

〔II〕 浮体に働く外力及び流体力の推定法に関する研究

大川 豊*・井上 令作*
 影本 浩*・矢後 清和*
 高井 隆三*・安藤 定雄*
 星野 邦弘*

目 次	
1. 緒言	15
2. 研究の概要	16
2.1 研究目標	16
2.2 研究概要および計画	16
3. 研究実施内容と結果	17
3.1 浮体に働く波強制力特性	17
3.1.1 支持浮体単独	17
3.1.2 複数支持浮体群	20
3.1.3 全体浮体に働く波強制力の推定法	27
3.2 浮体に働く風荷重, 流れ荷重および波漂流力特性	30
3.2.1 風荷重	31
3.2.2 流れ荷重	32
3.2.3 波漂流力	34
3.3 浮体に働く流体力特性	36
3.3.1 流体力に関する実験	36
3.3.2 支持浮体単独の特性	39
3.3.3 複数支持浮体群の特性	43
3.3.4 全体浮体に働く流体力の推定法	47
3.4 船舶係船時の接触力及び係船力	48
3.4.1 2次元接触実験	48
3.4.2 大型構造物模型に対する接触実験	50
3.4.3 大型構造物背後の接触力及び係船力の推定	51
4. 研究成果	53
5. 結 言	54

1. 緒 言

多数の支持浮体で広大な甲板面積を有する上部構造物を支持する形式の超大型浮遊式海洋構造物に働く外力および流体力の推定法に関する研究は、浮体工法による海上空港建設に係わる評価のための技術調査研究¹⁾(以後「海上空港の技術検討」と略す)において、既に基本的な概念や当時の既存技術を駆使した様々な手法が提案されている。基本的概念の一つは支持浮体単独に働く流体力学的な力を基に、多数の支持浮体間の流体力学的相互干渉効果を検討して浮体全体に働く力を組み立てていこうとするものであり、他の一つはそれらの力の組み立てを建造ユニットなどに代表される想定実機の部分浮体に適用し、実験等による妥当性の検討を行いつつ想定実機に拡張して適用していく方法である。今回の研究においてもその概念は変わらない。しかしながら、海上空港は上部構造物上への塔載荷重が比較的均質化しているため支持浮体の形状は単

一であったが、今回想定した海洋構造物は荷重条件によって支持浮体の形状を変える必要が生じており、形状の異なる支持浮体の組合せによる相互干渉影響という複雑な条件が加わってくる。

多数配列の浮体群に働く波強制力に関する理論的研究は、複数本の鉛直円柱に働く波力を厳密に解いた大楠²⁾に始まる。その後大楠³⁾は超大型海洋構造物を想定し、一列無限行の速度ポテンシャルを用いて多列無限行の速度ポテンシャルを求める方法を示し、軸対称支持浮体が多列無限行に配置された場合の波強制力を求めた。この計算は「海上空港の技術検討」でも実行され、実験と比較された。他にも類似の研究がいくつかあるが、いずれも軸対称物体を扱ったものである。これらの方法は一般の3次元物体に適用することは可能であるが、計算が複雑なために今日まで実行されていない。そこで今回は、軸対称支持浮体として多行多列のフーティング型支持浮体群、非軸対称支持浮体としてロワーハル型支持浮体群およびポンツーン型支持浮体群に働く波強制力の特性を実験的に把握することを主体にした実験を行った。

*海洋開発工学部

多数配列の浮体群に支持された浮遊式海洋構造物に働く風荷重の推定手法は「海上空港の技術検討」を超える技術的発展はない。今回は大型模型に働く定常力の一つとしてその特性を把握するための実験を行い、推定手法の確認を行った。

潮流などの流れによる荷重（以後「流れ荷重」と表わす）の推定手法も基本的には「海上空港の技術検討」に依っているが、今回はフーティング型支持浮体とローハル型支持浮体を組合わせた大型模型（II型）による実験を行い、推定手法が異なる形状の支持浮体の組み合わせにも適用できることを確認した。

波漂流力も定常力の一つとしての特性を把握するためにII型の大型模型による実験を行った。

複数の浮体に働く流体力の研究としては双胴船に関するものがいくつかあり⁵⁾⁶⁾、相互干渉効果により付加質量が負になったり、双胴間に大きな定在波が生じて流体力係数に不連続が生ずるなど、単体とは異なるいくつかの興味ある現象が指摘されている。また、双胴を引き裂くような力やモーメントが働くこともよく知られている。3体以上の浮体群に関しては波エネルギー吸収装置の関連で間接的に扱ったものはあるが、直接的に流体力に言及したものは無いと思われる。そこで今回は多数配列の浮体群に働く流体力の研究の一段階として、9本のフーティング型支持浮体群および数基までのローハル型支持浮体群に働く流体力に関する実験的研究を行い、相互干渉の特性を調べた。

一方、構造物に働く外力としての船舶係船時の接触力と係船力に関しては、構造物による波の遮へいや反射が大きい影響を与える。波下側の波浪は、波上側の波浪にくらべ減衰し、接触力や係船力も小さくなる。そこで二次元及び大型構造物模型を用いて波高減衰率を測定し、それを用いて係船時における接触力と係船力を推定する方法について考究した。

2. 研究の概要

2.1 研究目標

多数の支持浮体で上部構造物を支持する形式の大型構造物が、波浪、潮流および風などの自然環境から受ける外力ならびに構造物が動揺している場合の流体力を、単独の支持浮体の値を基礎にして推定する方法を開発する。また、船舶が構造物に接触している際に働く接触力および係船力も海洋構造物に働く外力と考え、それらを推定する手法を開発する。そのためには、まず単独の支持浮体に働く外力および流体力を精度よく

推定する方法を開発する。次に複数支持浮体間の流体力学的干渉効果を究明し、必要に応じて干渉効果を含む外力および流体力を推定できる手法を開発し、全体浮体に働く外力および流体力の推算の精度向上を計る。

2.2 研究概要および計画

浮体に働く波強制力の研究では、まず、フーティング型、ローハル型およびポンツーン型の各支持浮体単独について波強制力を求める水槽模型試験を行った。フーティング型支持浮体に対しては有限要素法、ローハル型およびポンツーン型支持浮体に対しては3次元特異点分布法を用いた線型ポテンシャル理論の計算と比較し、それらの特性を検討した。次に複数支持浮体群に働く波強制力の特性を調べるために、フーティング型支持浮体を1行で2列から7列までおよび1列で2行から7行まで増していったとき、各支持浮体に働く波強制力を水槽試験で求めた。ここで行は波頂線と平行な並びを、列は直角な並びを表わすものと定義する。これらの結果は特異点分布法による計算とその傾向を比較した。ローハル型支持浮体については1行11列で構成される部分模型全体と個々の支持浮体に働く波強制力を計測した。また、ポンツーン型支持浮体3基で構成される部分模型についても波強制力を計測した。異なる支持浮体を組み合わせた場合については、ローハル型支持浮体群の背後に置かれたポンツーン型支持浮体およびポンツーン型支持浮体の背後に置かれたローハル型支持浮体に働く波強制力に関する実験を行った。以上の結果を踏まえて、浮体群全体に働く波強制力の推定法を検討した。

浮体に働く風荷重、流れ荷重および波漂流力は、II型の大型模型に働く定常力としての特性を調べるための水槽模型試験を行い、流れ荷重に関しては単独支持浮体に働く抗力も測定して、全体浮体に対する推定法を検討した。

浮体に働く流体力の研究においては、まずフーティング型およびローハル型単独支持浮体についての強制動揺試験を行い、付加質量係数および減衰係数を求めて線型ポテンシャル理論と比較した。減衰係数については計算と実験の結果より、速度の2乗に比例する造渦減衰を考慮した等価減衰係数を求める方法を検討した。浮体群に働く流体力はフーティング型支持浮体では3行3列について、ローハル型では2基から4基までについて強制動揺試験を行い、全体および個々の支持浮体に働く流体力を求めた。これらの結果は3次元特異点分布法による計算結果と比較し、相互干渉

の特性を調べた。以上の結果から、部分模型に働く流体力の推定法を検討した。

船舶の接舷力と係船力の研究においては、二次元実験と大型模型実験を行い、構造物により波浪が遮へいされるために良好な係船場所となるであろう波下側係船状態における接舷力及び係船力の推定を行った。二次元実験では、最大20列のフーティング浮体群における透過波実験を行い、浮体群を透過する波の波高減衰を推定する実験式を求めた。また、二次元係船模型による接舷実験を行った。一方、大型模型実験においては、大型構造物模型周辺の波高分布を計測するとともに、構造物模型の各辺に船舶を係船し接舷力と係船力を計測した。これらの実験をもとに、構造物の波下側係船における接舷力と係船力を推定する方法を示した。

3 研究実施内容と結果

3.1 浮体に働く波強制力特性

3.1.1 支持浮体単独

(1) 模型実験

支持浮体として想定されたフーティング型、ローハル型およびポンツーン型の各支持浮体単独に働く波強制力を求める水槽模型試験を実施した。3種類の支持浮体模型の概要および実験を行った喫水を図3.1.1に示す。ローハル型において2種類の喫水で実験を行っているのは、後に述べるように線形理論との対応で喫水影響をみるためである。模型の縮尺は1/30を想定した。波は規則波および過渡水波を用いたが、ここでは規則波についてのみ述べる。規則波の波高は133 mm (実機対応4.0m) を目標としたが、高周波数域では波くずれが起きないように80~100mm程度とした。波強制力は図3.1.2に示すように3分力計(日章電機製 LMC 型) およびその取付治具を介して支持浮体を台車に固定し、波の進向方向および鉛直方向に働く力を計測した。入射波はサーボ式波高計で計測した。計測した波強制力および入射波はデータレコーダに収録し、後に再生してデータプロセッサ(岩通製 SM-1330)によってFFT解析を行い、基本周波数成分を取り出した。

(2) 実験結果および理論計算との比較

浮体に働く波強制力の推算法としては、まず線形ポテンシャル理論による計算が挙げられる。ここでも、各支持浮体に対して線形ポテンシャル理論による計算を行い、実験値と比較・検討することとした。計算方法は浮体形状に応じて種々の手法が開発されている。

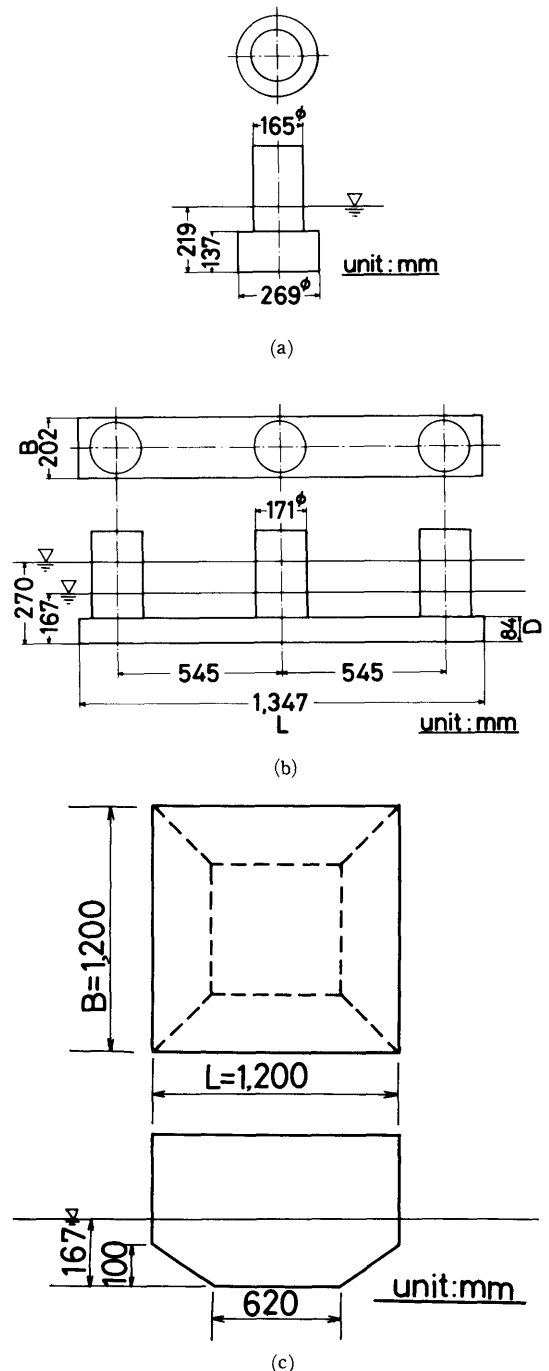


図3.1.1 支持浮体模型、(a)フーティング型支持浮体 (b)ローハル型支持浮体 (c)ポンツーン型支持浮体

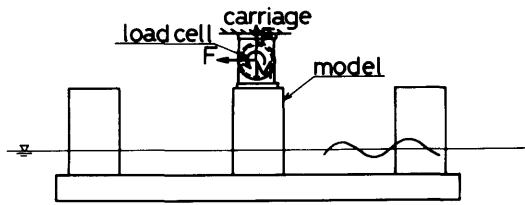
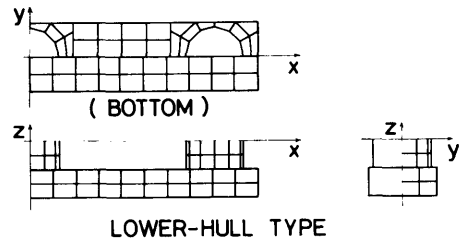


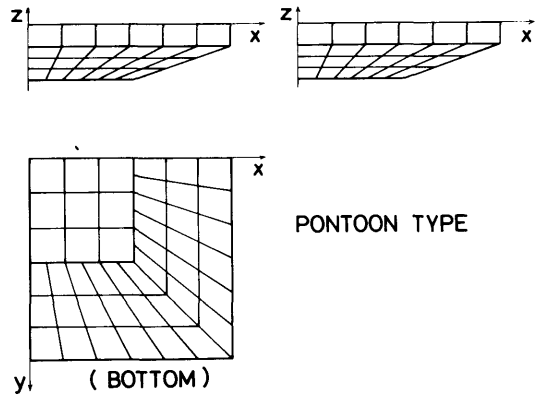
図3.1.2 波強制力の計測方法

今回は、フーティング型支持浮体に対しては有限要素法、ローハル型およびポンツーン型に対しては3次元特異点分布法を用いて数値計算を実施した。計算法の詳細は前者については参考文献7)を参照されたい。後者についてはFaltinsenら⁸⁾、Oortmerssenら⁹⁾を基にプログラムを作成したものである。グリーン関数は有限水深のものを用い、radiation問題、diffraction問題が同時に解けるようになっている。支持浮体はいずれも前後・左右に対称なので、特異点分布法では浮体の1/4の部分の分割を考えればよい。本節の計算における要素分割数はローハル型では94要素、ポンツーン型では57要素とした。それらの要素分割を図.3.1.3に示す。

フーティング型支持浮体に働く波強制力の実験値と計算値の比較を図.3.1.4に示す。図の横軸は模型試験



LOWER-HULL TYPE



PONTOON TYPE

図3.1.3 計算の要素分割

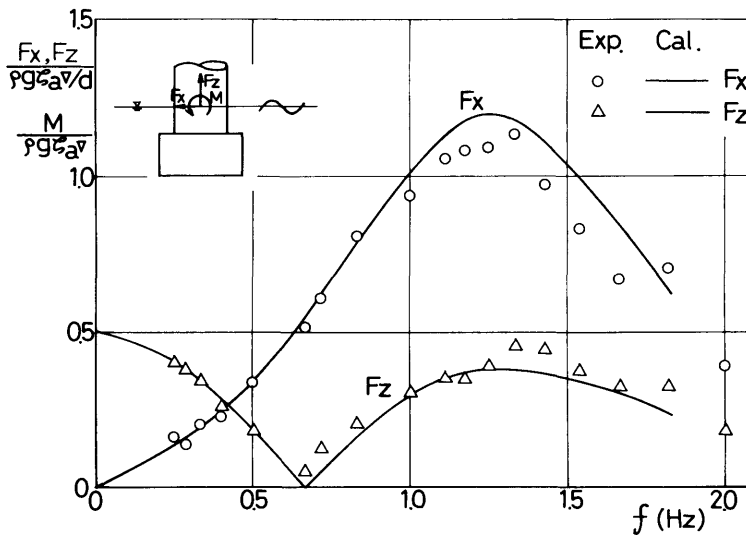


図3.1.4 フーティング型支持浮体に働く波強制力

時の周波数, 縦軸の F_x , F_z は水平方向波強制力および上下方向波強制力の振幅部分である。また, ρ , g , ζ_a , ∇ , および d は各々水の密度, 重力加速度, 波振幅, 排水容積および喫水を表わす。この図から実験値と計算値はよく一致しており, 今回行ったように下部フーティング部が波の谷で露出しない程度の波高まで

線形理論で十分推定可能であるといえる。

ローハル型支持浮体に働く波強制力の実験値と計算値との比較を, ローハルの長手方向からの入射波 ($\chi = 0^\circ$) について図.3.1.5に, それと垂直方向からの入射波 ($\chi = 90^\circ$) について図.3.1.6に示す。ローハルの喫水は大型模型に用いる167mmである。L,

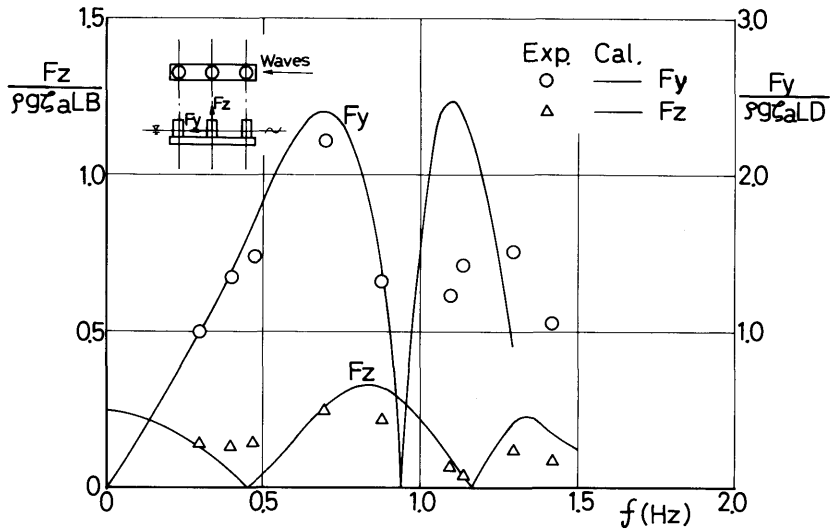


図3.1.5 ローハル型支持浮体に働く波強制力 ($\chi = 0^\circ$)

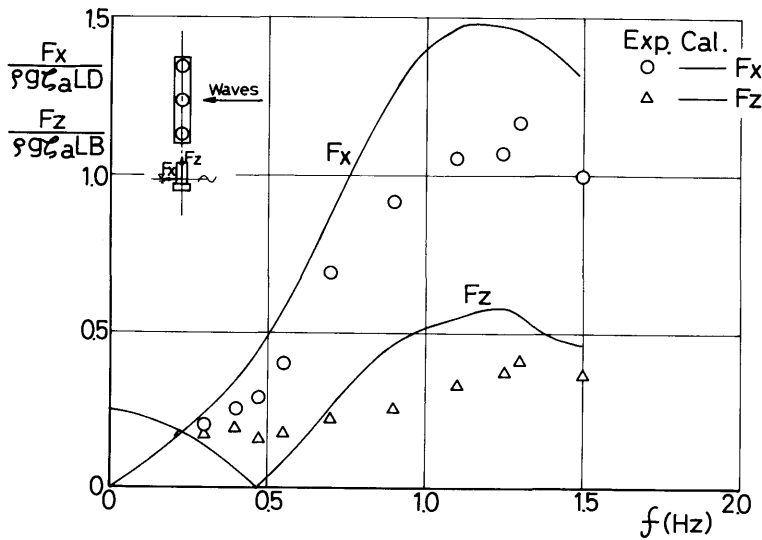


図3.1.6 ローハル型支持浮体に働く波強制力 ($\chi = 90^\circ$)

B, Dはローハルの長さ, 幅, 高さを表わす。両図からフーティング型に比べると実験値と計算値との一致度は悪いと言える。特に $f = 0.45$ 付近の上下方向波強制力は実験値の方がかなり大きいこと, 周波数の高い範囲では計算値の方が大きく, $\chi = 0^\circ$ の水平方向波強制力は2番目の極大値の周波数がかなりずれているようである。著者の一人によるコラム付箱型没水体に働く波強制力の研究¹⁰⁾によれば, 波振幅を ζ_a , 没水体上面と平水面との距離を h としたとき, $h/\zeta_a > 5$ 程度が線形理論の適用限界である。今回の実験では, $h/\zeta_a = 1.1 \sim 1.8$ なので明らかに線形理論適用範囲外である。このように, ローハル上面が浅くなったときに線形理論からはずれてくるのはローハル型浮体の特徴であり, この原因は粘性の影響が大きいためと考えられるが, 特に自由表面の線形性が満たされなくなっている点が指摘されている。そこで, 喫水を270mmと大きくし, 波振幅も20mmと小さくして $h/\zeta_a > 5$ を満たす実験を行い, 計算値と比較したところ図3.1.7, 図3.1.8に示す様に, 両者はよく一致する結果が得られた。なお, 文献⁷⁾では喫水が深い場合でも $\chi = 0^\circ$ の水平方向波強制力の計算値は実験値とかなり異なっているとしているが, これは計算値の方が誤りであったことが

後に判明したので, この場で訂正させていただく。

以上のことから, ローハル型支持浮体に働く波強制力は $h/\zeta_a > 5$ の場合は線形理論で推定が可能であるが, $h/\zeta_a > 5$ の場合は線形理論からずれてくるので, 何らかの修正が必要である。この修正法については今回の実験および文献¹⁰⁾の実験値をもとに, 近く簡易的方法を提示する予定である。

ポンツーン型支持浮体に働く波強制力の実験値と計算値との比較を入射波方向 $\chi = 0^\circ$ について図.3.1.9に示す。水平方向波強制力は高周波数側でやや計算値より小さくなる傾向を示しているが, 全体的には線形理論で十分推定可能であるといえる。

3.1.2 複数支持浮体群

(1) フーティング型支持浮体群

フーティング型支持浮体が多行多列に規則正しく配列された場合に浮体全体および個々の支持浮体に働く波強制力は極めて複雑な相互干渉を受けることが予想される。そこで, 1行または1列に単純化して相互干渉の特性を調べるために, 図.3.1.10に示すように1行の場合, 3列, 5列および7列で, 1列の場合, 2行, 3行, 5行および7行で, コラムの中心軸間を545mm ($2.028D_1$; D_1 はフーティング部の直径)として配置して, 水槽模型試験を実施した。なお, 供試模型は単独支持浮体と同じものを用いた。そして, 各支持浮体に働く波強制力の入射波方向の水平成分および上下成

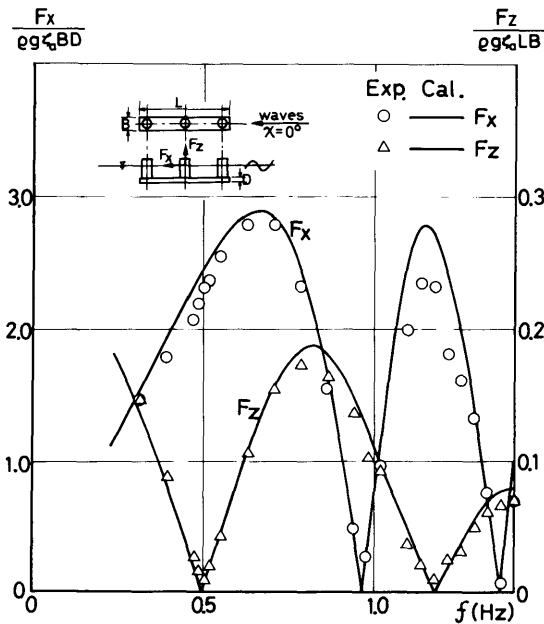


図3.1.7 ローハル型支持浮体に働く波強制力 ($\chi = 0^\circ$, $d = 270$ mm)

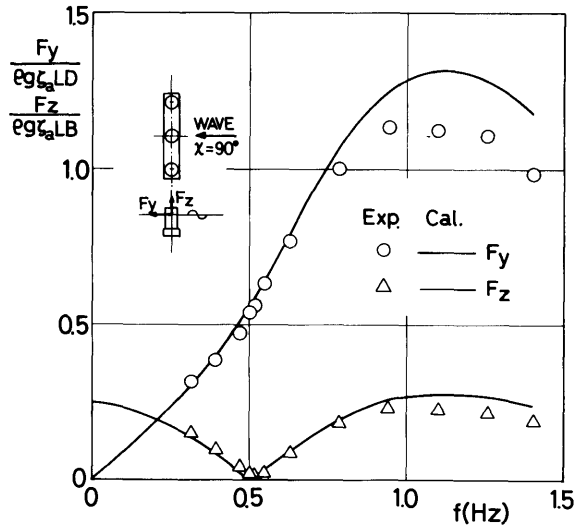


図3.1.8 ローハル型支持浮体に働く波強制力 ($\chi = 90^\circ$, $d = 270$ mm)

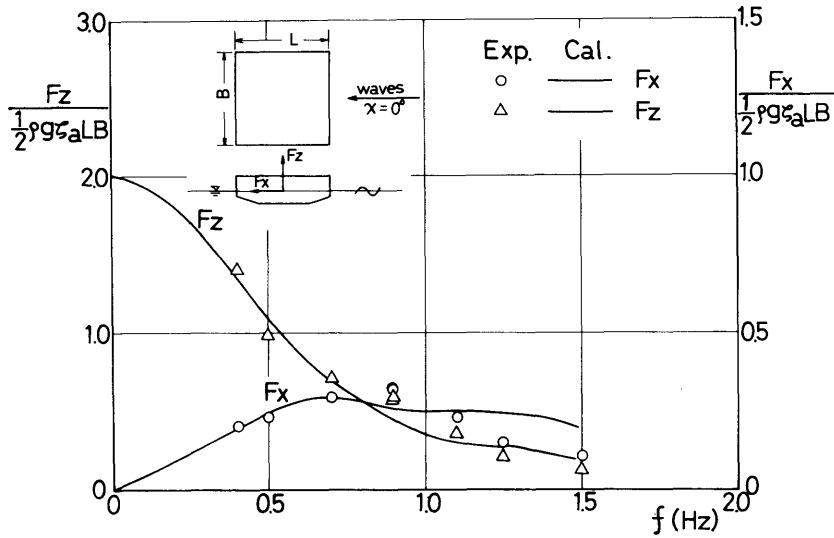


図3.1.9 ポンツーン型支持浮体に働く波強制力

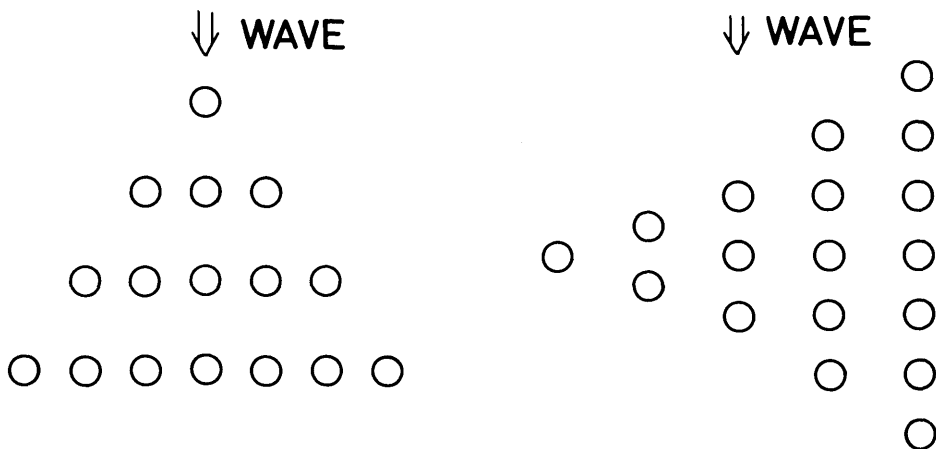


図3.1.10 フーティング型支持浮体群の配列

分を3分力計で計測した。入射波の波高は100mmを目標とし、高周波数測では波くずれを防ぐために80~60mm程度に低くした。計測されたデータの処理および解析方法は単独支持浮体の場合と同様である。

線形ポテンシャル理論による計算は、1列1行から7行までを波の入射角 0° および 90° について3次元特異点分布法で実施し、実験値との比較をすることとした。特異点分布法は要素分割の数を増すほど計算精度が良くなると考えられるが、ここでは多数の支持浮体

を展開するために要素数が増えて計算時間が飛躍的に増大することになる。そこで、単独フーティング型支持浮体の $1/4$ 領域について図3.1.11に示すように20分割とした。分割数の違いによる計算精度をチェックするために単独浮体で34分割の計算も行った。単独浮体に働く波強制力の計算結果を有限要素法と比較したものを図3.1.12に示す。特異点分布法は20分割と34分割ではそれほど差がないこと、上下方向波強制力では有限要素法と最大10%程度の差があることがわかるが、

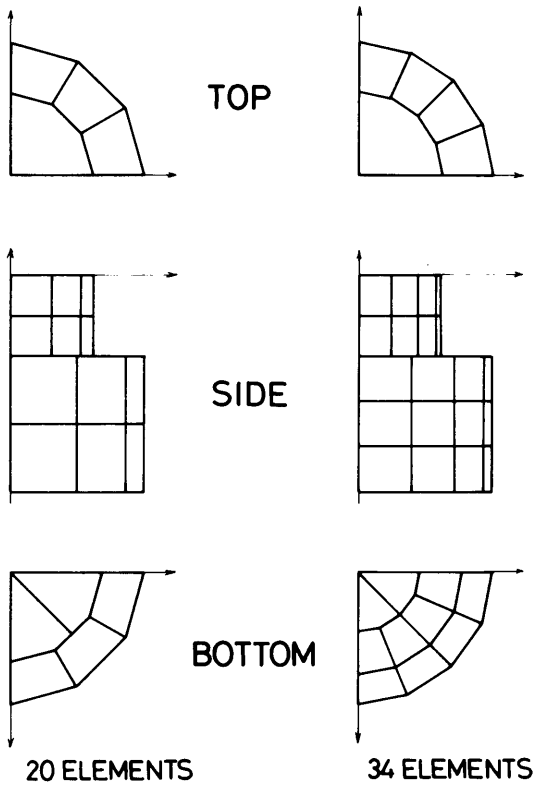


図3.1.11 計算の要素分割（フーティング型）

実験と比較する目的からはそれほど問題にならないと思われる。

まず、1行7列のフーティング型支持浮体群の各浮体に働く水平方向波強制力の実験値と計算値との比較を図.3.1.13に示す。計算値は $f = 1.25$ のピーク付近でどの位置の浮体も単独浮体よりやや小さく、また位置による違いが認められるが、それらの差は極くわずかである。実験値は周波数の高い範囲で単独浮体でも計算値より低めであり、かつバラツキが大きいことを考慮すると、これから相互干渉影響を判断することは困難である。なお、上下方向波強制力の計算値では各浮体の差は更に小さく、実験値も水平方向と同程度の誤差範囲にあるので図は省略した。図.3.1.14は1行で1列(単独)、3列、5列、7列と増していったとき、中央の浮体に働く水平方向波強制力の計算値を、また図3.1.15は外側の浮体に働く水平方向波強制力の計算値を示したものである。中央の浮体はピーク付近で単独浮体よりもやや小さくなるとともに列数によって変化

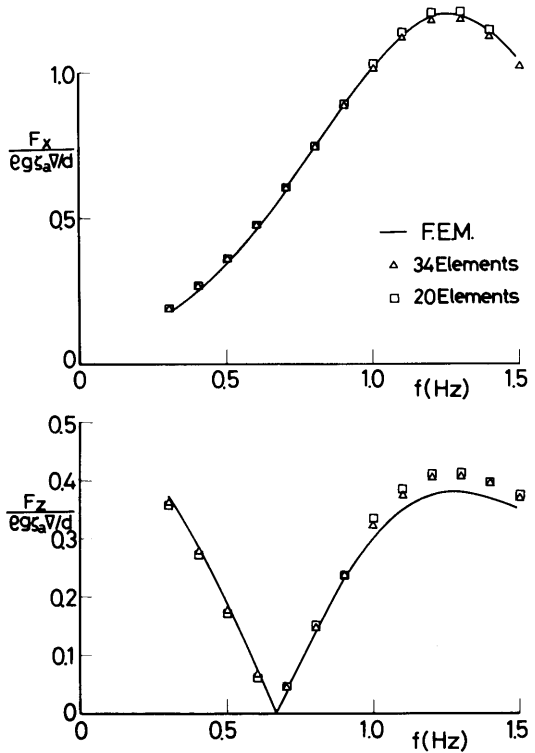


図3.1.12 計算法の比較

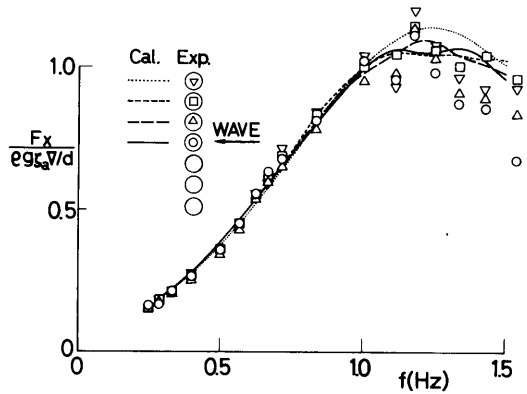


図3.1.13 フーティング型1行7列浮体群に働く波強制力

する傾向を示すが、外側の浮体は単独浮体とほとんど変わらない。以上のことから、1行多列の場合は浮体間の相互干渉は小さく、波強制力は単独浮体で代表させてもよいと言える。

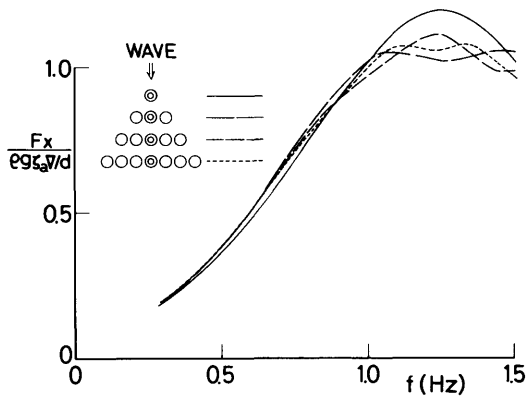


図3.1.14 1行多列の中央浮体に働く波強制力

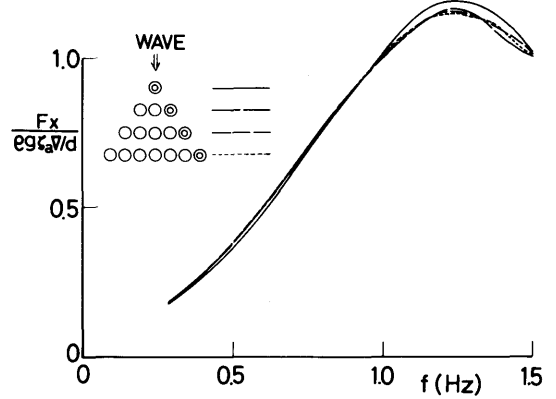


図3.1.15 1行多列の外側浮体に働く波強制力

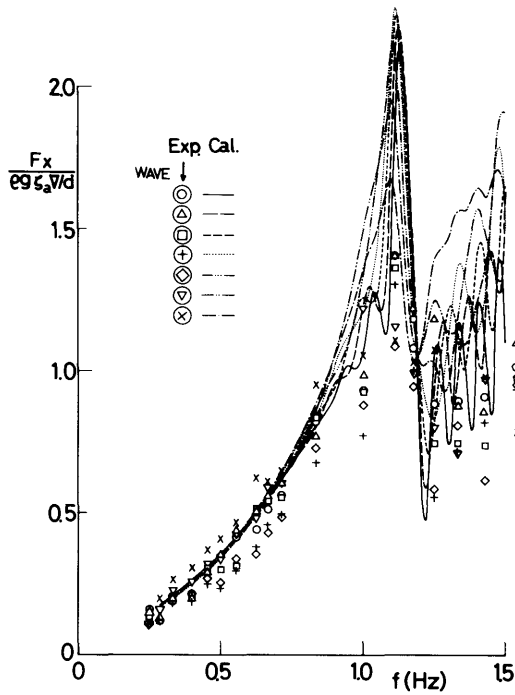


図3.1.16 フォーティン型1列7行浮体群に働く水平方向波強制力

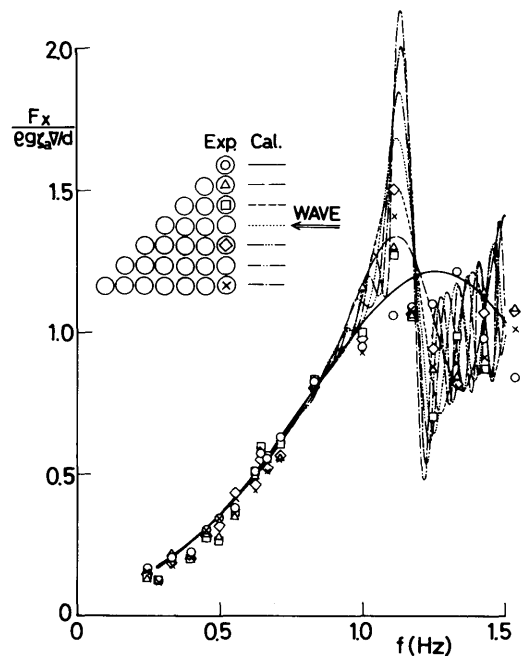


図3.1.17 1列多行浮体群の波上側浮体に働く水平方向波強制力

次に、1列7行の各浮体に働く水平方向波強制力の実験値と計算値との比較を図.3.1.16に示す。計算値は $f = 1.1$ 付近でどの浮体も単独浮体に比べて大きな極大値をもち、それより周波数の高い範囲では激しい振

動をしている。実験値は $f = 0.8$ 以下ではバラツキが大きいのがほぼ計算値と一致している。 $f = 1.0$ 以上では極大値の周波数および応答の傾向は似ているが、計算値より実験値の方が全体的に小さめである。また、計算

値に表われているような激しい変化は、実験点が粗く明確ではない。そこで、実験値を評価するため、波上、波下および中央に分けて考察することにする。

1列で1行から7行と増した時の波上側の浮体に働く水平方向波強制力の計算値と実験値との比較を図.3.1.17に示す。f = 1.1付近のピークでは実験値の方が低いが、f = 1.2以上では激しく変化している計算値の包絡線の中にはほぼ入っており、傾向はよく合っているといえる。同じく1列で1行から7行と増した時の波下側について図.3.1.18に示す。この場合実験値はf = 1.1付近のピークがはつきりせず、f = 1.0以上の高周波数側で実験値の方が全体的に低くなっている。また、行数が増えるほど波強制力は小さくなる傾向を示している。これは波下側における粘性による波の減衰のためと考えられる。また、高周波数側で実験値が全体に低いのは、この様な複雑な相互干渉を含む現象を線型理論と比較するには今回の実験は波高が大きすぎたためではないかと思われる。中央の浮体に働く水平方向波強制力の実験値と計算値を図.3.1.19に示す。これは前の2つの場合の中間のような特性になっている。上下方向波強制力についても波上側、波下側、中央を図.3.1.20～図.3.1.22に示す。実験値と計算値と

の比較では水平方向と全く同じ事が言える。水平方向と上下方向では図.3.1.18と図.3.1.21の波下側がf = 1.0以上で極めて類似した特性を示している。図.3.1.17と図.3.1.20の波上側ではf = 1.1付近で水平方向が極大値であるのに対して上下方向が極小値となり、それより高周波数側の山谷も水平方向と上下方向とで逆になっている。以上の1列多行のフーティング型支持浮体群に働く波強制力の計算において、最も顕著に相互干渉が現われているのはf = 1.1～1.25付近である。なお、f = 1.20はコラム中心軸間の距離の2倍の波長に相当し、急激な変化はこの波長の付近で起きていることが判明した。

以上を要約すると、1列多行のフーティング型支持浮体群の個々の浮体に働く波強制力はf = 0.8以下では相互干渉影響はほとんどないが、行間距離の2倍の波長に相当する周波数付近で相互干渉が顕著に現われ、激しい変化をする。f = 1.25以上では波上側の浮体ほど激しく変動し、計算では波上側より波下側の方が波強制力が大きくなる傾向を示すが、実験では波下側は減衰作用等で単独浮体の計算値より小さくなる。

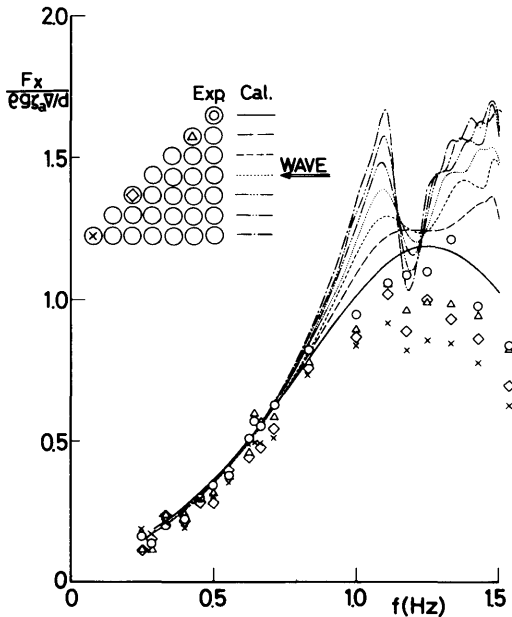


図3.1.18 1列多行浮体群の波下側浮体に働く水平方向波強制力

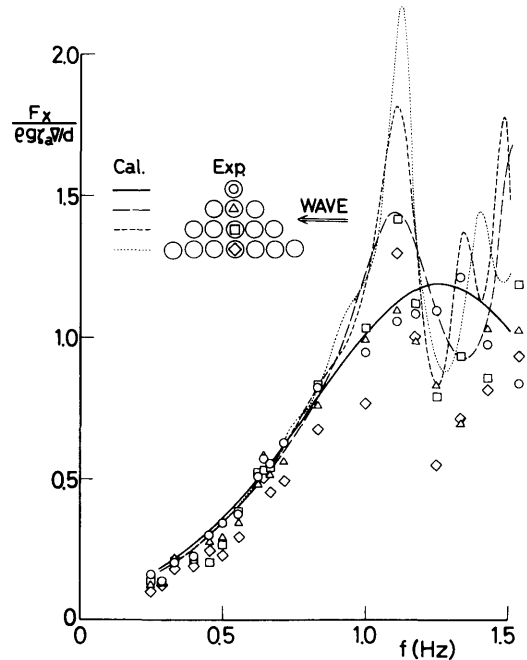


図3.1.19 1列多行浮体群の中央の浮体に働く水平方向波強制力

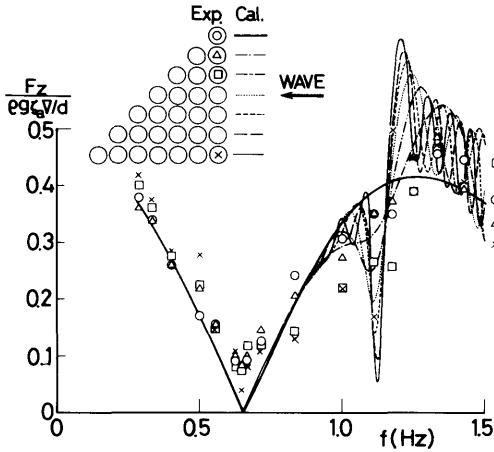


図3.1.20 1列多行浮体群の波上側浮体に働く上下方向波強制力

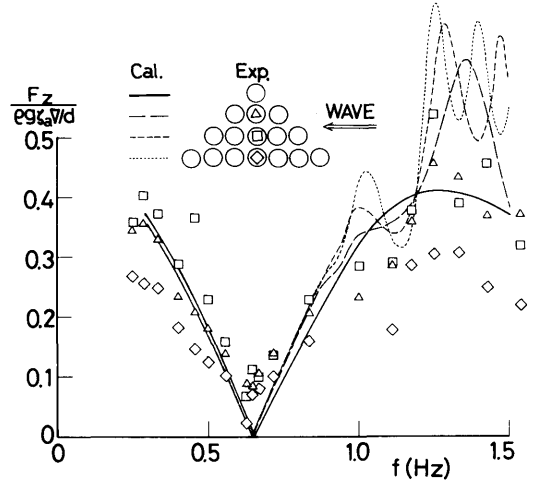


図3.1.22 1列多行浮体群の中央の浮体に働く上下方向波強制力

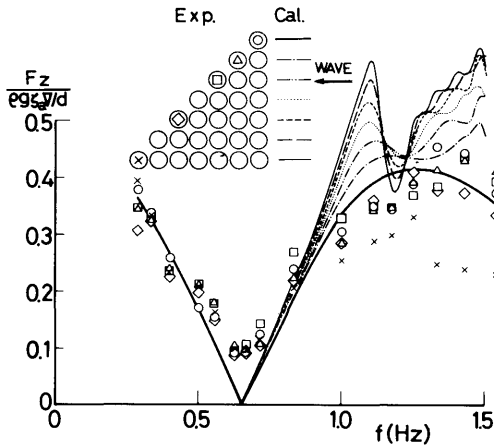


図3.1.21 1列多行浮体群の波下側浮体に働く上下方向波強制力

(2) ローハル型支持浮体群

ローハル型支持浮体群については、ローハル型支持浮体を横に11行に配置して個々の浮体に働く波強制力を計測する実験を行った。浮体の間隔はフーティング型と同じく545mm、喫水は167mmである。波はローハルの長手方向と直角に入射し、波高は130~160mmである。波強制力は入射波方向の水平成分および鉛直成分を3分力計で計測した。得られた結果を水平方向成分については図.3.1.23に、鉛直方向成分については図.3.1.24に示す。図中に示した実線は単独支持浮

体のものである。これらの図から、水平方向成分、鉛直方向成分ともに最も波上側の浮体に働く力は図.3.1.6に示した単体の場合とほぼ一致しているが、それより波下側の浮体に働く力は、波周波数が高くなるに従って、後行の浮体になればなるほど小さくなる傾向を示していることがわかる。これはフーティング型支持浮体群においても現われたように、相互干渉および粘性による波高の減衰によるものと考えられる。なお、この実験も波高が高いことと、相互干渉が顕著に現われる高周波数域での実験点が少ないために個々の浮体に対する特性を明確にすることが困難である。そこで、線形理論により検討することにする。計算は6行のローハル型支持浮体群まで実施した。この場合、要素分割数は単体の1/4領域について31要素とした。この計算に関する詳細は3.3で述べる。

まず、6行からなるローハル型支持浮体群の個々の浮体に働く水平方向波強制力を図.3.1.25に、鉛直方向波強制力を図.3.1.26に示す。これらの図の縦軸の無次元化量は前の図と異なり、水平方向はL×Dの替りに入射波方向に垂直な面への水平水面下の投影面積Syを、鉛直方向はL×Bの替りに水線面積Swを用いている。ローハル型ではフーティング型と異なり相互干渉はf=0.7付近から現われ、f=1.0までは波上側浮体より後行の浮体に働く力の方が大きい。f=1.0から1.3までの間で最も激しい変化を示し、その変化は波上側の浮体ほど大きい。f=1.3以上では後行の浮体に

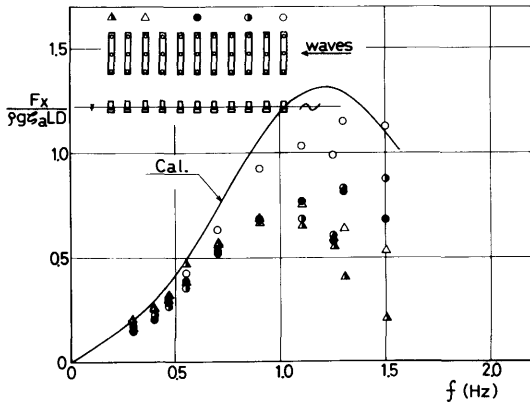


図3.1.23 ローハル型支持浮体群に働く水平方向波強制力

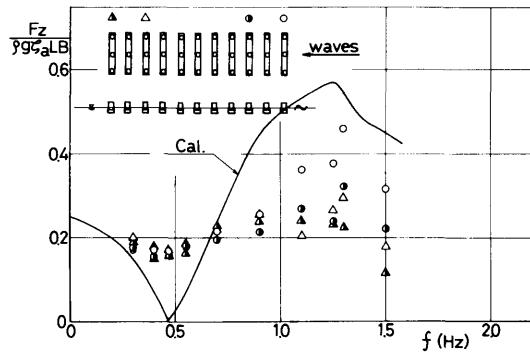


図3.1.24 ローハル型支持浮体群に働く鉛直方向波強制力

なるほど力が小さくなっており、この点に関しては実験の結果と同じ傾向を示している。次に、ローハル型支持浮体を1行から6行まで増したとき、最も波上側の浮体に働く水平方向成分および鉛直方向成分をそれぞれ図.3.1.27, 28に示す。行数が増すほど周波数に対する極大、極小の変化が大きく、水平方向と鉛直方向とは極大と極小が逆になっている点などは1列のフーティング型支持浮体群と同じ傾向であるが、ローハル型の場合はほぼ単独支持浮体の値を中心にして変化している。同じく1行から6行まで増したとき、最も波下側の浮体に働く水平方向成分および鉛直成分をそれぞれ図.3.1.29, 30に示す。相互干渉が現われる $f = 0.7$ 付近から1.0までは、行数が増すほど単独浮体よりも大きくなり、 $f = 1.3$ 以上では行数が増す

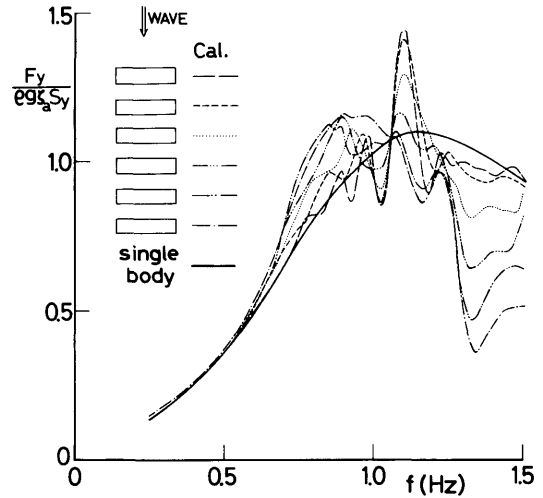


図3.1.25 6行ローハル型支持浮体群に働く水平方向波強制力の計算値

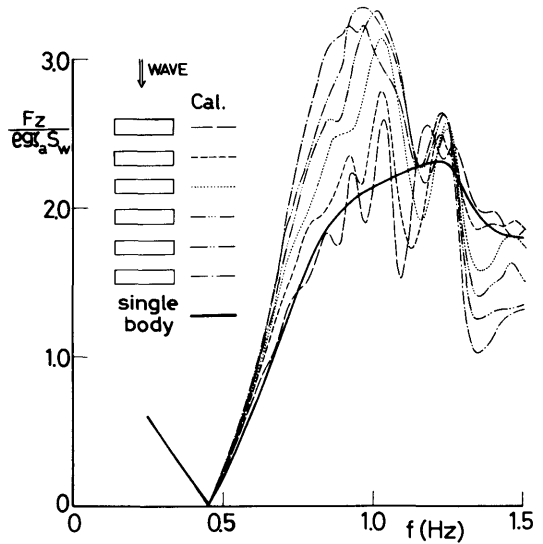


図3.1.26 6行ローハル型支持浮体群に働く鉛直方向波強制力の計算値

ほど単独浮体よりも小さくなっている。

以上は比較的少ない浮体群に対する線形理論による干渉の特性であるが、計算の分割が粗いために、特に鉛直成分ではオーバーぎみに特性が出ている傾向があることに注意する必要がある。実際には図.3.1.23, 24の如く、線形理論の傾向とは異っているので、個々の浮体に働く波強制力の推定には、相互干渉および粘性

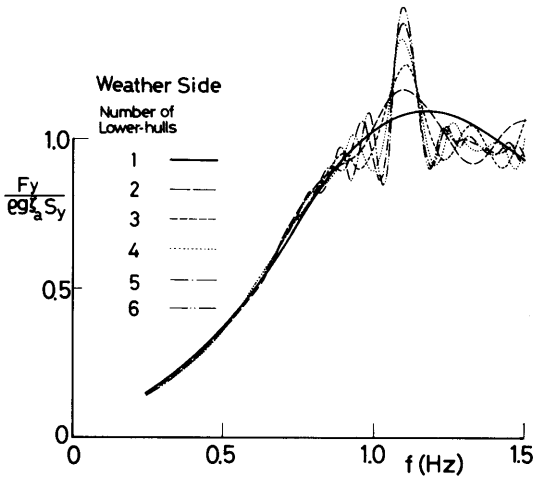


図3.1.27 多行ローハル型支持浮体群の波上側浮体に働く水平方向波強制力の計算値

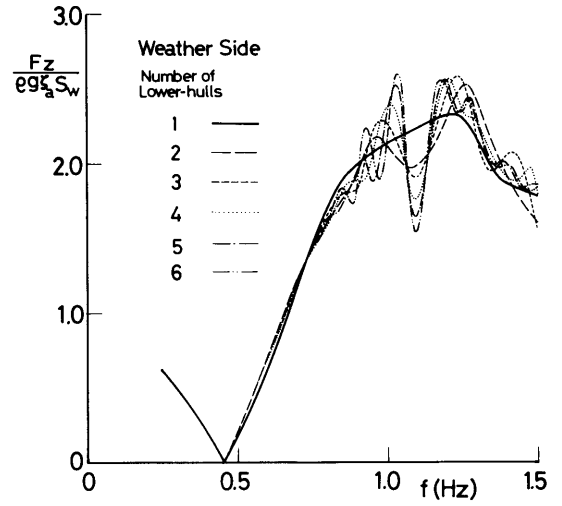


図3.1.28 多行ローハル型支持浮体群の波上側浮体に働く鉛直方向波強制力の計算値

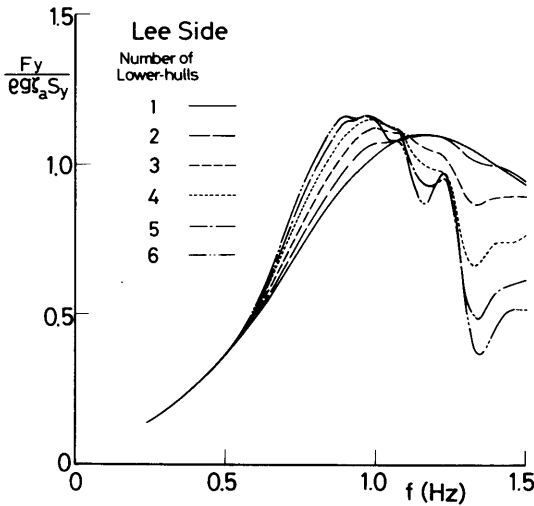


図3.1.29 多行ローハル型支持浮体群の波下側浮体に働く水平方向波強制力の計算値

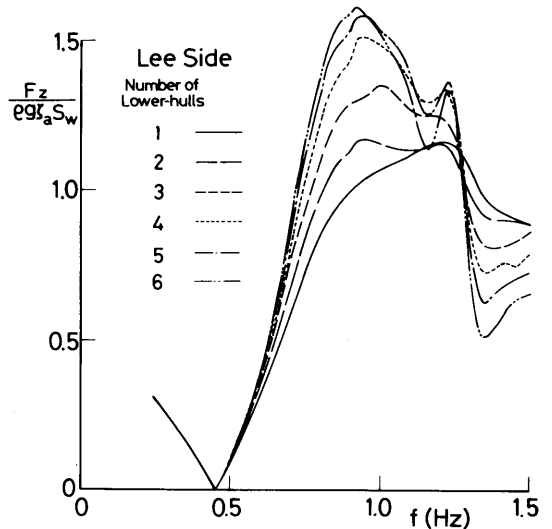


図3.1.30 多行ローハル型支持浮体群の波下側浮体に働く鉛直方向波強制力の計算値

を含む波高の減衰影響、 h/ζ_a が小さいときの影響などについての更なる研究が必要である。

3.1.3 全体浮体に働く波強制力の推定法

ここでは浮体群全体に働く波強制力の特性を考えることにする。これは全体構造物が剛体であるという仮定のもとに動揺量を推算する場合に必要である。座標系を図.3.1.31のように定める。zは鉛直上向きであ

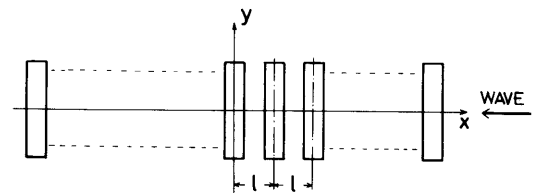


図3.1.31 座標系

る。波はxの正の方向から入射するものとすれば、次式で表わされる。

$$\zeta = \zeta_a \cos(\omega t + kx) \quad (3.1.1)$$

但し、 ζ_a は波振幅、 k は波数、 ω は波の円周波数である。単独支持浮体が原点から x 離れた点に置かれた場合、この入射波によって受ける波強制力は

$$f = f_a \cos(\omega t + kx + \epsilon) \quad (3.1.2)$$

と表わされる。ここに f_a は波強制力の振幅、 ϵ は波に対する力の位相遅れである。ここで支持浮体間の相互干渉を考えなければ、間隔 l で規則正しく置かれた支持浮体群の場合は、 kx の位相のみ考慮して単純に加え合わせればよい。今1列 n 行の浮体群を考えると、 n が奇数の場合は

$$\begin{aligned} F = & f_a \cos(\omega t + \epsilon) \\ & + f_a \cos(\omega t + \epsilon + kl) + f_a \cos(\omega t + \epsilon - kl) \\ & + f_a \cos(\omega t + \epsilon + 2kl) + f_a \cos(\omega t + \epsilon - 2kl) \\ & + \dots \\ & + f_a \cos(\omega t + \epsilon + \frac{n-1}{2} kl) \\ & + f_a \cos(\omega t + \epsilon - \frac{n-1}{2} kl) \quad \dots \dots (3.1.3) \end{aligned}$$

n が偶数の場合は

$$\begin{aligned} F = & f_a \cos(\omega t + \epsilon + \frac{kl}{2}) + f_a \cos(\omega t + \epsilon - \frac{kl}{2}) \\ & + f_a \cos(\omega t + \epsilon + \frac{3}{2} kl) + f_a \cos(\omega t + \epsilon - \frac{3}{2} kl) \\ & + \dots \\ & + f_a \cos(\omega t + \epsilon + \frac{n-1}{2} kl) \\ & + f_a \cos(\omega t + \epsilon - \frac{n-1}{2} kl) \quad \dots \dots (3.1.4) \end{aligned}$$

となる。これらを整理すれば(3.1.3)式は

$$F = f_a (1 + 2 \sum_{m=1}^{\frac{n-1}{2}} \cos mkl) \cos(\omega t + \epsilon) \quad (3.1.5)$$

(3.1.4)式は

$$F = 2f_a (\sum_{m=1}^{\frac{n}{2}} \cos \frac{2m-1}{2} kl) \cos(\omega t + \epsilon) \quad (3.1.6)$$

となる。このような単純な加算が実験とどの程度あうか調べるためにローハル型支持浮体による部分模型を用いて、波強制力を計測する実験を行った。図3.1.32に示すように、①~④の4ヶ所に3分力計をとりつけて計測台車に固定し、4台の検力計の水平方向成分力および鉛直方向成分力を計測した。波は規則波で波高60~150mm、喫水は167mm、水深は1.8mで実施し

た。4台の検力計で計測された力はデータレコーダに収録し、後にアナログ計算機により合成した後にFFT解析により基本周波数成分の振幅を求めた。

実験値と単純加算による計算値との比較を、水平方向成分について図3.1.33に、鉛直方向成分について図3.1.34に示す。縦軸は振幅部分の絶対値を無次元化して示してあり、 n は支持浮体の数である。計算値は実線が f_a に線形理論値を用いた場合、破線が f_a に単独ローハル型支持浮体の実験値を用いた場合である。実験値と計算値とはよく合っており、特に鉛直方向成分は実験値を用いた計算値とよく一致している。この

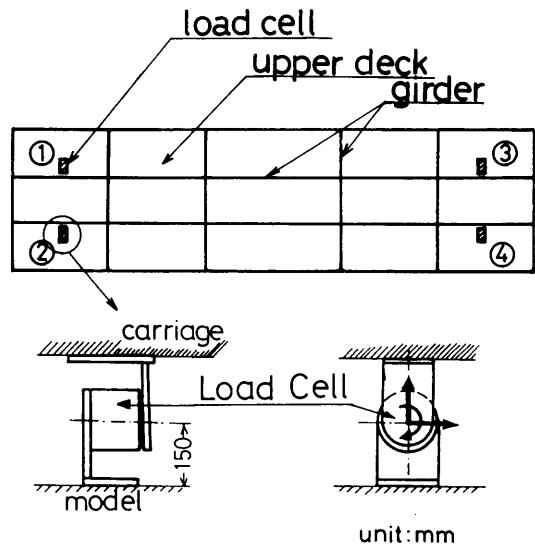


図3.1.32 検力計の取り付け位置

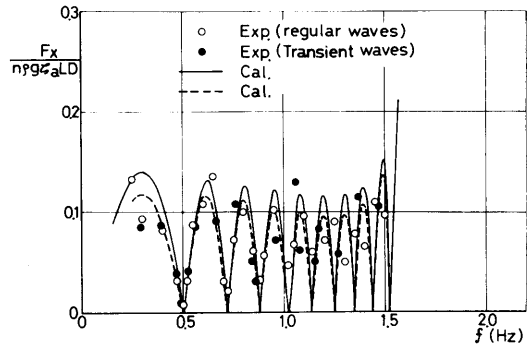


図3.1.33 ローハル型支持浮体群全体に働く水平方向波強制力

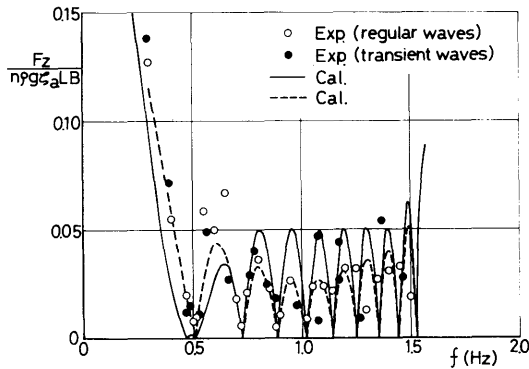


図3.1.34 ローハル型支持浮体群全体に働く鉛直方向波強制力

ように全体浮体に働く波強制力は、波長が極めて長い場合および浮体の取付間隔と一致してすべての支持浮体に同じ方向の力が働く場合を除いて、位相差によって力が相殺され、単独支持浮体に比べて極めて小さくなる。また、(3.1.4)式によれば波長が $nl, nl/2, nl/3, \dots$ となる周波数では波強制力は零となり、その間に極大値をもつ特性になっている。

次に、線形理論で単純加算と相互干渉を考慮した場合とでどの程度の差があるか調べてみる。1列で3行、5行、7行のフーティング型支持浮体全体に働く力の水平方向成分および鉛直方向成分の線形理論値（相互干渉を考慮）を太線で、(3.1.5)式によるもの（相互干渉なし）を細線で示したのが図3.1.35である。両者は周波数が低い範囲では大差ないが、周波数が高くなるにともない極大値や力が零になる周波数のずれが大きくなり、波長が支持浮体の取付間隔に近い $f=1.5$ 付近になるとかなり異なっている。また、相互干渉を考慮したものは(3.1.5)式で力が零になる点付近で必ずしも零にならない。これらの差は浮体数が増すほど目立たなくなる傾向にある。したがって、ローハル型支持浮体が11行程度になると、相互干渉を無視しても実験値と大差なくなるものと思われる。以上の結果から、浮体数がある程度以上になると単純な加算と相互干渉を考慮したものとの差がなくなる傾向にあるといえる。しかしながら、浮体がある程度以上多くなると、3.4で明らかにされるように、浮体群を透過した波の波高減衰が無視できなくなる。そこで、その影響がどの程度あるか調べてみる。

後述の3.4で示すように m 行の支持浮体を通過した

波高が

$$\zeta_m = \zeta_i e^{-m\alpha} \tag{3.1.7}$$

のように指数関数的に減衰するものとし、波強制力はその減衰した波高に比例するものとする。図3.1.31において最も波上側を入射波と等しいとし、それ以後 $e\alpha$ で減衰するものとすれば、 n 行の浮体があるとき原点を $m=0$ とし、原点から数えて m 番目の浮体に働く波強制力は $f_a \cos(\omega t + \varepsilon + m k l)$ に $e^{-\alpha(\frac{n-1}{2}-m)}$ を乗ずればよい。このようにして1列に働く波強制力は n が奇数の場合は次のようになる。

$$\begin{aligned} F = & f_a (e^{-\alpha \frac{n-1}{2}} \cos(\omega t + \varepsilon) \\ & + e^{-\alpha(\frac{n-1}{2}-1)} \cos(\omega t + \varepsilon + k l) + e^{-\alpha(\frac{n-1}{2}+1)} \cos(\omega t + \varepsilon - k l) \\ & + e^{-\alpha(\frac{n-1}{2}-2)} \cos(\omega t + \varepsilon + 2k l) + e^{-\alpha(\frac{n-1}{2}+2)} \cos(\omega t + \varepsilon - 2k l) \\ & + \dots \\ & + e^0 \cos(\omega t + \varepsilon + \frac{n-1}{2} k l) + e^{-\alpha(n-1)} \cos(\omega t + \varepsilon - \frac{n-1}{2} k l)) \\ = & f_a e^{-\alpha \frac{n-1}{2}} \{ (1 + 2 \sum_{m=1}^{\frac{n-1}{2}} \cosh m\alpha \cos m k l) \cos(\omega t + \varepsilon) \\ & + 2 (\sum_{m=1}^{\frac{n-1}{2}} \sinh m\alpha \sin m k l) \sin(\omega t + \varepsilon) \} \end{aligned} \tag{3.1.8}$$

この式は $\alpha=0$ のとき(3.1.5)式に一致する。

$$A = \sqrt{ (1 + 2 \sum_{m=1}^{\frac{n-1}{2}} \cosh m\alpha \cos m k l)^2 + (2 \sum_{m=1}^{\frac{n-1}{2}} \sinh m\alpha \sin m k l)^2 } \tag{3.1.9}$$

とおくと

$$F = f_a e^{-\alpha \frac{n-1}{2}} A \cos(\omega t + \varepsilon + \varepsilon') \tag{3.1.10}$$

となり $f_a \exp(-\alpha \frac{n-1}{2}) \cdot A$ が振幅を与える。ここで ε' は

$$\varepsilon' = \tan^{-1} \frac{2 \sum_{m=1}^{\frac{n-1}{2}} \sinh m\alpha \sin m k l}{1 + 2 \sum_{m=1}^{\frac{n-1}{2}} \cosh m\alpha \cos m k l} \tag{3.1.11}$$

である。1列11行のフーティング型支持浮体群について、この波高減衰効果を調べたものが図3.1.36である。ここで α の値は(3.4.2)式を用いた。周波数が高くなると波高減衰効果が現れて、単純加算の場合よりも極大値はやや小さくなり、単純加算で零になる点で零にならない。列間の相互干渉は小さく無視できると仮定すれば、この図はそのまま大型模型I型の $\chi=90^\circ$ の場合の波強制力の推定値となる。つぎに1列25行の場合（大型模型I型の $\chi=0^\circ$ に相当する）について、推定結果を図3.1.37に示す。行数が増すと、11行の場合よ

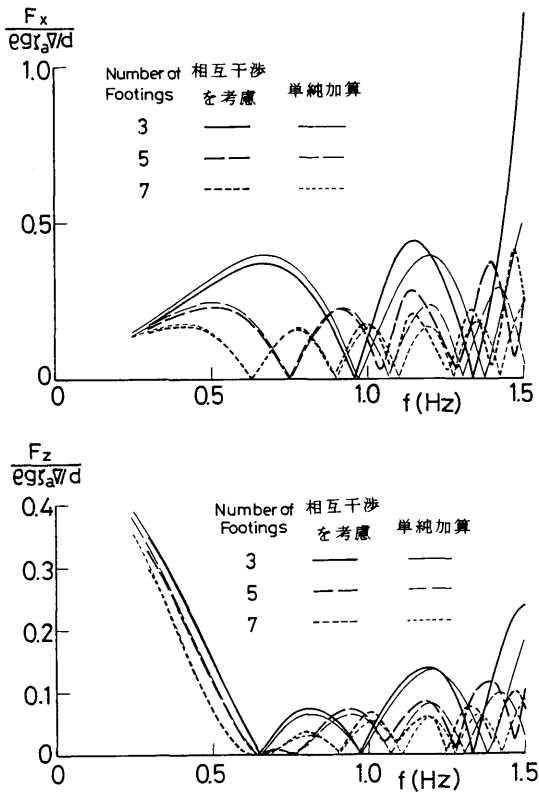


図3.1.35 フーティング型支持浮体群全体に働く波強制力の相互干渉影響

りも更に波強制力は小さくなり、周波数に対する変化が激しく、高周波数における波の減衰効果も大きくなっている。

以上の結果から、多数の支持浮体からなる浮遊式海洋構造物全体に働く波強制力を想定すると、力そのものは極めて小さくなり、相互干渉も見掛上小さくなるので、単独支持浮体に働く波強制力を単純に加算したものの極大値の包絡線を用いれば、動揺は安全側に推定される結果となるが、波高減衰を考慮した波強制力を用いれば、より実際に近づくものと思われる。

3.2 浮体に働く風荷重、流れ荷重および波漂流力特性

浮体に風、潮流および波が当たると、定常力として、風荷重、流れ荷重および波漂流力が作用し、係留された浮体はそれらの定常力によって係留系とつりあう位置まで定常変位をし、その位置で波強制力などの変動荷重を受けて動揺することになる。なお、風は実際には時間的にも空間的にも変動しているので変動風荷重

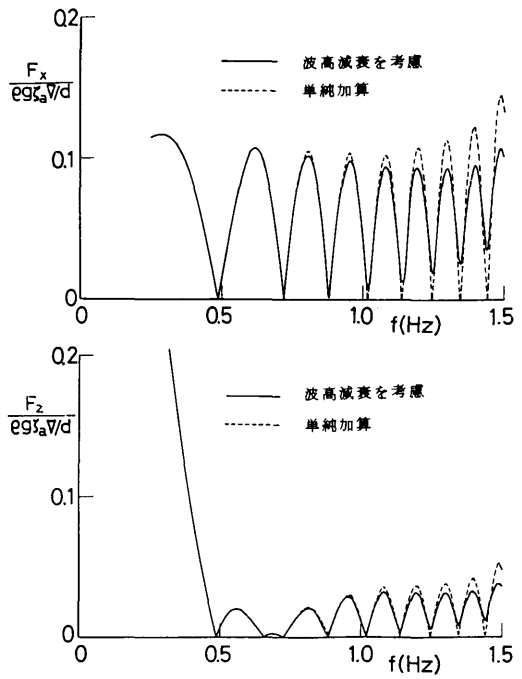


図3.1.36 フーティング型支持浮体群全体に働く波強制力の波高減衰効果

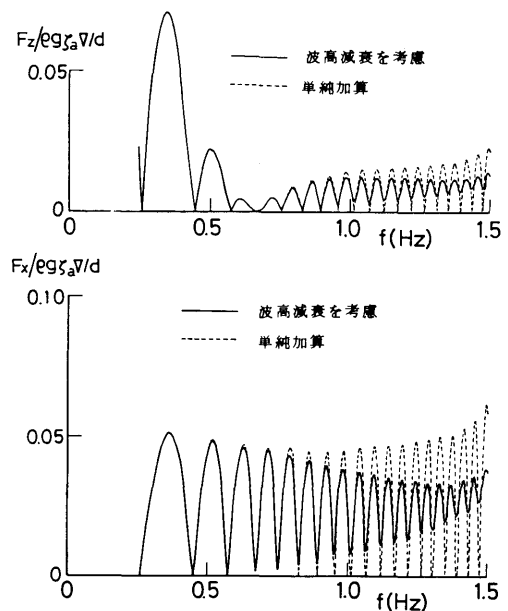


図3.1.37 大型模型（II型）に対する波強制力の推定値

も働くが、この方面の研究はやっとその緒についた段階で、変動風の時間的、空間的構造もはっきり解明されていない現状である。したがって本論では定常力のみを考えるものとする。これらの定常力は、本論での研究だけでなく後述される係留浮体の水槽実験を行う場合にも必要である。多くの係留系は非線形特性をもっているため、定常力の大きさによって変動力を受けるときの係留系の荷重一変位特性が変わる。したがって、定常力の推定を誤ると、想定した実機の係留条件に対応する実験とは言えなくなるからである。

本節では、大型模型の係留実験を行うにあたり、定常力をどの程度に見積ればよいかを確かめるために行った実験について述べ、あわせて既存の推定法による推算値と比較することを主眼としている。

3.2.1 風荷重

(1) 大型模型による風荷重の実験

大型模型 (II型) に働く風荷重を計測した実験の配置図を図3.2.1に示す。送風装置は約48cmのファンをもつ最大出力3.7kWの送風機10台を60cmピッチで横に並べたものである。水平面からファン中心までの高さは0.45mとした。副台車上で送風機のファンの位置より約9.47m離れた位置に6分力計を設置し、これに大型模型をとりつけて風荷重を計測した。大型模型の長手方向と風向が一致する場合を $\chi = 0^\circ$ とし、 10° おきに 30° まで風向きを変えた。計測された力の方向は、模型に固定された座標に対するものである。送風機ファンより約2.6m離れた水平面上0.3mの位置に熱線風速計を設置して風速を計測し、これを基準風速とした。風速は2 m/secから8 m/secの範囲で、ローハル型支持浮体のコラム直径を代表長さとしたレイノルズ数は $2.3 \times 10^4 \sim 9.4 \times 10^4$ 、フルードの相似則による実機換算では11m/sec~44m/secに相当する。模型の喫水は0.219m、水深は1.2mで実施した。

風速を数点変化させて計測した風荷重は、1例としてX方向(長手方向)の力を図3.2.2に示すように、ほぼ風速の自乗に比例している。図中の曲線は最小自乗近似した2次曲線である。大型模型全体に働く風荷重を、抗力係数 C_D を用いて

$$F = \frac{1}{2} \rho_A A C_D U^2 \tag{3.2.1}$$

と表わせるものとして C_D を求めた結果を図3.2.3に示す。ここで ρ_A は空気の密度、A は模型に固定の座標系でx軸またはy軸に垂直な面への水平面上の投影面積、U は基準風速である。

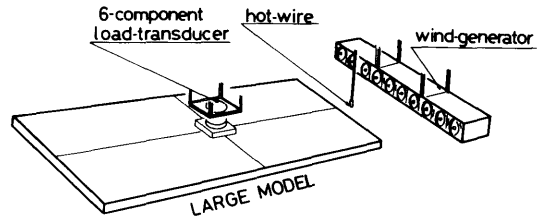


図3.2.1 風荷重計測実験の概要

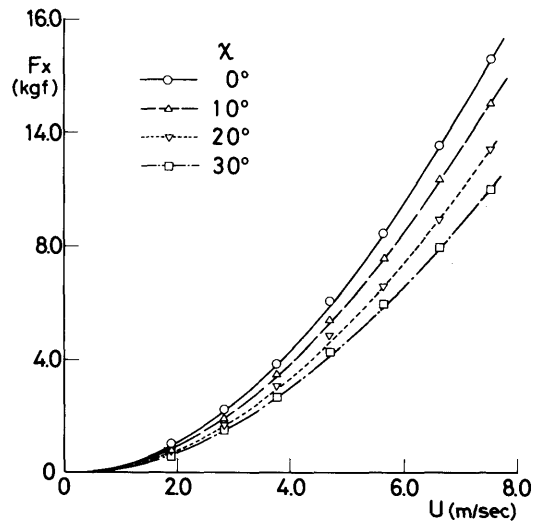


図3.2.2 風荷重の計測例

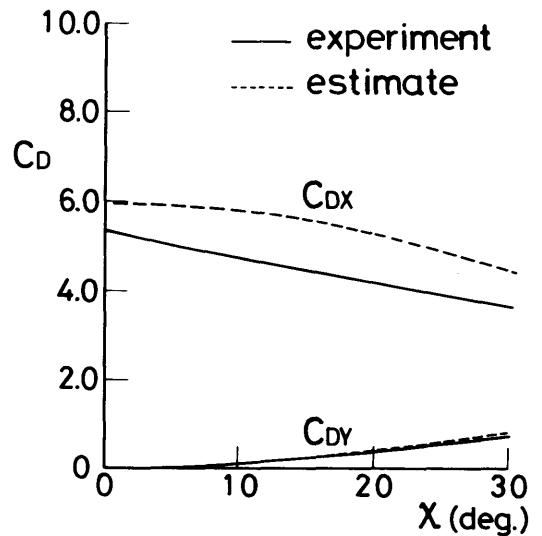


図3.2.3 大型模型の抗力係数

(2) 大型模型に対する風荷重の推定

「海上空港の技術検討」¹¹⁾においては、風抗力を上部構造物と支持浮体の円柱群とに分け、更に上部構造物の抗力は圧力抗力と摩擦抗力とに分けて推定している。想定された洋上ステーションの場合も基本的には同じ考え方でよいと思われるが、上部構造物は空港のように一様な広い平面が主体ではなく、種々の施設が比較的密に置かれていると考えられるので、摩擦抗力を検討する際に、相当砂粒直径のような考え方はできないと思われる。今回実験に用いた大型模型の上部構造物は、アルミ合金の型材と平板で構成したもので、想定されるような上部構造物は何もついていない。しかしそれでも摩擦抗力は考えにくいので、水平平板に鉛直に置かれた型材に対する圧力抗力のみを考えることとした。

図3.2.4に示すように円柱群と平板群に分け、風速はそれぞれ鉛直方向の中心点の値を乗則が成り立つと仮定して計測した風速より求める。実験を行った風速はいずれも臨界レイノルズ数以下である。円柱群の抗力係数は、文献1)による平均的な値として、風上側1行目を1.2、2行目を0.2、3行目以降を0.5とする。

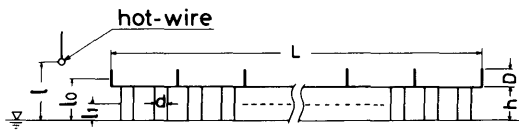


図3.2.4 風荷重推定のモデル

円柱の直径はフーティング型とローハル型とで異なるが、簡単のためすべてローハル型の値0.171mを用いた。水平平板に鉛直な平板群に対する抗力係数の資料は全くないので、円柱群と同様な考え方として、1枚目は通常の平板、2枚目以降は円柱群と同程度に減ずることとした。1枚目の平板については文献11)より、一辺を地に接した平板と考え、1.2とし、2枚目以降を0.2とした。風向の変化は $\chi = 30^\circ$ までと比較的小さいので単に x 方向に $U \cos \chi$, y 方向に $U \sin \chi$ なる風速の風が当るものとした。以上の仮定のもとに風荷重を求めると

$$F_{X(x)} = \frac{1}{2} \rho B D \left\{ \left(\frac{\ell_0}{\ell} \right)^{1/7} U \cos \chi \right\}^2 \sum_{i=1}^{m_x} C_{D0i} + \frac{1}{2} n_x \rho d h \left\{ \left(\frac{\ell_1}{\ell} \right)^{1/7} U \cos \chi \right\}^2 \sum_{i=1}^{n_x} C_{D1i} \quad (3.2.2)$$

(32)

$$F_{Y(x)} = \frac{1}{2} \rho L D \left\{ \left(\frac{\ell_0}{\ell} \right)^{1/7} U \sin \chi \right\}^2 \sum_{i=1}^{m_y} C_{D0i} + \frac{1}{2} n_y \rho d h \left\{ \left(\frac{\ell_1}{\ell} \right)^{1/7} U \sin \chi \right\}^2 \sum_{i=1}^{n_y} C_{D1i} \quad (3.2.3)$$

ここで、 L , B , D はそれぞれ上部構造物の長さ、幅、および厚さ、 m_x , m_y は x 方向および y 方向の鉛直平板の数、 n_x , n_y は x 方向および y 方向の円柱の数を表わす。 d は円柱の直径、 h は円柱の高さ、 ℓ , ℓ_0 , ℓ_1 は図3.2.4に示した平水面からの高さである。また C_{D0i} , C_{D1i} は風上から i 番目の平板および円柱の抗力係数である。これより、全体の C_D を(3.2.1)式より求めた結果を図3.2.3に示した。実験値と比較すると、 F_Y はよく一致しているが、 F_X は推定値の方が大きくなっている。これは、 x 方向の方が長いので風の減衰が大きいためと考えられる。しかしながら、平板群の抗力係数など、大胆な仮定をした割にはオーダー的には合っているので、初期段階での推定手法としては妥当な方法と思われる。

3.2.2 流れ荷重

(1) 流れ荷重に関する実験

文献1)に示されている流れ荷重の推定手法を用いる場合、支持浮体単独の抗力が精度よく推定されることが望ましい。そこで、まず曳航水槽(三鷹第3船舶試験水槽)において、フーティング型支持浮体およびローハル型支持浮体単独の抗力係数を求める実験を行った。抗力の計測は図3.2.5に示すように、浮体

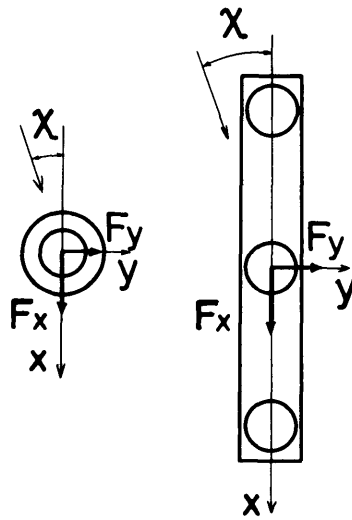


図3.2.5 座標系と力の方向

に固定した座標系に対して3分力計（3軸方向の力）を固定し、曳航台車に固定するとき角度をつけることで流入角 χ を変えた。曳航速度は10cm/sec~40 cm/secとした。これはローハル型支持浮体のコラム直径を代表長さとしたレイノルズ数で $1.5 \times 10^4 \sim 6.0 \times 10^4$ 、フルードの相似則による実機換算で1.1 knot~4.3knotに相当する。

得られた抗力はほぼ正確に速度の自乗に比例しており、次式により抗力係数 C_D を求めた。

$$F = \frac{1}{2} \rho_w A C_D U^2 \quad (3.2.4)$$

ここで、 ρ_w は水の密度、A は浮体固定座標において力の方向と垂直な平面への投影面積、U は流速である。得られた抗力係数を図3.2.6に示す。図中の C_{Dz} はz方向で沈下する力の係数であるが、この力が無視できない大きさであることを示している。

次に、海洋構造物試験水槽において、大型模型II型の潮流中における流れ荷重を計測する実験を行った。実験の配置等を図3.2.7に示す。流れによる力は大型模型に固定した座標系に対して6分力計を固定し、副台車の回転台を6分力計および模型とともに回転させることによって、流入角 χ を変化させた。流速は図3.2.7に示した場所で水平面下0.17mの位置に超音波式流速計を設置して計測した。潮流速度は単独支持浮体曳航と同じ10cm/sec~40cm/secの範囲で実施した。大型模型に対しても計測された力は、1例を図3.2.8に示すように、速度の自乗に比例していることが確認された。これより(3.2.4)式によって抗力係数 C_D を求めた結果を図3.2.9に示す。但し、この場合の投影面積は、単独支持浮体の投影面積×支持浮体数としている。この図から、支持浮体群による流れの遮へい効果などにより、水平方向の抗力係数は単独支持浮体の約 $\frac{1}{2}$ 、上下方向は $\frac{1}{3}$ に減少していることがわかる。

(2) 大型模型に対する流れ荷重の推定

文献1)による流れ荷重の推定手法は、同一形状の支持浮体に対するものである。この場合、浮体群の個々の浮体に働く抗力は、上流側1行目に対して2行目以降はかなり後方の浮体まで、同程度の値に減少し、最も下流側でやや回復するという種々の実験的事実を用いている。II型模型は2種類の異なる形状の支持浮体で構成されているが、この場合にも、各浮体の単位で2行目以降は同程度の抗力の減少があるものと仮定することにする。この抗力の減少を上流側第1行目に対する重みづけとすれば、II型模型については、流入角

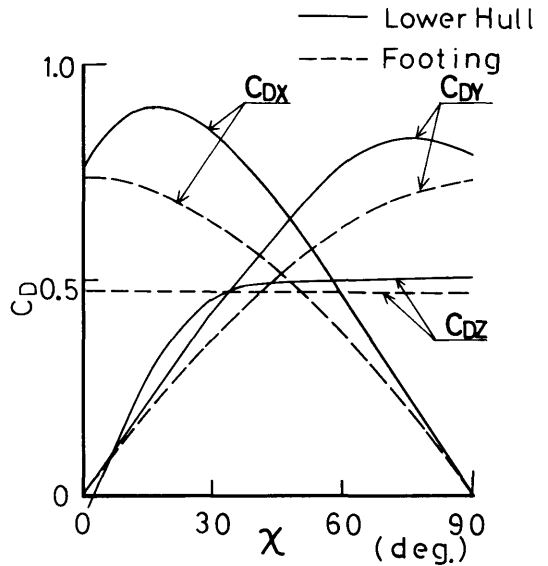


図3.2.6 単独支持浮体の抗力係数

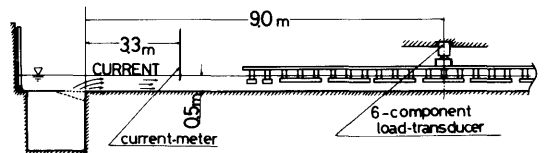


図3.2.7 大型模型に働く流れ荷重計測実験の概要

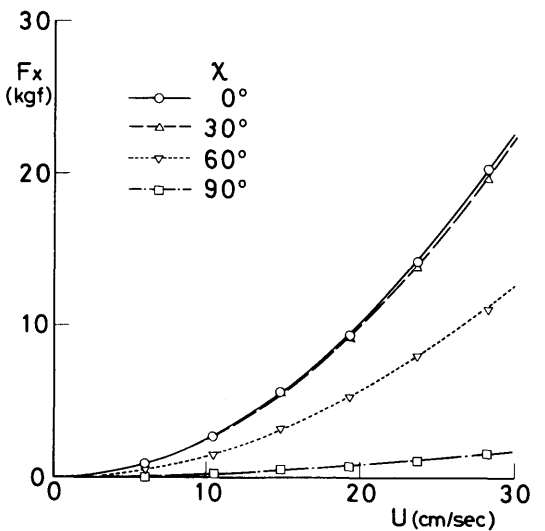


図3.2.8 流れ荷重の計測例

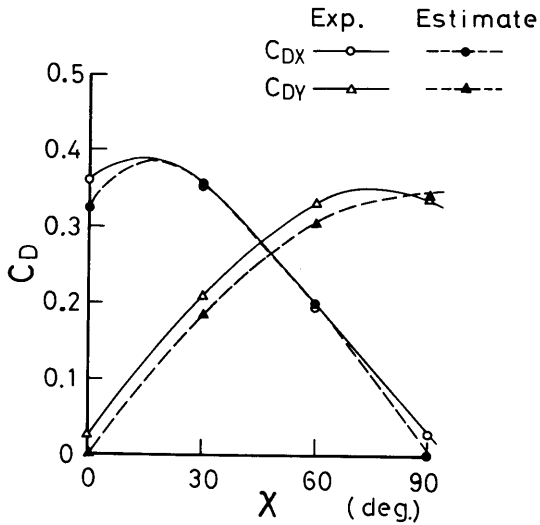


図3.2.9 大型模型の抗力係数

の違いにより図3.2.10のように分けられるものとする。重みづけの係数は、最上流側を1.0、2行目以降を0.4、最下流側を0.45とした。以上の様な仮定のもとに単独支持浮体の抗力を用いて全体を推定した結果を図3-2-9に破線で示した。但し、上下方向については実験の根拠がないので省いた。推定結果は良い精度で実験値と一致しており、大型模型程度の大きさまでこの様な推定手法が有効であることが確認された。

3.2.3 波漂流力

(1) 波漂流力の実験

波漂流力を計測する実験は、海洋構造物試験水槽において、フーティング型支持浮体群からなる部分模型、ローハル型支持浮体群からなる部分模型および大型模型（II型）について行った。大型模型についての実験配置の概念図を図3.2.11に示す。浮体の中心部に取付けた菱形ループで水平面内の回転（yawing）を拘束

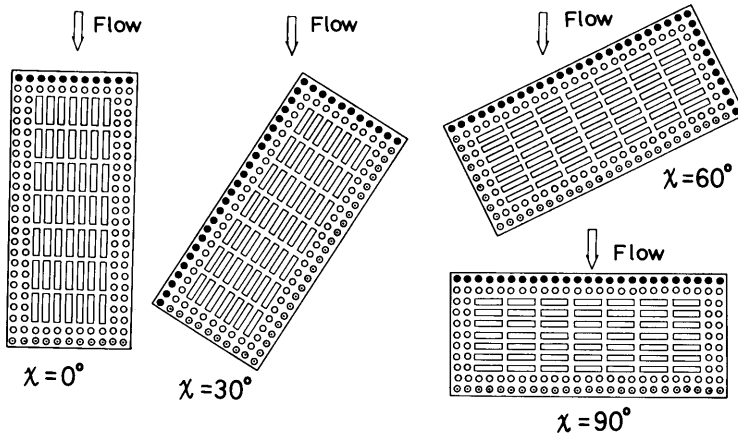


図3.2.10 流れ荷重推定のモデル

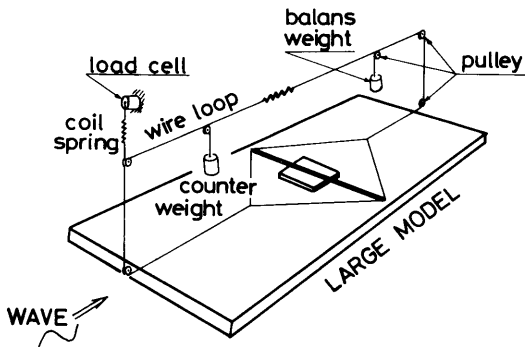


図3.2.11 波漂流力計測実験の概要

し、他のモードの運動を自由にして入射波方向の力を計測した。漂流力はカウンターウェイトで主要部分を受け、弱いスプリングをつけた検力計で微小部分を計測した。部分模型に対する実験も同じシステムである。波との出合角は部分模型の場合は0°（長手方向）および90°、大型模型の場合は0°、15°、30°、60°、90°と変化させた。波高は部分模型では100mm、大型模型では60mmを標準とし、いくつかの波周波数に対して波高影響をみるために数点波高を変えた実験を行った。波高影響を調べた実験結果より、波漂流力はほぼ波高の自乗に比例することが確認された。

(2) 波漂流力の特徴

部分模型についての実験結果を図3.2.12に示す。波漂流力係数は次のように無次元化した。

$$f_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2} \rho g \zeta_a^2 n d} \quad (3.2.5)$$

ここで、 n 、 d はフーティング型またはローハル型支持浮体のコラムの数および直径である。波漂流力係数の周波数に対する応答は、支持浮体間の相互干渉のために、いくつかの極大値をもつ複雑なものになっているが、周波数1.15Hz付近で最大の極大値が現われる。部分模型による透過波および反射波の計測結果¹²⁾によれば、この付近で反射波係数の鋭いピークが現われており、波漂流力係数が大きくなるのはこれに対応している。フーティング型部分模型の場合、 $\chi = 0^\circ$ と 90° で1.0Hz付近まで両者に差がないのは、この付近までほとんど波の減衰がないためであり、 $f=1.15$ 付近で $\chi = 0^\circ$ の場合の方が小さくなっているのは、波の減衰

が大きくなるためと考えられる。ローハル型の場合は支持浮体に方向性があるため、その特性による差が出ており、ローハルの長手方向へ波が入射した場合 ($\chi = 90^\circ$) は低周波側では極めて小さいが、極大になる付近では $\chi = 0^\circ$ の場合に比べて、全コラム径に対する力としてはかなり大きくなっている。この傾向は同じフーティング型支持浮体2体で構成されたセミサブモデルの場合¹³⁾と一致している。

大型模型に対する実験結果は、得られた波漂流力 F を模型に固定した座標系で x 方向と y 方向の分力に分け、次のように無次元化して図3.2.13に示した。

$$\left. \begin{aligned} f_{Dx} &= F \cos \chi / \frac{1}{2} \rho g \zeta_a^2 B_x \\ f_{Dy} &= F \sin \chi / \frac{1}{2} \rho g \zeta_a^2 B_y \end{aligned} \right\} \quad (3.2.6)$$

ここで、 B_x 、 B_y はそれぞれ x 軸、 y 軸に垂直な面へ投影した最も外側のコラム中心軸の長さである。波高減衰や相互干渉の影響が小さい1.0Hz以下では各分力

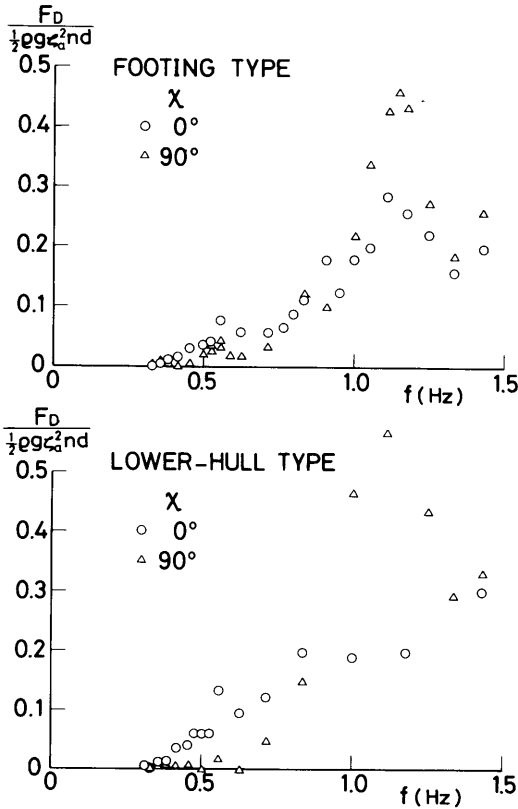


図3.2.12 部分模型に働く波漂流力

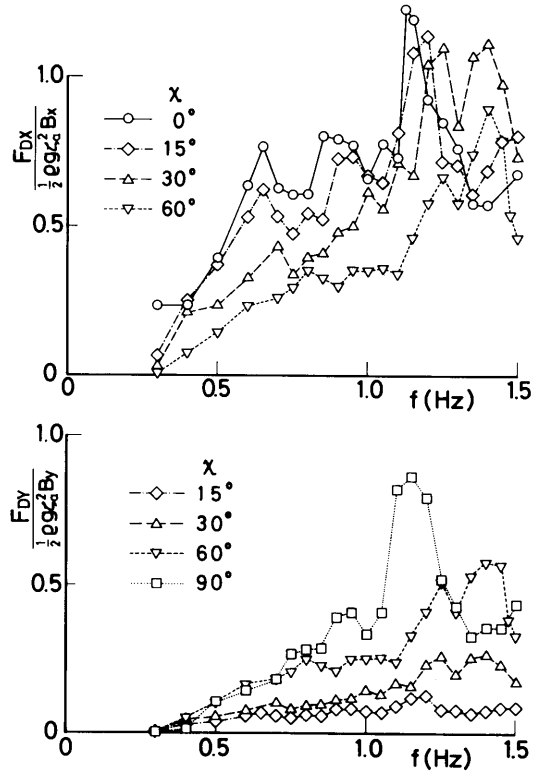


図3.2.13 大型模型 (II型) に働く波漂流力

は角度に対応して増減している。 $\chi = 0^\circ$ と 90° では部分模型と同様に、1.15Hz付近に最大の極大値が現われており、 15° 、 30° となるに従ってその周波数が高周波数側に移っている。後に3.4節で示されるように、要素浮体のコラム間隔の2倍よりやや長い波長付近では顕著な波高の減衰が認められる。波漂流力が最大の極大値となる周波数もこれに対応しているものと思われる。また、 $\chi = 30^\circ$ の場合には1.4Hz付近に同程度の極大値が、 $\chi = 60^\circ$ の場合には1.4Hz付近に最大の極大値が現われているが、これはコラム取付け間隔の対角線方向に関連して波高減衰が大きくなる周波数に対応していると考えられる。

3.3 浮体に働く流体力特性

3.3.1 流体力に関する実験

(1) 動揺流体力計測装置

浮体が動揺しているときに浮体に働く流体力を実験で求めるためには、強制動揺試験を行う必要がある。今回、部分模型程度の支持浮体群についても実験できるように、新しく「動揺流体力計測装置」を製作した。図3.3.1に装置の概観を示す。本装置は浮体に変位を与えるための機構部、浮体が流体から受ける力を計測するための6分力計、変位を制御する制御部および電源部から成っている。変位のモードは、上下方向 (heaving) または鉛直面内の回転 (pitching or rolling)、水平方向 (swaying or surging) および水平面内の回転 (yawing) の3種で、これらの単独運動または任意の2成分の連成運動をさせることができる。なお、上下方向と鉛直面内の回転は共通の駆動機構を用いているために連成させることができない。駆動モーターは定格出力3kwのミナーシャモーターである。変位の最大振幅および6分力計で計測可能な最大荷重を表3.3.1に示す。本装置は任意のアナログ信号で駆動させることができるが、正弦運動については信号発生器としてNF製のDF-194を使用しており、付属のマイクロコンピューター (SORD M343) によって運動振幅、周波数、連成運動の場合の位相差等を設定できる。また、計測データの収録およびCRTへのデータの表示等も可能である。

本装置によって流体力を計測する場合、6分力計によって計測された力には、浮体に働く流体力の他に6分力計の慣性力および浮体の慣性力が含まれる。そこで6分力計の慣性力について、本装置を駆動させて調べた。6分力計に働く力は次式で評価する。

$$F = -A_0\ddot{x} - B_0\dot{x} \quad (3.3.1)$$

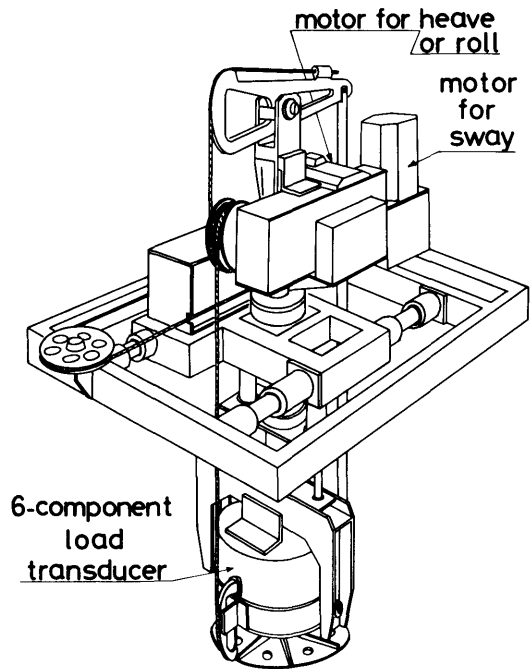


図3.3.1 動揺流体力計測装置の概観

表3.3.1 計測可能な力および最大変位

	最大振幅	最大荷重
sway	± 100 mm	± 100 kgf
heave	± 100 mm	± 100 kgf
roll	$\pm 20^\circ$	± 50 kgf-m
yaw	$\pm 10^\circ$	± 20 kgf-m

ここで、 x は変位、 A_0 は質量、 B_0 は減衰係数である。実験の解析方法は3.3.2で詳しく述べる。周波数0.3 Hzから1.2Hzまで実施したところ、質量 A_0 は図3.3.2に示すように周波数特性が現れた。そこで、これを直線近似すると次の実験式が得られた。

上下方向

$$A_{0z} = 0.0667f + 6.743 \quad (\text{kg})$$

水平方向

$$A_{0x} = 0.1491f + 4.725 \quad (\text{kg})$$

(3.3.2)

f は周波数 (Hz) である。また、減衰係数 B_0 も図3.3.3のようになるので、これも直線近似して次の実験式を得た。

$$\left. \begin{aligned} \text{上下方向} \\ B_{0z} &= -0.448f + 0.242 \quad \left(\frac{\text{kg}}{\text{sec}} \right) \\ \text{左右方向} \\ B_{0x} &= -0.204f + 0.0695 \quad \left(\frac{\text{kg}}{\text{sec}} \right) \end{aligned} \right\} \quad (3.3.3)$$

本来、質量は周波数によらず一定、空気抵抗を無視すれば B_0 は零となるべきものであるが、計測装置全体のシステムとしてこのような特性が現われたものと思われる。したがって、質量と減衰係数については、上記の修正が必要である。なお、個々の浮体に働く流体力の計測には本装置の他に3分力計を用いたので、これについても慣性力を調べる試験を行った。その相当質量は周波数に対してほぼ一定で、上下方向で0.393 kg、左右方向で0.147kgであった。また、相当減衰係数は無視できる程度であった。

(2) 実験方法および実験の状態

動揺流体力計測装置の検力計に浮体を取りつけ、正弦運動させると浮体に働く流体力と検力計および浮体の慣性力を含んだ力が計測される。浮体に働く減衰力の速度の自乗に比例する項まで考えると、計測された力は、上下方向の運動の場合、次のように表わされる。

$$F_z = -(M + A_{0z} + A_{33})\ddot{z} - (B_{0z} + B_{33})\dot{z} - B_3^{(2)}|\dot{z}| \cdot \dot{z} - C_{33}z \quad (3.3.4)$$

ここで、 M は浮体の質量、 A_{0z} は検力計の相当質量、 A_{33} は付加質量、 B_{0z} は検力計の相当減衰係数、 B_{33} は造波減衰係数、 $B_3^{(2)}$ は速度の自乗に比例する粘性減衰係数、 C_{33} は復原力係数である。一般に $B^{(2)}$ は次のように表わされる。

$$B^{(2)} = \frac{1}{2} \rho S C_D \quad (3.3.5)$$

ここで、 C_D は振動流に対する抗力係数、 S は運動方向に垂直な平面に投影した水面下の浮体の面積、 ρ は流体密度である。また C_{33} は次式で表わされる。

$$C_{33} = \rho g S_w \quad (3.3.6)$$

ここで、 S_w は水線面積、 g は重力加速度である。水平方向の運動の場合はこの項は零になる。ここで

$$z = z_a \cos \omega t \quad (3.3.7)$$

なる正弦運動をさせたとき、力が次のようにフーリエ成分として解析されたとする。

$$F_z = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\omega t + b_n \sin n\omega t) \quad (3.3.8)$$

(3.3.4) 式の右辺に

$$\dot{z} = -\omega z_a \sin \omega t \quad (3.3.9)$$

$$\dot{z} = -\omega^2 z_a \cos \omega t \quad (3.3.10)$$

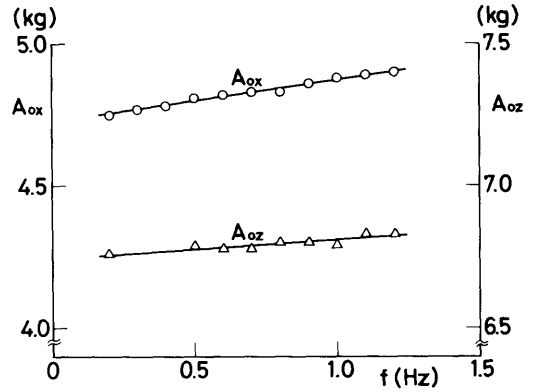


図3.3.2 6分力計の慣性力特性

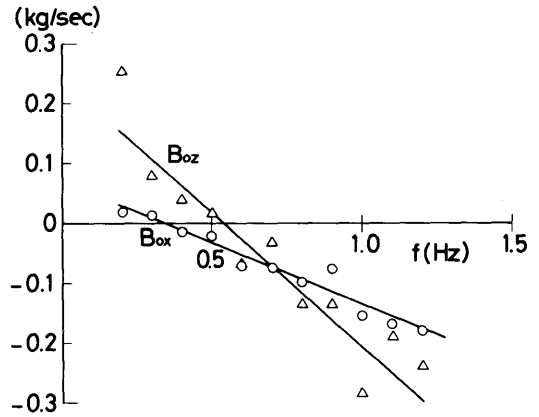


図3.3.3 6分力計の減衰力特性

を代入する。この際、 $|\dot{z}| \cdot \dot{z}$ をフーリエ級数展開した次式を用いる。

$$|\dot{z}| \dot{z} = (\omega z_a)^2 \left(\frac{8}{3\pi} \sin \omega t - \frac{8}{15\pi} \sin 3\omega t - \frac{8}{105} \sin 5\omega t + \dots \right) \quad (3.3.11)$$

代入した式を整理すると、

$$\begin{aligned} F_z = & \{ \omega^2 (M + A_{0z} + A_{33}) - \rho g S_w \} z_a \cos \omega t \\ & + (B_{0z} + B_{33} + \omega z_a \frac{4}{3\pi} \rho S_z C_{D3}) \omega z_a \sin \omega t \\ & + (\omega z_a)^2 \frac{4}{15\pi} \rho S_z C_{D3} \sin 3\omega t + \dots \end{aligned} \quad (3.3.12)$$

(3.3.8) 式と (3.3.12) 式を等置すれば、

$$a_1 = \{\omega^2(M + A_{0z} + A_{33}) - \rho g S_w\} z_a \quad (3.3.13)$$

$$b_1 = (B_{0z} + B_{33} + \omega z_a \frac{4}{3\pi} \rho S_z C_{D3}) \omega z_a \quad (3.3.14)$$

$$b_3 = \frac{4}{15\pi} \rho S_z C_{D3} (\omega z_a)^2 \quad (3.3.15)$$

等の式が成り立つ。(3.3.15) より C_{D3} が求まれば、造波減衰係数は次式で求められる。

$$B_{33} = \frac{b_1}{\omega z_a} - \omega z_a \frac{4}{3\pi} \rho S_z C_{D3} - B_{0z} \quad (3.3.16)$$

付加質量は次式で求められる。

$$A_{33} = \left(\frac{a_1}{z_a} + \rho g S_w \right) / \omega^2 - M - A_{0z} \quad (3.3.17)$$

ここで、 a_n 、 b_n は n 次のフーリエ係数の振幅 \bar{a}_n を用いて

$$\left. \begin{aligned} a_n &= -\bar{a}_n \cos \varepsilon_n \\ b_n &= -\bar{a}_n \sin \varepsilon_n \end{aligned} \right\} \quad (3.3.18)$$

と表わされる。 ε_n は変位に対する位相遅れで

$$\varepsilon_n = \tan^{-1} \frac{-b_n}{a_n} \quad (3.3.19)$$

で表わされる。実際のデータ解析では、任意の位相をもった時点からサンプリングが開始される。その位相を ε_i とすると (3.3.8) 式も n 次の項について

$$\bar{a}_n \cos(n\omega t + \varepsilon_i + \varepsilon_n) = \bar{a}_n \cos(n\omega t + \tan^{-1} \frac{-b_n}{a_n}) \quad (3.3.20)$$

であるから (3.3.18) 式における位相差は

$$\varepsilon_n = \tan^{-1} \frac{-b_n}{a_n} - \varepsilon_i \quad (3.3.21)$$

としなければならない。以上のように、計測された変位および力をフーリエ解析することにより、浮体に働く流体力が求められる。

実験は当所の海洋構造物試験水槽 (長さ40m×幅27.8m) にて水深1.5mで実施した。単独支持浮体の場合は検力計の容量の関係上6分力計の下に更に3分力計を取付け、流体力を計測した。複数の浮体の場合は図3.3.4に示すようにアルミ合金のチャンネルとアングルを組合わせて型枠を作り、個々の浮体に働く流体力を計測するために3分力計を介して支持浮体を取りつけた。型枠の上部を6分力計にとりつけ、全体の流体力を計測した。計測された動揺変位および力はローパスフィルター (NF製P-81) を通して直接データプロセッサ (岩通製SM-1330) でAD変換し、フーリエ解析を行った。

実験を行ったのは、ローハル型支持浮体の単独お

よび2体から4体までを545mm間隔で横に並べた浮体群と、フーティング型支持浮体の単独および取付け間隔を545mmとした3行3列の浮体群についてである。ローハル型支持浮体は、ローハルの長手方向を前後 (surge)、それと直角の方向を左右 (sway) とし、前後、左右および上下 (heave) の3つのモードについて、フーティング型支持浮体は水平方向を前後として、前後、上下の2つのモードについて実施した。動揺の振幅は10mmを標準とし、単体とローハル3体および3行3列のフーティング型支持浮体群の上下揺れについては20mmおよび40mmで振幅影響を調べた。表3.3.2に実施した状態を○印で示す。喫水は、フーティング型の場合は219mm、ローハル型の場合は173mmである。

(3) 流体力に関する理論計算

流体力に関する理論計算は3.1の波強制力で述べたものと同じく、線形ポテンシャル理論によるものであり、単独のフーティング型支持浮体に対しては有限要素法を、ローハル型支持浮体に対しては1/4領域を94要素に分割して特異点分布法を用いた。浮体群の場合はフーティング型、ローハル型ともに特異点分布法を用いた。なお、支持浮体数が増した場合、単体当りの要素数を単独の場合と同一にして計算すると、計算時間が飛躍的に長くなる。そこで、計算精度は多少低下しても、特性の傾向を知ることを目的として、単体当りの要素数を少なくして計算を行った。3行3列のフーティング型支持浮体群では、1個のフーティング型支持浮体の1/4領域を20要素とし、全体で180要素であ

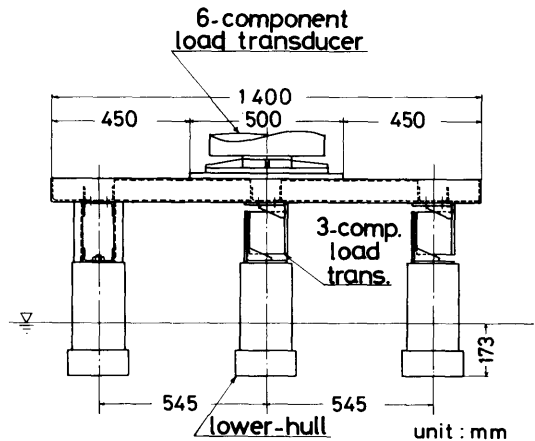


図3.3.4 複数支持浮体の実験概要

表3.3.2 強制動揺試験の実験状態

モード 振幅 mm	前後 (surge)			左右 (sway)			上下 (heave)		
	10	20	40	10	20	40	10	20	40
単フーティング	○	○	○				○	○	○
3×3フーティング	○						○	○	○
単ローハル	○	○	○	○	○	○	○	○	○
2ローハル	○			○			○		
3ローハル	○	○	○	○	○	○	○	○	○
4ローハル	○			○			○		

る。また、ローハル型支持浮体群の場合は、単体のローハル型支持浮体の1/4領域を31要素で単体から6体まで、同じく60要素で単体から3体まで実施し、要素数による差を調べた。31要素と60要素の分割方法を図3.3.5に示す。要素数の違いによる計算精度については後に実験値との比較図で示されるが、結論的には、特性の傾向を調べるには支障はないといえる。

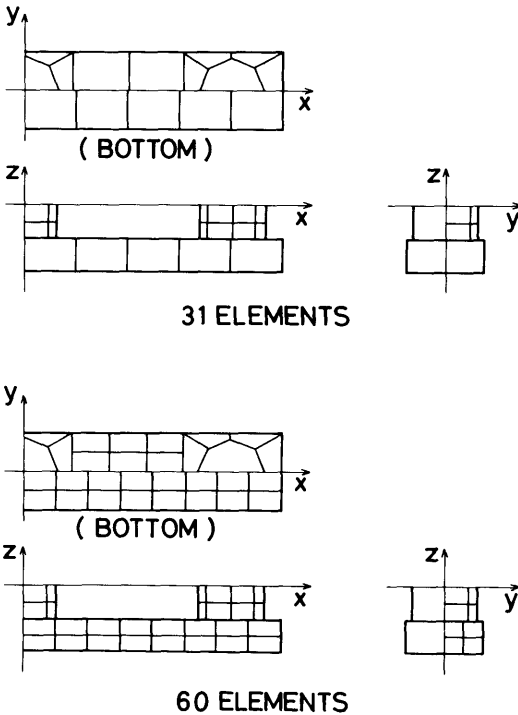


図3.3.5 計算の要素分割

3.3.2 支持浮体単独の特性

付加質量は (3.3.17) 式で求め

$$a_{ii} = A_{ii} / \rho \nabla \quad (i = 1, 2, 3) \quad (3.3.22)$$

のように無次元化した。ここで ∇ は浮体の排水容積である。また、添字 i, j は一般的には i, j と表わし、 j モードの運動をしたとき i 方向に働く流体力を表わすという習慣に従う記述である。 $i = 1$ が前後方向 (x 方向)、 $i = 2$ が左右方向 (y 方向)、 $i = 3$ が上下方向 (z 方向) を表わす。減衰係数は (3.3.15) 式より粘性減衰の抗力係数が求められるはずであるが、高次の係数を用いるため必ずしも精度良い値が求まらない。そこで (3.3.16) 式を

$$B_{ii\ eq.} = B_{ii} + \omega x_{ai} \cdot \frac{4}{3\pi} \rho S_i C_{Di}$$

$$= \frac{b_1}{\omega x_{ai}} - B_{0i} \quad (3.3.23)$$

とし、等価線形減衰係数 $B_{ii\ eq.}$ にして求めた。 x_{ai} は i 方向の変位振幅を表わす。無次元化は次のようにした。

$$b_{ii\ eq.} = B_{ii\ eq.} / \rho \omega \nabla \quad (3.3.24)$$

フーティング型支持浮体単独に働く付加質量係数および等価線形減衰係数の実験値と計算値との比較を、左右揺れについて図3.3.6に、上下揺れについて図3.3.7に示す。計算値はFEMによるものと、特異点分布法で要素数を変えたものを示している。FEMと特異点分布法では若干の差がある。また特異点分布法の要素数の違いに対してもわずかながら差があるが、これらの差は実験値と傾向を比較する上ではさしつかえない程度であることがわかる。付加質量係数については、振幅20mmまでの実験値は計算値と良く一致している。振幅40mmでは、0.9Hz付近を境に低周波数側では振幅が小さいときよりも大きく、高周波数側では

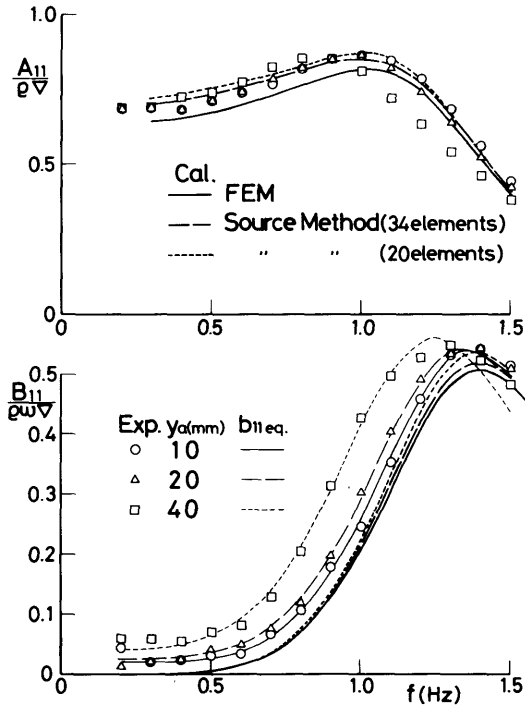


図3.3.6 フーティング型支持浮体の
前後揺れ流体力係数

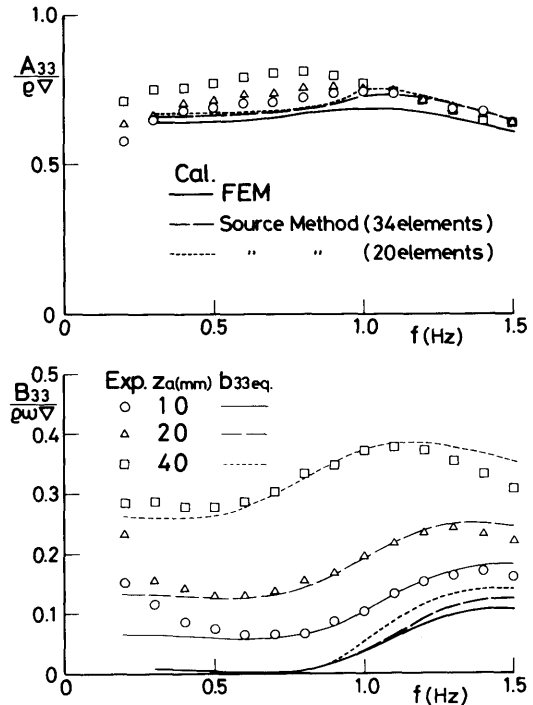


図3.3.7 フーティング型支持浮体の
上下揺れ流体力係数

振幅が小さいときよりも小さくなる傾向を示している。減衰係数の実験値は振幅によって大きな差が現われ、粘性による減衰力が大きいことを示している。太線は線形理論による造波減衰係数であり、細線は後に述べる方法で抗力係数を求めて、それより逆算して求めた等価線形減衰係数である。なお、上下揺れの減衰係数の実験値が周波数の低いところで急に大きくなっているが、このあたりは変位と力の位相差が小さく、わずかな位相差の違いが結果に大きく影響することから、実験誤差であろうと思われる。

ローハル型支持浮体単独に働く流体力係数の実験値と計算値との比較を、前後揺れ、左右揺れおよび上下揺れについて図3.3.8～図3.3.10に示す。計算値は特異点分布法で要素数を94, 60, 31と変えたものについて比較しており、94要素の場合を一応厳密値と考えた。要素数の違いによる影響は上下揺れの減衰係数に最も大きく出ているが、それ以外は実験精度の範囲と考えてよいであろう。前後揺れの付加質量係数は計算値とよく一致しており、振幅影響もほとんどない。左右揺

れ、上下揺れの付加質量係数は、振幅が小さいときは計算値と良く一致しているが、振幅が大きくなると、左右揺れでは0.75Hz、上下揺れでは0.65Hzを境に低周波数側では振幅が小さい場合より大きく、高周波数側では小さくなる傾向を示す。これは、没水体上面と平水面との距離が小さいために波強制力においても現われた影響と同じ現象と考えられる。ちなみに振幅10mm, 20mm, 40mmは $h/\text{変位振幅}$ がそれぞれ8.9, 4.45, 2.225であり、流体力係数についてもこの値が5以上が線形理論の適用限界であることを裏付けている。減衰係数の実験値は、フーティング型支持浮体の場合と同様に振幅影響が大きく、粘性減衰力の重要性を示している。そこで、(3.3.15)式から抗力係数を直接求めるには相当な実験精度が必要であるので、一つの試みとして次のようにして求めてみる。振幅が小さいときの付加質量係数の実験値が計算値とよく一致しているので、計算値の減衰係数は造波減衰係数と考えてよいであろう。そうすると、実験値と計算値との差が速度の自乗に比例する粘性減衰項であるといえる。そこ

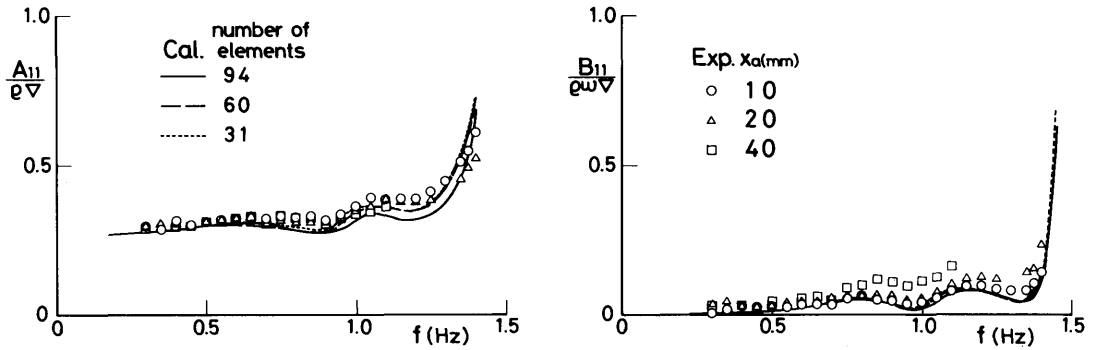


図3.3.8 ローハル型支持浮体の前後揺れ流体力係数

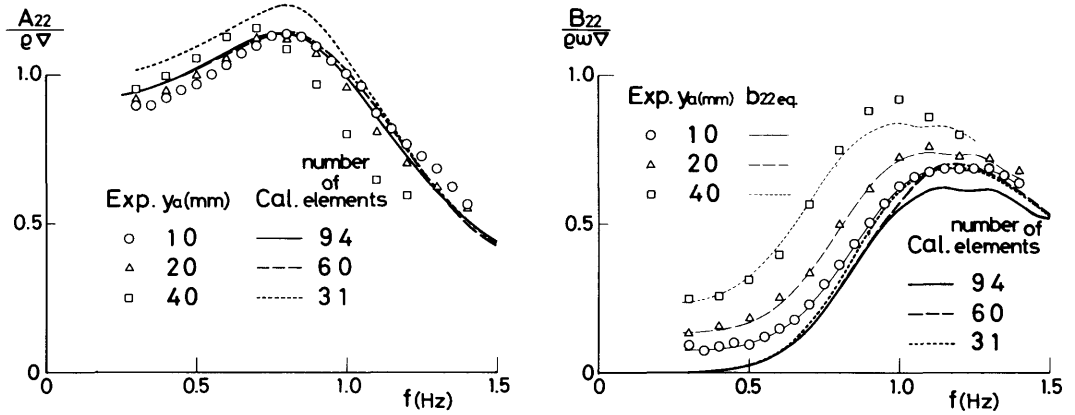


図3.3.9 ローハル型支持浮体の左右揺れ流体力係数

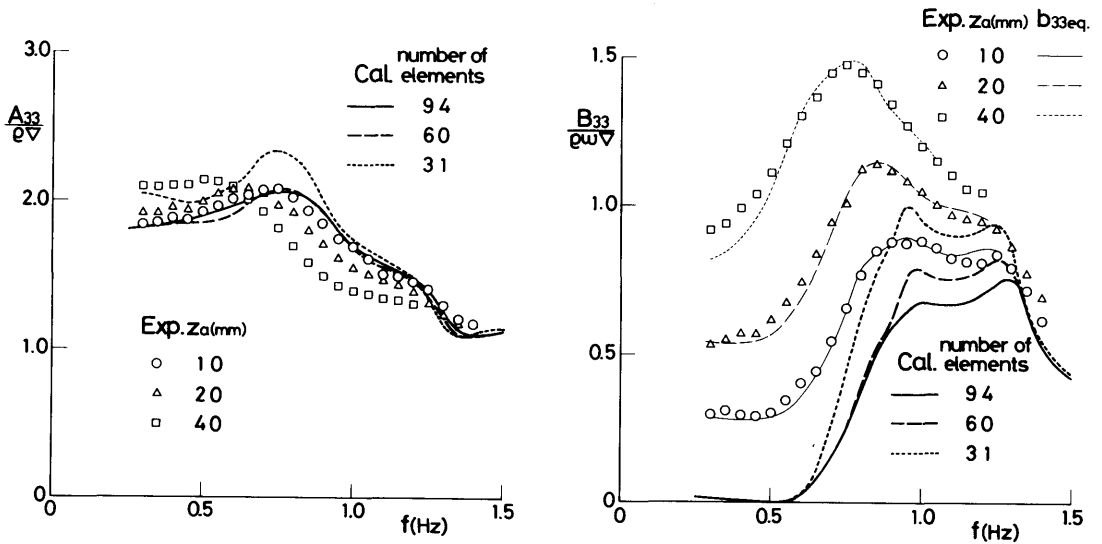


図3.3.10 ローハル型支持浮体の上下揺れ流体力係数

で、抗力係数を次の式で求めてみる。

$$C_{Di} = \{B_{ii(\text{exp})} - B_{ii(\text{cal.})}\} / \frac{4}{3\pi} \rho \omega x_{ai} \cdot S_i \quad (3.3.25)$$

計算値としては94要素のものを用いた。その結果は、1例として左右揺れの場合について図3.3.11に示すように、振幅が大きい場合は周波数特性をもつようになる。振動流中における抗力係数は、一般にKC数に依存するが周波数には依存しないといわれている。しかしながら、それは自由表面を有しない無限流体中での場合であり、今回のようにローハルが自由表面近くにある場合とは現象が異なるものと思われる。抗力係数に周波数依存性があると、粘性減衰力の推定が簡単にできない。実験値と計算値をよく見ると、応答の形はほぼ同じであるが、振幅が大きくなるほど全体が低周波数側へずれている傾向があることがわかる。そこで、計算値の方を低周波数側に少しずつしてその差をとり、それより抗力係数を求めてみると、周波数に対する変化が少なくなり、平均的には一定値としても支障ない程度の結果が得られた。しかしながら、上下揺れの場合は0.8Hzまでは上記の方法で一定値が得られたが、0.8Hz以上では必ずしも量を変えても直線的に減少していく傾向を示し、その傾斜は振幅によらずほぼ一定となった。そこで、上下揺れの場合のみ、図3.3.12に示す抗力係数を用いて、他は表3.3.3に示す抗

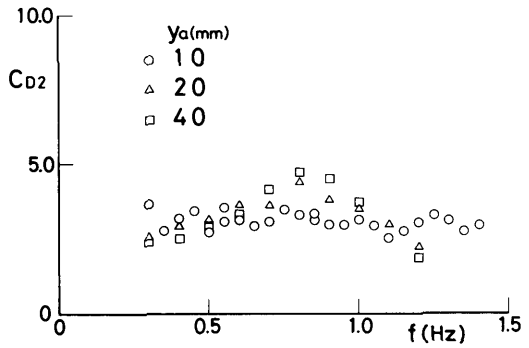


図3.3.11 抗力係数の1例

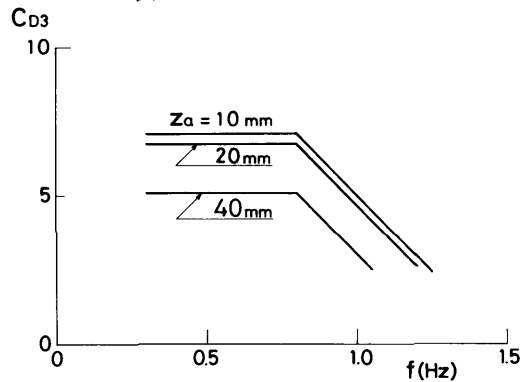


図3.3.12 ローハル型支持浮体の上下方向抗力係数

表3.3.3 抗力係数

支持浮体	振幅 (mm)		10	20	40	備考
	モード					
フーティング型	surge	Δf	0.025	0.05	0.15	
		C_{D1}	0.840	0.573	0.448	
	heave	Δf	0.025	0.1	0.3	
		C_{D3}	2.26	2.50	2.57	
ローハル型	sway	Δf	0	0.05	0.15	
		C_{D2}	3.08	2.68	2.37	
	heave	Δf	0.05	0.10	0.25	
		C_{D3}	7.06	6.73	5.07	$0.3 < f \leq 0.8$
			*	**	***	
	備考		* $C_{D3} = -10.34f + 15.33$			$0.8 < f < 1.25$
			** $C_{D3} = -10.34f + 15.00$			$0.8 < f < 1.2$
		*** $C_{D3} = -10.34f + 13.34$			$0.8 < f < 1.05$	

力係数を用いて、次式によって等価線形減衰係数を推定することとした。

$$B_{iiea.}(f) = B_{ii}(f + \Delta f) + \frac{4}{3\pi} \rho \omega x_{ai} S_i C_{Di} \quad (3.3.26)$$

ここで、 Δf は計算値をずらす量に相当する。このようにして推定した等価線形減衰係数が、減衰係数を示した各図の細線で示したものである。 C_{Di} を算出した逆算であるので、当然のことながら実験値とよく一致している。この方法は、 Δf の量が運動モードや振幅によって異なっていること、物理的意味が明確でないことなど一般性はないが、実験と計算を有効に利用する一つの便宜的手法であるといえる。

フーティング型支持浮体に対して同様に抗力係数を求め、図3.3.6, 7に細線で示した。この場合の計算値はFEMによるものを用いた。

以上のように、単独支持浮体に働く流体力は、線形理論値と抗力係数を用いることにより、良い精度で推定できることが明らかになった。

3.3.3 複数支持浮体群の特性

(1) ローハル型支持浮体群

実験は2体から4体まで実施したが、ここでは代表的な例として、3体のローハル型支持浮体群に働く付加質量係数および減衰係数の実験値と計算値との比較を、前後揺れ、左右揺れおよび上下揺れについて、図3.3.13~15に示す。実験値の振幅は10mm、計算値は60要素のものである。付加質量係数は、左右揺れの場合に実験値の方が全体的に計算値より大きめであるが、計算値が実験値の特性を良く表わしており、前後揺れおよび上下揺れでは定量的にも両者がかなり良く合っている。なお、左右揺れの両者の相違は、支持浮体が3分力計を介しているため、支持浮体と型枠とを完全に剛に結合することができず、多少変位が増したような効果が現われたものと考えられる。また、図3.3.8~10の単独支持浮体と比べると、前後揺れはわずかな差しかないが、左右揺れ、上下揺れは実験値および計算値ともかなり特性が異なっており、相互干渉がかなり大きいことを示している。減衰係数は、どのモードについても、付加質量係数の場合以上に単体との特性の差がめだっている。前後揺れはほぼ実験値と計算値とが一致している。左右揺れは粘性減衰力を考慮すれば実験値と計算値は良く合うようになるが、周波数が高くなると、付加質量係数の場合と同じ理由で合わなくなっている。上下揺れは、単体の場合に求めた抗力係数および周波数のずれと、3体の計算値とを用い

て推定した等価線形減衰係数を細線で示したが、その結果は単体のときほど良く合わない。これは、相互干渉のために周波数のずれも単体の場合と違っていることも含めて、粘性減衰力自体に相互干渉が生じている結果ではないかと思われる。しかしながら、等価線形減衰係数の推定結果は、実験値の特性を定性的にはよく表わしている。したがって、粘性減衰力の相互干渉を含めて、複数浮体群の場合の振幅の影響について究明する必要が認められる。なお、興味深いのは、計算でも実験でも、中央の支持浮体では減衰係数が負になることである。これは、船がバルバスパウをつけて波の位相をずらして定常造波抵抗を減少させているのと原理的には同じで、両側の浮体から位相のずれた波がくることにより、造波減衰を打ち消し合うのを越えて、エネルギーを出すような状態になっているものと解釈できる。3体の場合は対称性から最もこの効果が大きい。4体の場合は、左右揺れの減衰係数を図3.3.16に示すが、4体目の存在によって対称性がなくなり、この効果が若干緩和されるとともに、内側の浮体には負

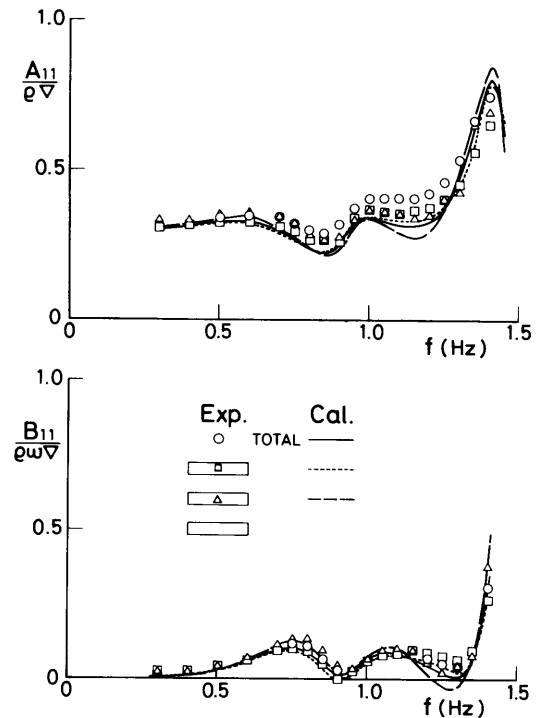


図3.3.13 3ローハル型支持浮体群の前後揺れ流体力係数

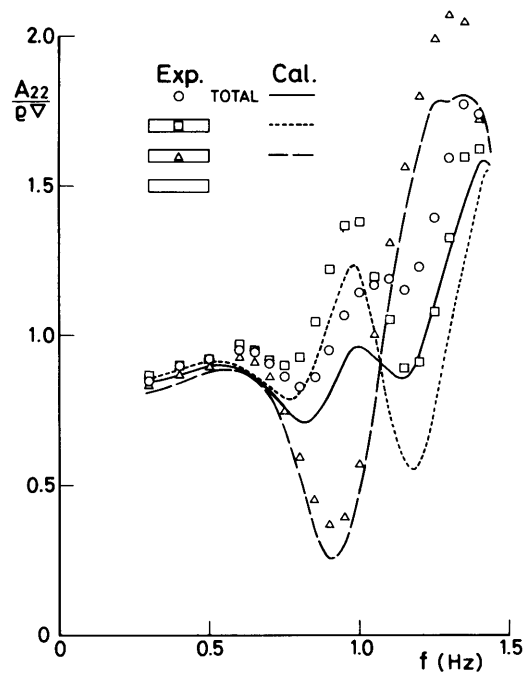


図3.3.14 3ローハル型支持浮体群の
左右揺れ流体力係数

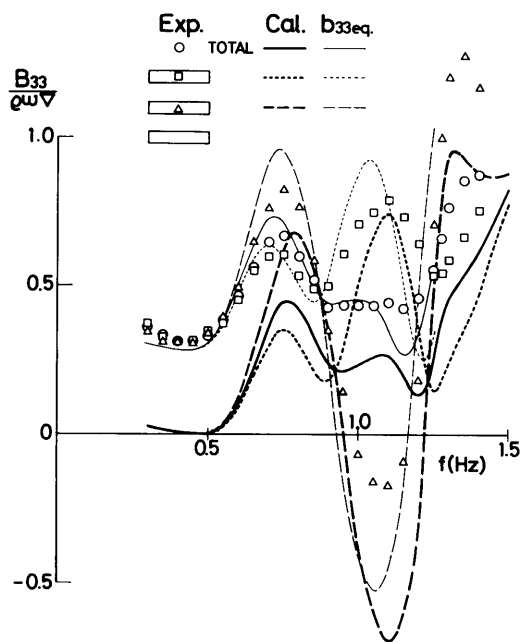
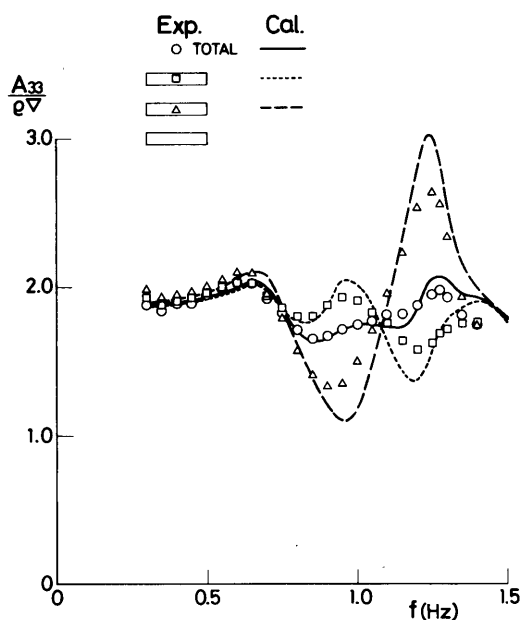
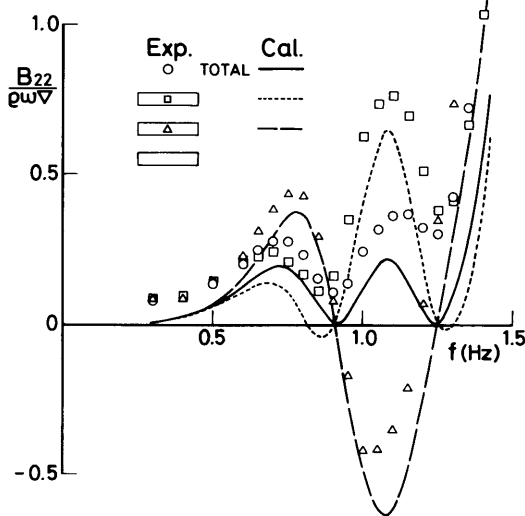


図3.3.15 3ローハル型支持浮体群の
上下揺れ流体力係数

の極小値が2回現われるようになる。計算による造波減衰係数は、中央の浮体の減衰係数が負であるとき、

外側の浮体は正の減衰係数となり、全体としては零になることはあっても、負になることはない。全体の実

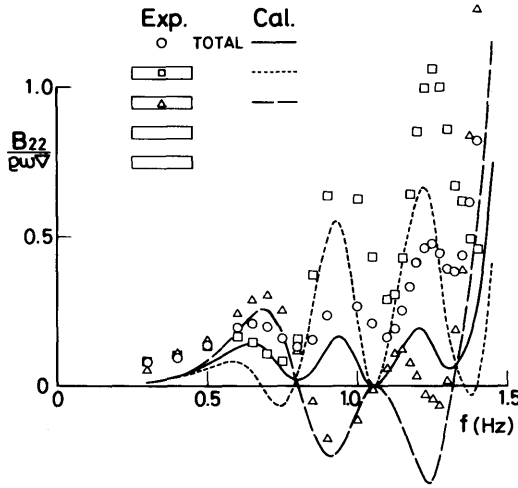


図3.3.16 4ローハル型支持浮体群の左右揺れ減衰係数

験値は粘性減衰力に加わっているの、零になることはない。全体の造波減衰係数が零になる点はいわゆる波無し点であり、上下揺れの場合は浮体を複数にしても新たに波無し点は現われていないが、左右揺れには3体の場合2点現われている。また4体の場合は正確には1点であるが、零に近い点が他に2点存在する。また2体の場合は零に近い点が1点存在している。これらの点では波強制力も零か零に近い値となる。

次に、相互干渉がどのような性質をもっているかを、実験結果および計算結果から考察する。まず、単体に働く流体力（付加質量または減衰係数）を f_1 とする。2体にしたときに各単体に働く流体力 f_2 は、単体の値 f_1 と2体にしたための干渉項 Δf_2 で表わせるものとする。即ち

$$f_2^{(1)} = f_1^{(1)} + \Delta f_2 \quad (3.3.27)$$

3体にしたとき、外側の単体に働く流体力 $f_3^{(2)}$ は、2体の時の値に3体目の干渉項 Δf_3 が加わったものとして、次のように表わせる。

$$f_3^{(2)} = f_1^{(1)} + \Delta f_2 + \Delta f_3 \quad (3.3.28)$$

以下同様にして、1列に n 体並んだ浮体群の、最も端の単体に働く流体力は

$$f_n^{(\frac{n+1}{2})} = f_1^{(1)} + \sum_{i=1}^n \Delta f_i \quad (3.3.29)$$

と表わせる。但し、 $f_n^{()}$ の () は、中央の対称軸から外側に向かって数えた浮体の番号を表わしている。() は整数をとることを意味している。 Δf_n は逆に

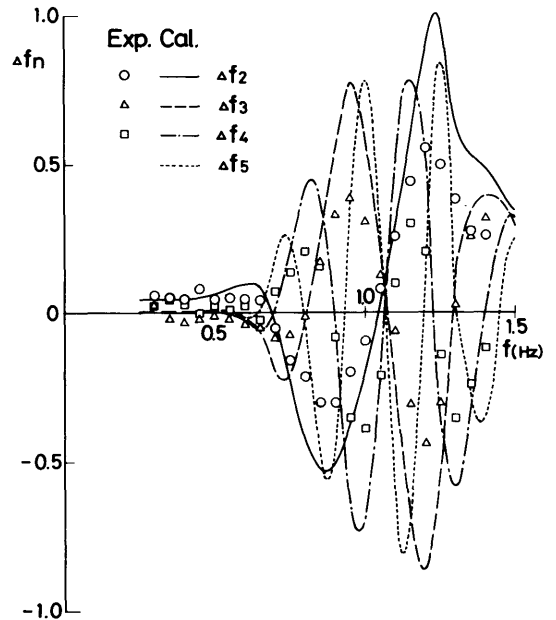


図3.3.17 Δf_n の特性

$$\Delta f_n = f_n^{(\frac{n+1}{2})} - f_n^{(\frac{n}{2})} \quad (3.3.30)$$

と表わせるので、 n 体までの実験値または計算値より、求められる。これは、 n 体めの浮体に加わったとき、端部の単体に働く流体力と、 $(n-1)$ 体ときの端部の単体に働く流体力との差を表わしている。ここで、 n が大きくなったとき Δf_n が小さくなっていく傾向であれば、適当な n まで相互干渉の影響を考慮すればよいことになる。しかしながら、上下揺れ付加質量について Δf_n の特性を実験および計算で求めたものを図3.3.17に示すように、 $n=6$ までの範囲では、 n が大きくなると、ある包絡線の中で周波数に対する変化が激しくなるだけで、小さくなっていく傾向はない。なお、計算値は31要素のもので、極大・極小が強調されすぎているため、実験値の2倍近い値を示しているが、その周波数、零になる周波数などの特性は実験値とよく一致している。次に、3体の場合の中央の単体に働く流体力 $f_3^{(1)}$ は両側から Δf_2 の影響を受けているので、

$$f_3^{(1)} = f_1^{(1)} + 2\Delta f_2 \quad (3.3.31)$$

と表わせるが、厳密にはこの Δf_2 は3体目との相互干渉によって(3.3.27)式の Δf_2 とは異なっている。3体目の存在による影響を Δg_2 とすると

$$f_3^{(1)} = f_1^{(1)} + 2(\Delta f_2 + \Delta g_2) \quad (3.3.32)$$

と表わせる。 Δg_2 は逆に

$$\Delta g_2 = (f_3^{(1)} + f_1^{(1)})/2 - f_2^{(1)} \quad (3.3.33)$$

と表わせるので、3体までの実験値または計算値より求められる。これは、 Δf_n を1次の干渉項とすれば、2次の干渉項とでも呼べるような量である。

次に、4体にした場合に内側に働く1次の干渉項を含んだ流体力は

$$f_4^{(1)} = f_1^{(1)} + 2\Delta f_2 + \Delta f_3 \quad (3.3.34)$$

であるが、2次の干渉項まで含んだ形で表わすと、

$$f_4^{(1)} = f_1^{(1)} + 2(\Delta f_2 + \Delta g_2) + \Delta f_3 + \Delta g_3 \quad (3.3.35)$$

となる。 Δg_3 は4体めが存在することによる影響であり、次式で求められる。

$$\Delta g_3 = f_4^{(1)} - f_3^{(2)} - f_3^{(1)} + f_2^{(1)} \quad (3.3.36)$$

厳密に言えば、 Δg_2 も4体めの存在によって(3.3.32)式の Δg_2 とは異なり、3次の干渉項ともいべき項を考えなければならない。しかしながら、 Δg_2 、 Δg_3 を上下揺れの付加質量係数について、実験値および計算値から求めたところ、 Δf_n とはオーダーが1桁小さい値が得られたので、これから類推すると、3次の干渉項は更にオーダーが小さいと思われるので、今回は2次のオーダーの考察までにとどめた。

2次の干渉項が流体力係数の推定にどの程度影響を与えるかを、上下揺れの付加質量係数について調べた。図3.3.18は、3体までの実験結果から Δf_2 、 Δg_2 、 Δf_3 を求め、4体の各単体および全体に働く付加質量係数を推定して、4体の実験値と比べたものである。黒塗

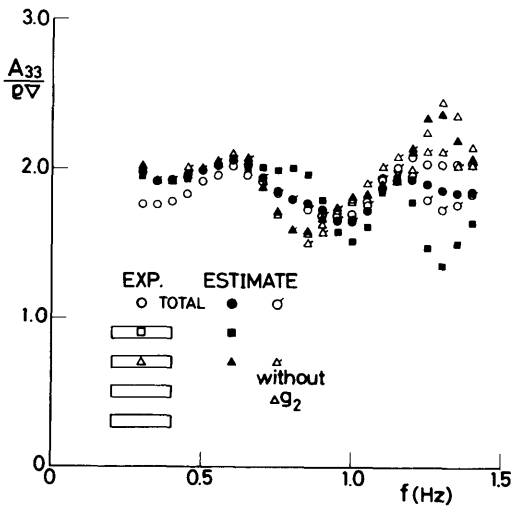


図3.3.18 2次の干渉項の影響

り記号は(3.3.35)式で Δg_3 を省いた値を、 \circ 、 Δ は Δg_2 も省き、1次の干渉項のみの値を示している。1.2~1.3Hz付近で多少差があり、 Δg_2 を含めるとより実験値に近づくことがわかる。同じことを31要素の計算値で調べた結果は、実験値より差がなく、実用的には1次の干渉項だけ考えれば十分であろう。

(2) フーティング型支持浮体群

フーティング型支持浮体群については、3行3列の浮体群のみ実験を行ない、順次フーティングを増す系統的实验をしていない。また、ローハル型支持浮体群の場合は、空間的には1次元の干渉であったが、3行3列の場合は2次元的な干渉を考えなければならないので、問題は複雑となる。今回は3行3列の浮体群についての結果のみを示すこととする。

図3.3.19に前後揺れの流体力係数の実験値および計算値の比較を示す。実験値は振幅10mmの場合である。周波数の高いところで実験値の方が大きくなる傾向があるが、実験値と計算値とは非常によい傾向の一致を示している。減衰係数も、粘性の修正が必要ない程良く合っている。いずれも単体の場合とはかなり特性が異なっており、相互干渉効果が大きいことを示している。特に前後方向の中央は干渉効果が大きく、その中央(\circ)と横(∇)は同じような特性をもっている。前側どうしの2つ(Δ 、 \square)も同じような特性をもっている。またこれらは、3体のローハル型支持浮体群の左右揺れ流体力係数(図3.3.14)のそれぞれ中央と端部の特性と良く似ている。これらのことは、支持浮体の変位方向に干渉効果が大きく、それと直角の方向には干渉効果が少ないこと、3本のフーティング型支持浮体は、1本のローハル型支持浮体に置き換えたものと同じような効果をもつことを示している。減衰係数にはやはり前後方向の中央の浮体に、大きな負の極小値が現われている。上下揺れの流体力係数を図3.3.20に示す。この場合も、実験値と計算値の傾向は、減衰係数の粘性項を考慮すれば、良く合っているといえる。但し、3.3.2で示した抗力係数と修正法を用いて推定した等価線型減衰係数は、細線で示したが、ローハル型の場合と同様に単体の場合ほど良く合わない。今後究明すべき問題である。上下揺れの場合の干渉効果は、前後揺れの場合ほど大きくない。また、ローハル型支持浮体群と比べても干渉効果および係数そのものも小さい。これは、ローハル型支持浮体のローハル部分が、上下揺れの攪乱源として大きな効果をもっていることを示している。

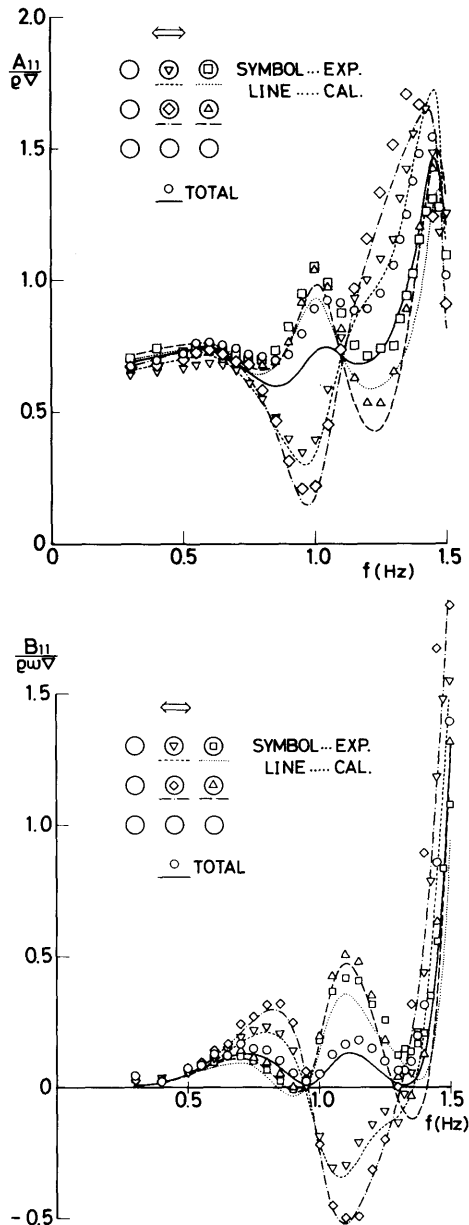


図3.19 3×3フーティング型支持浮体群の前後揺れ流体力係数

3.3.4 全体浮体に働く流体力の推定法

想定実機または大型模型のように、多数の支持浮体が配列されている場合は、2次元的な干渉の効果について究明しなければ、全体浮体に働く流体力を推定す

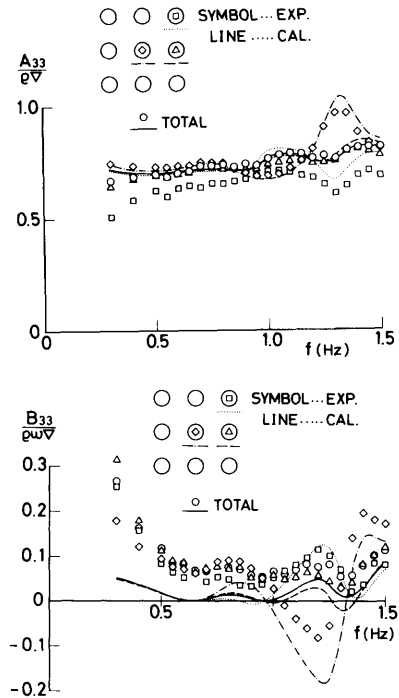


図3.3.20 3×3フーティング型支持浮体群の上下揺れ流体力係数

ることはできない。したがって、ここではローワーハル型支持浮体群による部分模型についての推定を試みることにする。3.3.3.(1)で述べたように、2次の干渉項は影響が小さいとして省くことにすると、 n 体横に並べた支持浮体群に働く流体力は、 n が奇数のとき、次式で表わされる。

$$f_n^{(n)} = n(f_1^{(1)} + \sum_{i=1}^n \frac{2(n-i+1)}{n} \Delta f_n) \quad (3.3.37)$$

ここで、 Δf_n は先に見たように n が大きくなるほど周波数に対する変動が激しくなるので、波強制力において空間的位相によって相殺効果が現われたように、互に相殺されることが期待できる。ちなみに、全体に働く上下揺れの付加質量係数の6体までの計算値を図3.3.21に示すが、4体以上になるとある特性に収束していくような傾向がみられる。 Δf_n の特性は計算により $n=6$ まで求められているが、これを実験結果と比較して実験値に合うような係数を求め、計算で求めた Δf_n にこの係数を掛けたものを改めて Δf_n とした。(3.3.37)式を用いて、 Δf_4 、 Δf_5 および Δf_6 まで加算した結果は、図3.3.22に示すようにあるゾーンの中

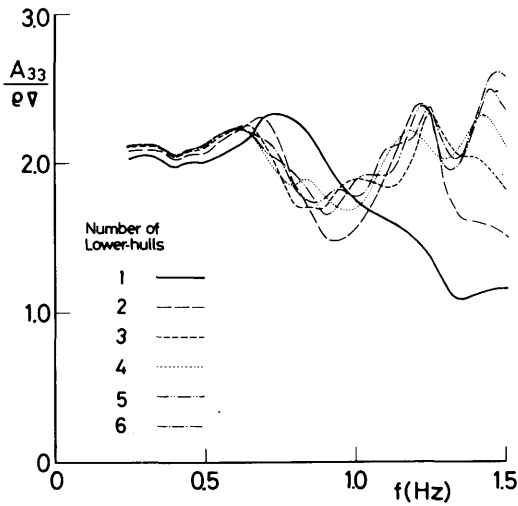


図3.3.21 ローハル型支持浮体群全体の上下揺れ付加質量係数の計算値

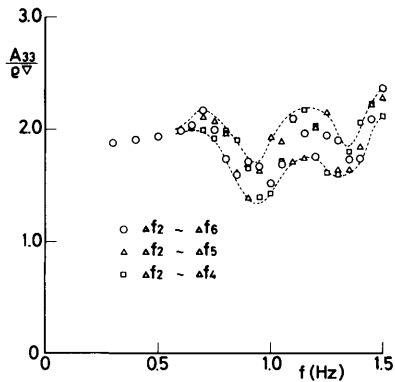


図3.3.22 ローハル型部分模型全体に対する上下揺れ付加質量係数の推定値

に入っており、図3.3.21とよく似た特性をもっている。これが部分模型に対する大略の上下揺れ付加質量係数の推定値である。

以上のように、全体浮体に働く流体力は、計算または実験で干渉項の特性をある程度把握することにより、干渉項の重ね合わせで大略の値を推定することができる。

3.4 船舶係船時の接舷力及び係船力

3.4.1 2次元接舷実験

(1) 支持浮体群背後の透過波高

図3.4.1に示したような底面直径 $D=10\text{cm}$ のフー

ティング型支持浮体模型を二次元水槽（長さ13m、幅1.0m、深さ1.2m）に最大20列（水槽の幅方向に5行）まで間隔 $l=20\text{cm}$ に設置し、透過波高の計測を行った。透過波を計測する波高計は接舷実験の際の係留模型船の中心線、即ち最後尾のフーティングから27cm離れた点とした（図3.4.1参照）。

図3.4.2は入射波高 (H_i) と透過波高 (H_t) の比 (H_t/H_i)、即ち波高減衰率を波周期に対して示したもので、20列のみに対して実測値を示した。10列と5列に対しては実測値の平均値を破線及び一点鎖線で示してある。フーティング型支持浮体の間隔 (l) と波長 (λ) との比 (λ/l) が2倍となる周期付近でいずれの場合も波高が急激に減衰している。

波高減衰率 (H_t/H_i) の値をフーティング型支持浮体列数 (N) に対して示したものが図3.4.3である。この実験は代表的波周期 $T=4, 6, 8$ secの波で、フーティング型支持浮体列数に対する減衰率の変化をし

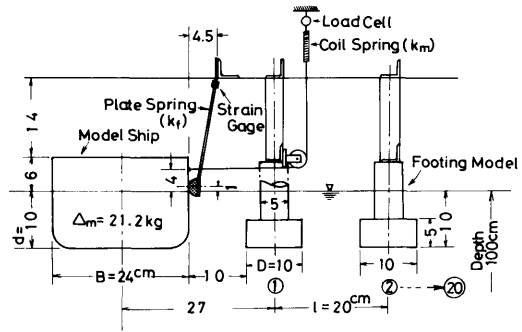


図3.4.1 二次元接舷実験

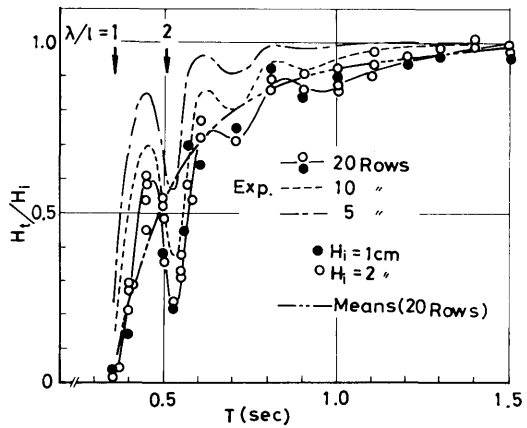


図3.4.2 波周期に対する波高減衰率の変化

らべたものである。これらの実測値から波高減衰率 (H_t/H_i) はフーティング型支持浮体の列数 (N) の指数関係で近似できるので、次式で表わすものとする。

$$\frac{H_t}{H_i} = \exp(-\alpha N) \dots\dots\dots (3.4.1)$$

また、 α の値は波周波数の関数として表わすことができる。図3.4.2において $\lambda/\ell = 2$ 付近の急激な変化を無視して、実測値を平均化して二点鎖線で示したように (一例として N=20列のみを示した。) 変化するものとして α を求めると、図3.4.3の余白に示したように波周波数の4次の曲線で近似できる。

$$\alpha = 0.013(\omega\sqrt{D/g})^4 \dots\dots\dots (3.4.2)$$

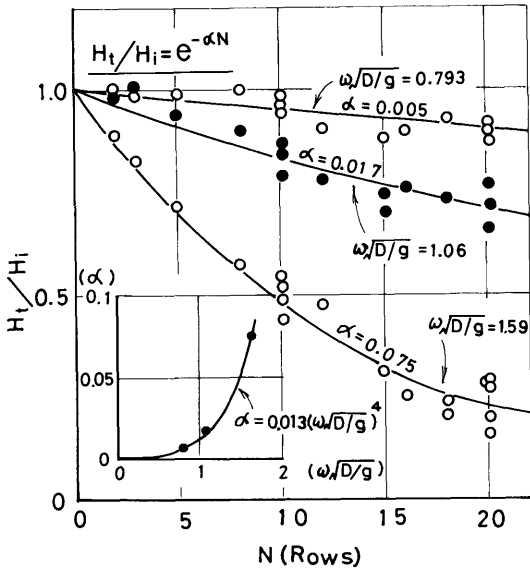


図3.4.3 フーティング型支持浮体の列数に対する波高減衰率

ここで、Dはフーティング型支持浮体の底面の直径である。

(2) 接触力及び係船力

二次元接触実験の概略図を図3.4.1に示した。接触実験におけるフーティング型支持浮体模型の列数は10列及び20列とし、その波上側及び波下側に模型船を係船した状態で実験を行い、両者を比較した。

係留船は二次元模型 (L=98cm, B=24cm, d=10cm, Δ=21.2kg) で、断面形状はルイスフォーム (半幅深さ比 $H_0=1.2$, 断面積係数 $\sigma=0.9$) とした。

防舷材及び係留索模型はいずれも線形ばねとした。防舷材模型には板バネを使用し、それにひずみゲージを貼付し接触力を計測した。係留船の接触点は船体中央で喫水線上1cmの場所とした。係留索模型にはコイルばねを使用した。係留点は船体中央で喫水線上4cmの場所とした。使用した防舷材と係留索模型のばね定数及び実験状態を表3.4.1に示した。

模型船の横揺れは加速度計で、左右揺れはポテンシヨメータで計測した。模型船の横揺れの固有周期は0.99secである。左右揺れの固有周期は防舷材及び係留索模型のばね定数により異なり、接触力がある程度以上になると一定値をとる。その実測値を表3.4.1に併記した。

図3.4.4は模型船をフーティング型支持浮体群の波上側と波下側にそれぞれ係船した場合の接触力と係船力を比較して示した。 F_r 及び F_m はそれぞれ接触力と係船力であり無次元化して示した。また、実験では接触力、係船力は一点で計測しているために、船首と船尾側の二点接触である大型模型実験と比較するために実測値を $1/2$ して示した。この図から、波周波数の高い範囲では、透過波高の減衰が大きいので、波上側と波下側の値の差は大きい、長周期側ではほとんどの波が透過するので両者の差はほとんどないことがわかる。

表3.4.1 二次元接触実験の係船状態

状態	防舷材のばね定数 k_r (kg/cm)	係留索のばね定数 k_m (kg/cm)	初期張力 T_i (g)	左右揺れの同調周期 T_n (sec)
1	0.265	0.0295	20.0	4.2
2	"	0.0590	"	3.7
3	0.606	0.0295	"	4.4
4	"	0.0590	"	3.3
5	"	0.145	"	2.6

また、第一の極大値は横揺れの同調周波数 ($T_n=0.99$ sec) であるが、波周波数が係留船の左右揺れの同調周波数 (表3.4.1参照) の2倍の点 (図3.4.4で $2\omega_y$ と記した場所) で急激に増大する。他の係船状態でも同様の傾向を示すが、左右揺れの同調周波数の3倍及び4倍の点でも極大値が発生する場合もある。図3.4.4の例では実験範囲に入っていないが、当然同調周波数で最大値となる。

図3.4.5はフーティング型支持浮体の列数が20列の場合の実験で、短周期側の透過波高の減衰の大きい範囲での、波上側と波下側の接触力を比較して示したものである。この実験においては波下側係船状態での値 (黒丸印) を密に計測し、図3.4.2に示した $\lambda/l=2$ における急激な波高減衰の影響もしらべた。図中の破線の値は図中の波上側の接触力の値 (丸印) に図3.4.2

に示した波高減衰率 H_t/H_i の値を乗じて求めた値である。これらの値は波下側の値より幾分か大きめの値となっているが、波下側の接触力や係船力は波上側の値と波高減衰率から推定が可能といえる。また、実験は波高1 cm及び2 cmで行ったが、図3.4.6に示すように今回の実験範囲では波高影響は認められなかった。

3.4.2 大型模型に対する接触実験

図3.4.7に大型模型における接触実験の係船場所及び係船法を示した。大型模型は中央部に三個のポンツン型浮体を有しているIII型模型である。大型模型の設置状態は波の入射方向に平行な $\alpha=0^\circ$ と 30° 傾斜させ

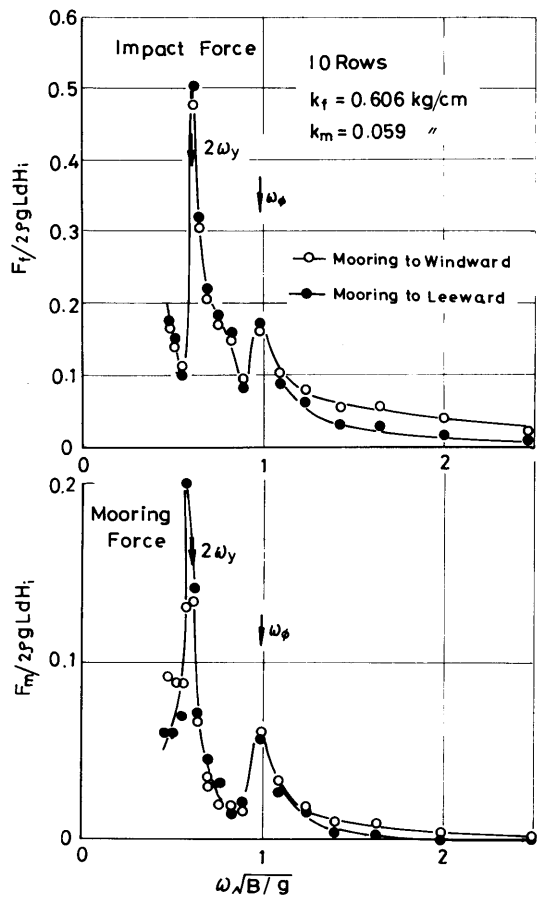


図3.4.4 接触力及び係船力の実測値

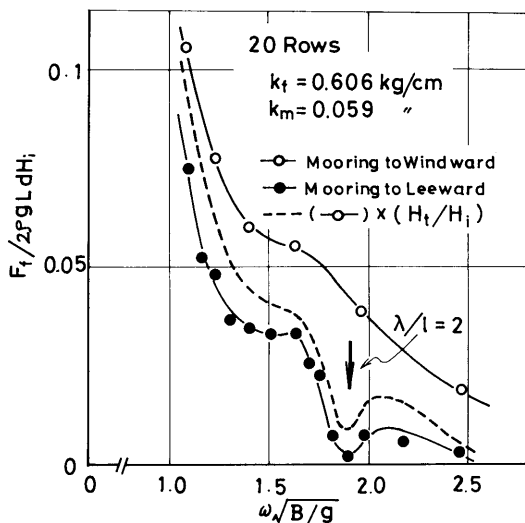


図3.4.5 波下側係船における接触力の推定

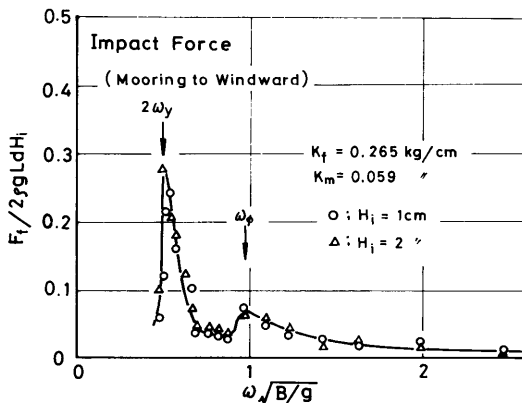


図3.4.6 接触力の波高影響

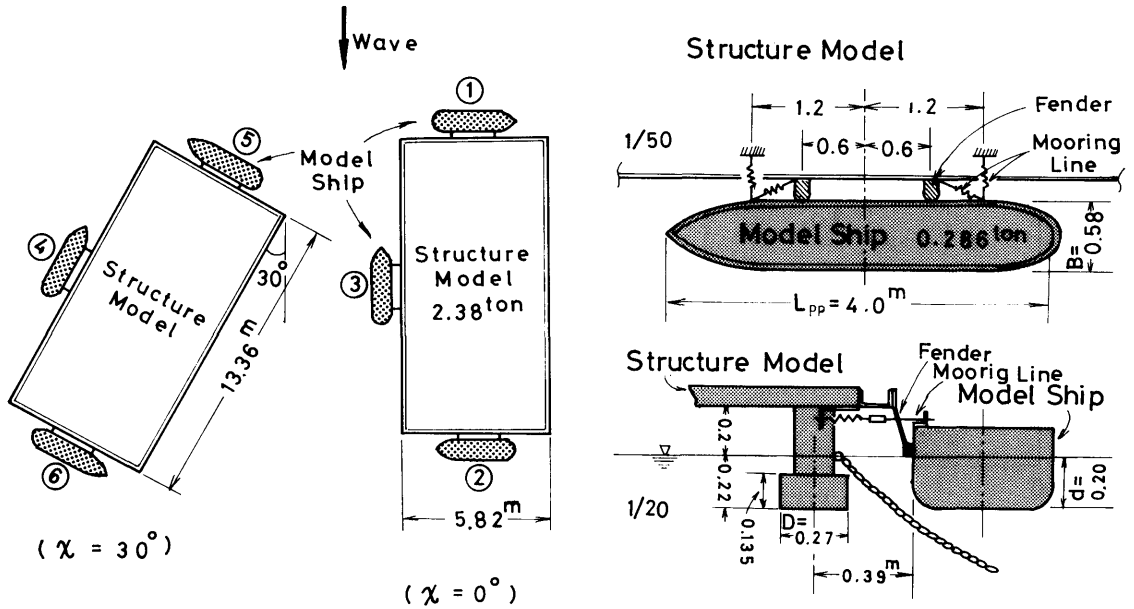


図3.4.7 係船場所及び係船法

た $\chi = 30^\circ$ の 2 状態である。

係留模型船の寸法は以下に示す通りである。

L_{pp}	4.0	m
B	0.58	m
d	0.20	m
Δ	0.286	ton

いま、係留船の排水量を実機で 5 万 ton 程度と想定すると、大型模型は 42 万 ton の排水量となり、模型の縮尺は 1/56 となる。

係船場所は図 3.4.7 に示したように 2 種類の大型模型の設置状態に対して ①～⑥ の 6 種類とした。

係船方法は図 3.4.7 に示したように船首側と船尾側の 2 箇所とした。防舷材模型は二次元接触実験と同様に、板ばねを使用しひずみゲージを貼付して接触力を計測した。係留索模型にはコイルばねを使用し、その一端にリングゲージを取り付け係船力を計測した。

防舷材模型のばね定数は一ヶ所所で 2.8kg/cm であり、係留索模型のばね定数は Breast Line 及び Spring Line とも 0.42kg/cm であった。これらを実機に換算するとそれぞれ 880ton/m 及び 130ton/m となる。

実験波高は 4 cm 及び 2 cm であったが、二次元実験と同様に波高影響は認められなかった。

図 3.4.8 は各係船場所における接触力と係船力

(Breast Line) の船首側の実測値の平均値をそれぞれの曲線で示した。係船場所が ② 及び ⑥ での値は、構造物で波が遮へいされているために、波上側の ① 及び ⑤ の係船場所での値に比較して減少している。また、波上側係船の場合には船舶が横波から縦波を受けるように係船場所が変化するに従って ①⑤④③ の順に接触力、係船力ともに減少している。また、すべての係船状態において、模型船の横揺れ同調周波数 ($\omega\sqrt{B/g} = 1.36$) 付近で極大値が発生しているが、左右揺れの同調周波数 ($\omega\sqrt{B/g} = 0.53$) 付近で非常に大きな値となっている。二次元実験では左右揺れの同調周波数の 2 倍の周波数において接触力及び係船力はともに大きな値を示したが、二次元実験と同じ係船場所の ① では、同様な増加は認められていない。しかし、二次元及び大型模型実験によって得られた接触力及び係船力の応答特性はほぼ同等の値になっている。

図には船首側の接触力及び係船力のみを示した。⑤ 及び ⑥ の係船場所では船首側の値が船尾側より大きい、その他の係船場所では船首側、船尾側とも同程度の値であった。

3.4.3 大型模型背後の接触力及び係船力の推定

図 3.4.9 及び 図 3.4.10 にそれぞれ構造物模型の設置状態 $\chi = 0^\circ$ 及び $\chi = 30^\circ$ における波上側と波下側の接

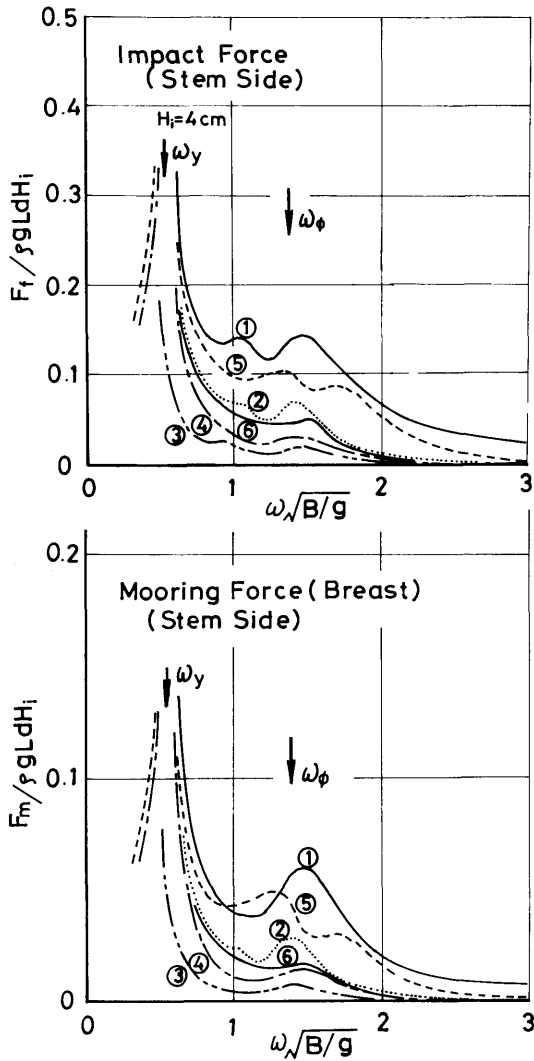


図3.4.8 各係船場所における接舷力と係船力

舷力及び係船力の実測値（いずれも船首側の値）を示した。また、大型模型の設置状態 $\chi = 30^\circ$ における透過波の波高減衰の一例を図3.4.11に示した。大型模型にはフーティング型、ローハル型及びポンツン型支持浮体を組合せて使用しているために、二次元実験におけるフーティング型支持浮体に比較して波高減衰が大きい。そのために、接舷力と係船力はかなり長周期領域まで波上側の値（①及び⑤）と波下側の値（②及び⑥）にひらきがある。

二次元接舷実験と同様に、波上側係船①及び⑤の接

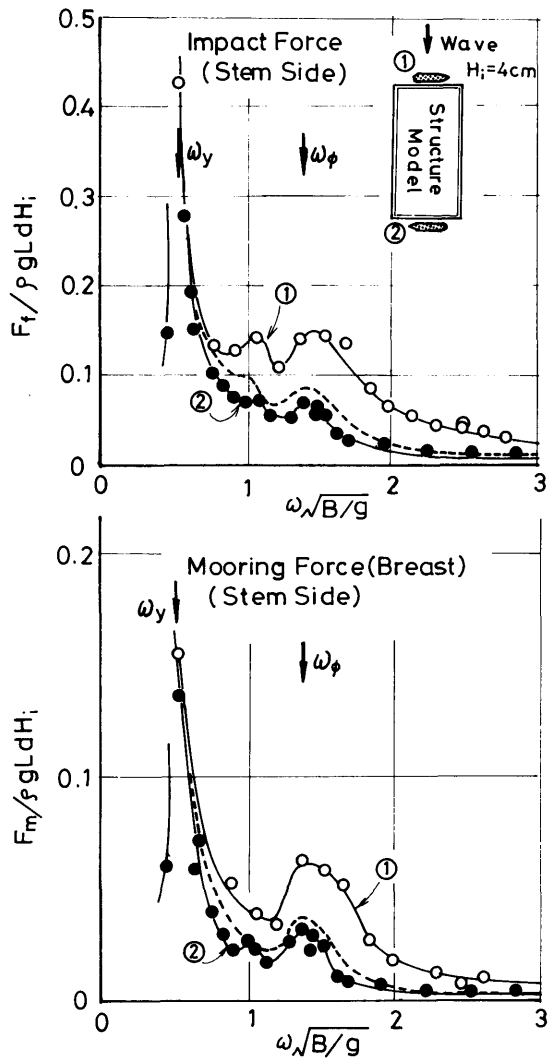


図3.4.9 大型模型背後の接舷力と係船力の推定 ($\chi = 0^\circ$)

舷力と係船力の値（丸印）に、図3.8.11の波高減衰率 (H_t/H_i)を乗じて求めた値を図3.4.9及び図3.4.10に破線で示してある。これらの値はいずれも波下側の値（黒丸印）に比較し幾分大きい値となっている。また、波上側係船における接舷力や係船力は、文献14)のドルフィン係船の場合と比較した場合、係船条件等が異なるために定量的比較はできないが定性的にはよく一致することから、構造物で遮へいされた波下側に係留された船舶の接舷力や係船力は、波上側での値と構造物支持浮体群の波高減衰率を知ることにより、か

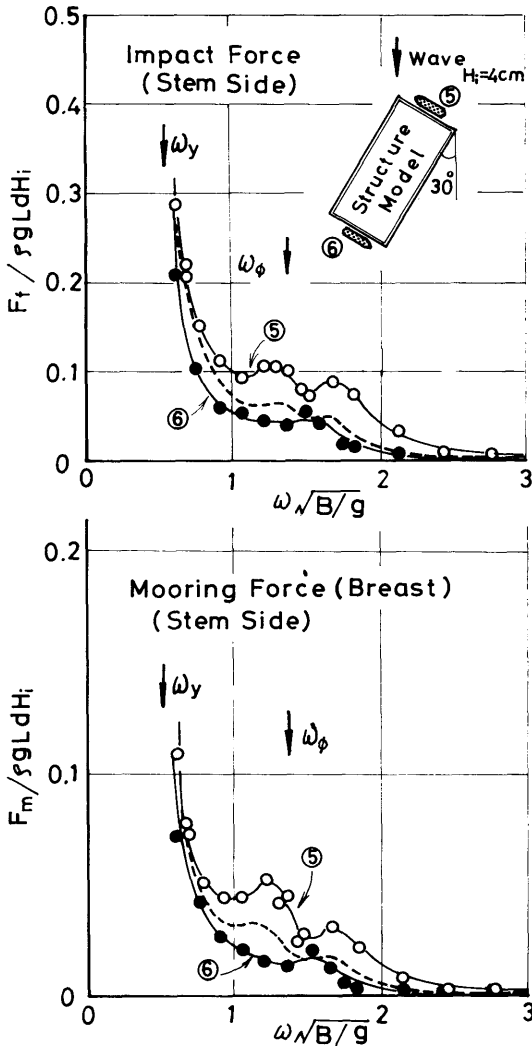


図3.4.10 大型模型背後の接触力と係船力の推定 ($\alpha = 30^\circ$)

なりの精度で推定することができる。

4. 研究成果

本研究において得られた成果をまとめると、以下に示す事柄が挙げられる。

- (1) 浮体に働く波強制力
 - i) 単独支持浮体に働く波強制力は、ローハル型支持浮体を除いて、線形理論計算によって精度よく推定できることが示された。ローハル型支持

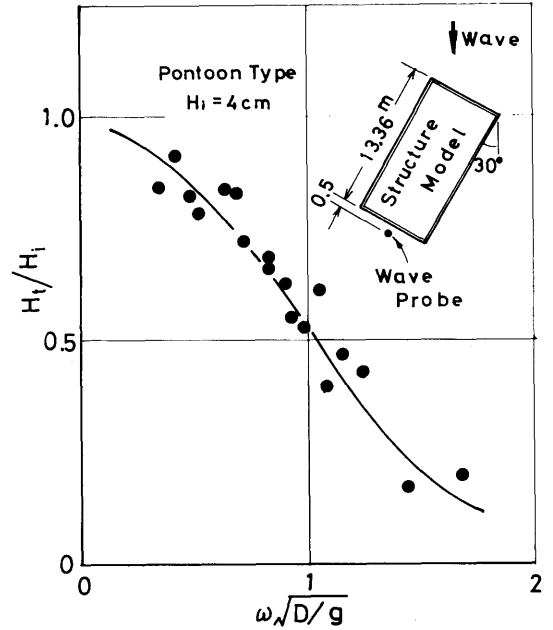


図3.4.11 大型模型 (III型) の波高減衰

浮体に対しては、線形理論の適用可能な条件が $h/\xi_a > 5$ であることを確認したが、設定波高に対する波強制力の推定は今後の課題である。

- ii) 複数支持浮体群の個々の浮体に働く波強制力の特性を、実験および線形理論計算によって、大略把握することができた。支持浮体間の流体力学的相互干渉は、支持浮体の取付け間隔の2倍の波長に対応する周波数付近で最も顕著に現われる。
- iii) 全体浮体に働く波強制力は、空間的な位相差によって個々の支持浮体に働く力が相殺されるので、支持浮体取付間隔に等しい波長に対応する周波数付近以外は極めて小さな値となり、相互干渉効果も見掛け上小さくなる。このため、推定値として位相差のみを考慮して支持浮体に働く波強制力を単純に加算し、その極大値を連ねる包絡線を用いれば、動揺などの推定に対しては安全側の値を与える。また、支持浮体間の波の減衰を考慮すれば、更に実際的な値に近づくことが判明した。

- (2) 浮体に働く風荷重、流れ荷重および波漂流力
 - i) 浮体に働く風荷重は、上部構造物および支持浮体のコラム群に分け、既存の推定手法をやや拡張して用いた結果、かなり良い精度で推定できるこ

とが確認された。

- ii) 浮体に働く流れ荷重は、単独支持浮体に働く抗力を精度良く求めることにより、既存の推定手法の拡張で極めてよい精度の推定ができることが確認された。
 - iii) 浮体に働く波漂流力は、部分模型、大型模型など特定の浮体についての特性が明らかになった。しかしながら、任意の大型浮遊式海洋構造物に働く波漂流力を推定する手法は未だ確立されていないので、今後の課題である。
- (3) 浮体に働く流体力特性
- i) 新しく「動揺流体力計測装置」を製作し、他の計測システムとも合わせて、精度良い流体力計測の実験が可能となった。
 - ii) 単独支持浮体に働く流体力は、線形理論と実験値より求めた抗力係数を用いて、精度良く推定できることが示された。
 - iii) 複数支持浮体群の個々の支持浮体に働く流体力の特性を、実験および線形理論計算により、大略把握することができた。また、相互干渉の特性を明らかにし、1次元の相互干渉の影響を推定する方法を示した。なお、粘性減衰力の相互干渉、2次元の相互干渉については、今後の課題として残される。
 - iv) 1次元の配列の複数支持浮体群に働く全体流体力は、干渉項の重ね合わせで大略推定できることを示した。
 - v) 支持浮体を任意の個数、任意の位置に展開し、3次元特異点分布法により流体力および波強制力を計算するプログラムを開発した。
- (4) 船舶係船時の接触力および係留力

- i) フーティング型支持浮体群を透過する波の波高減衰を推定する実験式を求めた。
- ii) 大型浮遊式海洋構造物へ船舶が接舷する場合の接触力および係船力の特性を明らかにし、構造物で遮へいされた波下側の接触力および係船力は、波上側の値と波高減衰率から推定できることを示した。

5. 結 言

今回実施した支持浮体または支持浮体群の波強制力および流体力に関する系統的な研究により、単独支持浮体に対する精度の良い推定手法が確立され、支持浮体群における流体力学的相互干渉効果の特性も大略解

明されたので、浮体群における個々の浮体および全体浮体に働く波強制力および流体力を推定するための基礎的手法が確立されたといえる。また、大型浮遊式海洋構造物に船舶が接舷する際の接触力および係船力の推定手法も確立された。風荷重および流れ荷重は、既存の手法で精度良く推定できることが確認されたが、波漂流力に関しては、相互干渉効果を含んだ精度の良い推定手法が未だ確立されていないので、早急に開発する必要がある。

参考文献

- 1) 安藤定雄, 大川豊, 上野勲: 浮体工法による海上空港建設に係わる評価のための技術調査研究, 船舶技術研究所報告, 別冊第4号, 1983年3月
- 2) 宝田直之助: 超大型海洋構造物のテクノロジー・アセスメントの一例(その3, その4), 日本造船学会誌No.640 (1982年10月), No.641 (1982年11月)
- 3) 大楠丹: 複数本の鉛直円柱に働く波力について, 日本造船学会論文集 第131号, 1972年6月
- 4) 大楠丹: 多数の浮体で支持された海洋構造物に作用する波力について, 西部造船会会報第51号, 1975年11月
- 5) 大楠丹, 高木幹雄: 双胴船の運動について, 日本造船学会論文集第129号, 1971年6月
- 6) 竹沢誠二, 前田久明, 白木東, 江口純弘: 双胴船に作用する流体力について, 日本造船学会論文集第131号, 1972年6月
- 7) 影本浩, 星野邦弘: 超大型浮遊式海洋構造物の波浪中における諸性能に関する基礎的研究(その1), 船舶技術報告第20巻第5号, 1983年9月
- 8) Faltinsen, O. M., Michelson, F. C.: Motions of Large Structures in Waves at Zero Froude Number, International Symposium on the Dynamics of Marine Vehicles and Structures in Waves, 1974
- 9) van Oortmerssen, G.: The Motions of a Ship in Shallow Water, Ocean Engineering, Vol. 3, 1976
- 10) 大川豊: ラコム付没水体に働く波強制力について, 船舶技術研究所研究発表会講演集(第40回), 1982年12月
- 11) 岡田功, 伊藤学, 宮田利雄: 耐風構造, 丸善(株), 1977年
- 12) 安藤定雄, 高井隆三, 加藤俊司: 係留方式による係留特性について, 船舶技術研究所研究発表会講

演集（第42回），1983年12月

- 13) 大川豊：半潜水型海洋構造物の波浪中動揺特性について，船舶技術研究所研究発表会講演集（第42回），1983年12月
- 14) 鶴田三郎：ドルフィン係留船舶に働く係留力について，日本航海学会論文集，第65号，1981年5月

15) 安藤定雄，星野邦弘：フーティング型浮体群に働く波強制力について，船舶技術研究所研究発表会講演集（第40回），1982年12月

16) 安藤定雄，影本浩，加藤俊司：要素浮体群に働く波強制力について，船舶技術研究所研究発表会講演集（第42回），1983年12月