

運輸省港湾技術研究所

港湾技術研究所 報告

REPORT OF
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH
INSTITUTE

MINISTRY OF TRANSPORT

VOL. 19

NO. 3

SEPT. 1980

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第19巻 第3号 (Vol. 19, No. 3), 1980年9月 (Sept. 1980)

目 次 (CONTENTS)

1. Oxygen Uptake by Resuspended Sediments
…Kiyoshi HOSOKAWA, Eiichi MIYOSHI and Tsuyoshi HORIE…… 3
(再浮遊した底泥の酸素消費実験……細川恭史・三好英一・堀江 毅)
2. 波高計群による方向スペクトルを用いた反射波推定法の検討
……合田良実……37
(Examination of the Resolution of Incident and Reflected Wave by
Means of Directional Spectra with a Wave Gauge Array……Yoshimi GODA)
3. 大型く(矩)形浮体の波浪中の動揺と係留力に関する研究(第1報)
—模型実験による検討—……高山知司・永井紀彦・菊地 治・諸石一幸……71
(Motions and Mooring Forces of a Rectangular Floating Body in
Wave (1st report)……Tomotsuka TAKAYAMA, Toshihiko NAGAI
Osamu KIKUCHI and Kazuyuki MOROISHI)
4. 大型く(矩)型浮体の波浪中の動揺と係留力に関する研究(第2報)
—数値シミュレーション手法について—……上田 茂・白石 悟…… 105
(Motions and Mooring Forces of a Rectangular Floating Body in
Wave (2nd report)……Shigeru UEDA and Satoru SHIRAIISHI)
5. 繰り返し荷重を受ける鉄筋コンクリートばりの疲労強度(第2報)
……上田 茂・小島 晃…… 145
(Study on Fatigue of Reinforced Concrete Beams
……Shigeru UEDA and Akira KOZIMA)
6. 係船岸におけるたわみ性控え工の設計法に関する研究……松並仁茂…… 191
(Studies on the Design Method of Flexible Anchorages of the
Quaywall……Hitoshige MATSUNAMI)

4. 大形矩形浮体の浮浪中の動揺と係留力に関する研究(第2報)

—数値シミュレーション手法について—

上 田 茂*・白 石 悟**

要 旨

本報告では、石油備蓄の一方式として注目されている洋上備蓄方式における、原油貯蔵船の波浪中の動揺と係留力について、数値シミュレーション手法を提案し、その評価を行った。

数値シミュレーション手法においては、波力および造波抵抗力の算定法が重要な検討項目である。本報告では、井島等によって提案された方法、すなわち、波力および流体力を直接三次元的に求める方法(手法A)と、二次元的波力などを位相差を考慮して積分して求める方法(手法B)とを比較した。その結果、原油貯蔵船の場合には手法Aと手法Bの結果に差がないこと、また、手法Bは取扱いが簡便でかつ計算時間が短いなどの利点を有することが明らかとなったので、数値シミュレーション手法として手法Bを採用することとした。

つぎに、数値シミュレーション計算結果と、当所で実施された模型実験結果とを比較した結果、数値シミュレーション手法において、造波抵抗力の計算値を若干修正することにより、計算値と実験値とを極めて良く一致させることができた。また、この修正値を用いて計算した不規則波中の浮体の動揺量および係留力は実験値と良く一致した。

以上の結果、本報告で提案する数値シミュレーション手法は原油貯蔵船の波浪中の動揺量および係留力を算定する妥当な方法であることを確認した。

* 構造部 海洋構造研究室長

** 構造部 海洋構造研究室

4. Motions and Mooring Forces of a Rectangler

Floating Body in Waves (2nd Report)

— On a numerical Simulation Method —

Shigeru UEDA*

Satoru SHIRAISHI**

Synopsis

For the purpose of oil stockpiling, floating oil storage system is remarked as one of the methods of oil storage. In this report numerical simulation method which computes motions and mooring forces of rectangler floating body in irregular waves is proposed and evaluated.

In the simulation method, it is important how to calculate wave forces and radiation forces. In this report, Method A and Method B are compared. Method A is proposed by Ijima and 3-dimensional wave forces and radiation forces are obtained directly. In Method B, wave forces and radiation forces are obtained by integration of 2-Dimensional wave forces and radiation forces considering phase differences. In the case of floating oil storage tank, wave forces and radiation forces computed by two methods are almost the same value. And Method B is easier to use and its computation time is shorter than that of Method A. Accordingly, Method B is chosen as a numerical simulation method in this report.

Nextly, numerical result is compared with the result of model experiment carried on in this institute. Computed values agree well with experimental values, by correcting radiation forces computed by numerical method.

Thus, numerical simulation method of floating body are confirmed as a reasonable method computing motions and mooring forces of floating oil storage tank in irregular waves.

* Chief of Offshore Structures Laboratory, Structures Division

** Member of Offshore Structures Laboratory, Structures Division

目 次

1. ま え が き	109
2. 動揺シミュレーション手法について	110
2.1 動揺シミュレーションの手順	110
2.2 手法A (ポテンシャル接続法)	113
2.3 手法B (断面分割法)	117
3. 手法Aと手法Bとの比較	118
3.1 手法Aにおける分割数および級数項の影響	118
3.2 手法Aと手法Bの計算値の比較	122
3.3 手法の選定	124
4. シミュレーション計算値と実験値との比較	124
4.1 動揺量の比較	124
4.2 流体力係数の修正	126
4.3 流体力係数修正後の計算値	128
5. 結 論	130
6. あとがき	130
謝 辞	130
参 考 文 献	131
記 号 表	131
付 録	
A 散乱波による力およびフルードクリロフ力	134
B 手法Aと手法Bによる波力, 付加質量, 減衰係数および動揺量の比較	136

1. まえがき

わが国の石油備蓄量は、昭和55年5月で民間および国家備蓄を合わせて99日分(6,900万kl)に達するといわれている。しかしながら、日本の石油備蓄水準は、欧米各国に比べるとなお低い。国際エネルギー機関(IEA)加盟21カ国の昭和54年1月現在の平均備蓄日数は135日で、カナダ1,720日、イギリス580日、アメリカ165日などかなり高水準である。このため、わが国では昭和57年度を目標に1,000万klの国家備蓄にとりかかり、将来は、3,000万klまで増強する計画である。

石油備蓄の方法としては陸上備蓄と洋上備蓄とがある。前者は従来とられてきた方式であり実績がある。後者は大型タンカーの建造技術を活用して約100万DWT級の直方体形状の貯蔵船を建造し、これを静穏な海域に係留して原油を貯蔵しようとするものである。貯蔵船1船当りの備蓄量が約80万klにもなるので、1タンク当りの原油貯蔵量は陸上備蓄の場合の7~8倍にもなる。したがって、貯蔵原油1l当りの設備投資費は30円となるので陸上備蓄と競合するといわれている。

このような大型の原油貯蔵船を台風や季節風などの荒天時においても安全に係留するためには、荒天時に波・風・流れなどの大きな外力が作用した際の原油貯蔵船の動揺量を正確に算定しうる技術が、また、これらの諸量が泊地内における原油貯蔵船相互および原油貯蔵船と係留施設との位置関係からみて許容できる値であるかどうかを判定する技術が、さらに、原油貯蔵船と係留施設との相互作用力を求めて、原油貯蔵船および係留施設の設計荷重を定める技術が重要である。

原油貯蔵船の台風時の動揺シミュレーション法では、一般の船舶に関する手法^{1),2),3)}と同様に、まず浮体に作用する外力と浮体の動揺に伴って生ずる流体力あるいは造波抵抗力や係留系の反力などを算定し、これらを運動方程式に組入れ、ついでこれを数値積分して動揺量を算定する。浮体はサージ(前後動)、スウェイ(左右動)、ヒープ(上下動)の並進運動成分と、ロール(左右揺)、ピッチ(前後揺)、ヨウ(船首揺)の回転運動成分の合計6自由度の運動成分を有する。これらの運動成分は相互に連成しているため運動方程式は6元の連立微分方程式となる。

原油貯蔵船に作用する外力には、風、流れおよび波によるものがある。これらの外力は流れによる力を除いては時間的にも空間的にも変動する不規則変動荷重である。また、原油貯蔵船の係留にはドルフィンと防げん材やチェーンなどが用いられる。これらの係留施設の荷重

と変位の関係は一般に非線形である。このように、非線形な特性を有する係留系に係留された浮体の動揺シミュレーション手法としては、浮体に作用する外力の時系列を求め、これを運動方程式に組込み、数値積分法により時々刻々積分して、動揺量や相互作用力の時刻歴解を求めるのがよいと考えられる。今日では電子計算機の性能も向上し、また、後に述べるように数値積分法にも改良が加えられているので、台風時の原油貯蔵船の動揺シミュレーションを行うことはそう難しいことではない⁴⁾。

浮体に作用する外力のうち、その算定法が複雑であるものは波力である。また、浮体の動揺に伴って生ずる流体力の算定についても同様である。浅海域に係留された浮体について波力や流体力を算定する方法としては、井島ら^{5),6)}が提案してしている手法、つまり、グリーン函数を用いて領域分割法を拡張して直接三次元的に解く方法と、二次元断面に作用する波力などを積分して求める方法(断面分割法)とがある。ここでは前者を手法A、後者を手法Bと略称することにする。

手法Aは二次元断面に対するポテンシャル接続法をグリーン函数を用いて三次元問題に拡張したものであるから、三次元浮体の各流体域におけるポテンシャルの連続条件が満足されている。しかし、この方法を用いて波力および流体力を精度良く求めようとすると、分割長が1波長の1/10前後になるように浮体を分割しなければならない。したがって、入射波長より長さが長い原油貯蔵船の場合には分割数も多くなる。また、速度ポテンシャルは無無限級数で表わされているので、精度を上げるためにはこの級数の項数をできるだけ多く取る必要がある。ところが、ポテンシャル接続法では分割数と級数の項数の積に相当する数だけの微分方程式を連立させて解かねばならない。すなわち、原油貯蔵船の場合には連立方程式の数が120以上になる。連立方程式の数が120を越えると、電子計算機を用いてもその解を得るのはやや面倒になる。

これに対し手法Bは、浮体を10~20程度の要素断面に分割して、各断面で二次元浮体に作用する波力および流体力を求める。その後、これらを長さ方向に積分して三次元浮体の波力および流体力を算定するものである。したがって、手法Bでは各断面間のポテンシャルの連続条件は満たされておらず、その意味では近似的な取扱いと言わねばならない。なお矩形断面浮体に作用する二次元波力および造波抵抗力の算定法については井島⁷⁾や木原⁸⁾などの研究成果がある。

通常、浮体の長さとの比(細長比)が大きい場合には、本来三次元的な取扱いをする必要があっても近似的に二次元問題として取扱ってよい場合が多い。しか

し、原油貯蔵船の場合にはこの比が4対1程度であり、この程度の細長比では二次元的問題として取扱って良いとはいえない。

そこで、本報告では、まず、手法Aにおける浮体の分割数およびポテンシャル級数の項数が浮体の動揺量の計算値に及ぼす影響を調べ、精度良い計算をするのに必要な分割数および項数を求める。ついで、手法Bを用いて浮体の動揺量の計算値を求め、手法Aの結果との比較を行う。その結果、原油貯蔵船の台風時の動揺シミュレーション手法としては、手法Bを用いてよいことを明らかにする。

また、原油貯蔵船の波浪中の動揺に関して当研究所で模型実験が実施されている⁹⁾。模型実験では波力や流体力の測定は行われてはいないが、動揺量の測定がなされ

ているので、動揺量についてシミュレーション計算結果と実験結果とを比較することにする。その結果、ここで示す動揺シミュレーション手法による計算値は、流体力係数に一部修正を加えて計算することによって模型実験結果とよく一致することを明らかにする。

以上の検討の結果、原油貯蔵船のような、直方体の大型浮遊構造物の動揺解析を行うにあたって、現段階でも適切と思われるシミュレーション手法を提示することとする。

2. 動揺シミュレーション手法について

2.1 動揺シミュレーションの手順

先にも述べたように、非線形な荷重変形特性を持つ係留系に係留された超大型の浮体が、不規則変動荷重を受

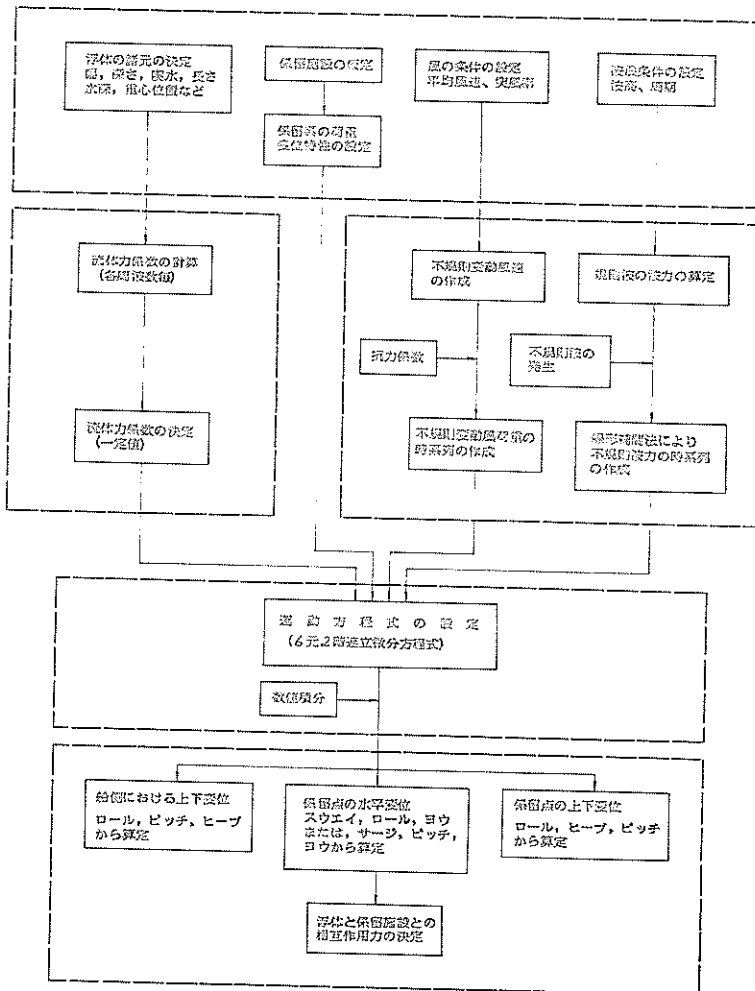


図-2.1 数値シミュレーションのフローチャート

ける場合の動揺解析は、数値シミュレーションによって浮体の動揺量および係留施設との相互作用力の時刻歴解を求めるのがよいと考えられる。動揺シミュレーションの手順をフローチャートに示すと図-2.1のようになる。図-2.1の動揺シミュレーションのフローチャートは大きく5つのブロックに分けられる。すなわち、A. 入力条件の設定、B. 外力の計算、C. 流体力の計算、D. 運動方程式の積分、E. 浮体の動揺量および相互作用力の計算である。本節では、そのうち、B, C, Dについて略述する。なお、波力および流体力については以下の節でさらに詳しく説明を加えることとする。

(1) 外力の計算

a. 波力

不規則波の波力は波スペクトルを用いて不規則波を発生させ、不規則波の成分波に対する波力を位相差を考慮して合成する。

実際には、あらかじめ任意に約20種類の周波数の波を選定し、それらの波に対して個々に波力を計算し、いわゆる波力テーブルを作成する。この際注意しなければならないことは、浮体に作用する波力は周波数依存性が極めて大きいので、僅かの周波数の違いに対しても波力が大幅に増減することである。すなわち、浮体の長さが波長の整数倍になると、浮体全体に作用する波力は0になる。したがって、波力テーブルを作成するにあたっては、浮体の寸法と波長との関係に留意する必要がある。ついで、適切なスペクトル形、たとえば、ブレッグシュナイダー・光易のスペクトルに基づいて不規則波を発生させ、各成分波に対する波力を求めて、これを位相差を考慮して合成する。なお、発生させた不規則波の成分波の周波数が、先に選定した波の周波数と一致しない場合には、波力テーブルにおいて当該周波数の前後の周波数の波に対する波力を用いて線形補間することにする。

不規則波のスペクトルは周波数スペクトルと方向分布関数の積で示し、周波数スペクトルとしては浅海域における風波の特性をよく表わしているといわれる式(2.1)のブレッグシュナイダー・光易の式^{(10), (11)}、または式(2.2)のISSC(国際船体構造会議)の式⁽¹²⁾を用いる。また、方向分布関数としては後述の式(2.8)を用いることとする。

$$S(f) = 0.257 H_{1/10}^2 T_{1/10}^{-1} f^{-5} \exp[-1.03(T_{1/10} f)^{-4}] \quad (2.1)$$

$$S(f) = 0.11 H_{1/10}^2 T_{1/10}^{-1} f^{-5} \exp[-0.44(T_{1/10} f)^{-4}] \quad (2.2)$$

式(2.2)のスペクトルは設計波がスペクトル法による波浪推算資料に基いて定められているときに適用するこ

とができる。ここに T_1 は式(2.3)のように周波数スペクトルの0次および1次モーメントの比として求められる代表周期の1つである。

$$T_1 = m_0 / m_1 \quad (2.3)$$

$$m_n = \int_0^\infty f^n S(f) df \quad (2.4)$$

ここに、 $H_{1/10}$: 有義波高、 $T_{1/10}$: 有義波高の周期、 f : 周波数である。

式(2.2)の T_1 を

$$T_1 = 0.772 T_P, \quad T_P = 1.05 T_{1/10} \quad (2.5)$$

とすると、式(2.1)と式(2.2)は全く同形となる⁽¹³⁾。ここに、 T_P はスペクトルのピークの周波数に対応する周期である。

式(2.1)または式(2.2)によって周波数スペクトルが与えられれば、1次元数値シミュレーションにおける不規則波の成分波は式(2.6)で与えられる⁽¹⁴⁾。

$$\zeta_n = \sqrt{2} \int_{f_{n-1}}^{f_n} S(f) df \cos\{k_n x - \sigma_n t + \varepsilon_n\} \quad (2.6)$$

ここに、 k_n は波数 ($\lambda_n / 2\pi$)、 σ_n は角周波数、 ε_n は位相である。したがって、不規則波は式(2.7)で与えられる。

$$\zeta = \sum_{n=1}^N \zeta_n \quad (2.7)$$

つぎに、方向分布関数は周波数の関数ではなく、しかも、取扱いが簡単な式(2.8)に示されるものを使用する⁽¹⁵⁾。

$$F(\theta, \theta_{\max}) = \frac{2l!}{(2l-1)! 12\theta_{\max}} \cos^{2l}\left(\frac{\pi}{2} \frac{\theta}{\theta_{\max}}\right) \quad (2.8)$$

ここに、 θ : 波の主方向、 θ_{\max} : 主方向からの最大角度、 l は任意の正の整数である。

b. 風圧力

風圧力は一般に式(2.9)で与えられる。

$$F_w = \frac{1}{2} \rho C_D A U^2 \quad (2.9)$$

ここに、 F_w : 風圧力 (kgf)、 C_D : 風抗力係数、 A : 風圧面積 (m^2)、 U : 風速 (m/s)、 ρ : 空気の密度 $= 0.125 \text{ kgf} \cdot s^2 \cdot m^{-4}$ である。

風抗力係数は、浮体の寸法、載貨状態およびレイノルズ数などの影響を受けるので、原則として風洞実験によって求めることが望ましい。ここでは、そのようにして得られた抗力係数を用いるものとする。

式(2.9)で、風速 U としては従来平均風速をとることが多かった。しかし、風は時間的にも空間的にも変動している変動風であるので、ここでは変動風としての取扱いをする。時間的な変動風速の周波数スペクトルとしてはダーベンポート⁽¹⁶⁾や日野⁽¹⁷⁾が算定式を提示している。ダーベンポートのスペクトルは欧米における強風の実測

値に基いて作成されたものである。また、日野の周波数スペクトルは、ダーベンポートの周波数スペクトルでは長周期の変動風成分のエネルギー密度が小さいので、これを修正するとともに高度の影響を加味したものである。

ダーベンポートおよび日野の周波数スペクトルはそれぞれ式(2.10)および式(2.11)で与えられる。

$$fS_u(f) = 4K_r U_{10}^3 \frac{X^2}{(1+X^2)^{1/3}}, \quad X = 1200f/U_{10} \quad (2.10)$$

$$S_u(f) = 2.856 \frac{K_r U_{10}^3}{\beta} \left[1 + \left(\frac{f}{\beta} \right)^2 \right]^{-5/6}$$

$$\beta = 1.169 \times 10^{-3} \frac{U_{10} \alpha}{\sqrt{K_r}} \left(\frac{z}{10} \right)^{2m-1} \quad (2.11)$$

ここに、 U_{10} は基準高度10mにおける平均風速、 K_r は基準高度の風速で定義した表面の摩擦係数で、海上では $K_r=0.003$ が適当であるとされている。また、 α は風速の鉛直分布をべき法則で表わしたときのべき指数 $[U \propto (z/10)^\alpha]$ 、 z は地表面または水面上の高さ、 m は大気安定度に関する修正係数であって暴風雨に対しては $m=2$ とされている。

風速50mの風についてダーベンポートと日野のスペクトルとを比較すると、おおよそ0.012Hz~0.12Hz(83秒~8.3秒)の周波数に対しダーベンポートの周波数スペクトルの変動風成分のエネルギー密度が大きく、その他の周波数では日野の周波数スペクトルの変動風成分のエネルギー密度が大きい。図-2.2はそれを図示したものである。

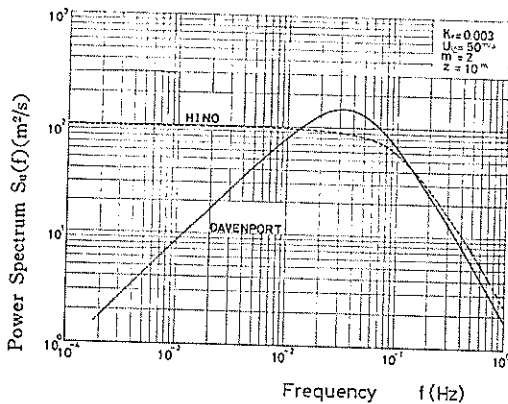


図-2.2 ダーベンポートと日野の変動風スペクトル

実際に原油貯蔵船の係留施設を設計する際に、これらの周波数スペクトル形のいずれを用いるかを決定するには、広汎な実測値との比較検討を行なわねばならない。実測スペクトルは現在のところまだ数が少ないが、2, 3の

測定例をみてみると実測値のスペクトルはダーベンポートのスペクトルと日野のスペクトルの中間の値を示している¹⁹⁾。なお、この実測例では、周期が100秒程度以上の長周期の変動風成分については測定機器の特性上、精度の良い値が得られていないが、これは現在のところやむを得ないことであろう。したがって、両者のうちいずれを用いるべきかを定めることはなかなか容易ではないが後に述べるように原油貯蔵船の係留時の動揺周期が50秒から10秒(0.02Hz~0.1Hz)の間にあるので、本報告で動揺シミュレーションを実施する場合には、この範囲の周波数に対する変動風成分のエネルギー密度が大きい、ダーベンポートの周波数スペクトルを用いることにした。

変動風のスペクトルを用いて変動風圧力を求める場合には、平均風速を \bar{U} 、風速の変動分を $u(t)$ とし、 $U = \bar{U} + u(t)$ として式(2.9)より求める。数値シミュレーションの各タイムステップ(時刻)における変動風速 $u(t)$ の発生手法は不規則波の場合と同じである。

なお、風の空間的変動については現地観測データが少なく、あまり十分なことが分っていない。一般論として、風の空間変動が浮体の動揺に及ぼす影響を調査する際には、大気流の乱れのスケールについて検討し、浮体の動揺が係留施設にもっとも大きな影響を及ぼすような大気流の乱れのスケールを考慮すべきである。しかし、原油貯蔵船の場合には空間的には一様風であるとして計算すれば安全側であることが報告されている¹⁸⁾。

c. その他の外力

波および風による外力の他に、流れによる力や波の非線形性に起因する漂流力などがある。これらの力は、前掲の2つの外力に比べてはるかに小さく、また、その変動性も周期が非常に長く緩慢であるので、ここでは定常外力として取扱う。なお、原油貯蔵船に限らず、船舶の係留においても問題となるスロードリフト現象については、現在いくつかの取扱い手法が提案されているが¹⁹⁾²⁰⁾²¹⁾²²⁾、本報告に示す動揺シミュレーション手法ではそれらのいずれの方法をも導入していない。今後、現地観測や模型実験などを重ねてそれらの方法の評価を行った後、取扱い手法を決定したいと考えている。

(2) 流体力係数

原油貯蔵船のような浮体が外力の作用を受けて動揺すると、浮体の動揺に伴って浮体の周辺に波が発生する。これを造波現象と呼ぶ。このとき、浮体は静止している水面に働きかけて波を起こすわけであるから、浮体には水の抵抗力が作用することになる。この抵抗力は造波抵抗力あるいは流体力と呼ばれる。流体力は浮体の運動に

起因する力であるので、加速度に比例する成分と速度に比例する成分とに分離できる。前者は付加質量に相当する項として、後者は減衰に相当する項として評価できる。そこで、加速度に比例する流体力を $M\sigma^2$ で除したものは付加質量係数となり、速度に比例する項を $M\sigma$ で除したものは減衰係数となる。付加質量係数および減衰係数を総称して流体力係数ともいう。

このほか、減衰抵抗に相当する造波抵抗には速度の自乗に比例するいわゆる抗力が存在する。抗力は非線形となるので、そのままではポテンシャル場の解析に用いることができない。ただし、線形減衰力が非線形減衰力より卓越するような場合には、非線形減衰力を近似的に線形減衰力として取扱うことができる。非線形減衰力は理論的に求めることができないので実験などにより求めることになる。その結果、線形減衰係数を補正し非線形減衰の効果を取入れることになる。

流体力係数は波力と同様に周波数の関数であるので、あらかじめ周波数毎に計算しておく。しかし、係留系の荷重変形特性が非線形である場合には、浮体の動揺周波数特性は係留系の特性によって影響されるので、不規則波の各成分波に対する流体力係数を単純に重ねあわせていくだけでは正確な計算ができない。したがって、波スペクトルの重み付け平均を行って得られた代表周期に対する流体力係数か、あるいは、浮体の係留時の固有周期に相当する流体力係数などを用いる。すなわち、流体力係数を修正する必要がある²³⁾。

(3) 運動方程式

来襲波浪中で運動する浮体に作用する波による力としては、つぎの4つが考えられる。

- a. フルードクリロフの力 (Froud-Kriloff Force)
- b. 散乱波による力 (Diffraction Force)
- c. 造波抵抗 (Radiation Force)
- d. 静的復原力 (Stability force)

フルードクリロフの力と散乱波による力の和は固定状態にある浮遊構造物に作用する波強制力に相当する。すなわち前者を $F^{F.K}$ 、後者を F^d とする固定状態の浮体に作用する力は $F = F^{F.K} + F^d$ となる。

また、造波抵抗と静的復原力は浮体の運動に伴って生ずる力である²⁴⁾。

このほか、浮体に作用する力としては

- e. 風による力
- f. 流れなどによる定常外力
- g. 係留系による反力

などがある。これらを取りまとめて運動方程式を作るが、これを数式で一般的に表示するとつぎのようになる。なお、ここでは運動方程式の一般形として二次元表示を用いたが、後の章節では表示法を若干変えて記述する。

$$\sum_{j=1}^6 \{ (M_{ij} + K_{ij}) \ddot{x}_j + N_{ij} \dot{x}_j + C_{ij} x_j | \dot{x}_j | + B_{ij} x_j + R_{ij}(x_j) \} = F_{0i} + F_i \cos(\sigma t + \epsilon_i) \quad (2.12)$$

ここに、

- M_{ij} : i 方向の強制力による j 方向の運動成分に対する質量 (慣性モーメント), (kg または $\text{kg}\cdot\text{m}^2$)
- K_{ij} : i 方向の強制力による j 方向の運動成分に対する付加質量 (付加慣性モーメント), (kg または $\text{kg}\cdot\text{m}^2$)
- N_{ij} : i 方向の強制力による j 方向の運動成分に対する線形減衰係数 (kg/s または $\text{kg}\cdot\text{m}^2/\text{s}$)
- C_{ij} : i 方向の強制力による j 方向の運動成分に対する非線形減衰係数 (kg/m または $\text{kg}\cdot\text{m}^2$)
- B_{ij} : i 方向の強制力による j 方向の運動成分に対する静的復原力係数 (kg/s² または $\text{kg}\cdot\text{m}^2/\text{s}^2$)
- $R_{ij}(x_j)$: i 方向の強制力による j 方向の運動成分に対する係留系の反力 (kg·m/s² または $\text{kg}\cdot\text{m}^2/\text{s}^2$)
- F_{0i} : 定常外力を含む高次の外力 (風圧力, 流れによる力など) (kg·m/s² または $\text{kg}\cdot\text{m}^2/\text{s}^2$)
- F_i : i 方向へ傾く波強制力 (kg·m/s² または $\text{kg}\cdot\text{m}^2/\text{s}^2$)
- σ : 波強制力の角周波数 (s⁻¹)
- ϵ_i : 位相差

である。ただし、 $i, j=1, 2, \dots, 6$ で、 x_j は運動のモードを示し、 x_1 =サージ、 x_2 =スウェイ、 x_3 =ヒープ、 x_4 =ロール、 x_5 =ピッチ、 x_6 =ヨウである。

式(2.12)は6元2階連立微分方程式である。ここでは浮体に作用する波力や風圧力が不規則外力であり、また、係留系の特性が非線形であるので風圧力および波強制力を時系列で与え、数値積分を行って式(2.12)の解を求める。数値積分法としては、Newmarkの β 法、Runge-Kutta-Gill法、Wilsonの θ 法²⁵⁾などがよく用いられている。ここでは、タイムステップ Δt を比較的大きくとることができ、かつ、精度も良いとされているWilson- θ 法を用いることとする。なおタイムステップ Δt は周波数スペクトルの代表周期の20分の1以下となるようにするとよい。実船に対しては、 $\Delta t=0.4\text{s}$ になる。

数値積分の結果、浮体の6成分の動揺量およびそれに伴う浮体と係留施設との相互作用力が得られるわけである。

2.2 手法A (ポテンシャル接続法)

注) モーメントに関する場合

(1) 速度ポテンシャル

ここでは、井島他による領域分割法による直方体形状の浮体（以下では矩形浮体と略称する）に作用する波力および流体力の算定方法について述べる。なお、ここでは原論文を抜粋して簡単に記述するので詳細については原論文を参照されたい。

いま、図-2.3に示すように、水深 h の海域に矩形浮体

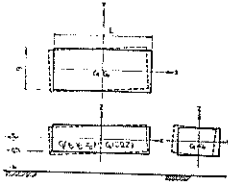


図-2.3 井島の領域分割法の浮体モデル

が係留されているとする。この浮体に周波数 σ の規則波が x 軸と χ なる角度から入射し、そのため浮体は周期的な微小運動をするものとする。座標軸は x, y 軸を静水面にとり、 z 軸を浮体の中心を通り鉛直上方にとる。また、矩形の辺長を x 軸および y 軸に対して、それぞれ、 L, B 、浮体の喫水を $qh(1 > q > 0)$ 、静止時の重心位置を $G_0(0, 0, \bar{z})$ 、時刻 t における重心位置を $G_t(x_G, y_G, z_G)$ とする。浮体は並進運動をすると共に、 x, y, z 軸に対して、 φ, θ, ψ の回転を行うが、これらの変位と回転角度の複素振幅をそれぞれ、 ξ^*, η^*, ζ^* 、および、 $\omega_x^*, \omega_y^*, \omega_z^*$ とする。以上の諸量の関係は式(2.13)で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} x_G &= \xi^* e^{-i\sigma t}, y_G = \eta^* e^{-i\sigma t}, z_G = \bar{z} + \zeta^* e^{-i\sigma t} \\ \varphi &= \omega_x^* e^{-i\sigma t}, \theta = \omega_y^* e^{-i\sigma t}, \psi = \omega_z^* e^{-i\sigma t} \end{aligned} \right\} \quad (2.13)$$

流体を非粘性非圧縮流体とすると速度ポテンシャルが存在する。柱体の周辺（領域 I）および柱体の底面下（領域 II）の速度ポテンシャルをそれぞれ、 $\phi_1(x, y, z)e^{-i\sigma t}$ 、および、 $\phi_2(x, y, z)e^{-i\sigma t}$ とすると、 ϕ_1, ϕ_2 はつぎのラプラスの方程式を満足する。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.14)$$

ここで入射波は波数 k 、角周波数 σ の余弦波とする。

$$\zeta = \zeta_0 \exp[-i(kx \cos \chi + ky \sin \chi + \sigma t)] \quad (2.15)$$

境界条件および連続条件を考慮して、式(2.14)を満足する速度ポテンシャルを領域 I および領域 II についてそれぞれつぎのように仮定する。

$$\phi_1 = \frac{g\zeta_0}{\sigma} (f_0 + f_1) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh}$$

注) 外域では $f_1(x, y), f_1^{(n)}(x, y)$ が存在し、内域では $\varphi_0(x, y), \varphi_0(x, y)$ が存在する。また、境界線上では $f_1(\xi, \eta), f_1^{(n)}(\xi, \eta), \varphi_0(\xi, \eta), \varphi_0(\xi, \eta)$ が存在する。

$$+ \frac{g\zeta_0}{\sigma} \sum_{n=1}^{\infty} f_1^{(n)} \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} \phi_2 &= \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[\varphi_0 + \sum_{s=1}^{\infty} \varphi_s + \cos \bar{s}(z+qh) \right. \\ &\quad \left. + i \frac{\sigma^2 h}{2\bar{q}g\zeta_0} \left\{ (-\zeta^* - \omega_x^* y + \omega_y^* x) \left(1 + \frac{z}{h}\right)^2 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{4h^2} (2\zeta^* + \omega_x^* y - \omega_y^* x)(x^2 + y^2) \right\} \right] \quad (2.17) \end{aligned}$$

ここに、 g は重力の加速度、 k および k_n は次式の根である。

$$kh \tanh kh = -k_n h \tan k_n h = \sigma^2 h / g \quad (2.18)$$

式(2.16)の f_0 は入射波に対する速度ポテンシャルで式(2.19)で与えられる。

$$f_0(x, y) = -i \exp[-ik(x \cos \chi + y \sin \chi)] \quad (2.19)$$

また、 $\bar{s} = s\pi / \bar{q}h$ (s は整数、 $\bar{q} = 1 - q$) である。

式(2.16)および式(2.17)の右辺に現われる関数 $f_1, f_1^{(n)}, \varphi_0, \varphi_s$ は、両式を式(2.14)に代入した結果得られるつぎの Helmholtz の方程式を解くことによって得られる。

$$\frac{\partial^2 f_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_1}{\partial y^2} + k^2 f_1 = 0 \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial^2 f_1^{(n)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_1^{(n)}}{\partial y^2} - k_n^2 f_1^{(n)} = 0 \quad (n=1, 2, \dots) \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial y^2} = 0 \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_s}{\partial y^2} - \bar{s}^2 \varphi_s = 0 \quad (\bar{s} = s\pi / (1-q)h) \quad (2.23)$$

$f_1, f_1^{(n)}, \varphi_0, \varphi_s$ をグリーン関数を用いて変換し、式(2.20)~(2.23)を積分方程式に変換する。さらに、境界線 D を有限個 (N 個) のセグメントに分割して、積分 $\int_D (\quad) ds$ を有限和で近似すると、 $f_1, f_1^{(n)}, \varphi_0, \varphi_s$ の値はそれらの D 上の値と D 上での $\bar{f}_1, \bar{f}_1^{(n)}, \bar{\varphi}_0, \bar{\varphi}_s$ の値とにより次のように表わされる。ただし、 $\bar{f}_1, \bar{f}_1^{(n)}, \bar{\varphi}_0, \bar{\varphi}_s$ は D における外向き法線を ν として得られる $f_1, f_1^{(n)}, \varphi_0, \varphi_s$ の D における法線微分値である。また、セグメント内では $f_1, f_1^{(n)}, \varphi_0, \varphi_s, \bar{f}_1, \bar{f}_1^{(n)}, \bar{\varphi}_0, \bar{\varphi}_s$ は一定とする。

$$f_1(i) = -\frac{1}{2} \sum_{j=1}^N [\bar{A}_{ij} f_1(j) - A_{ij} \bar{f}_1(j)] \quad (2.24)$$

$$f_1^{(n)}(i) = -\frac{1}{2} \sum_{j=1}^N [\bar{B}_{ij} f_1^{(n)}(j) - B_{ij} \bar{f}_1^{(n)}(j)] \quad (2.25)$$

$$\varphi_0(i) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N [\bar{E}_{ij} \varphi_0(j) - E_{ij} \bar{\varphi}_0(j)] \quad (2.26)$$

$$\varphi_s(i) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N [\bar{F}_{ij} \varphi_s(j) - F_{ij} \bar{\varphi}_s(j)] \quad (2.27)$$

ただし、境界線 D 上の任意の点は (ξ, η) 、境界の外域および内域の点は (x, y) で表わすものとし、 $f_1(j), f_1^{(n)}(j)$ などは、 $f_1(\xi_j, \eta_j), f_1^{(n)}(\xi_j, \eta_j)$ などと表わすものとする。ここに $i, j=1, 2, \dots, N$ は周辺分割数、 n は周辺の

ポテンシャルの無限級数項の項数, s は底面のポテンシャルの無限級数項の項数である。なお, 式 (2.24)~(2.27) の \bar{A}_{ij}, A_{ij} などの詳細については文献⁹⁾ を参照されたいが, たとえば, \bar{A}_{ij} は

$$\bar{A}_{ij} = \int_{\Delta s_j} \left(-\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kR_{ij}) k ds \right) \quad (2.28)$$

で表わされる。ここに, Δs_j は N 個の小要素を表わす。

$$\Delta s_j = \frac{1}{2} \sqrt{(\xi_{j+1} - \xi_{j-1})^2 + (\eta_{j+1} - \eta_{j-1})^2} \quad (2.29)$$

(2) 浮体に作用する波力

浮体に作用する波力は以下の諸式によって与えられる。

a. 浮体側面の圧力

$$P_1 = i\rho\sigma\phi_1 \quad (-qh \leq z \leq 0) \quad (2.30)$$

b. 浮体底面の圧力

$$P_2 = i\rho\sigma\phi_2 \quad (z = -qh) \quad (2.31)$$

c. 水平波力の x, y 成分

$$P_x = -\sum_{j=1}^N \int_{-qh}^0 P_1 dy_j dz \quad (2.32)$$

$$P_y = \sum_{j=1}^N \int_{-qh}^0 P_1 dx_j dz \quad (2.33)$$

d. 鉛直波力

$$P_z = \int_S P_2 dz \quad (S \text{ 底面}) \quad (2.34)$$

e. 浮体に作用する全モーメントの x 成分 (x 軸まわり)

$$T_x = -\sum_{j=1}^N \int_{-qh}^0 (z - \bar{z}) P_1 dx_j dz + \int_S y P_2 dA \quad (2.35)$$

f. 浮体に作用する全モーメントの y 成分 (y 軸まわり)

$$T_y = -\sum_{j=1}^N \int_{-qh}^0 (z - \bar{z}) P_1 dy_j dz - \int_S x P_2 dA \quad (2.36)$$

g. 浮体に作用する全モーメントの z 成分 (z 軸まわり)

$$T_z = \sum_{j=1}^N x_j dx_j \int_{-qh}^0 P_1 dz + \sum_{j=1}^N y_j dy_j \int_{-qh}^0 P_1 dz \quad (2.37)$$

(3) 静水圧および復原モーメント

a. 静水圧

$$W_z = -\rho g \zeta^* \int_S dA \quad (2.38)$$

b. 復原モーメント

イ 底面からの復原モーメント $W_z^{(1)}$ および $W_y^{(1)}$

$$W_z^{(1)} = \int_S -\rho g z(y) y dA \doteq -\rho g \omega_1^* \int_S y^2 dA \quad (2.39)$$

$$W_y^{(1)} = \int_S -\rho g z(x) x dA \doteq \rho g \omega_2^* \int_S x^2 dA \quad (2.40)$$

ロ 側面からの復原モーメント

$$W_z^{(2)} = -\int_A (-\rho g z) \times (z - \bar{z}) n_z dS \quad (2.41)$$

$$W_y^{(2)} = -\int_A (-\rho g z) \times (z - \bar{z}) n_y dS \quad (2.42)$$

ハ 全復原モーメント

$$W_x = W_x^{(1)} + W_x^{(2)} \quad (2.43)$$

$$W_y = W_y^{(1)} + W_y^{(2)} \quad (2.44)$$

(4) 係留系による拘束力

浮体の任意の点に係留系による拘束力が作用するものとする。いま, 浮体の重心の変位を拘束力作用点の変位に変換する。重心の変位および作用点の変位および作用点の変位をそれぞれ u_G, u_j とすると,

$$u_j = A u_G \quad (2.45)$$

が成立する。ただし,

$$x_G = \begin{bmatrix} x_G \\ y_G \\ z_G \end{bmatrix}, \quad x_j = \begin{bmatrix} x_j \\ y_j \\ z_j \end{bmatrix}, \quad \theta_G = \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \theta_2 \\ \phi_3 \end{bmatrix}, \quad \theta_j = \begin{bmatrix} \phi'_1 \\ \theta'_2 \\ \phi'_3 \end{bmatrix} \quad (2.46)$$

$$u_G = \begin{bmatrix} x_G \\ \theta_G \end{bmatrix}, \quad u_j = \begin{bmatrix} x_j \\ \theta_j \end{bmatrix} \quad (2.47)$$

ここに, x_G : 重心の並進変位, θ_G : 重心の回転, x_j : 作用点の変位, θ_j : 作用点の回転である。

また, A は変換行列で,

$$A = \left. \begin{array}{cccccc} 1 & 0 & 0 & 0 & -L_x & L_y \\ 0 & 1 & 0 & L_x & 0 & -L_x \\ 0 & 0 & 1 & -L_y & L_x & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{array} \right\} \quad (2.48)$$

$$L = \begin{bmatrix} L_x \\ L_y \\ L_z \end{bmatrix} = r_G - r_j$$

ここに, r_G : 重心の位置ベクトル, r_j : 作用点の位置ベクトルである。いま拘束力の方向を, 浮体が変位する前の作用点と支点とを結ぶ方向とし, この方向の単位ベクトルを e , 拘束力を R とすると,

$$R = R e \quad (2.49)$$

$$R = |R| = |R(e \cdot x_j)| \quad (2.50)$$

$$e = (r_i - r_j) / |r_i - r_j| = (e_i^T, e_j^T, e_k^T) \quad (2.51)$$

ここに, $R(e \cdot x_j)$ は拘束力, r_i : 支点の位置ベクトルである。

式 (2.45)~(2.48) により, 作用点の変位 x_j は次式で与えられる。

$$x_j = \begin{bmatrix} x_j \\ y_j \\ z_j \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x_G - \theta L_x + \phi L_y \\ y_G + \phi L_x - \theta L_x \\ z_G - \phi L_y + \theta L_x \end{bmatrix} \quad (2.52)$$

したがって, 式 (2.49) および (2.50) により, 拘束力 $R = (R_x, R_y, R_z)$ は $R_x = R(x), R_y = R(y), R_z = R(z)$ を用いて表わされる。また, 支点および作用点を結ぶ方向での変形量 x, y, z は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 x &= e_1^T \{ e_1^T (x_G - \theta L_x + \phi L_y) + e_2^T (y_G + \phi L_z - \phi L_x) \\
 &\quad + e_3^T (x_G - \phi L_y + \theta L_x) \} \\
 y &= e_1^T \{ e_1^T (x_G - \theta L_x + \phi L_y) + e_2^T (y_G + \phi L_z - \phi L_x) \\
 &\quad + e_3^T (x_G - \phi L_y + \theta L_x) \} \\
 z &= e_2^T \{ e_1^T (x_G - \theta L_x + \phi L_y) + e_2^T (y_G + \phi L_z - \phi L_x) \\
 &\quad + e_3^T (x_G - \phi L_y + \theta L_x) \}
 \end{aligned}
 \tag{2.53}$$

また、拘束力によるモーメント $M = (M_x, M_y, M_z)$ は次式で与えられる。

$$M = \begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix} = -L \times R = \begin{bmatrix} L_x R_y - L_y R_x \\ L_x R_z - L_z R_x \\ L_y R_z - L_z R_y \end{bmatrix}
 \tag{2.54}$$

なお、ここでは、拘束力を一般形で表わしているが、後述する式(2.56)の運動方程式を解いて浮体の動揺量を求める場合には拘束力は線形でなければならぬ。

(5) 運動方程式および解の計算

浮体の運動方程式は式(2.55)のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned}
 -\sigma^2 M x_G &= P_x + R_x \\
 -\sigma^2 M y_G &= P_y + R_y \\
 -\sigma^2 M z_G &= P_z + R_z + W_z \\
 -\sigma^2 (I_{xx} \omega_x^* + I_{xy} \omega_y^* + I_{xz} \omega_z^*) &= T_x + M_x - W_x \\
 -\sigma^2 (I_{yx} \omega_x^* + I_{yy} \omega_y^* + I_{yz} \omega_z^*) &= T_y + M_y - W_y \\
 -\sigma^2 (I_{zx} \omega_x^* + I_{zy} \omega_y^* + I_{zz} \omega_z^*) &= T_z + M_z
 \end{aligned} \right\}
 \tag{2.55}$$

ここに、 $R_x, R_y, R_z, M_x, M_y, M_z$ は係留点の拘束力および拘束モーメント、 W_z は静水圧、 W_x, W_y は復原モーメント、 I_{ij} は慣性テンソルである。

式(2.55)に、式(2.32)~(2.38), (2.43), (2.44), (2.53), (2.54)を代入すると、式(2.55)は $f_1, f_1^{(n)}, \varphi_0, \varphi, \xi^*, \eta^*, \zeta^*, \omega_x^*, \omega_y^*, \omega_z^*$ を未知数とする方程式で表わされる。また、式(2.24)~(2.27)に表わされるように、 $f_1, f_1^{(n)}, \varphi_0, \varphi$ は相互に一次結合で表わされている。したがって、式(2.24)~(2.27)と式(2.55)から連立方程式を導き、これを解けば、浮体の動揺量 $\xi^*, \eta^*, \zeta^*, \omega_x^*, \omega_y^*, \omega_z^*$ などを求めることができる。いま、簡単のために、 $j=1 \sim N, n=s=1$ として連立方程式をマトリックス表示すると式(2.56)を得る。 n または s が 1 以上の場合には、式(2.56)で nN または sN だけマトリックスが大きくなる。ただし、 N は周辺分割数、 n は周辺領域のポテンシャルの級数項、 s は底面領域のポテンシャルの級数項である。

注) ただし、この場合には入射波は存在しないので、たとえば P_x (式(2.32))などで、 $f_1(j)=0$ とする。

$$\underbrace{\begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} & a_{15} \\ & a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} & a_{25} \\ & & a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} & a_{35} \\ & & & a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} & a_{45} \\ & & & & a_{51} & a_{52} & a_{53} & a_{54} & a_{55} \end{bmatrix}}_A \underbrace{\begin{bmatrix} f_1(1) \\ \vdots \\ f_1(N) \\ f_1^{(n)}(1) \\ \vdots \\ f_1^{(n)}(N) \\ \varphi_0(1) \\ \vdots \\ \varphi_0(N) \\ \varphi_1(1) \\ \vdots \\ \varphi_1(N) \\ \xi^* \\ \eta^* \\ \zeta^* \\ \omega_x^* \\ \omega_y^* \\ \omega_z^* \end{bmatrix}}_X = \underbrace{\begin{bmatrix} F_1 \\ \vdots \\ F_N \\ F_{N+1} \\ \vdots \\ F_{2N} \\ F_{2N+1} \\ \vdots \\ F_{3N} \\ F_{3N+1} \\ \vdots \\ F_{4N} \\ F_{4N+1} \\ \vdots \\ F_{4N+6} \end{bmatrix}}_F
 \tag{2.56}$$

式(2.56)を解くことにより浮体の動揺量 $\xi^*, \eta^*, \zeta^*, \omega_x^*, \omega_y^*, \omega_z^*$ および $f_1, f_1^{(n)}, \varphi_0, \varphi$ が得られる。すなわち $AX=F$ より、 $X=A^{-1}F$ を求めることになる。

(6) 造波抵抗力

式(2.56)では、浮体が線形拘束されている場合の規則波応答を求めることができた。2.1で示したように、浮体が非線形拘束されている場合には、あらかじめ選定した約20種類の周波数の波に対して、波力および造波抵抗力を求めておいて、波力については不規則波力の時系列を求め、また、造波抵抗力から付加質量および減衰係数を適切に選定し、これらを式(2.12)に代入して運動方程式を組み立て、これを時系列的に解くことになる。したがって、波力および造波抵抗力を個別に求めておく必要がある。

造波抵抗力も式(2.56)を用いて求めることができる。いま x 方向の造波抵抗力を求める場合には、式(2.56)で $\xi^*=1, \eta^*=\zeta^*=\omega_x^*=\omega_y^*=\omega_z^*=0$ として $f_1(j), f_1^{(n)}(j), \varphi_0(j), \varphi_s(j)$ などを求める。これらの $f_1, f_1^{(n)}, \varphi_0, \varphi_s$ 値を用いて周辺および底面ポテンシャルを計算し、式(2.32)~式(2.37)を用いて、波力 $P_{xx}^R, P_{xy}^R, P_{xz}^R$ および波力モーメント $T_{xx}^R, T_{xy}^R, T_{xz}^R$ を求める。すなわち P_{xx}^R は x 方向の変位による x 方向の造波抵抗力である。その他についても同様である。

同様にして y 方向の造波抵抗力を求める場合には、 $\eta^*=1$ とし他を 0 として求めればよい。

造波抵抗力は加速度に比例する項と速度に比例する項とに分離することができる。前者は付加質量に相当し後者は減衰係数に相当する。 x 方向の造波抵抗力は $P_{xx}^R \xi^* e^{-i\omega t}$ であるから、これを分離すると

$$P_{xx}^{R*} \xi^* e^{-i\omega t} = R_e(P_{xx}^R) \xi^* e^{-i\omega t} + i I_m(P_{xx}^R) \xi^* e^{-i\omega t}$$

$$= \frac{R_e(P_{xx}^R)}{(-i\sigma)^2} \ddot{x} + \frac{i I_m(P_{xx}^R)}{(-i\sigma)} \dot{x}$$

$$(x = \xi^* e^{-i\omega t}) \quad (2.57)$$

となる。\$R_e(P_{xx}^R)/(-i\sigma)^2\$, \$i I_m(P_{xx}^R)/(-i\sigma)\$ はそれぞれ付加質量および減衰定数に相当する。その他の成分についても同様にして計算される。

(7) 固定浮体に作用する波力 (波強制力)

固定浮体, すなわち, 運動をしない浮体に作用する波力は, 式(2.56)で \$\xi^* = \eta^* = \zeta^* = \omega_x^* = \omega_y^* = \omega_z^* = 0\$ として, \$f_1(j), f_2^{(m)}(j), \varphi_0(j), \varphi_x(j)\$ を求めて, (6)と同様の方法で波力 \$P_x, P_y, P_z\$ および波力モーメント \$T_x, T_y, T_z\$ を求めればよい。

2.3 手法B (断面分割法)

(1) 座標系

手法Bでは浮体を \$x\$ 軸に直交する面で分割し, 単位幅の断面浮体 (以下断面浮体と呼ぶ) に作用する波力および造波抵抗力を求め, これを \$x\$ 軸について積分し三次元浮体に作用する波力および造波抵抗力を求める。

いま, 座標系を 図-2.4 に示すように設定する。ここ

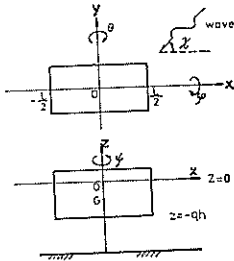


図-2.4 座 標 系

に, \$h\$: 水深, \$qh\$: 喫水, \$\overline{OG}\$: 重心と海面の距離, \$\chi\$: 波の入射角, \$\varphi\$: \$x\$ 軸回りの回転 (ロール), \$\theta\$: \$y\$ 軸回りの回転 (ピッチ), \$\psi\$: \$z\$ 軸回りの回転 (ヨウ), \$x_0\$: \$x\$ 軸方向の重心変位 (サージ), \$y_0\$: \$y\$ 軸方向の重心変位 (スウェイ), \$z_0\$: \$z\$ 軸方向の重心変位 (ヒーブ) である。

(2) 断面浮体の運動方程式

断面浮体の自由浮体としての運動方程式はつぎのようにかける。

スウェイ; $M_S \ddot{y}_0 = -M_S \ddot{y}_0 - N_S \dot{y}_0 - M_{SR} \ddot{\psi} - N_{SR} \dot{\psi} + F_y$ (2.57)

ヒーブ; $M_H \ddot{z}_0 = -M_H \ddot{z}_0 - N_H \dot{z}_0 - \rho g B z_0 + F_z$ (2.58)

ロール; $I_\varphi \ddot{\psi} = -I_R \ddot{\psi} - N_R \dot{\psi} - M_{RS} \ddot{y}_0 - N_{RS} \dot{y}_0 - \rho g B q h \overline{GM} \varphi + M_\varphi$ (2.59)

ここに,

- \$\rho\$: 流体密度 (kg/m³)
- \$g\$: 重力加速度 (m/s²)
- \$I_\varphi\$: 浮体の慣性モーメント (kg・m²/m)
- \$\overline{GM}\$: メタセンター高さ (m)
- \$M_S\$: スウェイによる断面付加質量 (kg/m)
- \$M_H\$: ヒープによる断面付加質量 (kg/m)
- \$N_S\$: スウェイによる断面造波減衰 (kg/s/m)
- \$N_H\$: ヒープによる断面造波減衰 (kg/s/m)
- \$I_R\$: ロールによる \$x\$ 軸回りの断面付加慣性モーメント (kg・m²/m)
- \$N_R\$: ロールによる \$x\$ 軸回りの断面造波減衰モーメント (kg・m²/s/m)
- \$M_{SR}\$: ロールによるスウェイ方向の断面付加慣性 (kg・m/m)
- \$N_{SR}\$: ロールによるスウェイ方向の断面造波減衰 (kg・m/s/m)
- \$M_{RS}\$: スウェイによる \$x\$ 軸回りの断面付加慣性モーメント (kg・m/m)
- \$N_{RS}\$: スウェイによる \$x\$ 軸回りの断面造波減衰 (kg・m/s/m)

\$F_y, F_z, M_\varphi\$: 断面浮体に作用するフルードクリロフ力および散乱波による力またはモーメントの和 (kg/s², kg・m²/s²)

である。また, 対称性により, \$M_{SR} = M_{RS}, N_{SR} = N_{RS}\$ が成立する。

(3) 三次元造波抵抗力および復原力

断面浮体は \$x, y, z\$ 軸回りの回転によりつぎのように変位する。ただし, 回転は微小として2次以上の項は省略するものとする。

$$\left. \begin{aligned} \text{サージ } x: & x_0 - y\psi + z\theta \\ \text{スウェイ } y: & y_0 + x\psi - z\theta \\ \text{ヒーブ } z: & z_0 - x\theta + y\psi \end{aligned} \right\} \quad (2.60)$$

この方法では, サージ方向に作用する流体力を求めることができないので, この方向の成分は別途求めることとして, 断面浮体が回転した場合の断面浮体に作用するスウェイ, ヒープ, ピッチ, ロール, ヨウ方向の, 造波抵抗力および復原力を求めると次のようになる。

スウェイ: $\frac{dF_{y0}}{dx} = -M_S \ddot{y}_0 - N_S \dot{y}_0 - x M_S \ddot{\psi} - x N_S \dot{\psi} - M_{SR} \ddot{\psi} - N_{SR} \dot{\psi}$ (2.61)

ヒーブ: $\frac{dF_{z0}}{dx} = -M_H \ddot{z}_0 - N_H \dot{z}_0 + x M_H \ddot{\theta} + x N_H \dot{\theta} - \rho g B z_0$ (2.62)

ピッチ: $\frac{dM_{\varphi 0}}{dx} = -x \frac{dF_{z0}}{dx}$ (2.63)

$$\square - \text{ル} : \frac{dM_{\varphi 0}}{dx} = -I_R \ddot{\psi} - N_R \dot{\psi} - M_{RS} \ddot{y}_G - N_{RS} \dot{y}_G - \rho g B q h \overline{GM} \varphi \quad (2.64)$$

$$\equiv \psi : \frac{dM_{\psi 0}}{dx} = x \frac{dF_{y0}}{dx} \quad (2.65)$$

ただし、式(2.62)および式(2.64)で下線を施した項は復原力項である。

式(2.61)~(2.65)を、 x すなわち直方体の長手方向について積分すると三次元の造波抵抗力が得られる。

$$\text{スウェイ} : F_{y0} = -LM_S \dot{y}_G - LN_S \dot{y}_G - LM_{SR} \dot{\psi} - LN_{SR} \dot{\psi} \quad (2.66)$$

$$\text{ヒープ} : F_{z0} = -LM_H \ddot{z}_G - LN_H \ddot{z}_G - \rho g BL z_G \quad (2.67)$$

$$\text{ビッチ} : M_{\theta 0} = -\frac{L^3}{12} M_H \ddot{\theta} - \frac{L^3}{12} N_H \dot{\theta} - \rho g B \frac{L^3}{12} \theta \quad (2.68)$$

$$\square - \text{ル} : M_{\varphi 0} = -LI_R \ddot{\psi} - LN_R \dot{\psi} - LM_{SR} \ddot{y}_G - LN_{SR} \dot{y}_G - \rho g BL q h \overline{GM} \varphi \quad (2.69)$$

$$\equiv \psi : M_{\psi 0} = -\frac{L^3}{12} M_S \ddot{\psi} - \frac{L^3}{12} N_S \dot{\psi} \quad (2.70)$$

ここに、 $F_{y0}, F_{z0}, M_{\theta 0}, M_{\varphi 0}, M_{\psi 0}$ は三次元の造波抵抗力および復原力である。式(2.67)~(2.69)で下線を施した項は復原力項である。

(4) 固定浮体に作用する波力

2.1.(3)で示したように固定浮体に作用する波力は、フルードクリロフ力と散乱波による波力の和として与えられる。すなわち、前者を $F^{F \cdot K}$ 、後者を F^a とすると、

$$F = F^{F \cdot K} + F^a \quad (2.71)$$

となる。ただし、サージ方向についてはフルードクリロフ力のみを考慮する。散乱波による波力およびフルードクリロフ力の詳細は付録に示す。

(5) 三次元浮体の運動方程式

以上の結果をとりまとめ、式(2.12)に代入して整理すると矩形浮体の三次元運動方程式が以下のように求められる。ただし、非線形減衰力は無視している。

$$\text{サージ}(x) : L(M + M_L) \ddot{x}_G + LN_L \dot{x}_G + R(x) = F_x^{F \cdot K} \quad (2.72)$$

$$\text{スウェイ}(y) : L(M + M_S) \ddot{y}_G + LN_S \dot{y}_G + LM_{SR} \dot{\psi} + LN_{SR} \dot{\psi} + R(y) = F_y^{F \cdot K} + F_y^a \quad (2.73)$$

$$\text{ヒープ}(z) : L(M + M_H) \ddot{z}_G + LN_H \dot{z}_G - \rho g BL z_G = F_z^{F \cdot K} + F_z^a \quad (2.74)$$

$$\text{ビッチ}(0) : \left(I_\theta + \frac{L^3}{12} M_H \right) \ddot{\theta} + \frac{L^3}{12} N_H \dot{\theta} + \rho g B \frac{L^3}{12} \theta + M(\theta) = M_\theta^{F \cdot K} + M_\theta^a \quad (2.75)$$

$$\square - \text{ル}(\varphi) : L(I_\varphi + I_R) \ddot{\psi} + LN_R \dot{\psi} + LM_{SR} \ddot{y}_G + LN_{SR} \dot{y}_G + \rho g B q h \overline{GM} \varphi + M(\varphi) = M_\varphi^{F \cdot K} + M_\varphi^a \quad (2.76)$$

$$\equiv \psi(\psi) : \left(I_\psi + \frac{L^3}{12} M_S \right) \ddot{\psi} + \frac{L^3}{12} N_S \dot{\psi} + M(\psi) = M_\psi^{F \cdot K} + M_\psi^a \quad (2.77)$$

ここに、 M は断面浮体の質量 (kg/m)、 I_θ は浮体の y 軸回りの慣性モーメント (kg・m²)、 I_φ は浮体の x 軸回りの慣性モーメント (kg・m²)、 I_ψ は浮体の z 軸回りの慣性モーメント (kg・m²)、 $R(x), R(y), R(z)$ (kg・m/s²)、 $M(\theta), M(\varphi), M(\psi)$ (kg・m²/s²) は係留系による復原力である。また、 M_L はサージ方向の断面付加質量 (kg/m)、 N_L はサージ方向の断面減衰係数 (kg/s/m) である。 M_L, N_L は実験によって求められることが多く、造船関係では元良の実験²⁶⁾により、 $M_L = 0.15M, N_L = 0.001qhM$ を用いることが多い。しかし、ここで対象とする浮体は、長手方向の形状が船舶とは大幅に異なるので、本報告では x 方向 (サージ) の付加質量を求める場合には、浮体を x 軸に平行に断面分割して計算することにした。

以上のようにして運動方程式が得られたので、これを解くことによって、浮体の6自由度の運動成分が求められる。

3. 手法Aと手法Bとの比較

3.1 手法Aにおける分割数および級数項の影響

(1) 検討の前提

手法Aを用いて浮体の動揺量を求める場合には、2.2.(5)で示したように式(2.56)の解として、 $\xi^*, \eta^*, \zeta^*, \omega^*, \omega^*$ を計算する。また、浮体に作用する造波抵抗力および波力を求める場合には式(2.56)の連立方程式の解として $f_1(j), f_2(j), \varphi_0(j), \varphi_s(j)$ を求め、その結果を2.2で示した式(2.32)~(2.37)に代入して計算する。式(2.56)の連立方程式の個数は $\{(n+s+2)N+6\}$ であるが、これらの連立方程式を港湾技術研究所に設置されている ACOS800-II (通常利用時のプログラム容量制限150 KWORD) を使って解く場合の連立方程式の数の限界は150である。したがって、 n, s, N の関係はつぎの式(3.1)で表わされる。

$$(n+s+2)N+6 \leq 150 \quad (3.1)$$

分割数や無限級数項は多くとるほど計算の精度を上げることができるが、以上のような理由で計算機の容量上の制約から分割数および無限級数項の項数には自ずと限

注) その場合には約 130KWORD を使用することになる。

界が設定されることになる。そこで、精度上許される最低の分割数と級数項の項数について検討することにする。いま、図-3.1 に示されるように浮体の周辺を x 軸方

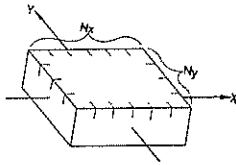


図-3.1 浮体の周辺の分割

向に N_x 個、 y 軸方向に N_y 個に分割することにする。したがって、周辺領域は合計 $2(N_x + N_y)$ に分割されたことになる。周辺領域を分割するときの目安は、1分割長が対象とする波長の10分の1前後であるように設定することが望ましい。さもないと、各分割長が大きすぎて、波力や造波抵抗力を精度良く計算できないからである。1分割長と浮体の周辺分割数との関係は、たとえば1分割長を波長の12分の1 ($\lambda/12$)、または波長の8分の1 ($\lambda/8$) とすると表-3.1 に示すようになる。浮体の規模が大きくなって、浮体の長さが波長相当またはそれ以上になると、周辺分割数 N を大きくとる必要があることがわかる。たとえば、浮体の大きさを $L=400\text{m}$ 、 $B=100\text{m}$ ($L/B=4.0$) とすると、周辺分割数は1分割長が $\lambda/12$ のときには、 $L/\lambda=1.00$ 、 1.50 および 2.00 に対してそれぞれ 30, 46, 60 となる。また、 $\lambda/8$ のときには、それぞれ 20, 30, 40 となる。なお、周辺と同様に、底面についても分割する必要があるが、底面分割数は式(2.56)の連立方程式の数の制約には無関係である。やはり、精度良く計算するためには分割を多くする方がよいが計算時間も長くなる。一般には周辺分割の5~10倍がよいと思われる。

つぎに、式(3.1)を用いてポテンシャルの無限級数項の項数 n, s の限界を求めると表-3.2 のようになる。この数値は対象とする浮体の最小分割数に対するポテンシャルの無限級数項の項数 ($n+s$) の上限値を示している。たとえば、前述の $400\text{m} \times 100\text{m}$ の浮体の場合には浮体の1分割長 dl が、 $dl < \lambda/12$ のときには、 $L/\lambda=1.00, 1.50$ および 2.00 に対して、 $(n+s)$ はそれぞれ 2, 1, 0 となる。また、 $dl \leq \lambda/8$ のときには、それぞれ、5, 2, 1 となる。

上記の浮体に対して、 $L/\lambda=1.00, 1.50, 2.00$ に相当する波の周期は、水深を30mとすると、それぞれ、おおよそ、20秒、17秒、13秒である。これらの周期の波は台風時に浮体の係留ヤード内に回折してくると思われる波の代表周期より長い周期の波である。実際の海の波はこれより短い周期の波成分を多く含んでいるので、このよ

表-3.1 浮体の寸法と周辺分割数との関係

$$dl \leq \frac{\lambda}{12}$$

L/λ N		L/B			
		0.5	1.0	1.5	2.0
4.0	N_x	6	12	18	24
	N_y	2	3	5	6
	N	16	30	46	60
2.0	N_x	6	12	18	24
	N_y	3	6	9	12
	N	18	36	54	72
1.33	N_x	6	12	18	24
	N_y	5	9	14	18
	N	22	42	64	84
1.0	N_x	6	12	18	24
	N_y	6	12	18	24
	N	24	48	72	96

$$dl \leq \frac{\lambda}{8}$$

L/λ N		L/B			
		0.5	1.0	1.5	2.0
4.0	N_x	4	8	12	16
	N_y	1	2	3	4
	N	10	20	30	40
2.0	N_x	4	8	12	16
	N_y	2	4	6	8
	N	12	24	36	48
1.33	N_x	4	8	12	16
	N_y	3	6	9	12
	N	14	28	42	56
1.0	N_x	4	8	12	16
	N_y	4	8	12	16
	N	16	32	48	64

うな大型の浮体の動揺量を求める場合には、周辺分割数ならびに級数項の項数を共に十分な数だけとることができず、この制約から計算値に誤差を含む可能性がある。

そこで、以下に周辺分割数および級数項の項数が浮体

表-3.2 分割数と無限級数項の項数の上限

$$\Delta l \leq \frac{\lambda}{12}$$

L/λ		Δl			
L/B	N $n+s$	0.5	1.0	1.5	2.0
4.0	N $n+s$	16 7	30 2	46 1	60 0
2.0	N $n+s$	18 6	36 2	54 0	72 0
1.33	N $n+s$	22 4	42 1	64 0	84 —
1.0	N $n+s$	24 8	48 1	72 0	96 —

注) —は計算不能

$$\Delta l \leq \frac{\lambda}{8}$$

L/λ		Δl			
L/B	N $n+s$	0.5	1.0	1.5	2.0
4.0	N $n+s$	10 12	20 5	30 2	40 1
2.0	N $n+s$	12 10	24 4	36 2	48 1
1.33	N $n+s$	14 8	28 3	42 1	56 0
1.0	N $n+s$	16 7	32 2	48 1	64 0

の動揺量に及ぼす影響を調べることにする。

(2) 分割数の影響

a) 計算条件

ここでは、半載状態の大型矩形浮体の係留時の動揺量を、浮体の周辺および底面の分割数を変えて計算し、それらの比較を行った。浮体の幅と長さとの比 L/B は 5.0。また、 L/λ は 0.25, 0.5, 0.75, 1.00 とした。各ケースにおける周辺分割数は 1 波長の分割を 8, 12, 16, 24 とし表-3.3 に示すように決めた。また、ポテンシャルの無限級数項の項数は、周辺分割数が 36 を超えると n または s のいずれかを 0 としなければならない。すなわち、 $\Delta l = \lambda/24$ の場合には無限級数項がとれないケースが生ずるので、条件を揃えるという意味でここでは $(n, s) = (0, 0)$ とし計算した。なお、底面分割数は周辺分割数の 5 倍とした。

底面分割数に対する検討も $L/B = 5.0$ として行った。

表-3.3 1分割長と周辺の分割数との関係

Δl		L/λ			
L/B	L/λ	$\lambda/8$	$\lambda/12$	$\lambda/16$	$\lambda/24$
5.0	0.25	6	8	12	16
	0.50	10	16	20	32
	0.75	16	22	32	44
	1.00	20	30	40	60

この場合の分割数は周辺分割数の 1~10 倍とし、それぞれのケースにおける浮体の動揺量を計算し底面分割数の影響を調べた。なお、周辺分割数は $\Delta l = \lambda/12$ とし 16, $(n, s) = (0, 0)$ とした。

b) 周辺分割数の影響

ここでは、スウェイ、サージ、ヨウの運動成分について、周辺分割数と動揺量の計算値との関係を示すことにする。

図-3.2 はスウェイの動揺量と 1 分割長との関係を示したものである。図では 1 分割長が $\lambda/24$ のときの計算値を基準にして、その他の分割長に対する計算値を比率で表わしている。この図をみると分割数を多くとると計算値が収束することが判る。また、1 分割長が $\lambda/12$ では、誤差が 1~2% 程度と推定される。

図-3.3 はサージ、図-3.4 はヨウについて周辺分割数と計算値との関係を示したものである。サージおよびヨウについてもスウェイと同様の傾向がみられる。サージの

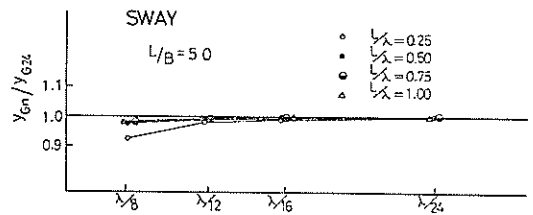


図-3.2 周辺分割数の影響 (スウェイ)

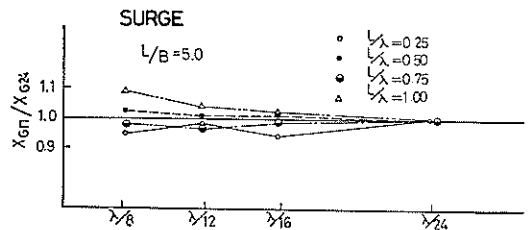


図-3.3 周辺分割数の影響 (サージ)

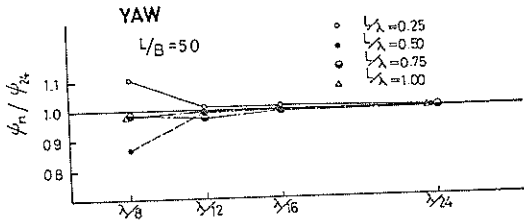


図-3.4 周辺分割数の影響 (ヨウ)

場合に取れんの度合が良くないのは $L/B=5.0$ であるので、サージ方向の計算に際しては幅が長さ比べて小さいために、三次元効果が現われているためと思われる。

以上の結果、周辺分割数は1分割長を少くとも $\lambda/12$ 程度にとるように分割する必要があると結論できる。

c) 底面分割数の影響

ここでは、スウェイおよびサージの運動成分について、底面分割数と動揺量との関係を示す。底面分割数は周辺分割数の1~10倍をとって計算し比較した。

図-3.5はスウェイの動揺量と底面分割数との関係を示したものである。この図は底面分割数が周辺分割数の10倍のときの計算値を基準として、各倍数の底面分割数における計算値を比率で示したものである。これを見ると、底面分割数の増加に伴って計算値は取れんすることが判る。また、各倍数に対する計算値は10倍の分割数に対する計算値とは1%程度の差しかない。

図-3.6はサージの動揺量と底面分割数との関係を示したものである。この場合にも分割数の増加に伴って計算

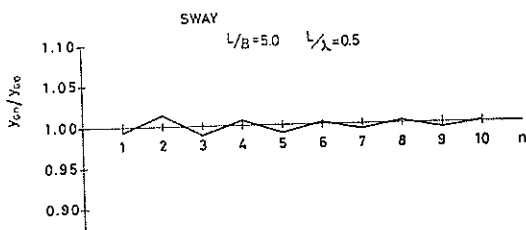


図-3.5 底面分割数の影響 (スウェイ)

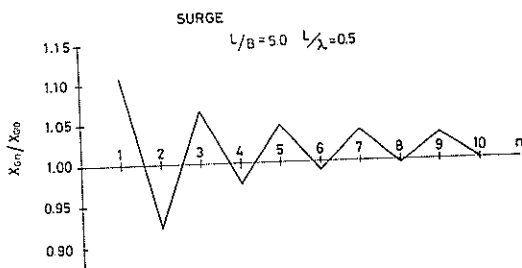


図-3.6 底面分割数の影響 (サージ)

値は取れんする。しかし、各分割数に対する計算値は、10倍の分割数の場合の計算値に対し最大10%の差を有する。しかし、1倍の分割数のときは10%、2倍の分割数のときは7%というように、倍数が多くなるとその差は小さくなり、5倍で5%、9倍で3%となる。したがって、サージについては底面分割数を多くとる必要があるが、周辺分割数の5倍で5%の誤差であるので、少くともこの程度の分割数をとれば問題ないと思われる。

以上の結果、底面分割数は周辺分割数の5倍以上とる必要があると結論できる。

(3) ポテンシャルの級数項の影響

a) 計算条件

さきに、連立方程式の解として $f_i(j)$, $f_i^{(m)}(j)$, $\varphi_0(j)$, $\varphi_i(j)$ などを求める場合には、ポテンシャルの無限級数項の項数 n および s が解の値に影響を及ぼすことを述べた。ここでは、 $L/B=5.0$, $L/\lambda=0.5$ の場合について、ポテンシャル級数項の項数の影響を調べた。なお、 $L/B=5.0$, $L/\lambda=0.5$ のときの周辺分割数は $\Delta\lambda=\lambda/12$ として16である。表-3.2から $(n+s)$ の上限は7であるから、この範囲内で n および s を動かして検討した。なお L/λ が大きい場合には分割数を多くとる必要があるので n, s の影響を調べる事ができない。

b) 級数項の項数の影響

図-3.7はスウェイに対する級数項の影響を示したものである。まず、底面領域のポテンシャルの級数項 s については、1項以上とれば計算値が取れんことが判る。 $s=0$ としても1%程度の誤差である。

つぎに、周辺領域のポテンシャルの級数項 n については、2項以上とれば取れんことが判る。ただし、 $n=0$ の場合には誤差が1~2.5%であるが、 $n=1$ のときは誤差が大きく7~10%になる。しかし $n \geq 2$ とすると取れんする。

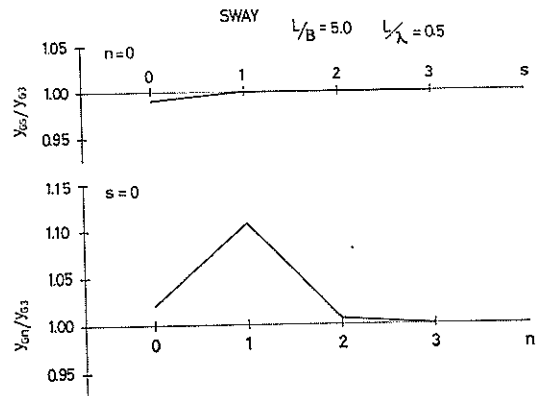


図-3.7 スウェイに対する級数項の影響

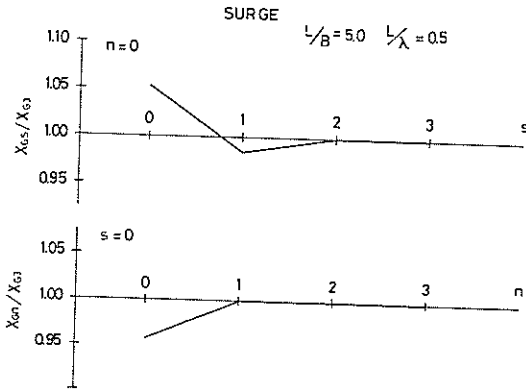


図-3.8 サージに対する級数項の影響

図-3.8はサージに対する級数項の影響を示したものである。まず、底面領域のポテンシャル級数項 s については2項以上とると取れんすることが判る。ただし、 $s=0$ のときは5%、 $s=1$ のときは2%程度の誤差である。

つぎに周辺領域のポテンシャルの級数項 n については、2項以上とれば取れんことが判る。ただし、 $n=0$ のときは5%、 $n=1$ のときは1%程度の誤差である。

以上の結果ポテンシャルの級数項は $n \geq 2, s \geq 1$ とすれば十分であることが判る。また、5%程度の誤差を許容するならば $(n, s) = (0, 0)$ でもよいことが判る。

3.2 手法Aと手法Bの計算値の比較

(1) 検討の前提

ここでは、手法Aと手法Bの計算結果とを比較し、その差異を明らかにし、大型矩形浮体の動揺計算に用いる計算法として、どちらの手法が適切であるかを総合的に検討する。なお、ここではスウェイについて、波力、付加質量、減衰係数、動揺量を比較する。その他の運動成分については付録として掲載する。

対象とする浮体の諸元は L/B が異なる4種の浮体で幅を $B=97\text{m}$ と固定して、長さ L を780m, 390m, 195m, 97.5m と変化させている。また喫水は、満載時23.3m, 半載時14.2m, 空載時4.5m である。規則波の波周期は、手法Aの場合には計算機の容量の制約から10秒以上とし、10秒から20秒までは2秒おき、以下25秒, 30秒, 40秒, 50秒とし、手法Bの場合には4秒から22秒までは1秒おき、22秒から50秒までは2秒おきとした。

手法Aにおける周辺分割数および底面分割数は、短周期の波まで計算する都合上、若干の誤差を含むことを承知の上で、対象とする波の波長の8分の1を目安として表-3.4に示すように定めた。ここで T_L は $\Delta t \leq \lambda/8$ を満足する最長の波周期を示す。また、 (n, s) は短周期領域

表-3.4 周辺分割数と底面分割数

L/B	周辺分割数				底面分割数	
	N	N_x	N_y	T_L	N'_x	N'_y
1.0	40	10	10	7.0	40	20
2.0	28	10	4	13.0	40	20
4.0	32	13	3	16.0	40	10
8.0	30	13	2	29.0	40	5

T_L は $\Delta t \leq \frac{\lambda}{8}$ を満足する最長波周期

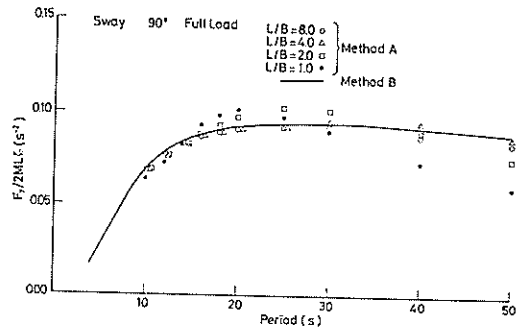


図-3.9 スウェイ方向の波力(満載)

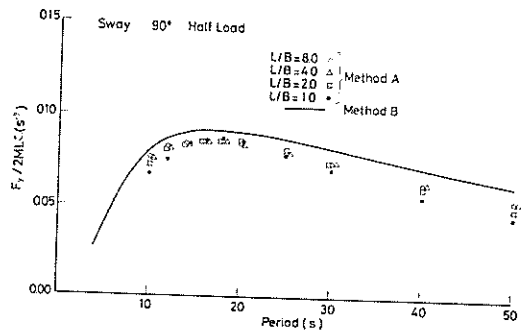


図-3.10 スウェイ方向の波力(半載)

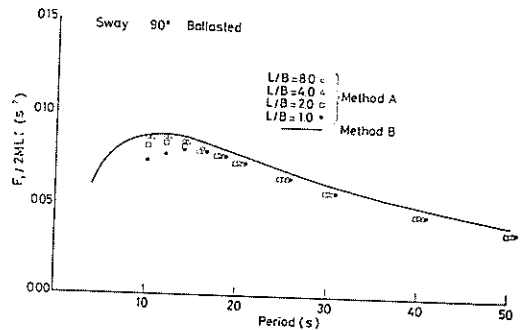


図-3.11 スウェイ方向の波力(空載)

まで計算を行う都合上、すべて(0,0)とした。

(2) スウェイ波力

図-3.9～図-3.11はスウェイ方向の波力の周期依存性を示したもので、それぞれ、満載、半載、空載に対応する。この場合の波向は $\chi=90^\circ$ とする。図の縦軸は波力を質量と波高とで除した値(s^{-2})である。

これらの図をみると、手法Aと手法Bによる計算値が非常に良く一致していることが判る。ただし、 $L/B=1.0$ に近くなると、周期10秒付近および長周期領域において両者の差が大きくなる。 $L/B=1.0$ の場合には当然のことながら、三次元的影響が最も強く現われるのでこのように差が大きくなるものと思われる。しかし、 L/B が大きくなると、両手法による計算値の差は小さくなり、 $L/B=4.0$ と $L/B=8.0$ の場合には両者はまったく一致する。

(3) スウェイの付加質量

図-3.12～図-3.14はスウェイ方向の運動に対する付加質量係数を示したもので、それぞれ、満載、半載、空載に対応する。

まず、手法Aと手法Bで計算した付加質量の計算値の

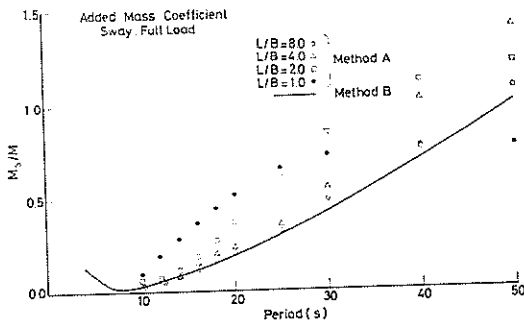


図-3.12 スウェイ方向の運動に対する付加質量係数 (満載)

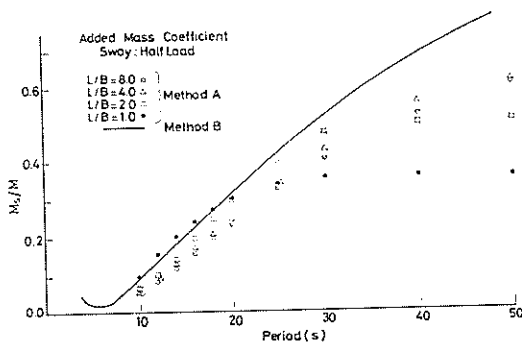


図-3.13 スウェイ方向の運動に対する付加質量係数 (半載)

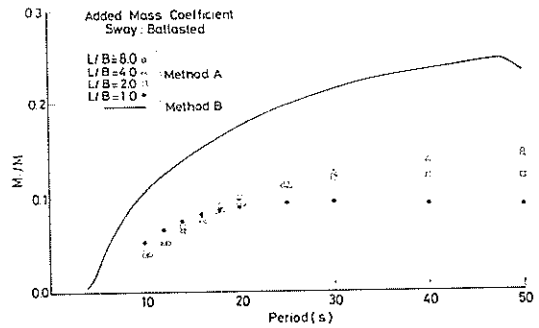


図-3.14 スウェイ方向の運動に対する付加質量係数 (空載)

差は満載、半載、空載の順に大きくなる。満載では周期が短い範囲では、 $L/B=1.0$ の場合を除き手法Aと手法Bとの差はほとんどない。これは L/B の値に関係しているようで、 L/B が大きいと両手法の計算値が一致する周期は広範囲になる。半載の場合には、手法Bの計算値は手法Aの計算値を上回る。これは手法Aの計算値が手法Bに比べて短い周期でピーク値を示すためである。ピーク値を示す周期は L/B が大きくなるにしたがって長くなる。手法Bの場合は $L/B=\infty$ であるからこの傾向はよく理解できる。空載の場合には、手法Aの計算値は $L/B=1.0\sim 8.0$ の範囲ではほぼ同一の値を示す。しかし、手法Bの計算値は手法Aの計算値の約2倍強である。

(4) スウェイの減衰係数

図-3.15～図-3.17はスウェイ方向の運動に対する減衰係数を示したもので、それぞれ、満載、半載、空載に対応する。

手法Aと手法Bの計算値は、 $L/B=4.0$ または $L/B=8.0$ の場合には比較的良く一致する。しかし、 $L/B=1.0, 2.0$ の場合には両手法の計算値はやや離れており、とくに長周期領域でかなり異なる。

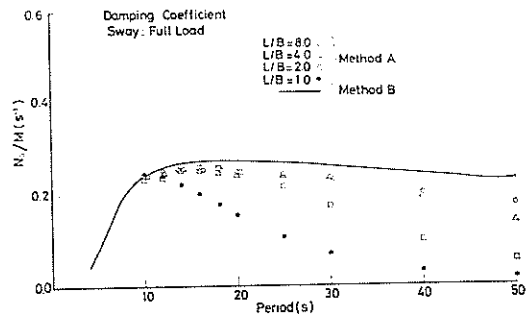


図-3.15 スウェイ方向の運動に対する減衰係数 (満載)

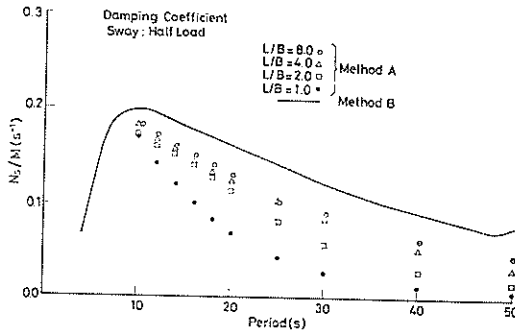


図-3.16 スウェイ方向の運動に対する減衰係数 (半載)

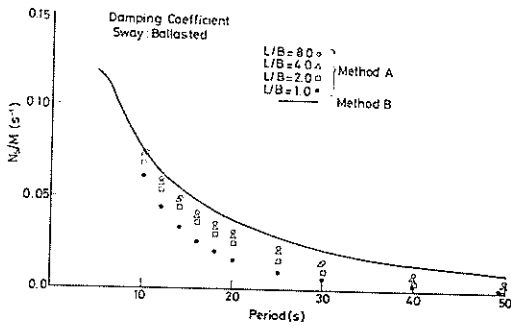


図-3.17 スウェイ方向の運動に対する減衰係数 (空載)

(5) スウェイ変位

図-3.18は $L/B=4.0$ の場合のスウェイ変位を手法Aおよび手法Bで計算して比較したものである。この場合波向は $\chi=90^\circ$ と $\chi=110^\circ$ の二方向とした。また、図の縦軸はスウェイ動揺量である。

まず、 $\chi=90^\circ$ の場合、応答値は手法Aでは周期25秒でピーク値を示し、波高1m当りのスウェイ量は5.25mである。また、手法Bではピークを示す周期は26秒で、単位波高当りのスウェイ量は5.0mとなる。すなわち、

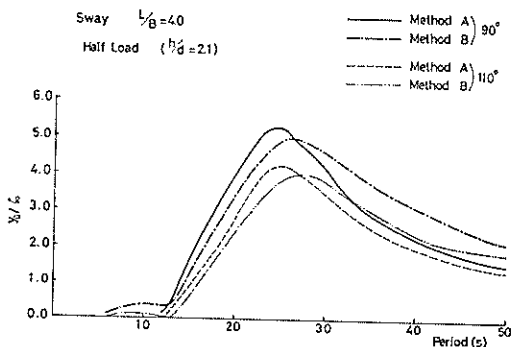


図-3.18 手法A, 手法Bによるスウェイ変位の比較 (半載)

ピーク値に対しては、周期で約1秒程度、応答値で約5%程度の差がある。

また、 $\chi=110^\circ$ の場合、応答値は手法Aでは同じく25秒でピーク値を示し、単位波高当りのスウェイ量は4.25mである。一方、手法Bではピークを示す周期は28秒で、単位波高当りのスウェイ量は4.0mである。すなわち、ピーク値に対しては、周期で約3秒、応答値で約6%程度差がある。

3.3 手法の選定

以上のように、手法Aと手法Bとを比較した結果、大型矩形浮体の動揺計算手法としては空載の場合の付加質量については両手法の計算値に差があるが、後述するように実験値と対比すると手法Bの計算値をもってしてもまだ付加質量の値は実際より小さいこと、また動揺量がほぼ一致していることなどから、手法Bを用いてよいと思われる。その理由はとりまとめると以下のとおりである。

- (1) 手法Aでは分割数や級数項の項数などの制約があるが手法Bではそのような制約がない。
- (2) 手法Aと手法Bの計算結果を比較してみると、 $L/B \geq 4.0$ であれば両手法間の差が少ない。

4. シミュレーション計算値と実験値と比較

4.1 動揺量の比較

以上のように、大型矩形浮体の波浪中の動揺シミュレーション手法を提案したが、この手法による計算結果が現象をよく再現しているかどうかをつきに検討する。ここでは、第1報⁹⁾に示された模型実験結果との比較検討を行うこととする。なお模型実験は1/50の縮尺の模型で実施されているが、その詳細については第1報を参照されたい。

(1) 規則波に対する計算値と実験値との比較

ここでは真横波に対する自由浮体および係留浮体の動揺量ならびに係留系の反力を比較する。

図-4.1は、半載および空載状態の自由浮体のスウェイ

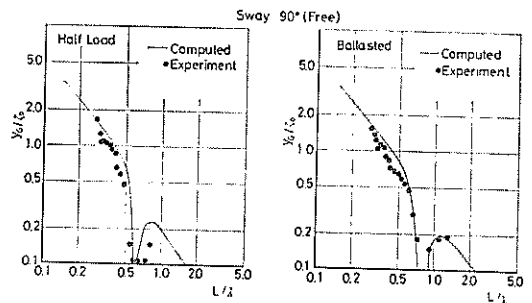


図-4.1 自由浮体のスウェイ変位

変位の計算値と実験値とを比較したものである。図の縦軸は単位波高当りのスウェイ変位の両振幅である。また横軸は船長波長比 L/λ である。計算値と実験値とは L/λ が 0.3~0.5 付近ではやや離れているが、全般的にはよく合っているように思われる。しかしながら、係留浮体については計算値と実験値とは必ずしも良く合っていない。

図-4.2は、半載および空載状態の浮体が係留されている場合の、スウェイ変位の計算値と実験値とを比較したものである。また、図-4.3は同じく係留点の反力を比較したものである。これを見ると、半載状態では計算値が実験値よりやや大きい。けれども両者は比較的合っている。しかし、空載状態では計算値と実験値の間にやや開きがある。空載状態では、応答値の同調点は実験値では $L/\lambda = 0.4$ であるのに対し、計算値では $L/\lambda = 0.6$ と異なる。また、その応答値にも差がみられる。ここで対象とする浮体の場合には、けい留点変位に与えるロールの影響は小さいので、真横波に対してはスウェイ変位と係留点の反力とは一対一に対応するはずであるから、図-4.3の係留点の反力においても同様の傾向を示していることになる。

図-4.4は、半載および空載状態の自由浮体のロールの変位の計算値と実験値とを比較したものである。両者は比較的良く合っているが、ピーク値を与える周期およびピーク値に若干差がある。

図-4.5は、半載および空載状態の浮体が係留されている

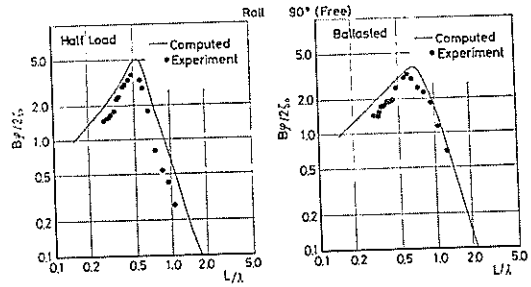


図-4.4 自由浮体のロール変位

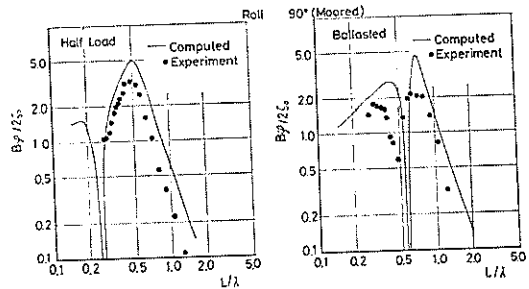


図-4.5 係留浮体のロール変位

る場合のロールの計算値と実験値とを比較したものである。スウェイの場合と同じように、計算値と実験値との差は係留浮体の場合の方が大きく、また、計算値が実験値より大きい。

図-4.6は、同じくヒープの変位について計算値と実験値とを比較したものである。両者の値は L/λ が 0.6 以上では良く合っているが、それ以上の周期に対してはやや差があり、やはり計算値が実験値より大きい。

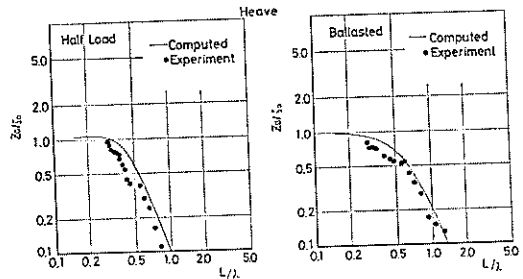


図-4.6 ヒープ変位

以上のスウェイ、ロール、ヒープについて計算値と実験値とを比較した結果、つぎのことが明らかになった。

- 全般的に計算値が実験値よりやや大き目である。
- 応答値が同調する L/λ は実験値の方がやや小さ目(周期にするとやや長め)であり、また、ピーク値は計

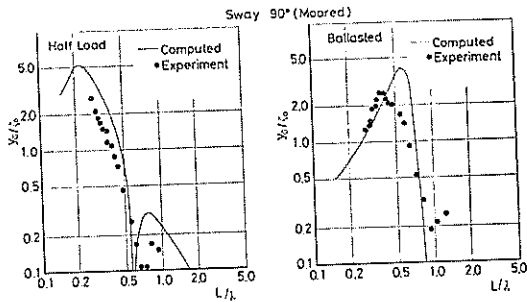


図-4.2 係留浮体のスウェイ変位

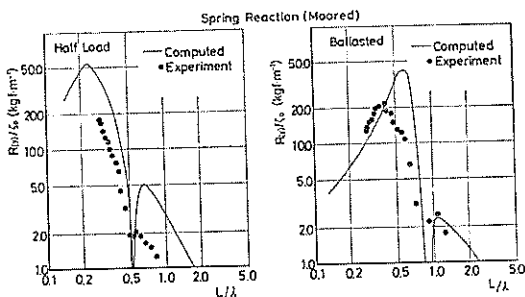


図-4.3 係留浮体の係留点反力

表-4.1 不規則波に対する計算値と実験値の比較

ケース	条件				スウェイ		ヒール		ロール		係留点反力(沖側)		係留点反力(岸側)	
	状態	喫水 (cm)	入射波		$2y_{Gmax}$ (cm)	$2y_{G1/3}$ (cm)	$2z_{Gmax}$ (cm)	$2z_{G1/3}$ (cm)	$2\phi_{max}$ (deg)	$2\phi_{1/3}$ (deg)	$R(y)_{max}$ (kgf)	$R(y)_{1/3}$ (kgf)	$R(y)_{max}$ (kgf)	$R(y)_{1/3}$ (kgf)
			$H_{1/3}$ (cm)	$T_{1/3}$ (s)										
Case 1	空 載	9.0	2.0	1.9	7.63	4.59	1.94	1.33	1.96	1.21	31.6	20.1	27.1	18.8
			1.85	1.96	7.02	5.19	1.95	1.36	2.21	1.40	33.0	24.3	33.0	23.9
Case 2	空 載	9.0	2.5	1.6	5.56	3.07	2.18	1.36	2.78	1.81	23.6	15.0	20.0	12.4
			2.46	1.77	8.86	6.08	2.45	1.62	2.99	2.01	43.5	29.5	43.7	28.9
Case 3	半 載	28.4	2.0	1.9	2.20	1.44	—	—	3.85	2.42	8.5	5.5	10.3	6.9
			1.85	1.96	2.10	1.27	1.76	1.25	4.05	2.99	9.8	4.7	10.0	5.0
Case 4	半 載	28.4	2.5	1.6	3.44	2.29	—	—	3.29	2.24	12.9	8.7	12.6	8.3
			2.46	1.77	2.20	1.36	1.96	1.32	3.04	2.23	7.3	4.2	8.1	4.3

(上段) 実験値 (下段) 計算値

算値の方が大きい。

この原因は、喫水が小さくなると、波を微小振幅波として取扱うことに無理が生じ、付加質量や減衰係数の計算値が実際現象を正確に表わしていないためである。また、喫水が浅いために、浮体底面の水粒子速度が半載の場合に比べて相対的に大きくなり、摩擦抵抗などの影響がでているためと思われる。

実験値と計算値との差は、同調点とその応答値に顕著に現われているが、これらは付加質量と減衰係数を修正することにより是正することができるとと思われる。そこで次節では、付加質量と減衰係数を修正することによって、計算値と実験値との対応を一層良くすることを試みる。

(2) 不規則波に対する計算値と実験値との比較

表-4.1は、空載および半載状態の係留浮体に、不規則波が真横から作用した場合の、スウェイ、ヒール、ロールおよび係留点の反力を示したものである。不規則波としては、代表周期の異なる2種の波を作用させている。表中の上段は実験値、下段は計算値である。Case 1およびCase 3すなわち、不規則波Iに対しては実験値と計算値とは比較的良く合っているが、Case 2およびCase 4すなわち、不規則波IIに対しては実験値と計算値とはやや差がある。この原因としては、さきにも述べた付加質量係数や減衰係数が計算値ではやや過小であること、また、実験で実際起した不規則波の周波数スペクトル形は、必ずしも計算で用いているブロッグシユナイダー・光易型の周波数スペクトル形と一致していないことなどの影響があるものと思われる。そこで、次節で規則波に対する計算値と実験値とを比較検討した結果得られる付加質量および減衰係数の修正値を用いて、4.3で改めて不規則波応答計算を実施し実験値との比較を行うこととする。

4.2 流体力の係数の修正

(1) 修正の方針

前節で述べたように、計算値と実験値とを比較すると計算値は、ピーク値を与える周期およびピーク値とで実験値とくい違っている。そこで、計算上得られた付加質量と減衰係数を修正して改めて計算を実施し、その結果と実験値とを比較して、適切な修正値を求めることにした。修正の方針は、まず、ピーク値を与える周期を一致させるよう付加質量を修正し、ついで、ピーク値を一致させるよう減衰係数を修正することとする。その場合、計算値の1.5倍、2.0倍というように、小数点以下1桁目を2捨3入した倍数を掛けて修正した。

(2) スウェイ

図-4.7および図-4.8は流体力係数を修正して求めた計

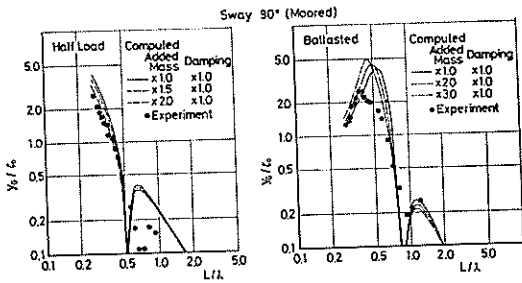


図-4.7 係留浮体のスウェイ変位（付加質量を修正）

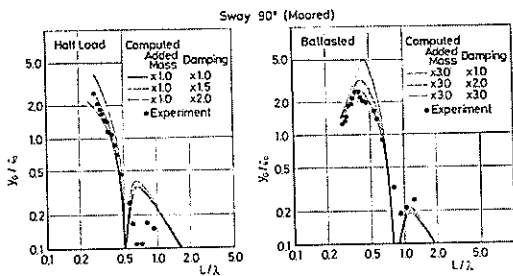


図-4.8 係留浮体のスウェイ変位（減衰係数を修正）

算値である。

半載の場合には、図-4.7に示すように、まず、減衰係数を計算値のままにして、付加質量を1.0, 1.5, 2.0倍として計算した。つぎに図-4.8に示すように付加質量を計算値のままにして、減衰を1.5, 2.0倍として計算し、合計5ケースの計算を実施した。半載状態では、実験値では同調点の応答値が明らかでないの、付加質量の修正はやや難しい。したがって、付加質量を修正するのが妥当かどうか判断に苦む。また、付加質量を修正しても計算値には大きな変化がないと思われる。これに対し、減衰係数を修正すると計算値はかなり変化する。結局、計算値と実験値とを対比すると、図-4.7および図-4.8に示すように付加質量を計算値の2倍、減衰係数を計算値のままとする場合の計算値と、付加質量を計算値のままとし、減衰係数を計算値の1.5倍とする場合の計算値の両方が実験値と良く一致する。しかし、後者の一致の度合がやや良いこと、また、さきに述べたように同調点が明確でないの、ここでは、減衰係数で修正することにし、付加質量は計算値そのままを用い、減衰係数は計算値の1.5倍とする。なお、これを付加質量係数(M_0/M)および減衰定数注) $\frac{1}{2}(N/M) \cdot \sqrt{M/K}$ で表わすと、それぞ

注) $M\ddot{x} + N\dot{x} + Kx = 0$ を $\ddot{x} + 2h_0\dot{x} + n_0^2x = 0$ と表示するときの h_0 に相当する。

れ0.14~0.18および0.27~0.42となる。

空載の場合には、図-4.7に示すように、まず、減衰係数を計算値のままにして、付加質量を計算値の1.0, 2.0, 3.0倍として計算した。空載の場合には実験結果で同調点が明確に現われているので、付加質量を修正することによって、実験値と計算値の同調点を合わせる事ができる。その結果、付加質量は計算値の3.0倍とするのが良いと思われる。つぎに、図-4.8に示すように、付加質量を計算値の3.0倍として、減衰係数を計算値の2.0, 3.0倍として計算した。その結果、減衰係数は計算値の3.0倍にするのが良いと思われる。

以上の結果、空載時には、付加質量を計算値の3.0倍とし、減衰係数を計算値の3.0倍とするのが良いと思われる。なお、これを付加質量係数および減衰定数で表わすと、それぞれ、0.33~0.38, および0.14~0.26となる。

(3) ロール

ロールの付加慣性モーメントおよび減衰係数を修正する場合には、スウェイの付加質量および減衰係数は前項で定めた値を用いて修正した。その結果は図-4.9に示すとおりで、半載の場合も、空載の場合にも、付加慣性モーメントは計算値のままとし、減衰係数は計算値の1.5倍とする場合の計算値が実験値と良く一致することが判る。なお、これを付加慣性モーメント係数および減衰定数で表わすと、半載の場合には、それぞれ、1.42~1.47 および0.19~0.37, また、空載の場合には、それぞれ、3.41~3.66および0.23~0.75となる。

(4) 流体力係数の修正

以上の結果、表-4.2に示すように、半載および空載の係留浮体について、付加質量、付加慣性モーメントおよび減衰係数を修正することにする。なお自由浮体の修正値については4.3.(2)で述べる。

流体力係数の修正については、造船関係でもしばしば議論されており、とくに、ロールについては、計算値そのものを用いたのでは実際の現象と合わないことが従来

表-4.2 付加質量および減衰係数の修正
(計算値に表の数値をかける)

	成分 条件	スウェイ		ロール	
		付加質量	減衰係数	付加慣性	減衰係数
係留状態	空 載	3.0	3.0	1.0	1.5
	半 載	1.0	1.5	1.0	1.5
自由状態	空 載	3.0	1.0	1.0	1.25
	半 載	1.0	1.0	1.0	1.25

から指摘されている^{27), 28), 29)}。このため、強制動揺実験を行って流体力係数を求め、計算値を修正することとされている。

スウェイについても、矩形浮体については、このような問題が指摘されており、減衰係数に修正を施す必要があることが指摘されている^{27), 29)}。また、本報告にも示すように、スウェイの空載状態については、付加質量についても計算値を大幅に修正する必要があることが明らかとなった。これは、先にも述べたように、喫水が浅くなると、波高と浮体の喫水との相対比が大きくなって、微小振幅波理論を用いることに無理が生ずること、また、喫水が浅いために、浮体底面の水粒子速度が半載の場合に比べて相対的に大きくなり、摩擦抵抗などの影響が表れてくるためと思われる。

4.3 流体力係数修正後の計算値

(1) 規則波中の係留浮体

前節で述べたように流体力係数が修正されたので、改めて、計算をやり直すことにする。ロールについてはすでに前節で図-4.9に示したとおりであるから、ここではスウェイと係留点の反力を図示することにする。図-4.10はスウェイ、また、図-4.11は係留点反力を図示したものである。計算値と実験値とが良く一致していることが判る。ただし、係留点反力については計算値と実験値との間にやや差がある。これは実験では変形量が小さい範

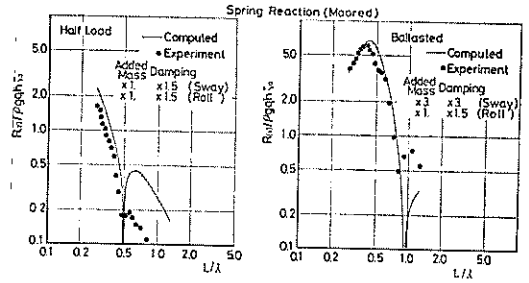


図-4.11 係留浮体の係留反力（流体力修正）

圍では、想定したバネ定数よりやや軟かいバネ定数になっていたためと思われる。なお、バネ定数を若干軟かくしても、スウェイ変位量にはほとんど影響しない。すなわち、上述の反力の差は、変形量から反力を求める過程での誤差とみなされるので、ここでは改めて計算を実施しない。

図-4.11で周期が短い領域では計算値と実験値が離れているように見えるが、この領域では計算値も実験値も共に値が小さいので、それほど気にする必要はないと思われる。

(2) 規則波中の自由浮体

流体力係数を修正して、規則波中の自由浮体の運動を計算し、計算値と実験値とを比較した。図-4.12はスウ

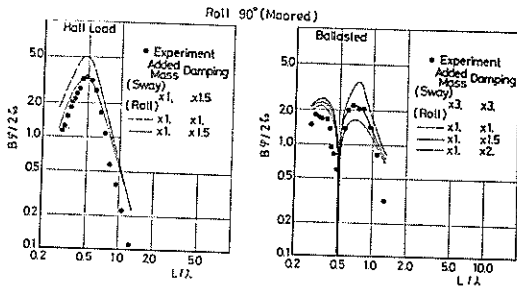


図-4.9 係留浮体のロール変位（流体力修正）

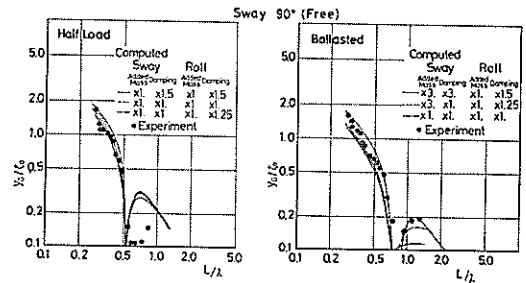


図-4.12 自由浮体のスウェイ変位（流体力修正）

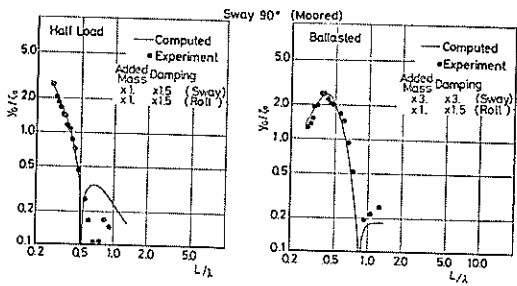


図-4.10 係留浮体のスウェイ変位（流体力修正）

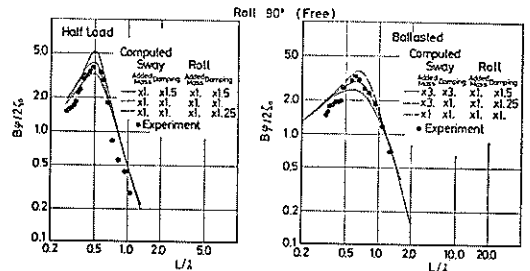


図-4.13 自由浮体のロール変位（流体力修正）

エイ, 図-4.13はロールを示したものである。半載時については計算値と実験値とが良く一致していることが判る。ただし, ロールの応答値の同調点付近では計算値が実験を下回る傾向がある。また空載時のスウェイ応答値は実験値を下回っている。これは, 修正値を決めるときに係留浮体の計算値と実験値とを対比して決めたこと, また, 同調点の応答値を一致させるようにして決めたためと思われる。スウェイについてみると, 自由浮体はいわばバネ定数が無限小の係留浮体と考えることができるが, そうすると, 係留系の固有周期は非常に長くなるものと考えることができる。したがって, 自由浮体のスウェイの応答値には同調点が現われない。もう一度, 図-4.2や図-4.7および4.8をみると, 同調点を離れると, 実験値はむしろ流体力係数を修正しない計算値と合っている。

ロールについては係留浮体にも自由浮体にも応答値の同調点が明瞭に表われている。しかし, 両者の周波数特性はやや異なっている。半載の場合には係留浮体と自由浮体の応答値の同調点はほぼ一致しているが, 空載の場合には自由浮体の同調点の周期は係留浮体のそれよりやや短くなる。

このように, 係留または非係留により, 浮体の応答特性が異なるのは, 係留浮体と非係留浮体とに運動の差異があるためであると思われる。前者については浮体が係留されているので, 浮体の動きが拘束されている。そのため, 造渦現象などにより浮体運動の減衰が大きいのと思われる。そこで, 自由浮体の場合には, 減衰係数のみ再び修正することとする。すなわち, 半載では, ロールの減衰係数を計算値の1.25倍とする。また, 空載ではスウェイの減衰係数とロールの減衰係数とを, それぞれ計算値の1.0倍および1.25倍とする。このことは, 係留系のバネ特性が変わった場合や不規則波応答計算などを行なう場合には, ここで求めた修正値を用いても計算値と実験値とが必ずしも一致しないことを示唆する。そのような場合には, 減衰係数を再び修正して調整することが必要であろう。

(3) 不規則波中の係留浮体

4.1(2)で示した不規則波実験に対して, 修正された流体力係数を用いて不規則波応答計算を実施して, 計算値と実験値とを比較し表-4.3に示した。また, ここでは波の周波数スペクトルは実験で得られたものを用いている。この結果をみると計算値と実験値とが良く一致していることが判る。ただし, Case 1 のスウェイ量の計算値が実験値よりかなり小さいので, 前項で述べたように減衰係数を計算値の2倍として再度計算してみる。その結果は表-4.3の Case 1' に示しているが, 計算値と実験値とが一層良く一致する。これは, 不規則波の代表周

表-4.3 不規則波に対する計算値と実験値の比較 (流体力係数修正)

ケース	状態			入射波		スウェイ		ヒール		ブロー		ロール		係留点反力	
	状態	喫水 (cm)	$H_{1/3}$ (cm)	$H_{1/3}$ (cm)	$T_{1/3}$ (s)	$2\psi_{0max}$ (cm)	$2\psi_{01/3}$ (cm)	$2\psi_{0max}$ (deg)	$2\psi_{01/3}$ (deg)	$2\psi_{0max}$ (cm)	$2\psi_{01/3}$ (cm)	$2\psi_{0max}$ (deg)	$2\psi_{01/3}$ (deg)	$R(y)_{max}$ (kgf)	$R(y)_{1/3}$ (kgf)
Case 1	空載	9.0	2.0	1.9	7.63	4.59	1.94	1.33	1.96	1.21	29.7	19.5	29.7	19.5	実験
			1.97	1.97	5.05	3.39	2.40	1.46	1.93	1.11	17.1	27.0	17.1	27.0	計算
Case 2	空載	9.0	2.5	1.6	5.56	3.07	2.18	1.36	2.78	1.81	21.8	13.7	21.8	13.7	実験
			2.35	1.67	4.76	3.33	2.48	1.51	2.29	1.43	17.7	26.1	17.7	26.1	計算
Case 3	半載	28.4	2.0	1.9	3.44	2.29	—	—	3.29	2.24	12.7	8.5	12.7	8.5	実験
			1.97	1.97	2.87	1.98	2.27	1.52	2.48	1.60	9.8	14.7	9.8	14.7	計算
Case 4	半載	28.4	2.5	1.6	2.20	1.44	—	—	3.85	2.42	9.4	6.2	9.4	6.2	実験
			2.35	1.67	2.21	1.46	2.09	1.24	2.75	1.95	7.8	12.4	7.8	12.4	計算
Case 1'	空載	9.0	1.97	1.97	6.91	4.35	2.40	1.46	1.66	1.13	34.1	19.2	34.1	19.2	計算

期が係留系の固有周期より短く、この周期帯に対しては当初の減衰係数の修正値がやや大き目であったことを意味する。したがって、スウェイの減衰を修正する場合には係留系の固有周期を考慮して、計算値の2～3倍の値を適切に選ぶのが良いと思われる。

5. 結 論

大型矩形浮体の波浪中の動揺シミュレーション手法としては、浮体の細長比 L/B が4.0程度であれば、二次元的に断面浮体に作用する波力および流体力を求めて、これを長さ方向に位相差を考慮して積分して、三次元浮体に作用する波力および流体力を求める方法(手法B)を用いてよいことが明らかとなった。この方法は、浮体を直接三次元的に扱って波力および流体力を計算する方法(手法A)に比べて、取扱いが簡単なこと、計算時間が短いことなどの利点を有する。(2. および 3. 参照)

また、ここで提案した動揺シミュレーション手法による計算値と、当所で実施された模型実験による実験値とを比較した結果、動揺シミュレーション手法による計算値は、計算で得られる付加質量および減衰係数に修正を加えることによって実験値とほとんど一致させ得ることが確かめられた。付加質量および減衰係数の修正値は、半載の場合には、スウェイおよびロールについて、それぞれ1.0倍および1.5倍、また空載の場合には、スウェイについては、付加質量および減衰係数とも計算値の3倍、ロールについては、付加慣性モーメントは計算値の1.0倍、減衰係数は計算値の1.5倍とする。(4. 参照)

6. あとがき

以上の検討の結果、大型矩形浮体の動揺シミュレーション手法が提案され、また、提案されたシミュレーション手法による計算値と実験値との対応も良いことが確認された。近い将来、原油の洋上備蓄基地が建設される場合には、ここで提案した動揺シミュレーション手法を用いて貯蔵船の動揺量を算定し、かつまた、貯蔵船と係留施設との相互作用力を算定し設計に反映させることができる。

原油を備蓄する前には、実証実験が実施されることになっているが、実証実験による観測値と計算値とを対照することにより、改めて動揺シミュレーション手法の妥当性を確認することができる。

なお、第1報でも触れているように、サージ方向の運動については実験値と計算値とはあまり良く合っていない。この点については今後さらに検討する必要があるが、新井²⁰⁾が示したストリップを縦および横に切るいわ

ゆる二断面ストリップ法は、この問題を解決する一方法であろうと思われる。

謝辞

本報告をとりまとめる当っては、海洋水理部波浪研究室で実施された模型実験結果を引用し、計算結果と比較した。模型実験は規則波および不規則波に対して詳細に行われており、計算結果と対比する上で非常に有効であった。その結果計算法の問題点が明らかになり、これを修正することができた。また、4. の流体力係数の修正にあたっては、波浪研究室と共同で作業をした。また、合田水工部長および北島前構造部長には暖かい激励と有益な助言を得た。ここに、謹んで感謝の意を表したい。

なお、洋上備蓄基地としては、長崎県上五島地区および福岡県白島地区にプロジェクトが計画されているが、これらのプロジェクトを推進している三菱重工㈱および日立造船㈱を始めとする関係企業の担当者の方々からは、貯蔵船およびその係留方式に関する種々の資料を提供いただいた。また、これらの方々との意見交換、および討論は本報告をまとめるに当って極めて有益であった。ここに記して謝意を表したい。

(1980年6月30日受付)

参 考 文 献

- 1) 日本造船研究協会：第155研究部会、巨大タンカーの係留システムの研究、昭和55年3月、
- 2) 田才福造、高木又男：規則波中の応答理論および計算法、耐航性に関するシンポジウム、第1章、昭和44年7月、
- 3) 高石敬史、黒井昌明：波浪中船体運動の実用計算法第2回耐航性に関するシンポジウム、第2章、昭和52年12月、
- 4) 玖久正憲、他5名：浅海浮上式備蓄タンクの係留に関する研究、日本造船学会論文集、第146号、昭和54年11月、pp. 257～266、
- 5) 井島武士、吉田明徳：有限水深域における矩形浮体の3次元係留運動、九大工学集報、第49巻2号、pp. 83～86、昭和51年3月、
- 6) 井島武士：有限水深域の構造物および浮体による波の変形(2次元および3次元問題)、土木工学シリーズ74-B-3、昭和49年7月、
- 7) 井島武士、田淵幹修、湯村やす：有限水深の波による矩形断面物体の運動と波の変形、土木学会論文報告集、第202号、昭和47年6月、pp. 33～48、
- 8) 木原 力、轟 正彦：矩形断面浮体の波浪動揺に関する研究、港湾技術研究所報告、第14巻第2号、昭和50年6月、pp. 47～77、
- 9) 高山知司、永井紀彦、他：大型矩形浮体の波浪中の動揺と係留力に関する研究(第1報)、港湾技術研究所報告、第19巻3号、pp. 71～103、
- 10) Bretschneider, C.L.: Significant Waves and

Wave Spectrum. (Fundamentals of Ocean Engineering—Part 7), *Ocean Industry*, Feb. 1968, pp. 40~46.

11) 光易 恒: 風波のスペクトルの発達(2)—有限な吹送距離における風波のスペクトルの形について—第17回海岸工学講演会論文集, 昭和35年, pp. 1~7.

12) ISSC: Report, Committee 1 on Environmental Conditions, *4th International Ship Structures Congress*, Oslo, pp. 42~48.

13) Goda, Y.: A Review on Statistical Interpretation of Wava Data, *Report of the Port and Harbour Research Institute*, Vol. 18, No. 1, March, 1979, pp. 5~32.

14) 日野幹雄: スペクトル解析, 朝倉書店, 昭和53年5月, pp. 142~144.

15) 永井康平: 不規則な海の波の屈折および回折の計算 港湾技術研究所報告, 第11巻2号, 昭和47年6月, pp. 47~120.

16) Davenport, A.G.: Gust loading factors, *Journal of the Proc. of ASCE, ST3*, June, 1967, pp. 11~34.

17) 日野幹雄: 瞬間最大値と評価時間の関係—とくに突風率について—, 土木学会論文集, 第117号, 昭和40年5月, pp. 23~33.

18) 清宮 理: 海上風の性質とそれによる(矩)形浮体の動揺解析, 港湾技術研究所報告, 第19巻第2号, 昭和55年6月, pp. 49~101.

19) F.H. Hsu and K.A. Blenkarn: Analysis of Peak Mooring Forces by Slow Vessel Drift Oscillation in Random Seas, *Paper OTC 1159*. Huston, April, 1970, pp. I-135~146.

20) Pinkstar, J.A.: Law Frequency Phenomena Associated with Vessels Moored at Sea, *Soc. of Petroleum Engineers of AIME, SPE Paper No. 4837*, 1974.

21) Remery, G.F.M. and Hermans, A.J.: The Slow Drift Oscillations of a Moored Object in Random Sea, *Paper OTC, 1500*, Huston April 1971, pp. II 829~838.

22) Bowers, E.C.: Long Period Oscillations of Moored Ships Subject to Short Wave Sea, *The Royal Institution of Naval Architects W4*, 1975.

23) 上田 茂, 白石 悟: 多列円柱支持浮体のシミュレーションによる動揺特性の検討, 港湾技術研究所資料, No. 339, 昭和55年6月,

24) 伊藤善行, 千葉 繁: 浮防波堤の水理に関する近似理論と応用, 港湾技術研究所報告第11巻第2号, 昭和47年6月, pp. 141~166.

25) 戸川隼人: 有限要素法による振動解析, サイエンス社, 1975.

26) 元良誠三: Gravity Dynamometer による波浪中抵抗試験および Surging について, 造船協会論文集94号, 昭和29年

27) 新井信一: 箱型係留浮体の運動と係留鎖の張力およ

び係留法に関する研究, 昭和54年6月

28) 小舟浩治: 浮体係留における粘性抵抗力および拘束条件の影響について, 港湾技術研究所報告, 第17巻第4号, 昭和53年12月

29) 大川 豊: 箱型没水体に働く流体力(その3), 第32回船研講演会集, 昭和53年11月, pp. 78~81.

30) 大川 豊: 箱型没水体に働く流体力(その2), 第30回船研講演会集, 昭和52年11月,

記号一覧表

A	: 風圧面積または重心の変位量から作用点の変位量を求める時の変換行列または, 手法Aにおいて変位を求める時の行列
\bar{A}_{xj}	: $\bar{A}_{xj} = \int_{ds} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{i}{2} H_0^{(i)}(kR_{ij}) \right) ds$
A_{xj}	: $A_{xj} = \int_{ds} \left(-\frac{i}{2} H_0^{(i)}(kR_{ij}) \right) k ds$
a_{ij}	: 行列 A の (i, j) 要素
B	: 浮体幅
\bar{B}_{xj}	: $\bar{B}_{xj} = \int_{ds} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{K_0(k_n R_{ij})}{\pi} \right) ds$
B_{xj}	: $B_{xj} = \int_{ds} \left(-\frac{K_0(k_n R_{ij})}{\pi} \right) k ds$
B_{ij}	: i 方向の強制による j 方向の運動成分に対する静的復原力係数
C_{ij}	: i 方向の強制力による j 方向の運動成分に対する非線型減衰係数
C_D	: 風抗力係数
D	: 浮体と周辺流体との境界線
\bar{E}_{xj}	: $\bar{E}_{xj} = \int_{ds} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{\log(1/kR_{ij})}{\pi} \right) ds$
E_{xj}	: $E_{xj} = \int_{ds} \left(-\frac{\log(1/kR_{ij})}{\pi} \right) k ds$
e	: 単位ベクトル (浮体が変位する前の作用点と支点を結ぶ方向) $e = (e_1, e_2, e_3)$
F_i	: i 方向へ働く波強制力
F_{oi}	: 定常外力を含む高次の外力 (風圧力, 流れによる力など)
\bar{F}_{xj}	: $\bar{F}_{xj} = \int_{ds} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{K_0(sR_{ij})}{\pi} \right) ds$
F_{xj}	: $F_{xj} = \int_{ds} \left(-\frac{K_0(sR_{ij})}{\pi} \right) k ds$
F_{y0}	: 三次元の造波抵抗, 復原力 (スウ=イ)
F_{z0}	: 三次元の造波抵抗, 復原力 (ヒーブ)
F_w	: 風圧力
F	: 固定浮体に作用する波力 $F = F^{F.K} + F^d$ $F = (F_x, F_y, F_z, M_\theta, M_\phi, M_\psi)$
$F^{F.K}$: フルードクリロフ力 $F^{F.K} = (F_x^{F.K}, F_y^{F.K}, F_z^{F.K}, M_\theta^{F.K}, M_\phi^{F.K}, M_\psi^{F.K})$
F^d	: 散乱波による波力 $F^d = (F_x^d, F_y^d, F_z^d, M_\theta^d, M_\phi^d, M_\psi^d)$
f	: 周波数
f_0	: 入射波の速度ポテンシャル
f_1	: Helmholtz の方程式を満足する未知関数

$f_i^{(n)}$: Helmholtz の方程式を満足する未知関数	m_n	: 周波数スペクトルの n 次のモーメント
\bar{f}_1	: 境界線 D 上における f_1 の法線微分値	N_P	: ピッチによる全体浮体の造波減衰抵抗
$\bar{f}_2^{(n)}$: 境界線 D 上における $f_2^{(n)}$ の法線微分値	$N_P = \frac{L^3}{12} N_H$	
g	: 重力加速度	N_Y	: ヨウによる全体浮体の造波減衰抵抗
\overline{GM}	: メタセンター高さ	$N_Y = \frac{L^3}{12} N_S$	
$H_0^{(1)}$: 第 1 種ハンケル関数	N	: 周辺分割数
$H_{1/3}$: 有義波高	N_{ij}	: i 方向の強制力による j 方向の運動成分に対する線形減衰係数
h	: 水深	N_S	: スウ エイによる断面造波減衰
h_0	: 減衰定数	N_H	: ヒープによる断面造波減衰
I_p	: 全体浮体の y 軸回りの付加慣性モーメント	N_R	: ロールによる x 軸回りの断面造波減衰モーメント
$I_p = \frac{L^3}{12} M_H$		N_L	: サージ方向の断面造波減衰
I_Y	: 全体浮体の x 軸回りの付加慣性モーメント	N_{SR}	: ロールによるスウ エイ方向の断面造波減衰
$I_Y = \frac{L^3}{12} M_S$		N_{RS}	: スウ エイによる x 軸回りの断面造波減衰
I_R	: ロールによる x 軸回りの断面付加慣性モーメント	N_x	: x 方向の周辺分割数
I_p	: 浮体の x 軸まわりの断面付加慣性モーメント	N_y	: y 方向の周辺分割数
I_{ij}	: 慣性テンソル	n	: 周辺領域のポテンシャル級数項
I_θ	: 浮体の y 軸まわりの慣性モーメント	n_0	: 固有角周波数
I_φ	: 浮体の x 軸まわりの慣性モーメント	\overline{OG}	: 重心と海面の距離
i	: 虚数単位	P_{xy}^R	: x 方向の変位による y 方向の造波抵抗力
K	: バネ定数	P_{xz}^R	: x 方向の変位による x 方向の造波抵抗力
K_r	: 基準高度の風速で定義した表面の摩擦係数	P_{xx}^R	: x 方向の変位による x 方向の造波抵抗力
K_{ij}	: i 方向の強制力による j 方向の運動成分に対する付加質量 (付加慣性モーメント)	p_1	: 浮体側面の圧力
k	: 波数	p_2	: 浮体底面の圧力
k_n	: $k_n \tanh k_n h = \sigma^2 h/g$ の根または $-k_n h \tan k_n h = \sigma^2 h/g$ の根	P_x	: x 方向の水平波力
l	: 任意の正の整数, 式 (2.8)	P_y	: y 方向の水平波力
L	: 浮体の長さ	P_z	: 鉛直波力
L/B	: 浮体長さと幅との比	p_F	: 浮体断面を透過する規則波が断面に及ぼす圧力
L_x	: 変換行列 A の成分 ($r_0 - r_i$ の x 成分)	q	: 喫水水深比 (qh : 喫水)
L_y	: 変換行列 A の成分 ($r_0 - r_i$ の y 成分)	\bar{q}	: $\bar{q} = 1 - q$
L_z	: 変換行列 A の成分 ($r_0 - r_i$ の z 成分)	R	: 拘束力, $R = (R_x, R_y, R_z)$
M	: 断面浮体の質量	R_x	: $R_x = R(x)$, 係留系による復原力
M	: 拘束力によるモーメント $M = (M_x, M_y, M_z)^{-1}$	R_y	: $R_y = R(y)$, 係留系による復原力
M_{ij}	: i 方向の強制力による j 方向の運動成分に対する質量 (慣性モーメント)	R_z	: $R_z = R(z)$, 係留系による復原力
M_S	: スウ エイによる断面付加質量	$R_{ij}(x_j)$: i 方向の強制力による j 方向の運動成分に対する係留系の反力
M_H	: ヒープによる断面付加質量	r_0	: 重心の位置ベクトル
M_{SR}	: ロールによるスウ エイ方向の断面付加慣性	r_j	: 作用点の位置ベクトル
M_{RS}	: スウ エイによる x 軸回りの断面付加慣性モーメント	r_i	: 支点の位置ベクトル
M_L	: サージ方向の断面付加質量	$S_u(f)$: 変動風の周波数スペクトル
$M_{\theta 0}$: ピッチに関する造波抵抗および復原力	$S(f)$: 不規則波の周波数スペクトル
$M_{\varphi 0}$: ロールに関する造波抵抗および復原力	\bar{S}	: $\bar{S} = S\pi/\bar{q}h$ (S =整数, $\bar{q}=1-q$)
$M_{\varphi 0}$: ヨウに関する造波抵抗および復原力	s	: 底面領域のポテンシャル級数項の項数
$M(\theta)$: 係留系による復原モーメント (ピッチ)	$T_{1/3}$: 有義周期
$M(\varphi)$: 係留系による復原モーメント (ロール)	T_1	: 周波数スペクトルの 1 次モーメントから求められる代表周期
M_x	: 係留点の拘束モーメント	T_p	: 周波数スペクトルのピークの周波数に対応する周期
M_y	: 係留点の拘束モーメント	T_x	: 浮体に作用する x 軸まわりの全モーメント
M_z	: 係留点の拘束モーメント	T_y	: 浮体に作用する y 軸まわりの全モーメント
$M(\varphi)$: 係留系による復原モーメント (ヨウ)	T_z	: 浮体に作用する z 軸まわりの全モーメント
m	: 大気の安定度に関する修正係数		

大型矩形浮体の波浪中の動揺と係留力に関する研究 (第2報)

T_{xz}^R	: x 軸まわりの回転変位による x 軸まわり造波抵抗モーメント		したときの計算値と3項としたときの計算値との比 (スウェイ)
T_{xy}^R	: x 軸まわりの回転変位による y 軸まわり造波抵抗モーメント	z_G	: z 軸方向の重心変位 (ヒープ)
T_{zz}^R	: x 軸まわりの回転変位による z 軸まわり造波抵抗モーメント	\bar{z}	: 浮体の z 方向の初期重心位置
U	: 風速	α	: 風速の鉛直分布をべき法則で表わしたときのべき指数
\bar{U}	: 平均風速	β	: 日野の変動風の周波数スペクトルにおけるパラメータ
U_{10}	: 基準高度 10m における平均風速	ϵ_n	: 不規則波における位相差
u_j	: 作用点の変位 $u_j = (x_j, \delta_j)^{-1}$	ϵ_s	: 位相差
u_G	: 重心の変位, $u_G = (x_G, \theta_G)^{-1}$	ζ	: 不規則波 (式2.7) あるいは入射波 (式2.15)
$u(t)$: 変動風速	ζ_n	: 不規則波の成分波
u_x	: 浮体と水粒子との相対速度 (x 成分)	ζ_0	: 入射波の振幅
u_y	: 浮体と水粒子との相対速度 (y 成分)	ζ^*	: 複素振幅 (ヒープ)
u_z	: 浮体と水粒子との相対速度 (z 成分)	η^*	: 複素振幅 (スウェイ)
W_x	: 全復原モーメント $W_x = W_x^{(1)} + W_x^{(2)}$	θ	: 波の主方向 (方向分布関数) または, y 軸まわりの回転 (ピッチ)
$W_x^{(1)}$: 側面からの復原モーメント	θ_{max}	: 方向分散波の主方向からの最大角度
$W_x^{(2)}$: 底面からの復原モーメント	ψ	: 境界線 D における外向き法線
W_y	: 全復原モーメント $W_y = W_y^{(1)} + W_y^{(2)}$	ξ^*	: 複素振幅 (サージ)
$W_y^{(1)}$: 側面からの復原モーメント	λ	: 波の波長 $\lambda = 2\pi/k$
$W_y^{(2)}$: 底面からの復原モーメント	π	: 円周率
W_z	: 静水圧	ρ	: 空気の密度あるいは流体の密度
x_j	: j 点の変位ベクトル, $x_j = (x_j, y_j, z_j)^{-1}$	σ_n	: 角周波数
x_j	: 浮体の運動モード (x_1 :サージ, x_2 :スウェイ, x_3 :ヒープ, x_4 :ロール, x_5 :ピッチ, x_6 :ヨウ)	σ	: 角周波数
x_G	: 重心の変位ベクトル, $x_G = (x_G, y_G, z_G)^{-1}$	Φ	: 速度ポテンシャル
x_G	: x 軸方向の重心変位 (サージ)	Φ_I	: 周辺領域の速度ポテンシャル
x_{Gn}/x_{G24}	: 浮体側面を分割するとき1波長を n 分割した計算値と24分割したときの計算値との比 (サージ)	Φ_{II}	: 底面領域の速度ポテンシャル
x_{Gn}/x_{G10}	: 浮体底面を分割するとき周辺分割数 (この場合は1波長12分割) の n 倍で分割したときの計算値と10倍で分割したときの計算値との比 (サージ)	φ	: x 軸のまわりの回転 (ロール)
x_{Gn}/x_{G3}	: 底面領域の速度ポテンシャル級数項を s 項としたときの計算値と3項としたときの計算値との比 (サージ)	φ_0	: Helmholtz の方程式を満足する未知関数
x_{Gn}/x_{G3}	: 周辺領域の速度ポテンシャル級数項を n 項としたときの計算値と3項としたときの計算値との比 (サージ)	φ_s	: Helmholtz の方程式を満足する未知関数
y_G	: y 軸方向の重心変位 (スウェイ)	$\bar{\varphi}_0$: 境界線 D 上の φ_0 の法線微分値
y_{Gn}/y_{G24}	: 浮体側面を分割するとき1波長を n 分割した計算値と24分割したときの計算値との比 (スウェイ)	$\bar{\varphi}_s$: 境界線 D 上の φ_s の法線微分値
y_{Gn}/y_{G10}	: 浮体底面を分割するとき周辺分割数 (この場合は1波長を12分割) の n 倍で分割したときの計算値と10倍で分割したときの計算値との比 (スウェイ)	χ	: 波の入射角
y_{Gn}/y_{G3}	: 底面領域の速度ポテンシャルの級数項を s 項としたときの計算値と3項としたときの計算値との比 (スウェイ)	ψ	: z 軸まわりの回転 (ヨウ)
y_{Gn}/y_{G3}	: 周辺領域の速度ポテンシャル級数項を n 項と	ψ_n/ψ_{24}	: 浮体の周辺分割において1分割長を $1/n$ 波長と $1/24$ 波長とした時の比 (ヨウ)
		ω	: 波強制力の角周波数
		ω_1^*	: 浮体の回転角の複素振幅 (ロール)
		ω_2^*	: 浮体の回転角の複素振幅 (ピッチ)
		ω_3^*	: 浮体の回転角の複素振幅 (ヨウ)
		ΔS_j	: 浮体周辺の N 個の小要素
		Δx_j	: 浮体 x 軸方向の分割長さ $\Delta x_j = (x_{j+1} - x_{j-1})/2$
		Δy_j	: 浮体 y 軸方向の分割長さ $\Delta y_j = (y_{j+1} - y_{j-1})/2$
		Δl	: 浮体の周辺の1分割長
		θ_G	: 重心点の回転 $\theta_G = (\varphi_1, \theta_3, \psi_3)^{-1}$
		θ_j	: 作用点の回転 $\theta_j = (\varphi_j, \theta_j, \psi_j)^{-1}$

付録A. 散乱波による力およびフルードクリロフ力

1) 散乱波による力

浮体断面が静止しているとき、規則波の散乱によって生ずる散乱波の速度ポテンシャルは、その断面と規則波の水粒子との相対速度（すなわち orbital velocity）をもって浮体断面が静水中で等価な運動をしていると仮定して求める。

入射波の速度ポテンシャルは、

$$\phi = i\zeta_0 \frac{\sigma}{k} \frac{\cosh k(x+h)}{\sinh kh} \exp[i(kx \cos \chi - y \sin \chi) + \sigma t] \quad (\text{A-1})$$

とかける。

式 (A-1) による入射波は

ここに、 k : 波数

$$\zeta = -\frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_{z=0}$$

σ : 周波数

ζ_0 : 振幅

$$= \zeta_0 \frac{\sigma^2}{kg} \frac{\cosh k(x+h)}{\sinh kh} \exp\{i(kx \cos \chi - ky \sin \chi + \sigma t)\}$$

$$= \zeta_0 \frac{\cosh k(x+h)}{\cosh kh} \exp\{i(kx \cos \chi - ky \sin \chi + \sigma t)\}$$

(A-2)

(注: 後に水中の z の位置での相対速度を求めるので、 $x=0$ としないでおく)

ただし、 $\frac{\sigma^2}{g} = k \tanh kh$

相対速度の x, y, z 成分 u_x, u_y, u_z は式 (A-1) を x, y, z で微分すれば得られる。また、相対運動の加速度は、 u_x, u_y, u_z を時間で微分すれば得られる。ここで、相対速度、加速度としては u_y, u'_y, u_z, u'_z の浮体中心線内の $z = -T_m, y=0$ における値、 $\bar{u}_y, \bar{u}'_y, \bar{u}_z, \bar{u}'_z$ を用いる。

ここに

$$\bar{u}_y = A_y \exp\{i(kx \cos \chi + \sigma t)\} \quad \left. \begin{array}{l} \bar{u}_z = iA_z \exp\{i(kx \cos \chi + \sigma t)\} \\ \bar{u}'_y = iA'_y \exp\{i(kx \cos \chi + \sigma t)\} \\ \bar{u}'_z = A'_z \exp\{i(kx \cos \chi + \sigma t)\} \end{array} \right\} \quad (\text{A-3})$$

$$\left. \begin{array}{l} \bar{u}'_y = iA'_y \exp\{i(kx \cos \chi + \sigma t)\} \\ \bar{u}'_z = A'_z \exp\{i(kx \cos \chi + \sigma t)\} \end{array} \right\} \quad (\text{A-4})$$

ただし、

$$\left. \begin{array}{l} A_y \equiv \zeta_0 \sigma \sin \chi \frac{\cosh k(h-T_{m1})}{\sinh kh} \\ A'_y \equiv \zeta_0 \sigma^2 \sin \chi \frac{\cosh k(h-T_{m1})}{\sinh kh} \\ A_z \equiv \zeta_0 \sigma \frac{\sinh k(h-T_{m2})}{\sinh kh} \\ A'_z \equiv -\zeta_0 \sigma^2 \frac{\sinh k(h-T_{m2})}{\sinh kh} \end{array} \right\} \quad (\text{A-5})$$

$$T_m = \begin{cases} T_{m1} = \frac{1}{2}qh: \text{横方向の力を求めるとき} \\ T_{m2} = qh: \text{上下方向の力を求めるとき} \end{cases} \quad (\text{A-6})$$

で代表させる。

ここで、散乱波による力を求めるために、つぎのような積分を行う。

$$I \equiv \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \exp(ikx \cos \chi) dx = \begin{cases} \frac{2}{k \cos \chi} \sin\left(\frac{L}{2}k \cos \chi\right) & (\cos \chi \neq 0) \\ L & (\cos \chi = 0) \end{cases} \quad (\text{A-7})$$

$$I_x \equiv \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} x \exp(ikx \cos \chi) dx = \begin{cases} -\frac{iL}{2k \cos \chi} \left\{ \exp\left(i\frac{L}{2}k \cos \chi\right) + \exp\left(-i\frac{L}{2}k \cos \chi\right) \right\} \\ \quad + \frac{2i}{k^2 \cos^2 \chi} \sin\left(\frac{L}{2}k \cos \chi\right) & (\cos \chi \neq 0) \\ 0 & (\cos \chi = 0) \end{cases} \quad (\text{A-8})$$

(A-3), (A-4), (A-7) および (A-8) 式を用いて, 散乱波の力及びモーメントはつぎのようになる。

$$F_z^d = \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} x \frac{dF_z^d}{dx} dx = \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} (M_H \bar{u}_z + N_H \bar{u}_z) dx = M_H A_z \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \exp(ikx \cos \chi) dx \cdot \exp(i\sigma t) \\ + iN_H A_z \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \exp(ikx \cos \chi) dx \cdot \exp(i\sigma t) = M_H A_z I \exp(i\sigma t) + iN_H A_z I \exp(i\sigma t) \quad (A-9)$$

$$M_y^d = \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} x \frac{dF_y^d}{dx} dx = M_H A_y I_x \exp(i\sigma t) + iN_H A_y I_x \exp(i\sigma t) \quad (A-10)$$

$$F_y^d = \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \frac{dF_y^d}{dx} dx = iM_S A_y I \exp(i\sigma t) + N_S A_y I \exp(i\sigma t) \quad (A-11)$$

$$M_x^d = \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} x \frac{dF_x^d}{dx} dx = iM_S A_x I_x \exp(i\sigma t) + N_S A_x I_x \exp(i\sigma t) \quad (A-12)$$

$$M_z^d = \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \frac{dM_z^d}{dx} dx = iM_{RS} A_y I \exp(i\sigma t) + N_{RS} A_y I \exp(i\sigma t) \quad (A-13)$$

ここに, F_z^d , M_y^d , F_y^d , M_x^d , M_z^d は, 散乱波の力及びモーメントである。

2) フルードクリロフの力

浮体断面を透過する規則波がその断面に及ぼす圧力 P_F は式 (A-1) の速度ポテンシャルからつぎのように求める。

$$P_F = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} = B' \cosh k(z+h) \exp\{i(kx \cos \chi - ky \sin \chi + \sigma t)\} \quad (A-14)$$

ただし,

$$B' = \rho g \zeta_0 \frac{1}{\cosh kh} \quad (A-15)$$

である。

ここで, フルードクリロフの力を求めるため以下の積分を行なう。

$$II \equiv \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \exp(iky \sin \chi) dy = \begin{cases} \frac{2}{k \sin \chi} \sin\left(k \frac{B}{2} \sin \chi\right) & (\sin \chi \neq 0) \\ B & (\sin \chi = 0) \end{cases} \quad (A-16)$$

$$II_y \equiv \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} y \exp(iky \sin \chi) dy = \begin{cases} i \frac{B}{k \sin \chi} \cos\left(k \frac{B}{2} \sin \chi\right) \\ -i \frac{2}{k^2 \sin^2 \chi} \sin\left(k \frac{B}{2} \sin \chi\right) & (\sin \chi \neq 0) \\ 0 & (\sin \chi = 0) \end{cases} \quad (A-17)$$

$$III = \int_{-qh}^0 \cosh k(z+h) dz = \sinh kh - \sinh k(h-qh) \quad (A-18)$$

$$III_z = \int_{-qh}^0 z \cosh k(z+h) dz = \frac{1}{k^2} \{ \cosh k(h-qh) - \cosh kh \} + kqh \sinh k(h-qh) \quad (A-19)$$

これらの積分を用いるとフルードクリロフの力はつぎのようになる。

$$F_z^{F,K} = \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \frac{dF_z^{F,K}}{dx} dx = \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} B' \cosh k(h-qh) \exp(ikx \cos \chi) dx \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \exp(iky \sin \chi) dy \cdot \exp(i\sigma t) \\ = B' \cosh k(h-qh) \cdot I \cdot II \cdot \exp(i\sigma t) \quad (A-19)$$

$$M_y^{F,K} = \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} x \frac{dF_y^{F,K}}{dx} dx = B' \cosh k(h-qh) \cdot I_x \cdot II \cdot \exp(i\sigma t) \quad (A-20)$$

$$F_y^{F,K} = \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \frac{dF_y^{F,K}}{dx} dx = \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \int_{-qh}^0 [B' \cosh k(z+h) \exp\{i(kx \cos \chi + k \frac{B}{2} \sin \chi + \sigma t)\} \\ - B' \cosh k(z+h) \exp\{i(kx \cos \chi - k \frac{B}{2} \sin \chi + \sigma t)\}] dz dx \\ = B' \cdot III \cdot I \cdot \exp\{i(k \frac{B}{2} \sin \chi + \sigma t)\} - B' \cdot III \cdot I \cdot \exp\{i(-k \frac{B}{2} \sin \chi + \sigma t)\} \\ = 2iB' \cdot III \cdot I \cdot \sin\left(k \frac{B}{2} \sin \chi\right) \exp(i\sigma t) \quad (A-21)$$

$$M_{\phi}^{F,K} = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} x \frac{dF_y^{F,K}}{dx} dx = 2iB'III \cdot I_x \sin\left(k\frac{B}{2}\sin\chi\right) \exp(i\sigma t) \quad (A-22)$$

$$\begin{aligned} M_{\phi}^{F,K} &= \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \frac{dM_{\phi}^{F,K}}{dx} dx = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \int_{-qh}^0 \left\{ -(z+\overline{OG})P_F \Big|_{y=-\frac{B}{2}} + (z+\overline{OG})P_F \Big|_{y=\frac{B}{2}} \right\} dx dx + \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \{yP_F \Big|_{z=-qh}\} dy dx \\ &= -\overline{OG} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \frac{dF_y^{F,K}}{dx} dx + \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \int_{-qh}^0 \left\{ z(P_F \Big|_{y=\frac{B}{2}} - P_F \Big|_{y=-\frac{B}{2}}) \right\} dx dx + \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} yP_F \Big|_{z=-qh} dy dx \\ &= -2i\overline{OG}B'III \cdot I \cdot \sin\left(k\frac{B}{2}\sin\chi\right) \exp(i\sigma t) - 2iB'III_x \cdot I \cdot \sin\left(k\frac{B}{2}\sin\chi\right) \exp(i\sigma t) \\ &\quad + B' \cosh k(h-qh) \cdot II_y \cdot I \cdot \exp(i\sigma t) \end{aligned} \quad (A-23)$$

ここに、 $F_y^{F,K}$ 、 $M_{\phi}^{F,K}$ 、 $F_y^{F,K}$ 、 $M_{\phi}^{F,K}$ 、 $M_{\phi}^{F,K}$ は、フルードクリロフの力である。

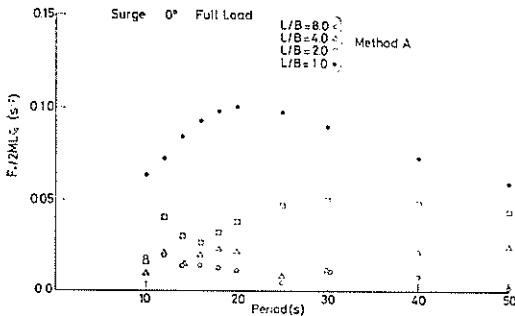
サージについてはフルードクリロフ力のみを考慮して計算する。(2.27)式の圧力による x 方向の強制力 F_x は、つぎのようになる。

$$\begin{aligned} F_x &= \int_{-qh}^0 \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} (P_F \Big|_{x=-\frac{L}{2}} - P_F \Big|_{x=\frac{L}{2}}) dy dz \\ &= B' \left\{ \left(\exp\left(-i\frac{L}{2}\cos\chi\right) - \exp\left(i\frac{L}{2}\cos\chi\right) \right) \exp(i\sigma t) \int_{-qh}^0 \cosh k(x+h) dx \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \exp(-iky\sin\chi) dy \right. \\ &\quad \left. \begin{matrix} \text{III} & \text{II} \end{matrix} \right\} \\ &= -2iB'III \cdot II \cdot \sin\left(\frac{L}{2}\cos\chi\right) \exp(i\sigma t) \end{aligned} \quad (A-24)$$

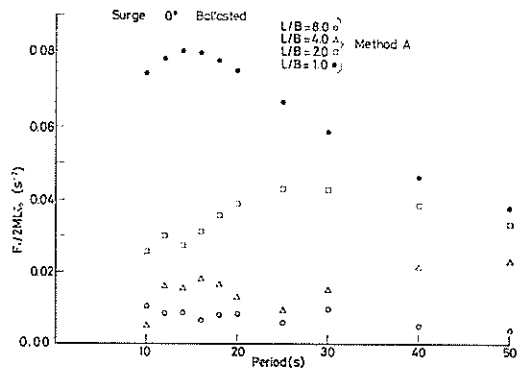
付録B. 手法Aと手法Bによる波力，付加質量，減衰係数および動揺量の比較

(1) 波力

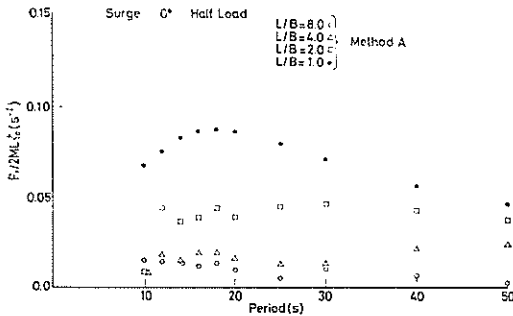
付図1~付図15



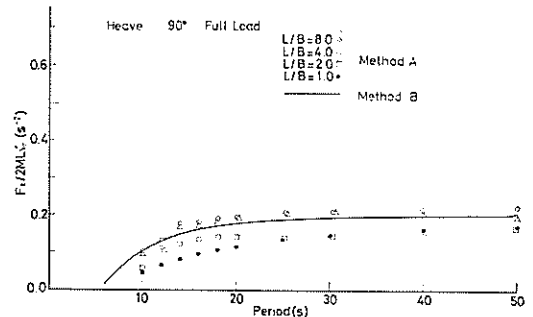
付図-1 波力 (サージ, 満載)



付図-3 波力 (サージ, 空載)

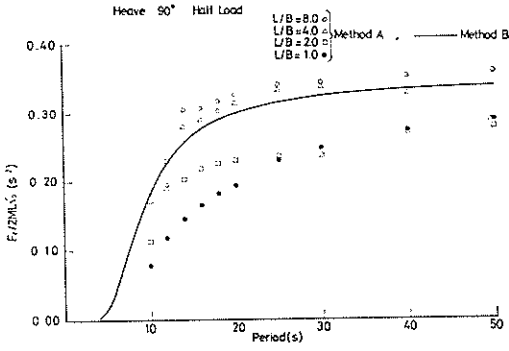


付図-2 波力 (サージ, 半載)

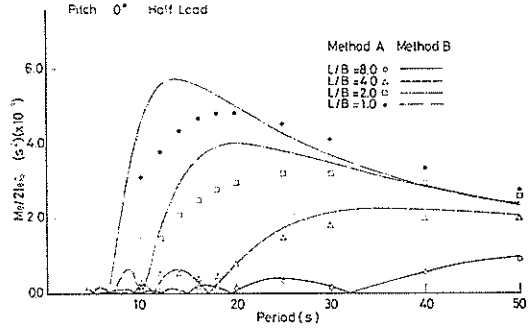


付図-4 波力 (ヒープ, 満載)

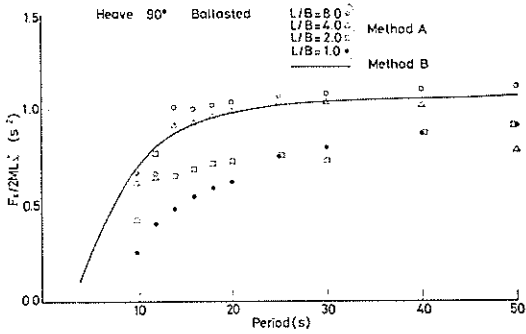
大型矩形浮体の波浪中の動揺と係留力に関する研究 (第2報)



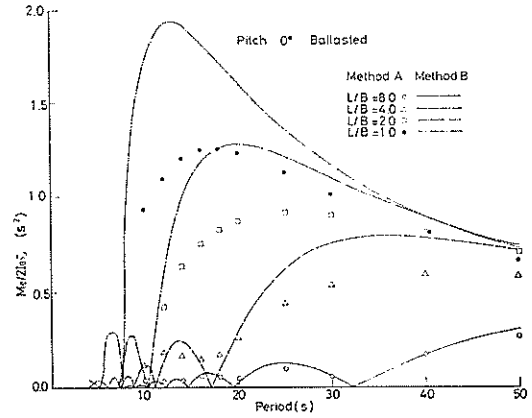
付図-5 波力 (ヒープ, 半載)



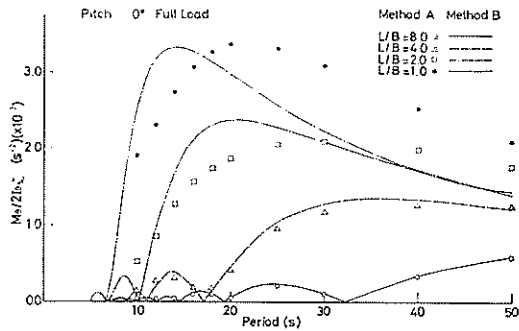
付図-8 波力モーメント (ピッチ, 半載)



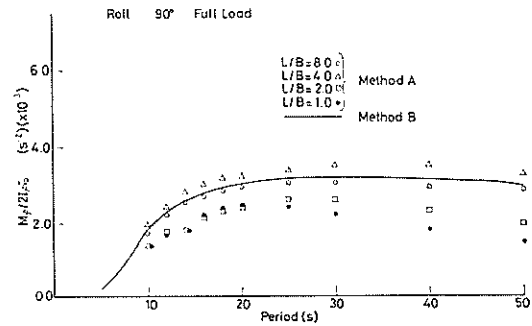
付図-6 波力 (ヒープ, 空載)



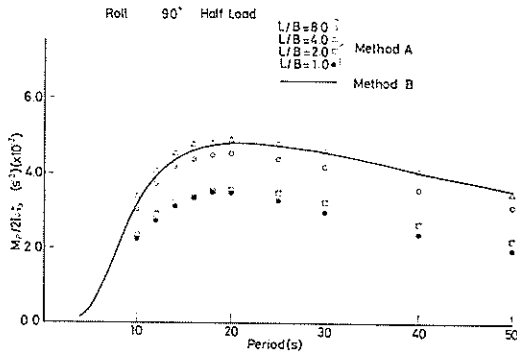
付図-9 波力モーメント (ピッチ, 空載)



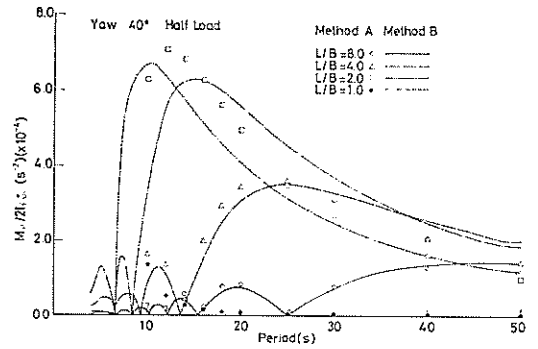
付図-7 波力モーメント (ピッチ, 満載)



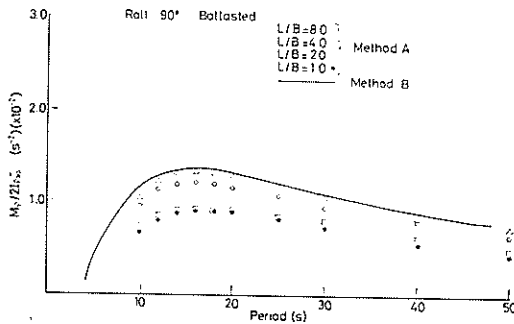
付図-10 波力モーメント (ロール, 満載)



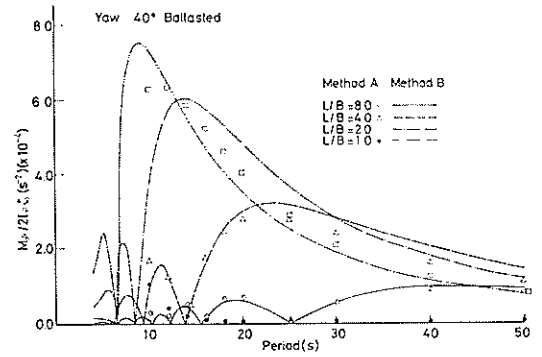
付図-11 波力モーメント (ロール, 半載)



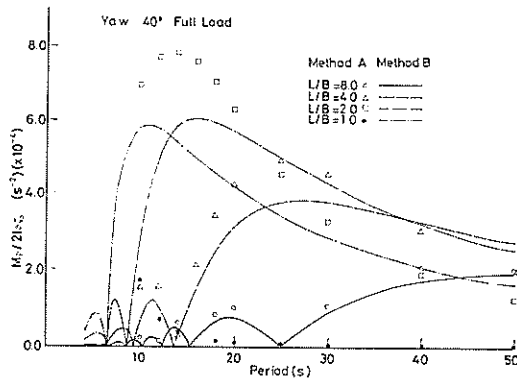
付図-14 波力モーメント (ヨウ, 半載)



付図-12 波力モーメント (ロール, 空載)

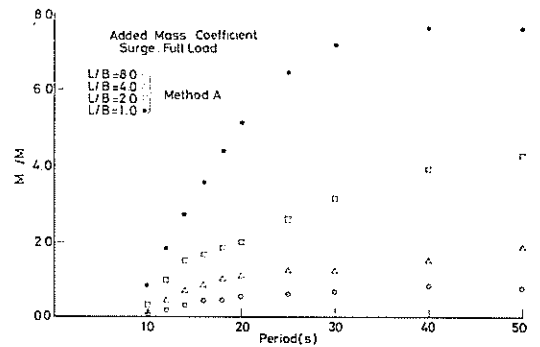


付図-15 波力モーメント (ヨウ, 空載)



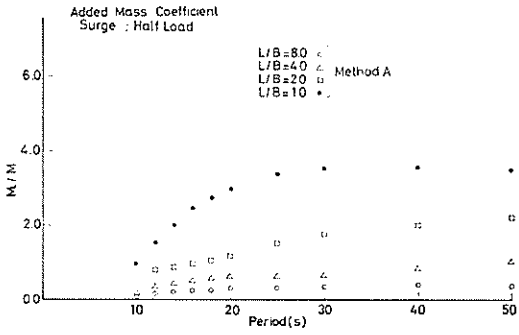
付図-13 波力モーメント (ヨウ, 満載)

(2) 付加質量係数, 付加慣性モーメント係数
付図-16~付図-30

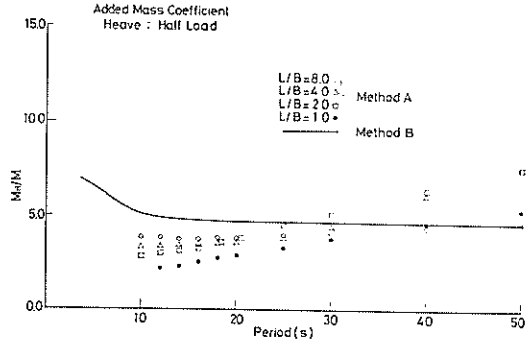


付図-16 付加質量係数 (サージ, 満載)

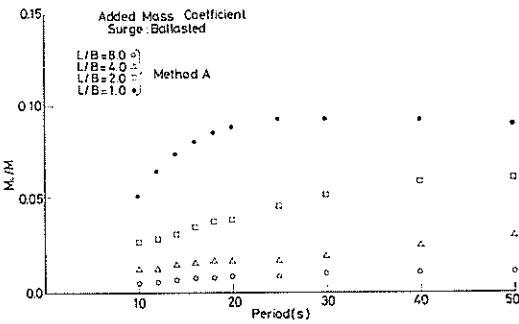
大型矩形浮体の波浪中の動揺と係留力に関する研究（第2報）



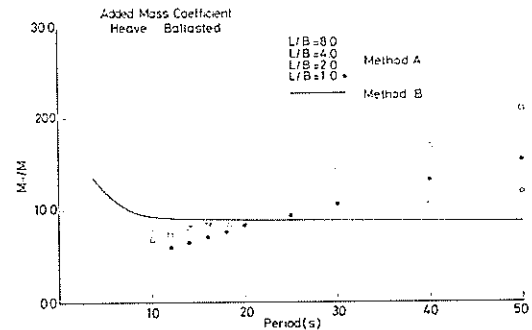
付図-17 付加質量係数（サージ，半載）



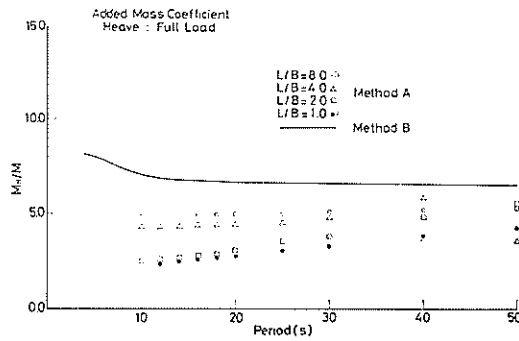
付図-20 付加質量係数（ヒープ，半載）



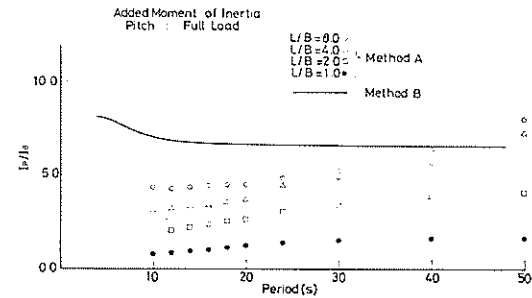
付図-18 付加質量係数（サージ，空載）



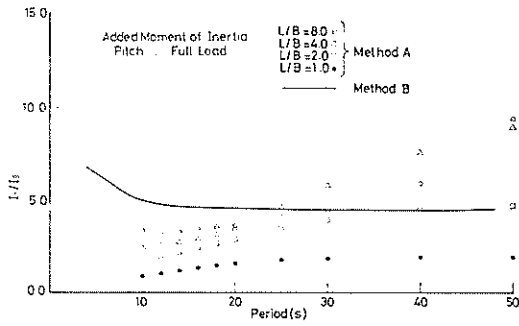
付図-21 付加質量係数（ヒープ，空載）



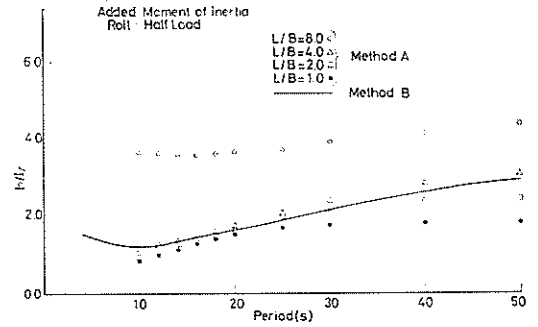
付図-19 付加質量係数（ヒープ，満載）



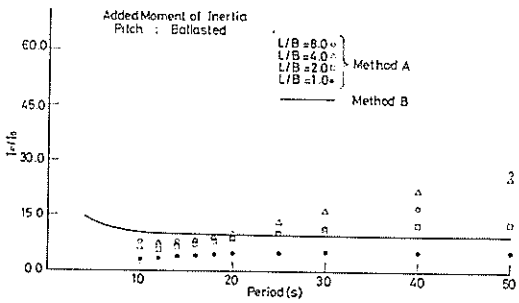
付図-22 付加慣性モーメント係数（ピッチ，満載）



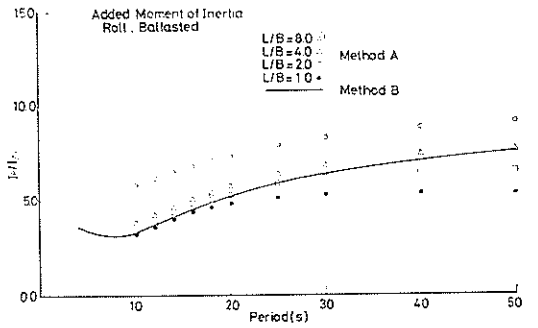
付図-23 付加慣性モーメント係数 (ピッチ, 半載)



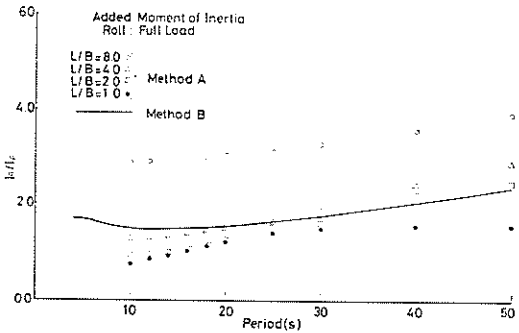
付図-26 付加慣性モーメント係数 (ロール, 半載)



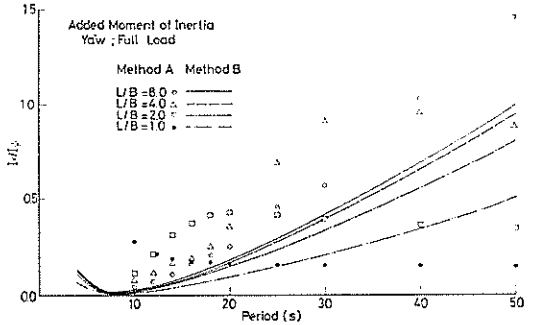
付図-24 付加慣性モーメント係数 (ピッチ, 空載)



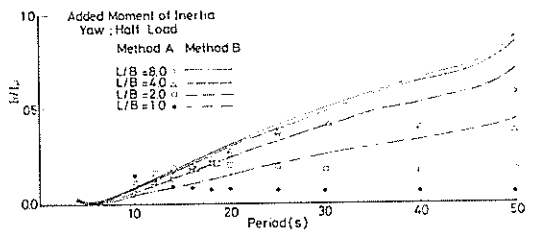
付図-27 付加慣性モーメント係数 (ロール, 空載)



付図-25 付加慣性モーメント係数 (ロール, 満載)

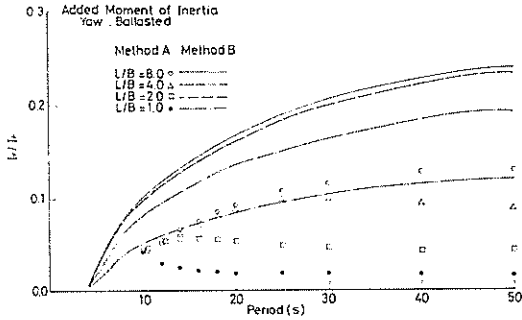


付図-28 付加慣性モーメント係数 (ヨウ, 満載)

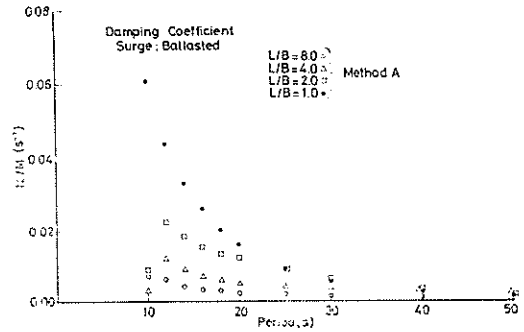


付図-29 付加慣性モーメント係数 (ヨウ, 半載)

大型矩形浮体の波浪中の動揺と係留力に関する研究 (第2報)



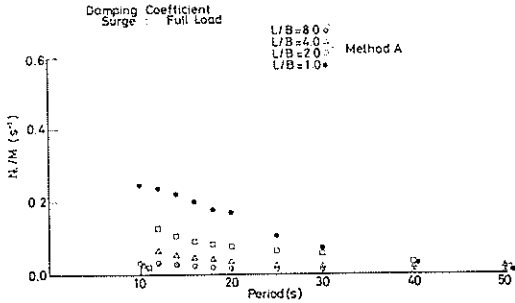
付図-30 付加慣性モーメント係数 (ヨウ, 空載)



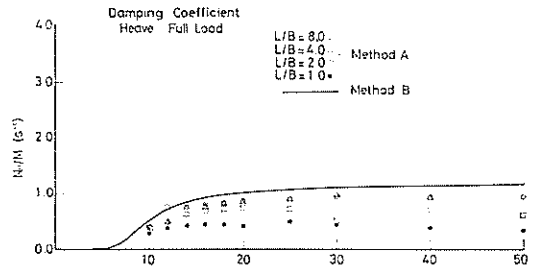
付図-33 減衰係数 (サージ, 空載)

(3) 減衰係数

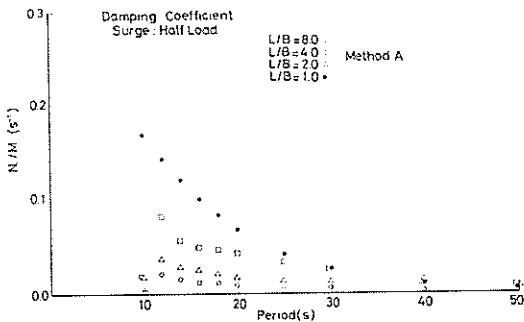
付図-31~付図-45



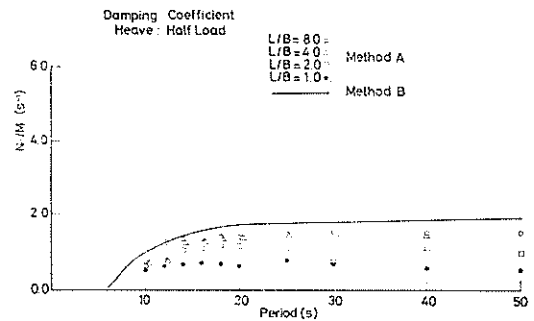
付図-31 減衰係数 (サージ, 満載)



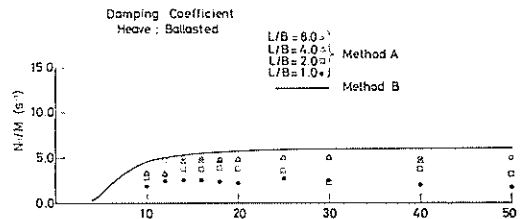
付図-34 減衰係数 (ヒーブ, 満載)



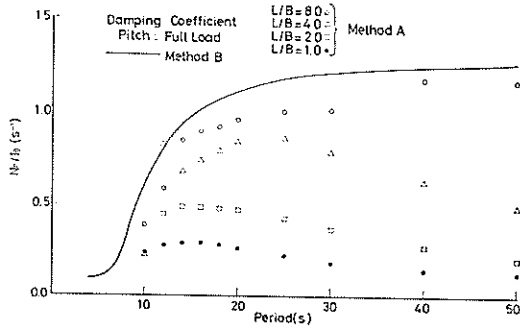
付図-32 減衰係数 (サージ, 半載)



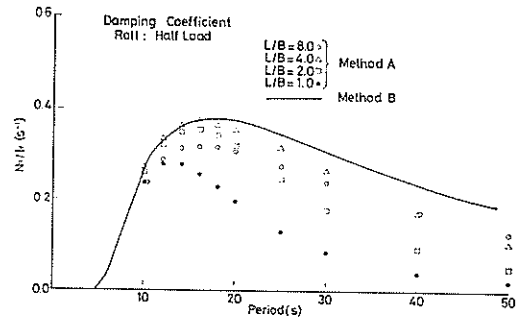
付図-35 減衰係数 (ヒーブ, 半載)



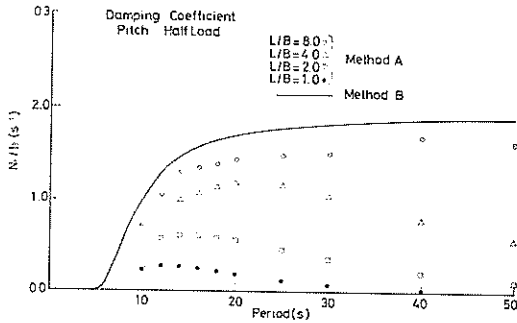
付図-36 減衰係数 (ヒーブ, 空載)



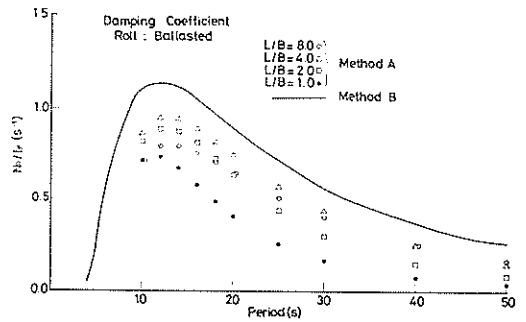
付図-37 減衰係数 (ピッチ, 満載)



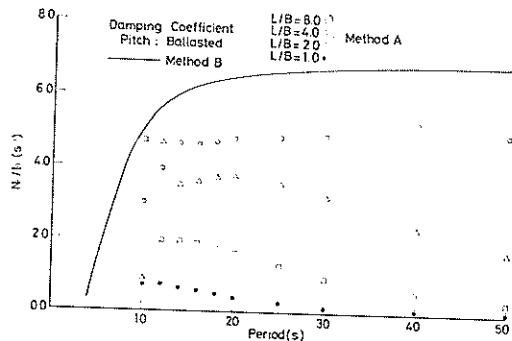
付図-41 減衰係数 (ロール, 半載)



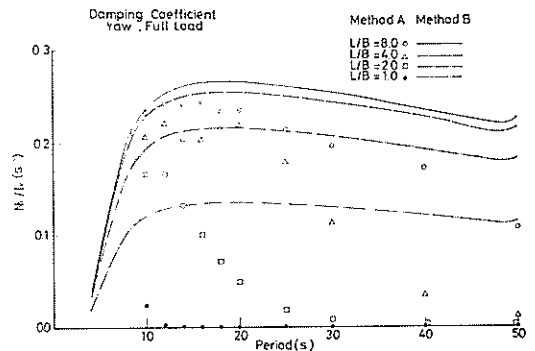
付図-38 減衰係数 (ピッチ, 半載)



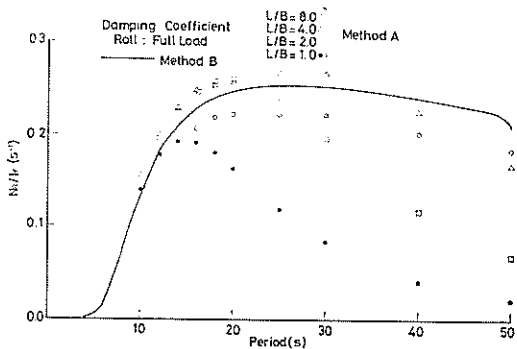
付図-42 減衰係数 (ロール, 空載)



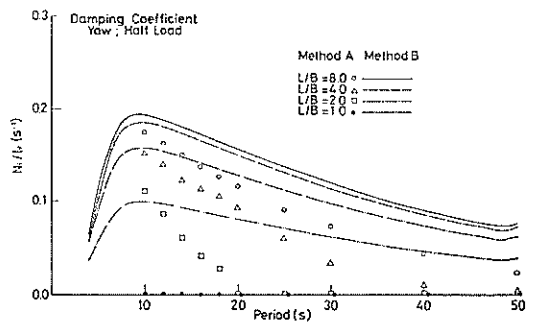
付図-39 減衰係数 (ピッチ, 空載)



付図-43 減衰係数 (ヨウ, 満載)

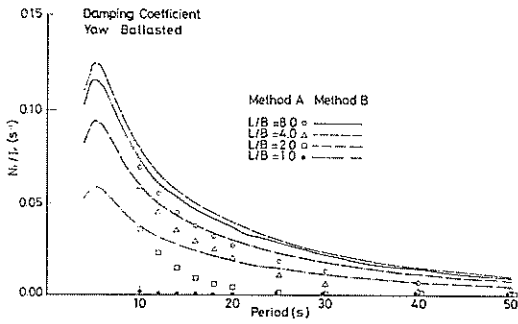


付図-40 減衰係数 (ロール, 満載)

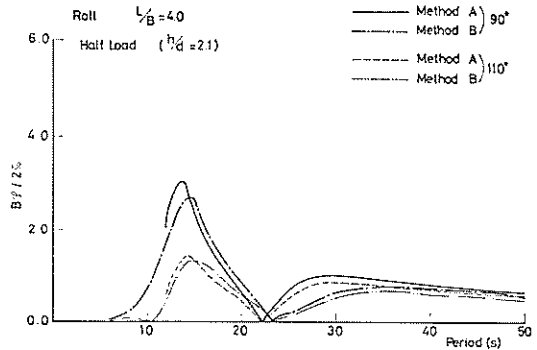


付図-44 減衰係数 (ヨウ, 半載)

大型矩形浮体の波浪中の動揺と係留力に関する研究 (第2報)



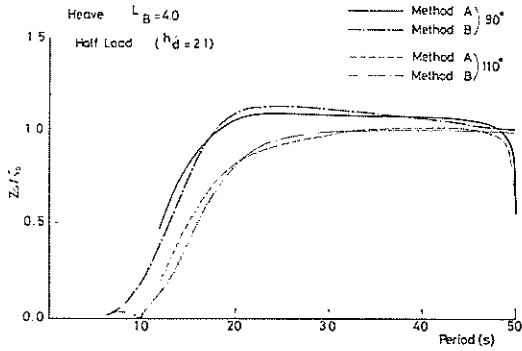
付図-45 減衰係数 (ヨウ, 空載)



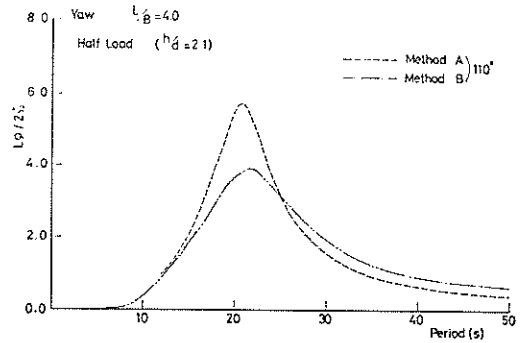
付図-48 変位 (ロール, 半載)

(4) 変位

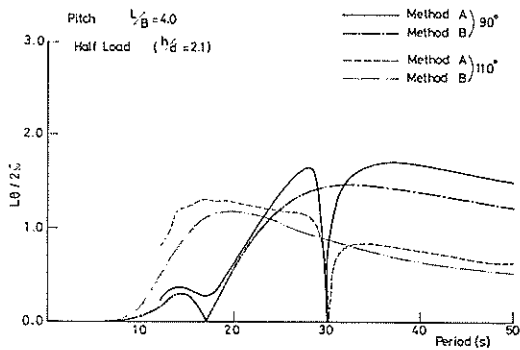
付図-46~付図-49



付図-46 変位 (ヒープ, 半載)



付図-49 変位 (ヨウ, 半載)



付図-47 変位 (ピッチ, 半載)