

超大型半潜水式浮体の波浪中応答解析と
構造形態が構造応答に与える影響

飯 島 一 博



①

超大型半潜水式浮体の波浪中応答解析と
構造形態が構造応答に与える影響

1997年12月

飯島一博

目次

1 序論	1
1.1 大型浮体の研究の背景	1
1.2 大型浮体の波浪中応答の研究の現状	6
1.3 半潜式構造物 (セミサブ) の設計法	9
1.4 浮体が大型化する際の問題点	11
1.5 本論文の目的と概要	12
2 大型浮体の簡易応答解析法	14
2.1 荷重の評価	14
2.2 動的応答解析	16
2.2.1 面外たわみ振動	16
2.2.2 縦振動、ねじり振動、面内たわみ振動	21
2.3 面外たわみ振動の例	25
2.3.1 変位応答	26
2.3.2 構造応答	29
2.4 考察: 波浪中応答特性からみた超大型半潜式浮体の設計方針	38
3 数値解析理論および検証	40
3.1 静的構造解析法	42
3.2 動的構造解析法	44
3.2.1 流体領域	44
3.2.2 流体力の表現	49
3.2.3 構造領域	51
3.2.4 解析手法に関する補足	52
3.3 理論の検証	54
3.3.1 具の数値計算法との比較	54
3.3.2 実験との比較	60
3.3.3 平山らの実験との比較	60
3.4 考察	65
3.4.1 group body の適用範囲	65
3.4.2 計算時間	66

4 浮体の長さが応答に与える影響—その1	70
4.1 コラム支持浮体モデル	70
4.2 数値計算結果	75
4.2.1 波強制力	76
4.2.2 構造応答	81
4.2.3 変位応答	87
4.3 コラム支持浮体の設計法に関する考察	97
5 浮体の長さが応答に与える影響—その2	99
5.1 コラム・ローワーハル支持浮体モデル	99
5.2 数値計算結果	104
5.2.1 構造応答	105
5.2.2 変位応答	117
5.3 考察: 斜め波中の低周波数域における構造応答について	120
5.4 考察: コラム・ローワーハル支持浮体の構造の修正	130
5.4.1 6 倍体浮体モデルの構造の修正	131
5.4.2 10 倍体浮体モデルの構造の修正	139
5.4.3 修正された浮体の変位応答	144
6 浮体の幅の大きさが応答に与える影響	145
6.1 基本浮体の設定	145
6.2 幅方向に浮体を大きくする影響	150
6.2.1 構造応答	150
6.2.2 変位応答	157
6.3 考察	159
6.3.1 コラム・ローワーハル支持浮体の設計法に関する考察	159
7 結論	162
謝辞	165
参考文献	166

List of Tables

1.1 technical history of modern suspension bridge	5
2.1 examples of values of flexural rigidity	25
2.2 principal dimensions of two typical structures(per unit width)	26
2.3 natural frequencies of semi-submersible type structure of 2000(m)	34
2.4 formula to use as a simple method	35
4.1 principal dimensions of column-supported model(sub-structure)	74
4.2 relations between $\bar{\sigma}_{1/n}$ and σ_{QQ}	75
4.3 relations between $E(\sigma_{max,N})$ and σ_{QQ}	75
4.4 natural frequency of column-supported models by simple method in Chapter 2	85
4.5 r.m.s. of deck axial stress and deck bending stress (N/mm ²); column-supported model	87
4.6 r.m.s. of vertical displacement at the center & the end of structure (m)	89
5.1 principal dimensions of column lower-hull supported model	103
5.2 natural frequency of each mode of column lower-hull supported models; upper: by simple method in Chap.2, lower: by exact method in Chap.3	105
5.3 r.m.s. of deck axial stress and deck bending stress in three wave cond. (N/mm ²)	109
5.4 r.m.s. of axial and bending stresses of lower-hull in three wave cond. (N/mm ²)	112
5.5 r.m.s. of axial and bending stresses of small column in three wave cond. (N/mm ²)	113
5.6 r.m.s. of axial and bending stresses of vertical diagonal brace in three wave cond. (N/mm ²)	113
5.7 r.m.s. of axial and bending stresses of horizontal brace in three wave cond. (N/mm ²)	114
5.8 r.m.s. of axial and bending stresses of horizontal diagonal brace in three wave cond. (N/mm ²)	115
5.9 r.m.s. of vertical displacement at the center & the end of structure (m)	118
5.10 r.m.s. of axial stress at the mid-ship of transversely doubled model	131
5.11 modifications of hexa-ploid model	132
5.12 r.m.s. of axial stress in each brace of modified(#1) hexa-ploid in oblique sea cond. (N/mm ²)	134
5.13 r.m.s. of axial stress in each brace of modified(#2) hexa-ploid in oblique sea cond. (N/mm ²)	136
5.14 r.m.s. of axial stress in each brace of modified(#3) hexa-ploid in oblique sea cond. (N/mm ²)	137
5.15 r.m.s. of axial stress in each brace of modified(#4) hexa-ploid in oblique sea cond. (N/mm ²)	138
5.16 modifications of deca-ploid model	139
5.17 r.m.s. of axial stress in each brace of modified(#1) deca-ploid in oblique sea cond. (N/mm ²)	141
5.18 r.m.s. of axial stress in each brace of modified(#2) deca-ploid in oblique sea cond. (N/mm ²)	141
5.19 r.m.s. of stress in each brace and column of modified(#2) deca-ploid	143

5.20 $\sigma_{1/3}$ significant stress (MPa) of final hexa-ploid in ISSC spectrum; $H_{1/3}=10.0(\text{m})$, $T_{01}=10.0(\text{sec})$	143
5.21 $\sigma_{1/3}$ significant stress (MPa) of final hexa-ploid in ISSC spectrum; $H_{1/3}=10.0(\text{m})$, $T_{01}=10.0(\text{sec})$	143
6.1 r.m.s. of stress (N/mm^2) in oblique sea cond.	154
6.2 r.m.s. of displacements in oblique sea cond.	158

List of Figures

1.1 Kansai Airport 1st Phase, floating structure	2
1.2 Artist's sketch of middle-size floating airport	2
1.3 floating bridge in fjord in Norway	3
1.4 three alternatives for heliport off Okinawa	4
1.5 typical suspension bridges	6
1.6 Mobile Offshore Base	8
1.7 McDermott Mobile Offshore Base	9
1.8 3D frame modelling for numerical analysis	10
1.9 philosophy of the present analysis	13
2.1 uniform beam on elastic support subject to sinusoidal progressing load	14
2.2 coordinate system	15
2.3 R.A.O. of vertical deflection at the center of two types of structures; $L=2000(\text{m})$	26
2.4 distribution of vertical deflection of two types of structures, $L=2000(\text{m})$, $T=10.0(\text{sec})$, $L/\lambda=12.8$	27
2.5 distribution of vertical deflection of two types of structures, $L=2000(\text{m})$, $T=5.0(\text{sec})$, $L/\lambda=39$	28
2.6 $2\pi/r$; parameter concerning deflection pattern of two types of structures defined in Eq.(2.25)	28
2.7 R.A.O. of bending strains at the mid-ship of pontoon-type structure with increase of structures' length	29
2.8 R.A.O. of bending strain at the mid-ship of pontoon-type structure; $L=100(\text{m})$	31
2.9 R.A.O. of bending strain at the mid-ship of pontoon-type structure; $L=300(\text{m})$	31
2.10 R.A.O. of bending strains at the center of semi-submersible type structure with increase of structures' length	32
2.11 R.A.O. of bending strain at the center of semi-submersible type structure; $L=100(\text{m})$	33
2.12 R.A.O. of bending strain at the center of semi-submersible type structure; $L=300(\text{m})$	33
2.13 R.A.O. of bending strain at the center of semi-submersible type structure; $L=500(\text{m})$	34
2.14 R.A.O. of bending strain at the center of semi-submersible type structure; $L=2000(\text{m})$	35
2.15 bird's eye view of response curves of two types of structures; $L=2000(\text{m})$	37
2.16 comparison of dynamic characteristics of floating structures with typical wave spectrum	38
3.1 subdivision of structure into sub-structures	41
3.2 definition of co-ordinate system	41
3.3 concept of group body	42

3.4	modelling for estimating nodal forces	43
3.5	coordinate system for fluid domain	44
3.6	conceptual figures of final equations in matrix form	54
3.7	simple model for validation	56
3.8	panels on group body surface for S.D.M.	57
3.9	wave force on one column at the center of the simple model in horizontal direction	58
3.10	wave force on one column at the center of the simple model in vertical direction	58
3.11	R.A.O. of vertical displacement at the Ref. point of the simple model	59
3.12	R.A.O. of bending strain at the Ref. point of the simple model	59
3.13	set up of the experiment	61
3.14	modelling of the experimental model for computation	61
3.15	comparison of R.A.Os of bending strain at S1	62
3.16	comparison of R.A.Os of bending strain at S4	62
3.17	setup of the experiment	63
3.18	R.A.O. of vertical deflection at Z1	63
3.19	R.A.O. of bending moment at M1	64
3.20	limitation of D/l from the viewpoint of imaginary cylinder assumption	65
3.21	convergence with increase of number of terms considered in horizontal force on one column when model violates imaginary cylinder assumption	68
3.22	convergence with increase of number of terms considered in vertical force on one column when model violates imaginary cylinder assumption	68
3.23	convergence with increase of number of terms considered in horizontal force on one column when model satisfies imaginary cylinder assumption	69
3.24	convergence with increase of number of terms considered in vertical force on one column when model satisfies imaginary cylinder assumption	69
4.1	simple model for estimating deck bending rigidity	72
4.2	modelling of column-supported type models	73
4.3	torsional rigidity of deck structure	74
4.4	ISSC spectrum; $T_{01} = 8 \sim 12(\text{sec})$, $H_{1/3} = 1.0(\text{m})$	76
4.5	wave force on one column around center of floating bodies	78
4.6	distribution of amplitude of wave force in vertical direction on one column in a line at $\omega = 0.89(\text{rad/sec})$	78
4.7	distribution of amplitude of wave force in vertical direction on one column in a line at $\omega = 0.40(\text{rad/sec})$	79
4.8	distribution of amplitude of wave force in vertical direction on one column in a line at $\omega = 1.00(\text{rad/sec})$	79
4.9	spatial distribution of amplitude of wave force in vertical direction on one column at $\omega = 0.80(\text{rad/sec})$ in oblique sea	80
4.10	R.A.O. of bending stress in deck of column-supported model; $L=480(\text{m})$	82
4.11	R.A.O. of bending stress in deck of column-supported model; $L=1560(\text{m})$	82
4.12	R.A.O. of bending stress in deck of column-supported model; $L=2400(\text{m})$	83
4.13	R.A.O. of axial stress in deck of column-supported model in oblique sea; $L=2400(\text{m})$	83

4.14	sketch of deflections at wave circular freq. $0.56(\text{rad/sec})$ in oblique sea; $L=2400(\text{m})$	84
4.15	R.A.O. of vertical displacement at the midship of column-supported models in oblique sea	88
4.16	R.A.O. of vertical displacement at the end of column-supported models in oblique sea	88
4.17	R.A.O. of transverse displacement at the center of column-supported model in oblique sea	89
4.18	R.A.O. of angular displacement around y-axis at the center of column-supported model in head sea; $L=2400(\text{m})$	90
4.19	R.A.O. of angular displacement around z-axis at the center of column-supported model in oblique sea; $L=2400(\text{m})$	90
4.20	deflections of column-supported model (c) in head sea, $L/\lambda=1.5, 6.2, 25, 40$	91
4.21	sketch of deflections at wave circular freq. $0.20(\text{rad/sec})$ in oblique sea; $L=2400(\text{m})$	93
4.22	sketch of deflections at wave circular freq. $0.4(\text{rad/sec})$ in oblique sea; $L=2400(\text{m})$	94
4.23	sketch of deflections at wave circular freq. $0.80(\text{rad/sec})$ in oblique sea; $L=2400(\text{m})$	95
4.24	sketch of deflections at wave circular freq. $1.01(\text{rad/sec})$ in oblique sea; $L=2400(\text{m})$	96
4.25	flow chart for designing column supported semi-submersible type V.L.F.S	98
5.1	semi-submersibles of each generation	101
5.2	modelling of AKER H-3 model(mono-ploid)	102
5.3	modelling of column lower-hull supported models	104
5.4	deflections at wave circular freq. $0.58(\text{rad/sec})$	106
5.5	deflections at wave circular freq. $1.10(\text{rad/sec})$	107
5.6	deflections at wave circular freq. $= 0.56(\text{rad/sec})$	108
5.7	R.A.O. of deck axial stress at the mid-ship of column lower-hull supported models in head sea cond.	110
5.8	R.A.O. of deck bending stress at the mid-ship of column lower-hull supported models in head sea cond.	110
5.9	R.A.O. of deck axial stress at the mid-ship of column lower-hull supported models in oblique sea cond.	111
5.10	R.A.O. of deck bending stress at the mid-ship of column lower-hull supported models in oblique sea cond.	111
5.11	R.A.O. of axial stress in column at the mid-ship of column lower-hull supported models in oblique sea cond.	113
5.12	R.A.O. of axial stress in horizontal diagonal brace at the mid-ship of column lower-hull supported models in oblique sea cond.	115
5.13	R.A.O. of vertical displacement at the center of column lower-hull supported models in head sea cond.	117
5.14	R.A.O. of horizontal displacement at the center of column lower-hull supported models in head sea cond.	119
5.15	R.A.O. of angular displacement(pitch) at the center of column lower-hull supported models	119
5.16	R.A.O. of axial stress in deck and horizontal diagonal brace of deca-ploid model in oblique sea condition	121
5.17	R.A.O. of non-dimensional torsional displacement and derivative of torsional displacement w.r.t. longitudinal distance of deca-ploid in oblique sea condition	121
5.18	deflections at wave circular freq. $= 0.36(\text{rad/sec})$	123

5.19	sectional deformation and distributions of stress at the mid-ship of deca-ploid in oblique sea; $\omega = 0.4(\text{rad/sec})$	124
5.20	model for checking the effect of column depth	125
5.21	effect of column depth change to R.A.O. of deck axial stress at the mid-ship of structure in oblique sea	127
5.22	effect of rigidity change to R.A.O. of deck axial stress at the mid-ship of structure in oblique sea	127
5.23	effect of rigidity change to R.A.O. of angular displacement around x axis at the mid-ship of structure in oblique sea	128
5.24	effect of column draft change to R.A.O. of bending stress at the mid-ship of structure in head sea	128
5.25	equivalent wave pressure (c) due to horizontal wave exciting force (a)	129
5.26	R.A.O. of deck axial stress at the mid-ship of transversely doubled hexa-ploid model	130
5.27	R.A.O. of axial stress in deck at the mid-ship of modified hexa-ploids in oblique sea	133
5.28	R.A.O. of axial stress of horizontal diagonal brace; modified model vs original model	134
5.29	response spectrum of axial stress in horizontal diagonal brace at the mid-ship of hexa-ploid in oblique sea	135
5.30	final hexa-ploid model after modification # 4	138
5.31	R.A.O. of axial stress in deck at the mid-ship of modified deca-ploids in oblique sea	140
5.32	final deca-ploid model after modification # 2	142
5.33	R.A.O. of vertical displacement at the center of final deca-ploid in oblique sea in comparison with the original result	144
6.1	R.A.O. of deck axial stress at the mid-ship of tetra-deca ploid model	146
6.2	R.A.O. of deck axial stress at the midship of T1 model in head sea	147
6.3	R.A.O. of deck axial stress of T-1 ploid model in oblique sea cond.	148
6.4	sketch of deflections at wave circular freq. $0.40(\text{rad/sec})$ in oblique sea cond.; T-1 model	149
6.5	transversely multiplied model	151
6.6	R.A.O. of deck axial stress at the mid-ship of each model in oblique sea cond.	152
6.7	R.A.O. of axial stress of horizontal diagonal brace at the mid-ship of each model in oblique sea cond.	152
6.8	shape of deflection at wave circular freq. $= 1.0(\text{rad/sec})$	153
6.9	shape of deflection at wave circular freq. $= 0.50(\text{rad/sec})$	153
6.10	deflections at wave circular freq. $0.50(\text{rad/sec})$ in oblique sea cond.	155
6.11	deflections at wave circular freq. $0.50(\text{rad/sec})$ in oblique sea cond.	156
6.12	R.A.O. of vertical displacement at the mid-ship and the end of T-7 ploid model in oblique sea cond.	157
6.13	R.A.O. of angular displacement(roll) at the mid-ship and the end of T-7 ploid model in oblique sea cond.	158
6.14	flow chart for designing column lower-hull supported type V.L.F.S	161

Chapter 1

序論

1.1 大型浮体の研究の背景

近年、海洋空間利用のための大型浮体の利用に関する話題が活発になってきた。浮力をいかした大型の構造物を海上に浮かべ、海洋空間を利用するという発想自体はそれほど新しいものではない。物語としては、科学が勢い付き始めた 19 世紀中ごろの時代に活躍し、「海底 2 万マイル」や「月世界旅行」などの小説を著したジュール・ベルヌの小説「動く人口島」[66]の中に見ることができる。船は古来からあったものであるし、海上空間を陸地の延長として埋め立てて用いるというような発想は新しいものではない。浮体と土地造成という二つを結びつけたアイデアが近代の歴史の中のいつ発想されたとしてもおかしくはないだろう。ここで海洋空間の利用には、船舶を代表例とする海上輸送を目的とするものを含まず、大型浮体は通常の船舶のサイズを越えるもの、具体的な数字を設定することは容易ではないが、代表的な長さが 300(m) 以上のものを指す。

ベルヌの動く人口島のような例はひとつの夢物語として、工学の見地から超大型浮体の可能性を探りはじめた時代となると、それから半世紀以上を経ることになる。ベルヌが描いた月世界旅行がおよそ一世紀後にそっくりそのまま実現されたのと同じような歴史を大型浮体構想も辿りつつあるともいえるだろう。大型浮体を用いる構想の中で技術的に検討された最古のものは、1924 年の Floating Seadrome 計画であるようだ。大西洋横断飛行の中継基地としてセミサブ型の浮体を用いるもので、当時の航空機の航続距離が短い点を補うものであった。航空機の航続距離が伸びたこともあって、この計画はなくなったが、軍事的な要因も絡まって多くの専門家が参加し、模型実験も行われた。その後も 1967 年ロスアンゼルス沖 (SEA DROME)、1969 年のニューヨーク沖の FLAIR あるいは 1970 年のバドソン河水上空港などの構想がある。1991 年のナポリ沖空港構想 [2] はイタリアのナポリ沖水深 300(m) のところに、PC 製のセミサブ型大型浮体を設置するという内容で、浮体は斜めテンションレグで係留される。日本で最初に超大型浮体の利用が検討されたのは、関西国際空港の第 1 期工事 (1977 年) に際して、日本造船工業会から提案されたセミサブ型の海上空港 [60] (Fig.1.1 参照) である。同時に PS コンクリートによるボンズン型の海上空港も提案されている。研究的な構想も非常に多い。吉田らによる、リング状海上都市 [77]、中規模浮体式海上空港計画 [83] (Fig.1.2 参照) などが挙げられる。最後に挙げた例では、ナポリ沖の空港構想のようにセミサブ式の超大型浮体を斜めテンションレグで係留するもので、全体構造の一部を取り出した部分構造モデルではあるものの大規模な数値計算が行われ初期構造を検討・設計している。

以上の計画・構想例は世界各地から発せられたものである。人口密度が高く四方を海に囲まれる日本でのみ、特に東京・大阪の大都市近辺においてのみ、大型浮体による海洋空間の利用が望まれているわけではない。大都市部にはつねに土地が必要であって、将来の大型浮体の利用は不足する土地の代替という点から

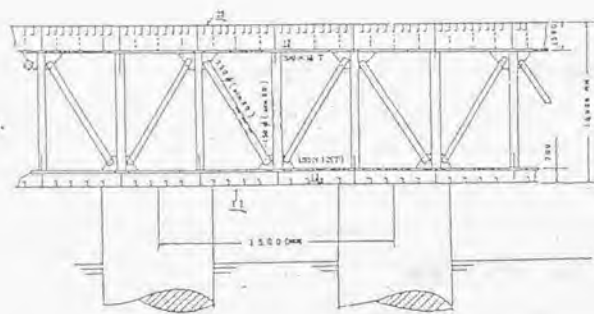


Fig. 1.1: Kansai Airport 1st Phase, floating structure

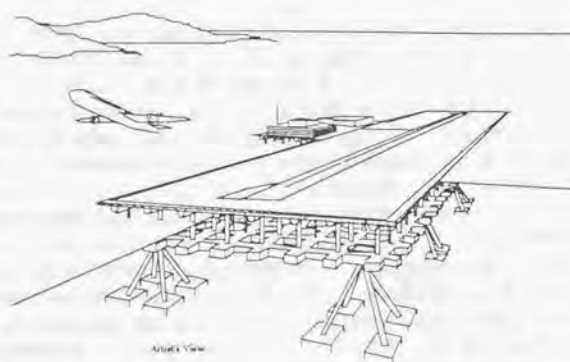


Fig. 1.2: Artist's sketch of middle-size floating airport

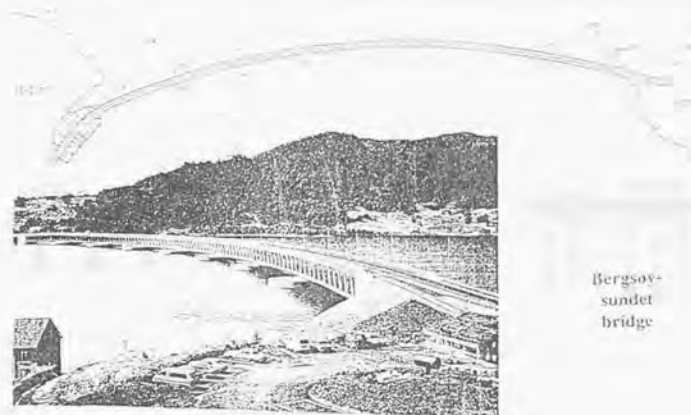


Fig. 1.3: floating bridge in fjord in Norway

いて、海上空間の利用は普遍的な必然であるとも考えられる。

既にノルウェーには浮体式橋梁 [9] の例 (Fig.1.3参照) がある。ノルウェーのフィヨルドという地形上の制約により生じたものである。フィヨルドは代表的な氷河地形であり、陸域から急激に水深が深くなる地形である。浮体式の橋梁はシアトルにも例が見られる [32]。これらは、静かな湾内に建造されたコンクリート製の構造である。また、この1年ほど、話題になった沖縄米軍基地移転問題に関連するヘリポート設置問題に関して、実務的な解決案として浮体式案が持ち上がった。ヘリポートの浮体式案が支持される理由には、

- 海上設置できるので地域住民にとって一種の迷惑施設 (特に騒音) である基地を遠ざけることができる
- 埋め立てに比較して工期が短いと予想される
- さんご礁などの自然環境に与える影響は埋め立てなどに比較して小さいと予想される
- 撤去あるいは移動が可能である
- 免震性が期待できる

ことなどが挙げられるだろう。(なお、Fig.1.4のヘリポート工法のうち、半潜式は1997年の11月に、主として経済的ではないという理由のために候補からは外されている。) ノルウェーの浮体式橋梁以下の例は、大都市ではない場所で実現あるいは提案されたもので、海上あるいは水上である必然性が強いものである。従来しばしば大型浮体の必要性を促すものとして論じられた都市部の人口密度以外の点からも、大型浮体が必要とされる例である。特に、海に一種の迷惑施設を設置することで、陸地に暮らす人間にとっての暮らしやすさという住環境などの点からも、大型浮体の必要性が指摘されることが増えるだろう。

今後とも、新たな土地や空間を求めて海洋空間に乗り出すことが予想される。今までに実現した大型浮体は、上述の二つの橋梁に加え、上五島石油備蓄基地、白島石油備蓄基地がある。これらの構造物が設置された場所は共通して静穏海域であり、特に最後の2例では周囲を全て防波堤で覆うことによって、浮体設計にとっては厳しいと予想される。波浪そのものを避けている。このタイプの設計は確かに安定感があり、原子力発電所の研究例 [20] も見られるが、非常に静かな海域でなければならないこと、あるいは防波堤な



Fig. 1.4: three alternatives for heliport off Okinawa

とを設置する必要が生じることから、水深が限られたり軟弱地盤では防波堤が成立しにくいという点で大きな制約になる。防波堤で囲まれる形式の浮体の研究も必要である一方で、このような制約をとり払うための、防波堤を必要としない耐波性能が高く、かつ、構造工学的要件を満たす大型浮体の研究を進める必要がある。それはより合理的な大型浮体の選択を可能にすることだろう。

工学的な研究の進歩と需要の高まりとが両輪となって、工業のダイナミックな発展が生じた例は数多い。構造の大型化という点で見ると、高層ビル、橋梁、鉄塔、海洋石油の生産構造物であるジャケット、タンカーなどの船舶が挙げられる。その中のひとつの例である吊橋について見てみる [5][46]。吊橋そのものは非常に古くから存在しているものであるが、橋梁の技術の尺度であるスパンが飛躍的に伸びたのは、鋼製ケーブルが吊橋に応用された 19 世紀後半以降である。ここでスパンとは橋脚間の距離のことをいい、橋梁技術を計るひとつの指標である。そして、スパンを 500 メートル程度から一気に 1000 メートルを超える程度までに飛躍させたのは鋼製ケーブルの絶えまない改良とメランによって 1888 年に提案された「撓度理論」を応用することであった。それまでの解析理論は吊橋の桁 (補剛桁) を剛体と仮定する解析であり、ほとんど実態を表さないものであった。メランが示した理論は補剛桁を弾性体として扱うものである。実はメランは同時に二つの理論を示している。ひとつは変形を微小と仮定する理論 (弾性理論)。もうひとつが有限変形理論 (撓度理論) である。

当初、撓度理論は時期尚早で適用するのが難しすぎると敬遠され、弾性理論を用いて吊橋の設計が行われた。弾性理論を用いて設計した代表的な吊橋に、ニューヨーク、マンハッタン島イーストリバーにかかるウィリアムズバーグ橋 (スパン間 488 メートル, Fig. 1.5 参照) がある。しかし、実際の吊橋の挙動は弾性理論では十分ではなく、より複雑な撓度理論で表されることがわかっていく。撓度理論から得られる結果を解釈すると次のようになる。橋桁にかかるモーメントは元の位置からのたわみ量に比例して、小さくなる。このたわみが大きいほど余裕が生じるようになって、より長い吊橋が可能である。この特性を考慮することでより長いスパンの吊橋を経済的にかけることができることが理論的に示されたのである。1929 年の世界恐慌を背景として、たわむことでよりスパンを長くでき経済的な設計になるという撓度理論は支持された。1931 年にはニューヨークハドソン川のジョージワシントン橋が架けられた。スパン間は一挙に 2 倍に

Table 1.1: technical history of modern suspension bridge

年代	橋梁	スパン (m)	技術
1883	ブルックリン橋	468	鋼製平行ケーブル
1903	ウィリアムズバーグ橋	488	弾性理論
1909	マンハッタン橋	450	撓度理論
1931	ジョージワシントン橋	1067	初めて 1000 メートル超
1938	タコマ・ナローズ橋	853	落橋 (1940 年)、発散振動が明らかになる
1940 年代			地震に対する応答スペクトル法
1960 年代			ダベンポートによる自然風の構造の研究など、風洞実験
1988	南備讃瀬戸大橋	1100	
1998	明石海峡大橋	1990	世界最長の橋梁

なって 1000 メートルを超えた。近年では更に理論の改良 (発散振動などが明らかにされた) が進み、スパン間 2000 メートル級の吊橋が架けられるに至っている。明石海峡大橋のスパン間距離は世界最大で 1990 メートルである。近代橋の始まりといわれるブルックリン橋から、スパンを 4 倍にする技術を手に入れるのにおよそ 1 世紀を要した。簡単に吊橋の歴史を関連する技術の発展とともに Table 1.1 に示した。解析理論の進歩とそれによって得られる結果の解釈あるいは実験的な研究がより長大な橋梁の建造を押し進めていったことがわかる。

理論的なあるいは実験的な解析手法が確立した後の次のステップでは、現象の理解と結果に各種パラメータが与える特性の把握、設計のためにそれをどのように活用するかという考察が必要となる。そうすることで、解析法や解析理論が、新しい形式である超大型浮体を成立させることにつながる。

大型浮体には大きく分類して、単純な箱型のボンツーン型浮体と水線面を貫通する多数の浮体で支持する半潜式浮体とがある。ボンツーン型の浮体は従来の船舶の延長であり、半潜式浮体は水線面積を小さくすることで受ける波力、そして応答を小さくすることを目的とした形式で、掘削時の動揺が問題となる石油掘削リグとして用いられるセミサブリグの延長である。ここ数年で大型浮体の関心の主流の形式は半潜式からボンツーン式へと移りつつある。これは関西新国際空港第 II 期工事に際して、マリンスプロット推進機構による浮体案 [51] にみられるように、主に経済性の点での半潜式浮体との比較から判断されていることによる。同論文で提案されているボンツーン型浮体は、防波堤で周囲を囲むことで波そのものを抑え、浮体を受ける波力を小さくすることで、動揺量や生じる応力を抑えようとするものである。その後のボンツーン式浮体の計画の多く、例えば、メガフロート推進機構による提案あるいは前述のヘリポートのボンツーン式浮体案はこの線に沿ったものである。'96 年に出版された「浮体式海上空港」[36] によれば、ボンツーン型浮体の提案の際に用いている、通常使用時の波浪条件は防波堤内で有義波高 0.5(m)、有義周期 6.5 秒、暴風時で有義波高 1.0(m)、有義周期 9.6(sec) というものである。この形式では強固な防波堤を建造する必要があり、潮流を通すという目的の防波堤では不十分であることも予想される。防波堤が建造できる場所は埋め立て造成できる海域とはほぼ等しいので、常に埋め立てと競合し、設置できる海域も湾内の軟弱地盤には限定されてしまう。防波堤のために環境影響は大きくなると予想される。また、そのような設計思想で造られた大型浮体には 400(m) と若干規模は小さいものの、浮体を 7 隻並べた海上石油掘削基地がすでに存在する。この意味で実用化にはより近い可能性があるが、技術上の挑戦的な意味合いはこの形



Fig. 1.5: typical suspension bridges

式のボンツーン型浮体では比較的薄い。実際にメガフロート研究組合ができた時期から、従来、大学あるいは研究機関が中心であった大型浮体の研究が、ボンツーン型大型浮体については重工業をはじめとする企業側からも発表されるようになってきた。すでに実用化に近い段階にある技術であるともいえるだろう。本論文では、防波堤を必要としないという技術的利点と技術上の挑戦という意味合い、基礎研究ということとを考慮して、対象とする浮体のタイプを半潜式浮体とする。いまだに明らかになっていないが半潜式浮体の超大型浮体は応答量が小さいという点でボンツーン型浮体に比較して有利である可能性もある。

1.2 大型浮体の波浪中応答の研究の現状

超大型浮体の技術開発は今だに揺籃期にあるといえるだろう。ただし、ここ数年の特に解析技術の進歩は大きい。1年半毎に日本造船学会によって開催される海洋工学シンポジウムの論文集を見ると、時代の変化に気づかされる。1994年1月に開かれた第12回のシンポジウム論文集では、大型浮体については計画構想といったものが目を引くのに対して、1年半後の第13回のシンポジウムでは、大規模浮体セッションがIからVまで開かれ、弾性応答や実験法に関する論文がずらりと並ぶ。1996年12月に兼山で開かれたVLFSS'96の論文集はその当時の大型浮体に関する主として解析の技術の頂点をほぼ集めているといえるだろう。

第1.1節でSeaDrome計画や関西新国際空港第1期での浮体案による計画など工学的な見地から超大型浮体の可能性を探られた幾つかの例を挙げたが、どの程度、工学的な検討がされていたのだろうか。比較的新しい、関西国際空港の第一期工事浮体案の例では、浮体の受ける荷重、すなわち、波浪荷重、潮流、風荷重、地震、津波、熱応力、静的圧力、曳航時の荷重、航空機の離着陸時の荷重について包括的に採り入れ、浮体構造のフィジビリティについて研究している。そのどれもが当時の先端の研究を反映したものであるが、造船学分野で得意とされる波浪中応答だけについて改めて見直しても、全体応答については、弾性支床の上の一次元の梁として、両端自由のモードを用いた一般化座標を用いて解いているにすぎない[62],[7],[1],[3]。流体力については大楠[47]がMultiple Scatteringの考え方による、流体力学的相互干渉効果の採り入れを提案したほか、浮体表面にソースを分布させる特異点分布法による数値解析が行われた。扱える

浮体が小規模なものに限られていたで、全く新しい構造物である大型浮体の解析や検討としては十分ではなかったが、同工事において埋め立て式が採用されることが決定されたこともあって、超大型浮体の波浪中応答の研究はやや下火になった。その後1994年にマリンプロート推進機構[51]から関西国際空港第II期工事浮体案が提出されるに伴って、研究が急激に活発になっている。

大型浮体の研究が下火になった後から1994年以前の間に幾つかの重要な研究が発表されている。新たに出された大型浮体の波浪中応答解析法について挙げれば、影本による多数浮体間の相互干渉問題に関する理論の提案[22]、それを利用して特異点分布法と結びつけることで実際に任意形状浮体間の相互干渉問題を解いた具の研究[10]などがある。具はさらにFEMと結びつけることで、大型半潜式構造物の構造応答について解析している。Wu[68]はいわゆるMOBタイプの構造物について、浮体の前後左右の対称性を用いて流体領域の未知数を1/4に減らす方法(DCSD, Double Composite Singularity Distribution Method)とFEMベースのモード法を組み合わせて周波数応答解析を行っている。以上は主に半潜式構造を対象とするものである。ボンツーン型浮体については、船体に働く流体力について前田[34]がソース分布法に浅喫水理論を用いた解析を行い、増田[37]がそれを応用してボンツーン型浮体について一次元弾性梁モデルによる解析をしている。

日本での研究に大きな傾向の変化が見られるのは、前述した関西新国際空港第II期工事に際して、マリンプロート推進機構による浮体案の出された1994年ごろからである。1994年以降には急激にボンツーン型浮体の波浪中応答の研究が増加した。

ここ数年のボンツーン型浮体の計算法はコンピュータの発展に伴って、問題を離散化して、直接解くという方法が主流になっている。すでにMamidiyudiら[35]はボンツーン型浮体を異方性平板としてモデル化してこの方法を適用している。本論文で扱う浮体はセミサブ型であるが、数値計算法は基本的にはボンツーン型浮体でもセミサブ型浮体でも同じであるので、ボンツーン型浮体の計算法を紹介する。居駒ら[21][33]は山下[73]の圧力を未知数とする浅喫水理論にモード法を組み合わせて用いて、箱型大型浮体の流体力学問題を解析し、実験を行っている。朱[55][56]は、ボンツーン型の超大型浮体に特異点分布法を用いるにあたって、浮体が単純な箱型で、しかも大型であるという特色を逆にいかし、規則性から求められるソース間の関係を利用することで超大型箱型浮体についての波強制力と流体力を解析し、圧力分布について実験で検証している。村井ら[41],[42]は、ボンツーン型浮体を幾つかの部分に分割し、まず領域分割法を用いて解析し、後に影本の相互干渉理論を用いてより大型のボンツーン型浮体の流体力学問題を解いている。Kashiwagi[31]は圧力分布法を発展させて流体力を評価し、モード関数を用いて5000(m)規模浮体まで解いて、短波長域でも弾性的挙動のために応答が小さくならないという結果を示している。大松[50]と永田[44]らはそれぞれ別に、境界要素法に領域分割法を組み合わせ、構造部分にはモード法を用いて5000(m)級の大規模浮体を解析している。これらの方法は原理的には、超大型のボンツーン型浮体には不可欠である防波堤の影響を数値計算に採り入れることができる長所を持っている。

以上はいずれも流体部分に工夫を凝らした計算法といえるが、構造部分については、板を両端自由dry modeの横荷の梁モード関数と組み合わせるという程度のモデル化にとどまっている。構造部分についても高い精度と適用性を期待して上述のようなモード法の代わりにFEMを用いた解法として、Takakiら[59]、あるいは安澤[74]らの研究がある。流体部分にはTakakiは圧力法を、安澤は特異点分布法を用いている。構造部分にはTakakiはFEMを用いてモードを求め、安澤は平板曲げ要素を用いたFEM解析を行っている。安澤は波長と浮体長さの比が8と、比較的入射波長が長い領域ではあるが、最大で長さ2500(m)幅500(m)の浮体について数値計算を行っている。彼らが注目したのは面外のたわみのみで、面内のたわみや縦振動について関心は持っていなかったようである。これらの研究はほぼ同時期に発表されたもので、この時代のボンツーン型超大型浮体に関する関心の高さが窺われる。船舶技術研究所あるいはメガフロートなどによる大規模な実験も行われた[69],[70],[39]。用いられた浮体は5000メートル浮体の1/100スケールの

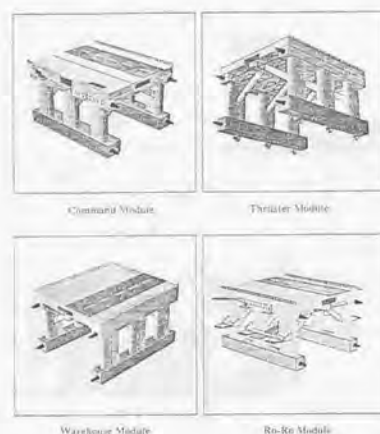


Fig. 1.6: Mobile Offshore Base

模型 (50 メートル) が最大であり、追浜沖で 300 メートルポンツーン型浮体の実証実験も行われた。

一方半潜水式浮体を扱った最近の研究では、沿岸域に設置された半潜水式大型浮体に海底面の傾斜を考慮して、働く漂流力を含む波力に関して大浦ら [48][49] の研究、半潜水式海洋構造物を用いた空港の提案に続く馬ら [14]-[16] の研究、後述する MOB の研究がある。平山らが提案した浮体は長さ 1820(m)、幅 435(m) の滑走路を 144 本のフーティング付きのコラムによって支持される浮体である。流体領域には DCSD 法を、構造部分には FEM ベースのモード法を用いて解析し、実験による検証も行っている。このような中で著者を含む吉田らも従来から、幾つかの研究を発表している [79]-[81], [17], [18]。セミサブ型浮体の波浪中応答解析が、ポンツーン型浮体の波浪中応答解析と異なる独特の困難さは、ポンツーン型浮体の解析で見られる浅喫水仮定が使えないこと、セミサブは本質的に立体構造であり板としての解析、特にポンツーン型浮体でしばしば用いられているタイプの梁の dry mode を組み合わせるタイプのモード法では不十分であることに起因している。大型浮体に関するセミサブの実験では、上述の平山らのもの、吉田らのもの、また船舶技術研究所におけるものがあるが、ポンツーン型に比べて手薄であることは否めない。セミサブ型の浮体については構造設計のための第一段階である解析法でさえ不十分である。

特にポンツーン型浮体の波浪中応答に関して、非常に多くの精度の高い数値計算法が提案されているが、設計的な観点からの簡単で本質をつかんだ解析や解法の研究は少ない。その中でも弾性支床上の梁の解析解に解析を加えた鈴木らの研究 [57][58] や、弾性波動に注目した坪郷らの研究 [63][64] は注目される。これらの解法は簡単なモデルなので幾つかの簡単なパラメータで様々な浮体の応答の特性が導かれる点に特徴がある。今後このような研究も初期設計時にどのような浮体を選ぶかという段階で、重要になり、また、実験が容易ではない大型浮体の波浪中応答に関して、数値計算の検証にも用いられ得るだろう。

本論文ともつながりが深い連の MOB の研究についてみておく [12][38]。MOB は Mobile Offshore Base の略であり、この名称のように移動できるという点に特徴がある浮体式の基地である。石油掘削に用いられるセミサブリグ程度の構造を連結した形になっており、長さは 1500(m) 程度を想定している。このような

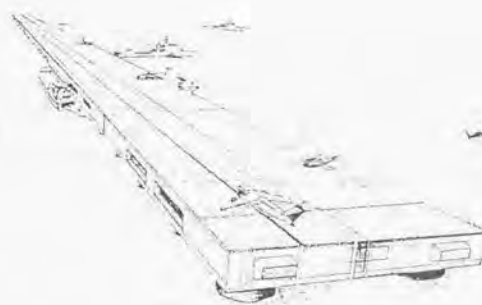


Fig. 1.7: McDermott Mobile Offshore Base

構型の浮体を対象とした研究は Riggs[53], Wu[68] に見ることができる。

現時点では具体的な提案は二つの企業からのものがある。ひとつは Brown & Root 社によるもの、もうひとつは McDermott 社によるものである。Brown & Root 社によるものでは、長さ 914 メートル、幅 91 メートル、深さ 65 メートル (デッキからローワーハルまでの距離) の大きさであり、デッキは 3 層からなる。このモデルについて 1/60 スケールの模型実験が行われた。その結果、コネクター部分の水平曲げモーメントが彎曲げモーメントよりも大きいという結論が得られ、波浪条件が厳しい場合には切り離すということが提案された。

McDermott 社の MOB (Fig.1.7 参照) は、やや大きめで長さ 300 メートル、幅 153 メートル、深さ 67 メートルのユニットを、5 基つなげる全長 1500 メートルの移動式空港である。それぞれのユニットはデッキ部の 2ヶ所のヒンジ結合になっている。McDermott 社の MOB についても実験あるいは計算が行われ、サバイバルコンディションでは、コネクター部分で浮体を切り離すということになっている。数値計算は Riggs[54] らの計算方法により、ユニットに関して特異点分布法で荷重などを求めておき、コネクター部の剛性だけを評価し、ユニット浮体は剛体として扱うものである (rigid body flexible connector concept)。文献 [67] によれば、コネクターをトラスでモデル化し、直径を変化させることでコネクター荷重の同調現象を避けるようなトラスの直径が選ばれた。斜め波 (向かい角 75 度) の時にもっとも厳しいコネクター部のモーメントが生じ、有義波高 7.5 メートル、ピーク周期 15 秒の海象条件ではユニットを切り離す。

どちらの MOB でもコネクター部の設計が重要で、海象条件が厳しい場合に、ユニットを切り離すことになっている。これは MOB が基本的に複数のユニットを数ヶ所のコネクター構造で接続するという基本的な思想があるためであろう。半永久的な目的のためには、このような設計は許容されない。我が国で多く提案されている、大型浮体の用途とは異なるということを認識しておく必要があるだろう。

1.3 半潜水式構造物 (セミサブ) の設計法

通常のセミサブは、船舶ほどではないが建造実績も多く、一般的な海洋構造物では設計手順もおおよそ確立しているといえる。構造設計については、既に文献 [24] ~ [30] にまとめられている。超大型浮体と

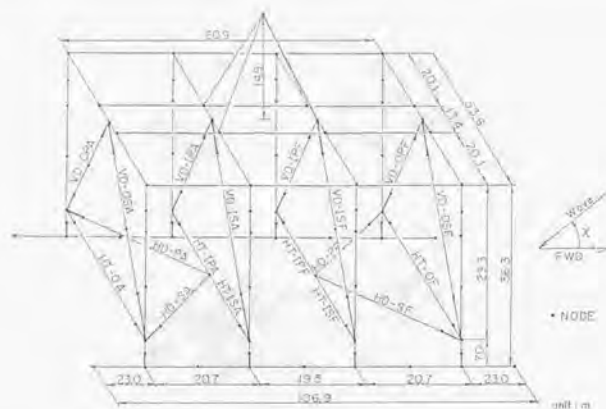


Fig. 1.8: 3D frame modelling for numerical analysis

いえども同じ鋼材の材料でできた構造物で、許容される応力は同程度でしかない。超大型半潜式浮体特有の設計法があってもよいが、それは通常のセミサブの設計法を含むような形あるいは変更・発展させたものであるだろう。

ここでセミサブの設計法の特徴について文献 [24] を参考におおまかにまとめる。セミサブの構造設計は水と大気境界に浮かぶ構造物という点で船舶と同様の分野に属する。大きな違いはセミサブがローハル、コラム、ブレース、デッキのような構造ブロックの連結から構成される点である。部分強度部材と全体強度部材がはっきりと分別される船舶に比べて、それらの境界はあいまいで、各構造ブロックが全体強度としての役割を担う割合が高い。そのために、全体強度計算において解析的な手法の占める割合が高くなる。各構造ブロックの設計のためには部分強度を満たすのももちろんのこと、全体強度を満足するものでなければセミサブは成立しない。

実際にはセミサブを設計する場合には用途に応じて構造ブロックの形式、つまりコラムを何本にするか、ブレースをどうするかを決定したら、簡単な局部強度計算を行って、各ブロックの初期寸法を決定し、全体強度上の修正を加える。局部強度計算には、外板設計水圧、タンク設計水圧、甲板設計荷重などを考慮する。この段階での全体強度上の修正は、何らかの簡易計算法による。全体強度に関する応力が精度よく求まれば、設計は早く収束する。初期構造設計を行った後に、静水中の骨組み応力解析を行って、部材応力のチェックをする。さらに動的な骨組み応力解析を行い、部材力のチェックをする。許容応力を満たさない場合には、修正を加えてやり直す。得られた部材力をもとにブレースの局所的な応力の解析を行う。また、座屈に関する検討も行う。このような手順をズームイン解析といい、前段階でズームインできるようなモデル化しておくことが重要である。

このように解析の基本となるのは部材力であり、そのためには立体骨組み構造解析 (Fig. 1.8 参照) が不可欠である。セミサブ形式の浮体が大型化する場合でも、このことは変わらずに、構造を立体骨組みとしてモデル化し解析する必要がある。この際に、セミサブ型浮体では 2 段階解析法が多く用いられるが、大きさに比較して相対的に柔軟な大型浮体ではいわゆる 1 段階解析法でなくてはならない。ここで 2 段階解析法とは、まず、浮体を剛体と仮定して運動を解き部材に働く流体力を求め、次の段階では浮体に仮想的な支持点を設けて、前段階で得られた流体力を構造モデルに入力して内力を求めるというものである。1 段階解

法では浮体をあらかじめ弾性体としてモデル化し、浮体の剛性を取り込んだ運動方程式を全自由度について立てて解き、運動応答と内部応力応答を同時に求める方法である [76]。

1.4 浮体が大型化する場合の問題点

それでは浮体が大型化することで、構造工学上どのような問題が生じるのだろうか。ここで、従来の大きさの浮体、つまり船舶あるいは海洋構造物と比較し、容易に理解できるものについて整理しておく。半潜式式の超大型浮体では、防波堤を設置することを前提としておらず、波浪中の応答がもっとも厳しい問題となることが予想される。どのように波浪中の応答で生じる応力を見積もるかという手法の問題とその応力が許容できる程度かという工学的フィジビリティの問題がある。

波浪中で浮体にどの程度の応力が生じるかを推定するためには、数値解析だけでなく実験による方法もあるだろう。工学では解析が未熟な場合には経験や実験によって適切な構造を選択してきた。しかし、大型浮体の場合にはその実験でさえ容易ではない。通常、水槽実験を行うには模型のスケールは 1/100 程度までしか許容されない。仮に 5000 メートルの浮体であれば 50 メートルの模型とそれに見合う水槽が必要となるのである。このような大規模な実験は設計の最も最後の段階での、確認のための実験には用いられても、新しい浮体構造を創出する段階では考えられないだろう。従って、大型浮体の設計では、その大部分をコンピュータによる解析に頼らざるを得なくなる。数値解析手法や解析法を得ておく必要がある。

数値計算の上でも大型化に際し構造領域でも流体領域でも解析上の困難が生じる。ひとつは流体弾性の問題であり、もうひとつは流体力学的な相互干渉である。既存の船舶あるいは海洋構造物では浮体を剛体と仮定してその運動を論じ、その結果を考慮した作用する荷重をもとに、適当な固定点を設けた構造モデルの解析を行って内力などを求めればよかった。しかし、構造が大きくなるに従って相対的に構造は柔構造となり運動を解析する際にも浮体の剛性をあらかじめ取り込んでおく必要が生じる。

流体領域では特異点分布法の意味で多数のソース、あるいは多数の浮体が存在するのでそれらの間の流体力学的相互干渉問題を考慮する必要がある。例えば同形状のコラムが複数存在する浮体群に平面入射波が入射する問題を考えると、コラムの間隔とコラムの直径の比が大きいのであれば、浮体の受ける波力の大きさは全ての浮体で同じではなく、遮蔽される効果や回折する効果があるだろう。コラムの間隔に対してコラムの直径が 1/8 程度であれば流体力学的相互干渉を無視できる [79] が、通常のセミサブブリグでもこれほど小さな比にはなっていない。

最終的なモデルは構造領域・流体領域の干渉問題になり、解くべき未知数は非常に大きくなる。仮に特異点分布法と FEM を用いて 2000(m) 程度の大型浮体の全体解析をするならば、モデルにもよるが未知数は数万〜数十万に達するだろう。このような元数を持つ連立方程式を解くことは現段階では大型コンピュータをもってしても不可能であり、なんらかの工夫をする必要がある。仮に解けたとしても時間がかかるのでは設計に用いることはできない。

このような詳細な数値解析も必要である一方で、そこで得られた結果を解釈してどのような現象が生じているかを考察する際には、より簡単なモデルを用いた解析が必要になる。簡易解析の結果を用いて、どのような浮体がより望ましいかを検討することもできるだろう。

浮体が大型化すると構造工学上の問題から構造が成立しないことも予想される。従来、船舶の波浪中応答の設計波の波長は浮体の長さに近いものが選ばれる。長さ L の船体が剛体であると仮定して、単位振幅の波長 λ の規則波中 (向い波) にある時に、静力学的な浮力と重力の関係から船体の上下変位が定まり、そのときの船体中央部でのフルードクリップ力による単位幅あたりのモーメント M_w が次の式で表されるこ

とから明らかであろう(例えば, [72])。

$$M_w = \gamma_w \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \times \left(1 - \cos \frac{\pi L}{\lambda} - \frac{\pi L}{2\lambda} \sin \frac{\pi L}{\lambda} \right) \quad (1.1)$$

ここで, γ_w は海水の比重量とする。この式の値を最大にするのは, 括弧内の式の性質からほぼ $\lambda = L$ の時であると考えられ, 式(1.1)中の λ を L で置き換えた時その大きさは船体の二乗にはほぼ比例することがわかる。つまり船体が剛体であるとみなせる場合には, 船体中央の曲げモーメントは浮体の長さの二乗にはほぼ比例している。一方, この時船体の上下方向の動揺 ζ_0 は,

$$\zeta_0 = \frac{\lambda}{\pi L} \sin \frac{\pi L}{\lambda} \quad (1.2)$$

で表され, ごく長い波長の波の場合を除いては船体の長さにはほぼ反比例していることがわかる。これは, 浮体が長くなり船体全体に働く波強制力が打ち消し合うためであると考えられる。波浪による変位応答の問題は小さいであろう。

船体や浮体が剛体であると仮定したが, より正しく, そして単純には弾性支床上の一次元梁としてモデル化できるだろう。波強制力はフルードクリロフ力だけを考え, 付加質量係数は一定, 造波減衰は無視する。2章で示すように, 浮体の弾性体としての構造の n 番目の固有円周波数 ω_n はおよそ次の式で与えられる。

$$\omega_n = \sqrt{\frac{\pi^4 EI}{mL^4} \left(\frac{1}{2} + n \right)^4 + \frac{k_c}{m}} \quad (1.3)$$

ここで, m は浮体の付加質量を含めた単位長さあたりの質量, k_c は浮体の単位長さあたりの復原力係数, EI は浮体の曲げ剛性である。(1.3)式によれば, 浮体の長さ L が大きくなるに従って, 浮体構造の固有周期は heave の固有周期 $\sqrt{k_c/m}$ に近くなって, 波が有効なエネルギーを持っている周波数の範囲でも, 弾性的な同調を含む挙動を考慮すべきであることがわかる。

つまり浮体が大型化するに従って構造応答上, 二つの問題が生じることが予想される。

- 浮体の受ける外力である曲げモーメントが低周波数域で大きくなる
- 従来高周波数域にあった構造の固有値が波がエネルギーを持つ周波数域に移行する

どちらも, 運動応答よりも構造応答に厳しい影響が生じると予想され, 構造が大型化する際には, 構造設計がより難しくなると考えられる。なお, 大型浮体を一般空港というような用途に用いる場合には, 弾性体としての動揺の問題も生じる。この理由は管制に付随する機器に非常に高い精度が要求されるためである。最近の報告によれば, 許容される動揺の角変位は 0.1 度程度であるようだ。動揺が問題となるのは空港という特殊な用途に起因するもので, 他の多くの超大型浮体の用途を考えた時には, 一般的な問題ではない。

1.5 本論文の目的と概要

本論文の主目的は大型あるいは超大型浮体の実現のために, 波浪中応答特性を把握し, 初期構造設計に役立つ情報を得ることである。その過程では, 詳細な波浪中応答解析法の開発, 応答特性を把握するための簡易モデルの選択, 適当なモデルの設定とそのパラメトリックスタディ, どのような構造上の工夫あるいは変更をしたらよいかの把握, 構造工学の観点から半潜水式の超大型浮体はどの程度の大きさまで許容できるか, といった要素が必要となる。

現存する船舶は最大でも 400(m) 程度であるのに対して, 提案されているほぼ最大の超大型浮体は 5000(m) 規模である。橋梁では 1 世紀をかけてスパンを 4 倍にしたが, 超大型浮体では浮体長さを一気に 10 倍以上

にすることになる。本論文では, 仮想的に浮体のサイズを徐々に大きくして解析する過程で生じる問題点と解決法を調べていく。いわばコンピュータ上あるいは思考上で仮想的な発展をさせることで, 実際に浮体が大型化した際の問題点が明らかになり, 付随的に超大型浮体の建造時の問題もある程度明らかになるだろう。

想定する浮体は半潜水式であり, 提案されているポンツーン型の浮体とは異なって基本的に防波堤を設けないものとする。逆に防波堤が設置できないほど深い水深を考え, 外洋並の厳しい環境を考える。外洋では波周期は 5 秒から 20 秒程度で波高は 20(m) 以上もあり得る。係留は例えばカテナリーのような弱いものを考え, 波浪に対する浮体の一次の応答には影響しないものとして考慮しない。ただし, テンションレグのように浮体を剛に係留する場合には, 応答解析する際に予め構造として組み込んでおくべきであり, 本論文で提案する手法ではそれが可能である。超大型浮体への現存する係留を適用することを考えた時に, 有望な候補として残るのは, 固定構造物+フェンダー, あるいはテンションレグである [19][82]。

本論文の構成は次のようになっている。第 2 章では浮体を弾性支床上一様な一次元梁としてモデル化し, 波浪中応答について解析的に得られる解を用いて, 大型浮体の特性について考察する。面外方向のたわみ振動, ねじり振動, 縦振動, 面内のたわみ振動について扱う。準静的な手法で得られる特性距離の概念と, 各モードの固有振動についての簡易推定式が導かれる。また, 斜め波中での応答の考察がなされる。

第 3 章では数値解析手法を新たに提案する。超大型浮体の波浪中応答の特性を把握するために, いわば道具としての解析手法の確立が必要となるためである。提案する数値解析法は, 構造領域に FEM, 流体領域には特異点分布法と影本の相互干渉理論とを結びつけた具による数値解析法に, 構造領域には部分構造法を流体領域には group body の概念を新たに加えることで, 構造の解析設計のために必要な程度の解析精度をもって未知数の増大を抑えようとするものである。ここでは流体弾性と流体力学的な相互干渉効果をとり入れ, 構造を立体骨組みとしてモデル化できるようにすることで, 構造の解析設計に必要な精度を確保できると考える。未知数の増大を抑えるための工夫は, 構造領域・流体領域の両方についてなされているが, どちらの工夫も階層化することで, 浮体形状の持つ反復性を活かすものである。この様子は Fig.1.9 のように概念的に表すことができる。

第 4 章から第 6 章では, 第 3 章で示す数値解析手法を用いて大きさの異なる大型浮体について解析し, 第 2 章で得られた知識を活かして, 大型化に伴って生じる現象の解釈が行われる。そこで選ばれる超大型半潜水式浮体のモデルは, 関西空港第 I 期工事浮体案に見られるコラムだけに支持されるタイプの浮体と, 海洋石油掘削に用いられているセミサブリグである AKER H-3 を元にしたモデルを順に繋ぐことで長さあるいは幅を大型化したタイプの浮体である。それぞれの応答の特性がまとめられ, 構造応答を改善する手法について述べる。考察を行い, 最終的に設計法に対する基本的なガイドラインを示す。

最後に第 7 章で, 本論文の結論を述べる

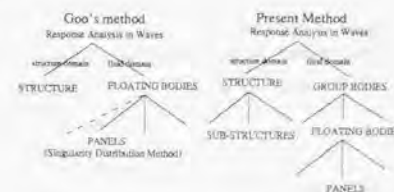


Fig. 1.9: philosophy of the present analysis

Chapter 2

大型浮体の簡易応答解析法

大型あるいは超大型浮体の波浪中解析は詳細なモデル化では数値計算そのものができなったり、あるいは時間がかかりすぎたりする。そこで、精密なモデル化の一方で単純なモデル化でおおまかな波浪中応答の性質を把握しておくことが望まれる。むしろ、応答の本質をとらえるためには、解が単純であることが望まれる。そうすることで、より適当な形式の浮体の選択を容易にすることができるようになり、詳細計算の結果に現れる現象の理解に役立つ。

従来同じ種類の簡易解析法で、波強制力の評価には向かい波だけを考慮していた点を改良し、斜め波についても考慮した。また、縦振動、ねじり振動、水平面内の振動についての簡易解析法を示した。水平面内の振動やねじり振動は他のモードとの干渉があることが考えられるが、ここでは応答の本質をとらえるためにより単純な解を得ることを目指して、モード間の連成項を省いている。

流体力学を考慮した最も単純な、大型浮体のモデルは Fig. 2.1 に示すような弾性支床の上の様な一次元の梁として与えられる。このような簡単なモデル化による解析法が与えられている。ここでは、整理する目的でもう一度それらを振り返ってあるいは発展させて、考察を加える。

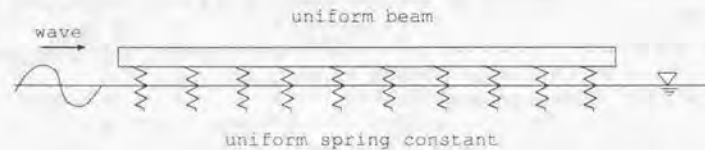


Fig. 2.1: uniform beam on elastic support subject to sinusoidal progressing load

2.1 荷重の評価

上下方向の波浪荷重の最も簡単な評価法はフルードクリロフ力だけを考慮することである。主にセミザブ型を対象にすることにすれば、この荷重評価は比較的妥当なものである。なお、最近の研究ではポンツーン型浮体の場合には、diffraction だけを考慮した場合には浮体の波上側だけに動的な圧力が作用し、浮体の

波下側では動的圧力はゼロに近付くことが知られている (例えば [35]) から、フルードクリロフの仮定では不十分な場合もあることは承知していなければならないだろう。

さて、フルードクリロフ力は深海波の場合には波面上昇分の水頭による圧力を没水浮体表面で積分したものと同じく、このときの浮体に作用する圧力は、水の比重量を ρg とし、波面上昇を η とし、 $\rho g \eta$ で表される。本章で示す簡易応答計算法では、このような単位長さ当たりの力やモーメントを用いる。

Fig. 2.2 に示す長さ L 、幅 B の浮体を考える。原点は浮体の中央に取るものとし、座標系は図のようになる。波の入射角は進行方向の x 軸正方向からの偏角で定義する。構造は一本の様な梁でモデル化される。同図中には梁の各位置での変位 u, v, w, θ など定義されている。この浮体に角度 χ で入射する円周波数 ω の単位振幅の平面入射波を考える。平面入射波による座標 (x, y) の位置での動的圧力は、ベルヌイの定理から、速度ポテンシャルを時間微分して、 $-\rho$ を掛けることで、

$$p = \rho g \cos(kx \cos \chi + ky \sin \chi - \omega t) \quad (2.1)$$

が得られる。 k は ω に対応する波数を表し、深海波の場合には $kg = \omega^2$ の関係がある。フルードクリロフ力は、浮体による散乱を無視、つまり diffraction を無視したものであるから、これを単に浮体表面上で積分することで得られる。水線面積を平均化して、単位面積あたりの水線面積が占める割合を仮に r で表しておくと、単位面積あたり $\rho g r$ の上下方向の荷重を受け、次節での単位長さ当たりの復原力 k_e を用いて、単位面積あたりの復原力 k_e/B に等しくなるべきである。 k_e は例えば直径 D のコラム浮体が間隔 l で整列している場合には、 $\pi/4 \rho g (D/l)^2 B$ で与えられる。このように平均化することは、浮体が大きい場合にはより妥当である。単位長さ (長手方向) 当たりの上下方向の波力 $F(x, t)$ はこれを幅方向に積分し、 x 軸まわりのモーメント $M(x, t)$ はレバアー y を掛けて積分すればよい。

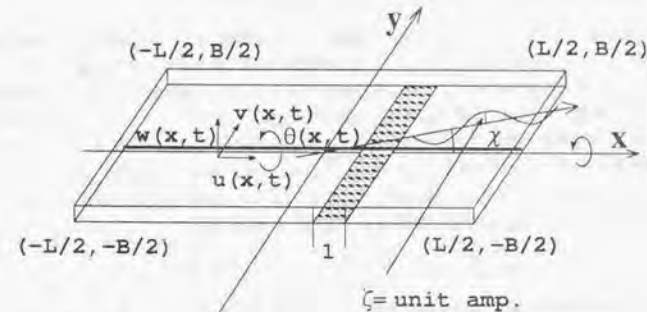


Fig. 2.2: coordinate system

$$\begin{aligned} F(x, t) &= \frac{k_e}{B} \int_{-B/2}^{B/2} \sin(kx \cos \chi + ky \sin \chi - \omega t) dy \\ &= 2 \frac{k_e}{k B \sin \chi} \sin \frac{k B \sin \chi}{2} \sin(kx \cos \chi - \omega t) \\ M(x, t) &= \frac{k_e}{B} \int_{-B/2}^{B/2} y \sin(kx \cos \chi + ky \sin \chi - \omega t) dy \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$= 2 \frac{k_c}{k^2 B \sin^2 \chi} \left\{ -\frac{k B \sin \chi}{2} \cos \frac{k B \sin \chi}{2} + \sin \frac{k B \sin \chi}{2} \right\} \cos(kx \cos \chi - \omega t) \quad (2.3)$$

それぞれ $\frac{k B \sin \chi}{2} \rightarrow 0$ とするときの極限を考えて見る。これは波長が振幅に比べて非常に長い場合あるいは入射角が x 軸に平行に近い状態に対応している。

$$F(x, t) \approx k_c \sin(kx \cos \chi - \omega t) \quad (2.4)$$

$$M(x, t) \approx 2 \frac{k_c}{k^2 \sin^2 \chi} \left\{ -\frac{B k B \sin \chi}{2} \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{k B \sin \chi}{2} \right)^2 \right) + \frac{B k B \sin \chi}{2} \right\} \sin(kx \cos \chi - \omega t) \\ = k_c \frac{k B^2 \sin \chi}{8} \sin(kx \cos \chi - \omega t) \quad (2.5)$$

つまりいずれもある係数に $\sin(kx \cos \chi - \omega t)$ などを掛けた形になっている。これらの係数をそれぞれ、 f, m のように小文字で表記することにする。この荷重の評価法はフルードクリロフ力だけ評価という単純化に加えて、水平方向の荷重による y 軸まわりのモーメントなどについては無視していることに注意しなければならない。

2.2 動的応答解析

2.2.1 面外たわみ振動

弾性床土上の一様な一次元梁に波力が作用する場合、次のように定式化できる。

$$m \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + c \frac{\partial w}{\partial t} + EI \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + k_c w = f \sin(kx \cos \chi - \omega t) \quad (2.6)$$

ここで、 m = 単位長さあたりの付加質量を加えた質量、 c = 減衰係数、 EI = 曲げ剛性、 k_c = 単位長さあたりの復原力係数、 f = 単位長さに働く波力とする。減衰係数 c には、構造減衰、波浪減衰など全ての減衰が含まれる。いずれの量も空間的に平均にならした一定値であるとする。連続的なボンソー型浮体でもセミサブ型のような離散的な浮体でも復原力係数などを平均的にならすことによって、この式を適用することができる。 m, c は周波数の関数であると考えられるが、周波数に依存しないと仮定する。これは例えば付加質量が周波数によらず一定と仮定することに対応している。 f は式(2.2)で与えられる。

定常状態を想定すると、 $\partial/\partial t$ は $i\omega$ で置き換えることができる。このとき、 $w(x, t) = w(x)e^{i\omega t}$ を仮定したことになる。次のように、 w は x だけの関数として解くことができる。

$$-m\omega^2 w + ic\omega w + EI \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + k_c w = f e^{ik \cos \chi x} \quad (2.7)$$

式(2.7)のような方程式に対しては大きく分類して二つの解法が与えられている。ひとつは解析的な解法であり、特解と支配方程式を満足する有限個の斉次解を利用するものであり、もうひとつは浮体の無数の固有モード関数を用いる方法である。後者の方法では理論上は無限個の関数を必要とするのに対して、前者の方法では有限個の関数の重ね合わせでよいというメリットがある。

前者の方法を用いると、次の解析解が得られることが鈴木によって示されている[57]。ただし、理解がしやすいように実数表示に直している。

$$w(x, t) = \{-A \cos(kx \cos \chi) + B \sin(kx \cos \chi)\} \sin \omega t \\ + \{A \sin(kx \cos \chi) + B \cos(kx \cos \chi)\} \cos \omega t \\ + \{a_1 \phi_1(x) + a_2 \phi_2(x) + a_3 \phi_3(x) + a_4 \phi_4(x) \\$$

$$+ a_5 \phi_5(x) + a_6 \phi_6(x) + a_7 \phi_7(x) + a_8 \phi_8(x)\} \sin \omega t \\ + \{a_1 \phi_4(x) + a_2 \phi_3(x) - a_3 \phi_2(x) - a_4 \phi_1(x) \\ - a_5 \phi_8(x) - a_6 \phi_7(x) + a_7 \phi_6(x) + a_8 \phi_5(x)\} \cos \omega t \quad (2.8)$$

式(2.8)中の第一項と第二項合わせて特解になっており、残りの項は8個の斉次解の線形和になっている。ただし、

$$\phi_1(x) = \sinh(\alpha_1 x) \cos(\beta_1 x) \quad (2.9)$$

$$\phi_2(x) = \cosh(\alpha_1 x) \cos(\beta_1 x) \quad (2.10)$$

$$\phi_3(x) = \sinh(\alpha_1 x) \sin(\beta_1 x) \quad (2.11)$$

$$\phi_4(x) = \cosh(\alpha_1 x) \sin(\beta_1 x) \quad (2.12)$$

$$\phi_5(x) = \sinh(\alpha_2 x) \cos(\beta_2 x) \quad (2.13)$$

$$\phi_6(x) = \cosh(\alpha_2 x) \cos(\beta_2 x) \quad (2.14)$$

$$\phi_7(x) = \sinh(\alpha_2 x) \sin(\beta_2 x) \quad (2.15)$$

$$\phi_8(x) = \cosh(\alpha_2 x) \sin(\beta_2 x) \quad (2.16)$$

$$\text{また、} \quad A = \frac{(-m\omega^2 + EI(k \cos \chi)^4 + k_c)f}{[(-m\omega^2 + EI(k \cos \chi)^4 + k_c)^2 + c^2\omega^2]} \quad (2.17)$$

$$B = \frac{c\omega f}{[(-m\omega^2 + EI(k \cos \chi)^4 + k_c)^2 + c^2\omega^2]} \quad (2.18)$$

ここで、 $\alpha_1, \beta_1, \alpha_2, \beta_2$ は次の式で与えられる。

$$\alpha_1 = r \cos \theta_1 \quad (2.19)$$

$$\beta_1 = r \sin \theta_1 \quad (2.20)$$

$$\alpha_2 = r \cos \theta_2 \quad (2.21)$$

$$\beta_2 = r \sin \theta_2 \quad (2.22)$$

r, θ_1, θ_2 は次の式から得られる。

$$\theta_1 = \begin{cases} \frac{\pi}{2} - \frac{1}{4} \tan^{-1} \frac{c\omega}{m\omega^2 - k_c} & \text{for } m\omega^2 - k_c > 0 \\ \frac{1}{4} \left(\pi - \tan^{-1} \frac{c\omega}{m\omega^2 - k_c} \right) & \text{for } m\omega^2 - k_c < 0 \end{cases} \quad (2.23)$$

$$\theta_2 = \begin{cases} \frac{1}{4} \tan^{-1} \frac{c\omega}{m\omega^2 - k_c} & \text{for } m\omega^2 - k_c > 0 \\ \frac{1}{4} \left(\pi + \tan^{-1} \frac{c\omega}{m\omega^2 - k_c} \right) & \text{for } m\omega^2 - k_c < 0 \end{cases} \quad (2.24)$$

$$r = \left[\frac{1}{EI} \{ (m\omega^2 - k_c)^2 + (c\omega)^2 \}^{1/2} \right]^{1/4} \quad (2.25)$$

係数 $a_1 \sim a_8$ は境界条件から定められる。例えば両端が自由という条件では、式(2.8)の二階微分および三階微分が端部でゼロになるように係数を決定すればよい。この時、二階微分が $\cos \omega t$ 項、 $\sin \omega t$ 項それぞれについて両端でゼロだから4個の方程式、三階微分も同様に4個の方程式が得られ、合計8個の方程式を与えることができる。未知係数は $a_1 \sim a_8$ の8個であるから、解析的な完全な解を得ることができる。

鈴木が導いた大型浮体の波浪中応答の性質を、改めて記述すると次のようになる。

- エネルギー的な考察によれば、弾性応答の固有周波数はヒープの固有周波数 $\omega_0 = \sqrt{\frac{k_c}{m}}$ よりも高い範囲にある。
- 浮体剛性と復原力係数で決定される長さ l と、入射波波長とが一致することで生じる応答のピークがある。その周波数、すなわち、特性周波数は $\omega_c = \left(\frac{k_c g^4}{EI}\right)^{1/2}$ で与えられ、この時の入射波の波長は $\lambda_c = 2\pi\sqrt{\frac{EI}{k_c}}$ で与えられる。この波長を特性距離とよぶことにする。断面係数を I とすれば単位波高あたりの応力振幅は $\sigma = \frac{(EI k_c)^{1/2}}{2}$ で与えられる。
- 共振時の応答のピークの高さは波周波数に反比例し、波力の空間的加振パターンと励起されるモード形状の関数の内積によって、加振エネルギーの流入の程度が決まる。

いずれも重要な結果であるが、特に2番目に挙げた特性周波数および特性距離の考え方は動的な構造応答を解析する上で大切なものである。浮体が波に沿って変形する領域と浮体が剛体的に挙動する領域との境の周波数とも解釈されている。また、特性距離は静的な構造応答を含めて、ある外乱の影響を及ぼす範囲という指標になりうる。特性距離は復原力に対する剛性の大きさの指標なので、後述するように、剛性が関係する構造の固有周波数も特性距離のパラメータを用いて簡単に表すことができる。特性周波数、特性距離ともに鈴木の論文の中で導かれた概念であるが、ここでもその導出を行っておくこととする。

浮体が非常に長い場合には、低い周波数域で解の形から $\phi_1 \sim \phi_2$ の関数は両端で非常に大きな値をとる、指数関数の性質を強く持っているので $a_1 \sim a_2$ の係数は大きくないことが予想される。特に浮体の中央付近の変位はおおよそ特解で決定されるであろう。このとき特解は変位の振幅を A として、また、 x 軸に平行な入射波を考慮して、 $A \sin(kx - \omega t)$ で与えられる。式(2.6)で減衰をゼロとした式に、仮定した変位を代入して、変位を得た後に、浮体中央付近の曲げモーメントを表す式 $M(x, t)$ が得られる。

$$\begin{aligned} M(x, t) &= EI \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \\ &= \frac{EI k^2 f}{-m\omega^2 + EI k^3 + k_c} \sin(kx - \omega t) \\ &= \frac{EI f}{-m \frac{g^4}{k} + EI k^2 + \frac{k_c}{k}} \sin(kx - \omega t) \\ &= \frac{EI f}{-m \frac{g^4}{k} + (\sqrt{EI k} - \sqrt{\frac{k_c}{k}})^2 + 2\sqrt{EI k_c}} \sin(kx - \omega t) \end{aligned} \quad (2.26)$$

となる。ただし、深海波の分散関係 $\omega^2 = kg$ を用いている。

周波数 ω が小さい領域、つまり波数 k が小さい場合には、曲げモーメントは $EI \frac{f}{k^2} \sin(kx - \omega t)$ に漸近し、これは EI と $f/k^2 \sin(kx - \omega t)$ の x に関する2階の微分とを掛けた形になっている。 $f/k^2 \sin(kx - \omega t)$ は浮体の振幅を表すと考えられ、波面上昇に沿って変形することを意味している。この時、曲げモーメントは k^2 に比例して大きくなる。

周波数 ω が大きい領域、つまり波数 k が大きい場合には、曲げモーメントは $\frac{f}{k^2} \sin(kx - \omega t)$ に漸近し、分布波力 $f \sin(kx - \omega t)$ の x に関する2階の積分をした形になっている。復原力係数には関係なくなっており、浮体がほとんど変形せずに剛体的に挙動していると解釈される。この時、曲げモーメントは k^2 に反比例する。

曲げモーメントの振幅が最大となるのは、以上の二つの領域の境界であり、そのときの波数は $k_c = \sqrt{\frac{k_c}{EI}}$ で表され、その時の曲げモーメントの値は次のようになる。

$$M_{max} \approx \frac{\sqrt{EI k_c}}{2 - \left(\frac{2\pi}{\omega_0}\right)^2} \quad (2.27)$$

この時の応答のピークを準静的な構造応答のピークと呼ぶ。ここで、 ω_0 は解析上で得られる、heaveの固有円周波数 $\sqrt{\frac{k_c}{m}}$ を表し、 ω_c は準静的解析で曲げモーメントを最大にする波長に対応する波の円周波数である。特性周波数 ω_c 、特性波数 k_c 、およびその時の波長 λ_c (特性距離)は次の式で与えられる。

$$\omega_c = \sqrt{\frac{k_c g^4}{EI}} \quad (2.28)$$

$$k_c = \sqrt{\frac{k_c}{EI}} \quad (2.29)$$

$$\lambda_c = 2\pi\sqrt{\frac{EI}{k_c}} \quad (2.30)$$

ω_c/ω_0 がおおよそ1/3であるとすれば $M_{max} = \frac{f\sqrt{EI/k_c}}{2} \times (1+0.1)$ 程度になっている。

平面入射波が x 軸に平行でない場合には、準静的に曲げモーメントを最大にする波数 $k_s(\chi)$ および波長 $\lambda_s(\chi)$ は

$$k_s(\chi) = \frac{1}{\cos \chi} \sqrt{\frac{k_c}{EI}}$$

$$\lambda_s(\chi) = 2\pi \cos \chi \sqrt{\frac{EI}{k_c}}$$

となり、特性波数に対応する周波数は x 軸に平行な平面入射波の場合に比較して高周波数側に移るようになる。その時の最大曲げモーメントは波の入射方向に無関係に一定であることもわかる。

次に、固有周波数について考察する。固有値は一般に境界条件によって変化するが、最も単純な場合である無係留の、両端自由の場合の固有値を求めることにする。この場合には、両端で2階微分と3階微分がゼロになり、8個の未知係数を決定する連立方程式が trivial な解以外の解を持つための条件は、行列式がゼロであるという条件から、最終的に

$$\cos rL \cosh rL = 1 \quad (2.31)$$

が得られる。この解は $rL = 0, 4.730, 7.853, 10.996, \dots$ で与えられ、 $rL = 0$ を除き $\cos rL \approx 0$ が得られる。すなわち、 $rL = \pi \left(\frac{1}{2} + n\right)$ ($n = 1, 2, 3, \dots$) が予想され、この式は非常によい近似を与える。解の形から r は固有値のモードの波長の波数を与えている。すなわち、

$$n \text{ 次モード形状の波長} = \frac{2\pi}{r} = \frac{2L}{\frac{1}{2} + n} \quad (2.32)$$

$n = 1, 3, 5, \dots$ に対しては固有モードは

$$\phi(x) = \cos(rx) + \left(\cos \frac{rL}{2} / \cosh \frac{rL}{2}\right) \cosh(rx) \quad (2.33)$$

で表される。 $n = 2, 4, 6, \dots$ に対しては

$$\phi(x) = \sin(rx) + \left(\sin \frac{rL}{2} / \sinh \frac{rL}{2}\right) \cosh(rx) \quad (2.34)$$

で与えられる。

式(2.25)を参考にして、 $nL = \pi(\frac{1}{2} + n)$ を ω について解くことで、構造の同調周波数 ω_n が次のように与えられる。

$$\begin{aligned}\omega_n &= \sqrt{\frac{\pi^4 EI}{mL^4} \left(\frac{1}{2} + n\right)^4 + \frac{k_c}{m}} \\ &= \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_s}{L}\right)^4 \left(\frac{1+2n}{4}\right)^4}\end{aligned}\quad (2.35)$$

heaveの固有周波数 ω_0 に次数 n と特性距離 λ_s と浮体の長さ L で決まる係数がかかった形になっており、明らかにheaveの固有周波数 ω_0 よりも大きくなっている。このことは、鈴木がエネルギー保存の考察から導いた一番目の性質に矛盾しない。例えば、 $n=1, 2$ に対して、

$$\omega_1 = \omega_0 \sqrt{1 + 0.316 \left(\frac{\lambda_s}{L}\right)^4} \quad (2.36)$$

$$\omega_2 = \omega_0 \sqrt{1 + 2.44 \left(\frac{\lambda_s}{L}\right)^4} \quad (2.37)$$

となる。

同調には偶関数型(前後対称)、奇関数型(前後反対称)なモードの二種類があるがこのうちの例えば偶関数モードは式(2.33)で与えられる。このとき変位は

$$w(x, t) = \phi(x)(a_2 \sin \omega t + a_3 \cos \omega t) \quad (2.38)$$

で表される。式(2.38)は式(2.6)の斉次の解になっていることを考慮し、外力と釣あっているとすれば

$$c\dot{w}(x, t) = f \sin(kx - \omega t) \quad (2.39)$$

$$\text{つまり、} c\omega \phi(x)(a_2 \cos \omega t - a_3 \sin \omega t) = f(\sin kx \cos \omega t - \cos kx \sin \omega t) \quad (2.39)$$

両辺にモード関数 $\phi(x)$ をかけて全長にわたり積分すると $a_2 = 0$ 、 a_3 は以下の式で与えられることがわかる。

$$a_3 = \frac{\int_{-L/2}^{L/2} \phi(x) \cos kx dx}{c\omega \int_{-L/2}^{L/2} \phi^2(x) dx} \quad (2.40)$$

斜め波中ならば、式(2.40)式中の k を $k \cos \chi$ で置き換えればよい。

この式の名分の積分を計算すると $L/2$ になるから、ピークの高さは減衰係数と同調周波数と浮体長さに反比例するということがわかる。もう一点重要なことは式(2.40)によれば、同調時のピークの高さは荷重のパターンと生じる変形モードパターンとの関数の内積に比例するということである。荷重とモードのパターン同士が一致すれば大きな応答が生じる可能性があるが、荷重とモードのパターンが全く異なれば大きな同調応答は生じない[58]。受ける波力を小さくすること、減衰を大きくすることも重要であろう。減衰を大きくするためには、船体のrolling動揺を抑えるために用いられているフィンスタブライザーのようなものも考えられるだろう。これは式(2.6)中では、減衰係数 c を大きくすることに対応している。本論文の全編にわたって、線形解析をベースとした周波数応答解析を行っている。そのためにモリソン式でいう抗力項のような減衰として働く2次項が考慮されていないが、実際にはブレース部などでは抗力が卓越することも予想され、減衰係数は大きくなることが予想される。

最後に、超大型浮体の構造応答に重要であると考えられ、従来から考慮されている構造応答を極大にする重要な現象である、浮体長さ L と波長 λ とのマッチング応答について述べておく。これは第1章で式(1.1)と

して紹介した現象であり、次のように導くことができる。式(2.6)から、単位振幅の波中で浮体長さ L の浮体が剛体的に変位するとすれば、その時の剛体変位量 u_0 は、慣性項を無視して、

$$u_0 = \frac{2}{kL \cos \chi} \sin \frac{kL \cos \chi}{2} \sin \omega t \quad (2.41)$$

で与えられる。ただし、簡単のために減衰係数 c はゼロとし、また、剛体変位は波頂が浮体中央部に達した時に最大になると仮定する。両端自由という条件の下で2回積分して、浮体中央部での曲げモーメントが得られる。

$$\begin{aligned}F &= - \int_{-L/2}^x k_c (\cos(kx \cos \chi) - u_0) dx \quad \text{せん断力} \\ M &= \int_{L/2}^x F dx \quad \text{曲げモーメント}\end{aligned}$$

これより、

$$M(x, t) = f \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \times \left(1 - \cos \frac{\pi L}{\lambda} - \frac{\pi L}{2\lambda} \sin \frac{\pi L}{\lambda}\right) \quad (2.42)$$

が得られる。この式を極大にするのは、浮体の長さ L が小さな範囲ではほぼ $\lambda = L$ の時であり、しばしば、船舶に働く最大曲げモーメントとして用いられる。また、式(2.42)の形から、基本的に浮体が長いほど大きな構造応答が生じることが予想できる。なお、静的な問題で浮体が剛体的に挙動すると考えられるのは、浮体の長さ L が特性距離に比較して短い範囲である。

2.2.2 縦振動、ねじり振動、面内たわみ振動

以上で述べたのは、最も基本的な面外方向へのたわみに関するモデルである。浮体が大きくなると、たわみだけでなく軸方向への縦振動、ねじり、面内のたわみも固有値が波の周波数範囲に入ってきたり、(準)静的にも応答が大きくなる可能性があるという点で重要である。浮体の面外たわみを弾性支床上の一次元梁として、簡易な解析解を導いたように、ねじりなどの変形についても簡易な解析解を導く。

縦振動の振動方程式は次のようになる。

$$m \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - EA \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = f_z \sin(kx \cos \chi - \omega t) \quad (2.43)$$

ここで、 m は付加質量を加えた軸方向への質量、 EA は軸剛性、 f_z は単位長さ当たりに働く軸方向の波荷重、 u は軸方向の変位を表す。 f_z は2.1節では特に示さなかったが、 $\cos \chi$ に比例するような関数であることが容易に予想される。

両端自由の場合の定常状態の解は、 $p = \sqrt{\frac{m\omega^2}{EA}}$ として、

$$\begin{aligned}u(x, t) &= u_0 \sin(kx \cos \chi - \omega t) \\ &\quad - u_0 \frac{k \cos \chi \cos \frac{kL \cos \chi}{2}}{p \cos \frac{pL}{2}} \sin px \cos \omega t \\ &\quad + u_0 \frac{k \cos \chi \sin \frac{kL \cos \chi}{2}}{p \sin \frac{pL}{2}} \cos px \sin \omega t\end{aligned} \quad (2.44)$$

$$\text{ただし、} u_0 = \frac{f_z}{-m\omega^2 + EA(k \cos \chi)^2} \quad (2.45)$$

で与えられる。式(2.44)によれば、浮体中央付近では $kL \cos \chi / 2 = (4n-3)\pi/2$ で極大値をとることがわかる。また、式(2.44)の奇次項の分母がゼロになる条件が構造の同調の条件である。この条件から構造の縦振動の固有値は $\sin pL = 0$ 、すなわち、

$$\omega_n = \frac{n}{L} \pi \sqrt{\frac{EA}{m_x}} \quad (2.46)$$

となる。

次に、ねじり振動について考える。浮体の断面は一般には単純な円形あるいは環状ではないので、単純なねじりだけではなく、他の成分と連成していることが予想される。しかし、ここでは本質をつかむために単純化するという目的に従って、連成項を考慮しないものとする。断面形状が円(筒)形でない場合には曲げねじりとして知られる、軸方向への応力等が生じ、またブレースなどの斜め部材には大きく影響すると考えられるので、ねじり振動は重要である。ねじり振動の方程式は、

$$-I_p \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} + GJ \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} - k_{xx} \theta = m_x \sin(kx \cos \chi - \omega t) \quad (2.47)$$

I_p は付加(回転)質量を含む軸回りの回転質量を、 GJ はねじり剛性を、 m_x は単位長さ当たりに働く波荷重(モーメント)、 $\theta(x, t)$ は回転変位、 k_{xx} は単位長さ当たりの復元モーメントに関する係数を表す。この微分方程式は、縦振動の方程式に復元力が加わった形式になっている。一般解は、

$$\theta(x, t) = \begin{cases} \frac{m_x}{I(\omega_0^2 - \omega^2) + GJ(k \cos \chi)^2} \sin(kx \cos \chi - \omega t) \\ + (a_1 \sin \alpha x + a_2 \cos \alpha x) \sin \omega t \\ + (b_1 \sin \alpha x + b_2 \cos \alpha x) \cos \omega t & \text{for } \omega > \omega_0 \\ \frac{m_x}{I(\omega_0^2 - \omega^2) + GJ(k \cos \chi)^2} \sin(kx \cos \chi - \omega t) \\ + (a_1 \sinh \alpha x + a_2 \cosh \alpha x) \sin \omega t \\ + (b_1 \sinh \alpha x + b_2 \cosh \alpha x) \cos \omega t & \text{for } \omega < \omega_0 \end{cases} \quad (2.48)$$

で与えられる。ただし、ここでは ω_0 は式(2.46)の上で与えられる roll の固有周波数を表し、 α は

$$\begin{aligned} \omega_0 &= \sqrt{\frac{k_{xx}}{I_p}} \\ \alpha &= \sqrt{\frac{I[(\omega^2 - \omega_0^2)]}{GJ}} \end{aligned} \quad (2.49)$$

となっている。 a_1, a_2, b_1, b_2 は境界条件が与えられて初めて決定される、未知係数である。

両端が自由の場合には式(2.48)の一階微分が両端でゼロとして、ねじり振動の固有値は

$$\omega_n = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_n}{L}\right)^2 \left(\frac{n}{2}\right)^2} \quad (2.50)$$

で与えられる。ここで、 λ_n はねじりに関する特性距離で、面外たわみの振動方程式と同様に準静的にねじりモーメントが最大になる波長として復元力を表す k_{xx} と剛性を表す GJ を用いて定義できる。式(2.48)の下式によれば、roll の固有周波数より低い周波数域の奇次解は指数型であり、両端で非常に大きくなり、中央部では小さくなる特性を持つから、中央付近では $\theta = \theta' \sin(k \cos \chi x - \omega t)$ のように、特解の項が重要に

なることが予想される。縦曲げの特性距離を得るのと同様の考え方に従えば、低周波数域では基本的に波に乗った形の変形をするから、式(2.47)中で、 k_{xx} 項が卓越し、

$$\theta = -\frac{m_x}{k_{xx}} \sin(k \cos \chi x - \omega t)$$

$$\text{ゆえにねじりモーメント } GJ \frac{\partial \theta}{\partial x} = -GJ \frac{m_x}{k_{xx}} k \cos \chi \cos(kx \cos \chi - \omega t)$$

となるだろう。この絶対値は波数 k について増加関数である。次により高い周波数では浮体は剛体的に挙動し、式(2.47)中で GJ 項が卓越し、

$$GJ \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = m_x \sin(kx \cos \chi - \omega t)$$

$$\therefore GJ \frac{\partial \theta}{\partial x} = -\frac{m_x}{k \cos \chi} \cos(kx \cos \chi - \omega t)$$

この絶対値は波数 k について減少関数である。これらねじりモーメントの二つの表現式が一致する波長がいればねじりモーメントの準静的な最大値であり、入射角をゼロとするときの波数(特性波数 k_s)と波長(特性距離 λ_s)は次のようになる。

$$\begin{aligned} -GJ \frac{m_x}{k_{xx}} k_s &= -\frac{m_x}{k_s} \\ \therefore k_s &= \sqrt{\frac{k_{xx}}{GJ}} \end{aligned} \quad (2.51)$$

$$\lambda_s = 2\pi \sqrt{\frac{GJ}{k_{xx}}} \quad (2.52)$$

この時の周波数 ω_s を定義することができる。

$$\omega_s = \sqrt{\frac{k_{xx} g^2}{GJ}} \quad (2.53)$$

$\omega > \omega_0$ の周波数領域について、両端が自由な場合について解を示すと

$$\begin{aligned} \theta(x, t) &= \frac{m_x k \cos \chi}{\alpha(GJ(k \cos \chi)^2 + I(\omega_0^2 - \omega^2))} \frac{\cos \frac{kL \cos \chi}{2}}{\cos \frac{\alpha L}{2}} \sin \alpha x \cos \omega t \\ &- \frac{m_x k \cos \chi}{\alpha(GJ(k \cos \chi)^2 + I(\omega_0^2 - \omega^2))} \frac{\sin \frac{kL \cos \chi}{2}}{\sin \frac{\alpha L}{2}} \cos \alpha x \sin \omega t \\ &- \frac{m_x}{GJ(k \cos \chi)^2 + I(\omega_0^2 - \omega^2)} \sin(k \cos \chi x - \omega t) \end{aligned} \quad (2.54)$$

浮体中央付近では、

$$\begin{aligned} \theta(0, t) &= -\frac{m_x k \cos \chi}{\alpha(GJ(k \cos \chi)^2 + I(\omega_0^2 - \omega^2))} \frac{\sin \frac{kL \cos \chi}{2}}{\sin \frac{\alpha L}{2}} \sin \omega t \\ &+ \frac{m_x}{GJ(k \cos \chi)^2 + I(\omega_0^2 - \omega^2)} \sin \omega t \\ &= \frac{m_x}{GJ(k \cos \chi)^2 + I(\omega_0^2 - \omega^2)} \left(1 - \frac{k \cos \chi \sin \frac{kL \cos \chi}{2}}{\alpha \sin \frac{\alpha L}{2}}\right) \sin \omega t \end{aligned} \quad (2.55)$$

実際の値を入力すると多くの場合に、上式中の第2項が卓越することがわかり、浮体中央付近では $\frac{EI \cos \chi}{2} = \frac{(2n-1)\pi}{2}$, $n=1, 2, 3, \dots$ の時に、 θ が極大に近い値をとることがわかる。この性質は、両端自由の場合、 $\omega < \omega_n$ についても成立することが簡単な計算で確認できる。

また、ねじりモーメントは $GJ \partial \theta / \partial x$ で与えられるから、 $\partial \theta / \partial x$ も応答には大事な要素であろう。浮体中央部で

$$\frac{\partial \theta(0, t)}{\partial x} = \frac{m_z k \cos \chi \cos \omega t}{GJ(k \cos \chi)^2 + I(\omega_0^2 - \omega^2)} \left(\frac{\cos \frac{k \cos \chi L}{2}}{\cos \frac{\omega L}{2}} - 1 \right) \quad (2.56)$$

で与えられる。ねじり振動は、水平面内のたわみ振動などと連成して大きな応答につながり得ると考えられる。

最後に面内たわみの振動の方程式は

$$m_y \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + EI_z \frac{\partial^4 \eta}{\partial x^4} = f_y \sin(kx - \omega t) \quad (2.57)$$

となる。 m_y は面内たわみ方向への付加質量を加えた質量を、 EI_z は水平面内の剛性を、 f_y は単位長さ当たりの面内方向の波荷重を表す。浮体の幅が広い場合には、せん断変形の影響も大きいと考えられるが、できる限り本質を残して簡単な解を得るという目的に従って、せん断変形の影響は考慮していない。式(2.57)は形式上、面外のたわみ振動を表す式(2.6)から復元力項が落ちた形になっている。

従って、固有値は式(2.35)で $k_z \rightarrow 0$ としたものと同一形式になる。

$$\omega_n = \sqrt{\frac{\pi^4 EI_z}{m_y L^4} \left(\frac{1}{2} + n \right)^4} \quad (2.58)$$

固有値以外の構造応答のピークという点では、水平面内の振動では係留が存在しない限り復元力が存在せず、低周波数域において弾性的に挙動する領域がないから、式(2.26)で表される構造応答の準静的なピークも存在しない。この場合には、マッチング応答を表す式(2.42)が有効である。なお、面外振動において、マッチング応答は復元力によって、波面上昇に合わせて変位することで説明されたが、復元力のない水平面内振動の場合には、慣性力が復元力と同じ働きをする。すなわち、浮体の中央部に波頂が達したときに慣性力と波力が釣り合って、その場合に剛体変位が最大になると仮定することで、剛体変位 v_0 は

$$v_0 = -\frac{2f_y}{m\omega^2 k L \cos \chi} \sin \frac{\sin k L \cos \chi}{2} \sin \omega t$$

が得られる。後は面外振動についてマッチングの条件が得られたように、両端自由の条件の下で2回積分を行うことで、浮体中央部曲げモーメントが得られる。結果は、式(2.42)と同じ結果になる。ただし、この場合の f は単位長さ当たりの水平方向の荷重の大きさ f_y を表す。

2.3 面外たわみ振動の例

浮体の波浪中応答の基本的な特性を知るために、計画例を参考にしながら適当なモデルの設定をする。前節から、浮体のおおまかな挙動を決定する運動方程式は m, c, k_z, EI, f によって表される。また、あらかじめ浮体の幅は単位幅とし、浮体の長さ L をパラメータするボンツーン型浮体、セミサブ型浮体の応答特性を調べるものとする。弾性支床土梁の数値モデルに用いるパラメータから見た場合のボンツーン型の特徴は復元力 (k_z) と単位面積あたりの波力 (f) が大きく、曲げ剛性 (EI) が小さいことである。セミサブ型の特徴は復元力と波力が小さいこと、ローハルが長さ方向に連続的に付く型なら曲げ剛性が非常に大きく、付加質量を含めた質量 m が大きいことである。メガフロートで提案されているのがボンツーン型で、MOB で提案されているのがローハルのついたセミサブ型、関西新国際空港第1期浮体案に見られる例がローハルのないコラムだけのセミサブ型である。

外力の振幅 f は $\omega \rightarrow 0$ の時に、浮体の変位が波面上昇に等しいことが容易に推定されるから $f = k_z$ が得られる。ここで、 k_z は浮体の単位面積当たりの復元力係数である。その値はボンツーン型の場合に最大の値 $9800(\text{N/m}^2)$ とする。セミサブ型の場合、コラム径を D 、コラムの間隔を l とすれば $k_z = 9800 \times \pi/4 (D/l)^2 (\text{N/m}^2)$ と表される。 $D/l = 0.15$ (通常のセミサブ程度) ~ 0.5 (最大) とすれば $k_z = 175 \sim 2000 (\text{N/m}^2)$ となる。通常のセミサブで復元力が小さいのは、波浪中の動揺を小さくするために、波スペクトルに対して低周波数側に heave などの動揺の固有周波数を配置することで避けるからである。

次に、曲げ剛性 EI であるが、構造材にスチール $E = 2.06 \text{E}11 (\text{N/m}^2)$ を使うとして、ボンツーン型の場合には、例えば、深さ $5(\text{m})$ 、板厚 $30(\text{mm})$ の箱型の場合には $EI = 7.73 \text{E}10 (\text{Nm}^2)$ であるから、単位幅当たり $EI = 10^{10} \sim 10^{12} (\text{Nm}^2)$ 程度になるだろう。セミサブ型でローハルがつく場合には、例えば、吉田と西垣らの示した空港 [83] のローハル付セミサブ型浮体による計画例ではコラムが剛体的に働くことと仮定して、単位幅当たり $EI = 2.7 \text{E}13 (\text{Nm}^2)$ となっており、AKER H-3 の例では同 $4.0 \text{E}12 (\text{Nm}^2)$ 、MOB の例では同 $1.39 \text{E}13 (\text{Nm}^2)$ 程度と推定されることから、 $EI = 10^{12} \sim 10^{14} (\text{Nm}^2)$ 程度である。ローハルがないセミサブの場合には関西新国際空港の第1期浮体式案に見られる浮体の $EI = 2.12 \text{E}11 (\text{Nm}^2)$ を参考にすると、 $EI = 10^{10} \sim 10^{12} (\text{Nm}^2)$ 程度と考えられる。

付加質量を加えた単位面積当たりの質量 m の範囲については次のように考えられる。デッキ部に働く静的な荷重(重量)は、最小で(建物だけ) 300 kgf/m^2 、最大で 4000 kgf/m^2 であると考えられる。ただし、大型浮体に作用するいわゆる死荷重が 4000 kgf/m^2 というのは、かなり上位の見積りであると思われる。これに対応する質量に付加質量と構造自身の重量を加えて、 $m = 2000 \sim 8000 (\text{kg/m}^2)$ 程度であると考えられる。

Table 2.1: examples of values of flexural rigidity

	flexural rigidity per unit width (Nm^2/m)
kansai int'l airport float- ing structure(1st phase)	2.12E11
MOB	1.39E13
Nishigaki	2.7E13
Aker H-3	4.0E12

以上のことから、諸数値を Table 2.2 のように決定した。前節で、応答に関係する重要なパラメータであることが示された、特性距離などについても同表中に示した。セミサブ型はローハルのついたモデルを想

Table 2.2: principal dimensions of two typical structures(per unit width)

	pontoon type	semi-submersible type
flexural rigidity EI (Nm^2/m)	6.4E10	1.3E12
mass + added mass m (kg/m^2)	5000.0	4400.0
restoring force coef. k_r (N/m^3)	9800.0	235
damping coef. c (Nsec/m^3)	30.0	30.0
heave natural freq. ω_0 (rad/sec)	1.4	0.23
characteristic length λ_s (m)	320	1,700

定している。それぞれの場合について、浮体の長さ L は 100, 300, 500, 1000, 2000(m) の 5 パターンとする。

2.3.1 変位応答

本論文での主な興味対象は構造応答であるが、本章で紹介した簡易解析手法で構造応答を求める過程では、より基本的な結果として変位応答が得られる。第1章に述べたように、大型浮体の用途によっては変位応答が問題になり、特に空港用途とする場合には、許容される変位が極めて厳しいものになることが予想され、超大型浮体の場合でも設計上、変位応答は重要である。幾つかの変位応答の結果について示す。

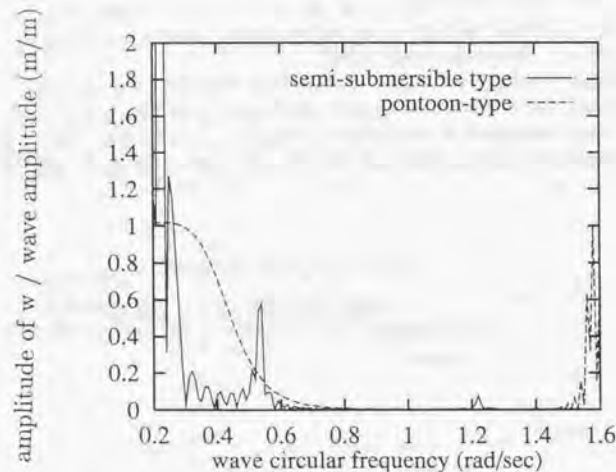
Fig. 2.3: R.A.O. of vertical deflection at the center of two types of structures; $L=2000(\text{m})$

Fig.2.3には浮体の長さが2000(m)の場合のそれぞれの形式の構造について、浮体中央付近の変位の周波数応答曲線を示した。セミサブ型では低周波数域に heave あるいは pitch の動揺の固有周波数が存在するために、変位応答が非常に大きくなる同調周波数がある。それ以外の周波数では応答は比較的小さい。ポンツーン型の変位の周波数応答曲線では低周波数域ではなだらかな曲線になり、応答はセミサブ型に比較して大きくなっている。円周波数 $\omega > 1.0(\text{rad}/\text{sec})$ の非常に高い周波数域になると、どちらの形式の浮体についても変位応答は小さくなって、大きな差は生じない。これは大きな船ほど安定的で揺れないという事実があるように、大型浮体では波力が位相的に打ち消し合う効果がより現れるのでポンツーン型でも変位応答は小さい[23]からである。逆にセミサブ型浮体では同調周波数が含まれている場合もあり、その場合にはむしろ、ポンツーン型浮体に比べてセミサブ型の浮体の方が変位応答が大きくなり得る。

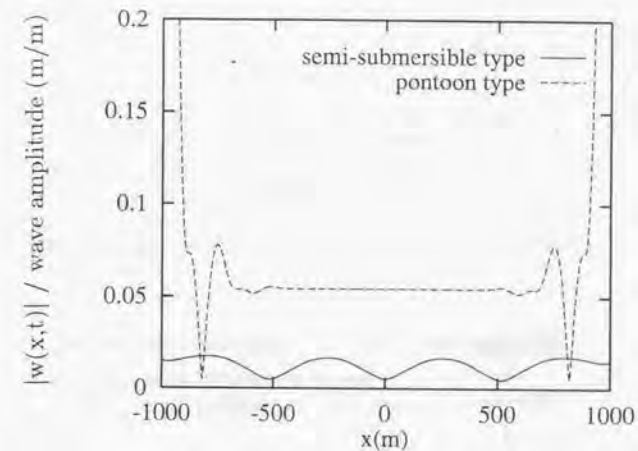
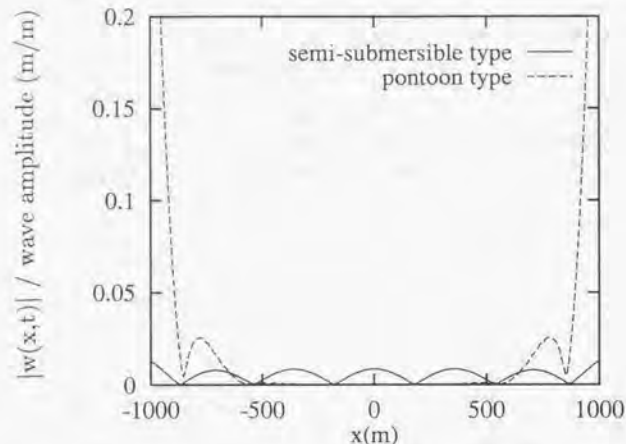
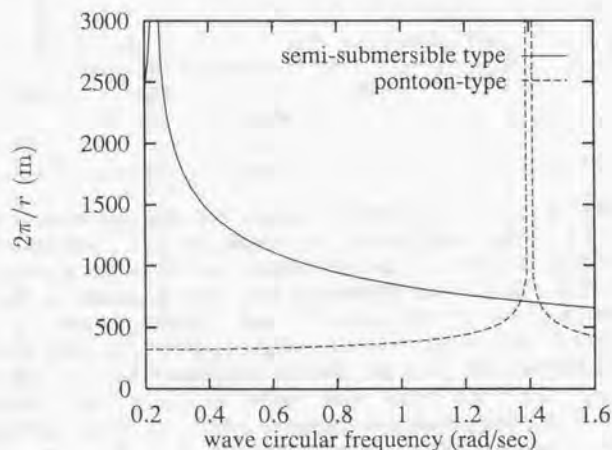
Fig. 2.4: distribution of vertical deflection of two types of structures, $L=2000(\text{m})$, $T=10.0(\text{sec})$, $L/\lambda=12.8$

Fig.2.4は入射波周期 10(sec)、つまり円周波数 $0.628(\text{rad}/\text{sec})$ の時の変位応答の絶対値の長さ方向 x への分布を示す。Fig.2.5は同様に入射波周期 5(sec)、つまり円周波数 $1.26(\text{rad}/\text{sec})$ の時の変位応答の分布である。セミサブ型では変位応答振幅の長さ方向の分布が周期的であることがわかる。図からセミサブ型浮体では二つの周期に対してはほぼ同じ程度の空間的な変形の波長、それぞれ 500(m), 400(m)、を持っている。このときの入射波の波長はそれぞれ、156(m), 40(m) だから波長とは直接的な関係がない。

この浮体の変形の波長は、式(2.25)で与えられる r の性質から説明できる。 $2\pi/r$ は長さの次元を持ち、生じる現象の長さ方向の周期を表している。Fig.2.6はそれぞれの円周波数での $2\pi/r$ について示したものである。周波数によって大きな変化があるのは、heave の固有値付近においてだけであり、それ以外の周波数ではほぼ同じ程度の長さになることがわかる。 $2\pi/r$ は式(2.25)中で $\omega \rightarrow 0$ とする時に特性距離に等しくなることから、生じる現象の長さ方向の周期は特性距離で決まっていることもわかる。例えば、円周波数 $0.628(\text{rad}/\text{sec})$ 程度なら $2\pi/r = 1000(\text{m})$ であり、絶対値では負の部分折り返して、500(m) の周期を持つ。ところで、同様に考えると、このグラフのポンツーン型浮体の変位応答の分布は 200(m) 程度の変形の

Fig. 2.5: distribution of vertical deflection of two types of structures, $L=2000(\text{m})$, $T=5.0(\text{sec})$, $L/\lambda=39$ Fig. 2.6: $2\pi/r$; parameter concerning deflection pattern of two types of structures defined in Eq.(2.25)

周期を持つと予想されるが、Fig.2.4.2.5ではそのような変形が見られない。このことは、特性距離が減衰の距離を表す指標にもなっていて、中央部付近の応答は式(2.26)に示す特解のみでは決定され、 $2\pi/r$ の波長で表される応答(斉次解部分)の影響ほとんどを受けないことから説明される。

2.3.2 構造応答

まず、ポンツーン型浮体の構造応答について述べる。Fig.2.7に100(m),300(m),500(m),1000(m),2000(m)としたときのバジ型モデルの浮体中央デッキ部に生じる歪みの結果を示す。中立軸からのデッキ上部まで

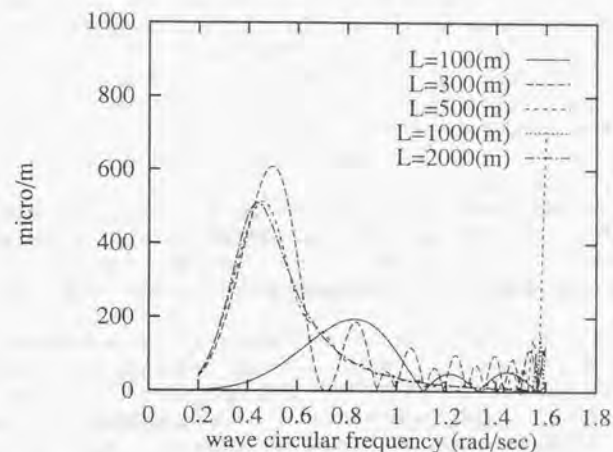


Fig. 2.7: R.A.O. of bending strains at the mid-ship of pontoon-type structure with increase of structures' length

の距離が5(m)であると仮定して、曲げモーメントを曲げ歪みに換算している。ポンツーン型浮体の弾性支床上梁モデルによる解では、浮体の長さが大きくなるに従って準静的な解析で導かれるモーメントを最大とするなら山型の周波数応答曲線に収束していくのがわかる。この周波数は $\omega = 0.44(\text{rad/sec})$ であり、本章で示した特性距離 λ の長さの波長に対応する。準静的な解析による曲げ歪みの最大値は、準静的な構造応答のピークの大きさを計算する近似式(2.27)から550(μ)程度が得られる。この近似式は解析結果とよく合っているといえる。このことは、浮体長を2000(m)とするとともに1000(m)とするとともに同じである。

以上から、従来から船体中央の縦曲げモーメントを計算するのに用いられている、式(2.42)では、浮体が長くなればなるほど大きな応答が生じるようになってしまいが、実際にはそうではないということがわかる。式(2.42)が有効でなくなるのは、浮体が非常に大きくなると、もはや剛体的には挙動しなくなり、波面上昇に従って変形する低周波数域が存在するからである。このことは式(2.42)を得る際の、剛体的に挙動するという仮定が崩れることを意味している。その代わりに、式(2.26)で決まる上限で抑えられ、準静的な構造応答のピークが存在するということになる。

ポンツーン型浮体の heave の固有周波数 $\omega_0 = 1.4$ (rad/sec) 以下の周波数では、浮体長がある一定以上になると浮体長にほぼ関係なく、ほぼ同じ周波数応答曲線が得られると考えられる。この部分の周波数応答曲線は準静的な構造応答のピークで決定されているといえる。それ以上の周波数では無数の固有値が見られる。

応答の最大値についてもう少し詳しくみていくと次のようになる。浮体長さ 100(m) の浮体の場合には、特性距離 320(m) に比べて短く、最大歪みが生じるのは浮体中央部で、浮体長さと同程度の長さになる周波数 $\omega = 0.8$ (rad/sec) 付近である (Fig. 2.8)。図中で 'elastic' は第 2 章で展開した簡易解析法による結果を、'rigid' は剛体として得られる式 (2.42) の結果を示す。この場合には二つの曲線は非常に良く一致しているといえる。特性距離にほぼ長さが等しい浮体長さが 300(m) の場合には、最大の歪みが生じているのは、浮体長と波長がマッチングする周波数 $\omega = 0.5$ (rad/sec) 付近である (Fig. 2.9)。この周波数は特性周波数にも近くなっていて、図中に示した簡易解析法と剛体と仮定する時の結果の相関は悪い。浮体長が 500(m) になると、特性周波数 $\omega = 0.44$ (rad/sec) 付近で最大の歪みを生じており、しかも、端部付近をのぞく至るところでは一定の曲げ歪みが生じていることがわかった。特性距離が 320(m) であるから、浮体長は 1.5 倍から 2 倍である。浮体の長さが 300(m) という特性距離程度の長さの浮体の応答では、式 (2.42) で表される応答と準静的な応答の間の遷移域であることがわかる。1000(m) の時にも、同じ周波数で曲げ歪みが最大になり、端部を除いた至るところで一様な曲げ歪みが生じていた。浮体長さ 500(m) とするときと比べて周波数応答曲線が若干ならかになっている。浮体長さが 2000(m) では 1000(m) のときの周波数応答曲線とはほぼ一致している。

ポンツーン型の浮体では、波が有効なエネルギーを持つ範囲と比較して heave の固有周波数が高く大部分が慣性力を考えなくてもよい範囲であると思われる。浮体の剛性を考えなくてもよい特性距離 $\lambda > 2 \times L$ (浮体長さ) の範囲ならば、式 (2.42) が適用でき、浮体長さが特性距離の 2 倍程度の長さならば、後述する Table 2.4 から浮体の挙動は弾性的で、準静的な構造応答のピークに代表される応答を示す。

次にセミサブ型浮体の応答計算の結果について示す。浮体長さを変えていく際の浮体中央デッキ部に生じる曲げ歪みの変化について示す (Fig. 2.10 参照)。ここで中立軸からの最大距離を 20(m) と仮定して、曲げ応力を曲げひずみに換算した。一般に浮体長を大きくする際に、曲げ歪みは大きくなり、浮体長さが 500(m) 以上になると、弾性体としての固有周波数が波がエネルギーを持ちうる周波数範囲 $\omega = 0.3 \sim 1.3$ (rad/sec) に現れてくる。特性周波数は $\omega = 0.19$ (rad/sec) であり、対応する歪みは 230(μ) 程度である。非常に低い周波数では歪み応答がこの程度の値にまで達することが予測されるが、波スペクトルとの周波数上の相対的な位置関係を考慮すると、ローハルのつくセミサブ型の浮体では準静的な構造応答のピークはあまり問題にならないようである。浮体長が長くなるにつれて、応答周波数曲線が収束するという結果は見られず弾性体としての固有値での同調的な応答が目立つ。heave の固有周波数が円周波数 $\omega = 0.23$ (rad/sec) に存在しているので、ここに示す大部分の周波数域で慣性項が卓越する。

Fig. 2.11 に浮体の長さを 100(m) とするときのセミサブ浮体の浮体中央部のモーメントの比較計算結果を示す。(2.42) で表される簡易なモーメント算定式と弾性支床モデルでの計算結果をデッキ上面についての中立軸からの距離を 20(m) と仮定した時の曲げひずみの形で示している。グラフ中ではそれぞれ 'rigid' と 'elastic' で表される。両者はほぼ一致し、簡易な浮体中央部モーメント算定式でも弾性支床上の梁モデルと同程度の結果を出すことがわかる。これは、浮体が剛体的に挙動していることを示している。Fig. 2.12 には同様に浮体の長さを 300(m) とするときの浮体中央部のモーメントの比較計算結果を示している。やはり剛体的な挙動を示している。特性距離は 1700(m) であるから、浮体長さはそれに比べて 1/6 程度である。

浮体の長さが 500(m) になってくるとやや挙動が変わってくる。同調周波数が波がエネルギーを持つ範囲に入ってくることになるからである。'rigid' で表される、浮体を剛体とする準静的な計算では、動的な影響は考慮されない。構造の弾性体としての固有値的な挙動を含めるためにはなんらかの形で動的な影響を考慮しなければならない。そのためには DAF の概念がある [4]。DAF は Dynamic Amplification Factor

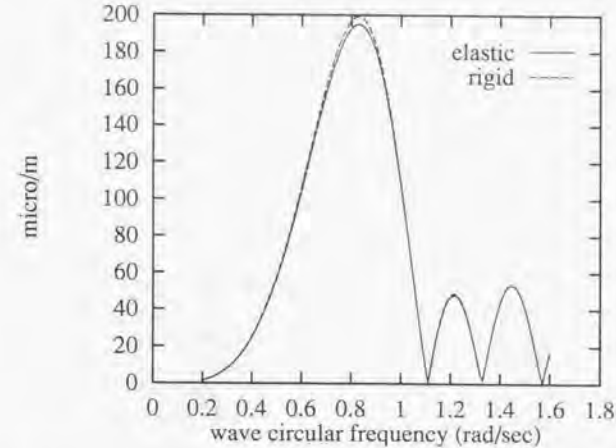


Fig. 2.8: R.A.O. of bending strain at the mid-ship of pontoon-type structure; $L = 100$ (m)

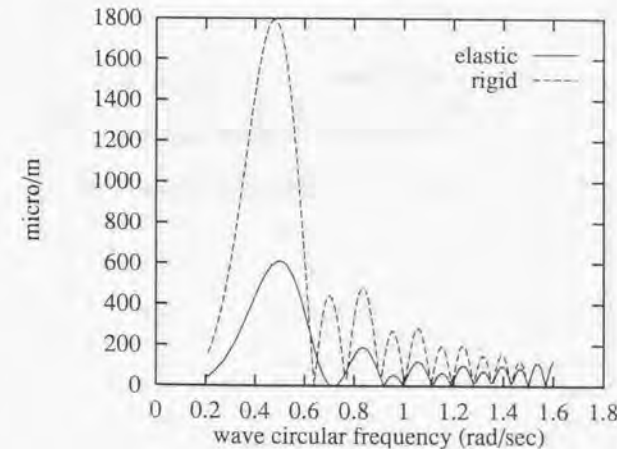


Fig. 2.9: R.A.O. of bending strain at the mid-ship of pontoon-type structure; $L = 300$ (m)

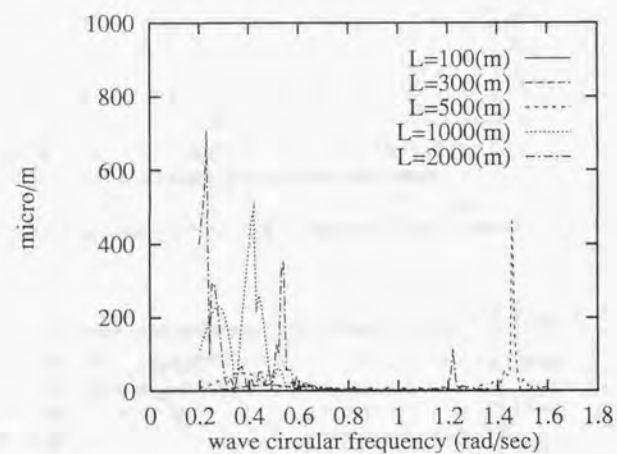


Fig. 2.10: R.A.O. of bending strains at the center of semi-submersible type structure with increase of structures' length

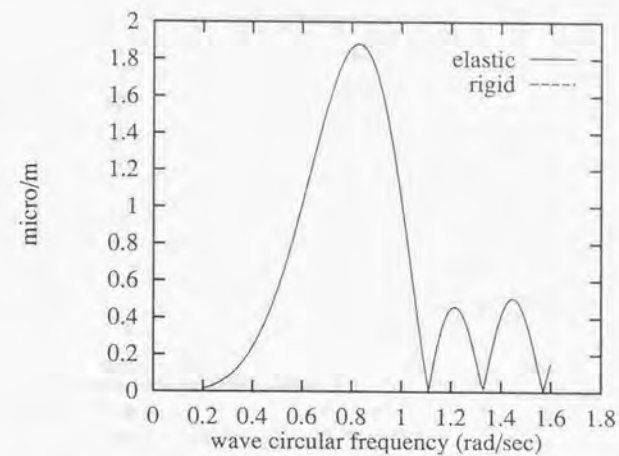


Fig. 2.11: R.A.O. of bending strain at the center of semi-submersible type structure; $L= 100(m)$

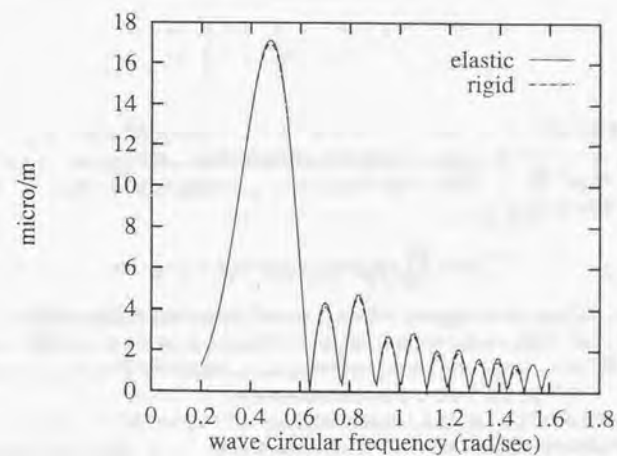


Fig. 2.12: R.A.O. of bending strain at the center of semi-submersible type structure; $L= 300(m)$

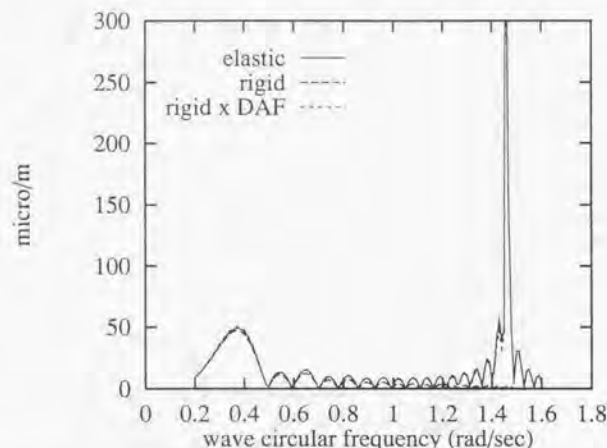
Fig. 2.13: R.A.O. of bending strain at the center of semi-submersible type structure; $L=500(\text{m})$

Table 2.3: natural frequencies of semi-submersible type structure of 2000(m)

n=1	n=2	n=3	n=4	n=5	n=6
0.24	0.35	0.55	0.83	1.23	1.69

の略で、(準)静的な解析で得られた結果に、DAFを掛けることで、動的な影響を採り入れようというものである。DAFはモード法の考えを用いて方程式をモード座標に変換し、直交性をいかして連成項を落とした時に、モード座標に関して一自由度の振動問題になるところから得られる概念である。 ξ_n を第 n モードに関する減衰係数であるとして、

$$DAF(\omega) = \prod_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\{1 - (\omega/\omega_n)^2\}^2 + 2(\xi_n \omega/\omega_n)^2}} \quad (2.59)$$

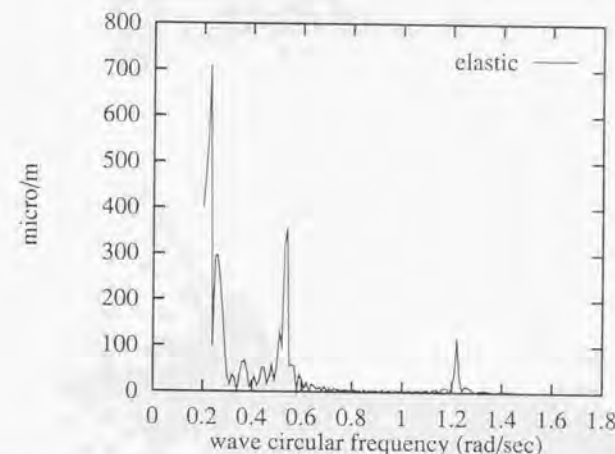
と与えられる。式(2.42)で与えられるモーメントにDAFを掛けることで動的な影響を考慮する。式(2.59)中の ω_n は、式(2.35)で決定されることになる。Fig.2.13中の'rigid x DAF'で示される曲線はこのようにして得られた曲線であり、'elastic'で表される元の解析解とほとんど差がないことがわかる。実際に設計に用いる場合には、減衰係数の設定をうまくとることが重要であろう。

1000(m)を越える浮体では、固有値的応答が非常に顕著になってくる。式(2.35)から、例えば $L=2000(\text{m})$ の場合の構造の固有周波数は式(2.35)から、Table 2.3のように与えられる。Fig.2.14にこの場合の浮体中央デッキ部での曲げ歪み周波数応答曲線が示されている。Table 2.3で予想される固有周波数のうち、偶数次数のピークがFig.2.14中に見当たらないのは、調べているのが浮体中央デッキ部の歪みで、対応するモー

Table 2.4: formula to use as a simple method

	$2 \times \text{structure length} < \lambda_s$	$\text{structure length} \approx \lambda_s$	$\text{structure length} > 2\lambda_s$
$\omega < \omega_0$	eqn.(2.42)	—	eqn.(2.26)
$\omega > \omega_0$	eqn.(2.42) \times DAF	—	eqn.(2.26) \times DAF

ド形状が中央部でちょうど節になるからである。次数が高くなるほど応答のピークが低くなっているのは、式(2.40)から、応答のピークの高さが同調周波数に反比例すること、高いモードほど波力のパターンを表す関数との関数の内積が小さくなることなどで説明される。

Fig. 2.14: R.A.O. of bending strain at the center of semi-submersible type structure; $L=2000(\text{m})$

以上簡単な考察から得られた、浮体に働くモーメントの簡易算出法についてTable 2.4にまとめる。ただし、表中の空欄および行に当てはまらない部分については簡易計算法は得られなかった。たとえばボンツーン型のkmオーダーの超大型浮体では、波がエネルギーを有すると考えられるほとんどの周波数域で、表中の1-2部分に当たり、1km以下のセミサブ型の浮体では1-1,2-1部分に当たる。

ボンツーン型とセミサブ型を比較した時に、同調周波数以外では一般的にセミサブ型では曲げ歪みが小さく、ボンツーン型の方が曲げ歪みが大きいことがわかる。これはセミサブ型浮体が単位面積あたりに受ける波力が、ボンツーン型のそれと比較して小さいことが一番の理由であると考えられる。仮に波のスペクトルをISSCスペクトルで与えるとして(第4章参照)、 $T_{01}=10.0(\text{sec})$ 、 $H_{1/3}=1.0(\text{m})$ とするときのひ

ずみ応答の応答スペクトルの標準偏差で比較すると、ポンツーン型の浮体では浮体の長さが100(m)では、 $25(\mu)$ 程度、300(m)では $100(\mu)$ 程度、500(m)以上では全ての場合に $90(\mu)$ 程度になった。一方、セミサブ型では浮体長さ100(m)では $0.25(\mu)$ 程度、300(m)では $3(\mu)$ 程度、500(m)では $6(\mu)$ 程度、1000(m)では $40(\mu)$ 程度、2000(m)では $22(\mu)$ 程度になっている。全体的にセミサブ構造の方が応答が小さくなることわかる。ポンツーン型では低い周波数領域ではほぼ一定して大きな応答が生じ、うねりを考えた場合には構造物が危険にさらされる可能性がある。

最後に2000(m)の長さのセミサブ型浮体とポンツーン型浮体の長さ方向への周波数応答曲線の分布を示す(Fig. 2.15)。横軸には周波数を、縦軸にはデッキ部に生じる歪みを、奥行き方向には浮体中央からの距離をとっている。曲げモーメントを歪みに換算する際には、ポンツーン型浮体の浮体深さは5(m)とし、セミサブ型浮体では20(m)と仮定した。中央付近で最も大きな曲げモーメントが生じていることがわかる。全体構造設計は特に浮体の中央断面近辺での応答が重要になることがわかる。

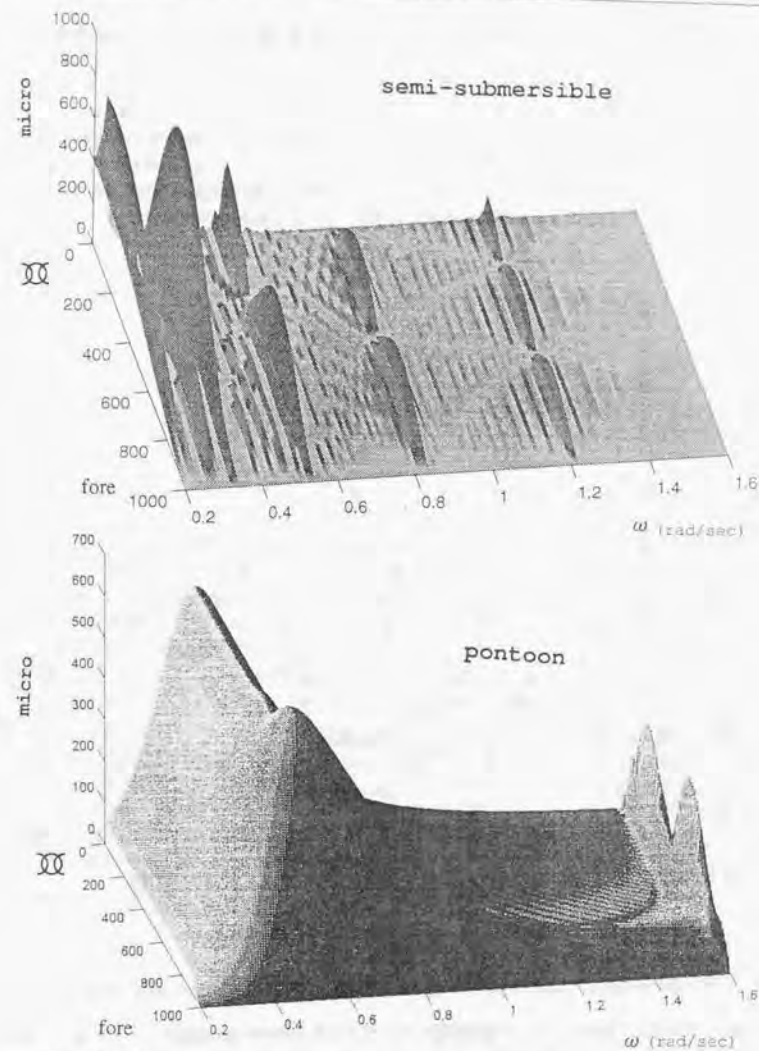


Fig. 2.15: bird's eye view of response curves of two types of structures; $L=2000(m)$

2.4 考察: 波浪中応答特性からみた超大型半潜水式浮体の設計方針

ポンツーン型浮体では浮体長さがある程度以上では周波数応答曲線が収束するという性質をもつために応答の標準偏差もほぼ収束している。それに比べてセミサブ型では、応答曲線の形が固有値の存在により大きくかわり、固有値次第では浮体長が短くても応答の標準偏差は大きくなる場合がある。従って大型のセミサブ浮体では、全体構造応答の固有値の位置をどこに配置するかということが設計上重要になるだろう。

同調回避の観点から波スペクトルのどの位置に構造の固有値を配置するかを考える必要がある。例を示したのが Fig. 2.16 である。Fig. 2.16 は横軸に周波数を取っており、曲線は代表的な波のスペクトルを表すも

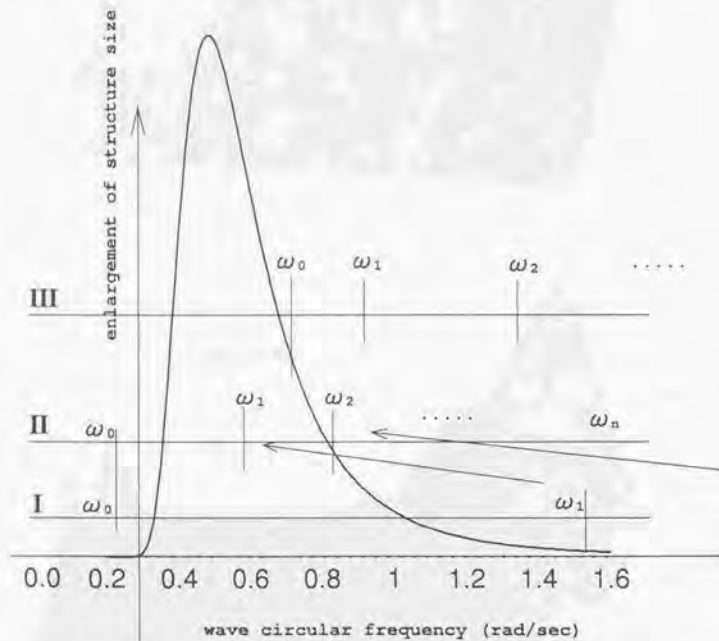


Fig. 2.16: comparison of dynamic characteristics of floating structures with typical wave spectrum

のとする。I で表される直線上には、中規模程度のセミサブタイプの固有値の配置を示している。中規模あるいはそれより小さいセミサブでは耐震性の点で heave の固有値を低周波数域に持ってくることで避ける。構造の固有値は波スペクトルのエネルギーを持ち得る範囲を越える周波数域に配置されている。ところが、構造が大型化すると低次モードから準により高い周波数に固有値が存在するようになる(同図中の II で表さ

れる直線を参照)。最低次の同調を避けるためには

$$\omega_1 = \omega_0 \sqrt{1 + 0.316 \left(\frac{\lambda_s}{L}\right)^4} > 1.5$$

のようにならないといけないので、浮体の長さが制限される。その限界の例がセミサブ浮体の例でみた 500(m) という数字であった。さらに長い浮体を作ろうとすると、別の回避の方法を考える必要がある。例えば、最低次モードの固有周波数 ω_1 をスペクトルの左側(低周波数側)に持ってきて、2 次モードの固有周波数 ω_2 をスペクトルの右側(高周波数側)に配置することも考えられる。すなわち、

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \omega_0 \sqrt{1 + 0.316 \left(\frac{\lambda_s}{L}\right)^4} < 0.2 \\ \omega_2 &= \omega_0 \sqrt{1 + 2.44 \left(\frac{\lambda_s}{L}\right)^4} > 1.5 \end{aligned}$$

そのためには、

$$\frac{1 + 2.44(\lambda_s/L)^4}{1 + 0.316(\lambda_s/L)^4} = \left(\frac{1.5}{0.2}\right)^2 = 56.25 \quad (2.60)$$

となる。左辺は高々 $2.44/0.316 = 7.72$ なので、波スペクトルをまたぐような固有周波数の配置はほぼ不可能である。同様にねじりなどの固有周波数をスペクトルの左右に振り分けるのは容易ではない。

セミサブ型の浮体で、heave の固有周波数の低い場合には構造の弾性体としての同調を避けられない場合があることが予想される。一方で、同調しても応答量を小さくする工夫ができればよいだろう。同調時の応答量は簡単に式 (2.40) で表される。この式は同調時の入射波長が浮体の変形モードに対して、十分に小さくできれば同調応答は大きく励起されないと解釈でき、過度な同調応答の生じない入射波長と変形モードの波長の比の目安を探ることも重要になるだろう。

次に考えられるのは、heave の固有周波数を高い領域に配置して、構造の固有周波数全体を高めに配置することである (Fig. 2.16 中の III 参照)。そのためには、 L_s を大きくする必要があり、支持浮体の水線面積が増えて受ける波強制力も大きくなるから、低周波数域では応答が大きくなる。変位応答特性は悪化すると考えられるが、大型浮体ではそもそも受ける波力が位相差によって打ち消し合い変位応答はそもそも小さいのでそれほど変位応答特性の悪化は大きな問題にならないと考えられる。heave の固有周波数が上がれば同時に roll などの固有周波数も高くなり、ねじり振動の固有周波数も上昇する。関西新国際空港第 1 期浮体案に見られる例では、おそらく意図はしていなかったものの、コラムが大きいタイプの浮体になっており、弾性体としての固有値は高いところに配置するようになる III 型であるといえるだろう。

Chapter 3

数値解析理論および検証

この章で提案する多数浮体で支持される大型浮体の波浪中構造応答の数値解析法は、既に具によって提案されている数値解析法 [10] を発展させたものである。具の解析法では、流体領域では特異点分布法 [11] と影本 [22] の相互干渉の理論が組み合わせて用いられ、構造領域については FEM が用いられている。ここではさらに、流体領域については group body の概念を用いて拡張し、構造領域については部分構造法を応用する [40][43] ことでより大きな構造を扱うことができるようになる (Fig. 3.1 参照)。group body の概念はここで新たに提案するものである。

大型構造物の構造解析の手法の一つにスーパーエレメント法がある。これは部分構造法のひとつであり、内部節点を境界節点を用いて消去する際に、静的な縮小 (Static Condensation) を行う点に特徴がある。静的な縮小は慣性項および減衰項および外力を無視して、剛性行列のみを用いて縮小する方法である。この方法を用いるためには、慣性項が小さいという条件に加えて、消去する内部節点には荷重が作用していないという条件が加わるので、荷重の作用する荷重点は内部節点としては消去できない。ところが、半潜式浮体の場合には構造周囲を流体で囲まれており、至るところに荷重が作用しているので、半潜式海洋構造物を骨組み解析する際にこのような行列の縮小を用いても大幅な未知数の減少にはつながらない。ここでは、内部節点に作用する慣性力、減衰力、荷重等を含ませて縮小を行うことでこの問題を解決する。

荷重には浮体が変位あるいは変形することにより生じる radiation による項がある。radiation 項は他の部分構造の境界節点変位に依存し、部分構造同士の配置の関係にも依存するから、注目する部分構造ごとに異なるものである。これは一方で部分構造法にとって不利なことである。なぜならば、たとえ部分構造が同一でも radiation 項の差によって部分構造ごとに別々の縮小を行う必要が生じるからである。radiation 項をより簡単でかつ厳密な別の表現に変えて、他の部分構造の配置や変位に依存する項を見掛け上消去することでこの問題を解決した。

多数の要素浮体で支持された大型浮体の構造を立体骨組みモデルでモデル化し、Fig. 3.1 のように P 個の部分構造 (sub-structure) に分割する。この時、 p 番目の sub-structure は N^p 個の group body によって支持されている。それぞれの sub-structure は他の sub-structure と境界節点を介して結合されている。

Fig. 3.2 には、座標系の定義が示されている。浮体の向きや配置を定義する全体座標系に加えて、全体座標系に平行な局所座標系が z 軸を上向きとして定義されている。ここに示した局所座標系は、主として後で結果を示す際に用いるものであり、一つの節点当たり並進変位 u, v, w および回転変位 ϕ, θ, ψ の 6 自由度がある。

group body はここで新たに導入するもので一つ以上の近接する要素浮体からなる流体力学的に一つの

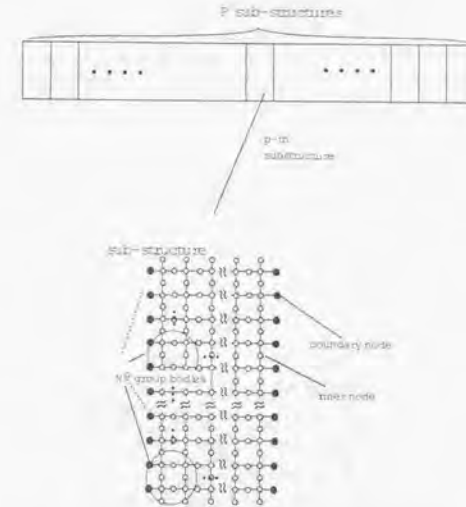


Fig. 3.1: subdivision of structure into sub-structures

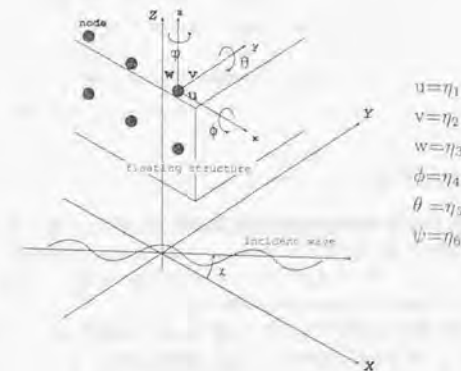


Fig. 3.2: definition of co-ordinate system

まとまりと見なされる単位のことをいう。具の方法では、浮体まわりの scattering を円筒関数で展開する際に、ひとつの要素浮体をひとまとまりに取り扱ったが、このことを特異点分布法の視点で眺めると、その要素浮体上の幾つかのパネルをひとまとまりと扱っていることになっている。group body の概念は一つの要素浮体上のパネルだけではなく、近接する複数の浮体上のパネルにまで拡張するものである。

ただし、group body とその配置についてのいわゆる仮想円柱の仮定 [10] が設けられる (Fig.3.3参照)。また、radiation 項を評価する際に、必ずしも必要ではなく後述するようにその条件を弱めることができるものの、group body は剛体としてふる舞うという仮定が設けられる。

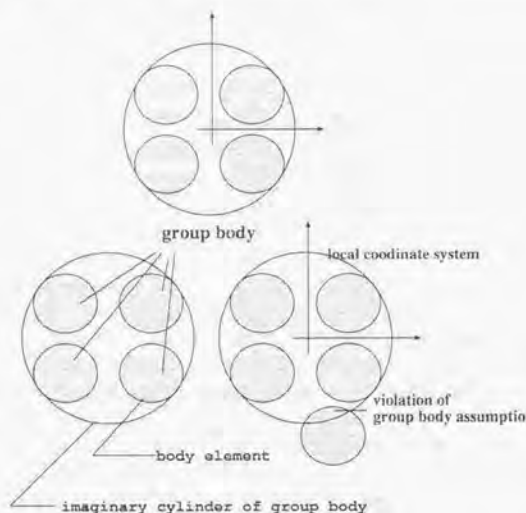


Fig. 3.3: concept of group body

3.1 静的構造解析法

次節で述べる動的構造応答解析法と比較すると容易ではあるが、構造設計という点からは静的な構造解析法も重要である。静的な構造解析を行なう場合にも、超大型浮体を立体骨組みでモデル化すると自由度が大きくなりすぎてしまうので全体構造をいくつかの部分構造に分割して、部分構造の内部節点変位を消去しておき、最終的な未知数を境界節点変位だけにする。

本論文で用いる静的解析で特徴的であるのは、重力と浮力の評価である。吉田・尾崎ら [75] の考えに従って、全ての構造要素は、剛性と重力を評価する beam 要素と流体から受ける荷重を評価する剛な hull 要素に分ける (Fig.3.4参照)。節点で beam 要素と hull 要素は剛体的につながっている。

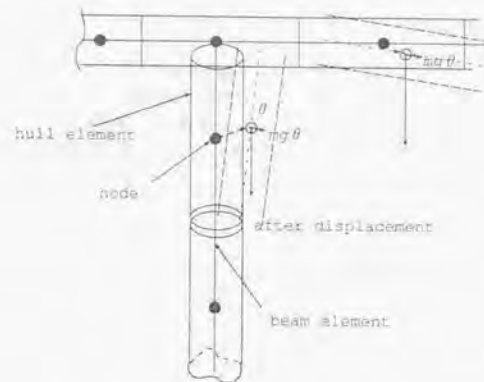


Fig. 3.4: modelling for estimating nodal forces

変位後の位置において回転変位を考慮して hull 要素に働く荷重を評価する。このような荷重評価を行う場合には、典型的な回転変位の影響は重力による荷重に生ずる。例えばコラムのような鉛直な hull 要素の重量が mg で、回転変位が θ だけあったとすると変位後の hull の軸線とは 90 度直角方向に $mg\theta$ の荷重が働く。また、デッキのような水平な要素であれば、軸線に沿って $mg\theta$ の荷重が働く。このように、線形理論でありながら微小変形を完全には無視せず、一種の有限変形理論として扱うことがより正しい。浮力は底部を持つような hull 要素にだけ作用し、同様の考えに基づいて節点荷重に変換される。

p 番目の部分構造に注目する。部分構造は多数の要素浮体に支持されている。剛性マトリクスを $[K_p^p]$ 、復元力マトリクスを $[K_p^p]$ 、節点の変位ベクトルを $\{\eta^p\}$ とする。

重力と浮力と他の部分構造との結合部から伝達される荷重による外力ベクトルを $\{F^p\}$ と置くと、力学的釣り合いの式は次のようになる。

$$([K_p^p] + [K_p^p])\{\eta^p\} = \{F^p\} \quad (3.1)$$

$[K_p^p] + [K_p^p]$ を $[Z^p]$ と表し、節点を境界節点と内部節点に分けて書き直すと、次のようになる。

$$\begin{bmatrix} Z_{11}^p & Z_{12}^p \\ Z_{21}^p & Z_{22}^p \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \eta_n^p \\ \eta_b^p \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} F_n^p \\ F_b^p \end{Bmatrix} \quad (3.2)$$

式 (3.2) 中の内部節点変位 $\{\eta_n^p\}$ について解くと、内部節点変位は外部節点に從属する形になり、最終的に $[K_B^p] = [Z_{22}^p] - [Z_{21}^p][Z_{11}^p]^{-1}[Z_{12}^p]$ として、

$$[K_B^p]\{\eta_b^p\} = \{F_b^p\} - [Z_{21}^p][Z_{11}^p]^{-1}\{F_n^p\} \quad (3.3)$$

の式が得られる。これは、 $[K_B^p]$ の剛性を持ち、節点の変位ベクトルを $\{\eta_b^p\}$ とする特殊な要素であるとなすことができる。通常の FEM に従って、全ての部分構造について重ね合わせて全体剛性が求められる。内部節点の変位は得られた境界節点変位と外力を用いて得ることができる。

3.2 動的構造解析法

次に動的応答解析について説明する。動的な変位や変形を扱う動的応答では流体の及ぼす荷重、すなわち波強制力と流体力を考慮に加える必要がある。そのためには流体場を知る必要があり、流体場は構造の変位や変形に影響される。構造と流体は以上のような相互に影響し合う関係にある。ここではまず、流体部分の定式化について述べ、次に流体場から構造応答解析の入力となる荷重の変換法について説明し、最後に構造応答解析法について述べる。

3.2.1 流体領域

流体は非圧縮、非粘性、流体の運動は非回転であると仮定し、自由表面は無限に広がっているものとする。水深は一定 h で、浮体運動と入射波の振幅は微小であるとする。

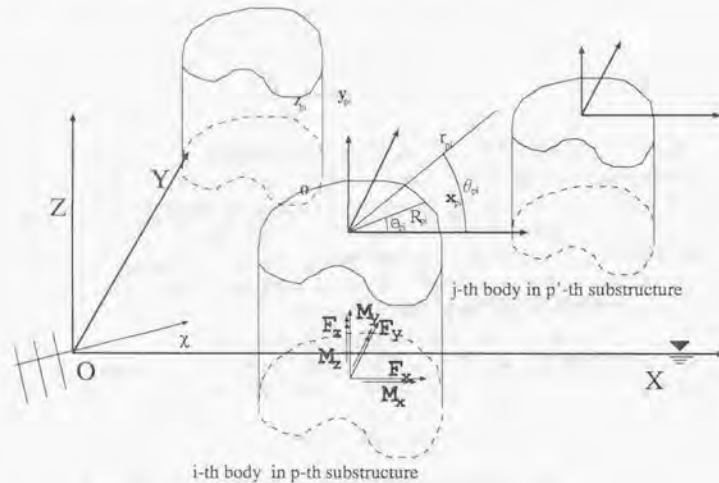


Fig. 3.5: coordinate system for fluid domain

座標系を Fig.3.5 のように定める。全体の座標系 $O\text{-}XYZ$ と浮体に関する局所座標系 $o\text{-}xyz$ はともに z 軸の原点は静止水面とし、上向きを正にとる。局所座標系の原点は p 番目の sub-structure の i 番目の浮体の水線面の図心とする。要素浮体に働く波強制力は全体座標系で表すものとし、それぞれ X, Y, Z 軸に平行な成分を F_x, F_y, F_z 、各軸まわりのモーメントを M_x, M_y, M_z のように示す。これらの波強制力の表記法は後述するグラフで用いられる。

円周波数 ω の入射波が入射し、浮体によって散乱される波が定常状態に達した場合を考える。 x 軸と χ の角度をなす振幅 ζ_0 の平面入射波の複素表示した速度ポテンシャルは次式で与えられる。

$$\phi_0 = \frac{g\zeta_0}{i\omega} \frac{\cosh[k_0(z+h)]}{\cosh k_0 h} e^{ik_0(X \cos \chi + Y \sin \chi)} \quad (3.4)$$

上式中の k_0 は波数、 K は無限水深の場合の波数、 g は重力加速度である。

$$k_0 \tanh k_0 h = \frac{\omega^2}{g} = K \quad (3.5)$$

この場合の実際のポテンシャル Φ は

$$\Phi = \Re\{\phi_0 e^{-i\omega t}\} \quad (3.6)$$

のように書くべきものであるが、ここでは、複素表示の速度ポテンシャルを扱い、必要に応じて $e^{-i\omega t}$ の項をつけるものとする。複素表示の速度ポテンシャル ϕ が得られれば、流体の速度ベクトル V は

$$V = \text{grad} \phi \quad (3.7)$$

で与えることができる。

初めに簡単のために diffraction 問題だけを考えたときに、特異点分布法によれば、任意形状浮体の周りの diffraction の複素速度ポテンシャル ϕ^D は一般に次の式で表される。

$$\phi^D = \iint_S \sigma G dS \quad (3.8)$$

G は水波のグリーン関数であり、ラプラスの方程式、自由表面条件、水底での条件、無限遠でのゾムマフェルトの条件を満たす。 σ は没水浮体表面上での境界条件を満たすように決定される特異点強度である。 S は浮体の没水表面を表す。没水浮体表面上の条件は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial n} + \frac{\partial \phi^D}{\partial n} = 0 \quad \text{on } S \quad (3.9)$$

$\partial/\partial n$ は法線方向の微分を表す。実際には、この式を例えば浮体表面を有限個のパネルに分割し、離散化した後に、各パネルでの積分方程式を連立させて解くことで離散的な σ が得られる。この手順は通常の境界要素法あるいは特異点分布法に見られるものである。

今、 p 番目の sub-structure を支持する i 番目の group body による diffraction を考えると、

$$\phi_{pi}^D = \iint_{S_{pi}} \sigma G_{pi} dS \quad (3.10)$$

と表される。 S_{pi} は注目する group body の浮体表面を表す。 σ は特異点の強度を表し、 G_{pi} は式 (3.8) 中に現れる G と同様に、水波についての Green 関数である。Fenton[8] に従い、この group body の局所座標系に関するベッセル関数の級数展開を用いたグリーン関数 G 表示に直し、さらに Graf の加法定理 [66] を用いると、Green 関数 G_{pi} は次の式で与えられる。

$$\begin{aligned} G_{pi}(r_{pi}, \theta_{pi}, z; R_{pi}, \Theta_{pi}, \zeta) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{i}{2} G_n \cosh[k_n(\zeta+h)] \\ &\times H_n^{(1)}(k_n r_{pi}) J_n(k_n R_{pi}) e^{in(\theta_{pi}-\Theta_{pi})} \\ &- \frac{1}{\pi} \sum_{m=1}^{\infty} C_m \cos[k_m(z+h)] \cos[k_m(\zeta+h)] \\ &\times \sum_{n=-\infty}^{\infty} K_n(k_n r_{pi}) I_n(k_n R_{pi}) e^{in(\theta_{pi}-\Theta_{pi})} \end{aligned} \quad (3.11)$$

ただし, $(R_{pi}, \Theta_{pi}, \zeta), (r_{pi}, \theta_{pi}, z)$ は Fig. 3.5 に示される記号に従う。注目する一つの group body に関する局所円筒座標系で表された $r_{pi} > R_{mi}$ の任意の点を表す。 $J_n, H_n^{(1)}, I_n$ と K_n は全て n 次の円筒関数で、それぞれ、ベッセル関数、第一種ハンケル関数、第一種変形ベッセル関数、第二種変形ベッセル関数を表す。また、 C_0, C_m は次の式で与えられる。

$$C_0 = \frac{K^2 - k_0^2}{(k_0^2 - K^2)h + K}, \quad C_m = \frac{k_m^2 + K^2}{(k_m^2 + K^2)h - K} \quad (3.12)$$

k_m は次の式を満たす実正根として与えられる。

$$-k_m \tan k_m h = K, \quad (m - \frac{1}{2})\pi \leq k_m h \leq m\pi \quad (3.13)$$

式 (3.11) を式 (3.10) に代入すると、円筒関数による diffraction ポテンシャルの級数表示が得られる。

$$\begin{aligned} \phi_{pi}^D &= \frac{\cosh[k_0(z+h)]}{\cosh k_0 h} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{0npi} H_n^{(1)}(k_0 r_{pi}) e^{in\theta_{pi}} \\ &+ \sum_{m=1}^{\infty} \cos[k_m(z+h)] \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{mnpi} K_n(k_m r_{pi}) e^{in\theta_{pi}} \end{aligned} \quad (3.14)$$

ここで係数 A_{0npi} 及び A_{mnpi} は次のように表される。

$$A_{0npi} = \frac{i}{2} C_0 \cosh k_0 h \iint_{S_{pi}} \sigma J_n(k_0 R_{pi}) \cosh[k_0(\zeta+h)] e^{-in\Theta_{pi}} dS \quad (3.15)$$

$$A_{mnpi} = -\frac{1}{\pi} C_m \iint_{S_{pi}} \sigma I_n(k_m R_{pi}) \cos[k_m(\zeta+h)] e^{-in\Theta_{pi}} dS \quad (3.16)$$

式 (3.14) の diffraction ポテンシャルを次のような行列表示に書き直すことができる。

$$\phi_{pi}^D = \{A_{pi}\}^T \{\psi_{pi}^D\} \quad (3.17)$$

$\{\psi_{pi}^D\}$ は p 番目の sub-structure を支持する i 番目の group body の図心を中心とする局所座標系で表された第一種ハンケル関数 $H_n^{(1)}$ 及び第二種変形ベッセル関数 K_n からなる、散乱波の要素を表すベクトルである。これらは物理的にはそれぞれ遠くまで伝播する波を表す項 (propagating term) および急激に減衰する local wave を表す項 (evanescent term) である。 $\{A_{pi}\}$ はこの group body の diffraction ポテンシャルの強さを表す係数ベクトルになっている。ただし、式 (3.17) は group body を取り囲む最小半径の水底にまで達する仮想円柱の外部でのみ厳密に成り立つことに注意しなければならない。これは、Graf の加法定理を用いて Green 関数を展開する際に、全ての場合について $r_{pi} > R_{pi}$ が満たされる必要があるところから生じる制約である [10]。

さて、ここまでは diffraction 問題だけを考えたが、radiation 問題についても同様である。 p 番目の sub-structure を支持する i 番目の group body による radiation のポテンシャルは、それぞれの振動モードについて式 (3.10) で与えられ、式 (3.17) のように行列表示をすることができる。式 (3.9) のかわりに、 l モード方向についての没水浮体表面上の条件は、radiation ポテンシャル ϕ_{pi}^R を用いて

$$\frac{\partial \phi_{pi}^R}{\partial n} = n_l \quad (3.18)$$

で与えられる。group body を剛体とする場合、没水浮体表面上の外向き法線ベクトルを (n_x, n_y, n_z) 、group body の基準点の座標を (x_m, y_m, z_m) 、 $l=1 \sim 3$ は並進運動、 $l=4 \sim 6$ はそれぞれの軸まわりの回転運動として、

$$\begin{aligned} n_1 &= n_x, \quad n_2 = n_y, \quad n_3 = n_z \\ n_4 &= (y - y_m)n_x - (z - z_m)n_y \\ n_5 &= (z - z_m)n_x - (x - x_m)n_z \\ n_6 &= (x - x_m)n_y - (y - y_m)n_z \end{aligned} \quad (3.19)$$

このようにして得られた特異点強さを σ_l^R としておく。 p 番目の sub-structure の i 番目の group body の l モードへの単位速度振幅での動揺による radiation ポテンシャルは

$$\begin{aligned} \phi_{pi}^R &= \iint_{S_{pi}} \sigma_l^R G_{pi} dS \\ &= \{R_{pi}\}^T \{\psi_{pi}^D\} \end{aligned} \quad (3.20)$$

で表される。この過程は式 (3.17) を得る過程と同じであり、二つ目の等号は group body の外側で成り立つ。 $\{R_{pi}\}^T$ は ϕ_{pi}^R を散乱波を表すベクトルの要素を用いて展開した場合の係数ベクトルの転置を表す。group body は剛体と仮定したのでモードの数は並進と回転を合わせてそれぞれの group body について 6 自由度であり、この group body の動揺による radiation ポテンシャルは

$$\begin{aligned} \text{radiation ポテンシャル} &= \sum_{l=1}^6 -i\omega \eta_{li}^R \phi_{pi}^R \\ &= \sum_{l=1}^6 -i\omega \eta_{li}^R \{R_{pi}\}^T \{\psi_{pi}^D\} \end{aligned} \quad (3.21)$$

と表される。 η_{li}^R は group body の l ($l=1 \sim 6$) のモード方向への変位振幅を表す。group body の変位は、ある一点の変位で表されるが、数個の境界節点の変位から group body の変位を推定すればよい。

$$\eta_{li}^R = \{L_{pi}\}^T \{\eta_{li}^R\} \quad (3.22)$$

L_{pi} は p 番目の sub-structure に関する境界節点の変位ベクトル $\{\eta_{li}^R\}$ から i 番目の group body の l モードへの変位を推定するベクトルである。

$\{\psi_{pi}^D\}$ は Graf の加法定理を用いて p 番目の sub-structure を支持する j 番目の group body に関する局所座標系で表すことができる。すなわち、

$$\{\psi_{pi}^D\} = [T_{pi,j}] \{\psi_{pj}^D\} \quad (3.23)$$

ここで、 $\{\psi_{pj}^D\}$ は p 番目の sub-structure を支持する j 番目の group body に関する局所座標系で表された入射波の成分波を要素とするベクトルである。 $[T_{pi,j}]$ は p 番目の sub-structure を支持する i 番目の group body に関する散乱波ベクトルと p 番目の sub-structure を支持する j 番目の group body に関する入射波ベクトルとを関係づける座標変換行列である。

従って、 p 番目の sub-structure を支持する j 番目の group body に入射するすべてのポテンシャルは、

$$\text{全入射} = \phi_0 + \sum_{\substack{p=1 \\ p \neq i}}^P \sum_{l=1}^{N^p} \phi_{pi}^D + \sum_{\substack{p=1 \\ p \neq i}}^P \sum_{l=1}^{N^p} \sum_{j=1}^B (-i\omega \eta_{li}^R \phi_{pi}^R)$$

$$\begin{aligned}
&= \{a_{p'j}\}^T \{\psi_{p'j}^I\} \\
&+ \sum_{\substack{p=1 \\ p \neq p'}}^P \sum_{i=1}^{N^p} (\{A_{pi}\}^T [T_{pi,p'j}] + \sum_{l=1}^G (-i\omega \eta_{li}^p \{R_{pli}\}^T [T_{pi,p'j}])) \{\psi_{p'j}^I\} \\
&+ \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^{N^{p'}} (\{A_{p'i}\}^T [T_{p'i,p'j}] + \sum_{l=1}^G (-i\omega \eta_{li}^{p'} \{R_{p'li}\}^T [T_{p'i,p'j}])) \{\psi_{p'j}^I\} \\
&= (\{a_{p'j}\}^T + \sum_{\substack{p=1 \\ p \neq p'}}^P \sum_{i=1}^{N^p} (\{A_{pi}\}^T [T_{pi,p'j}] + \sum_{l=1}^G (-i\omega \eta_{li}^p \{R_{pli}\}^T [T_{pi,p'j}])) \\
&+ \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^{N^{p'}} (\{A_{p'i}\}^T [T_{p'i,p'j}] + \sum_{l=1}^G (-i\omega \eta_{li}^{p'} \{R_{p'li}\}^T [T_{p'i,p'j}])))) \{\psi_{p'j}^I\} \quad (3.24)
\end{aligned}$$

で表されることになる。最終的な式の第一項目の $\{a_{p'j}\}$ は、式(3.4)のように表される平面入射波 ϕ_0 を入射波ベクトル $\{\psi_{p'j}^I\}$ で展開したときの係数である。第二項目は他の sub-structure を支持する group body からの diffraction と radiation を表す。第三項目は同じ sub-structure 内の他の group body からの diffraction と radiation を表す。式(3.24)は、最終的に p' 番目の sub-structure を支持する j 番目の group body に関する局所座標系で表された入射波の成分波を要素とするベクトルに係数を掛けた形式になっている。

一つの group body に注目した時、ある一定の入射波が入射した時にはある一定のパターンの diffraction が生じる。つまり、入射と diffraction の間には一定の入力-出力関係がある。この関係を用いて定常状態を論ずるのが影本の理論の特徴であり、入出力関係は group body の形状で決定される。

p' 番目の sub-structure の j 番目の group body が単独で存在することを考える。 $\{\psi_{p'j}^I\}$ の q 番目の成分波が入射する時の diffraction ポテンシャルは式(3.10)で表され、式(3.18)から導かれる積分方程式を解くことで没水浮体表面上の特異点強さが得られる。このとき求められた特異点強さを σ_q とする。 $\{\psi_{p'j}\}$ の q 成分を入射とする時の diffraction ポテンシャルを求めておき、それらを並べたベクトルは、 σ_q を成分とするベクトル $\{\sigma_Q\}$ を用いて、group body の内部でも外部においても、

$$\iint_{S_{p'j}} \{\sigma_Q\} G_{p'j} dS \quad (3.25)$$

で表すことができる。注目する group body の仮想円柱の外では次の関係が成り立つ。

$$\iint_{S_{p'j}} \{\sigma_Q\} G_{p'j} dS = [B_{p'j}]^T \{\psi_{p'j}^D\} \quad (3.26)$$

行列 $[B_{p'j}]^T$ を散乱伝達行列と呼ぶことにする。この行列は上で述べた入出力関係を表す特性行列に他ならない。式(3.24)で表される入力に注目する group body に入射する場合にはその出力である diffraction ポテンシャルは散乱伝達行列 $[B_{p'j}]^T$ を用いて、

$$\begin{aligned}
&(\{a_{p'j}\}^T + \sum_{\substack{p=1 \\ p \neq p'}}^P \sum_{i=1}^{N^p} (\{A_{pi}\}^T [T_{pi,p'j}] + \sum_{l=1}^G (-i\omega \eta_{li}^p \{R_{pli}\}^T [T_{pi,p'j}])) \\
&+ \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^{N^{p'}} (\{A_{p'i}\}^T [T_{p'i,p'j}] + \sum_{l=1}^G (-i\omega \eta_{li}^{p'} \{R_{p'li}\}^T [T_{p'i,p'j}])))) [B_{p'j}]^T \{\psi_{p'j}^D\} \quad (3.27)
\end{aligned}$$

これは、 p' 番目の sub-structure の j 番目の group body の diffraction $\{A_{p'j}\}^T \{\psi_{p'j}^D\}$ に等しくなければならない。係数を比較して

$$\begin{aligned}
\{A_{p'j}\} &= [B_{p'j}] \{a_{p'j}\} \\
&+ \sum_{\substack{p=1 \\ p \neq p'}}^P \sum_{i=1}^{N^p} ([T_{pi,p'j}]^T \{A_{pi}\} + \sum_{l=1}^G (-i\omega \eta_{li}^p [T_{pi,p'j}]^T \{R_{pli}\})) \\
&+ \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^{N^{p'}} ([T_{p'i,p'j}]^T \{A_{p'i}\} + \sum_{l=1}^G (-i\omega \eta_{li}^{p'} [T_{p'i,p'j}]^T \{R_{p'li}\})) \quad (3.28)
\end{aligned}$$

最後に、式(3.22)の関係を用いれば、

$$\begin{aligned}
\{A_{p'j}\} &= [B_{p'j}] \{a_{p'j}\} \\
&+ \sum_{\substack{p=1 \\ p \neq p'}}^P \sum_{i=1}^{N^p} ([T_{pi,p'j}]^T \{A_{pi}\} + \sum_{l=1}^G (-i\omega [T_{pi,p'j}]^T \{R_{pli}\} \{L_{pli}\}^T \{\eta_{li}^p\})) \\
&+ \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^{N^{p'}} ([T_{p'i,p'j}]^T \{A_{p'i}\} + \sum_{l=1}^G (-i\omega [T_{p'i,p'j}]^T \{R_{p'li}\} \{L_{p'li}\}^T \{\eta_{li}^{p'}\})) \\
&\quad \left(\begin{array}{l} p=1 \sim P \\ i=1 \sim N^p \end{array} \right) \quad (3.29)
\end{aligned}$$

式(3.29)が流体領域で得られる最終的な式である。この等式は全ての group body について成立する。ただし、後で利用しやすいように次のように置き換えておく。

$$\{D_{pi}\} = [B_{pi}]^{-1} \{A_{pi}\} \quad (3.30)$$

と置き換える。 $\{A_{pi}\}$ が diffraction を表すベクトルであるのに対して、 $\{D_{pi}\}$ は group body に入射する前の全ての入射を表すベクトルであるといえる。式(3.29)は次のようになる。

$$\begin{aligned}
\{D_{p'j}\} &= (\{a_{p'j}\} \\
&+ \sum_{\substack{p=1 \\ p \neq p'}}^P \sum_{i=1}^{N^p} ([T_{pi,p'j}]^T [B_{pi}] \{D_{pi}\} + \sum_{l=1}^G (-i\omega [T_{pi,p'j}]^T \{R_{pli}\} \{L_{pli}\}^T \{\eta_{li}^p\})) \\
&+ \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^{N^{p'}} ([T_{p'i,p'j}]^T [B_{p'i}] \{D_{p'i}\} + \sum_{l=1}^G (-i\omega [T_{p'i,p'j}]^T \{R_{p'li}\} \{L_{p'li}\}^T \{\eta_{li}^{p'}\}))) \\
&\quad \left(\begin{array}{l} p=1 \sim P \\ i=1 \sim N^p \end{array} \right) \quad (3.31)
\end{aligned}$$

3.2.2 流体力の表現

流体の速度ポテンシャル場が得られると、ベルヌーイの定理から圧力場を求めることができる。FEM を用いる場合には分布力である圧力を節点力に変換しなければならない。一般的には分布力は内挿関数を用いて節点力に変換するが、ここでは簡単に、流体力を評価するための剛体的な hull 要素が beam のまわり

に存在し、節点のところで beam 要素に剛につながっていると仮定し (Fig3.4参照)、hull 要素上で積分をして節点力に変換する。ここで hull 要素は剛体と仮定した group body の一部になっている。

全ポテンシャルは

$$\phi = \text{平面入射波ポテンシャル} + \text{全 diffraction} + \text{全 radiation} \quad (3.32)$$

で表される。線形化したベルヌイの定理を用い、 $e^{-i\omega t}$ がかかっていたことを思い出すと、動的な圧力 p_{dyn} はポテンシャル場に $i\rho\omega$ をかけたものになっている。ただし、 ρ は水の密度であるとする。

$$\begin{aligned} p_{dyn} &= -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} \\ &= i\rho\omega \phi \end{aligned} \quad (3.33)$$

前節で導入した、 $\{\phi_{pi}^D\}, \{\phi_{pi}^I\}$ を用いて第 p' 番目の sub-structure の j 番目の group body の仮想円柱の外側での流体のポテンシャル場を求めると、次のようになる。

$$\begin{aligned} (\{a_{pij}\})^T &+ \sum_{p=1}^P \sum_{i=1}^{N'} (\{A_{pi}\})^T [T_{pi,p'j}] + \sum_{i=1}^6 (-i\omega \{\eta_B^D\})^T \{L_{pi}\} \{R_{pi}\}^T [T_{pi,p'j}]) \\ &+ \sum_{i=1}^{N'} (\{A_{pi}\})^T [T_{pi,p'j}] + \sum_{i=1}^6 (-i\omega \{\eta_B^I\})^T \{L_{pi}\} \{R_{pi}\}^T [T_{pi,p'j}]) \\ &\times (\{\psi_{pij}^I\} + \iint_{S_{pij}} \{\sigma_Q\} G_{pij} dS) \\ &+ \sum_{i=1}^6 (-i\omega \{\eta_B^D\})^T \{L_{pi}\} \{R_{pi}\}^T \{\psi_{pij}^D\} \end{aligned} \quad (3.34)$$

$i\rho\omega$ をかけて圧力場に変換し、さらに、次のように hull に働く強制力が得られる。

$$\begin{aligned} \{F_{pij}^I\} &= -i\rho\omega (\{a_{pij}\})^T \\ &+ \sum_{p=1}^P \sum_{i=1}^{N'} (\{A_{pi}\})^T [T_{pi,p'j}] + \sum_{i=1}^6 (-i\omega \{\eta_B^D\})^T \{L_{pi}\} \{R_{pi}\}^T [T_{pi,p'j}]) \\ &+ \sum_{i=1}^{N'} (\{A_{pi}\})^T [T_{pi,p'j}] + \sum_{i=1}^6 (-i\omega \{\eta_B^I\})^T \{L_{pi}\} \{R_{pi}\}^T [T_{pi,p'j}]) \\ &\times \iint_{S_{pij}} (\{\psi_{pij}^I\} + \iint_{S_{pij}} \{\sigma_Q\} G_{pij} dS) ndS \\ &+ \omega^2 [\mu_{pij}^D] \{\eta_B^D\} + i\omega [\nu_{pij}^D] \{\eta_B^I\} \end{aligned} \quad (3.35)$$

ここで、ベクトル \mathbf{n} の要素成分は式 (3.19) に定義したものである。 S_{pij} はこの group body の浮体表面を表し、 $S_{pij,h}$ はその中のこの hull に当たる部分の浮体表面を表す。 $[\mu_{pij}^D], [\nu_{pij}^D]$ は次のように定義されるこの hull 部分に関する付加質量マトリクス及び造波減衰マトリクスである。

$$[\mu_{pij}^D] \text{ の } i \text{ 番目の成分列ベクトル} = -\rho \iint_{S_{pij,h}} \phi_{pij}^D ndS \quad (3.36)$$

$$[\nu_{pij}^D] \text{ の } i \text{ 番目の成分列ベクトル} = -\rho \omega \iint_{S_{pij,h}} \phi_{pij}^I ndS \quad (3.37)$$

式 (3.29) の関係と式 (3.30) の関係を利用すると、式 (3.35) は次のような簡単な式に書き換えられる。

$$\begin{aligned} \{F_{pij}^I\} &= -i\rho\omega \{A_{pij}\}^T (\{B_{pij}\})^{-1} \iint_{S_{pij,h}} (\{\psi_{pij}^I\} + \iint_{S_{pij}} \{\sigma_Q\} G_{pij} dS) ndS \\ &+ \omega^2 [\mu_{pij}^D] \{\eta_B^D\} + i\omega [\nu_{pij}^D] \{\eta_B^I\} \\ &= -i\rho\omega \{D_{pij}\}^T \iint_{S_{pij,h}} (\{\psi_{pij}^I\} + \iint_{S_{pij}} \{\sigma_Q\} G_{pij} dS) ndS \\ &+ \omega^2 [\mu_{pij}^D] \{\eta_B^D\} + i\omega [\nu_{pij}^D] \{\eta_B^I\} \end{aligned} \quad (3.38)$$

式 (3.38) 中には、すべての浮体からの diffraction と radiation を含んでいるが、表現の上で現れるのは $\{A_{pij}\}$ あるいは $\{D_{pij}\}$ で表される波強制力と、radiation 項のうち、注目する浮体の変位に関する付加質量と造波減衰項だけになる。この付加質量項と造波減衰項は p' 番目の sub-structure の j 番目の group body の変位ベクトルだけを用いて表される。以下で示す部分構造法を用いる際には、これは重要な点である。なぜならば、式 (3.35) を用いてしまうと、外力は形式上他の sub-structure について変位にも依存することとなり、浸水部分の形状を含めて同じ形状の sub-structure であっても部分構造毎の特性は同じにはならないことになるからである。これに対して式 (3.38) 式では、浸水部分の形状を含めて同じ形状の sub-structure ならば同じ特性を持っている。このことは計算量を減らすことにつながる。

3.2.3 構造領域

p 番目の sub-structure に注目する。境界節点の変位、内部節点の変位をそれぞれ η_B^D と η_m^D で表す。この sub-structure の運動方程式を表すと次のようになる。

$$[M^p] \{\ddot{\eta}^p\} + [C^p] \{\dot{\eta}^p\} + ([K_F^p] + [K_S^p]) \{\eta^p\} = \{F^p\} \quad (3.39)$$

ここで、 $[M^p]$ は質量マトリクスを、 $[C^p]$ は構造減衰マトリクスを、 $[K_F^p]$ は浮力と重力による復原力を、 $[K_S^p]$ は剛性マトリクスを、 $\{F^p\}$ は部分構造についての外力を表し、波による外力と他の部分構造からの荷重を表す。波による外力には hull 要素がついている部分では式 (3.38) で与えられ、それ以外では 0 である。境界節点では他の部分構造との結合部から与えられる荷重が加わる。 $\{\eta^p\}$ は境界節点と内部節点をともに含む節点変位を表す。これらはすべて p 番目の sub-structure に関するものである。ここで、外力が調和振動的であると仮定して、応答が定常状態に達した状態を考える。この時、 $\{F^p\} = \{F^p e^{-i\omega t}\}$ 、 $\{\eta^p\} = \{\eta^p e^{-i\omega t}\}$ と置くことができる。 $\{F^p\}$ 及び $\{\eta^p\}$ はそれぞれ、外力と節点変位の複素振幅を表す。 $\{F^p\}$ を改めて $\{F^p\}$ 、 $\{\eta^p\}$ を $\{\eta^p\}$ で置き換えると次のようになる。

$$-\omega^2 [M^p] \{\eta^p\} - i\omega [C^p] \{\eta^p\} + ([K_F^p] + [K_S^p]) \{\eta^p\} = \{F^p\} \quad (3.40)$$

式 (3.38) 中に示すように、外力は付加質量項と造波減衰項と波強制力項に分けられる。この内、付加質量項と造波減衰項を移項して整理すると

$$-\omega^2 ([M^p] + [\mu^p]) \{\eta^p\} - i\omega ([C^p] + [\nu^p]) \{\eta^p\} + ([K_F^p] + [K_S^p]) \{\eta^p\} = \{F^p\} \quad (3.41)$$

ただし、 $[\mu^p], [\nu^p]$ はそれぞれ注目する sub-structure に関する付加質量行列、造波減衰行列を表し、その要素は式 (3.2.2), (3.2.2) で表され、式 (3.38) 中の最後の 2 項でも表されている。また、 $\{f^p\}$ は波強制力ベクトルを表し、その要素は式 (3.38) 中の係数 D の掛かる第一項で表される。質量行列、付加質量行列、構造減衰行列、造波減衰行列、復原力マトリクス、剛性マトリクスなどをまとめて $[Z^p]$ で表すことにし、全ての節点変位を境界節点と内部節点の変位にわけて整理すると次の式が得られる。

$$[Z^p] = -\omega^2 ([M^p] + [\mu^p]) - i\omega ([C^p] + [\nu^p]) + ([K_F^p] + [K_S^p]) \quad (3.42)$$

$$\begin{bmatrix} Z_{11}^p & Z_{12}^p \\ Z_{21}^p & Z_{22}^p \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \eta_{1a}^p \\ \eta_{2a}^p \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} f_{1a}^p \\ f_{2a}^p \end{Bmatrix} \quad (3.43)$$

内部節点変位を消去すると次のような式が得られる。

$$\left([Z_{22}^p] - [Z_{21}^p][Z_{11}^p]^{-1}[Z_{12}^p] \right) \{\eta_{2a}^p\} = [f_{2a}^p] - [Z_{21}^p][Z_{11}^p]^{-1}\{f_{1a}^p\} \quad (3.44)$$

$$\{\eta_{1a}^p\} = [Z_{11}^p]^{-1}\{f_{1a}^p\} - [Z_{11}^p]^{-1}[Z_{12}^p]\{\eta_{2a}^p\} \quad (3.45)$$

式(3.44)の右辺は波強制力を表すベクトルになっているが、係数ベクトル $\{A_{pi}\}$, $(i=1 \sim N^p)$ で表されている。式(3.44)は境界節点と外力が一義的に結びつけられており

$$[K_B^p] = \left([Z_{22}^p] - [Z_{21}^p][Z_{11}^p]^{-1}[Z_{12}^p] \right) \quad (3.46)$$

で表される剛性を持ち、ベクトル $\{\eta_{2a}^p\}$ 分だけの自由度を持つ一つの FEM の構造要素とみなすことができる。後は通常の有限要素法のやり方に従って、構造全体の剛性マトリクスを組み上げればよい。境界節点部に働く部材間の荷重は、節点に働く外力と完全にバランスするので表面上は消去される。最終的には流体に関する方程式(3.31)と併せて、境界節点ベクトル $\{\eta^B\}$ と diffraction に関する $\{D\}$ を未知数とする連立方程式が得られる。内部節点の変位は式(3.45)に従って後進代入することで得られる。通常、部分構造法という時には境界節点と外力が働く節点を残す方法であるがここでは外部からの力も既知であるとして消去している。

3.2.4 解析手法に関する補足

ここで提案した手法は構造部分では FEM をベースとするものである。そのため柔軟にさまざまな条件を考慮することができる。例えば、上部構造をとり込んだ解析を行うこと、保留要素を含めることなどが可能である。上部構造のモデル化は、比較的小規模のものであれば質点として入力すれば良く、大規模なものであれば、上部構造の剛性も含めてモデル化すればよい。また、保留などのモデル化も、線形の範囲では任意である。一般に、カテナリーのような柔軟な保留であれば、ここで示した線形波浪中応答解析中に含める必要はなく、漂流力に対する応答などの別の解析を行って、設計をすることが可能であると考えられる。また、テンションレグのように剛に浮体を保留する構造の場合には、波浪中応答解析をする際に運動方程式中に保留構造の影響を組み込んでおく必要がある。この場合には、保留を節点についたバネ要素としてモデル化して組み込めばよい。

質点や剛性あるいはバネ要素を加えるいずれの場合についても、その影響を sub-structure に含めることもできるし、境界節点について得られた最終的な全体運動方程式に組み込むこともできる。例えば、テンションレグのような保留で、それがいたるところについている場合には、sub-structure に組み込んでテンションレグが組み込まれた sub-structure の集合として全体構造解析できる。逆に、テンションレグが境界節点にあたる部分に数個についている場合には、テンションレグの組み込まれていない sub-structure からなる全体構造に線形バネがついているものとして、全体構造解析が行われる。計算の効率という観点からは、sub-structure の種類を増やさぬようなモデル化を考えるべきである。

group body の剛体変位は、group body の属する sub-structure の境界節点の変位から式(3.22)のように推定される。この際の最も簡単な推定方法として、適当な数の境界節点変位から線形補間することが考えられる。つまり、ある境界節点の並進変位にレバーに回転変位を掛けたものを加えて、平均をとる。実

際本論文の計算で用いたのはこの方法である。より合理的な group body の取り付いた節点の変位の推定法には、浮体構造の剛性行列を用いることが考えられる。静的縮小を用いる方法がすぐに考え付くだろう。この方法の利点は、初めに挙げた推定法に比べて合理的であること、慣性力や外力を考慮しないので、周波数毎に計算を繰り返す必要のないことであり、一旦、推定するためのベクトル L_{pli} を求めておけばよい。このような静的縮小法を行っても、radiation ポテンシャルあるいは外力の見積もりに誤差が生じるだけであり、本論文の主眼である精度の高い構造解析には影響はほとんどないと予想される。

また、本理論中では group body が剛体であるという仮定を行っている。具体的には式(3.21)中で、剛体モードだけを考慮していることに起因する。従って、式(3.21)中に弾性モードを含めて考慮できれば、group body が剛体であるという仮定を取り除くことができる。

$$\text{radiation ポテンシャル} = \sum_{l=1}^N -i\omega \eta_{li}^p \phi_{pli}^R + \sum_{l=1}^N -i\omega \eta_{li}^p \phi_{pli}^R \quad (3.47)$$

ここで、 ϕ_{pli}^R ($n \geq 1$) は p 番目の i 番目の group body の第 l 番目の単位モード振幅の弾性モード振動に対応する radiation ポテンシャルである。式(3.18)の右辺を弾性モード振動による各場所での節点変位と浮体表面の外向き法線ベクトルとの方向余弦に置き換えて、積分方程式を解くことで得られる。弾性モードをなんらかの形で求めておき、モード振幅は sub-structure の境界節点変位から求められる必要がある。例えば、group body に関する sub-structure 部分について dry-mode を弾性モードとして別の計算で求めておけばよいが、このモードは group body に関するものであって、sub-structure のモードとも異なるもので、実際のでない可能性は残ってしまう。このようにやや困難な面は見られるものの、group body が剛体であるという仮定を取り除くことができる。

また、浮体に作用する外力として式(3.35)の代わりに、より簡単な式(3.38)を用いる利点として次のようなことがいえるだろう。仮に式(3.35)を使つたとすれば、最終的に得られる式は形式上、Fig.3.6上図のようになるだろう。ここで、 G_{11} は radiation 項の存在によってフルマトリックスであり、 G_{12} も diffraction 項からフルマトリックスになっている。ところが、式(3.38)を用いたとすれば、最終的な式は、Fig.3.6下図のようになる。 H_{21} と H_{22} はフルマトリックスとして残るが、 H_{11} はバンドマトリックスになり、また、 H_{12} も比較的簡単な表現になる。これらは数値計算上ではメモリーの使用量を抑えることにつながり、有利である。

Fig. 3.6: conceptual figures of final equations in matrix form

3.3 理論の検証

従来の具が開発した計算手法に sub-structure 法と新たに group body の概念を用いた数値計算法を考案した。この手法を検証するために、簡単なモデルを用いた具の計算法との比較、多数浮体で支持されたモデルを用いた実験との比較を行う。どちらの場合についても、良好な比較結果を得ることができた。

3.3.1 具の数値計算法との比較

Fig. 3.7 に示す浮体を用いて、今回の計算方法の検証を行なう。浮体は縦横 $8 \times 4 = 32$ 個のコラムに支持されており、その構造は梁を縦横に組み合わせた単純な格子構造になっている。コラムの直径は $15(\text{m})$ 、コラム間の間隔は $30(\text{m})$ とした。実在の半潜式浮体と比べて浮体間の間隔 l とコラム直径 D の比 $D/l (= 0.5)$ が大きい浮体になっている。これは今回の解析法が相互干渉影響を考慮できるという特性を持っており、その特性をいかすことを念頭に置いて相互干渉影響が大きく出やすいと予想されるものを選んだことになっている。これに対して、通常のセミサブリグでは D/l は、平均して 0.2 程度である。喫水を $20(\text{m})$ とすると、単位面積当たり 7tonf という大きな重量になる。設計という観点からはこの浮体は不適当であるとも考えられるが、例えば、埋め立てで造られた関西新国際空港での建屋部の重量は単位面積当たり 9tonf にも達している。このような設計も目的によってはあり得ると考えられる。浮体の断面二次モーメントは単位幅当たり $1.7\text{m}^4/\text{m}$ とした。材料は鋼材であるとして、この浮体の剛性値は関西新国際空港第 1 期工事浮体案で提案された浮体に比較して同程度になっている。

本計算法は特に超大型半潜式浮体の構造応答を計算するために開発したものであり、検証のためには超大型浮体モデルを用いた水槽実験を行うことが望ましい。しかし、そのためには大規模なモデルだけで

はなく、それに見合った水槽が必要である。そこで、ここでは検証のために大型の半潜式浮体モデルを用いて、具によって開発された計算法との比較をした。具の解析法による計算結果は多くの実験結果と比較されており、精度などは十分信頼性の高いものである。

二つの計算方法ではモデル化が若干異なる。今回の計算法では、Fig. 3.7 中国のように 4 個のコラムを一つの group body とし、全体構造を、一つの group body で支持された同図中のような格子構造を持つ sub-structure が 8 個集まったものとして扱う。コラム部分の質量は分布質量として扱い、上下の節点に振り分ける。重量と浮力は尾崎の考え方に従って、変形後の位置と座標系で評価する。具の方法では、下図のように 32 個のコラムに支持された格子状の構造として計算し、コラムの質量はコラムの取り付け部に集中した集中質量として扱う。

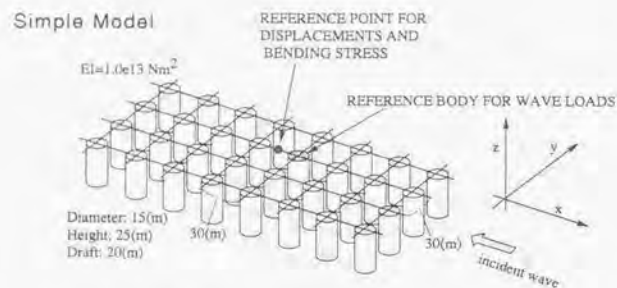
流体力に関して計算する際には、特異点分布法を用いるための浮体表面のパネル分割は Fig. 3.8 のように行なった。ひとつのコラムあたりのパネル数は 90 個で、最も短い波長 $50(\text{cm})$ 程度に対して十分細かく分割されている。このとき、波長とひとつのパネルの代表長さとの比は $1/8$ 程度以下である。式 (3.14) に従って、ポテンシャルを円筒関数で展開する際には、今回の計算法では計算時には local wave は無視し、propagating term のみを 9 項と 13 項の二通り考慮した。具の計算法では propagating term のみ 9 項を考慮した。local wave を無視すると、added mass に影響がある場合があると考えられるが、計算を比較してみても浮体に作用する波強制力に大きな影響を与えないという結果が得られたことから判断した。

Fig. 3.9, Fig. 3.10 は Fig. 3.7 中に示されたコラムに働く、それぞれ水平方向、上下方向の波強制力になっている。図中には比較のために要素浮体に働く波強制力 (single で表示) も示している。具の計算方法による結果を正解とすれば、今回の計算法の精度は良く、9 項と 13 項数をとった場合でも、 $\omega > 1.0(\text{rad/sec})$ の高い周波数域で若干精度が落ちるもののほぼ全周波数域にわたって良い精度を保っていることがわかる。

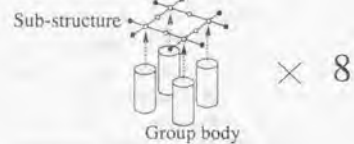
Fig. 3.11 は Fig. 3.7 中に示された節点の上下方向変位の周波数応答関数が示されている。今回の計算結果は具の計算法による計算結果と厳密に一致はしないが、全周波数域に渡って相関が良い。特に山谷周波数の位置で比較した場合にはよく一致している。また、考慮する項数を 9 項から 13 項に増やすと、高周波数域でより精度が上がるものの大きな差異は見られない。誤差が大きくなるのは、 $\omega = 0.63(\text{rad/sec})$ 付近と $\omega = 0.84(\text{rad/sec})$ 付近である。これらはそれぞれ pitch の固有周波数と最低次の面外振動の固有周波数に対応しており、造波減衰モデルの違いで応答計算結果が敏感に変化しやすい周波数であるためと考えられる。つまり、具の計算法と今回の計算法では重力と浮力の評価法が異なっているため、二つの曲線は厳密に重なる必要はないといえる。

Fig. 3.12 は同じ節点位置でのデッキ面外の曲げ歪みに関する周波数応答曲線である。計算で得られる部材に発生するモーメントを歪みに換算するのに必要な断面係数は、測定場所が中立軸から $10.5(\text{m})$ 離れていると仮定して求めた。今回の計算方法による結果は、ほぼ全周波数域にわたり、具の方法による計算と良い相関を示しているといえる。運動あるいは構造応答の固有周波数付近での誤差が若干大きくなるのは変位応答についての場合と同様に重力・浮力のモデル化の差異が存在するという点で説明がなされる。高周波数域においては考慮する項数を増やす方が精度は上がるが、やはり大きな差は現れていない。

以上のように、波強制力について、変位応答について、構造応答について、今回の計算方法の妥当性が示された。ポテンシャルを式 (3.14) に従って円筒関数で展開する際には、項数を 9 項取るよりも 13 項あるいはそれ以上に項数を増やす方が当然、高周波数域で精度は上がるが、9 項程度の少ない数でも、ほぼ全周波数域に渡って誤差は数パーセント以内であり、精度は十分であるといえる。



Modeling for Present Method



Modeling for Goo's Method

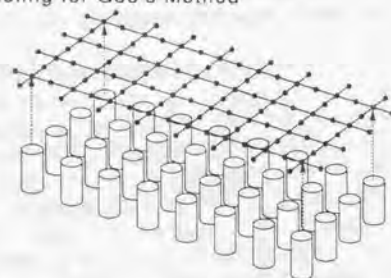


Fig. 3.7: simple model for validation

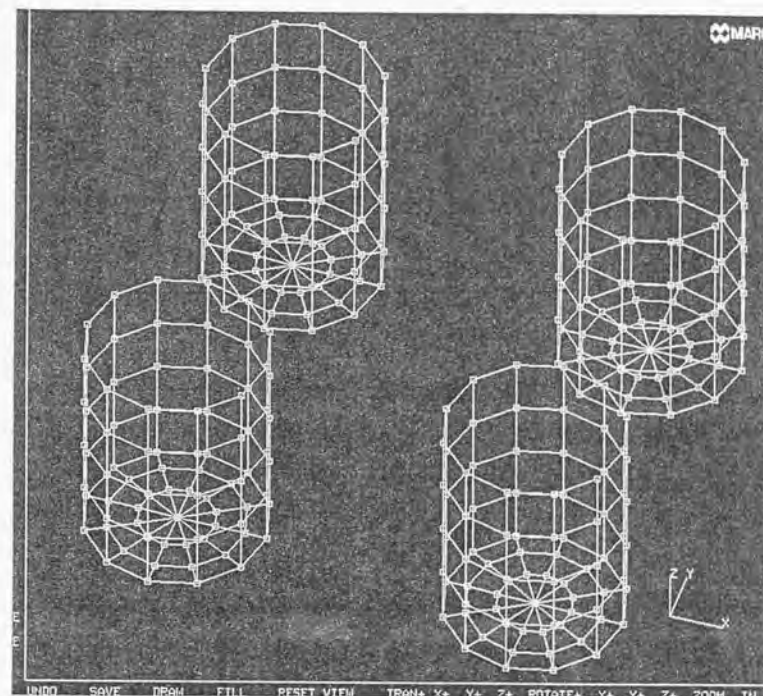


Fig. 3.8: panels on group body surface for S.D.M.

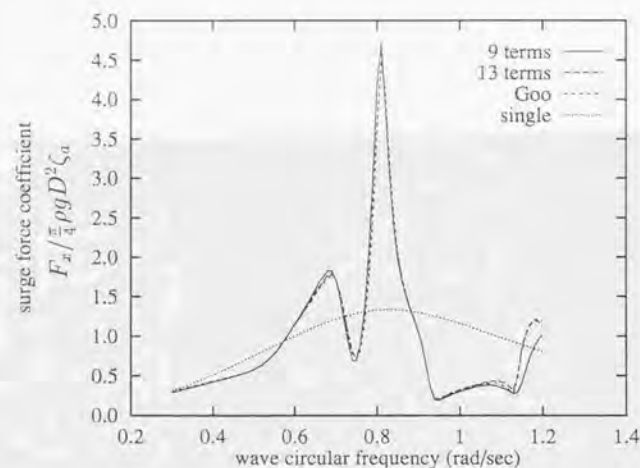


Fig. 3.9: wave force on one column at the center of the simple model in horizontal direction

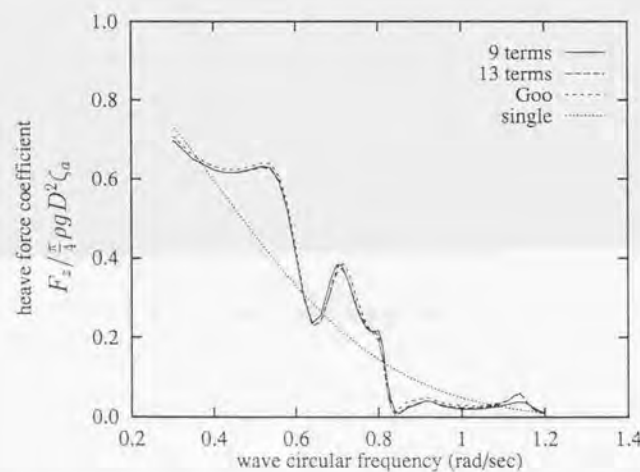


Fig. 3.10: wave force on one column at the center of the simple model in vertical direction

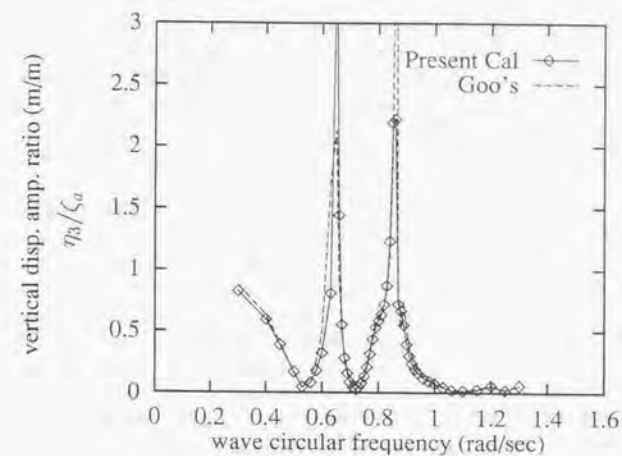


Fig. 3.11: R.A.O. of vertical displacement at the Ref. point of the simple model

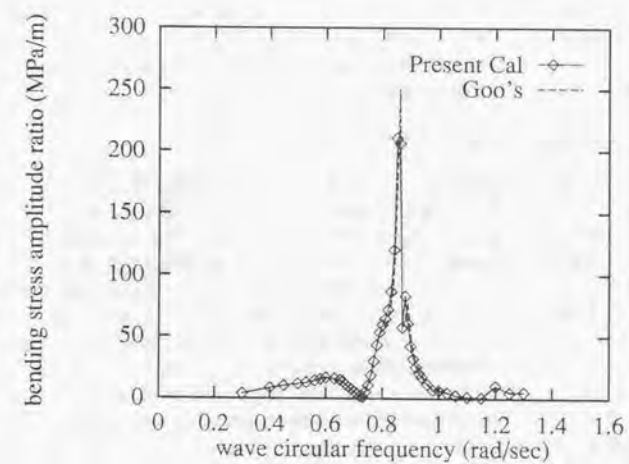


Fig. 3.12: R.A.O. of bending strain at the Ref. point of the simple model

3.3.2 実験との比較

超大型とはいえないが、多数の浮体で支持された大型浮体を想定した浮体構造物の規則波中実験をすでに行っている [81]。実験モデルは Fig. 3.13 に示されるものであり、 $5 \times 9 = 45$ 個のコラムで支持された、格子構造になっている。コラムの直径は 15cm で喫水は 27cm、コラム間の間隔は 30cm になっている。

ここでは、実験との直接的な比較と具の計算法による結果との比較ができるだろう。今回の計算手法による数値計算の際には、コラム一つを group body としてモデル化したのでこの点では具の計算法でのモデル化との差異はない。計算時には、前節を参考にして propagating term のみ 9 項とった。構造部分では、具の計算法でのモデル化では全体構造を一つの構造としてとらえるのに対して、今回の計算法では Fig. 3.14 のような sub-structure が横方向に 5 つ並んだものとしてモデル化した。

Fig. 3.15 と Fig. 3.16 に Fig. 3.13 中に示される S1 点、S4 点における向かい波中の単位波振幅当たりの曲げ歪みの周波数応答曲線が示されている。四角形の点は実験結果を示す。いずれの図からも今回の計算結果は高周波数域を除き、実験と山谷の位置がよく一致しており、相関が良いことがわかる。図中には、正解として具の数値計算法による結果も併せて示されており、Geo で表されている。正解と今回の計算結果を比較すると、周波数応答曲線が全ての周波数域では一致していることがわかる。 $\omega = 8.9(\text{rad/sec})$ 付近のピークは浮体間の距離で決まる、流体力学的な固有値である。この周波数では standing wave が生じ、波高が非常に大きくなることがわかっている。この時の波長は対角線上のコラムの間隔の約 2 倍であることがわかっている。これは後に Newman が指摘した trapping の現象 [45] と同じものである。また、その時のピークの値は重複波の波崩れ現象によって数値計算で得られるほどには大きな波高や圧力にはならないことが、すでに実験によって確かめられている [80], [52]。両曲線が厳密には重ならないのは、解析時に重力と浮力の扱いが違ふことによる。この浮体構造では要素浮体間の距離 $l = 30(\text{cm})$ と要素浮体のコラムの直径 $D = 15\text{cm}$ 、比の値 $D/l = 0.5$ であり、流体力学的な相互干渉の影響が大きい。本解析手法で、相互干渉影響を取りこぼさずに考慮できていることがわかる。実験との比較あるいは具の計算法による結果との比較から、本手法により相互干渉影響を含めて適当な精度で構造応答の数値解析ができるということがわかる。

なお、本実験は文献 [81] 中で行ったものであり、当時も具の数値計算法を用いて、良い相関を得たものであるが、当時の実際に用いた計算データが残っていないために、もう一度 Fig. 3.13 中の図などを参考に数値モデルを作り直し、Rayleigh 減衰の値などは新たに設定したデータを用いた。その結果、文献中で行われた具の開発したコードによる数値計算結果とは厳密に一致していない。

3.3.3 平山らの実験との比較

平山 馬らは空港に用いる長寿命型浮体として、半潜式大型浮体を提案している [14]–[16]。彼らは大規模な水槽実験を行って、同時に開発した特異点分布法とモード法を応用した計算法の検証をしている。用いられているモデルを Fig. 3.17 に示す。このモデルではアルミ製の 4cm 角、板厚 2mm の格子状の上部構造を持ち、コラムと上部構造物には低発砲プラスチックが入っている。支持浮体は直径 100mm 高さ 40mm のコラムの下に直径 200mm 高さ 40mm のフーティングがついた型になっている。この浮体を間隔 30cm で正方形に 4 つ並べた浮体部分をひとつのユニットとし、ユニットを正方形に 3×3 の 9 個分並べた部分をクラスターと名付けている。さらにクラスターを 4 つ縦に並べたものが、全体の構造である。一本のコラムとその下部のフーティングからなる要素浮体の総数は 144 個になっている。Fig. 3.18 に代表的な点の上下方向の変位を、Fig. 3.19 には M1 点での曲げモーメントを示す。今回の計算は変位応答曲げモーメントともに実験と非常に一致している。実験と計算値の間でやや差異が見られるのは、低周波数域における曲げモーメントと高周波数域での同調の周波数である。低周波数における曲げモーメントにみる差異は平山らの計算でも同じ傾向がみられる。また、同調周波数は第 2 章に示した簡易計算によれば、heave の固有周波数 $0.38(\text{rad/sec})$ 、面外たわみ振動の最低次の固有周波数 $\omega_1 = 5.1(\text{rad/sec})$ 、同 2 次の周波数 $\omega_2 = 10.2(\text{rad/sec})$

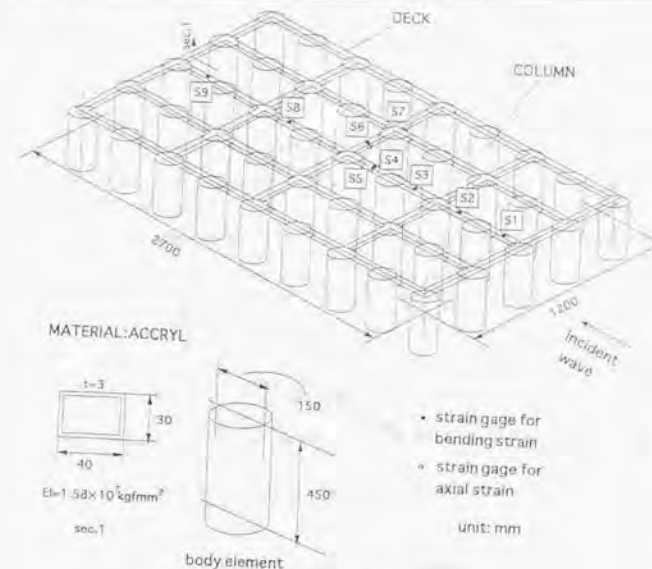


Fig. 3.13: set up of the experiment

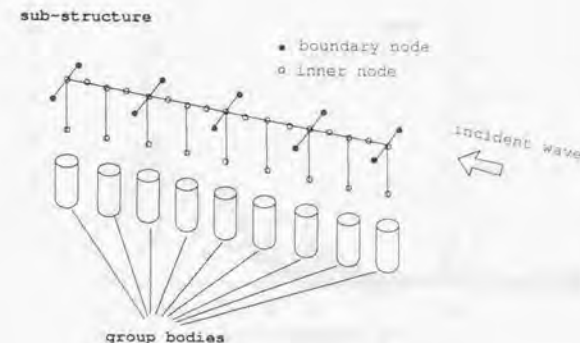


Fig. 3.14: modelling of the experimental model for computation

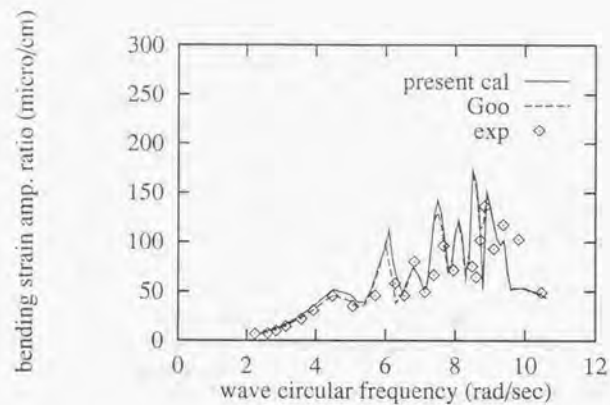


Fig. 3.15: comparison of R.A.O.s of bending strain at S1

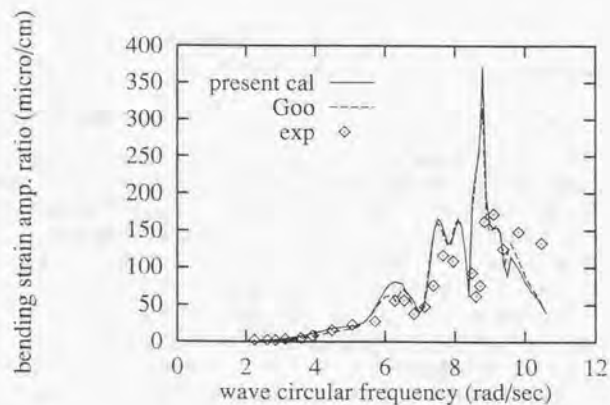


Fig. 3.16: comparison of R.A.O.s of bending strain at S4

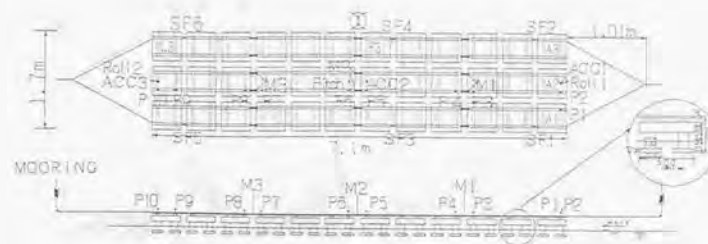


Fig. 3.17: setup of the experiment

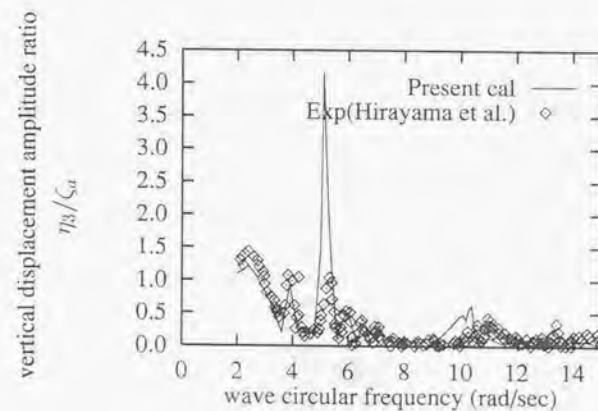


Fig. 3.18: R.A.O. of vertical deflection at Z1

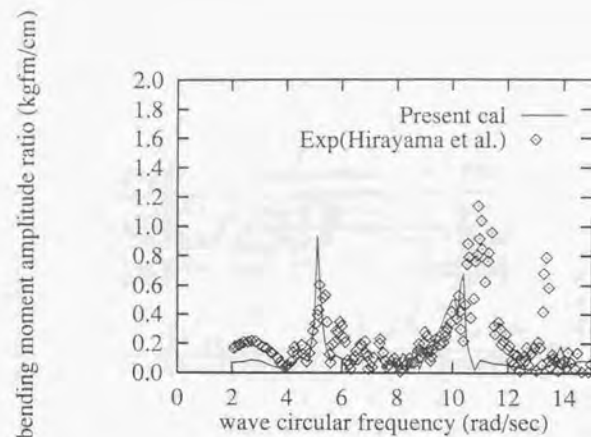


Fig. 3.19: R.A.O. of bending moment at M1

となり、今回の数値計算結果に近い値を得る。

3.4 考察

3.4.1 group body の適用範囲

group body は複数の要素浮体を一つの浮体とみなし、みかけ上の浮体の数を減らす、流体領域の計算量を減らすための工夫であるが、ひとまとまりとみなす要素浮体の数をいくらでも大きくできるものではない。その限界がどの程度であるかを知っておく必要がある。group body の限界を抑える制約の一つに仮想円柱の制約がある。これは group body について再び言い換えると、ある group body を取り囲む水底にまで達する最小半径の仮想的な円柱の内側には他の group body を含まない」となる (Fig.3.3参照)。要素浮体形状がすべて円筒である場合にはこの制限は、意味のないものであるが、任意の形状である場合にはこの制限は大きな意味を持つことになる。例えば、波浪中の直方体を分割して二つの要素浮体間の相互干渉問題として解析する場合には、厳密な計算はできない。

仮想円柱の制約が満たされない部分がローハルの一部程度の水没した全体に比較して小さい部分であれば抵触による影響が小さいので、多くの場合問題は生じないが、制約を満たさない部分がコラムあるいはバジ形状の場合には大きな誤差が生じることも予想される。仮に同一直径 D のコラムが一定の間隔 l で並んでいたとする。group body を 2×2 の要素浮体からなるとすると (Fig.3.20参照)。

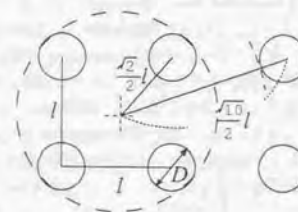
Fig. 3.20: limitation of D/l from the viewpoint of imaginary cylinder assumption

Fig.3.20中の点線で示される円周は group body に関する仮想円柱を表す。仮想円柱の制約の範囲内であるためには、

$$\begin{aligned} \frac{\sqrt{2}}{2}l + \frac{D}{2} &< \frac{\sqrt{10}}{2}l - \frac{D}{2} \\ \therefore \frac{D}{l} &< 0.874 \end{aligned} \quad (3.48)$$

同様に、 $n \times n$ などについての限界を D/l の上限という点でまとめると

$n \times n$	D/l
2×2	0.874
3×3	0.586
4×4	0.428
5×5	0.172
6×6	0.0

仮想円柱の制約という観点からは、 4×4 程度までが許容されることがわかる。 6×6 になると、どのような場合でも仮想円柱の制約に抵触する。

仮想円柱の制約に抵触する、 $n \times n = 3 \times 3$, $D/l = 0.67$ ($l = 30m$) の group body からなる浮体群についての計算を行い、従来の一つの要素浮体を group body とする方法と比較することで、その精度の検証を行う。要素浮体の個数は $6 \times 15 = 90$ 個である。向かい波中の波強制力について調べた (Fig. 3.21, Fig. 3.22)。propagating term を 9 項取った時と 13 項取った時の計算結果が比較される。従来の具により開発されたプログラムによる結果を Goo で表し、正解とする。参考のために 'single' としてコラムが単独で存在する場合の波力を示す。縦軸は波強制力をコラムの複屈力係数で除している。

9 項考慮時では曲線の形は正解に収束せず、13 項でも正解には収束しない。15 項以上考慮した時でも正解に収束していなかった。一方で、仮想円柱の制約に抵触していても、全く違った結果を出すわけではなく、グラフの曲線の形状はおおよそ一致しているといえる。仮想円柱の制約に抵触する場合には、例えばコワーハルがついているような浮体も挙げられるが、その場合でもほぼ正解とみなせる値を計算することがわかっている。この理由は、影本あるいは具の理論で得た解は、浮体の没水面上の境界条件を満たすように決定されているのと同等であり、仮想円柱に抵触する部分だけが境界条件を満たさないような近似的な解を与えるということによって説明されている。

次に同じ条件で $D/l = 0.5$ とするときの計算結果を示す (Fig. 3.23, Fig. 3.24)。この時には仮想円柱の制約には抵触していない。9 項取った時では曲線の形は正解に収束していないがほぼ全周波数域に渡って誤差は大きくない。13 項ではより正解に近づく。それ以上項数を取ると、正解に収束していき 17 項程度ではほぼ正解に収束した。項数を多く取ると、数値計算上の困難 (under-flow) が発生し計算できなくなった。

以上のことから、仮想円柱の仮定に抵触する浮体群でも、大きな誤差を含まない結果を得ることができる。しかも、その抵触の程度が大きくない場合には極端に精度が悪くなるわけではないことがわかる。このことは文献 [78] でも確かめられている。逆に、仮想円柱の仮定に抵触しない浮体では group body の範囲が大きくても、項数さえ大きくとることができれば、より正確な解に収束していく。その場合にとるべき項数が大きくなりすぎて、計算上の効率が上がらないということも考えられるだろう。

実用上、どの程度の group body の大きさまで許されるかということは、結果に求められる精度にもよって異なり、group body の代表長さ、例えば group body の対角線長さによっても異なる。以上のことは浮体の剛性に関係がない議論であるが、実際の構造応答計算ではこの制約に加えて group body を剛体とみなすことができるという仮定があることを考慮しなければならない。剛体であるという仮定を十分満たす浮体でなければ、計算上の誤差が生じることが予想される。group body の範囲が大きければ、相対的に剛性は小さくなる。group body が許容される範囲は浮体の剛性にも依存し、容易に示すことはではない。このことを含めて group body は 3×3 程度にとどめておくことが適当であるだろう。

3.4.2 計算時間

本章では、より大きな浮体を効率良く解く手法の開発が目的であった。一定のモデルの計算量あるいは時間を各計算法間で比較することで、ここで提案した理論がその目的をどの程度達成したかを論じる。比較するのは 3 種類の計算法である。すなわち、特異点分布法に FEM を組み合わせる極めて一般的な方法、具による数値解析理論をもとにした手法、今回の手法である。計算量は解くべきマトリクスの大きさすなわち、未知数の数によって決定される。比較する際にはモデル化によっても未知数の数が異なるが、ここでは検証の際に用いたモデル (Fig. 3.7) を用いて、同じ程度の離散化を他の手法でも行うと仮定した。

特異点分布法ではひとつのコラムあたり 50 個程度のパネルでメッシュ分割する。コラムは全部で 16 個あるから流体における未知数は 800 個である。構造部分については総節点数は 72 個でひとつの節点あたりの自由度は 6 であるから、構造における未知数は 432 になる。最後に解くべきマトリクスの次数は総未知

数に等しく約 1200 である。

具の方法ではひとつのコラムあたり 50 個程度のパネルでメッシュ分割し、それを円筒関数で展開し、その係数が未知数になる。ひとつのコラムあたり 9 項用いたとすれば、流体に関する未知数は 16 倍して 144 個である。構造部分の取り扱いは上の方法と同じく 432 であり、総未知数は約 600 に減っている。

今回の計算手法では、4 つのコラム group body として数百のパネルでメッシュ分割し、それを円筒関数で展開し、その係数が未知数である。ひとつの group body あたり仮に 13 項で展開したとする。group body は全部で 4 つだから流体領域の未知数は 52 個である。構造部分でさらに未知数を減らすことになる。部分構造 20 個の節点があり、このうち 8 個が境界節点で残り 12 個は内部節点である。内部節点を境界節点で表すために一旦 $12 \times 6 = 72$ 次元の連立方程式を解き、最終的に残るのは境界節点の 24 個だけであるから、未知数はこの 6 倍の 144 個である。総未知数は約 200 個である。境界節点変移から内部節点の変位を求める際に、後進代入が必要になるがこれは部分構造について内部節点を消去した時に得ている LU 分解されたマトリクスを用いることができるので大きな計算量にならないと考えて、ここでは後進代入に要する計算量を考慮していない。

これらの 3 つの比を取ると、6:3:1 程度になっている。記憶領域はこの二乗の比が必要で、具の手法に比べても約 1/10、特異点分布法と FEM を用いる方法に比べて 1/40 程度の記憶領域程度しか必要とされない。LU 分解では連立方程式を解くのに次元の 3 乗に比例する時間を要する。具の手法に比べて 1/30 程度、特異点分布法と FEM を用いる方法に比べて 1/200 程度の時間しか要しない。

本手法は構造の形に制限をおくものではないが、本手法を適用して最も効率がよいのは Fig. 3.1 のように、長い構造体である。この点で比較のために選んだモデルは必ずしも本手法に適用して効率がよいものではない。仮に空港のように長い構造が、長さ 3000(m)、幅 300(m) 程度であったとする。Fig. 3.7 中のコラム 1000 個で支持されているものとする。同じようにモデル化して、最終的な未知数は特異点分布法+FEM では流体部分に 50000 個の未知数、構造領域では 25000 個の未知数がある。具の手法では同じく 90000 個、25000 個の未知数が生じる。これに対して本手法では、流体領域ではそれぞれ 2300 個程度、1500 個になっている。総未知数の比は順に 20:9:1 程度である。これは記憶容量で 400:80:1、計算時間で 8000:700:1 になる。

以上のことから、今回の数値計算手法では、特異点分布法+FEM に比較して 10 分の 1 から 20 分の 1 程度、具の手法に比較して半分から 10 分の 1 程度の未知数で計算できることがわかる。流体領域・構造領域の両面での反復性を用いることで計算の効率が上がっていることがわかる。

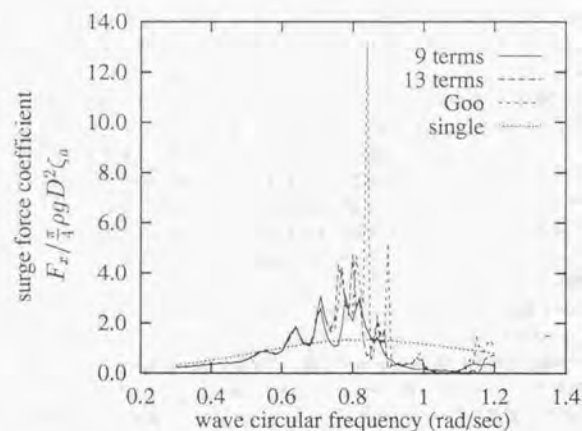


Fig. 3.21: convergence with increase of number of terms considered in horizontal force on one column when model violates imaginary cylinder assumption

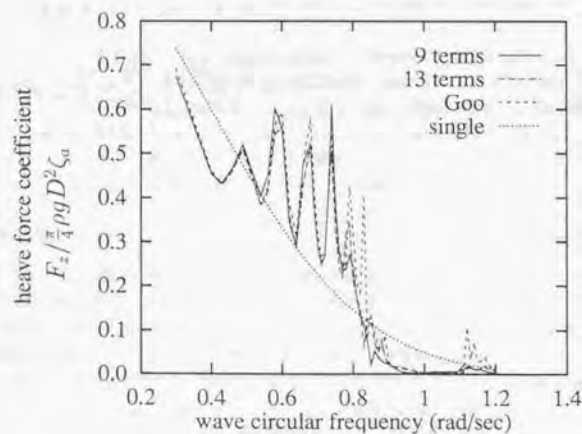


Fig. 3.22: convergence with increase of number of terms considered in vertical force on one column when model violates imaginary cylinder assumption

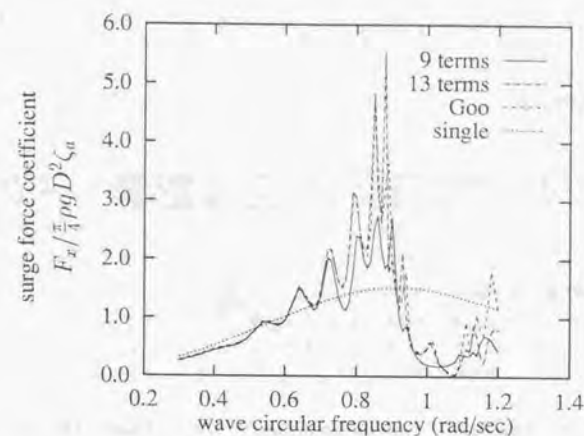


Fig. 3.23: convergence with increase of number of terms considered in horizontal force on one column when model satisfies imaginary cylinder assumption

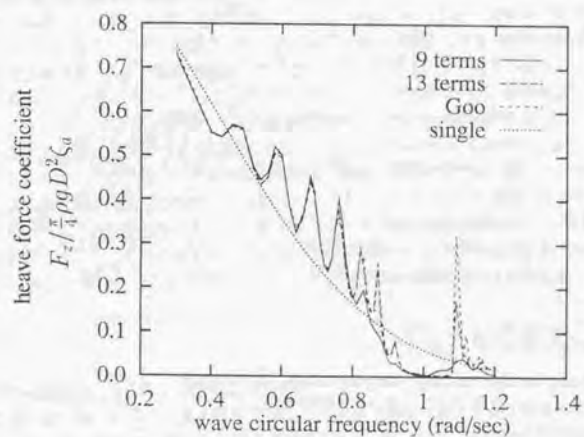


Fig. 3.24: convergence with increase of number of terms considered in vertical force on one column when model satisfies imaginary cylinder assumption

Chapter 4

浮体の長さが応答に与える影響 - その1

この章では関西新国際空港の第1期工事浮体案 (Fig.1.1) に見られる、ローハルがなく、デッキ構造がコラムだけに支持される形式の超大型浮体の波浪中応答解析を行い、その特性を求める。ローハルがつかないこの形式は、従来のセミサブにはあまり見られないものであるが、例えばセミサブの初期のデザインに見られたフーティング付きのコラムに補強のためのブレースがつくタイプのものもここに含められるだろう。

浮体の基本的な応答を把握することを目指し、序論で述べたように係留はバネ定数の小さいカテナリーなどの弱係留を想定して、解析する際のモデルには含めない。なお、超大型浮体への現存する係留を適用することを考えた時に、有望な候補として残されるのは、固定構造物+フェンダー、あるいはテンションレグである [19][82]。

まず、第2章で示した簡易解析理論を用いて、Fig.2.16のIII型に示す応答特性を得ることを念頭に置いて、コラム支持浮体の設計を行う。III型とは構造の面外たわみ振動の固有周波数を波スペクトルに比較して高い周波数に配置する形式である。第2章から、コラム支持浮体の構造応答では、構造の同調現象は重要ではなく、簡易解析理論に示した準静的な構造応答のピークが支配的であり、しかも、この応答は簡易解析で定量的にも十分正確に予想できると考えられる。従って、全体構造設計はほぼ簡易解析法で予測される低周波数域に生じる準静的な構造応答のピークを用いて行われる。このように設定した浮体について、長さをパラメータとして波浪中応答解析を行い、様々な構造応答上の特性を明らかにする。

本章では、コラム支持浮体の形式を用いることで、長さ2400(m)という大きな構造を成立させることができることがわかった。第2章で予想された構造応答の3種類のピーク、すなわち、マッチング応答、準静的な構造応答のピーク、同調による応答のピークのうち、縦曲れにおける準静的な構造応答のピークが重要であることがわかった。準静的な構造応答のピークの応答量あるいはその応答の生じる周波数は、浮体の長さによらないので、同じ構造形式でさらに浮体を拡張できることが予想される。ただし、端部付近の変位応答がやや大きく、重量のある上部構造物は許容できないという欠点があることが示される。

4.1 コラム支持浮体モデル

コラム支持浮体モデルは、デッキがコラムだけで支持される単純なモデルで、建造する際には水中部の溶接あるいは接合の必要がなく、保守点検も容易という点で有利と考えられる。超大型浮体では、建造法や信頼性の評価法が十分に確立しておらず、ここで挙げた優位な点は構造が大型であればあるほど重要である。

第2章で述べたように、構造の弾性体としての固有周波数は heave の固有周波数より高く、浮体の長

さが大きいほど固有周波数は小さくなるので浮体長が大きくなるにつれ、面外振動の固有周波数は徐々に heave の固有周波数に近づいていく。通常のセミサブリグでは、第2章の Fig.2.16のI型で示すように heave の固有周波数は波のエネルギーを持つ周波数域に比べて低く配置し、構造の固有周波数ははるかに高いところにある。上記のように、同図のII型に近づくことになり、同じ設計方針が許されない場合があるだろう。そこで、III型で表されるような周波数応答曲線を得ることを考える必要がある。すなわち、heave の固有周波数を比較的高い周波数域に配置し、構造の固有周波数をより高いところに逃すことを試みる。

III型に属する浮体は現在までに実物があるわけではなく、従来にはない形式の浮体であるから、新たに一から浮体構造を設定する試みが必要であるだろう。その際に、第2章で簡易解析を用いて得られた知識が有効であると考えられる。簡易解析で扱われるのは heave の固有周波数 ω_0 、剛性 EI 、復原力係数 k_e である。波浪中応答の観点から、外洋設置型のIII型の浮体構造を設計する際に考慮すべきであるのは、heave の固有周波数 ω_0 、準静的な構造応答の最大値と特性周波数、排水重量などである。heave の固有周波数は 0.8(rad/sec) 程度以上、特性周波数における準静的な構造応答の最大値を単位波振幅の波浪中の応力値で 30(MPa) 程度、単位面積当たりの重量を構造重量を含めて 2tonf とする。

heave の固有周波数 ω_0 は次のように決定される。

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k_e}{m + m_a}} \quad (4.1)$$

ここで、 k_e は単位面積あたりの復原力係数、 m と m_a は単位面積あたりの質量と付加質量とする。ローハルあるいはフーティングがつかないコラム支持浮体の場合、浮体の質量は排水量 V で決まり喫水を d とすれば、流体の密度を ρ とし、 $k_e d = \rho g V = mg$ とするから、式(4.1)は次の式に置き換えることができる。

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{g}{(1 + C_a)d}} \quad (4.2)$$

ここで C_a は付加質量係数で、1 程度以下の値をとる。従って、喫水を小さくすることができれば heave の固有周波数を高く設定できる。一方で、 $mg = k_e d$ のように構造物の重量によって排水量が決まるので、極端に喫水を小さくすることはできない。また、小さな喫水ではコラム底部が水面に露出して、スラミングのような応答を誘起してしまう可能性もあるので喫水は小さくとりすぎるべきではない。そこで、ここでは喫水を 10(m) とすることにする。従って、heave の固有周波数は $\omega_0 = 0.7 \sim 0.9$ (rad/sec) 程度と予想される。デッキの単位面積あたり (1m²) の質量を 2000kg としているので、 $k_e = mg/d = 2000 \times 9.8/10 = 2000$ (N/m²) になる。コラムを均等に配置したとすれば、 ρg (水の比重) = 9800 (N/m³) だから、コラム直径 D とコラム間隔 l を用いて、 $k_e = \rho g \pi / 4 (D/l)^2$ と表されるから、 D/l は 0.5 になる。次に、コラムの形状と配置を決めるために浮体間隔 l について検討する。多くのセミサブリグでは左舷と右舷のコラム間隔は 50 メートル程度である。コラム間の距離 l はデッキ部に作用する静的な荷重によって制限されるので 50(m) 以上の大きな浮体間隔をとることは容易ではないだろう。デッキ構造はコラムで支持される梁のようになるから、コラム間の距離をあまり大きくすることができないのである。このモデルではローハルやブレースがないことを考慮して、コラム間隔は 30(m) とした。従ってコラムの直径は 15(m) になる。コラムは下部にフーティングが着かないものとしたが、コラムの形状を工夫しても全体応答の点からは大きな差は生じない [60] 上に、フーティングをつけることは工作上も容易ではないし、heave の固有周波数を低下させることにならねず、III型の特徴を失うことにつながる。工作の容易さを考えて円筒形状ではなく、角柱とすることも考えられる [36] が、ここでは、特性把握ということに重点を置くので、没水浮体形状について円柱のコラムとし、これ以上の検討を行わない。以上のように、 ω_0 と k_e が決定した。

ところで、関西新国際空港第1期工事案において提案された浮体はコラム直径とコラム間隔および喫水の点では、結果的に Fig.2.16中のIIIに属する設計になっている。当時は全体構造応答上の考慮というより

も、建造・施工・補修上の容易さ、デッキ荷重による局所的な構造応答に対する考慮からこの形式に決定されようである。

次にデッキ部の剛性 EI を決定するために、デッキ部の構造を考える。構造の固有周波数は heave の固有周波数を高くしているためにそれほど重要なパラメータにはならず、むしろ準静的な応答のピークが問題となると考えられる。第2章の式(2.27)を参照すると、低周波数域の曲げモーメントの構造応答の準静的なピークはおおよそ、

$$M_{max} \approx \frac{\sqrt{EI k_c}}{2} \quad (4.3)$$

で表されることがわかる。 EI は梁としての全体剛性を表す。

Fig.4.1のような、単位幅、構造深さ T (m)、板厚 t (m) の単純なデッキ構造を想定すれば、 $I = T^3 t / 12$ で表され、中立軸からの最大距離は $y_{max} = T/2$ で表されるから、最大の応力は式(4.4)のようになる。

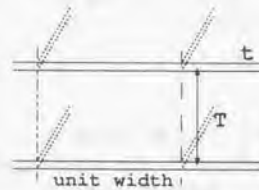


Fig. 4.1: simple model for estimating deck bending rigidity

構造は鋼製であるとして、 $E = 2.06 \times 10^{11}$ (N/m²) を用いた。準静的な構造応答のピークでの応答を低減するためには、板厚を大きくとることが有効であることを示している。例えば板厚を 25(mm)=0.025(m) 程度とすれば単位波振幅中の最大応力は、45(MPa) にも達する。そこで、ここでは見掛け上の板厚を増やすために 30(mm) 板厚の鋼板を用いた 1.0(m) の厚さのダブルデッキを作り、さらにこのダブルデッキを上下に配置する全構造深さ 8.0(m) の 4 層構造とする (Fig.4.2 参照)。このとき単位波振幅中の最大の応力 σ_{max} は 29(MPa) 程度が予想される。またその時の周波数である特性周波数は、

$$\omega_s = \sqrt{\frac{k_c g^4}{EI}} = 0.29 \text{ (rad/sec)}$$

で表される。特性距離 λ_s は 750(m) 程度となっている。また、式(2.2)に示す斜め波中の単位長さには作用する上下方向の波力を考慮すると波方向が変化する際には、第2章で定義した準静的な構造応答のピーク周波数 $\omega_s(\chi)$ 及び波数 $k_s(\chi)$ によって、そのときの曲げモーメントによる応力 $\sigma_{max}(\chi)$ は、

$$\begin{aligned} \omega_s(\chi) &= \sqrt{1/\cos \chi} \omega_s \\ k_s(\chi) &= \frac{1}{\cos \chi} k_s \\ \sigma_{max}(\chi) &= \frac{2}{k B \sin \chi} \sin \frac{k_s(\chi) B \sin \chi}{2} \sigma_{max} \end{aligned} \quad (4.5)$$

となる。ここで χ は波の入射角である。

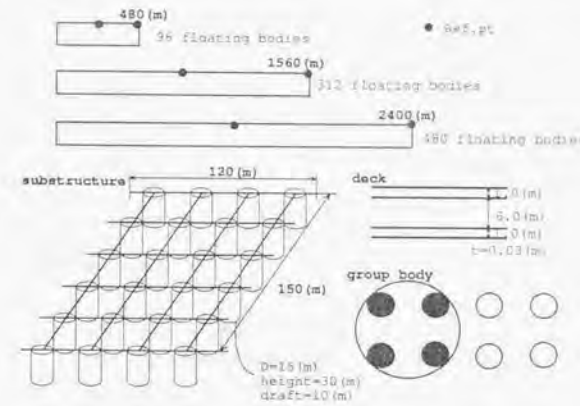


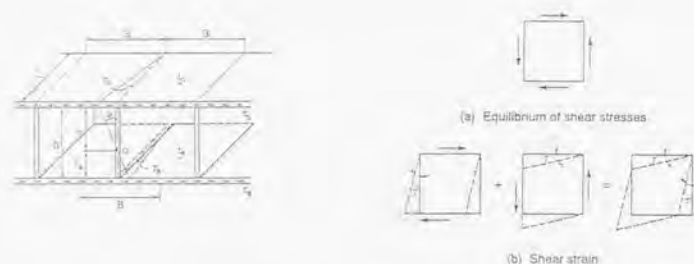
Fig. 4.2: modelling of column-supported type models

Fig.4.2中には決定した浮体モデルとそのモデル化も示している。また、Table 4.1には一つの sub-structure の特性値が示されている。一つの sub-structure は長さ 120(m)、横幅 150(m) の浮体であり、6 個の group body に支持されている。長さとはここでは、全体構造の長手方向を表す。浮体の長さが応答に与える影響を調べるために、浮体長さ L は 480(m)、1560(m)、2400(m) の三種類を想定する。それぞれ、コラム支持浮体モデル (a)、コラム支持浮体モデル (b)、コラム支持浮体モデル (c) のように名付けることにする。一つの group body は 4 つのコラム形状の要素浮体からなっている。group body の形状は喫水を除いて第3章で用いた浮体と同じ形状になっている (Fig.3.8 参照)。一つの group body あたりの scattering を表すのに、第3章で検証を行って良い結果を得た項数である 9 項の propagating term を用いている。デッキはコラムとコラムを結ぶ格子状に組み合わせた梁でモデル化され、コラムの裏上およびコラムとコラムを結ぶ梁の間には一つの節点が設けられている。従って、梁要素の長さは 15(m) となっており、梁間を 3 次のたわみ関数で表しているので要素の分割数は十分であると考えられる。一つの sub-structure あたりには 74 個の節点が存在し、このうち 12 個が境界節点である。例えば $L=2400$ (m) のコラム支持浮体モデル (c) では、この sub-structure が 20 個つながった構造になっている。この時のコラムの要素浮体の総数は 480 個で、要素数 1760 の梁要素、節点数約 1760 個でモデル化したのに等しい。デッキ部のねじり剛性評価はバネ式浮体のねじり剛性に関する矢尾 [71] の方法にならう (Fig.4.3 参照)。この方法によれば、ねじり剛性 GJ は

$$GJ = G \times B h^2 t \quad (4.6)$$

で表される。

向かい波中、斜め波中 (135 度、向かい波から 45 度ずれる) の計算を行った。斜め波の角度を様々なに変化させることによって、135 度の場合に比べて若干大きな応答が生じる可能性もあるが、135 度のパターンを調べておけば、応答の縦曲げ・水平曲げ・ねじり・縦振動の各応答の全ての現象を抑えることができ、向かい波中での応答と比較することで、それらの現象を明らかにすることができるものと思われる。仮に 135 度以外の斜波でより大きな応答が生じて、ここで得られる知識を用いることで浮体構造を改良することができるだろう。また、第2章で、浮体中央部の構造応答が全般的に大きいということがわかったので、構造応答を調べるのは浮体中央部の一地点のみ (Fig.4.2 中の黒丸) とした。なお、水深は 200(m) の一定と仮定した。



$$GJ_{\text{total}} = 2GB(t_D^3 + t_B^3) = \frac{2GB^3}{t_D + t_B}$$

Fig. 4.3: torsional rigidity of deck structure

Table 4.1: principal dimensions of column-supported model(sub-structure)

Type	Column-supported model, 16 columns
Displacement	42400(ton), 2.35(ton/m ²)
Deck(4layers)	Length 120.0(m) Breadth 150(m) Height 8.0(m) Thickness of plates 30(mm) OD = 15.0(m)
Columns	length between centers of column 30.0(m)
EL _y	2.06E11(MPa) × 225 (m ⁴)
EL _x	2.06E11(MPa) × 58320 (m ⁴)
EA _z	2.06E11(MPa) × 18(m ²)
GJ _x	7.92E11(MPa) × 450 (m ⁴)

Table 4.2: relations between $\bar{\sigma}_{1/n}$ and σ_{QQ}

n	$\bar{\sigma}_{1/n}/\sigma_{QQ}$
1	1.25
2	1.78
3	2.00
5	2.25
10	2.55

Table 4.3: relations between $E(\sigma_{\max,N})$ and σ_{QQ}

N	$E(\sigma_{\max,N})/\sigma_{QQ}$
1	1.25
10	2.37
100	3.22
1,000	3.87
2,000	4.05

4.2 数値計算結果

各部材中の応力を調べるのに基本となるのはそれぞれの周波数応答曲線である。しかし、比較の際には周波数応答曲線よりも、曲線の特性を表すひとつの数値であることが望ましい。また、浮体の構造応答の特性がよくわかっていてそれが単純な場合には、設計波的な考えを使うことができるが、新しい形式の大型浮体ではスペクトル法的な考え方をせざるを得ないだろう。そこで、各応答曲線の特徴づける指標として、ISSC スペクトル $S_{\zeta\zeta}(\omega)$ 、 $T_{01} = 10(\text{秒})$ 、 $H_{1/3} = 1.0(\text{m})$ に対する応答スペクトル $S_{QQ}(\omega)$ の標準偏差 σ_{QQ} を用いる。

$$S_{\zeta\zeta}(\omega) = \frac{0.11}{2\pi} H_{1/3}^2 T_{01} \left(T_{01} \frac{\omega}{2\pi} \right)^{-5} \exp\{-0.44/(T_{01}\omega/2\pi)^4\} \quad \text{ISSC spectrum} \quad (4.7)$$

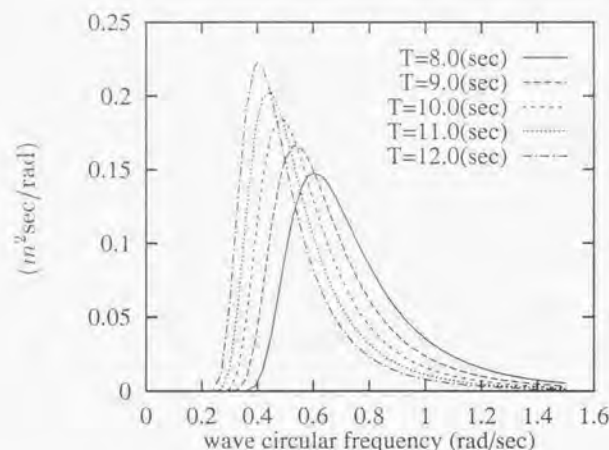
応答スペクトル S_{QQ} 及び標準偏差 σ_{QQ} は次の式で表される。ここで H_{ω} は周波数応答関数を表す。

$$S_{QQ} = |H_{\omega}|^2 S_{\zeta\zeta}(\omega) \quad (4.8)$$

$$\sigma_{QQ}^2 = \int_0^{\infty} S_{QQ}(\omega) d\omega \quad (4.9)$$

応答の標準偏差と有義値などの関係は Table 4.2, Table 4.3 のようになっている。ここで $\bar{\sigma}_{1/n}$ は $1/n$ 最大期待値を表し、 $E(\sigma_{\max,N})$ は N 波中の現象の最高値の期待値である。表中の値は分布が狭帯域と仮定 (バンドパラメータ $\epsilon = 0$) したものであるが、例えばピアソン-モスコビッチスペクトル、あるいはそれに基づいた ISSC のスペクトル (バンドパラメータ $\epsilon = 0.59$ 程度) としても大きな差はないようである [13]。

T_{01} がここで選んだ $10(\text{秒})$ 以外である場合には、スペクトルのピーク周期 $T_p = 1.3T_{01}$ が変わり、応答スペクトルの形状が変化する (Fig.4.4 参照) するので、応答スペクトルの曲線で囲まれた面積の大きさに相当する標準偏差も変動する。その他にも、風波以外の波、すなわち、狭い周波数範囲にエネルギーが集中し、スペクトル形状に鋭い部分が生ずる周期 15 秒を超えるうねりも考慮する必要があるだろう。従って、設定したスペクトル波中の応答の標準偏差を参照しながらも、周波数応答曲線を随時調べる必要がある。

Fig. 4.4: ISSC spectrum; $T_{01} = 8 \sim 12(\text{sec})$, $H_{1/3} = 1.0(\text{m})$

以上のように設定された応答スペクトルに対して、応答の標準偏差が5(MPa)を許容される応力の上限とする。これは有義波高10(m)に対して有義値で100(MPa)、およそ10(kgf/mm²)となることに対応しているので妥当な数字であろう。

4.2.1 波強制力

ここで示したコラム支持浮体はコラムが、コラム間隔とコラム直径との比 $D/\phi \approx 0.5$ と非常に密に配置された浮体なので、流体力学的な相互干渉による波強制力の変動が激しく生じると考えられる。そこで、応答について調べる前に、波強制力について見ておく。

Fig. 4.5は単位振幅の向かい波中のコラム支持浮体モデル(a)の $6 \times 16 = 96$ 個のコラム群中のほぼ中央の浮体に働く水平方向波強制力 F_x と上下方向波強制力 F_z に関する周波数曲線である。グラフ中の縦軸の値は波強制力の絶対値を水線面積の単位高さ分の排水重量で除したものである。本章で扱うコラムは第3章でgroup bodyの検証に用いたコラム支持浮体のコラムと外形に関しては喫水を除いて同じである(Fig. 3.7参照)。従って、Fig. 3.9, 3.10と比較して波強制力の大きさを示す曲線の形状もほぼ同じになっている。円周波数 $\omega = 0.88(\text{rad/sec})$ 付近の水平方向の荷重に見られる鋭いピークはstanding waveが生じている周波数である(第3.3.2節参照)。

同じ円周波数 $\omega = 0.88(\text{rad/sec})$ において、コラム支持浮体(c)の中央列の80個のそれぞれのコラムに働く波強制力振幅の長さ方向への分布はFig. 4.6のようにになっている。横軸はそれぞれのコラムの位置を表している。浮体の前端で波力が大きいわけではなく、浮体中央に渡って波打つように波力の大きさがかわっている。同じく、Fig. 4.7には円周波数 $\omega = 0.4(\text{rad/sec})$ のもの、Fig. 4.8には円周波数 $\omega = 1.0(\text{rad/sec})$ の時の波力の分布を示す。Fig. 4.7, Fig. 4.8に示すように、波力は基本的に波上側から波下側に移行するにつれて減衰する。円周波数 $\omega = 1.0(\text{rad/sec})$ になると浮体後部ではほとんど波力は生じていない。減衰が見られなかったのは、今回の計算の中ではFig. 4.6の周波数を含む、円周波数 $\omega = 0.80 \sim 0.90(\text{rad/sec})$ の間に限られてい

た。この周波数域で波長は対角線上の浮体の間隔の2倍前後になる。

また、斜め波中での波力の分布は非常に複雑な分布になった。Fig. 4.9に円周波数 $\omega = 0.80(\text{rad/sec})$ での斜め波中の各コラムの上下方向の波強制力の全体の分布の様子を示す。入射方向は向かって手前側から紙面奥方向である。この周波数では、浮体後方で波力が大きくなり、波力は列毎に変動を繰り返している。

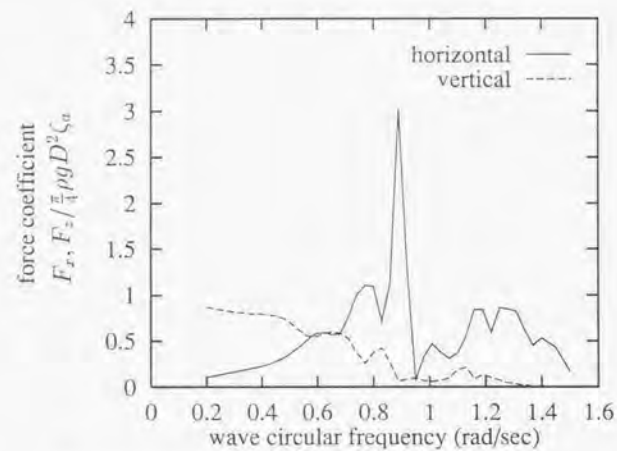
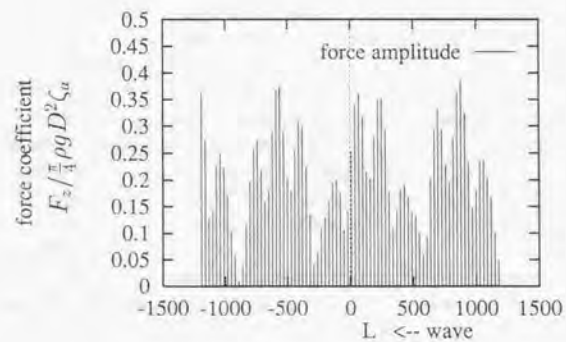
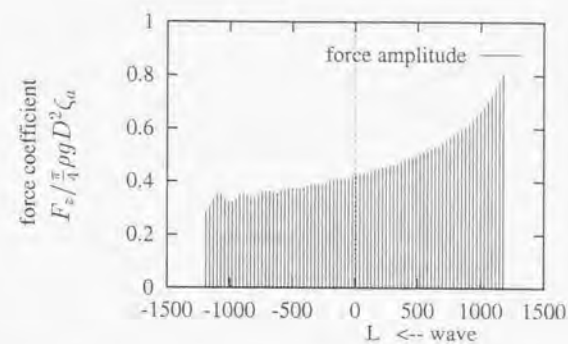
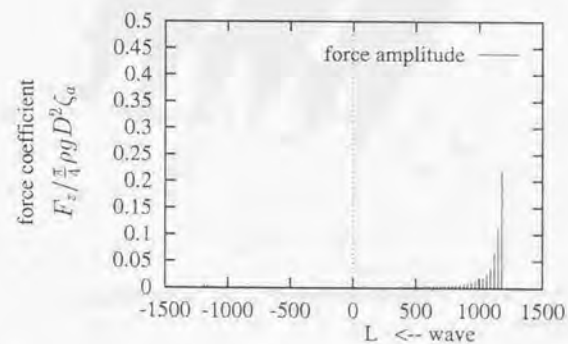


Fig. 4.5: wave force on one column around center of floating bodies

Fig. 4.6: distribution of amplitude of wave force in vertical direction on one column in a line at $\omega = 0.89$ (rad/sec)Fig. 4.7: distribution of amplitude of wave force in vertical direction on one column in a line at $\omega = 0.40$ (rad/sec)Fig. 4.8: distribution of amplitude of wave force in vertical direction on one column in a line at $\omega = 1.00$ (rad/sec)

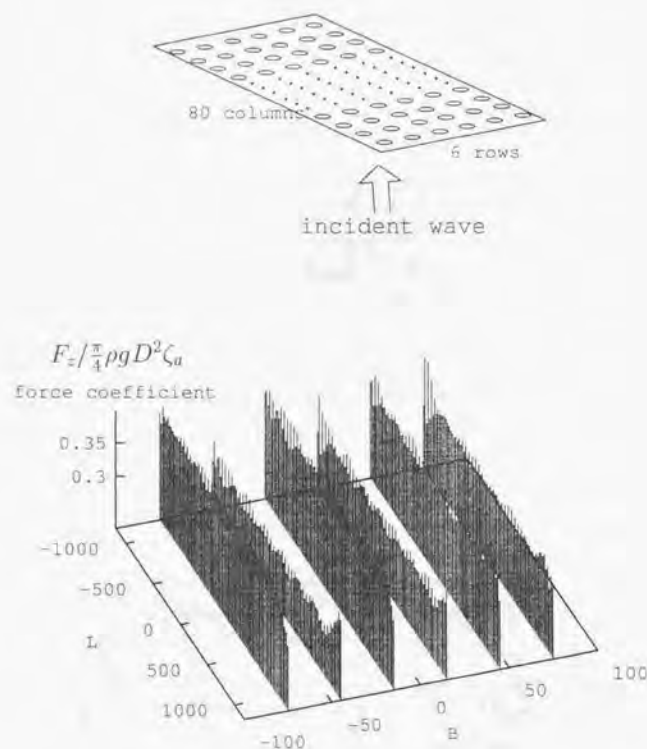


Fig. 4.9: spatial distribution of amplitude of wave force in vertical direction on one column at $\omega = 0.80$ (rad/sec) in oblique sea

4.2.2 構造応答

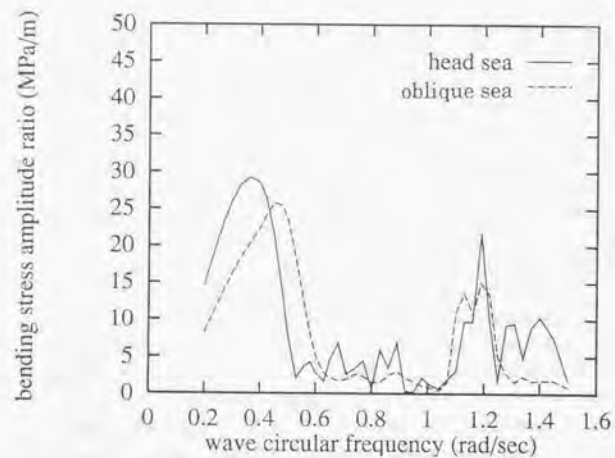
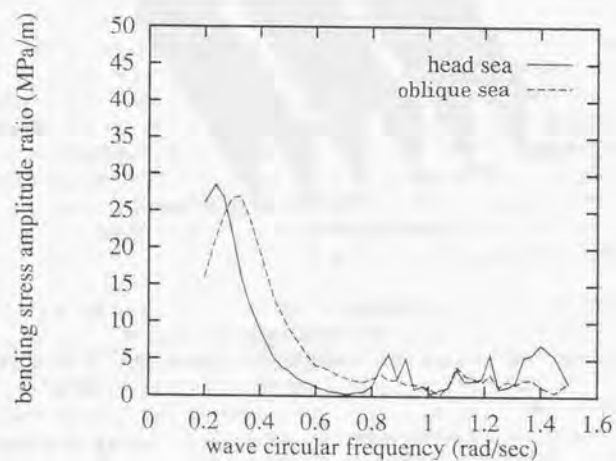
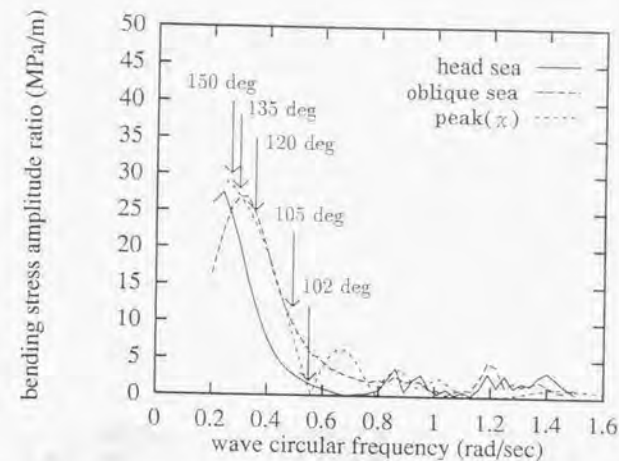
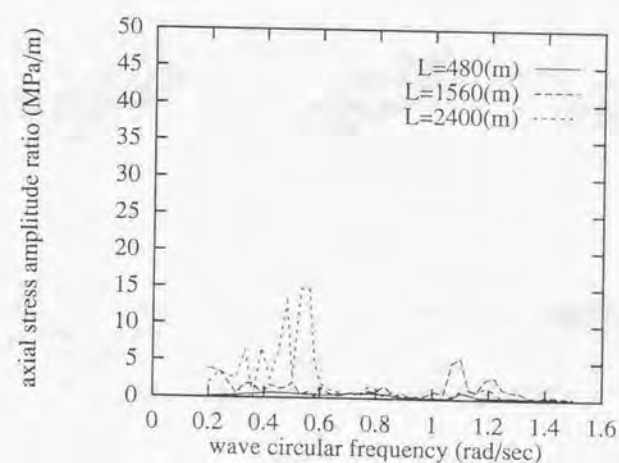
Fig. 4.10~Fig. 4.12に浮体中央部のデッキ部の曲げモーメントによる応力の周波数応答関数を示す。いずれの浮体の場合にも、低周波数域での応答のピーク値は30(MPa)程度に達し、また、浮体の長さあるいは波方向によってピークの生ずる周波数が異なっている。

向かい波中において、浮体長480(m)のコラム支持浮体モデル(a)の場合には、円周波数 $\omega = 0.36$ (rad/sec)であり、波長が浮体長さに一致している。斜め波中では円周波数 $\omega = 0.43$ (rad/sec)の時にピークが現れ、斜め波を考慮して一本の梁で代表される、浮体から見た波長を見掛け上の波長としておくと、これらは見掛け上の波長が浮体長さに等しくなった時にあたる。このことは、浮体長さ $L = 480$ (m)が特性距離 $\lambda_s = 750$ (m)よりもはるかに短く、Table 2.4によれば、全体構造応答については、浮体を剛体と仮定して求められる式(2.5)で予測できる範囲内にあることに対応している。この現象は浮体の長さや波長だけによって決定される、縦曲げに関するマッチング応答であるといえる。

Fig. 4.11の浮体長さ1560(m)のコラム支持浮体(b)の場合とFig. 4.12の浮体長さ2400(m)のコラム支持浮体(c)の場合には、ともに円周波数 $\omega = 0.25$ (rad/sec)において構造応答のピークが生じている。これは第2章で予測された特性周波数にはほぼ一致しており、Table 2.4中の結果にも矛盾しないものである。従って、この周波数での応答は準静的な構造応答のピークであるといえる。波の入射角度が変化することによって、応答が最大になる周波数とピークの高さが変化するが、このような現象は第2章の簡易解析によって予測されている。簡易解析によれば、波方向を変えると準静的な構造応答のピーク的位置は χ を媒介変数として、横軸を式(4.5上)、縦軸を式(4.5下)で表されることがわかる。準静的な構造応答のピークの波の入射角に伴う変化をFig. 4.12中に'peak(χ)'で示している。式(4.5)によれば最もピークが高くなるのは、向かい波の状態であり、ピークの高さがゼロになるのは、 $\sin \frac{\pi B \sin \chi}{L} = 0$ の時である。その周波数は幅 $B = 150$ (m)のコラム支持モデルでは円周波数 $\omega = 0.55$ (rad/sec)、入射波の入射角 $\chi = 102^\circ$ にあたる。設計の際には波スペクトルと周波数応答曲線の重なり方を考慮して、最も大きな準静的な応答が生じ、そのときの周波数の低い向かい波の場合と構造応答がほぼゼロになると考えられる102度の間の、最も厳しい波方向を選ぶことになる。

浮体中央側のデッキ部の軸力による応力をFig. 4.13に示す。長さにより応答の大きさのあまり変化しない曲げ応力応答とは対照的に、浮体の長さが大きくなるにつれて大きな応力が生じることがわかる。図中の浮体長さ2400(m)の浮体に関する応答曲線の円周波数 $\omega = 0.56$ (rad/sec)でのピークは、水平面内のたわみの最低次の固有周波数に対応している。このときの変形は面内の1次のモードである2節振動をしており(Fig. 4.14参照)同調現象である。また、Fig. 4.13中で $L = 1560$ (m)のコラム支持浮体モデル(b)では、円周波数 $\omega = 1.2$ (rad/sec)付近で同様の同調が見られた。簡易解析法によれば水平面内の固有周波数は、長さの2乗に反比例する。 $L = 2400$ (m)の浮体で、水平面内の1次の固有周波数が $\omega = 0.56$ (rad/sec)であったとすれば、 $L = 1560$ (m)のモデルの簡易解析理論で予想される1次の固有円周波数は $\omega = 1.3$ (rad/sec)である。ここで計算した結果を概ね説明することができる。

第2章の簡易解析から面外たわみの固有周波数について得られた式(2.35)から、固有周波数はTable 4.4のように予想される。ただしheaveとpitchの固有周波数は数値計算の結果を示している。heaveの固有周波数 ω_0 は0.81(rad/sec)に配置されており、初めの浮体設定通りの応答が得られていることを表す。付加質量係数を0.5としたときに簡易計算式(4.2)から得られる値に等しくなっている。付加質量0.5という値は、しばしば付加質量として用いられるコラムの下についたコラム半径と同じ径を持つ半球の体積分の質量に対応している。水平面内のたわみ振動の固有周波数を求める際の、横方向の付加質量は付加質量係数で1.0を仮定した。簡易解析法によれば、ねじり振動と軸方向の縦振動の固有周波数は波が有効なエネルギーを持つ周波数範囲には入っていない。また、本章での数値計算でも、ねじり振動と軸方向の縦振動の固有周波

Fig. 4.10: R.A.O. of bending stress in deck of column-supported model; $L=480(m)$ Fig. 4.11: R.A.O. of bending stress in deck of column-supported model; $L=1560(m)$ Fig. 4.12: R.A.O. of bending stress in deck of column-supported model; $L=2400(m)$ Fig. 4.13: R.A.O. of axial stress in deck of column-supported model in oblique sea; $L=2400(m)$

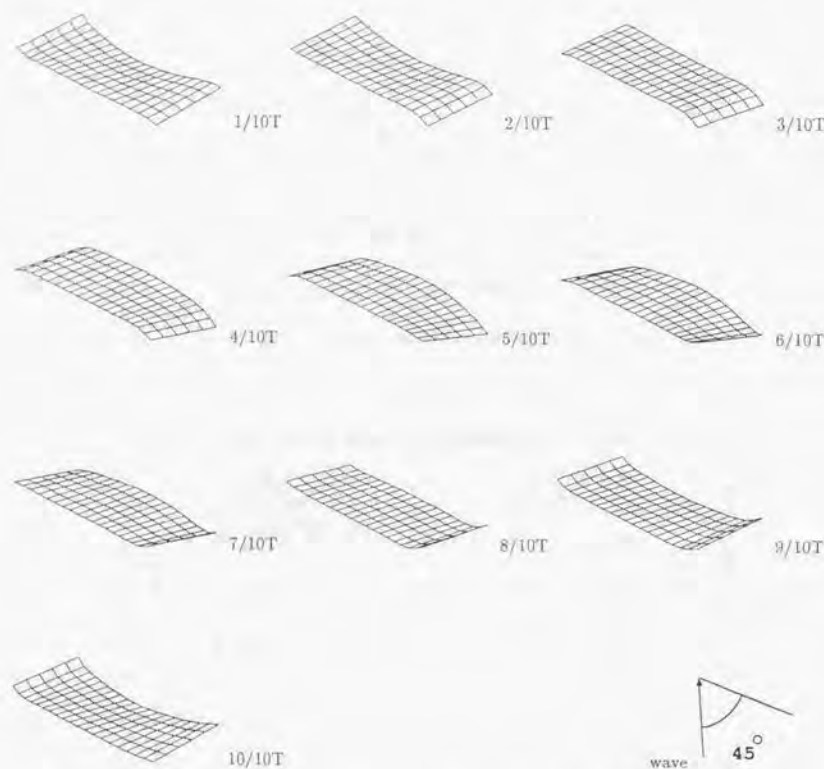


Fig. 4.14: sketch of deflections at wave circular freq. 0.56 (rad/sec) in oblique sea; L=2400(m)

Table 4.4: natural frequency of column-supported models by simple method in Chapter 2

	(a) L=480 (m)	(b) L=1560 (m)	(c) L=2400 (m)
heave/pitch	0.81 (rad/sec)	0.81 (rad/sec)	0.81 (rad/sec)
out of plane ω_1	1.38 (rad/sec)	0.82 (rad/sec)	0.81 (rad/sec)
ω_2	—	0.87 (rad/sec)	0.82 (rad/sec)
ω_3	—	0.99 (rad/sec)	0.85 (rad/sec)
ω_4	—	1.25 (rad/sec)	0.90 (rad/sec)
ω_5	—	1.63 (rad/sec)	1.01 (rad/sec)
ω_6	—	—	1.16 (rad/sec)
ω_7	—	—	1.38 (rad/sec)
ω_8	—	—	1.64 (rad/sec)
in plane ω_1	—	1.29 (rad/sec)	0.55 (rad/sec)
in plane ω_2	—	—	1.52 (rad/sec)

数は見当たらなかった。

面外振動について、明らかな構造の同調の応答が見られないのもコラム支持浮体モデルの波浪中応答の特徴である。例えば L=2400(m) の浮体では、Table 4.4 から同調周波数が推定できるが、最低次のモードから順に円周波数 $\omega = 0.81, 0.82, 0.85, 0.90, 1.01, 1.16, 1.38, 1.64, \dots$ (rad/sec) のように非常にたくさんの構造の面外振動の固有値がある。浮体中央部付近の曲げ応力の周波数応答曲線には、面外たわみの偶数番目の固有モードでは浮体中央部では節になるのでグラフ中に対応するピークが現れないのは当然として、現れるべき奇数番目のモード (2 節振動, 4 節振動, ...) に対応するピークが明確には見られない (Fig. 4.13 など参照)。

同調時のピークの高さは第 2 章の式 (2.40) で示したように振動の固有モード形状と波強制力のパターンに比例する。振動の固有モードの波長と同調時の入射波の波長の比が小さい場合には、それらの関数の内積も小さくなるから、ピークは生じにくいと言えられるだろう。第 2 章で示したように、構造の固有円周波数は式 (2.35) で与えられ、波の分散関係から n 次の同調時の入射波の波長 λ_n は、

$$\begin{aligned}\lambda_n &= \frac{2\pi g}{\omega_n^2} \\ &= 2\pi g / \omega_0^2 \left(1 + \left(\frac{\lambda_s}{L} \right)^4 \left(\frac{1+2n}{4} \right)^4 \right)^{-1} \\ &= \lambda_0 \left(1 + \left(\frac{\lambda_s}{L} \right)^4 \left(\frac{1+2n}{4} \right)^4 \right)^{-1}\end{aligned}$$

で与えられる。 λ_0 は heave 同調時の波長である。生じるモードの節間の距離の 2 倍を $2L/n$ 程度であると仮定し、この周波数での入射波の波長 λ_n との比 $n\lambda_n/2L$ をとり、 r_n とおくことにする。このパラメータは本質的に r/k と同等のパラメータである。 r_n が 1 程度であれば、同調時のピークが高くなる可能性がある。同調時のピークに関するパラメータであるといえる。

$$r_n = \frac{\lambda_0}{2L} n / \left(1 + \left(\frac{\lambda_s}{L} \right)^4 \left(\frac{1+2n}{4} \right)^4 \right) \quad (4.10)$$

式 (4.10) から r_n は、 n が小さい場合には、ほぼ $n\lambda_0/2L$ で n について線形的に増加し、 n が非常に大きいところでは、 n^4 に反比例して減少する関数である。式 (2.40) 中の分子に、モード関数と波強制力のパター

シとの内積を代入して計算して整理すると、

$$\begin{aligned} & (4k^2 \sin \frac{kL}{2} \cos \frac{rL}{2} - 4k^2 r \cos \frac{rL}{2} \sin \frac{rL}{2}) / (k^4 - r^4) \\ &= \frac{4}{k(1 - (r/k)^4)} \left(\sin \frac{kL}{2} \cos \frac{rL}{2} - \frac{r}{k} \cos \frac{kL}{2} \sin \frac{rL}{2} \right) \end{aligned} \quad (4.11)$$

となる。同じ式(2.40)中のモード関数自身との内積を表す分母は $L/2$ となる。式(2.40)を計算して整理すると、最終的に応答の大きさを表す係数である a_3 は

$$a_3 = \frac{4(r/k)f}{\frac{L}{2}(1 - (r/k)^4)\omega_{n1}} \left(\sin(\frac{k}{r} \frac{rL}{2}) \cos \frac{rL}{2} - r/k \cos(\frac{k}{r} \frac{rL}{2}) \sin \frac{rL}{2} \right) \quad (4.12)$$

となり、分子に r_n と同等のパラメータ r/k の項が現れることから明らかのように、 r/k あるいは r_n の値が小さい場合には応答は小さい。コラム支持浮体では、 r_n は小さく、ピークの高さはそれほど高くない。コラム支持浮体のコラム直径を大きくしていったときにボンツーン型浮体に近付くが、長大なボンツーン型の浮体では基本的な heave の固有値が大きいので、構造応答のピークがほとんど目立たなくなると予想される。また、浮体の長さが非常に長くなると、 λ_0/L の値は小さくなり、 r_n の値も1よりはるかに小さくなって同調時の応答は目立たなくなる。第5章で述べるコラム・ローハル支持浮体では、 r_n が比較的大きく、ピークの高さが高くなりやすいので、特に低周波数域で特にピークが目立つということになる。

前述の ISSC のスペクトルを用いて、応答の標準偏差の値を比較をしたのが Table 4.5 である。第5章で述べるコラム・ローハル支持浮体モデルの結果と異なる点をいくつか挙げる事ができる。曲げ応力に注目すると、コラム・ローハル支持浮体モデルでは構造が大型化すると一般的に生じる応力が大きくなる傾向があるが、コラム支持浮体モデルでは、浮体長が大きくなるほど応答がむしろ小さくなり、最終的には一定化する傾向が見られる。浮体が短い場合に浮体長さにはほぼ等しい、比較的長い波長で構造応答のピークが生じ、対応する周波数は、波スペクトルが大きなエネルギーを持ち得る周波数域になっている。つまり、より大きな波高の波が発生する可能性がある。浮体が大い場合には、準静的な応答のピークで支配され、その応答量はほとんど変化しないまま長波長域に移る。この周波数では大きな波高の波が生じる可能性が低いので、全体として応答は小さくなる。このことを大型浮体の建造に当てはめれば、一旦完成してしまうと安定的な構造になるが、建造途中の方がむしろ構造的には弱いという場合も生じるだろう。斜め波中での軸応力は浮体の長さが大きくなるにつれて増加している。これは、主として水平曲げによって応力が大きくなっているためである。

デッキ中の応力は曲げ応力と軸応力を合わせても設定した許容応力以下になっており、2400(m)×150(m)のコラム支持浮体が構造的に成立することが示される。

浮体が同じ幅のままさらに長くなれば、軸力は水平曲げによって斜め波中で顕著に大きくなる可能性がある。このことを考慮して、浮体の大きさを拡張していけば、より大きなコラム支持型の浮体が成立する可能性が高い。水平曲げによる影響を低下させるためには、第6章に示すように浮体が幅方向に大きくなればよく、実際に提案される浮体では、そのようなケースが多いだろう。

なお、ここではデッキ部の構造応答のみを考慮し、コラムの強度については検討していない。すでに文献[1]中で同じ形式のコラム強度について検討され、もっとも重要と考えられるデッキとの結合部の構造強度設計に用いるための計算式が導かれている。

Table 4.5: r.m.s. of deck axial stress and deck bending stress (N/mm²); column-supported model

	wave direction	L=480(m)	1560(m)	2400(m)
axial stress	180deg(head sea)	0.112	0.093	0.107
	135deg(obliq. sea)	0.137	0.317	1.805
bending stress	180deg(head sea)	3.380	1.144	0.670
	135deg(obliq. sea)	4.043	2.499	2.477

4.2.3 変位応答

コラム支持浮体のモデルは波スペクトルと比較して heave の固有周波数を高めに配置している。変位や変形が大きいことが予想される。それでも、浮体が大型化すれば、全体に働く波強制力の和などは各部分に働く波強制力間の位相差のためにそれほど大きくはならないから、小型の浮体に比べて、変位や変形は小さくなるだろう。

Fig.4.15に向かい波中の各浮体の中央部での鉛直方向変位について示す。L=480(m)の場合とL=1560(m)の場合とL=2400(m)の場合の応答曲線の形がほぼ同じであり、特に後者二つは低周波域で曲線が重なっているほどである。応答が準静的な構造応答のピークで支配されているために、変位応答も一定になっているものと考えられる。円周波数 $\omega = 0.81(\text{rad/sec})$ 付近に heave の固有周波数があるが、ピークの値は低い。ピークの値が低くなるのは浮体の長さが長くなるほど顕著であることもわかる。単純な比較はできないが、第5章で示すコラム・ローハル支持モデルの heave 周波数でのピークに比べてはるかに低い値が計算されている。コラム支持浮体モデルでは heave の固有周波数が高いので波長が短く波力が打ち消し合いやすくなるためであると考えられる。Fig.4.16はFig.4.2に黒丸で示す前端部での、鉛直方向変位についての周波数応答曲線を示している。低周波数域では、いずれの長さの浮体においても端部の鉛直変位応答の大きさは大きく変わっていない。特性距離で決まる端部付近では長さによらない同じ応答が生じることを示唆している。つまり特性距離より外部ではある一定の形状の応答を示している。それより内部では急激に変位が小さくなる。

コラム支持浮体モデルの鉛直変位応答は、中央部では比較的応答が小さいが、顕著に端部での応答が大きくなる。このことを示しているのが Table 4.6 である。表中には前述の ISSC スペクトル波中の鉛直変位応答の標準偏差が示される。浮体中央部に比較して端部ではその10倍程度に達している。第5章に示すコラム・ローハル支持浮体モデルでは端部の鉛直変位が中央部のそれの2倍から3倍程度であるのに比較して、中央部と端部の変位振幅の倍率が高くなっている。コラム支持浮体モデルは比較的、特性距離の短い浮体であり、端部で極端に変位応答が大きくなる軟らかい弾性的な挙動を示す。

Fig.4.17は斜め波中の浮体中央部での横方向(Fig.2.2でy方向)の変位振幅を表す。Fig.4.13と対比させると、水平面内のたわみによって斜め波中の軸応力が生じていることがわかる。

浮体中央部の Fig.2.2 中でy軸まわりとx軸まわりの角変位について、それぞれ Fig.4.18、Fig.4.19 に示す。y軸まわりの角変位は向かい波中のもので、浮体の長さがある程度以上になるとほぼ同一の曲線に収束していくことがわかる。これは浮体長が大きい場合には、第2章で述べたように面外たわみ振動が中央部で一定になるためである。x軸まわりの角変位は斜め波中のもので、浮体の長さが変化すると周波数応答曲線の山谷の周波数的な位置が変化する。浮体の長さによって、波力について強めあったり打ち消しあったりする周波数が増えるためである。簡易解析理論では浮体中央部の roll が極大になる周波数は第2章で示したように、浮体長をL、波数をk、入射波の入射角を χ として $\sin \frac{kL \cos \chi}{2} = \pm 1$ で表され、この式から得られ

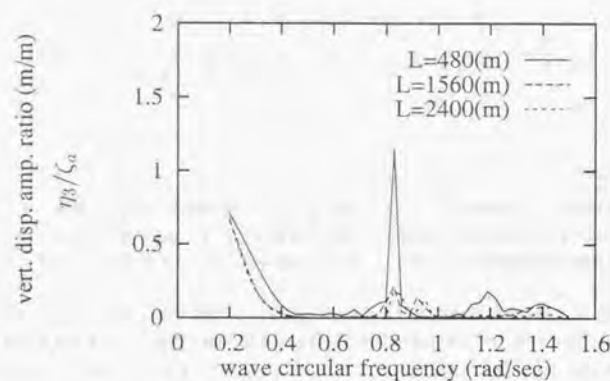


Fig. 4.15: R.A.O. of vertical displacement at the midship of column-supported models in oblique sea

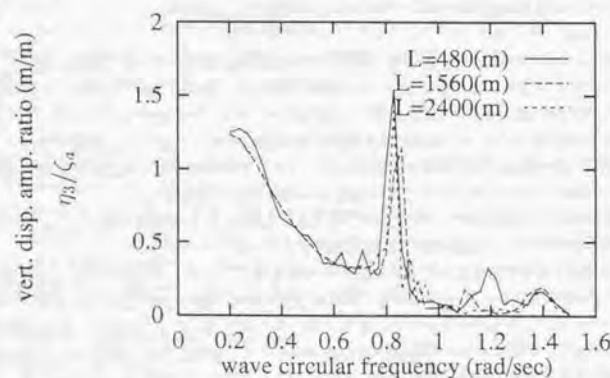


Fig. 4.16: R.A.O. of vertical displacement at the end of column-supported models in oblique sea

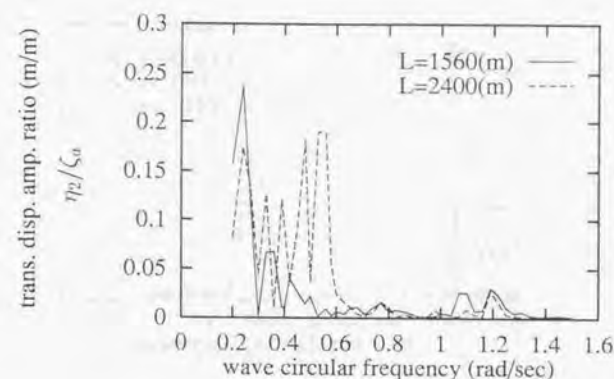


Fig. 4.17: R.A.O. of transverse displacement at the center of column-supported model in oblique sea

る周波数にはほぼ対応しているようである。例えば浮体長さ 480(m) は、簡易解析理論から導かれる式によれば、 $\omega = 0.25, 0.51, 0.67, \dots$ (rad/sec) になり、図中の曲線の極大になる周波数をよく説明する。また、円周波数 $\omega = 0.8$ (rad/sec) 付近のピークは roll の固有周波数である。初めに設定したスペクトル波中の応答の標準偏差は、浮体長 2400(m) の場合で斜め波中の浮体中央部の y 軸まわりの角変位について 12.5×10^{-3} (deg) であり、斜め波中の浮体中央部 x 軸まわり変位について 6.6×10^{-3} (deg) であった。端部については y 軸まわり角変位は 33.2×10^{-3} (deg) 程度であり、 x 軸まわり角変位については、 25.6×10^{-3} (deg) という結果であった。

Table 4.6: r.m.s. of vertical displacement at the center & the end of structure (m)

	wave direction	L=480(m)	L=1560(m)	L=2400(m)
center	180deg(head sea)	0.042	0.011	0.010
	135deg(oblique sea)	0.036	0.020	0.020
end	180deg(head sea)	0.133	0.127	0.129
	135deg(oblique sea)	0.112	0.109	0.108

代表的な周波数におけるコラム支持モデル (c) の変形の様子を Fig.4.20 に示し、各周波数での一周期分の変形の様子を Fig.4.21 ~ Fig.4.24 に示す。Fig.4.20 は波振幅 1(m) の波中での変形の様子を表している。いずれも変形を 100 倍に拡大して表示している。Fig.4.20 最上図と Fig.4.21 は低い円周波数 $\omega = 0.2$ (rad/sec) における変形の様子である。完全に波に乗った変形をしていることがわかる。このときの波長 λ と浮体長さ

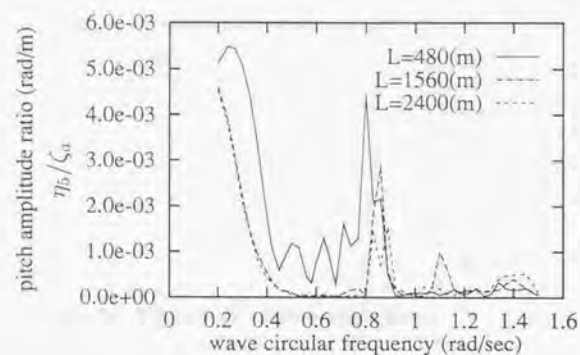


Fig. 4.18: R.A.O. of angular displacement around y -axis at the center of column-supported model in head sea; $L=2400(m)$

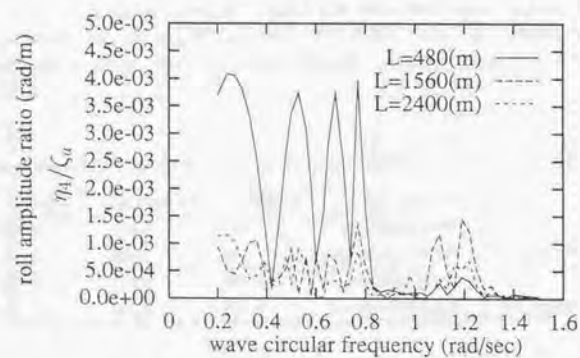


Fig. 4.19: R.A.O. of angular displacement around x -axis at the center of column-supported model in oblique sea; $L=2400(m)$

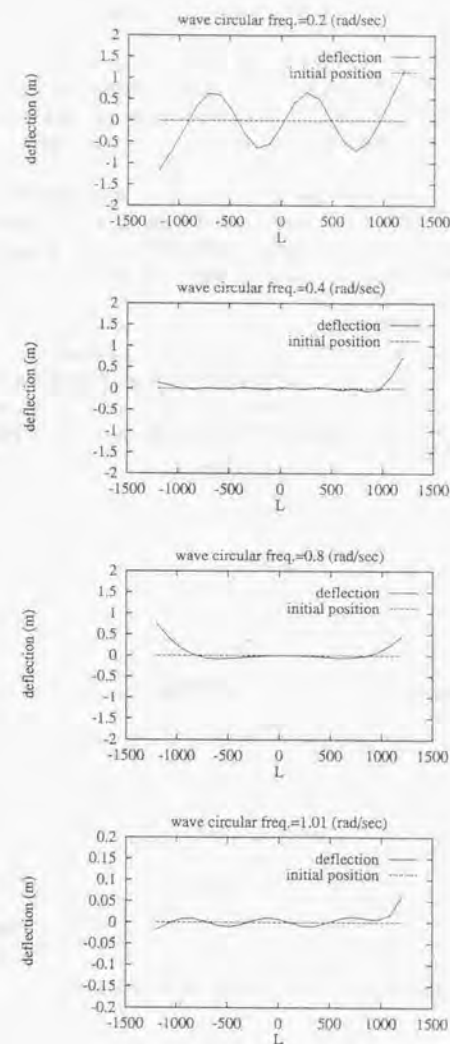


Fig. 4.20: deflections of column-supported model (c) in head sea, $L/\lambda=1.5, 6.2, 25, 40$

の比、 L/λ は1.5になっている。波数は $4.1 \times 10^{-3}(\text{m}^{-1})$ で特性波数 8.4×10^{-3} よりも小さい。なお、坪郷 [64] によれば浮体が波に乗ったような応答を示す条件は $\omega < \omega_c$ であるから、'波乗り'の周波数域になっていることがわかる。

Fig.4.20中2番目の図と Fig.4.22は円周波数 $\omega = 0.4(\text{rad/sec})$ における変形の様子である。浮体の波上側で変形が大きくなり、浮体中央部では変形が小さく、後端で再び変形が大きくなっている。 L/λ は6.2になっている。両端が中央部に比べて大きく変位するということは第2章の簡易解析法において、齊次解の \cosh および \sinh 項より明らかである。波上側で変形が大きいのは Fig.4.7に示すように、波上側で波強制力が大きいためである。

Fig.4.20中3番目の図と、Fig.4.23は円周波数 $\omega = 0.8(\text{rad/sec})$ における変形の様子である。後端で前端よりも大きな変位が生じていることが他の3つの周波数での応答と違う点である。この周波数では波下側の波力が波上側に比べて大きくなっていることを示す Fig.4.6から説明がつけられる。円周波数 $\omega = 0.8 \sim 0.9(\text{rad/sec})$ で前端よりも後端の波強制力が大きい分布になることを述べたが、変位についてもほぼこのことがあてはまった。

Fig.4.20最下図と、Fig.4.24は円周波数 $\omega = 1.01(\text{rad/sec})$ の時の変形の様子で6から7節振動の固有モードが生じていることがわかる。Table 4.4中の $L=2400(\text{m})$ のモデルの6節振動である5次の固有周波数と極めて近い値になっていることから、コラム支持浮体モデルの場合には簡易解析法で良い精度で固有周波数が予測できることを示している。ただし、その時の変位の大きさは小さい。第2章で示したように、固有モードの形状関数と波力のパターン関数との内積が大きくなければ、同調応答が大きくなることはないということを裏付けるものである。

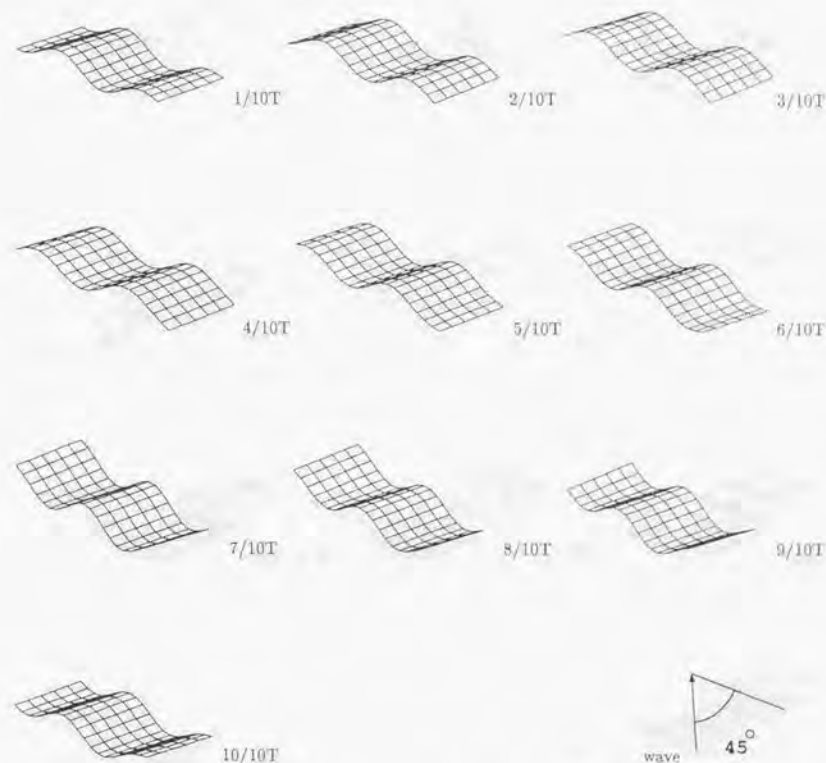
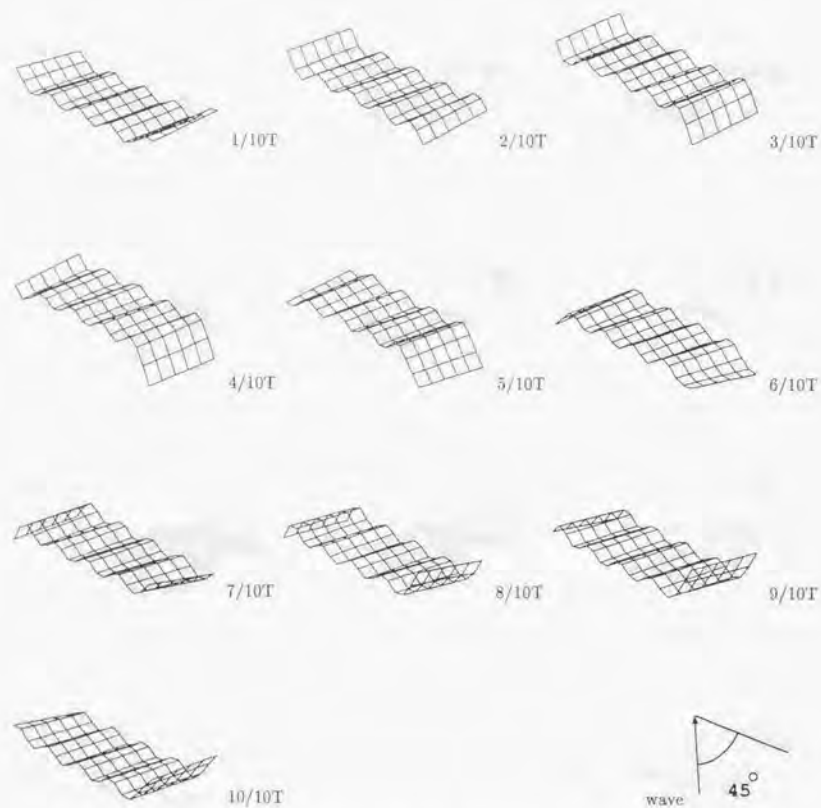
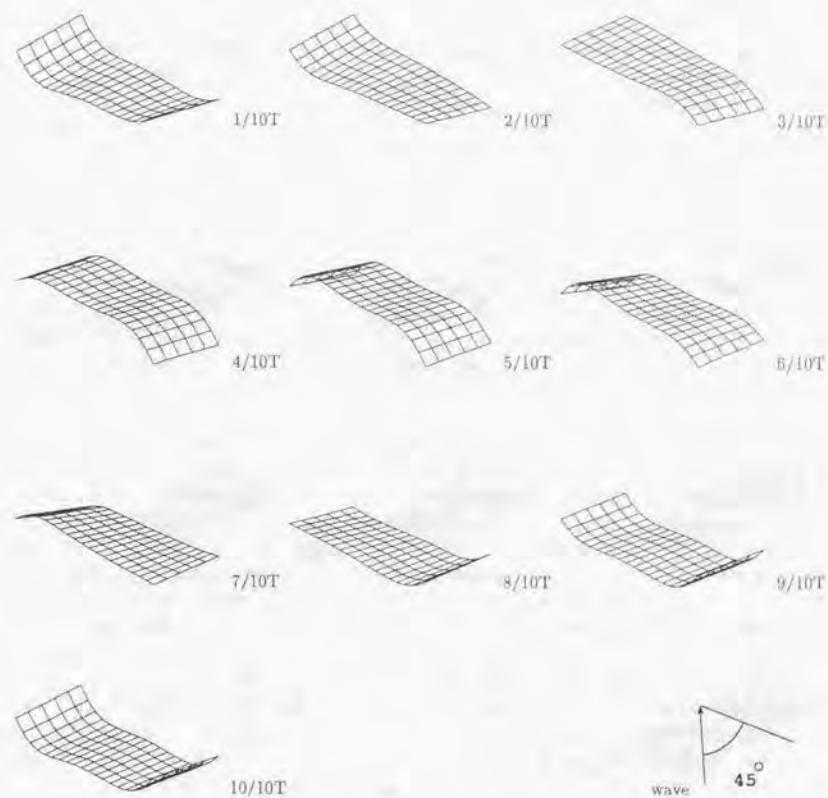
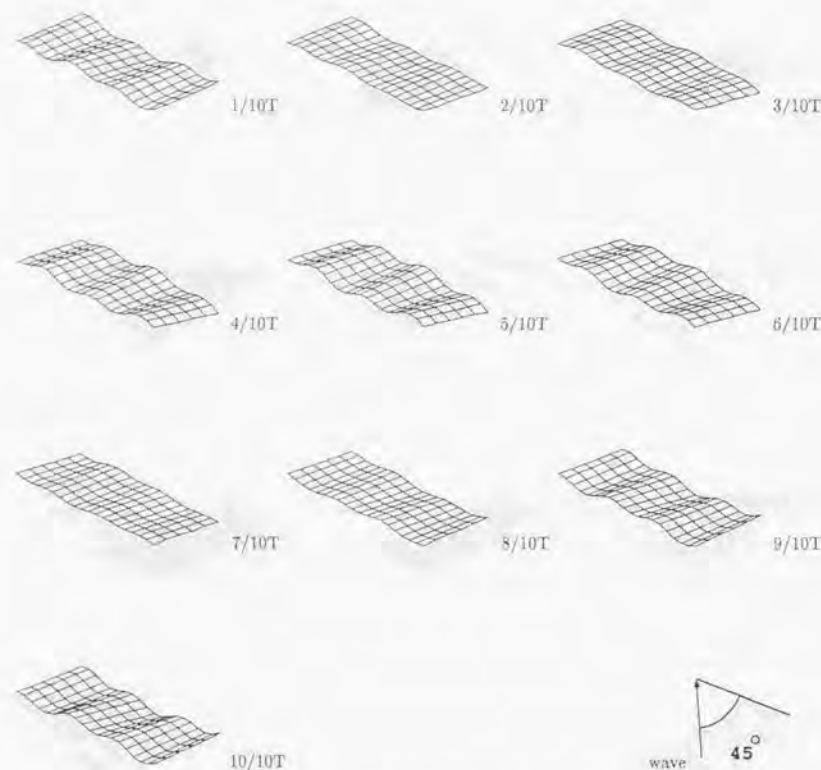


Fig. 4.21: sketch of deflections at wave circular freq. 0.20 (rad/sec) in oblique sea, $L=2400(\text{m})$

Fig. 4.22: sketch of deflections at wave circular freq. 0.4 (rad/sec) in oblique sea; $L=2400 \text{ (m)}$ Fig. 4.23: sketch of deflections at wave circular freq. 0.80 (rad/sec) in oblique sea; $L=2400 \text{ (m)}$

Fig. 4.24: sketch of deflections at wave circular freq. 1.01 (rad/sec) in oblique sea; $L=2400(m)$

4.3 コラム支持浮体の設計法に関する考察

本章で扱ったコラム支持浮体は heave の固有周波数を比較的高い周波数に配置することで、構造の弾性体としての同調を避け、あるいは、同調が生じても応答が大きくなりすぎないような浮体である。この目的のために、喫水は高々10(m)程度である。コラムの間隔 I と直径 D の比 D/I が 0.5 程度ならば、単位面積当たりの排水重量は $2(\text{tonf}/\text{m}^2)$ になる。構造重量などを考慮して、積載荷重はデッキ単位面積あたり $1(\text{tonf}/\text{m}^2)$ 程度になる。この数字は代表的なセミサブリグの単位デッキ面積あたりのデッキ荷重の半分程度である。浮体中央部での上下方向の変位は波高に対して、数パーセント程度である。角変位は有義波高 4(m) 程度の波に対しても中央部では 0.1 度程度であり、極めて小さい。浮体端部では、変位は大きくなり波高に対して 10 パーセント程度である。角変位の上限を 0.1 度とすれば、端部では 2.0(m) 程度の波高の波まで許容されることになる。

本章で見たように、コラム支持浮体の波浪中応答の重要な部分は、定性的にも定量的にも第2章で示した簡易解析理論でほぼ説明することができる。特性距離は非常に重要な概念で、斜め波を考慮した見掛け上の波長が特性距離に等しい場合に、最大の応答が生じる。その際のデッキ部の曲げ応力は、水線面積と見掛け板厚の平方根に比例する。単位振幅の長波に対する最大曲げ応力が 30(MPa) 程度であれば全体構造応答からみて、浮体を成立させることができると考えられる。ここで扱ったモデルでは板厚 30(mm) の板を 4 層にしてそのことが達成できた。実際に設計する際にはこの解析で得られた結果を基にズーム解析が必要がある。

この過程をフローチャートにしたのが Fig. 4.25 である。与えられた目的から大まかな、構造形式を決定し静的な局所荷重などで簡単に設計した後、準静的な構造応答のピークが生じる特性周波数での応答を検討する。斜め波中の応答も簡易解析で検討できる。その後、全体構造応答の詳細な計算を行ってチェックを行う。生じる許容応力以上になる場合には、準静的な構造応答での応力レベルを低下させるためには、板厚を増加させることが有効である。次に得られた部材力を用いて局所構造の設計をする。

次に本章で得られた結果を用いてコラム支持浮体の可能性について述べる。ここで設定したタイプのコラム支持浮体の長さが更に長くなった場合、向い波中の応答に大きな変化はないだろう。その応答は準静的な構造応答のピークに支配され、同調応答は大きな意味を持たない。準静的な応答は構造物の長さによらないから、ある程度以上の長さのコラム支持浮体が成立することが示されれば、さらに長いコラム支持浮体でも成立することが予想される。浮体幅を一定として長さを大きくする場合に、斜め波中の応答は、水平曲げが無視できなくなるほど大きくなる可能性がある。浮体のデッキの形状があまりにも細長な場合には、水平曲げによる応答に注意を払う必要がある。とはいえ、本章で外海で構造的に成立することを示した最も長い浮体は浮体長さ $L=2400(m)$ 、幅 $B=150(m)$ というものであり、多くの場合これよりも細長ということはないだろう。

ここで設定したコラム支持浮体のひとつの欠点は、単位面積あたりの排水重量が 2tonf と小さいことである。仮に単位面積当たりの排水重量が 4tonf としたときの仮設計を行ってみる。海域は外海を考えるとし、本章で設定していた海象条件 $T_{01}=10(\text{sec})$ 、 $H_{1/3}=10(m)$ を想定する。浮体長さは $4000(m)$ とし、幅は $1000(m)$ とする。Fig. 2.16 中の III 型を目指すためには heave の固有周波数の設定が重要であり、ここでは $0.7(\text{rad}/\text{sec})$ をねらう。仮に面外たわみ振動の固有周波数も $0.7(\text{rad}/\text{sec})$ だとしても、そのときの浮体長さ L と波長 λ との比 λ/L は $1/32$ 程度で面外たわみ振動の同調はほとんど問題にならない領域になると考えられる。

さて、単純な円筒形のコラムを考え、コラムの付加質量がコラム半径と同じ半径を持つ半球の体積に等

しいと考えると、付加質量係数は

$$C_a = \frac{1}{3} \left(\frac{D}{d} \right) \quad (4.13)$$

で表されることがわかる。喫水 $d=15(\text{m})$ 、コラム直径 $D=15(\text{m})$ とすれば、 $\omega_0=0.7(\text{rad/sec})$ となる。このとき、排水重量と重量との釣合から、 $k_s=2613(\text{N/m}^3)$ となる。 $\rho g \frac{4}{3} \left(\frac{D}{d} \right)^2 = k_s$ より、 $l=26(\text{m})$ となる。このとき $D/l=0.58$ である。次に、準静的な構造応答でのピークにおける応力を $30(\text{MPa})$ 程度以下にすることを考えると、式(4.4)から $l=0.074(\text{m})$ つまり $7.3(\text{cm})$ 程度の構造にすればよい。また、水平曲げは幅方向に十分な大きさがあるので無視できる程度であると考ええる。

以上のように、(見掛け上の)板厚や D/l がやや大きくなるものの、このようにして、単位面積当たりの排水重量 $4(\text{tonf})$ の超大型浮体も成立するものと考えられる。重量よりも広い面積が必要となる空港などの用途のためにはコラム支持浮体は適していると考えられる。

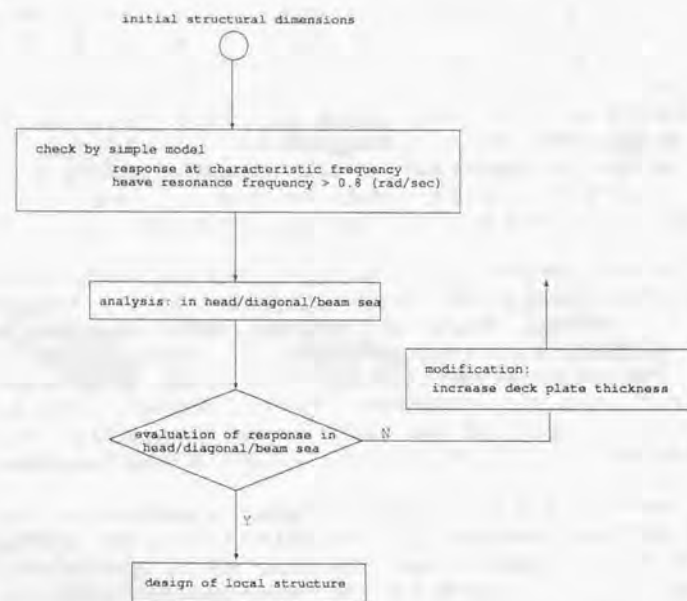


Fig. 4.25: flow chart for designing column supported semi-submersible type V.L.F.S.

Chapter 5

浮体の長さが応答に与える影響—その2

この章ではローワーハルのついた超大型半潜式浮体について、浮体構造の長さが構造応答に与える影響と、構造応答の改良法について述べる。このようなタイプの超大型半潜式浮体をコラム・ローワーハル支持浮体と呼ぶことにする。アメリカ海軍の提案による MOB がコラム・ローワーハル支持浮体の典型例である (Fig.1.6 参照)。

長さをパラメータとするコラム・ローワーハル支持浮体モデルについて波浪中構造応答を計算し、部材力のチェックを行い、コラム・ローワーハル支持浮体の構造応答についての知見を得た。すなわち、浮体を大型化するにつれて、低周波数域での面内曲げ、ねじりのマッチング応答により各部材での応力が大きくなること、構造の各モードの同調の周波数が波スペクトルの範囲に入るので、同調現象が設計上問題になること、簡易解析による同調周波数の予測値は誤差が大きく、かなり高めに見積もること、コラム支持浮体モデルで重要になった準静的な構造応答のピークは、特性周波数が波スペクトルに比べて小さいことなどから重要ではないこと、などである。

斜め波中の低周波数域で水平曲げあるいはねじりによって応答が大きくなることは第2章の簡易解析を応用することで説明をつけることができ、そのマッチング応答であるというメカニズムを明らかにした。面外のたわみ応答では復原力項が存在するので応答の上限値があるが、無係留の浮体構造の水平面内のたわみ応答では復原力項がないので、浮体が長い程、その応答は大きくなる。

以上の考察を経て、デッキ形状を変更しないという制約の下で、応答を改善する方法について述べる。低周波数域における水平曲げなどによる応答を低減させるためには、ローワーハル間に水平斜めブレースを連続的に付加することで水平曲げに関する剛性とねじり剛性を増加させ、Warping を生じにくくするという理由で効果的であることがわかった。同調を回避するためには、構造全体の深さを増加させるなどして、全体剛性を増加させる必要があるが、完全に周波数を回避できなくとも、同調時の応答を小さくすることで過大な応答を回避できる可能性があることがわかった。

900(m) 程度の超大型半潜式浮体についても構造工学的に成立することを示す。

5.1 コラム・ローワーハル支持浮体モデル

現在、海洋石油掘削に用いられるセミサブリグは、サイズは小さいもののローワーハルとコラムで浮力を与えるもので、コラム・ローワーハル支持浮体の典型例でもある。半潜式(セミサブ)の石油掘削リグは1957年の BLUE WATER No.1 以来様々な形式のものが提案され、用いられてきた。世代ごとの設計思想は若干異なるものの、それぞれの世代ごとに構造的な様々な要求を満たし、最適化されていると考えられる。コラム・ローワーハル支持浮体構造の構造応答特性を把握するためには、適当なモデルを選ぶ必要があり、それ

はあまりに非現実的な構造であってはならない。つまり、全ての部材は局所荷重などに耐える構造になっていることを前提として、板厚やコラムの直径は工作性などの点から現実的な数値でなければならず、必ず上限があるだろう。そこで、局所荷重から浮体の部分構造を全く新しく設計するよりも、すでに成立しているセミサブリグを複数個長手方向につないでいき、浮体が大型化する際の構造上の問題点を探ることが、より良いモデル選択への近道であると考ええる。すでに成立しているということは、デッキ荷重や静圧などの静的な局所荷重やその他の動的な局所荷重にも耐え得るということである。基本となるセミサブリグは手近に基本的な設計図を手に入れることのできた AKER H-3 シリーズを選んだ。この章では AKER H-3 を幅約 56 メートルのまま、長さ方向にのみ浮体構造を大型化する。仮に長さが 1(km) とすると、非常に細長い構造になり、実際に採用される浮体とはいえない可能性もあるが、逆に特異的なコラム・ローワーハル支持浮体を扱うことでコラム・ローワーハル支持浮体の諸特性を明らかにすることができるだろう。

セミサブの設計思想は現在、第 4 世代とも第 5 世代とも言われ、第 2 世代の代表的なセミサブである AKER H-3 はやや古い形式ではあるが、それでも構造は非合理的にはなっていないと考えられる。

ここで、セミサブの世代について記しておく (Fig. 5.1 [6] 参照)。

- 第一世代の代表的なものは SEDCO 135 や Pentagon といった形式である。コラム・フーティングタイプの浮体が用いられ、ローワーハルは用いられない。本論文の分類でいえば、コラム支持浮体に属する。
- 第二世代の代表は、上述の AKER H-3 や SEDCO 700 などであり、2 列のローワーハルと 8 本のコラムからなるスリムな構造形式が特徴である。ブレース材は水平方向、水平斜め方向、鉛直斜め方向に走る。
- 第三世代の代表は水平斜めブレースのない BINGO 3000 などである。デッキの剛性をあげ、ブレースの数を減らし単純化する努力がなされた。大型化も同時に進められた。1980 年代の前半にあたる。1980 年の Alexander L. Kielland 号の事故が契機となった。
- 第四世代ではさらにブレースの数を減らし単純化する努力が払われた。ブレースは水平ブレース 2 本だけという GVA 4000 などはその代表である。1980 年代の後半からの時代にあたる。

AKER H-3 はコラム 8 本・ローワーハル 2 本・鉛直斜めブレース 8 本・水平ブレース 4 本・水平斜めブレース 4 本からなる典型的な第二世代のセミサブである。コラムのうち、前端部と後端部には 4 本の大径コラムが用いられ、中央 4 本は小径コラムである。掘削リグとしてあるいはその後改造されて生産システムとして現在に至るまで用いられている。

ここでは AKER H-3 を元にしたモデルを繋げていくことによって、長さ方向に大型化することを考えている。そのために、実際の AKER H-3 とは若干異なるモデルになった。石油掘削用のリグを想定しないということで、元の AKER H-3 には装備されているクレーン部分のモデル化を行わない。また、元の AKER H-3 では航行時の流体力学的な抵抗が少ないようなローワーハル形状となっているが、ここでは単純な直方体とした。ローワーハルと同じ長さ分だけデッキを延長したので、デッキ面積も大きくなった。Fig. 1.8 を参考に AKER H-3 を元として構造を Fig. 5.2 のようにモデル化した。1 倍体浮体モデルは、前半部分と後半部分の二つの sub-structure からなり、一つの sub-structure は二つの group body で支持される。一つの group body は大小一つのコラムと片側ローワーハルの半分とからなる。AKER H-3 全体では二つの sub-structure と 4 つの group body で構成されることになる。コラムとローワーハル以外のブレースなどの浮体部分は、コラムやローワーハルに比較して部材寸法が小さいので、寄与が小さいと考えて流体モデルに組み込んでいない。sub-structure に注目すると総節点数は 59 個で、このうち 14 個が境界節点であり、残り 45 個は内部節点である。一つの group body はさらに 9 個の部分に分けて、対応する節点に剛体的に結合されているとする。大小コラム上部・下部、ローワーハルの前部、コラムの接合部・中央部・後部となっている。group body の変位はデッキガーダー部の境界節点である前部の点と後部の点の 2 点の変位から推定される。

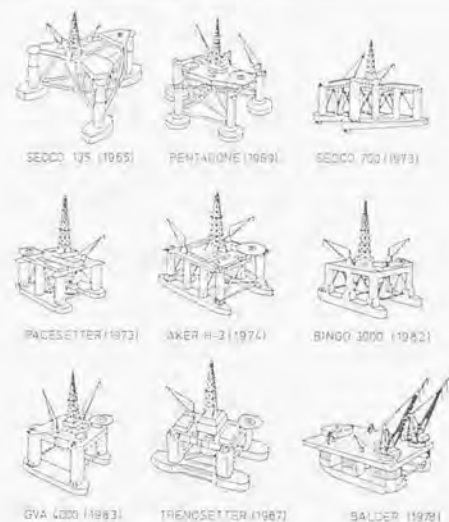


Fig. 5.1: semi-submersibles of each generation

主要目と図面から算出した諸数値について Table 5.1 に示す。全体断面 2 次モーメントを求める際には、コラムは剛体的に挙動すると仮定した。ねじり剛性は断面形状が複雑で、推算できなかった。

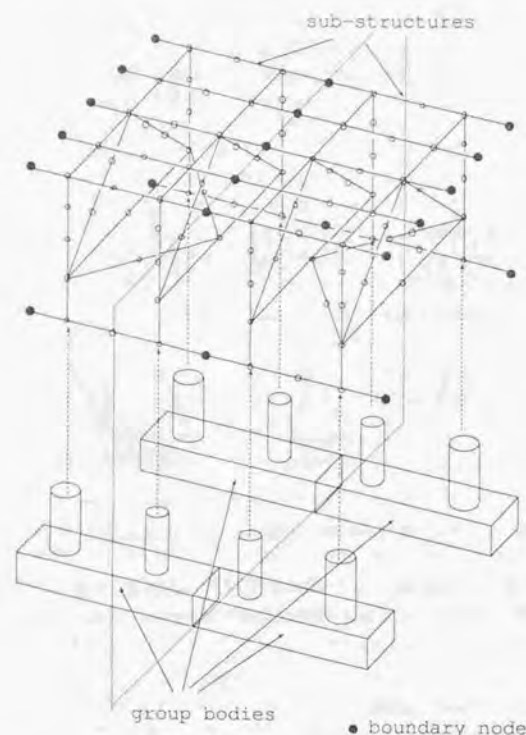


Fig. 5.2: modelling of AKER H-3 model(mono-ploid)

以上のようなモデルを基本モデル (mono-ploid:1 倍体) として、それを縦方向に 2 個つないだ 2 倍体モデル (di-ploid)、縦方向に 6 個つないだ 6 倍体モデル (hexa-ploid)、10 個つないだ 10 倍体モデル (deca-ploid) をここで扱うモデルとする (Fig.5.3 参照)。それぞれのモデルの全長は、91.4(m), 182.8(m), 548.4(m), 914(m) となっている。これらのモデルについて波浪中応答の計算を行い、浮体中央部付近で大きな構造応答が生じるという結果が第 2 章の簡易計算で得られているので、Fig.5.3 中の黒丸で示される浮体全体の中央側部付近の部材、デッキ・ローハル・小径コラム、各ブレースに生ずる各応力を調べる。今回参照する部分が全ての構造の中の応答を代表していると考えて、他の部分については参照しない。波条件は向かい波、横波、斜め波 (向かい波 180 度と横波 90 度の中間の 135 度) の波周期 4.2 秒から 31.4 秒、あるいは円周波数で $\omega = 0.2(\text{rad/sec}) \sim 1.5(\text{rad/sec})$ とした。水深は 200(m) の一定と仮定した。

Table 5.1: principal dimensions of column lower-hull supported model

TYPE	2 lower-hulls, 8 columns
Displacement	20,000 (ton)
Draught	21.4 (m)
Deck	Length 91.4(m) Width (between columns) 56.38(m) Height 3.0(m)
Lower-hull $L \times B \times D$	91.4(m) \times 11.0(m) \times 6.7(m)
Columns	large(outer): OD 7.92(m) small(inner): OD 5.79(m) length between columns: long.; 22.85(m) trans.; 56.38(m)
Brace	horizontal transverse brace $\phi = 2.0$ (m); outer \times 2 $\phi = 2.25$ (m); inner \times 2 horizontal diagonal brace $\phi = 1.25$ (m) \times 4 vertical diagonal brace $\phi = 2.0$ (m); outer \times 2 $\phi = 2.25$ (m); inner \times 2
EI_y	2.06E11 (MPa) \times 1080 (m ⁴)
EI_z	2.06E11 (MPa) \times 1500 (m ⁴)
EA_x	2.06E11 (MPa) \times 3.8 (m ²)
GJ	7.92E10 (MPa)

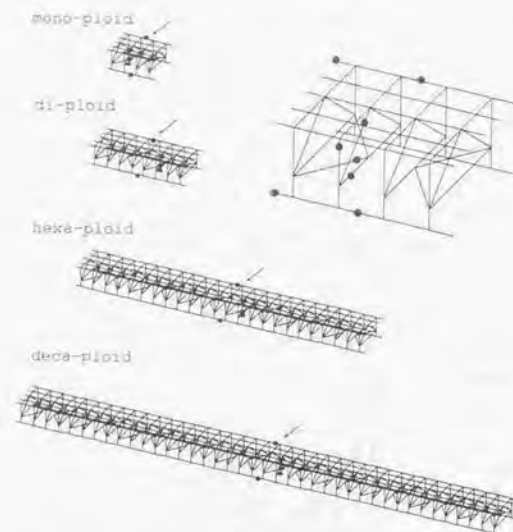


Fig. 5.3: modelling of column lower-hull supported models

5.2 数値計算結果

計算結果について、第4章で用いたのと同じ ISSC スペクトル ($T_{01}=10(\text{sec})$, $H_{1/3}=1.0(\text{m})$) を用い、応答の標準偏差について定量的な比較を行う。そのための判断基準となる許容応力を設定する必要があるだろう。通常のセミサブでデッキ部の全体応力レベルは比較的大きいといわれるが、浮体長さが大きくなるにつれさらに応力レベルも上昇することが予想される。第2章で示した手法によって、船長 200(m) 程度の船体中央デッキ部に生じる応力の周波数応答曲線を計算すると、デッキ部での応力レベルは同じ ISSC スペクトル中の応答の標準偏差で表して、5.0(MPa) 程度である。有義波高 10(m) で 5.0(kgf/mm²) 程度ということになる。応答の 1000 波中最大期待値は $3.87\sigma_{\text{QG}}=19(\text{kgf/mm}^2)$ で表され、構造用鋼の降伏応力以下になっているので、はば妥当な数字といえる。この荷重に (全体) 静的荷重と局所荷重を加えて全応力を計算し、許容応力以下であればよい。一方で、ブレースなどの接続部では応力集中が大きく、通常のセミサブのブレースに生じる応力程度の極めて低い応力レベルしか許容されない。接合部の応力集中を低くする接合部の局所設計も有効であるが、加工の容易さという点から、応力集中を大幅には下げることができないだろう。そこで、1 倍体のブレース中の応力を参考にすることとした。後に示すように、1 倍体の水平ブレースでは 1.2(MPa)、鉛直ブレースでは 1.0(MPa) 程度、水平斜めブレースでは 2.3(MPa) 程度になった。部材によってばらつきがあるが、応答の標準偏差で 2.5(MPa) を許容できる上限の応力とすればいいだろう。これは有義波高 10(m) に対して、標準偏差で 25(MPa) すなわち 2.5(kgf/mm²)、有義値で 50(MPa) すなわち 5.0(kgf/mm²) の部材応力を許容することになる。

Table 5.2: natural frequency of each mode of column lower-hull supported models; upper: by simple method in Chap.2, lower: by exact method in Chap.3

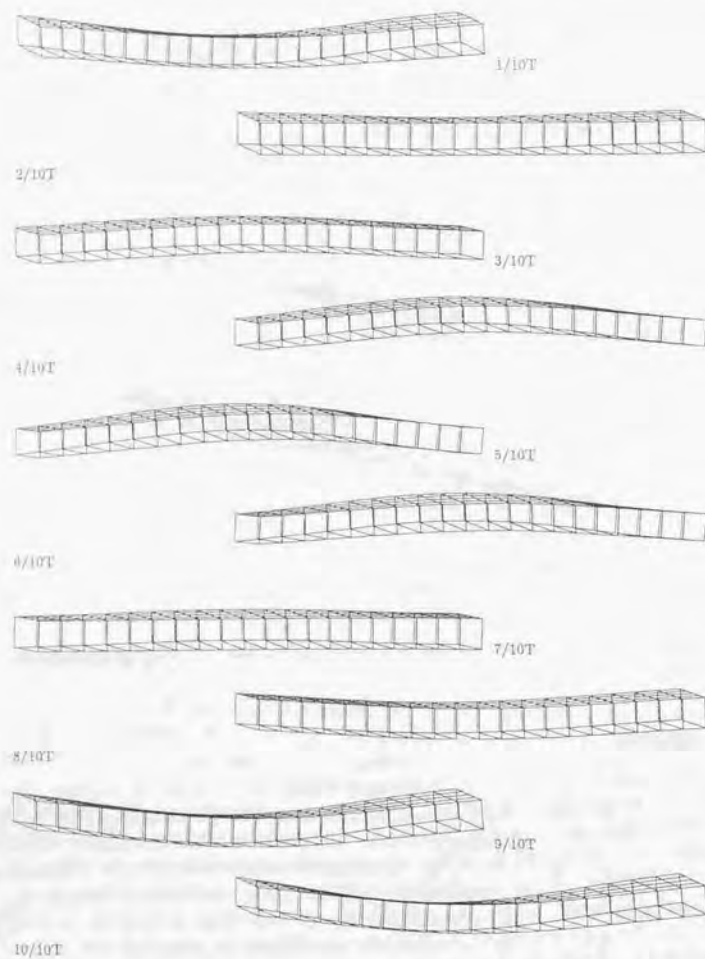
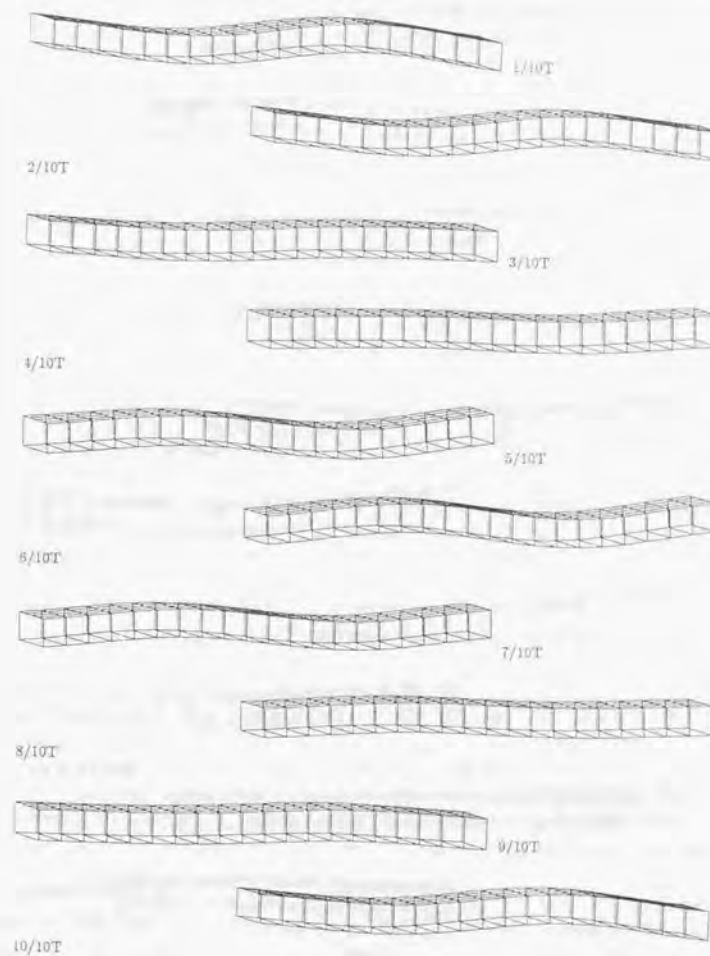
	mono-ploid	di-ploid	hexa-ploid	deca-ploid	transversely doubled hexa-ploid
heave/pitch ω_0	0.27 (rad/sec) 0.27 (rad/sec)	0.27 (rad/sec) 0.27 (rad/sec)	0.27 (rad/sec) 0.27 (rad/sec)	0.27 (rad/sec) 0.27 (rad/sec)	0.25 (rad/sec) 0.27 (rad/sec)
out-of-plane ω_1	—	—	1.61 (rad/sec) 1.09 (rad/sec)	0.63 (rad/sec) 0.58 (rad/sec)	1.62 (rad/sec) 1.38 (rad/sec)
out-of-plane ω_2	—	—	—	1.60 (rad/sec) 1.16 (rad/sec)	—
in-plane ω_1	—	—	2.30 (rad/sec) 1.28 (rad/sec)	0.85 (rad/sec) 0.48 (rad/sec)	—
in-plane ω_2	—	—	—	2.30 (rad/sec) 1.28 (rad/sec)	—
axial ω_1	—	—	—	4.03 (rad/sec)	—
roll ^a ω_0	0.10 (rad/sec)	0.10 (rad/sec)	0.10 (rad/sec)	0.10 (rad/sec)	0.10 (rad/sec)
torsional ω_1	—	—	0.89 (rad/sec)	0.56 (rad/sec)	1.03 (rad/sec)
torsional ω_2	—	—	—	1.04 (rad/sec)	—

^aexact method

5.2.1 構造応答

まず、構造の動的な応答を考察する上で基本的な固有周波数について、Table 5.2にまとめる。表中上段には、Table 5.1中の値を参考に、第2章で示した簡易計算法の式 (2.35) を用いた固有周波数の計算結果を示す。上下方向の動揺に関する付加質量については、ローハル部の付加質量だけを考慮した。付加質量係数は 1.0 程度とした。今回の数値計算の結果から得た固有周波数を同表中下段に示す。用いる数値解析手法では、モード法を用いていないので固有周波数やそれに対応するモード形状はそれほど明確ではない。特に面内たわみの固有周波数は、面外のたわみの固有周波数と近いため分別することができなかった。表中には示さないが、10 倍体モデルの面外たわみの第3次の固有円周波数は 1.55(rad/sec) であった。

代表的な固有周波数での浮体の変形の形状を Fig.5.4から Fig.5.6に示す。Fig.5.4には斜め波中の 10 倍体の最低次の面外たわみ振動の固有周波数での浮体の変形の様子を示す。ただし図は変形を誇張して描いたものである。Fig.5.5には向かい波中の 10 倍体の 2 次の面外たわみ振動の固有周波数での浮体の変形の様子を示す。3 節振動が生じていることがわかる。Fig.5.6 は斜め波中の 10 倍体のねじり振動の最低次の固有周波数での浮体の変形の様子を示している。面外振動などと重畳しているので、明確にねじりモードを分離できないが、ねじりが大きくなっている上に両端で位相差が 180 度あることがわかる。

Fig. 5.4: deflections at wave circular freq. 0.58 (rad/sec) Fig. 5.5: deflections at wave circular freq. 1.10 (rad/sec)

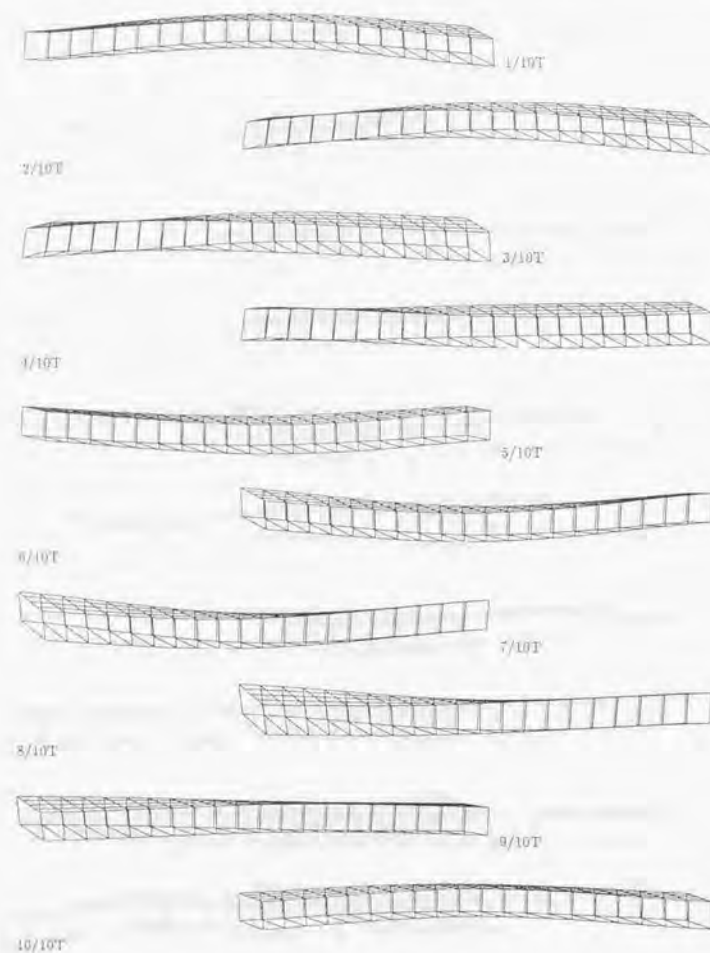


Fig. 5.6: deflections at wave circular freq. = 0.50 (rad/sec)

Table 5.3: r.m.s. of deck axial stress and deck bending stress in three wave cond. (N/mm²)

	wave direction	mono-ploid	di-ploid	hexa-ploid	deca-ploid
axial stress	180deg(head sea)	0.140	0.340	1.142	7.756
	90deg(beam sea)	0.026	0.034	0.185	0.594
	135deg(oblique sea)	0.095	0.451	3.530	15.55
bending stress	180deg(head sea)	0.143	0.130	0.181	0.766
	90deg(beam sea)	0.048	0.028	0.030	0.057
	135deg(oblique sea)	0.102	0.183	0.345	0.962

数値解析結果と第2章で示した理論による結果との間で、計算される固有周波数において差が生じる理由はいくつか考えられる。第2章で示した簡易計算理論では、固有周波数を求めるために必要となる全体剛性を計算する際にブレースやコラムを考慮していないこと、せん断的な変形が考慮されないこと、波長が短い場合には、均一分布などの仮定を十分満足しないこと、付加質量を正確に推定していないことなどが挙げられる。主要な原因は上に挙げた理由の内、簡易計算では、せん断変形的な影響が考慮されていないことであり、実際にはせん断変形的な影響により、見掛け上の全体剛性は低下していることによると考えられる。詳細計算ではこれらの効果は当然含まれている。コラムの曲げ剛性を仮想的に10倍にすると、10倍体モデルの面外たわみの固有円周波数の最低次は0.60(rad/sec)、二次の固有周波数は1.20(rad/sec)に上昇し、コラムを剛体として全体剛性を計算した簡易計算で得られる結果に近付いた。以上のように若干程度簡易計算と数値計算結果では固有周波数の値に差が見られるが、およそ簡易計算法で固有周波数の値が予想できる。その際、簡易計算法では高めの構造の弾性体としての固有周波数を見積もり、高い次数のモードほどその誤差は大きい。

Table 5.3にはデッキ部の軸応力と曲げ応力の標準偏差が示されている。向かい波中のデッキ中の軸応力の周波数応答曲線がFig.5.7に、デッキ中の曲げ応力についてはFig.5.8に示されている。構造物の全長が伸びて、2倍体、6倍体、10倍体となるにつれて応答が大きくなっていくことがわかる。

第2章の簡易解析法から得られる準静的な応答のピークは、円周波数 $\omega = 0.2(\text{rad/sec})$ において、応力で単位波振幅あたり30(MPa)ほどになると予想されるが、Fig.5.7中では、円周波数 $\omega = 0.2(\text{rad/sec})$ では、それほど大きな応答は生じていない。その時の、応力の大きさも6倍体モデルと10倍体モデルでは異なる。コラム、ロワーハルモデルでは構造が複雑で、上下方向の荷重だけを考慮する弾性支床の一次元梁モデルでは不十分であることを示している。準静的な構造応答のピークに対応する特性周波数はきわめて低い周波数域であり、波スペクトルが有効なエネルギーを持つのは、限られた周波数域であることを考慮すると、構造設計上はあまり問題にはならないといえる。

これらの図で、10倍体モデルでは円周波数 $\omega = 0.58(\text{rad/sec})$ 付近で大きなピークが見られるが、これは面外たわみの変形の最低モードの固有周波数にあっている。二次の固有円周波数が $\omega = 1.1(\text{rad/sec})$ 付近であるが、この周波数で顕著に生じるモードは三節振動であり、中央付近がちょうど節になってしまうのでこの図にはピークは現れていない。

実際にデッキ上部に生じる全体構造応答による応力は軸応力と曲げ応力を加えたものである。設定した許容応力5.0(MPa)と比較して、許容できるのはせいぜい6倍体モデルであることがわかる。10倍体モデルになると、ここで出力した全体応力だけで靱波の場合でも容易に降伏応力レベルに達してしまう。斜め波中のデッキ部の軸応力を表すFig.5.9と向かい波中のデッキ部軸応力を表すFig.5.7、あるいは、斜め波中のデッキ部の曲げ応力を表すFig.5.10と向かい波中のデッキ部の曲げ応力を表すFig.5.8を比較すると、

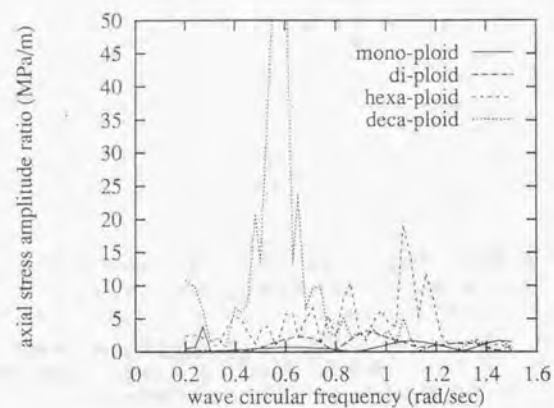


Fig. 5.7: R.A.O. of deck axial stress at the mid-ship of column lower-hull supported models in head sea cond.

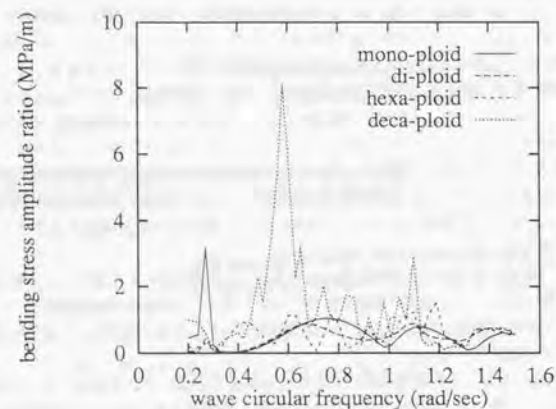


Fig. 5.8: R.A.O. of deck bending stress at the mid-ship of column lower-hull supported models in head sea cond.

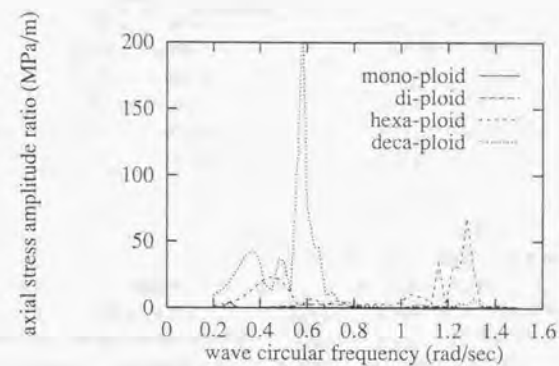


Fig. 5.9: R.A.O. of deck axial stress at the mid-ship of column lower-hull supported models in oblique sea cond.

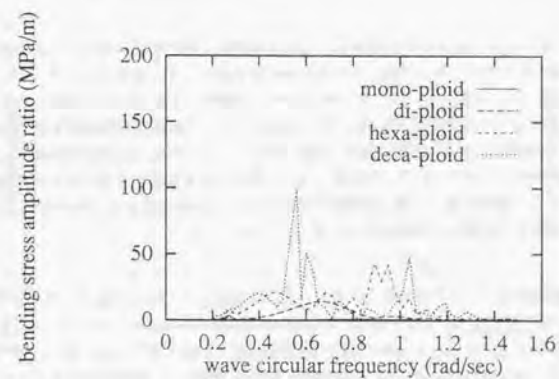


Fig. 5.10: R.A.O. of deck bending stress at the mid-ship of column lower-hull supported models in oblique sea cond.

Table 5.4: r.m.s. of axial and bending stresses of lower-hull in three wave cond. (N/mm²)

	wave direction	mono-ploid	di-ploid	hexa-ploid	deca-ploid
axial stress	180deg(head sea)	0.124	0.292	0.756	5.562
	90deg(beam sea)	0.091	0.093	0.126	0.464
	135deg(oblique sea)	0.078	0.148	1.148	9.094
bending stress	180deg(head sea)	0.173	0.442	0.530	1.898
	90deg(beam sea)	0.444	0.463	0.464	0.474
	135deg(oblique sea)	0.467	0.611	1.457	1.743

デッキ部の応力は、向かい波中よりも斜め波中で大きくなることがわかる。典型的であるのは、Fig.5.9中の、例えば10倍体に関する周波数応答曲線で円周波数 $\omega = 0.37(\text{rad/sec})$ 付近で大きな応答の極大値があるが、これは第2章で示した準静的な構造応答のピークの生じる特性周波数によっては説明が付けられないものである。この理由は後で考察で明らかにされるように主に二つの理由が考えられる。一つには水平面内のたわみによる応力が付加されることがあげられる。10倍体モデルの水平面内のたわみの固有円周波数は $0.8 \sim 1.0(\text{rad/sec})$ 程度であると考えられ、面外方向のたわみと重畳することでさらに大きな応力がデッキ部等に生じていることが考えられる。もう一点はねじり振動との連成である。ねじり振動により水平面内のたわみや面外のたわみ振動が励起され、曲げねじりとして知られる軸方向の応力も生じる。

Table 5.4はローハルに働く応力の比較である。ローハルもデッキ部と同様に船体のデッキ程度の全応力レベルが許されると考えると、6倍体程度までは許容できること、全応力はデッキ部におけるそれよりは小さいことがわかる。ローハルでは水圧による局所荷重も考慮する必要がある。

次にコラム部に生じる応力について比較する(Table 5.5参照)。曲げ応力は幅方向の鉛直面外のものを表す。Fig.5.11には斜め波中でのコラムの軸応力の周波数応答曲線を示す。通常のセミサブでコラムについて全体構造応答が問題になるのは、特にコラム上端での座屈の問題である。コラムのその他の部分の板厚などは、ほぼ局所荷重によって決定されている。コラム上端でのコラム軸線方向の軸力は浮体の長さが増えることではそれほど増加しない。顕著に増加するのは曲げ応力であり、10倍体浮体モデルのコラムの曲げ応力では、1倍体浮体モデルのそれの5倍程度になる。縦通部材を配置するなどすれば座屈については解決できると考えられる。座屈の他にも特に接続部では応力集中の問題を考える必要があることを考えれば、コラムの設計にも全体応力応答上の補強をする必要も生じるだろう。

Table 5.6は鉛直斜めブレース中の応力を表す。曲げ応力はここでは鉛直面内の曲げを表す。波の主流向が180度(向かい波)である時、あるいは90度(横波)の場合には軸応力にはあまり大きな変化は見られないが、斜め波中の軸応力や曲げ応力には大型化の影響が生じているのがわかる。特に、曲げ応力に大型化の影響がより多く生じるのはコラムのような鉛直部材でも同じである。鉛直斜め部材の強度、特に接続部においては応力集中の効果を含めて設計をされているので、許容されている応力(公称応力)は低い。鉛直斜めブレース部材に関しては、2倍体モデル程度なら、1倍体モデルと同じ構造設計でよいと思われるが、6倍体モデルになると、生じる応力は1倍体モデルの2倍、10倍体モデルで3倍程度になっている。

Table 5.5: r.m.s. of axial and bending stresses of small column in three wave cond. (N/mm²)

	wave direction	mono-ploid	di-ploid	hexa-ploid	deca-ploid
axial stress	180deg(head sea)	0.046	0.038	0.074	0.083
	90deg(beam sea)	0.033	0.033	0.033	0.033
	135deg(oblique sea)	0.044	0.081	0.105	0.117
bending stress	180deg(head sea)	0.472	0.862	1.838	2.755
	90deg(beam sea)	0.063	0.052	0.092	0.136
	135deg(oblique sea)	0.404	0.565	2.811	4.629

Table 5.6: r.m.s. of axial and bending stresses of vertical diagonal brace in three wave cond. (N/mm²)

	wave direction	mono-ploid	di-ploid	hexa-ploid	deca-ploid
axial stress	180deg(head sea)	0.152	0.128	0.159	0.200
	90deg(beam sea)	0.475	0.484	0.478	0.478
	135deg(oblique sea)	0.542	0.677	0.847	1.433
bending stress	180deg(head sea)	0.096	0.309	0.670	1.026
	90deg(beam sea)	0.025	0.022	0.037	0.051
	135deg(oblique sea)	0.334	0.444	0.871	1.420

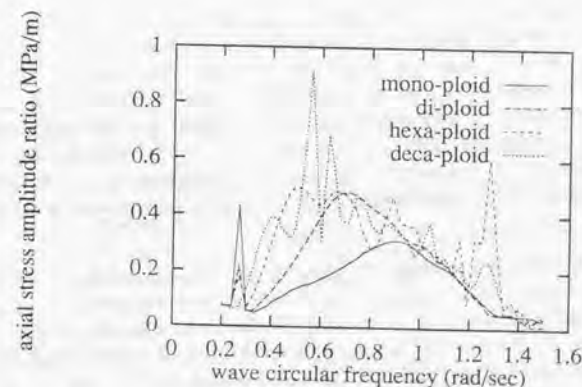


Fig. 5.11: R.A.O. of axial stress in column at the mid-ship of column lower-hull supported models in oblique sea cond.

Table 5.7: r.m.s. of axial and bending stresses of horizontal brace in three wave cond. (N/mm^2)

	wave direction	mono-ploid	di-ploid	hexa-ploid	deca-ploid
axial stress	180deg(head sea)	0.068	0.061	0.036	0.051
	90deg(beam sea)	0.654	0.663	0.689	0.664
	135deg(oblique sea)	0.379	0.672	1.290	3.000
bending stress	180deg(head sea)	0.054	0.068	0.103	0.386
	90deg(beam sea)	0.200	0.193	0.200	0.197
	135deg(oblique sea)	0.780	0.984	1.796	3.953

次に水平ブレースについて検討する。Table 5.7には水平ブレースに生じる応力について示されている。向かい波あるいは横波については曲げ応力は水平面内の曲げを表し、斜め波については曲げ応力は水平面内の曲げを表す。水平ブレースも、接続部の設計では応力集中が問題になり、許容される応力(公称応力)レベルは低い。水平ブレースが大型化させる長手方向とは、垂直である水平方向に走る部材であるために、向かい波の時に、横波のときにも部材に生じる応力に大きな変化は見られない。しかし、斜め波の時にはブレース内に生じる応力に大きな変化が見られる。2倍体浮体モデルの場合には1倍体浮体モデルの場合の1.5倍の、6倍体浮体モデルの場合には3倍の、10倍体浮体モデルの場合には6倍程度の応力が生じる。ここに示したのは、長手方向への大型化の場合の例だけであるが、横方向への大型化の際には横波時に生じる応力に大型化の影響が生じると予想され、構造の補強が必要になる可能性もある。

最後に水平斜めブレースについて見ていく。曲げ応力は水平面内のものを表す。Fig. 5.12に水平斜めブレースに生じる軸応力の周波数応答曲線を示す。水平斜め部材でも応力集中が問題になり許容される応力(公称応力)は小さい。他のブレース材に生じる応力と比較して、1倍体の場合の水平なブレース材中の応力が水平ブレースや鉛直斜めブレース中の応力に比較してやや大きめに計算されているが、ここではあくまでも1倍体での水平斜めブレース中の応力との比較をする。この部材にとって最もきびしい波の入射角度は斜め波であり、これは部材の走る方向によっていると考えられる。そして、浮体が長手方向に大型化するにつれ、2倍体浮体モデルで1倍体浮体モデルの場合の1.5倍、6倍体浮体モデルで2.5倍、10倍体浮体モデルで5倍程度の応力が生じる。許容応力内におさめることは、非常に困難なことになると考えられる。

大略、浮体の大型化の際の構造上の問題について次のようなことがいえる。2倍体モデルでは構造上の補強や変更はほとんど必要としない。6倍体モデルではデッキ部とローハル部の応力については、より厳しい斜め波中でも許容応力内におさまるが、ブレース部材では余裕が小さく、特に斜め波を考えると許容応力を越える応力が生じる。10倍体モデルでは、ブレース部材だけではなく、より許容応力の高いデッキ部の応力でさえ、許容応力を越える可能性がある。ここでどのような現象が構造設計上、問題になるかを明らかにしておく必要がある。現象を明らかにした上で、構造上どのような修正をしたらよいかを具体的に示す。

コラム・ローハル支持浮体が大型化する際には、向かい波中ではデッキ部やローハル部に生じる応力

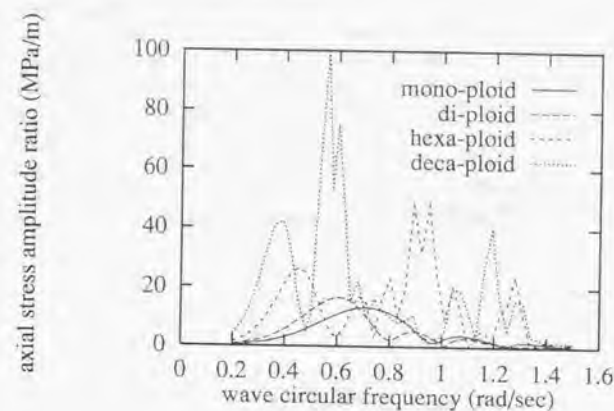


Fig. 5.12: R.A.O. of axial stress in horizontal diagonal brace at the mid-ship of column lower-hull supported models in oblique sea cond.

Table 5.8: r.m.s. of axial and bending stresses of horizontal diagonal brace in three wave cond. (N/mm^2)

	wave direction	mono-ploid	di-ploid	hexa-ploid	deca-ploid
axial stress	180deg(head sea)	0.010	0.015	0.029	0.069
	90deg(beam sea)	0.105	0.098	0.116	0.105
	135deg(oblique sea)	2.097	2.776	4.710	10.35
bending stress	180deg(head sea)	0.054	0.124	0.230	0.274
	90deg(beam sea)	0.085	0.088	0.090	0.088
	135deg(oblique sea)	0.147	0.314	0.505	1.213

が一般に増加する。斜め波の場合にもそれ以上に、応力に構造物的大型化の影響が生じた。水平ブレース、水平斜めブレースにも特に波の入射方向を斜め波とすると、大型化の影響が大きくなる。鉛直部材であるコラムや鉛直斜めブレースにも、若干、程度は落ちるものの、大型化すると応力が大きくなる傾向が見られた。コラム・ローワーハル支持浮体構造の大型化の際に新たに生じる問題は、一つに高周波数域で弾性的な構造の同調が生じることが上げられる。構造の固有周波数が波のスペクトル域の主要部分に入り込む可能性がある場合にはなんらかの形で大きな同調応答を避ける必要が生じる。構造の同調時の過大な応答を避けるためには、一般的に、同調周波数を回避する、減衰を大きくする、外荷重を小さくする、という3つの対策が有効である。このうち同調周波数の回避が最も望ましい方法であるが、半潜式式の超大型浮体では多数の同調周波数を完全に回避することは容易ではない。しかし、超大型浮体の場合には、第2章や第4章に示したように、同調時の変形モード波長とそのときの入射波の波長の比を小さくするという形での回避法が挙げられるだろう。次に問題となるのは、斜め波中の低周波数域での大きな応答である。斜め波の時に低周波数域において、各部材に生じる応力が大きくなるのは、水平面内のたわみ、あるいは、ねじり振動が面外のたわみに加わるからであると思われる。この応答は同調とも準静的な構造応答のピークとも異なるものである。このような低周波数域の応答の極大値について考察で詳しく検討する。

5.2.2 変位応答

変位応答についての結果を示す。浮体が大型化する際にはそれぞれの部分に働く波力に位相差があり、それらが互いに打ち消しあっていくために、基本的に動揺は小さくなっていくと考えられるが、構造の同調周波数での応答によっては、非常に大きな浮体においても動揺は小さくならない可能性がある。

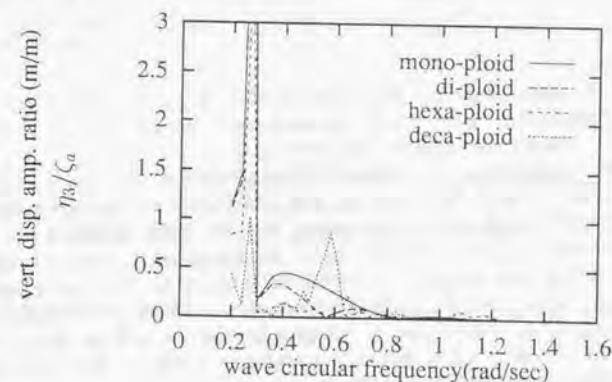


Fig. 5.13: R.A.O. of vertical displacement at the center of column lower-hull supported models in head sea cond.

Fig.5.13に、向かい波中での各浮体の中央部での鉛直方向の動揺についての周波数応答曲線が示されている。基本的には浮体が大きくなるにつれて、応答量が小さくなることわかる。heaveの固有円周波数 $\omega = 0.27$ (rad/sec)における応答量の比較でも、浮体が大きくなるにつれて動揺が小さくなることかはっきりと現れている。ところが、10倍体モデルでは構造の弾性体としての固有周波数で応答が顕著に大きくなっている。

第2章において、両端が自由である(係留のない)浮体では中央部よりも端部で変位応答が大きくなるということが予想されたが、このことは、コラム・ローワーハル支持浮体についての詳細な数値計算結果にも現れている。構造応答について、応答の標準偏差という形で曲線の特性を比較したが、ここでもスペクトル波中の動揺応答の標準偏差を示す(Table 5.9参照)。用いた波スペクトルは構造応答を評価するのに用いたのと同じものである。横波中で1倍体モデルから10倍体モデルまで応答量が同じであるのは、浮体の形状からして妥当な結果であり、数値計算の妥当性も示している。10倍体モデルの上下変位振幅の有義値は波高に対して、浮体中央部で15パーセント程度であり、端部では20パーセント程度になる。10倍体浮体モデルで変位が大きくなっているのは、主として面外たわみの同調時の応答が原因である。10倍体浮体モデルは、前節での検討から実際には構造強度の点で成立しない浮体であり、同調時の応答がそれほど問題にならないような構造改善を施せば、動揺についても改善される。このことは後節で示される。

Table 5.9: r.m.s. of vertical displacement at the center & the end of structure (m)

	wave direction	mono-ploid	di-ploid	hexa-ploid	deca-ploid
center(mud-ship)	180deg(head sea)	0.077	0.041	0.018	0.083
	90deg(beam sea)	0.066	0.066	0.066	0.066
	135deg(oblique sea)	0.071	0.051	0.018	0.082
end(weather side)	180deg(head sea)	0.125	0.118	0.036	0.119
	90deg(beam sea)	0.066	0.066	0.066	0.065
	135deg(oblique sea)	0.095	0.108	0.045	0.119

大型浮体では剛体運動よりも弾性応答が重要になる場合があると考えられる。横波中以外で6倍体に比べて10倍体の方が動揺が大きくなるのは、弾性の固有値的な応答のためである。その結果、10倍体モデルでは1倍体モデルと同程度の波浪中動揺性能しか得られていない。

大型化する際に、動揺量が小さくなるのは鉛直方向の変位だけではなく、当然、水平方向の変位などについてもあてはまる。Fig.5.14には向かい波中の水平方向(入射波方向)の変位の周波数応答曲線が示されている。1倍体浮体モデルでは長波長である低周波数域で、波の振幅と同程度の動揺量になるが、同じ周波数の波では10倍体浮体モデルについては、浮体に比較して波は長波長にはなっていないので、動揺量は小さい。Fig.5.15には浮体中央部でのpitchについての周波数応答曲線が示されている。pitchの固有円周波数 $\omega = 0.24 \sim 0.27$ (rad/sec)以外のピークは見当たらない。例えば10倍体浮体モデルでは面外たわみの固有円周波数 $\omega = 0.58$ (rad/sec)が存在するが、モードの形状が前後対称で中央付近で腹になるような形なので、この曲線にはピークが現れていない。浮体の長さが1倍体モデル・2倍体モデルのように短い場合には、pitchの固有周波数はheaveの固有周波数よりも低いところにあるが、長くなるにつれてheaveの固有周波数に一致してくる。これは、弾性支床上一様梁モデルで、最低次の固有周波数に対する固有モードが二つ存在していることに対応する。浮体が長くなるにつれて、様々な要素が均一化されているということを意味している。

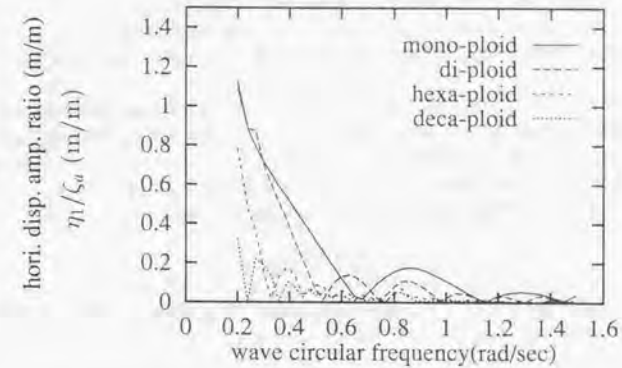


Fig. 5.14: R.A.O. of horizontal displacement at the center of column lower-hull supported models in head sea cond.

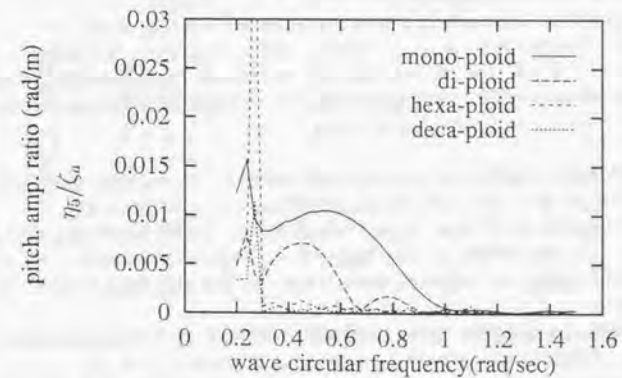


Fig. 5.15: R.A.O. of angular displacement(pitch) at the center of column lower-hull supported models

5.3 考察: 斜め波中の低周波数域における構造応答について

コラム・ローハル支持浮体モデルでは、斜め波中の低周波数域の構造応答が大きくなり、部材中の応力が許容値を越えることがわかった。斜め波中で低周波数域の応答が問題にならなかったコラム支持浮体との違いを、幾つかの数値実験により明らかにする。斜め波で生じる現象であることから、水平面内の曲げやねじりに原因があると考えられるが、応力応答とそれらの間の関係は明解ではない。ここでは、コラム・ローハル支持浮体の水平曲げとねじり応答が、構造応答に影響を与えるメカニズムについて考察する。

水平面内の曲げによりデッキ部の軸応力が大きくなるメカニズムを考察する。浮体構造に斜め波が作用すると低周波数域では浮体が剛体的に動揺し、慣性力と外力とがバランスする。慣性力項が力の向きは逆になるが、変位に比例する復原力の働きをするといえる。このことは第2章で示した、水平面内のたわみに関する簡易式(2.57)で定常状態を仮定し、 $-m_y \omega^2 = k_x$ と置き換えれば容易にわかる。

波頂が浮体中央に来た時に構造応答が最大になるとすれば、浮体の剛体水平変位 v_0 は

$$v_0 = \frac{f \int_{-L/2}^{L/2} \sin(kx) dx}{-m_y \omega^2 L} \quad (5.1)$$

v_0 を式(2.57)中の第一項に代入して、第2項を両端自由の条件下で積分すれば、浮体中央部の曲げモーメントは式(2.42)、すなわち

$$M_w = f \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \times \left(1 - \cos \frac{\pi L}{\lambda} - \frac{\pi L}{2\lambda} \sin \frac{\pi L}{\lambda} \right) \quad (5.2)$$

で表される。ただし、 f は単位長さあたりの水平方向の荷重を表している。浮体の長さが短い場合には式(5.2)の第3項の寄与は小さく、曲げモーメントが最大となるのは $\lambda = L$ の時であった。これに対して浮体の長さが大きくなると、第3項の寄与が他の項に比較して大きくなって、曲げモーメントが極大になるのは、波長の長い低周波数域で $\sin \frac{\pi L}{\lambda} = \pm 1$ の時ということになる。斜め波を考慮して、この条件を波数 k を用いて書き直すと $\sin \frac{kL}{2} = \pm 1$ という条件になる。

面外たわみ振動では準静的な構造応答のピークによって表される構造応答の上限があるが、これは純粋な復原力項の存在によって、波面上昇に従って変形する周波数域が存在するためである。ドルフィンなどの水平面内の復原力が存在する場合を別として、水平面内には純粋に復原力として働く項がないので、準静的な構造応答のピークも存在しない。式(5.2)は水平面内のたわみ振動についての固有周波数が低周波数域に入り込む程度の浮体長さの領域まで有効であると考えられ、基本的に浮体長さが大きくなるほど、水平面内の曲げモーメントは大きくなることを意味している。

ねじり応答と構造応答の関係は Fig. 5.16 と Fig. 5.17 の比較からわかる。Fig. 5.16 には典型的な応答である 10 倍体モデルの斜め波中でのデッキ内の軸力および水平斜めブレース内の軸力の応答について示す。また、Fig. 5.17 には構造体中央のデッキ部の中心軸での角変位およびその長手方向の微分を無次元化して示したものである。これは第2章で示した、ねじり振動での θ および $\partial\theta/\partial x$ にそれぞれ対応している。第3章に示した理論を用いた解法では、 θ が数値的に求められるが、その微分値は θ を構造長手方向に数値的に微分することで得た。

斜め波中の低周波数域での応答について、デッキ部軸力の応答はねじり角の振幅と相関が非常に高いことがわかる。ねじり振動によるねじり角が大きい場合には、デッキの軸応力も大きくなっている。二つの応答曲線には円周波数 $\omega = 0.47$ (rad/sec) 付近で極大値が生じ、円周波数 $\omega = 0.58$ (rad/sec) の面外たわみ振動の第一次の固有周波数でピークが生じている。これらの二つの曲線の相関係数は 0.91 であった。ねじり角が大きい場合には水平面内のたわみも増加し、その結果デッキ部の軸力が増加する。この傾向はローハル

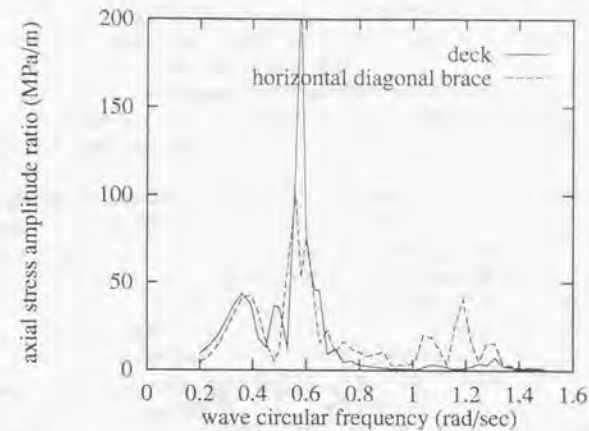


Fig. 5.16: R.A.O. of axial stress in deck and horizontal diagonal brace of deca-ploid model in oblique sea condition

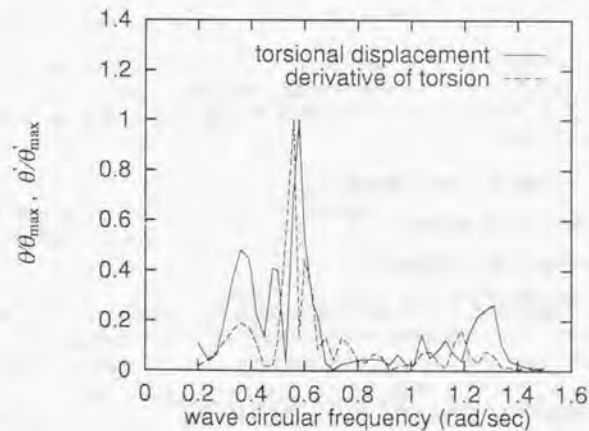


Fig. 5.17: R.A.O. of non-dimensional torsional displacement and derivative of torsional displacement w.r.t. longitudinal distance of deca-ploid in oblique sea condition

部の軸応力応答でも見られた。これらの図から、水平斜めブレース内の軸力ではねじり角の長手方向の一階微分との相関が高いことがわかる。円周波数 $\omega = 0.5(\text{rad/sec})$ 以下ではなだらかなひとつの山が生じピークが生じるのは円周波数 $\omega = 0.56(\text{rad/sec})$ のねじり振動の最低次の固有周波数においてである。これらの二曲線の相関係数は0.93であった。ねじりの一階微分は断面全体に作用するねじりモーメントと解釈される。ねじりモーメントに抵抗するために全体構造部材ではない水平斜めブレース中に大きな応力が生じる。水平斜めブレースと同じ傾向は水平横ブレースにおいても見られた。デッキ中の軸力とねじり角変位との相関の高さ、水平斜めブレース中軸力とねじり角変位の長手方向一階微分値の相関の高さは6倍体のモデルでも確認されている。

第2章の簡易解析法によれば、式(2.54)において、浮体構造の中央部でねじり振動を極大にするのは低周波数域では第2項が卓越することを考慮して、ねじりが極大になる条件はおよそ $\sin \frac{EL_{\text{cog}} \omega}{g} = \pm 1$ の時である。これは水平曲げが極大になる条件にも一致し、ねじり振動が極大になる場合に水平曲げも極大になるということがわかる。超大型浮体の低周波数域での斜め波中の応答が大きくなるのは、ねじりと水平曲げが同時に起こるためである。具体的に数値を代入するとその条件は、10倍体モデルで斜め波の場合には、それぞれ円周波数 $\omega = 0.38, 0.58, \dots$ となっている。同じ波条件で6倍体モデルの場合には、円周波数 $\omega = 0.49, 0.75, \dots$ となる。これらは低周波数域における応答のピークを説明するものである。Fig.5.3は例えばFig.5.9やFig.5.12の10倍体の周波数応答曲線にみる低周波数域でのなだらかなピークに対応する円周波数 $\omega = 0.36(\text{rad/sec})$ での10倍体の浮体の変形の様子である。波方向は斜め波とする。この図から水平曲げによる変形は観察しにくい、ねじり角が浮体中央部で大きくなくなっているということが観察される。この周波数での応答の様子は固有値的な変形形状を示すものではない。

以上から、低周波数域での応答の極大値は浮体の長さや波長だけの関係で決定される、水平曲げあるいはねじりのマッチング応答であるということが結論づけられる。従って、浮体の剛性を仮に大きくしたとしても、応答が極大になる周波数は変化しないし、また、波の入射方向が変化すればそれにあわせて、極大になる周波数も異なってくるという性質を持つ。

コラム・ローワーハル支持浮体モデルでは水平曲げあるいはねじりによる応力が大きく生じ、第4章のコラム支持浮体モデルではそれが小さい。この原因を探る必要があるだろう。Table 4.1とTable 5.1などを参考に、コラム・ローワーハル支持浮体モデルとコラム支持浮体モデルの構造工学的、流体力学上の違いを考えてみると次のようなことがわかる。

1. Warping による影響 (ねじり剛性と断面形状の違い)
2. 浮体の幅の違いによる面内剛性 (EI_x) の違い
3. 没水浮体形状の差に起因する波強制力の差

コラム・ローワーハル支持浮体モデルでは一種の開断面を形成しており、曲げねじりなどの影響があることが考えられる。コラム・ローワーハル支持浮体モデルの面内の剛性および、ねじり剛性は、コラム支持モデルに比べて小さくなっている。面内たわみやねじりは波浪中応答ではお互いに、干渉しあい、純粋にねじり荷重だけを加えることもできないので、明確に分離することができない。しかし、例えばコラム・ローワーハル支持浮体モデルの変形の様子を調べればWarping などが生じていることがわかる (Fig.5.19参照)。この図は実際の数値計算結果をもとに作成した。Fig.5.19の(b)にはデッキ部あるいはローワーハル部の軸応力の変形の様子と、その軸応力の分布形状は(a)の変形の様子と矛盾していない。また、(c)にはせん断応力の分布の様子が示され、長さ方向に分布が変わっていることがわかる。せん断力の長さ方向の分布の差は軸応力

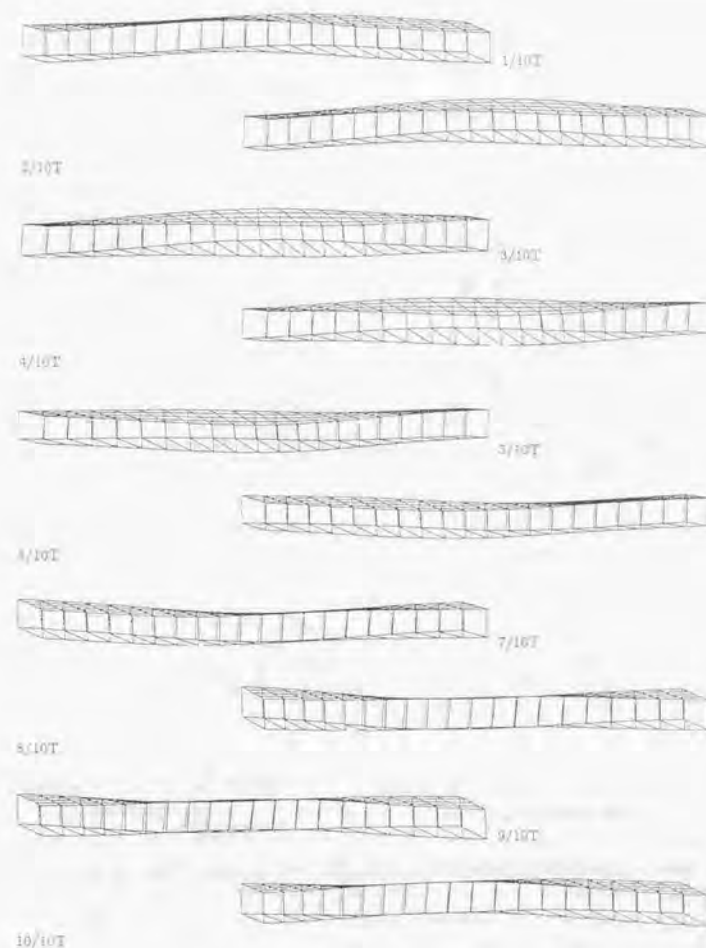


Fig. 5.18: deflections at wave circular freq. = 0.36 (rad/sec)

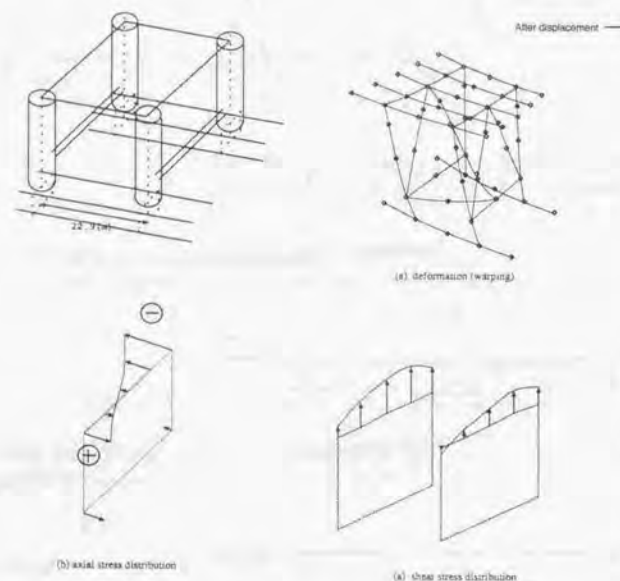


Fig. 5.19: sectional deformation and distributions of stress at the mid-ship of deca-ploid in oblique sea;
 $\omega = 0.4(\text{rad/sec})$

を発生させると考えられ、コラム-ローハルモデルで Warping が生じていることが、応力を大きくしている一つの原因であることがわかる。

コラム-ローハル支持浮体モデルでは大きなローハルがついた形式になっており、水平方向荷重はコラム支持浮体に比べて明らかに大きい。水平方向荷重が大きい場合には、水平方向たわみおよび軸周りのねじり変形が大きくなるだろう。ここでは、喫水を 10(m) と設定したコラム支持浮体モデルの応答について検討し、水平方向の波強制力の違いによる応答の変化をみていく。コラムの喫水が小さいということは、水平方向の荷重に比較して、鉛直方向の荷重が大きいことを意味しており、このことは第 2 章の簡易解析による結果と数値計算による結果が合いやすい原因にもなっていた。喫水が大きい場合には水平方向の荷重が大きく、水平曲げも大きくなるだろう。ところで、喫水の変化は重量の変化につながり、heave の固有周波数が変わることになるが、ここでは波強制力の変化による影響を主として調べるために、コラムの喫水が変わるが重量が変わらないという、静的な釣合は無視したモデルについて数値実験を行う。

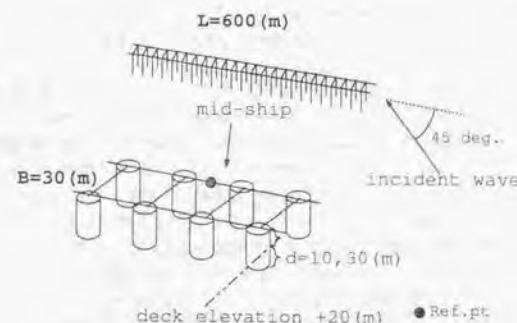


Fig. 5.20: model for checking the effect of column depth

Fig.5.20にモデルを示す。第4章で扱ったコラム支持浮体モデルの幅の1/5であり、水平面内の剛性を小さくして水平曲げの影響が生じやすいモデルになっている。浮体は直径15(m)のコラムを用いる。浮体の幅を30(m)としたことで、面内の剛性も100分の1以下になっている。喫水は10(m)と30(m)の2種類を扱う。Fig.5.21には斜め波中での浮体中央の側部での軸応力の周波数応答曲線を示す。この図から予想されたように、喫水が大きい方が水平曲げによって軸応力は大きくなっていることがわかる。水平曲げのマッチング応答が卓越しているために、応答曲線同士の形状の相関は非常に高い。第4章の幅が150(m)あるコラム支持浮体モデルではあまり斜め波中の軸応力は目立たなかったが、ここで選んだモデルは幅が30(m)と狭いために水平面内剛性が小さく、水平曲げによって生じる軸力も大きくなる。

次に、水平面内剛性とねじり剛性の変化による応答の変化について調べるために、喫水を30(m)としたモデルをさらに変更して、ねじり剛性だけを約20分の1にしたモデルおよび、面内の剛性だけを約1/4にしたモデルについて、斜め波の波浪中応答計算を行った。代表的な応答であるデッキ部の軸力についての結果をFig.5.22に示す。デッキ部の面内の剛性を低下させたモデルでは、軸力が大きくなっており、デッキ部の軸力には面内剛性の変化による影響が大きいことがわかる。ねじり剛性を低下させたモデルでは、ねじりの

固有円周波数 $\omega = 0.43(\text{rad/sec})$ を除いては、ほとんど元のモデルの応答と同じ周波数応答曲線を示す。浮体中央部の roll の変位の周波数応答曲線 (Fig. 5.23) と対比させて見ると、元の浮体とねじり剛性を低下させたモデルでは roll 角変位の応答量が大きくなる周波数において、デッキ部の軸応力も大きくなっている。水平曲げとねじり応答のマッチングが同じ周波数で起こっているということと、なんらかのねじりと水平曲げの連成応答が生じていることを示唆している。

以上の考察から、大型のコラム・ローバル支持浮体モデルで、低周波数域で大きなマッチング応答が生じたのは、

1. ねじりにより生じる Warping による応答、水平面内のたわみあるいはねじりと、他のモードとの連成による応答が生じやすい断面形状であること
2. 水平面内剛性あるいはねじり剛性が不足していること
3. 大きな水平方向の波強制力による影響

であることがわかる。第1章で、MOB の研究でコネクタ部の応答が厳しくなるということを紹介した。MOB は以上の3項目全てにあてはまる浮体になっており、しかも、4箇所のコネクタに荷重が集中することになるということから、コネクタ部の応答が過大になるという結果を完全に支持するものである。

最後に Fig. 5.20 で示されるモデルの曲げ応力の結果についても示して、水平方向の波強制力が与える曲げ応力応答への影響について考察する。ここでの水平方向波強制力とは、今まで論じてきた水平曲げの方向荷重とは直交方向の荷重である。Fig. 5.24 に向かい波中の浮体中央でのデッキ部の構造曲げモーメントによる応力を示す。図からわかるように、コラムの喫水が深くなると低い周波数域では曲げモーメントが小さくなることわかる。このことはコラムの側面に働く波強制力の影響であることを示すことができる。Fig. 5.25 の (a) は水平方向の波強制力によるモーメントを示す。(b) には同じ位相のコラム底部の圧力によるモーメントを示す。浮体に働く強制力は (a) と (b) の2種類を考慮しなければならない。このモーメントは水平方向の波強制力によるモーメントとは逆向きである。水平方向の荷重によるモーメント (a) をコラム底部での圧力によるモーメントで置き換えるとすれば、(c) のようになるだろう。(c) は (b) とは逆位相であり、お互いの強制力を相殺することになる。この項は第2章の簡易計算では考慮されておらず、喫水が大きい場合には、水平方向の波強制力により特性周波数における曲げモーメントの最大値も低下することになる。

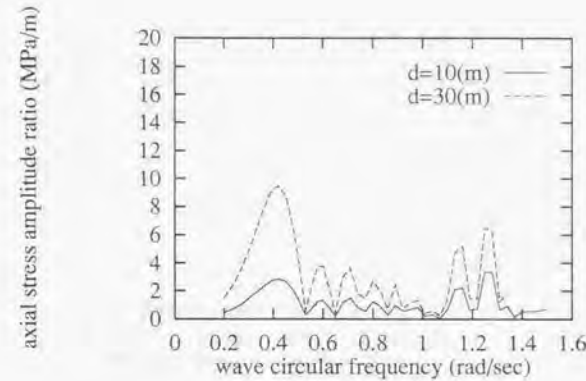


Fig. 5.21: effect of column depth change to R.A.O. of deck axial stress at the mid-ship of structure in oblique sea

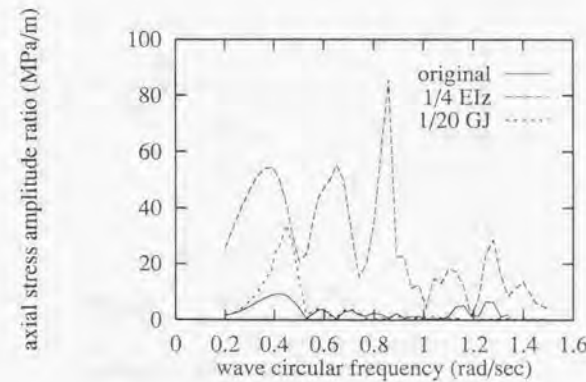


Fig. 5.22: effect of rigidity change to R.A.O. of deck axial stress at the mid-ship of structure in oblique sea

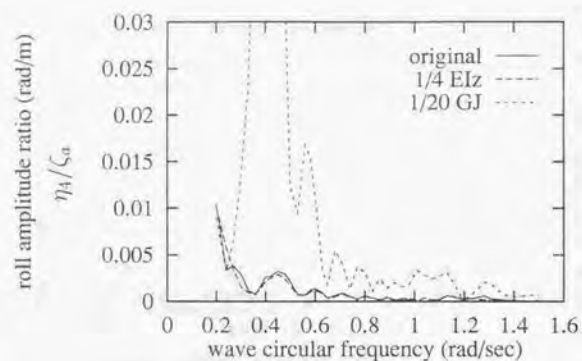


Fig. 5.23: effect of rigidity change to R.A.O. of angular displacement around x axis at the mid-ship of structure in oblique sea

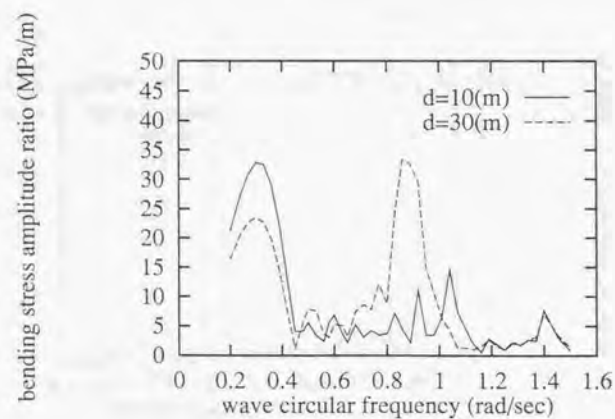


Fig. 5.24: effect of column draft change to R.A.O. of bending stress at the mid-ship of structure in head sea

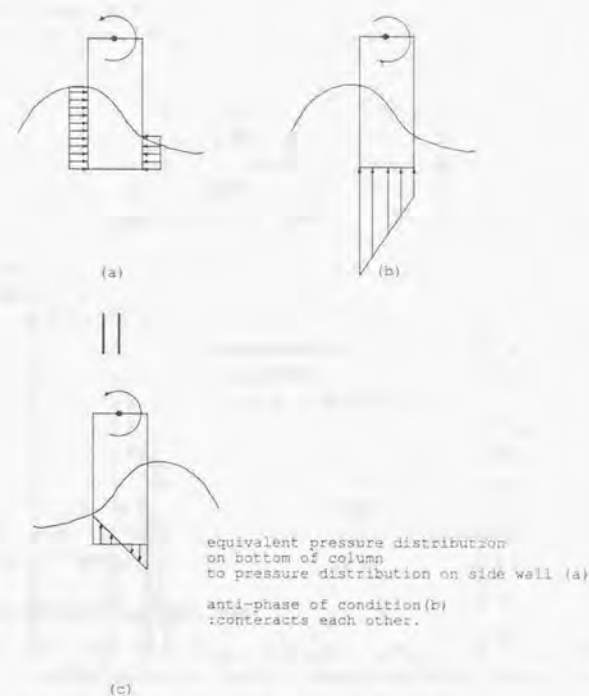


Fig. 5.25: equivalent wave pressure (c) due to horizontal wave exciting force (a)

5.4 考察: コラム・ローハル支持浮体の構造の修正

従来のセミサブリグを単に長手方向に拡張した形式のコラム・ローハル支持浮体モデルでは、浮体長さが数百メートル以上では、構造工学上成立しにくいということがわかった。これらを成立させるためには、全体強度上のなんらかの補強や修正が必要である。ここでは大型コラム・ローハル支持浮体についてどのような構造を修正すれば成立させることができるかについて検討する。具体的には6倍体浮体モデル、10倍体浮体モデルそれぞれについて構造の修正法を論ずる。

修正する際には、外形寸法に大きな変化を与えずに(特にデッキ部の外形寸法は変更しない)、部材の断面形状を変えたり、ブレース材の追加で対応するという制限をつけておく。外形寸法の変化を許容し、仮に横方向に浮体の幅を広げるということを許容すれば水平面内のたわみに関する剛性は急激に大きくなるので、容易に構造応答を改善できる可能性もある。

横方向に浮体幅を広げることで応答が改善することを、あらかじめ確かめておくために、1倍体モデルあるいは6倍体モデルについて、横方向に大型化した場合の構造応答の変化について検討しておく。横方向への大型化は、長さ方向への大型化と同様に基本浮体を繋げることでなされるものとする。幅は1倍体浮体の2倍の約113(m)になっている。部材に生じる応力への影響について調べた。Fig. 5.26は6倍体モデルを幅方向に2倍にしたモデルについての、デッキ部軸応力の周波数応答曲線を示す。

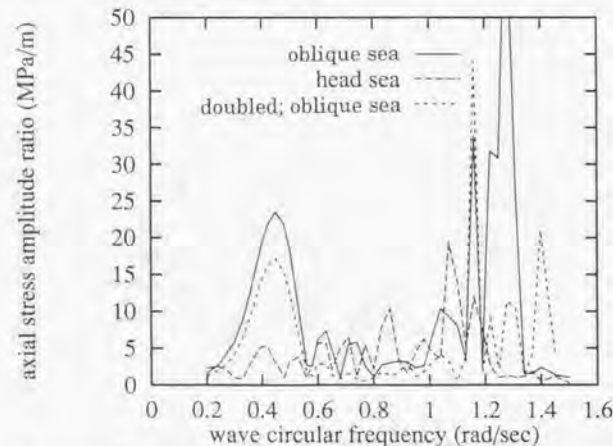


Fig. 5.26: R.A.O. of deck axial stress at the mid-ship of transversely doubled hexa-ploid model

Table 5.2の一番右の欄には浮体の幅を2倍に広げた6倍体モデルについての固有周波数についても示している。斜め波中の $\omega = 1.28(\text{rad/sec})$ 付近での元の6倍体モデルで見られるピークは最低次の水平面内たわみの固有周波数に当たる周波数であり、向かい波では、当然ピークが見られない。幅方向に2倍にした6倍体モデルでは、 $\omega = 1.28(\text{rad/sec})$ は面外たわみの固有周波数であるが、斜め波中の周波数応答曲線には

同調応答はそれほど目立っていない。

同じモデルの主な結果について、スペクトル波中の応答の標準偏差として示す (Table 5.10参照)。1倍体

Table 5.10: r.m.s. of axial stress at the mid-ship of transversely doubled model

model	element	head sea	oblique sea	beam sea
mono-ploid	deck	0.136	0.101	
	lower-hull	0.124	0.114	
	horizontal brace		0.258	1.070
	horizontal diagonal brace		2.029	0.088
	vertical diagonal brace		0.473	0.870
hexa-ploid	deck	0.946	2.469	
	lower-hull	0.730	0.770	
	horizontal brace		1.764	
	horizontal diagonal brace		3.439	
	vertical diagonal brace		0.982	

で横方向に大型化したモデルについて、斜め波あるいは向かい波の場合には、横方向に大型化することによる応答の標準偏差の変化は少なかったが、一般に小さい方向に変化した。横方向に大型化することで、水平面内の曲げ剛性が増加するが、浮体長さが短いのでその影響は少なくなる。しかし、横波の場合には幅方向に大型化することは、向かい波中で浮体長が長さ方向に伸びることと同じ効果が生じ、水平ブレースと鉛直横斜めブレース中の軸応力は、応力レベルは絶対値的には小さいものの、それぞれ大型化しない場合の1.6倍、1.8倍程度になった。

6倍体で横方向に大型化したモデルについて、向かい波中では有意な応力の変化は見当たらなかった。しかし、斜め波中ではデッキ部、ローハル部、水平斜めブレース部には生じる応力の著しい低下が見られ、大型化をしない元のモデルに比較して、いずれも0.7倍程度の軸応力しか生じていない。水平ブレースと鉛直横斜めブレース中の軸応力に関しては、若干の応答標準偏差の増加が見られた。周波数応答曲線の卓越する周波数域が変化した結果であると考えられる。このように浮体の幅を広げることは、斜め波中の応答を改善することがわかる。

5.4.1 6倍体浮体モデルの構造の修正

6倍体モデルでは各ブレース中の応力を低下させることを目標とする。以下に試みる修正を順に述べるが、それらをTable 5.11にまとめ、また、修正による効果を示すものとして、代表的な部材であるデッキ部軸応力の周波数応答曲線をFig. 5.27に示す。

構造修正1

まず、単純に思いつくのはブレースの断面積などを増加させることで、生じる応力レベルを小さくすることである。部材の断面積を増加させた後でも、部材に分配される荷重が一定であるとすれば、断面積が増えることで軸力は低下するという予測に基づく。Table 5.6 ~ 5.8を参考にすると、例えば、Table 5.6の鉛直横斜めブレースでは応力が2/3のレベル以下であれば許容応力程度になる。そこで、断面積を1.5倍にする。こ

Table 5.11: modifications of hexa-ploid model

	deck	lower-hull	column
mod.1	none	none	none
mod.2	thicken deck plates to 25(mm) & increase deck structure depth to 8.0(m)	change section: depth 8.7(m) width 14(m)	equally 8(m) in diameter
mod.3	same as mod.2	same as mod.2	same as mod.2
mod.4	same as mod.2	same as mod.1	same as mod.2

vertical diag. br.	horizontal brace	horizontal diag. br.
enlarge sectional area by 1.5 times	enlarge sectional area by 2 times	enlarge sectional area by 2.5 times
replace the smaller braces by the larger ones	replace the smaller braces by the larger ones	none
removed	OD:4.5(m), t=50(mm)	replace by other diagonal braces OD:4.5(m), t=50(mm)
removed	OD:4.0(m), t=30(mm)	replace by other diagonal braces OD:4.0(m), t=30(mm)

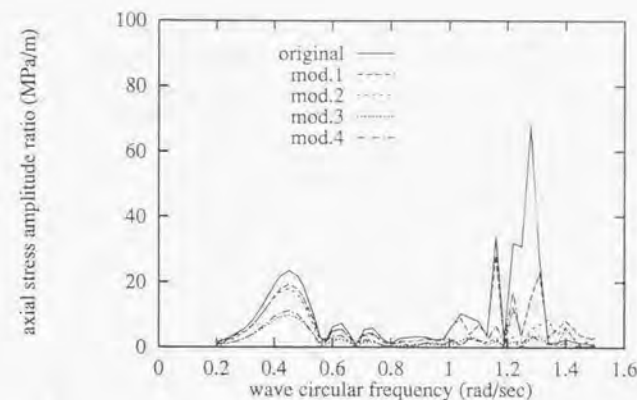


Fig. 5.27: R.A.O. of axial stress in deck at the mid-ship of modified hexa-ploids in oblique sea

のようにして、鉛直横斜めブレース、水平横ブレース、水平斜めブレースについて、断面積をそれぞれ1.5倍、2倍、2.5倍にして再計算してみた。これらはブレースの直径を変えずに板厚を上げることで対応したとする。断面二次モーメントなども対応する分だけ増加させた。Table 5.12に式(4.7)のISSCスペクトルに対する応答の標準偏差を、Fig.5.28に斜め波中の水平斜めブレースの軸応力の周波数応答曲線が示されている。参考のために断面積を増やす前のモデルの結果も示した。断面積を増加させた割合だけ応力が低下するという狙い通りにはならず、低周波数域でのマッチング応答が若干程度しか低下しないために、特に鉛直横ブレースではほとんど変化がなかった。ブレースに働く応力が全体構造応答と密接に関係し、ブレースだけを取り出して解析することを考えれば、境界条件が応力境界ではなくひずみ変位境界として与えられていることが原因であると考えられる。それでも応答が全般的に低下したのは、面外たわみに関する全体剛性、面内たわみに関する全体剛性とねじりに関する剛性が増加して、低周波数域でのマッチング応答の程度がわずかに低下したためである。ねじり剛性が増加した証拠として、実際にねじり振動に関する最低次の固有円周波数は0.89(rad/sec)から1.03(rad/sec)に増加している。マッチング応答時のブレース中の応力の低減を狙う場合には、部分的にブレースを補強するというよりも、全体構造応答を変えるという方向の修正の方が効果があるということがわかる。ここで加えた修正は仮想的なものであり、実際には実現しがたい修正である。ブレースの断面積を増加させるのに板厚を増加させたが、実際のセミサブリグではすでにブレースの板厚はこれ以上増加させることが考えにくい30(mm)程度になっており、ここで示した修正通りに仮に板厚を2倍するとすれば、60(mm)あるいはそれ以上の厚さの板厚になってしまう。また、仮に直径を2倍にするとすれば、中立軸からの距離が大きくなることにより、曲げモーメントによる応力も増加してしまい、許容応力を越えてしまう。軸応力と曲げモーメントを含めても許容応力以下になる、より

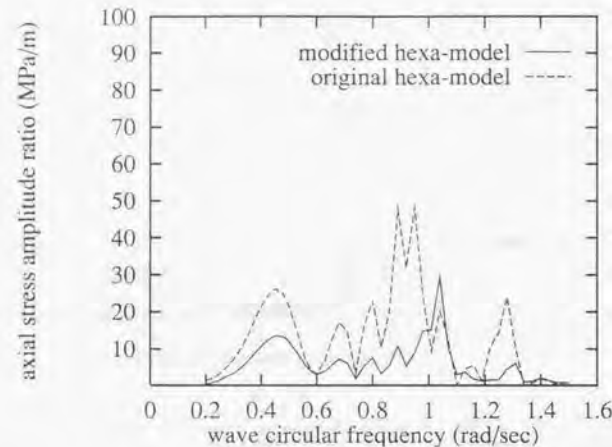


Fig. 5.28: R.A.O. of axial stress of horizontal diagonal brace; modified model vs original model

Table 5.12: r.m.s. of axial stress in each brace of modified(#1) hexa-ploid in oblique sea cond. (N/mm²)

		modified model 1	original model
vertical diagonal brace	axial stress	0.824	0.847
	bending stress	0.456	0.871
horizontal brace	axial stress	0.799	1.290
	bending stress	1.227	1.796
horizontal diagonal brace	axial stress	2.315	4.710
	bending stress	0.307	0.505

実際の構造の修正を行わなければならない。

ここで、6 倍体浮体モデルの波浪中応答についてどのような応答が支配的であるかを判断するために、式 (4.7) で表されるスペクトルを重ねた代表的な応答スペクトルの例を示す。Fig.5.29は Fig.5.12中の斜め波中の6 倍体浮体モデルの水平斜めブレース中の軸応力に関する周波数応答曲線から作成した、応答スペクトルを表す。

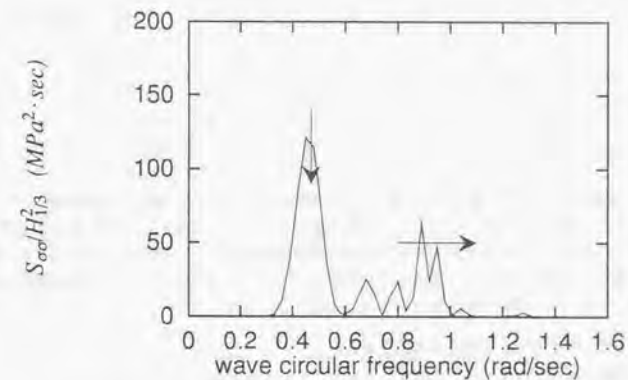


Fig. 5.29: response spectrum of axial stress in horizontal diagonal brace at the mid-ship of hexa-ploid in oblique sea

6 倍体モデルの代表的な応答スペクトルで目立つのは、円周波数 $\omega = 0.3 \sim 0.6$ (rad/sec) のなだらかなピークと $\omega = 0.8 \sim 1.0$ (rad/sec) のピークである。前者のなだらかなピークは浮体の長さで決まる水平曲げとねじりのマッチング応答であり、後者のピークはねじりの最低次の固有周波数に対応している。ともにねじり剛性に関するピークなので、ねじり剛性を上げるのがよい対策であるということが考えられる。ねじり剛性が増加するに伴って水平面内たわみに関する剛性も増加することが期待できる。前者のピークは水平曲げに関する剛性とねじり剛性を上げることでピークの高さが低くなり、後者は固有周波数が高くなるので、波スペクトルの高周波数域に逃してやる事が可能になる。Fig.5.29中の二つの矢印はこのことを概念的に示すものである。

水平曲げ剛性とねじり剛性を上げるためには幾つかの方法が考えられるだろう。

1. デッキの深さを増すなどしてデッキ剛性をあげ、最終的には浮体の全体剛性をあげる
2. ブレースを太くする。ただし、Table 5.12に見るように部分的に断面積を2.5 倍程度しただけでは、全体強度は不十分である。また、それは現実的なものでなければならない。

Table 5.13: r.m.s. of axial stress in each brace of modified (#2) hexa-ploid in oblique sea cond. (N/mm²)

		modified model 2	original model
vertical diagonal brace	axial stress	0.949	0.847
	bending stress	0.609	0.871
horizontal brace	axial stress	3.182	1.290
	bending stress	1.081	1.796
horizontal diagonal brace	axial stress	2.370	4.710
	bending stress	0.311	0.505

3. 特に水平斜めブレース部材を増やすことで水平曲げ剛性とねじり剛性を増加させる。

どれが適当であるか予想が付きにくいので、それぞれの方法、あるいはそれらを組み合わせて試してみる。

構造修正 2

最初に挙げた方法は、ねじり剛性を大きくする方法として、AKER H-3 より新しい世代のセミサブで取られている方法であり、例えば GVA5000 ではデッキ深さは 8(m) になっているし、さらに TLP などでは 15(m) ほどにもなっている。これらのセミサブあるいは TLP には鉛直横ブレースは用いられていないように、デッキを深くする際には鉛直斜めブレースあるいは水平斜めブレースは必要でなくなることが多い。

そこで、次のようなモデルの修正を行った。

- デッキの深さを増して剛性を増加させる。
- 全体剛性を増加させるという観点からローハルの断面積を 50 パーセント増加させる。
- それぞれ二種類ある水平ブレースと鉛直ブレースを大きい方でそろえる
- コラムの直径を一律に 8m とする

その結果デッキ部のねじり剛性は 4 倍、断面積は倍になった。ブレース中の応力の比較を Table 5.13 に示した。ブレース中の応力レベルは高いままであった。鉛直ブレース中の軸応力や水平ブレース中の軸応力ではむしろ改良前のモデルに比較して、大きくなってしまった。水平斜めブレース中の応力は低下したが、この修正では許容できる構造応答の改善にはなっていない。さらに、ブレースの断面積と剛性を大きくしたり、ブレースの数を増やす必要があることがわかる。

構造修正 3

構造修正 2 で、デッキの剛性とローハルの剛性を増加させただけでは全体剛性が不十分であることがわかった。ブレースの断面積などを変化させる必要がある。また、構造修正 2 では水平斜めブレースが連続的にはついておらず、水平斜めブレースがついていない部分があり、部分的に弱い部分が生じている。そこで、ローハル間に水平斜めブレースを新たに付加する (Fig. 5.30 参照)。初めに、どの程度水平斜めブレースを連続にする効果があるかを見るために、やや極端ではあるが、直径 4.5(m)、板厚 50(mm) のブレースを選択する。元々あった水平斜めブレースをなくした。また、水平ブレースもおなじ断面寸法のものに変える。構造修正 2 に加えてさらに、

Table 5.14: r.m.s. of axial stress in each brace of modified (#3) hexa-ploid in oblique sea cond. (N/mm²)

		modified model 3	original model
horizontal brace	axial stress	0.015	1.290
	bending stress	0.553	1.796
horizontal diagonal brace	axial stress	0.817	—
	bending stress	0.743	—

- 断面積の大きな水平斜めブレースを増やす
- 水平ブレースの断面積を増加する

すでにデッキの剛性を上げたことで、鉛直ブレース材の必要性がなくなっていると考えて、鉛直ブレースをなくした。

修正後の応力の標準偏差値を Table 5.14 に示す。水平斜めブレースを新たにつけた効果が大きかったと考えられ、ブレース中の許容応力以下に抑えることができる。ここで加えた水平斜めブレースは全長に渡って一様に付けられており、元もついていた斜めブレースは部分的であったから、水平曲げ剛性あるいはねじり剛性を上げることに大きく寄与することは当然といえる。また、Warping を抑えることにも効果があったであろう。水平曲げに関する剛性やねじり剛性を上げて、低周波数域における応答を改善するためには、AKER のような構造形式から考えて、このような水平斜めブレースをつけることが最も効果がある。水平ブレースおよび水平斜めブレースが全くない構造のねじりを考えた場合には、ねじりは開断面のねじりの状態になり、剛性は非常に低い。水平な斜めブレースや水平ブレースをつけることはローハル間に薄い板をつけることに相当するから、一気にねじり剛性と水平面内の剛性が上昇する。

構造修正 4

このように水平斜めブレースはねじりと水平曲げに関して非常に効果があることがわかった。構造修正 3 では水平斜めブレースの数を増やすなどとしてきて、ややオーバーデザインになっている感も否めない。構造修正 4 ではより現実的な水平斜めブレースを選択する。直径 4.0(m)、板厚 30(mm) の水平斜めブレースとする。ローハルを構造修正 4 の前の段階に戻してどの程度各部材中の応力が変化するかを調べる。Table 5.15 に示すような結果になった。Table 5.14 と比較すると、ブレース中の若干応力レベルは高くなり、はじめに設定した許容応力を数パーセント越えてしまったが、許容できる応力レベルに下げることができたといえるだろう。Fig. 5.27 を見ると低周波数域における斜め波中の応答 (円周波数 $\omega = 0.44(\text{rad/sec})$ 付近) が修正を行わないものとの浮体に関しての応答の 1/2 程度に低下し、目立つ構造の同調周波数も見当たらなくなっている。

以上のように 6 倍体について構造工学的に成立させることができるような構造修正をすることができた。最終的な修正 (構造修正 4) により得られたモデルを Fig. 5.30 に示す。この図は構造全体の中央部の一部を取り出したものである。

Table 5.15: r.m.s. of axial stress in each brace of modified(#4) hexa-ploid in oblique sea cond. (N/mm²)

		modified model 4	original model
horizontal brace	axial stress	0.065	1.290
	bending stress	0.013	1.796
horizontal diagonal brace	axial stress	1.384	—
	bending stress	1.222	—

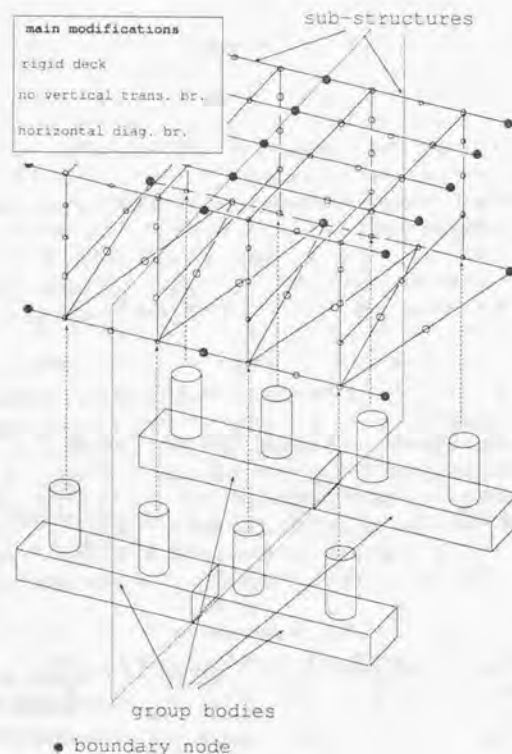


Fig. 5.30: final hexa-ploid model after modification #4

Table 5.16: modifications of deca-ploid model

	deck	lower-hull	columns
mod.1	thicken deck plates to 25(mm) & increase deck structure depth to 8.0(m)	change section: depth 8.7(m) width 14(m)	equally 8(m) in diameter
mod.2	same as mod.1 except for change of plate thickness to 30(mm), vertical position, +2(m)	same as mod.1	same as mod.1

vertical diag.br.	horizontal brace	horizontal diag. br.
	OD:4.0(m), thickness of shell:30(mm)	OD:4.0(m), thickness of shell:30(mm)
vertical longitudinal brace: OD:4.0(m), thickness of shell:30(mm)	same as mod.1	same as mod.1

5.4.2 10 倍体浮体モデルの構造の修正

6 倍体モデルでは、主として水平斜めブレースを追加することで水平面内剛性あるいはねじり剛性が増加し、構造工学的に浮体が成立するということが示された。10 倍体モデルではより強い補強をすることが要求される。実際に、Table 5.3によれば10 倍体モデルでは応力集中を考慮しないデッキ部ですら許容応力に達してしまう。

10 倍体モデルが6 倍体モデルよりも構造上、成立しにくいというのは理由が2 点挙げられる。Fig.5.7 に示した向かい波中のデッキ部の軸応力応答や同じく斜め波中の応答を示す Fig.5.9 を参考にすると、一つは、より長大化することによって、面外たわみによる応答であっても、水平面内の曲げとねじりによる応答であっても、梁が長くなる効果によって、その程度が大きくなるということである。一本の梁に分布荷重がかかることを考えれば、梁の長さが大きくなればなるほど生じる最大の梁中の応力は大きくなるのは当然であろう。考察の節で示したように浮体長が大きくなるほど、水平曲げのマッチング応答による曲げモーメントは大きくなり、その上限がない。

もう一点は各弾性モードの固有周波数がそれぞれ低い周波数域に配置されることである。第2 章で示したように各固有周波数はなんらかの形で長さの関数になっており、長さについて単調減少である。Table 5.2 を参考にすれば10 倍体モデルでは面外方向のたわみ振動の固有周波数が円周波数 $\omega = 0.58(\text{rad/sec})$ に配置され、構造応答を大きくさせる一つの大きな原因になっている。

Table 5.16 に10 倍体モデルに対する試みた修正をまとめる。考えられる二つの修正について示した。また、Fig.5.31にはそれらの修正による斜め波中のデッキ部の軸応力の周波数応答曲線の変化を示す。

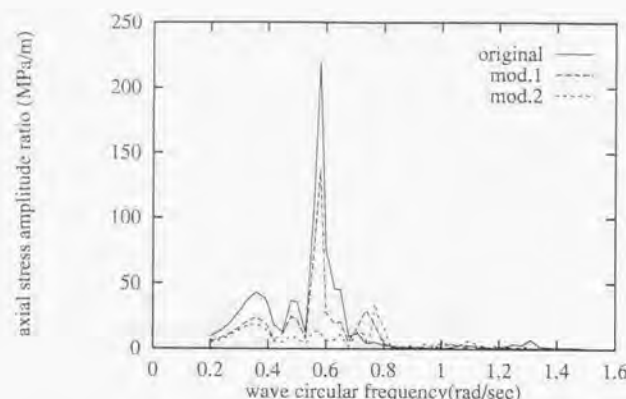


Fig. 5.31: R.A.O. of axial stress in deck at the mid-ship of modified deca-ploids in oblique sea.

構造修正 1

6 倍体では最終的にデッキの深さを 8(m) にして、鉛直斜めブレースを外し、構造底部のはほぼ全体に直径 4(m) の水平斜めブレースを付加し、水平ブレースの直径を 4(m) にした。ここでは、6 倍体で成功した修正をそのまま用いて 10 倍体に適用した加えてローハルを 6 倍体モデルの構造修正 3 で用いた大型のものに変更する。

斜め波中の応力応答についての、スペクトル波中の標準偏差で表した結果を示す (Table 5.17 参照)。全体強度が不十分でありデッキ部についてさえ、許容できる応力レベルにはるかに越えてしまっていることがわかる。面外たわみ、面内たわみ、ねじりの各固有周波数は、それぞれ最低次について、円周波数 $\omega = 0.59(\text{rad/sec})$, $\omega = 0.75(\text{rad/sec})$, $\omega = 0.83(\text{rad/sec})$ になった。構造修正 1 で行った修正は主として、水平曲げやねじりの応答を低下させるためのものであり、特に面外たわみに関する全体剛性を大幅に増加する必要があると考えられる。

構造修正 2

構造修正 1 の結果から、構造の同調現象によって応答が大きくなっていることがわかり、同調周波数をより高周波数域に配置しなければならない。完全に同調応答を回避できなくとも、第 2 章の式 (2.40) や第 4 章の構造応答に関する考察から予想されるように、浮体長さに対して十分に波長が短い周波数域での同調であれば、同調応答の程度は小さくなることが予想される。没水浮体形状を変化させて排水量などを変化させないとする、そのためには艇曲げに関する全体剛性を稼ぐ必要がある。デッキの構造深さはそのままにして、デッキ板厚を 30mm とする。全体剛性を稼ぐために、コラムの丈を 2(m) 伸ばし、デッキとローハルの構造軸線間の距離を 38(m) とする。アッパーデッキからローハル底部までの距離は約 47(m) になっ

Table 5.17: r.m.s. of axial stress in each brace of modified(#1) deca-ploid in oblique sea cond. (N/mm^2)

		modified model 1	original model
deck	axial stress	9.652	15.55
	bending stress	2.601	0.962
lower-hull	axial stress	6.560	9.094
	bending stress	2.676	1.743

Table 5.18: r.m.s. of axial stress in each brace of modified(#2) deca-ploid in oblique sea cond. (N/mm^2)

		modified model 2	original model
deck	axial stress	2.508	15.55
	bending stress	0.387	0.962
lower-hull	axial stress	2.351	9.094
	bending stress	0.460	1.743

た。また、鉛直斜め部材を付加して、一見トラス橋のような構造になった (Fig. 5.32 参照)。この図は浮体全体の中央付近だけを取り出して示したものである。

Fig. 5.31 を見ると、構造修正 1 および 2 では、低周波数域での水平曲げあるいはねじりのマッチングによる影響 (円周波数 $\omega = 0.37(\text{rad/sec})$ 付近) によって大きくなる構造応答が修正前の浮体に関する応答の 1/2 程度に低下していることがわかる。構造修正 2 により応答を改善した浮体では、面外たわみ、面内たわみの固有値は最低次についてそれぞれ、円周波数 $\omega = 0.77(\text{rad/sec})$, $\omega = 0.8(\text{rad/sec})$ になり、ねじり振動の固有値は計算した周波数の範囲では見当たらない。第 4 章で、生じるモード形状の波長と入射波との比 r_n を定義した。これは同調時のピークの大きさに関するパラメータである。構造修正 2 による、面外の最低次の固有周波数は円周波数 $\omega = 0.77(\text{rad/sec})$ だから、 $r_n = 1/18$ である。これに対して、構造的には成り立たない修正前の浮体では $r_n = 1/10$ であった。ここでは、 $r_n = 20$ が同調応答を小さく抑えるひとつ目安となると考えられる。

向かい波中の応力の標準偏差は曲げ応力と軸応力とを合わせて、デッキ部については 4.6(MPa)、ローハル部では 5.4(MPa) に達した。斜め波中よりも向かい波中で応答が大きくなるのは、向かい波中では面外方向の固有周波数付近で応答が大きくなること、斜め波中での応答に関係する面内たわみあるいはねじりの固有周波数が高くなること、また、それらの応答の固有周波数付近でも応答が大きくなることによる。

最後に 6 倍体では構造修正 4 による修正後の、10 倍体では構造修正 2 による有義波高 $H_{1/3} = 10.0(\text{m})$, $T_{01} = 10.0(\text{sec})$ の不規則波中での各部材中の応力の有義値について Table 5.20, 5.21 に示す。入射波の方向スペクトルは考慮せず、主方向は 135 度であるとした。表中では計算される軸力による応力、曲げによる応力を位相差を考慮せずに足し合わせた値を示す。実際に部材の強度が十分であるかどうかは、骨組み構造モデルにより得られた公称の部材力を外荷重とし、適当な境界条件のもとで局部構造について FEM 解析を

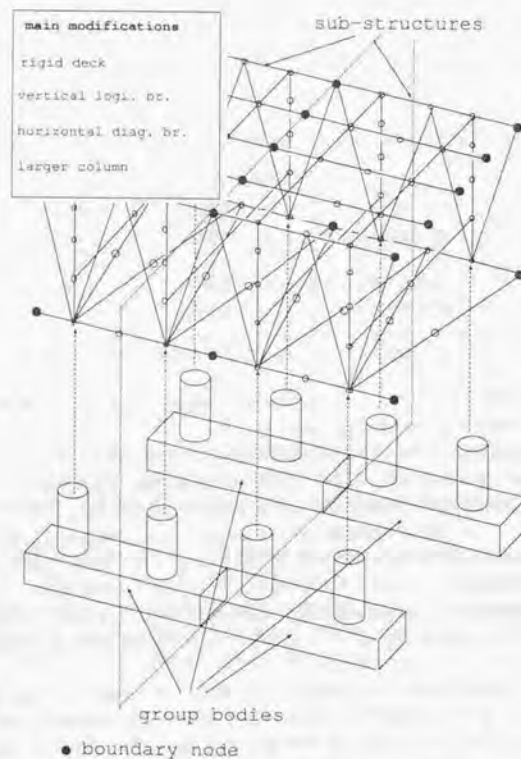


Fig. 5.32: final deca-ploid model after modification # 2

Table 5.19: r.m.s. of stress in each brace and column of modified(#2) deca-ploid

		head sea condition	oblique sea condition
horizontal brace	axial	0.004	0.032
	bending	0.051	0.933
horizontal diagonal brace	axial	0.027	1.247
	bending	0.197	1.200
vertical longi. brace	axial	0.479	0.623
	bending	0.892	1.071
column	axial	0.075	0.079
	bending	0.385	0.532

行わなければならない。

Table 5.20: $\sigma_{1/3}$ significant stress (MPa) of final hexa-ploid in ISSC spectrum; $H_{1/3}=10.0(\text{m})$, $T_{01}=10.0(\text{sec})$

deck	47 (MPa)
lower-hull	52 (MPa)
column	50 (MPa)
horizontal brace	20 (MPa)
horizontal diagonal brace	47 (MPa)

Table 5.21: $\sigma_{1/3}$ significant stress (MPa) of final hexa-ploid in ISSC spectrum; $H_{1/3}=10.0(\text{m})$, $T_{01}=10.0(\text{sec})$

deck	58 (MPa)
lower-hull	56 (MPa)
column	12 (MPa)
horizontal brace	19 (MPa)
horizontal diag. brace	49 (MPa)
vertical longi. brace	34 (MPa)

コラム・ロワーハル支持浮体モデルの長手方向への大型化に伴う構造の修正について次のようにまとめられる。コラム・ロワーハル支持浮体の斜め波中の低周波数域での構造応答は水平曲げとねじりのマッチングのために大きくなる。マッチングによる応答を低減するためには水平面内の剛性とねじり剛性を上げる必要があり、そのためには水平面内の斜めブレースが有効であった。

また、さらに浮体の長さが大きくなると構造の弾性体としての固有周波数が低下して波のエネルギーを持つ範囲内に入る。固有周波数はねじり、面外たわみ、面内たわみの順になっていた。特に面外たわみの同調応答が構造応答に大きく影響し、この問題を解決するためには、デッキ部やロワーハル部の断面積を増やすこと、鉛直縦斜めブレースを付加することで縦曲げに関する全体剛性を稼ぐ必要がある。それで不十分な場合には構造全体の深さを増加させることが考えられる。その際に、完全に同調周波数を回避できなくとも、同調時に入射波波長が小さくなる場合には、同調時の応答の程度が小さくなり過大な応答には結び付かない。

ブレースなどの継ぎ手の存在する部材は許容応力に達しやすく、デッキなどの応力をチェックするだけでは不十分である。仮にデッキ部で許容応力以下であっても、ブレース部ではさらに大きな応力が生じてい

る可能性があるし、そもそもブレース部の許容応力(公称値)は小さいので、注意が必要である。単純な一本の梁で構造をモデル化してしまうとブレースなどの部材中の過大な応力を見逃す原因になりうるだろう。

5.4.3 修正された浮体の変位応答

構造応答が改善されたのは、主として低周波数域の水平曲げねじりによる応答の低減と、同調周波数を高周波数域に配置して過大な応答を回避したことによる。特に構造の同調時の応答が改善されていれば変位応答も改善されていることが考えられる。修正された最終的な浮体についての変位応答について、簡単に述べておく。最終的な修正を行った6倍体浮体モデルでは、斜め波中の浮体の端部での上下方向変位応答の振幅の標準偏差は0.057(m)、中央部で0.015(m)であった。有義値にすると波高1(m)に対して端部においても10パーセント程度ということになる。最終的な修正を行った10倍体浮体モデルでは、斜め波中の浮体の端部での上下方向変位応答の振幅の標準偏差は0.032(m)、中央部で0.017(m)であった。これは波高に対して、端部においても6パーセント程度の揺れということを示す。Table 5.9と比較すると、特に構造の同調時の応答が目立った10倍体モデルでは構造応答の改善に伴って、変位応答も改善されたことがわかる。Fig. 5.33には構造修正を行った浮体と修正を行う前の浮体の端部での上下方向動揺についての周波数応答曲線を示した。修正により全体的に応答量が小さくなり、面外たわみの固有周波数が円周波数 $\omega = 0.58(\text{rad/sec})$ から $\omega = 0.77(\text{rad/sec})$ の高周波数域に移っていることがわかる。

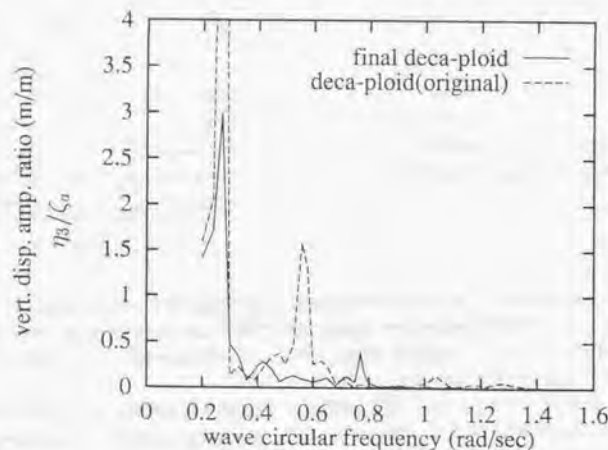


Fig. 5.33: R.A.O. of vertical displacement at the center of final deca-ploid in oblique sea in comparison with the original result

Chapter 6

浮体の幅の大きさが応答に与える影響

第5章で長さをパラメータとして900(m)程度の長さまでのコラム・ローハル支持浮体モデルについて構造の応答特性の変化を調べた。1000(m)以上の構造では、面外たわみ応答の固有周波数もより低周波数域(長波長側)に現れることになって、第4章で定義した同調時のピークに関するパラメータ r_n が1に近づくことになる。この場合、同調時の応答が非常に大きくなる可能性があるため、さらに縦強度の補強の必要がある。

仮に縦強度についての補強ができたとしても、斜め波中でのねじりあるいは面内たわみのマッチングによる構造応答が大きくなることが予想される。第5章において、幅方向に浮体が大きくなることで、特に斜め波中での低周波数域の応答が改善されることが示されている(Fig. 5.26参照)。応答が改善される理由は、横方向に浮体をつなげることで水平面内の剛性が増すことによると思われる。浮体の幅を広げていけば、面内の剛性は大きくなって、水平曲げによる応力は小さくなると考えられ、1000(m)以上の構造でも成立する可能性が高い。そこで、この章では幅方向に浮体が大型化することで応答がどの程度改善されるかについて調べていく。

初めに向かい波条件で長さ1280(m)、幅56(m)のコラム・ローハル支持浮体を設計する。その際にも重要なのは面外たわみ振動の固有周波数における応答であり、完全にその周波数を回避することは容易ではないので、同調が起きても過大な応答が生じないような設計を行う。そのためには同調周波数において、励起されるモードの波長と入射波波長の比をある程度以下にすればよい。次に、以上のように設計された浮体を幅方向に繋げて、斜め波中の応答を検討する。長さ1280(m)、幅400(m)の超大型半潜水式浮体が成立することを示した後に、コラム・ローハル支持浮体の初期構造計画法のフローを示し、最後に設計法のガイドラインを与える。

6.1 基本浮体の設定

第5章で長さ914(m)、幅56(m)の10倍体浮体モデルに構造修正2を加えることで構造応答が改善し、構造的に成立することを示した。10倍体浮体モデルよりも、長さをさらに400(m)程度延長した長さ1280(m)幅56(m)の浮体に、10倍体浮体モデルに与えたのと同じ構造修正2(Table 5.16参照)を加えて、その応答特性を調べる。AKER H-3を基準の浮体とすれば、浮体は14倍体浮体モデル(tetra-deca ploid)とでもいふべきものになっている。

向かい波中あるいは斜め波中の浮体中央部側のデッキ部分の軸応力の周波数応答関数はFig. 6.1のようになった。面外たわみ振動の最低次の固有周波数は円周波数 $\omega = 0.5(\text{rad/sec})$ に存在しており、向かい波中の応答を非常に大きくしている。斜め波中で円周波数 $\omega = 0.48(\text{rad/sec})$ のところに現れるピークは面

内たわみ振動の固有周波数を表している。それよりも低い周波数域でのピーク $\omega = 0.3(\text{rad/sec})$ などは水平曲げとねじりのマッチング応答によるもので、Fig. 5.31中の構造修正2(mod.2で表される)の周波数応答曲線の同じ低周波数域の応答と比較して、より大きなピークになっており、浮体が長くなるほど、水平曲げなどのマッチング応答が大きくなるという予想を裏付けている。第4章で設定した ISSC スペクトルに対する向かい波中のデッキ部分の軸応力応答の標準偏差は7.5(MPa)であり、斜め波中では10.0(MPa)にも達した。この値はデッキ部でさえ、容易に降伏に達する可能性があるということを意味しており、それよりも許容応力が小さなブレース部ではさらに厳しい応答が生じていることがわかる。

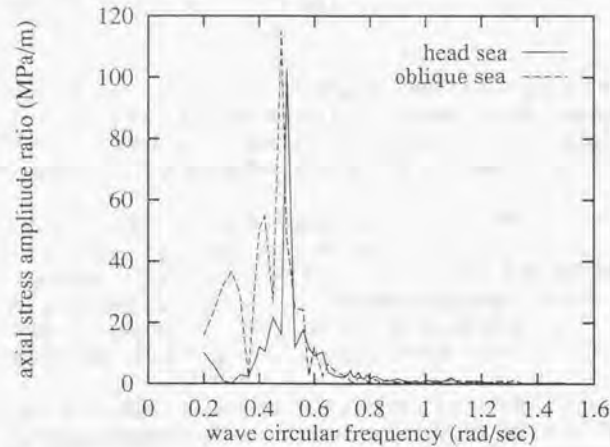


Fig. 6.1: R.A.O. of deck axial stress at the mid-ship of tetra-deca ploid model

斜め波中の応答は縦曲げ、水平曲げ、ねじりすべての問題が含まれ複雑であり、基本的に縦曲げだけの問題になる向かい波の状態での応答をまず検討するべきだろう。浮体が構造工学的に成立するためには少なくとも向かい波中でデッキ部の軸応力が降伏に達しないことが必要であると考えられる。向かい波中の応答を改善するためには、問題になっている構造の固有周波数を高周波数域に配置することが必要で、そのためには第2章、第4章や第5章で得た知識によれば、

- heaveの固有周波数を大きくすること
- 構造深さを増して、全体剛性を稼ぐこと

などの対策が考えられる。heaveの固有周波数は円周波数 $\omega = 0.27(\text{rad/sec})$ にとどまっているから、もう少し高い固有周波数に配置することも許容できるだろう。heaveの固有周波数を上げるためには、水線面積を大きくすればよい。コラムの直径が8(m)になっているところを、14(m)の直径に変更する。heaveの固有円周波数は $\omega = 0.4(\text{rad/sec})$ 付近になることを狙った。また、構造深さを従来の47(m)から約56(m)に変更する。提案されているMOBの外形の構造深さは65(m)であるから、56(m)という数字は無理のない

ものである。単位幅あたりの縦曲げに関する断面2次モーメントは $90(\text{m}^4/\text{m})$ になった。第2章で定義した特性距離 λ は約2200(m)と計算され、式(2.35)から面外たわみの最低次の固有周波数は $0.8(\text{rad/sec})$ と計算される。このように設定した浮体を基本浮体とし、T-1倍体浮体モデルと呼ぶこととし、修正前である14倍体モデルとは区別する。

Fig. 6.2に向かい波中でのT-1倍体浮体モデルの浮体中央側部のデッキ部及びロワーハル部の軸応力の周波数応答曲線が示されている。Fig. 6.1中の向かい波中の14倍体モデルの周波数応答曲線と比較すると、ほぼ全体的に応力レベルは低下し、より高周波数域に移動した面外振動の固有周波数 $\omega = 0.68(\text{rad/sec})$ 付近の応力レベルも低下している。特に同調周波数でのピークの高さが小さくなったことの影響が大きく、これは構造の固有周波数が上昇したことでその時の入射波の波長が構造長さに比較して小さくなることによる。この時、T-1倍体モデルでは面外たわみ振動の同調周波数は円周波数 $\omega = 0.68(\text{rad/sec})$ になっていて、 $r_n = 1/19$ である。10倍体モデルに修正を加えたものをそのまま400(m)伸ばした14倍体モデルでは、 $r_n = 1/10$ 程度にもなっていたので、過度の同調応答が生じていたと説明される。Fig. 6.2で示す応答の応答スペクトルの標準偏差はデッキ部の軸応力で0.9(MPa)に低下した。ロワーハル中の軸応力の標準偏差は1.5(MPa)であった。どちらも許容できる応力レベル(同じ波スペクトル中の標準偏差値で5(MPa))になっている。

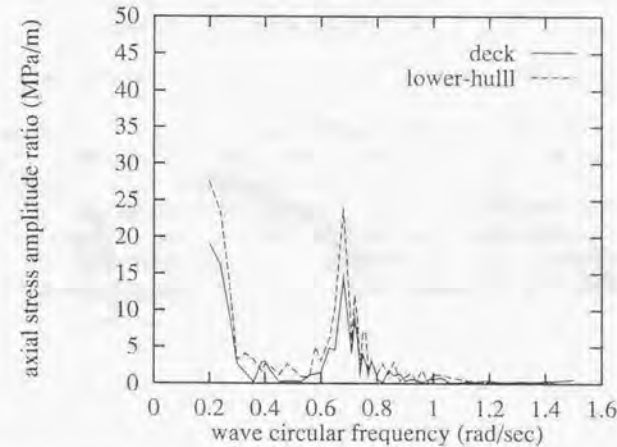


Fig. 6.2: R.A.O. of deck axial stress at the midship of T1 model in head sea

このように向かい波中では許容応力以下になるT-1倍体モデルであるが、斜め波中での応答は非常に厳しくなる。Fig. 6.3に斜め波中の浮体中央側部でのデッキ部及びロワーハル部の軸応力の周波数応答関数を示す。デッキ部、ロワーハル部の軸応力の応答スペクトルの標準偏差はともに9.0(MPa)に達し、許容応力値を越えている。周波数応答曲線の円周波数 $\omega = 0.4(\text{rad/sec})$ に見られる鋭い大きなピークは面内たわみ振動の固有値である。Fig. 6.4に、この周波数での単位振幅の斜め波中の変形の様子を示す。この図は変形

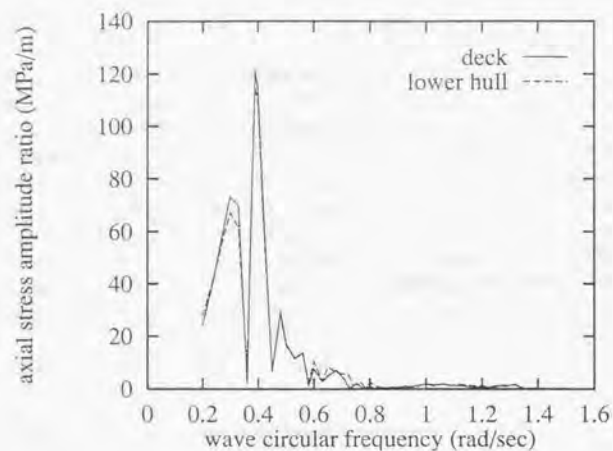


Fig. 6.3: R.A.O. of deck axial stress of T-1 ploid model in oblique sea cond.

を50倍に拡大したものであるが、非常に大きな同調応答が生じていることがわかる。水平面内のたわみ振動についても r_n を計算できて、 $r_n = 1/7$ であった。この数字は面外たわみ振動の同調応答を小さくする目安として得られた、 $r_n = 1/20$ をはるかに上回っており、過度の同調応答が生じることも説明がなされる。14倍体モデルでは円周波数 $\omega = 0.48(\text{rad/sec})$ のところに見られた面内たわみ振動の固有周波数が、T-1倍体モデルでは低下するのは、修正によって全体の質量が大きくなったためであると考えられる。円周波数 $\omega = 0.3(\text{rad/sec})$ でのピークは、斜め波中で水平面内たわみとねじりにより応答が大きくなるマッチングの周波数で、入射波の波数を k 、浮体の長さを L 、波の入射角を χ とするとときにほぼ $\sin \frac{kL \cos \chi}{\pi} = -1$ を満たしている。

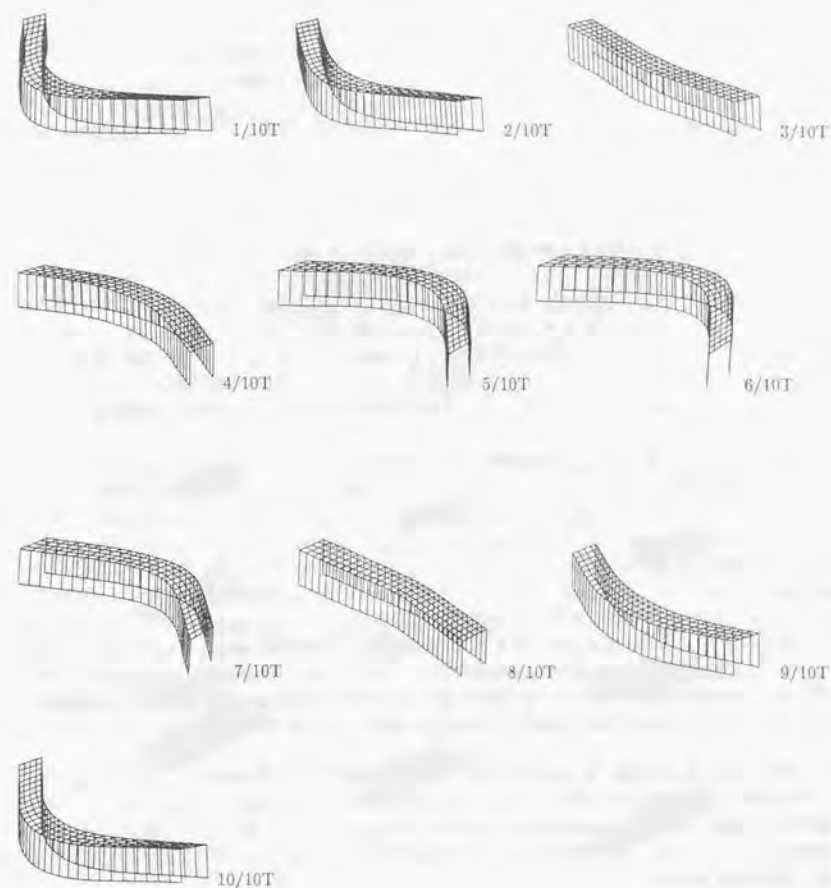


Fig. 6.4: sketch of deflections at wave circular freq. 0.40 (rad/sec) in oblique sea cond.; T-1 model

6.2 幅方向に浮体を大きくする影響

前節で向かい波条件では、構造工学的に許容できる浮体構造 T-1 倍体モデルが設定された。幅方向に浮体が大型化する際の構造応答に与える影響を調べるために、T-1 倍体モデルを基本浮体として、横方向に 3 倍、5 倍... というようにつなげ、それぞれ、T-3 倍体モデル、T-5 倍体モデル、... というように呼ぶこととする (Fig. 6.5 参照)。T-3 倍体モデルでは幅は約 170(m)、T-5 倍体モデルでは幅 282(m)、T-7 倍体モデルでは幅約 395(m) になっている。全長は 1280(m) であるから、T-7 倍体では縦横比 B/L はおよそ 0.3 になっている。Fig. 6.5 中には、モデル化についても示している。同じ図の上部の 3 つの図はそれぞれのモデルの sub-structure に関する構造のモデルを表し、中央の T-5 倍体モデルに関するものにだけ、流体部分に関するコラムとローハルを示した。

6.2.1 構造応答

Fig. 6.6 に斜め波中の浮体中央部側部のデッキ部分の軸応力の周波数応答曲線を示した。T-1 モデルから順に幅方向に大きくなるに連れて、特に低周波数域、円周波数 $\omega = 0.2 \sim 0.5(\text{rad/sec})$ での構造応答が低下することがわかる。Fig. 6.7 には、同じく斜め波中の浮体中での水平斜めブレース中の軸応力の周波数応答曲線を示した。グラフからわかるように、浮体を幅方向に大きくするにつれてデッキ部の軸応力と同様に全般的に応答が小さくなることわかる。特徴的であった円周波数 $\omega = 0.3(\text{rad/sec})$ 付近の低周波数域での水平曲げあるいはねじりのマッチングによる応答が低下し、向かい波中の応答曲線に近付いているということがいえる。浮体が幅方向に大型化することで、水平面内の剛性が増加して、水平曲げの影響が徐々に小さくなるためである。

Fig. 6.6, Fig. 6.7 の周波数応答曲線を観察すると T-1 倍体モデルから T-7 倍体モデルまで全てのモデルについて、円周波数 $\omega = 0.5(\text{rad/sec})$ においてもマッチング応答が大きくなっていることに気が付く。つまり、浮体の幅によらずに一定の周波数で応答が大きくなっている。T-1 倍体モデルの変形の様子について Fig. 6.10 に、及び T-7 倍体モデルの変形の様子について Fig. 6.11 に示した。これらの図をよく見ると、水平面内の 2 節振動と 3 節振動が重畳した形になっている。T-7 倍体モデルでは右舷と左舷での応答の形状が瞬間的には一致しておらずに部分的な曲げになっている。例えば $1/10T$ では紙面前の右舷では水平曲げによるたわみが生じているが、左舷ではたわみはほとんど見られない。これは T-1 倍体モデルとは大きく異なる点である。この時の波長は 250(m) 程度で、T-7 倍体モデルの浮体の幅 400(m) に比べて小さい。右舷と左舷での波強制力間に位相差があることが原因であると考えられる。この周波数 $\omega = 0.5(\text{rad/sec})$ は第 5 章において簡易解析を用いて示した、水平曲げの最大値と角変位 (z 軸まわり回転) が極大になる周波数であると考えられ、入射角を考慮した見掛け上の波長は浮体長の $1/3.5$ にほぼ等しくなっている。

面内たわみの固有周波数は第 2 章に示されたように、曲げ剛性の $1/2$ 乗に比例し、面内の曲げ剛性 EI は浮体の幅の 3 乗に比例すると考える。すると、T-1 倍体モデルでは円周波数 $\omega = 0.4(\text{rad/sec})$ で見られた面内たわみ振動の固有値は、T-3 倍体モデルでは $\omega = 2.0(\text{rad/sec})$ になると考えられ、計算された周波数の範囲内には入っていない。T-5 倍体モデル、T-7 倍体モデルでは、水平面内のたわみの固有周波数はさらに高い周波数域に存在する。

ねじり振動の固有周波数は、T-1 倍体モデルでは、円周波数 $\omega = 1.0(\text{rad/sec})$ T-3 倍体モデルでは $\omega = 0.50(\text{rad/sec})$ になっている (Fig. 6.9)。図からはわかりにくいですが、ねじり振動と同時に面内のたわみ振動も大きくなっている。T-5 倍体モデルと T-7 倍体モデルのねじり振動の固有周波数は明確に現れないので、確認することができなかった。幅方向に浮体を大きくすることで、ねじり剛性はほぼ線形的に増加する

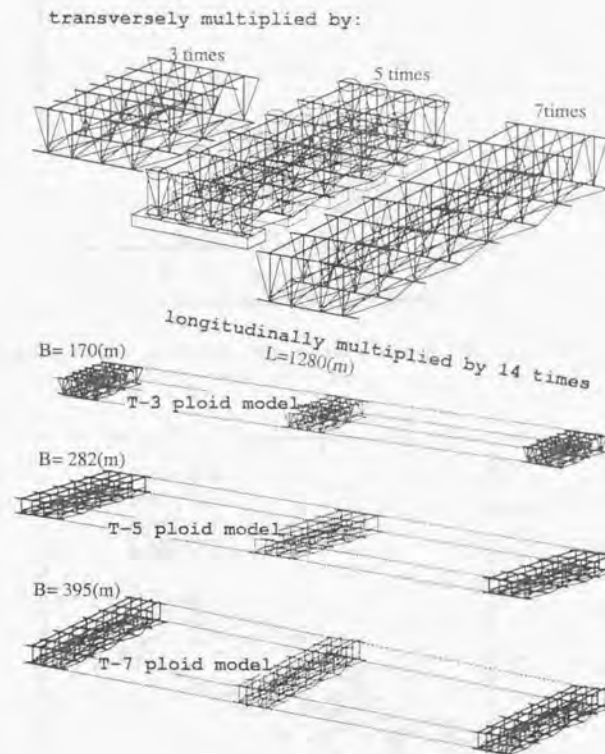


Fig. 6.5: transversely multiplied model

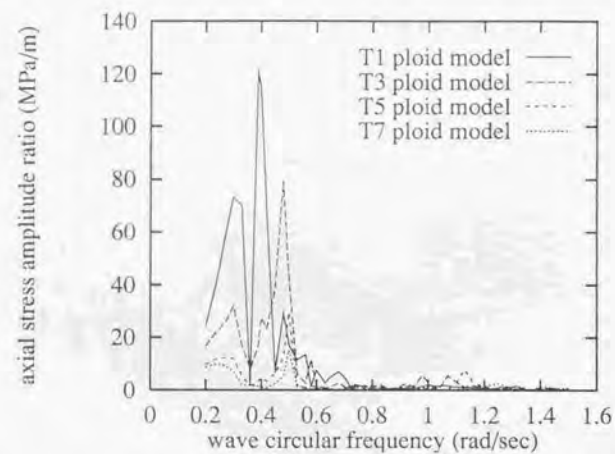


Fig. 6.6: R.A.O. of deck axial stress at the mid-ship of each model in oblique sea cond.

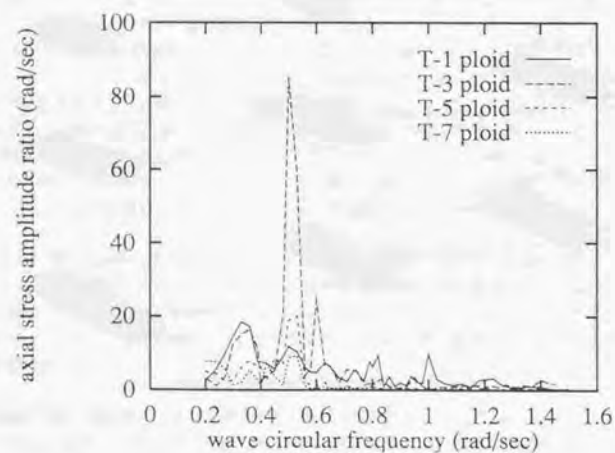


Fig. 6.7: R.A.O. of axial stress of horizontal diagonal brace at the mid-ship of each model in oblique sea cond.

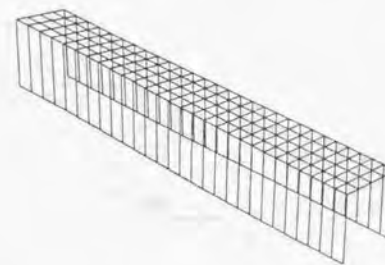


Fig. 6.8: shape of deflection at wave circular freq.=1.0(rad/sec)

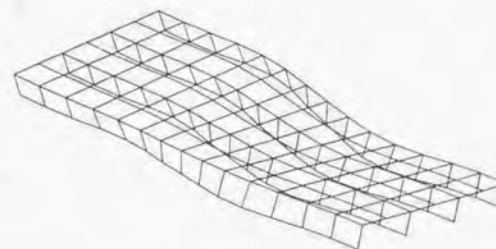


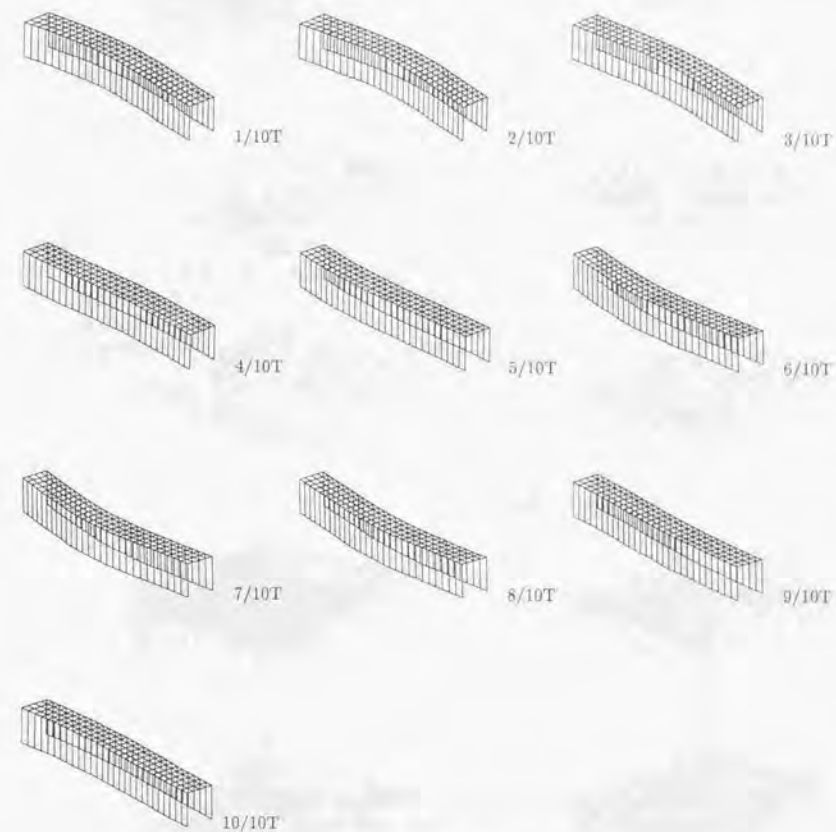
Fig. 6.9: shape of deflection at wave circular freq.=0.50(rad/sec)

と考えられる (Fig.4.3参照)。ねじりに関する復原力は幅の3乗に比例していくと考えられるから、ねじりに関する特性距離は小さくなり、固有周波数は低下することになる。固有周波数が低下しても同調時の応答が目立つのはT-3倍体モデルまでであり、T-5倍体モデル、T-7倍体モデルでは同調応答が見当たらない。

各部材中の軸応力応答曲げ応力応答とを加えたものを、標準偏差で比較すると、Table 6.1のような結果になった。T-7倍体では斜め波中で全ての応力が小さくなって、許容応力以下になっている。水平斜めブレースでT-3倍体モデルで応答が非常に大きくなるのは、円周波数 $\omega \approx 0.50(\text{rad/sec})$ 付近にねじり振動の固有周波数が存在し、この周波数を含める周辺の周波数域で応答が大きくなるためである (Fig.6.7参照)。

Table 6.1: r.m.s. of stress (N/mm^2) in oblique sea cond.

	T-1 ploid	T-3 ploid	T-5 ploid	T-7 ploid
deck	9.0	7.4	4.0	1.5
lower-hull	8.5	6.5	4.0	2.1
column	0.70	1.0	2.0	0.7
horizontal br.	6.0	5.1	1.4	1.1
horizontal diag. br.	3.9	13.4	3.9	2.0

Fig. 6.10: deflections at wave circular freq. $0.50 (\text{rad/sec})$ in oblique sea cond.

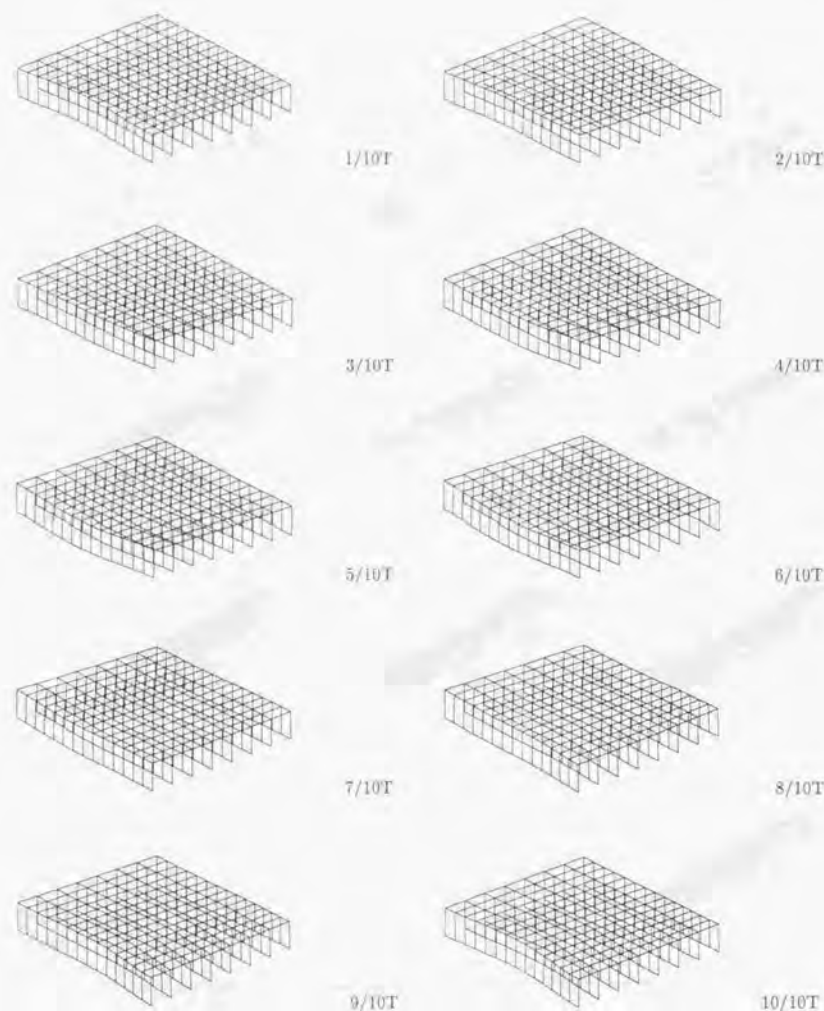


Fig. 6.11: deflections at wave circular freq. 0.50 (rad/sec) in oblique sea cond.

以上のように、浮体を幅方向に大型化することで斜め波中の応答が大幅に改善され、より大きな浮体構造が成立することがわかった。幅方向の大型化により水平面内のたわみとねじり振動の効果は小さくなり、斜め波での周波数応答曲線は縦曲げのみを考慮した周波数応答曲線に近付いていく。

式(5.2)を考慮すると、低周波数域での水平面内の曲げモーメントは長さ L の2乗に比例する。水平面内のたわみに関する断面係数は幅 B の2乗には比例するだろう。水平方向の単位長さ当たりの波強制力は、ある程度以上大きな浮体では要素浮体間で打ち消す効果により、ほぼ一定か、あるいは、幅 B が増加することによって低減する場合もある。これらを総合すると、浮体中央側のデッキ部などに生じる軸応力はほぼ L/B の2乗に比例すると考えられる。すると、 L/B をある一定の値以下に保つことができれば、水平面内曲げによる応力は大きな影響を及ぼさないだろうと予想される。例えば、水平曲げが大きな影響を及ぼさないことが示された、T-7 倍体モデルでは、 L/B の値は3.2である。

6.2.2 変位応答

全節で浮体の幅が大きくなることで、構造応答が改善されることがわかった。ところで、第5章でも倍体浮体モデル、10 倍体浮体モデルについてそれぞれ構造応答が改善されると同時に、変位応答も改善されていたように、T-7 倍体モデルで、T-1 倍体、T-3 倍体、T-5 倍体に比較して、変位応答についても改善されていることが予想される。Table 6.2に波浪スペクトル中の標準偏差を示す。コラム支持浮体モデルと比較すると (Table 4.6参照)、浮体中央部では同程度の動揺量である。端部の上下方向変位はT-7 倍体でおよそコラム支持浮体モデルの1/4になっている。この数字は通常のセミサブリグの動揺量の1/4ということにもなる。端部と中央部の変位が同じ程度に小さいという点が、中央部の変位は小さいが端部ではセミサブリグ程度の大きさの変位量というコラム支持浮体モデルとは異なる。

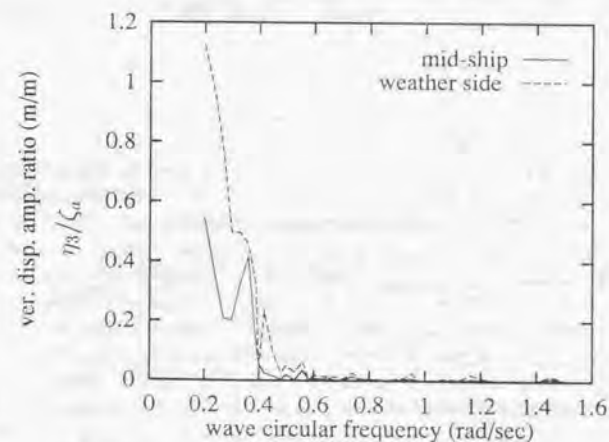


Fig. 6.12: R.A.O. of vertical displacement at the mid-ship and the end of T-7 ploid model in oblique sea cond.

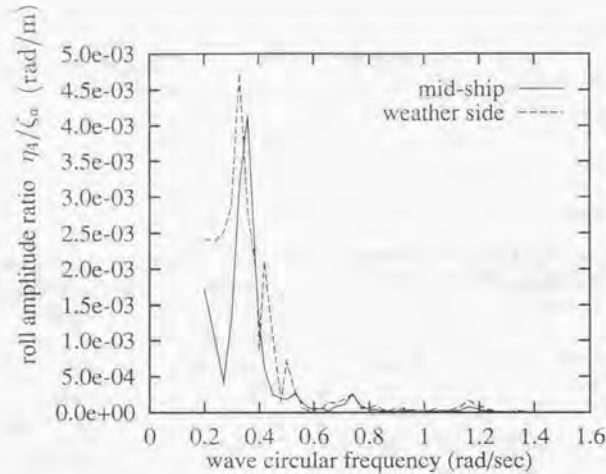


Fig. 6.13: R.A.O. of angular displacement(roll) at the mid-ship and the end of T-7 ploid model in oblique sea cond.

Table 6.2: r.m.s. of displacements in oblique sea cond.

		T1 ploid	T-3 ploid	T-5 ploid	T-7 ploid
center	heave(m)	0.02	0.04	0.02	0.02
	pitch(deg)	$3.15e^{-3}$	$7.45e^{-3}$	$8.65e^{-3}$	$2.86e^{-3}$
	roll(deg)	$7.05e^{-3}$	$17.19e^{-3}$	$13.06e^{-3}$	$11.59e^{-3}$
end	heave(m)	0.04	0.08	0.08	0.03
	pitch(deg)	$4.30e^{-3}$	$8.31e^{-3}$	$8.66e^{-3}$	$3.44e^{-3}$
	roll(deg)	$12.66e^{-3}$	$24.69e^{-3}$	$19.60e^{-3}$	$13.35e^{-3}$

6.3 考察

6.3.1 コラム・ローハル支持浮体の設計法に関する考察

ここで扱ったコラム・ローハル支持浮体は従来のセミサブリグと同様に、heaveの固有周波数を波スペクトルよりも低周波数域に逃すという特性を持っている。また、単位面積あたりの排水重量は4(tonf)程度である。積載荷重はデッキ単位面積あたり2(tonf)以上である。この数字はコラム支持浮体モデルと比較して大きく、重量のあるプラントなどの支持浮体として用いることができるだろう。これらの性質のためにコラム支持浮体に比べても小さく、動揺は小さく波高に対して、浮体の全ての場所で5パーセントほどである。角変位はrollについても有義波高4(m)に対して端部でも0.1度以下という結果であった。一方で、構造の固有周波数を比較的高周波数域に配置される。ローハルが存在する分だけ、排水量は大きくなる。

向かい波中では準静的な応答については、デッキ部とローハル部で全体剛性を受け持つので、自然に見掛け板厚が大きくなって、準静的な構造応答はコラム支持浮体モデルほど大きくならないこと、剛性が高いことで波スペクトルに比較して特性周波数が小さいこと、以上の2点から構造設計上重要な現象にはならない。

コラム支持型浮体で重要になった準静的な構造応答のピークに代わって、コラム・ローハル支持浮体の構造設計で重要になるのは、構造の固有周波数における応答である。超大型のコラム・ローハル支持浮体では完全に固有周波数を回避することはできないので、同調が生じても、そのときの応答が大きくなるという方向での検討が必要である。既に第2章あるいは第4章で示したように、固有周波数での応答の大きさは、波力のパターンと励起されるモードの内積の大きさに比例する。つまり、励起されるモードに比較して波力のパターンが細かければよいので、生じるモードの波長と入射波の波長の比が一つのパラメータになる。第5章の10倍体モデルの構造修正2を施した最終的なモデルでは、第4章で定義した同調時の入射波の波長と励起モードの波長の比 r_0 は1/10になっている。同様に本章の $L=1280$ (m)のT-1倍体モデルでは、最低次の面外たわみの同調の周波数が、円周波数 $\omega=0.7$ (rad/sec)として波長は125(m)となり、 r_0 は1/20程度である。従って、設計の際には、この比を1/20とすることを目安とすればよいだろう。なお、構造の固有周波数は、第2章の式(2.35)ではやや高目の値を与える。これはコラムが剛体的には挙動せずに、せん断的な変形が生じるためである。

また、コラム・ローハル支持浮体モデルの構造応答で特徴的であったのは斜め波中の低周波数域における水平面内のたわみとねじりによる応答である。面外のたわみによる構造応答が復原力の存在のために特性周波数で表される応答の準静的な最大値が存在するのに対して、係留がなく復原力がない浮体構造の水平面内のたわみによる構造応答ではほとんど上限がない。つまり、浮体長を大きくすればするほど大きな水平曲げ応答になると考えられる。ねじり応答が水平面内応答と重畳して生じることもあり、特にブレース類への影響が大きい。この応答が浮体の縦横比 B/L の小さなスレンダーなコラム・ローハル支持浮体モデルで問題になる理由は、水平曲げ剛性の不足、ねじり剛性の不足、Warpingが生じやすい断面、没水部が大きいために水平方向の波強制力が大い、という4点である。特に水平曲げ剛性の不足が大きな問題であり、これは幅方向に十分な長さがあるモデルでは大きな問題にならないと考えられる。今回計算した長さ $L=1280$ (m)のモデルに対する結果では、幅 $B=400$ (m)程度で問題にならなくなった。この時の L/B は3.2程度であり、多くの浮体の用途はこの範囲に入るであろう。幅が広がると横波中での構造応答が大きくなることに注意しなければならないが、縦方向横方向ともに同じ程度の全体剛性ならば問題ないと考えられる。

デッキ部などよりも、ブレース材が構造的に弱い部分になり、デッキ部で構造応答が小さくとも、ブレース部で許容応力に達してしまう場合がある。ブレース部の応力を低下させるためには、問題となるブレース

ス部だけの補強を行うのではなく、全体剛性を上げるような補強が効果的である。

以上から考えられる構造の初期設計法の手順の概略について、Fig.6.14に示す。浮体の目的などによってデッキの大きさや上部構造物の重量が決定される。コラムなどの部分ブロック毎に静的な圧力やデッキ荷重による簡単な設計を行う。おおまかに構造の配置が決定された後に、より応答が単純な向かい波あるいは横波中の詳細計算を行う。ここで許容応力以上の応力が生じれば、デッキとロワーハル間の距離を増加させたり、デッキの断面積を増加させることで縦曲げに関する十分な剛性を得る。この時の一つの目安は第4章で定義した r_n が1/20程度以下になることである。縦強度について確認されたら、次は斜め波中の応答について検討する。斜め波中で問題となるのは水平面内の曲げとねじりである。詳細な計算を行った後で、許容応力以上の応力が生じているならば構造の修正を行う必要がある。この時、効果的であるのは、水平斜めブレースを連続的につけることである。しかし、それでも水平面内の剛性などが不足する場合があります、最初の段階に戻って、デッキのサイズの変更して、幅を広げるなどの根本的な変更が必要になる場合もある。このような過程を経て全体構造応答による応力レベルを通常の大きさのセミサブの部材中に生じる程度にする。

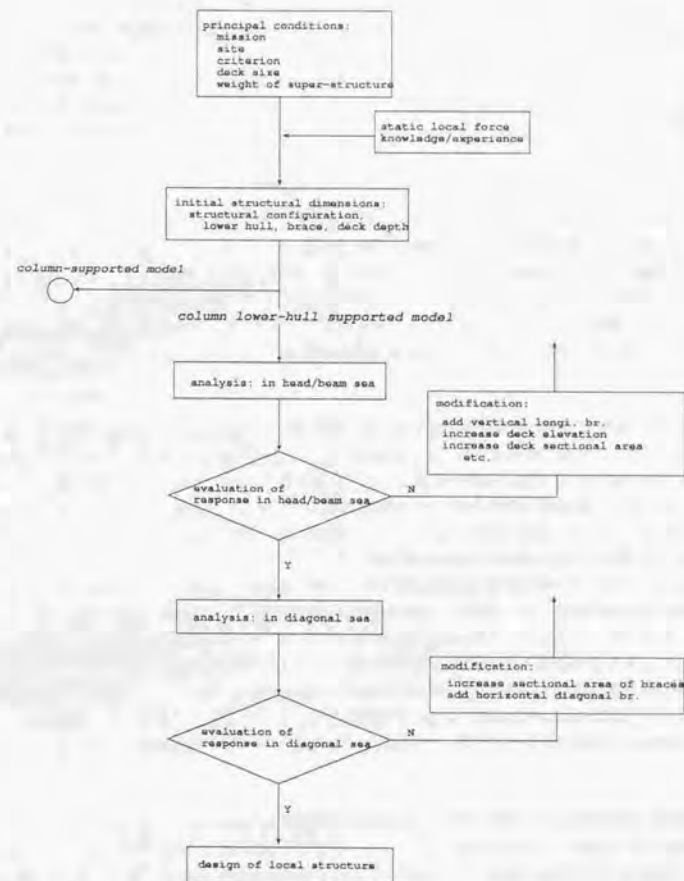


Fig. 6.14: flow chart for designing column lower-hull supported type V.L.F.S

Chapter 7

結論

将来、海洋空間の利用のための超大型浮体の出現が予想される。序論に示したように、新しい形式の構造の計画や開発のために必要であるのは、解析法の確立を第一のステップとし、続いて各種現象の理解と解明、特性の把握を行うことである。本論文はカテナリーなどの弱係留方式で係留され、多数要素浮体で支持される超大型半潜式浮体に関して、波浪中応答解析法の確立から、将来利用が予想される二つのタイプの浮体について、構造の長さや幅を基本パラメータとする、パラメトリックな計算を行い特性の把握まで一貫して行った。最終的に超大型半潜式浮体の初期構造設計法についての、ガイドラインを与えた。

第2章では、超大型半潜式浮体を弾性支床上一様な梁として簡易解析する手法を示した。従来得られている面外たわみ振動の解析解に加えて、縦振動、ねじり振動、面内たわみ振動についての解析解を得た。水平面内の振動やねじり振動は他の振動モードと連成することが考えられるが、簡易解析では連成項を考慮しない。また、斜め波中での応答について考察を加えた。得られる結果は、詳細な数値計算を解釈するのに有効なものである。詳細な計算では行うことの容易でない非常に大きな浮体構造について、一定の解を与えることができるのも簡易計算法の利点である。

簡易解析からいくつかの浮体の応答特性が得られている。準静的な応答のピークが存在すること、そのときの波長である特性距離 λ_c や、そのときの周波数である特性周波数 ω_c は弾性支床上の梁モデルを記述する際の幾つかのパラメータを用いた簡単な関係式で与えられること、同調周波数は heave の固有周波数よりも高くなることなどである。特性距離は復原力に対する剛性の大きさを表すパラメータでもある。本論文では斜め波中では準静的な構造応答のピークが現れる周波数が変化することと、構造の同調周波数は λ_c と浮体長さ L と heave の固有周波数 ω_h を用いて簡単に表すことができることを示した。準静的なピークが存在するのは復原力が存在するためであり、同様にねじり振動についても特性距離などを定義できることを示した。

第3章では、具の波浪中応答解析手法に、流体領域では複数の要素浮体をひとまとまりとして扱う group body の概念を新たに導入し、構造領域では、FEM に従来から構造解析の分野で用いられている部分構造法を用いて発展させた解析法を提案し、検証した。具の波浪中応答解析手法は、影本の相互干渉の理論と特異点分布法を組合せ任意形状浮体間の流体力学的相互干渉を含む流体力の評価をし、構造部分には FEM を用いるというものである。部分構造法を用いる場合には、通常荷重が作用する節点については拘束点として消去しないが、提案した理論では他の sub-structure との間にある境界節点以外の内部節点は全て消去する。この時に、内部節点に作用する慣性力や流体力は厳密に考慮されており、近似を行っていない。検証

のために具の解析法による結果との比較、過去の実験との比較、文献中の実験との比較を行い、良好な結果を得た。

この数値解析法の大きな利点は、流体力と浮体の運動が相互に干渉し合う流体力学干渉を考慮できることに加えて、大規模な構造を立体骨組みでモデル化し、次の解析のステップであるズームアップ解析の入力である部材力を得ることができることである。また、FEM ベースなので任意の境界条件や形状を扱うことができる。今後、線形の範囲内ではあるが係留を含めた解析を行ったり、建造時のシミュレーションを行う際には重要な特徴である。

1000(m) 規模の超大型浮体の詳細な構造解析ができる一方で、提案されている 5000(m) 規模の空港の解析を行うには至らなかった。何らかのさらなる数値解析上の工夫が必要である。今までのところ、同じプログラムを用いて試みた最大のデッキ面積をもつ浮体は、長さ 3000(m)、幅 300(m) の浮体となっている。

第4章では第3章で開発された数値解析法を用いて、浮体長さの異なる 3 種類のコラム支持浮体モデルの波浪中応答を解析した。コラム支持浮体は、コラムだけで浮力を得て、デッキ部で全体剛性を得る形式の浮体モデルであり、喫水を 10(m) と小さくし、heave の固有周波数を高く配置して構造の同調周波数を高周波数域に配置する。得られた結果について、第2章で得られた知識を参考に、重要な現象を調べ、応答特性を把握した。低周波数域で準静的な構造応答のピークが生じ、そのときの周波数と応答量は簡易解析で得られる結果に一致すること、構造の同調周波数は第2章の簡易計算法によってはほぼ予測できることがわかった。構造の同調時のピークの高さは、同調周波数に対応する入射波の波長と、生じるモード形状の節間距離の比 r_n で決定される。この比が1よりはるかに小さい場合にはあまり大きなピークは生じないと考えられ、 r_n が1程度の場合には大きな応答のピークが生じる。コラム支持モデルではこの比は一次のモードについては1/50になっているので、大きな同調時の応答は見られない。浮体長さが大きいほど、 r_n は小さいので、構造の同調応答は大きな問題にはならない。

以上はいわゆる縦曲げのことであり、水平面内のたわみに関する剛性が足りない非常に細長い浮体の場合には、水平曲げによる大きな影響がデッキ部の軸応力に生じる。水平曲げによるデッキ部の軸応力は、長さ 2400(m)、幅 150(m) の浮体では縦曲げによる応力に比較して 3/4 程度になった。

構造設計上重要になるのは、低周波数域での準静的な応答のピークである。準静的な構造応答のピークは生じる周波数、ピークの大きさともに浮体の長さには無関係であり、浮体の剛性と復原力によって支配されるので、生じる曲げ応力のレベルは浮体の長さによって、大きくは変化しないことがわかった。生じる応力の大きさは見掛け板厚の 1/2 乗に反比例し、復原力係数の 1/2 乗に比例する。応力を減じようとして、板厚を増加する必要がある。扱ったモデルでは 30(mm) の板厚の 4 層デッキ構造になっている。今回のモデル化においては内部構造をモデル化していないが、仮に内部構造で全体応力レベルが大きくなった場合に、応力レベルを低減させるためには板厚を増やして全体剛性を上げる対策をとることで対応する。変位応答は中央部では非常に小さく上下揺れの振幅は波高の数パーセント、端部では波高に対して 20 パーセント程度になる。

第5章と第6章では、コラム・ローワーハル支持浮体について、数値解析を行い、それぞれの章で浮体長さの構造応答に与える影響と浮体の幅が与える影響について調べ、生じる現象を把握し、設計に必要な応答の改善法について述べた。コラム・ローワーハル支持浮体とは、主にローワーハルで浮力を与え、デッキ部とローワーハル部によって大きな全体剛性を得る形式である。復原力はデッキとローワーハルを結ぶ比較的小さな直径のコラムによって得ており、heave の固有周波数は波のエネルギースペクトルに対して低い周波数域にある。

コラム・ローワーハル支持浮体の構造応答は長さの影響を大きく受け、基本的に長い浮体ほど大きな部材力が生じる。梁が長くなることで静的に曲げモーメントが増加する他に、面外たわみ振動の同調周波数が波

が有効なエネルギーを持ち得る周波数域に入りこんで応答を大きくするためである。復元力が小さく剛性が大きいために、特性距離は大きくなり、特性周波数は非常に小さくなるので、準静的な構造応答のピークはあまり問題にならなくなる。同調周波数が問題になることで、構造工学的に成立させることは容易でなくなる。面外振動の同調は基本的に、同調を波エネルギーベクトルに対して高周波数域に逃してやることで解決されるが、さらに弱くした条件として、仮に同調が生じてもその時の応答が過大にならないような設計をすることも必要になる。超大型浮体の同調周波数における応答量は、励起されるモードと波力のパターンの内積で決まるから、励起されるモードの波長とそのときの入射波の波長の比が小さければよい。

斜め波中では、さらに構造応答が大きくなる。構造応答が大きくなる理由は水平曲げとねじりのマッチング応答による影響、ねじりと他のモードとの連成による応答、Warping による影響、ローワーハルが付くことで水平方向の波強制力が大きいことが原因であることが示された。第2章の簡易解析理論から、入射波の入射角を χ として波数を k 、浮体長さを L とすれば、 $\sin(k \cos \chi L/2) = \pm 1$ の時にこれらの応答が極大になることが説明される。斜め波中での応力レベルを下げるためには、水平斜めブレースをローワーハル間につけることが効果的であった。

セミサブリグを複数長さ方向に接続して全体構造を形成する MOB について、コネクタ部の荷重が斜め波中で大きくなるために、厳しい波浪中ではあらかじめ分離されるという検討がなされていることを第1章で紹介した。MOB の場合には以上の4つの理由に加えて、コネクタが最大でデッキ部2ヶ所、ローワーハル部2ヶ所の合計4ヶ所にすぎず、荷重がさらに集中する。従って、斜め波中で MOB の応答が厳しくなるのは当然のことであり、本論文の結果から合理的に説明できる。

水平斜めブレースをローワーハル間につける方法は有効であるが、効果の限界がある。幅 56(m) の構造の時、長さ 900(m) 程度までが限界であった。しかし、幅が 56(m) に対して長さ 1000(m) は外形上非常にスレンダーであり、さらに横幅が広いデッキが要求されることが多いだろう。例えば、幅 400(m) の浮体では長さ 1300(m) でも成立することがわかった。幅方向に浮体が大きくなることで、水平曲げに対する剛性が大きくなるからである。

コラム・ローワーハル支持浮体の構造設計は、まず向かい波中の応答で大きな応力が生じることがないように浮体構造を設計する。そのために面外たわみ振動の固有値を比較的高い周波数域に配置する必要がある。この時、同調周波数に対応する入射波の波長と同調時の生じるモードの波長距離との比 η_0 が1/20程度であることが、ひとつの目安になる。同調周波数を高周波数域に配置するためには、全体剛性を上げる必要があり、デッキとローワーハルの間の距離を増加させることと、beave の固有周波数を若干大きくすることが有効である。次に、斜め波中の応答について検討する斜め波中での応力レベルを低減させるためには、水平斜めブレースは有効であるが効果には限界があり、デッキ寸法の変更も必要である。このような過程を経て、従来のセミサブリグと同程度の応力レベルにまで応答を低減させることになる。変位応答はコラム支持浮体よりもさらに小さく、中央部に比べて2~3倍大きな変位が生じる端部でも波高に対して上下揺れ振幅は5パーセント程度である。

今後残っている課題は、より大きな 5000(m) 規模の浮体を解析できるようにすること、係留系を含めた場合の応答特性を把握すること、完成時だけでなく、建造時の応答をまとめることなどである。

謝辞

本論文は吉田教授の丁寧な御指導のもとに完成しました。また、鈴木助教授には数々の貴重な助言をして頂きました。卒業生として吉田研究室に配属されて以来8年の間、特にここ数年で大型浮体関連の研究が非常に盛んになったことを考えますと、当初から一貫して大型浮体のテーマを頂いて研究できたことはとても幸せなことであります。両先生に厚くお礼申し上げます。

論文の最後に謝辞を書くにあたって、8年間の様々のことが思い出されます。いろいろな点で協力して頂いたスタッフである岡徳昭助手、榎本一夫技官に感謝いたします。吉田研究室で出会った方々、特に現吉田研究室の諸氏には私生活の面でもお世話になりました。楽しい大学院での生活を送ることができました。また、この場を借りて研究生生活を支えてくれた方々に感謝します。特に、友人諸氏は大きな精神的な支えとなってくれました。

本論文の計算の多くは PC-UNIX のひとつである Linux 上で行いました。手軽な Linux がなければ、論文遂行にあたりより多くの困難を抱えていたことと思います。気兼ねなくプログラムを開発し、たくさんのケースについてプログラムを実行させることができました。今後の PC-UNIX のさらなる発展を願いますと同時に、Linux を開発された多くの方々に敬意を表します。

博士課程にまで進学することを承諾してもらい、学費も負担してくれた両親に感謝の意を表して本論文を締めくくりたいと思います。ありがとうございました。

Bibliography

- [1] 青木元也 他: 浮体の構造強度及び弾性応答特性に関する研究, 船舶技術研究所報告別冊第6号, 1985, pp.71-105
- [2] M.Baschieri and P.Bellincioni: Prestressed Concrete Floating Airport, VLFS'91, 1991, pp.421-431
- [3] R.E.D.Bishop, W.G.Price: Hydroelasticity of ships, CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, 1979
- [4] 藤久保昌彦他: 大規模柔軟構造物の設計における動的弾性応答の取扱について, 第13回海洋工学シンポジウム, 1995, pp.329-336
- [5] 古屋信明: 世界最大橋に挑む, NTT出版, 1995
- [6] G.Clauss, E.Lehmann and C.Östergaard: Offshore Structures Vol.I, Springer-Verlag, 1998, pp.77
- [7] 遠藤久芳: 浮遊式可撓性プラットフォームの波浪中弾性振動
- [8] Fenton, J.D: Wave forces on vertical bodies of revolution, Journal of Fluid Mech., Vol.85, part 2, 1978, pp.241-255
- [9] Geir Moe: Design Philosophy of Floating Bridges with Emphasis on Ways to Ensure Long Life, VLFS'96, 1996, pp.31-38
- [10] Goo, J.S. and Yoshida, K: A Numerical Method for Huge Semisubmersible Responses in Waves, SNAME Transactions, 1990, vol.98
- [11] Hess, J.L. & Smith, A.M.O.: Calculation of nonlifting potential flow about arbitrary three-dimensional bodies, Journal of Ship Research, Vol.8, No.2, 1964, pp.22-44
- [12] E.I.Hickey, J.E.Dailey, C.E.Nolan, R.D.Gaul: MOBILE OFFSHORE BASES, VLFS'91, 1991, pp.133-148
- [13] 平山次清: 海洋波の統計的性質, 日本造船学会誌第609号, 1980, pp.139-159
- [14] 平山次清, 馬寧: 長寿命型浮体式海上空港の波浪中応答特性, 日本造船学会論文集, 第177号, 1995, pp.219-230
- [15] 平山次清, 馬寧, 西尾フミオ治: 長寿命型浮体式海上空港の波浪中応答特性-第2報-, 日本造船学会論文集, 第178号, 1995, pp.225-236
- [16] 平山次清, 馬寧, 西尾フミオ治, 佐藤直章: 長寿命型浮体式海上空港の波浪中応答特性-第3報-, 日本造船学会論文集, 第179号, 1996, pp.153-164
- [17] Iijima, K., Yoshida, K. and Suzuki, H.: Hydrodynamic and Hydroelastic Analyses of Very Large Floating Structures in Wave, OMAE'97, Vol.VI, 1997, pp.139-145
- [18] 飯島一博, 吉田安一郎, 鈴木英之: 超大型半潜式浮体の波浪中構造応答解析, 日本造船学会論文集, 第181号, 1997, pp.281-288
- [19] 井出太郎: 係留方式の特性評価と新形式海洋構造物への適用可能性, 東京大学修士論文, 1996
- [20] Ikeno, M., Maruyama, K., Hirakuchi, H. and Kajima, R.: Simulation Model of Floating Power Plant Motion in Multi-Directional Irregular Waves, Proc. of the 2nd Int. Offshore and Polar Engineering Conf., Vol.3, pp.636-643
- [21] 居駒知樹, 増田光一, 前田久明: 超大型浅喫水浮遊式構造物の弾性応答に関する研究, 第13回海洋工学シンポジウム論文集, 1995, pp.185-192
- [22] Kagemoto, H. and Dick, K.P. Yae: Interactions among multiple three-dimensional bodies in water waves, J. Fluid Mech., 1986, vol.166, pp.189-209
- [23] 影本浩: セミサブ型及びボンツーン型大型浮体の波浪中性能の比較, 第13回海洋工学シンポジウム, pp.231-238
- [24] 海洋工学委員会構造分科会: 半潜式海洋構造物の構造強度概論(1), 日本造船学会誌674号, 1985, 8月
- [25] 海洋工学委員会構造分科会: 半潜式海洋構造物の構造強度概論(2), 日本造船学会誌675号, 1985, 9月
- [26] 海洋工学委員会構造分科会: 半潜式海洋構造物の構造強度概論(3), 日本造船学会誌676号, 1985, 10月
- [27] 海洋工学委員会構造分科会: 半潜式海洋構造物の構造強度概論(4), 日本造船学会誌677号, 1985, 11月
- [28] 海洋工学委員会構造分科会: 半潜式海洋構造物の構造強度概論(5), 日本造船学会誌678号, 1985, 12月
- [29] 海洋工学委員会構造分科会: 半潜式海洋構造物の構造強度概論(6), 日本造船学会誌679号, 1986, 1月
- [30] 海洋工学委員会構造分科会: 半潜式海洋構造物の構造強度概論(7), 日本造船学会誌680号, 1986, 2月
- [31] Masashi Kashiwagi: A B-Spline Galerkin Method for Computing Hydroelastic Behaviors of a Very Large Floating Structure, VLFS'96, 1996, pp.149-156
- [32] Luft, R.W.: Analysis of Floating Bridges: the Hood Canal Bridge, Proc. of Dynamic Response of Structures, ASCE, 1981, pp.1-15
- [33] 前田久明, 増田光一, 宮島省吾, 生駒知樹: ボンツーン型超大型浮体式海洋構造物の波浪中弾性応答に関する研究, 日本造船学会論文集, 第178号, 1995, pp.203-212
- [34] 前田久明, 江口純弘: 浅海域において浅喫水船に作用する流体力について(第2報)-Heavingの流体力-, 日本造船学会論文集, 第139号, 1976, pp.44-50
- [35] Mamidipudi, P. and Webster, W.C.: The Motion Performance of a Matlike Floating Airport, Proc. Int. Conf. on Hydroelasticity in Marine Technology, 1994, pp.363-375
- [36] マリンスフロート推進機構編: 浮体式海上空港-巨大プロジェクトへの挑戦, 鹿島出版会, 1997

- [37] 増田光一, 前田久明, 加藤渉, 臼井幹人: 波浪中の大型バージ型浮体構造物の弾性応答挙動に関する研究, 日本造船学会論文集第158号, 1985, pp.505-515
- [38] K.R.McAllister: MOBILE OFFSHORE BASES- AN OVERVIEW OF RECENT RESEARCH. Int'l Workshop on Very Large Floating Structures '96, pp.69-78
- [39] メガフロート技術研究組合: 超大型浮体式海洋構造物平成7年度研究成果報告書概要, 1996
- [40] 三好俊郎他著: 有限要素法, 実教出版株式会社, pp.62-70
- [41] 村井基彦, 影本浩, 藤野正隆: 超大型浮体の波浪中弾性挙動の推定法について, 日本造船学会論文集, 第178号, 1995
- [42] 村井基彦, 影本浩, 藤野正隆: 超大型浮体の波浪中弾性挙動の推定法について-第2報-, 日本造船学会論文集, 第181号, 1997
- [43] 長沼昭男, 大熊政明: 部分構造合成法, 培風館, 1991
- [44] 永田修一, 吉田尚史, 一色浩, 大川豊: 超大型弾性平板浮体の波浪中挙動解析, 第182号, 1997, pp.285-294
- [45] J.N.Newman, et.al: Analysis of Wave Effects for Very Large Floating Structures, Proc. of V.L.F.S.'96, 1996
- [46] NHK 「テクノパワー」プロジェクト, 巨大建設の世界-長大橋への挑戦, 日本放送出版協会, 1993
- [47] Ohkusu,M: Hydrodynamic Forces on Multiple Cylinders in Waves, Int'l Symp. on the Dynamics of Marine Vehicles and Structures in Waves, 1972 pp.107-112
- [48] 大楠丹, 今井康貴: 超大型海洋構造物に作用する波力に関する研究, 日本造船学会論文集, 第180号, 1994
- [49] 大楠丹, 今井康貴: 超大型海洋構造物に作用する波力に関する研究-その2-, 日本造船学会論文集, 第180号, 1996
- [50] 大松重雄: 超大型ボンツーン型浮体の波浪中応答計算, 日本造船学会, 第182号, 1997, pp.329-340
- [51] 太田英美: 浮体式海上空港構想, 第12回海洋工学シンポジウム, 1994, pp.75-81
- [52] W.G.Penney,F.R.S. and A.T.Price: Finite periodic stationary gravity waves in a perfect liquid, Phil.Trans.Roy Soc.London, ser.A244, 1952, pp.254-284
- [53] H.R.Riggs, X.Che and R.C.Ertekin: Hydroelastic Response of Very Large Floating Structures, OMAE Vol I-A, 1991, pp.291-300
- [54] Riggs,H.R.,Ertekin,R.C.: Approximate Methods for Dynamic Response of Multi-module Floating Structures, Marine Structures, Vol.6, 1993, pp.117-141
- [55] 朱庭耀, 影本浩, 藤野正隆: 超大型浮体に働く波力-流体力の推定法に関する研究, 日本造船学会論文集, 第179号, 1996, pp.173-182
- [56] 朱庭耀, 影本浩, 藤野正隆: 超大型浮体に働く波力-流体力の推定法に関する研究-第2報-, 日本造船学会論文集, 第182号, 1997, pp.273-283

- [57] 鈴木英之, 吉田宏一郎: 超大型浮体の構造挙動および構造設計に関する考察, 日本造船学会論文集, 第178号, 1995
- [58] 鈴木英之, 吉田宏一郎: 超大型浮体の構造挙動および構造設計に関する考察-その2-, 日本造船学会論文集第179号, 1996, pp.339-348
- [59] Mikio Takaki and Xiechong Gu: Motions of a Floating Elastic Plate in Waves, 日本造船学会誌, 第180号, 1996, pp.331-339
- [60] 宝田直之介: 超大型海洋構造物のテクノロジ・アセスメントの一例その1-その10, 造船学会誌第638号~652号, 1982-1983
- [61] 寺澤一雄 監修: 船体構造力学, 海文堂出版, 1974, pp.499-537
- [62] N.Tokii: A Study on the Behavior of Huge Floating Structure in Regular Waves, 日本造船学会論文集, 第146号, pp.185-194
- [63] 坪郷 尚, 岡田博雄: 超大型浮体構造の揺み波動伝搬挙動と強度に関する基礎的考察, 日本造船学会論文集, 第181号, 1997
- [64] 坪郷 尚: 超大型浮体構造の揺み波動伝搬挙動と強度に関する基礎的考察(第2報), 日本造船学会論文集, 第182号, 1997
- [65] ジェール・ベルス: 動く人口島, 創元推理文庫
- [66] Watson,G.N: A treatise on the theory of Bessel functions, 2nd Ed., Cambridge University Press, 1966, pp.358-361
- [67] Chunfa Wu, T.R.J.Mills: Wave Induced Connector Loads and Connector Design Considerations for the Mobile Offshore Base
- [68] Y.Wu, D.Wang, H.R.Riggs and R.C.Ertekin: Composite Singularity Distribution Method with Application to Hydroelasticity, Marine Structures 6, 1993, pp.143-163
- [69] 矢後清和, 遠藤久芳: 浅喫水箱形浮体の波浪中弾性応答について, 日本造船学会論文集, 第180号, 1996, pp.341-352
- [70] 矢後清和, 大松重雄, 遠藤久芳: 浅喫水箱型浮体の波浪中弾性応答について, 日本造船学会論文集, 第182号, 1997, pp.307-317
- [71] Yao, T. and M.Fujikubo: On the Structural Analysis of VLFS, VLFS'96, 1996, pp.317-324
- [72] 山本善之, 大坪英臣, 角洋一, 藤野正隆: 船体構造力学, 成山堂書店, 1991, pp.100-104
- [73] 山下誠也: 浅喫水箱型浮体の波浪中動揺と変動圧力-圧力分布を用いる計算と実験との比較-, 日本造船学会論文集, 第146号, 1979, pp.165-172
- [74] 安澤幸隆, 河野大介, 香川光二, 北林研一: マット型超大型浮体構造物の波浪中解析, 第181号, 1997, pp.111-122
- [75] Yoshida, K. and Ozaki, M: A Dynamic Response Analysis Method of Tension Leg Platforms Subjected to Waves, Journal of the Faculty of Eng., the University of Tokyo, Vol.XXXVII, No.4, 1984

- [76] 吉田宏一郎, 石川邦照: 三次元骨組構造の周期応答, 日本造船学会論文集, 第143号, 1979
- [77] 吉田宏一郎, 有馬俊朗, 岡徳昭: 中水深域空間利用構造体の開発, 日本造船学会論文集, 第165号, 1989
- [78] 吉田宏一郎他: 大規模浮体における波強制力の相互干渉評価, 日本造船学会論文集, 第174号, 1993, pp.243-251
- [79] 吉田宏一郎他: 大規模半潜式構造体における波強制力の特性, 第12回海洋工学シンポジウム論文集, 1994, pp.119-128
- [80] 吉田宏一郎他: 大規模浮体における波強制力の相互干渉評価(その2), 日本造船学会論文集, 第176号, 1994
- [81] 吉田宏一郎, 鈴木英之, 飯島一博, 岡徳昭: 大規模浮体の波浪中応答解析と流体力学的相互干渉が設計に及ぼす影響, 日本造船学会論文集, 178号, 1995, pp.297-304
- [82] 吉田宏一郎, 鈴木英之, 井出太郎: 浮体係留法に関する系統的研究, 日本造船学会誌第180号, 1996, pp.165-174
- [83] 吉田宏一郎, 西垣亮, 鈴木英之, 榎本一夫, 和爾俊樹: 中規模浮体式海上空港の構造計画, 日本造船学会第178号, 1995, pp.495-504

