘, 太田真, (2015). 浮体式洋上風車の荷重設計および動揺安定性の評価技術, 三菱重工技報, **52**, p30-36
- [20] 牛山泉, (2004). 風車工学入門 森北出版株式会社, p67,68.
- [21] OrcaFlex <http://www.orcina.com/SoftwareProducts/OrcaFlex/Documentation/Help/Content/html/Waves,KinematicStretching.htm> (2016 年 1 月 13 日参照)
- [22] 大塚耕司, 池田良穂, (1993). 低 Kc 数域における波浪中水平没水円柱の質量係数の推定法, 関西造船協会誌, **219**, p135-141.
- [23] John R. Chaplin, (1984). Nonlinear forces on a horizontal cylinder beneath waves, J. Fluid Mech, bf 147, p449-464.
- [24] 元良誠三, 小山建夫, 藤野正隆, 前田久明, (1982). 船体と海洋構造物の運動学, 成山堂書店, p144.
- [25] Svetlana V. Simakhina, Charles Tier, (2005). Computing the stability regions of Hill's equation, Applied Mathematics and Computation, **162**, p639-660.
- [26] Mustafa A. Mohamed, Themistoklis P. Sapsis, (2016). Probablistic response and rare events in Mathieu's equation under correlated parametric excitation, Ocean Engineering, **120**, p289-297.
- [27] 藤野正隆, 深沢塔一, 相楽希美, 永山慶一, (1987). Articulated Column の波浪中の挙動解析 (第 1 報), 日本造船学会論文集, **162**, p246-256.
- [28] 大山巧, (1989). 円柱列に作用する孤立波, クノイド波の波力と反射波・透過率の解析, 海岸工学論文集, **36**, p489-493.
- [29] 吉田宏一郎, (2010). 海洋構造力学の基礎, 成山堂書店, p151.
- [30] 鈴木英之, 柴田創, 藤岡弘幸, 平林紳一郎, 石井希実子, 菊池紘樹, (2013). 浮体式洋上風車の風車-浮体-係留連成応答解析プログラム"UTWind"の開発と検証, 日本船舶海洋工学会論文集, **18**, p81-90.