

# 方向分散性を有する波浪による箱型係留浮体の動揺に関する研究

池野正明\*・丸山康樹\*\*・平口博丸\*・鹿島遼\*\*\*

本研究は、多方向不規則波浪場における係留浮体の動揺計算法を開発し、これと模型実験とにより、発電所を想定した箱型係留浮体の動揺特性を検討したものである。提案手法による計算結果は実験結果を適切に再現できることを示した。入射波の主波向に平行な運動成分は、一方向波の動揺量の方が多方向波よりも大きい。主波向に直角な運動成分は、逆に多方向波の動揺量の方が大きい。これらの特性は入射波の方向分散性が増すにつれ顕著になる。

**Keywords** : floating power plant, dynamic response, short-crested waves

## 1. はじめに

著者らは、将来の発電所立地地点の選定の自由度を拡大し、逼迫する電源立地の解決に役立てるための方策の一つとして、浮揚式海上立地方式を検討している<sup>1)</sup>。この方式は、頑丈な防波堤により遮蔽された水域に発電プラント全体を浮かべるものである。この場合、係留水域に侵入する波浪に対し、係留装置が十分耐え得るか、動揺量が運転に支障のない程度におさまるかを適切に判断する必要がある。

浮体の3次元動揺解析法としては、従来から、規則波および一方向不規則波が作用した場合の計算法が提案されている<sup>2)</sup>。しかし、実際の海の波は多方向不規則波であるため、この波により生じる浮体の動揺量が一方向波の場合に比べてどのように異なるかを適切に評価する必要がある。

Isaacson and Sinha<sup>3)</sup>は、波浪外力の方向分散性が自由浮体の動揺に及ぼす影響を、動揺量の確率分布を用いて理論的に検討している。また、Takezawa and Kobayashi<sup>4)</sup>は、周波数に対して一様な方向分布特性を有する多方向波と一方向波による浮体運動の差異を実験的に検討している。

本研究では、浮体運動の周波数・波向応答関数を3次元回折理論により算定し、これを入射波各成分について位相を考慮して合成することにより、多方向不規則波浪場における浮体の動揺計算法を開発した。本計算法と、光易型方向分布特性を有する多方向不規則波を用いた模型実験とにより、発電所を想定した箱型係留浮体の動揺

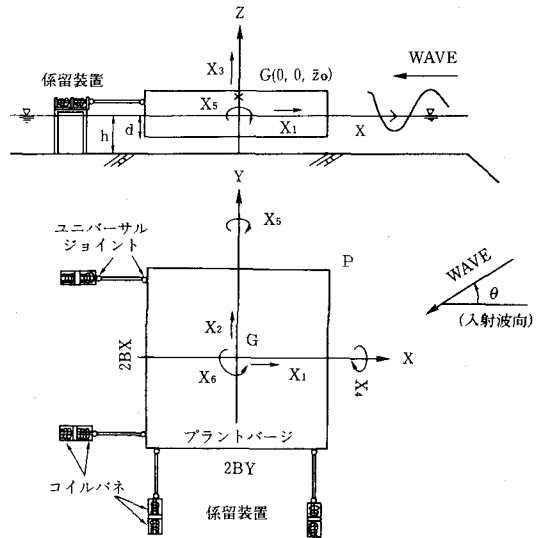


図-1 浮体の6自由度運動の定義

特性を検討している<sup>5),6)</sup>。

## 2. 浮体の動揺計算法

### (1) 入射波各成分による動揺解の算定法

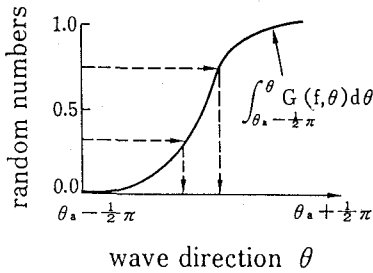
浮体の3次元運動は、図-1に示すように6自由度成分が存在し、 $X_j$ を浮体の運動変位とすると、添え字  $j$  は1~6が各々 surge, sway, heave, roll, pitch, yaw に関する量である。入射波各成分による動揺解は、規則波が作用する場合の定常解析により、作用波の周波数と波向を変化させて算定する。各成分の振幅を1、初期位相を0として入力した場合の6方向の波強制力と運動の解を、周波数・波向応答関数と定義する。この応答関数は、単位入力波に対する応答の振幅倍率と入力波に対する位相遅れを表わすものである。定常解析法として、本研究では境界要素法<sup>7)</sup>による3次元動揺解析を採用し

本論文は、一部既発表の成果<sup>5),6)</sup>に、その後の研究データと考察を加えて新たに取りまとめたものである。

\*正会員 工修 (財)電力中央研究所 我孫子研究所 水理部 (〒270-11 千葉県我孫子市我孫子 1646)

\*\*正会員 工博 (財)電力中央研究所 水理部 専門役

\*\*\*正会員 工修 (財)電力中央研究所 水理部 主席専門役



図—2 SS法による各周波数に対する代表波向の設定法

た。

(2) 各動揺成分の合成法

① ダブルサンメーション法 (DS法)

座標原点における入射波の水位変動  $\eta(t)$  を式 (1) に示すように、周波数が異なる  $N_f$  個の成分に分割し、さらに各周波数成分を  $N_d$  個の異なる波向成分に分割して表現する。

$$\eta(t) = \sum_{l=1}^{N_f} \sum_{m=1}^{N_d} a_{lm} \cdot \cos(2\pi f_l t + \varepsilon_{lm}) \dots\dots\dots (1)$$

ここで、添え字  $l$  と  $m$  は成分波の周波数番号と波向番号、 $\varepsilon_{lm}$  は初期位相である。 $a_{lm}$  は成分波の振幅であり、周波数スペクトル  $S(f_l)$  と方向関数  $G(f_l, \theta_m)$  を用いて式 (2) で定義する。

$$a_{lm} = \sqrt{2S(f_l)} \cdot G(f_l, \theta_m) \cdot \Delta f_l \cdot \Delta \theta_m \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 $\Delta f_l$  と  $\Delta \theta_m$  は、 $f_l$  と  $\theta_m$  が代表する区間の分割幅である。

本研究では、入射波の周波数スペクトルとしては、Bretschneider-光易型を用い、方向関数としては、周波数により方向分散特性が異なる光易型<sup>8)</sup>を用いる。

この水位変動の各成分波と、これに対応する浮体運動の応答関数とから、式 (3) により 6 自由度の動揺時系列を計算する。

$$X_j(t) = \sum_{l=1}^{N_f} \sum_{m=1}^{N_d} a_{lm} \cdot \hat{X}_{jlm} \cos(2\pi f_l t + \phi_{jlm} + \varepsilon_{lm}) \dots\dots\dots (3)$$

( $j=1\sim 6$ )

ここで、 $\hat{X}_{jlm}$  および  $\phi_{jlm}$  は、成分波の周波数  $f_l$  波向  $\theta_m$  に対応する応答関数の振幅倍率および水位変動に対する位相差である。

② シングルサンメーション法 (SS法)

座標原点における入射波の水位変動  $\eta(t)$  を、DS法による式 (1) に対し、式 (4) に示すように、周波数が異なる  $N_f$  個の成分波のみで表現する。

$$\eta(t) = \sum_{l=1}^{N_f} a_l \cdot \cos(2\pi f_l t + \varepsilon_l) \dots\dots\dots (4)$$

ここで、添え字  $l$  は成分波の周波数番号、 $\varepsilon_l$  は初期位相である。 $a_l$  は成分波の振幅であり、周波数スペクトル  $S(f_l)$  を用いて式 (5) で定義する。

$$a_l = \sqrt{2S(f_l)} \cdot \Delta f_l \dots\dots\dots (5)$$

SS法では、各周波数に対し代表波向を 1 つ設定する。波向  $\theta$  は、図—2 に示すように、多方向不規則波の方向分布特性を規定する方向関数  $G(f, \theta)$  を確率密度関数とみなして累加曲線を求め、 $[0, 1]$  の区間で定義される一様乱数を発生させて設定する。

この水位変動の各成分波と、成分波の周波数と波向の組合せに対応する浮体運動の応答関数とから、式 (6) により 6 自由度の動揺時系列を計算する。

$$X_j(t) = \sum_{i=1}^{N_f} a_i \cdot \hat{X}_{jio} \cdot \cos(2\pi f_i t + \phi_{jio} + \varepsilon_i) \dots\dots\dots (6)$$

( $j=1\sim 6$ )

ここで、 $\hat{X}_{jio}$  および  $\phi_{jio}$  は成分波の周波数  $f_i$ 、波向  $\theta$  に対応する応答関数の振幅倍率および水位変動に対する位相差である。

③ 動揺の周波数スペクトルとフェイズの期待値を用いる方法

動揺の周波数スペクトルの期待値  $S_j(f_i)$  は式 (7) で表される。

$$S_j(f_i) = \int_{-\pi}^{\pi} \hat{X}_{jio}^2 \cdot S(f_i) \cdot G(f_i, \theta) d\theta \dots\dots\dots (7)$$

( $j=1\sim 6$ )

$j$  方向の動揺と  $j'$  方向の動揺のクロススペクトルの期待値は、式 (8) で表わされる。

$$C_0(f_i) - iQ(f_i) = \int_{-\pi}^{\pi} \hat{X}_{jio} \cdot \hat{X}_{j'io} \cdot S(f_i) \cdot G(f_i, \theta) \cdot \exp(-i(\phi_{jio} - \phi_{j'io})) d\theta \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 $C_0(f_i)$  および  $Q(f_i)$  は  $j$  方向の動揺と  $j'$  方向の動揺との間のコススペクトルおよびクオドラチャスペクトルの期待値である。

式 (8) から、 $j$  方向の動揺の  $j'$  方向の動揺に対するフェイズの期待値が式 (9) のように導かれる。

$$\phi_j(f_i) - \phi_{j'}(f_i) = \tan^{-1}(Q(f_i)/C_0(f_i)) \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 $\phi_j(f_i)$  は周波数  $f_i$  に対応する  $j$  方向の動揺のフェイズの期待値である。

式 (7) より求めた周波数スペクトル、および式 (9) により求めたフェイズを用いて、6 自由度のうち基準となる  $j'$  方向の動揺を選び、6 自由度の動揺時系列を式 (10) により計算する。

$$X_j(t) = \sum_{i=1}^{N_f} \bar{X}_j(f_i) \cdot \cos(2\pi f_i t + \phi_j(f_i) - \phi_{j'}(f_i) + \varepsilon_i) \dots\dots\dots (10)$$

( $j=1\sim 6$ )

ここで、 $\bar{X}_j(f_i)$  は、動揺の周波数成分の振幅期待値であり、動揺の周波数スペクトルの期待値  $S_j(f_i)$  を用いて式 (11) で定義する。

$$\bar{X}_j(f_i) = \sqrt{2S_j(f_i)} \cdot \Delta f_i \dots\dots\dots (11)$$

①および②は、分割された入射波成分とその周波数・波向に対応した応答関数とにより、動揺時系列を計算する方法である。これに対し、③は、入射波向成分を有限

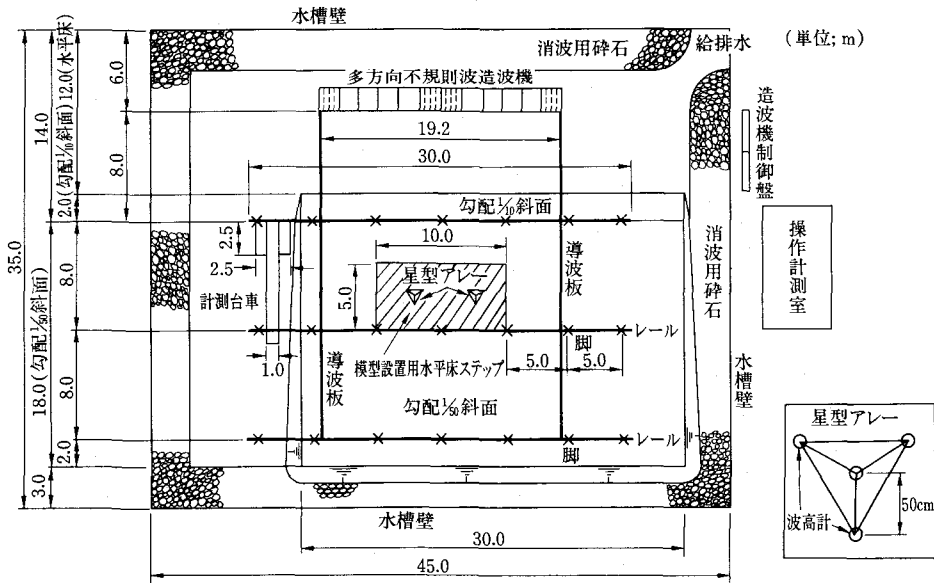


図-3 外洋施設波浪実験設備

表-1 模型浮体の諸元

項目	模型	想定実験機
寸法(長さ×幅×喫水)	142×142×11.6(cm)	142×142×11.6(cm)
全重量	233.8kg	233,800ton
静水面上の重心高さ	8.8cm	8.8m
重心回りの慣性モーメント	$I_x$	$4.62 \times 10^5 \text{ kg} \cdot \text{cm}^2$
	$I_y$	$4.73 \times 10^5 \text{ kg} \cdot \text{cm}^2$
	$I_z$	$6.81 \times 10^5 \text{ kg} \cdot \text{cm}^2$
係留装置1基当たりのバネ定数	1.3kg/cm	1300ton/m (設計案の1/3)
	4.0kg/cm	4000ton/m (設計案)

個に分割することに伴う動揺の周波数スペクトルやフェイズの推定誤差を避けるため、期待値として得られる動揺の周波数成分についてシングルサンメーションを行う方法である。

### 3. 水理模型実験

#### (1) 実験設備および模型浮体

図-3に示す長さ35m、幅45m、深さ1.1mの平面水槽と、48枚の造波板(全長19.2m)から成る多方向不規則波造波装置を有する外洋施設波浪実験設備を用いて、発電所搭載浮体の縮尺1/100の模型実験を実施した。浮体模型の諸元を表-1に示す。

係留方式は、図-1に示すように、防舷材を模擬したコイルバネとユニバーサルジョイントを有するドルフィンリンク方式による2辺係留とし、係留装置を1辺につき2基配置した。コイルバネのバネ定数は、表-1に示す2種類とした。

浮体の設置水深は24cmであるが、造波水深が浅くなると、所定の波が造波しにくくなる。このため、造波水深を60cmとし、造波機前面から6mの地点より、

図-3に示す勾配1/10および1/50の斜面を設置し、斜面中央部に設けた長さ5m幅10mの水平床上で水深24cmとなるようにした。

この水平床中央に、浮体模型を回転させて設置することにより、浮体への入射波向を変化させた。

造波機両端に沿って斜面上に導波板を配置することにより、造波された波が拡散し浮体設置地点で減衰することを防いだ。

#### (2) 実験波の造波・計測およびデータの解析方法

実験波には、規則波、一方不規則波および多方向不規則波を用いた。規則波実験では、波高を1~2cm、周期を0.1s刻みで0.8~2.5sとした。不規則波実験では、有義波高を3cm、有義波周期を1s、1.5s、2sとし、光易型方向関数の方向集中度パラメータの最大値  $S_{max}$  の値を10、50および無限大(一方波)とした。

本設備の造波装置は多方向不規則波を、DS法とSS法の両方の方式で造波可能である<sup>9),10)</sup>。そこで、DS法では周波数1024個×波向90個および周波数512個×波向90個の成分波を、SSでは1024個および512個の成分波を重ね合わせて造波した。また、DS法では成分波の初期位相を4種類、SS法では各周波数に対する波向の設定に用いる乱数列を4種類変化させた。

実際に造波された波の特性を検定するため、浮体が無い状態で、浮体設置予定地点に図-3に示す星型アレーを配置し、ゼロアップクロス法により波高・周期、EMLM<sup>11)</sup>により方向スペクトルを算定した。

図-4は、浮体設置予定地点における方向分布関数の目標値と計測値を、入射波のピーク周波数( $f/f_p=1.0$ )について、比較したものの代表例である。図-4による

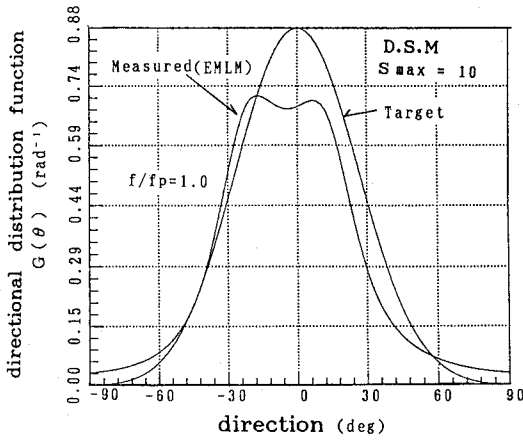


図-4 浮体設置予定地点における外力波の方向関数の一例

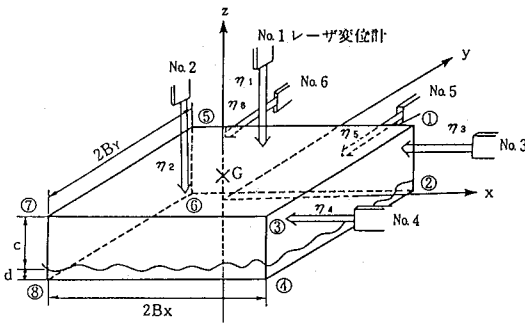


図-5 レーザ変位計の配置

と、水槽内斜面中央の水平床上に浮体を設置しても、入射波の方向分布関数は、目標値と大きくかけ離れていないと判断できる。入射波エネルギーの大部分を占める  $f/f_p = 0.6 \sim 1.3$  の周波数帯において、方向分布関数の計測値と目標値の一致度は図-4と同程度であった。また、ゼロアップクロス法による有義波高・有義波周期の計測値は目標値とよく一致した。

(3) 浮体の3次元動揺量の計測および解析方法

図-5に示すように、箱型浮体の互いに直角に交わる3平面に貼られた画用紙を反射面として各々2台ずつ計6台のレーザ変位計を配置する。以下に計測データの解析方法を示す。

1) 変位計 No.1~No.6により検出された反射面の移動量を  $\eta_1 \sim \eta_6$  とすると、①③⑦⑤平面が No.1と No.2の検出点を通る条件、①②④③平面が No.3と No.4の検出点を通る条件①②⑥⑤平面が No.5と No.6の検出点を通る条件および3平面が互いに直角に交わる条件(3平面の法線ベクトルの内積が0)により、移動後の3平面の方程式を決定する。連立方程式が非線形となるため、解法はブレンド法<sup>12)</sup>による収束計算を行う。

2) 移動後の残りの3平面の方程式を、既に決定された3平面に対して、静止時と移動後の各平面間の距離関

係が同一となるように決定する。これにより、箱型浮体を構成する全平面の方程式が決定される。

3) 3平面の交点を求めることにより、浮体の8つの頂点(隅角点)の移動後の座標を算出する。

4) 算出した頂点の移動後の座標をもとに、回転成分を線形化した座標変換式(12)を用いて、図-1に示す浮体の重心位置での動揺6成分を算出する。通常、剛体の6自由度運動は、3つの頂点の移動後の座標により確定できるが、線形化の誤差を全頂点に均等に割り当てるために、8つの頂点を使用する。未知量よりも連立方程式の数の方が多いため、最小2乗法<sup>12)</sup>による最適解を求める。

$$\begin{pmatrix} x'_{pj} - x_{pj} \\ y'_{pj} - y_{pj} \\ z'_{pj} - z_{pj} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & (z_{pj} - z_0) & -(y_{pj} - y_0) \\ 0 & 1 & 0 & -(z_{pj} - z_0) & 0 & (x_{pj} - x_0) \\ 0 & 0 & 1 & (y_{pj} - y_0) & -(x_{pj} - x_0) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_1 \\ X_2 \\ X_3 \\ X_4 \\ X_5 \\ X_6 \end{pmatrix} \quad (j=1 \sim 8) \dots \dots \dots (12)$$

ここで、 $x_0, y_0, z_0$ は浮体重心の静止座標、 $x_{pj}, y_{pj}, z_{pj}$ は8つの頂点の静止座標、 $x'_{pj}, y'_{pj}, z'_{pj}$ は8つの頂点の移動後の座標である。

実験データは1動揺成分当り、規則波実験では0.02 s刻みで1024個、不規則波実験では0.05 s刻みで8192個(入射波400波分に相当)計測した。本実験における入射波条件では、回転運動が±2度以下であった。このため、回転角の線形近似が十分成立すると判断された。

4. 浮体運動の応答関数の特性

(1) 計算条件

浮体運動の応答関数の計算では作用波の周波数を0.05 Hz刻みに0.25~2.0 Hz、波向を5°刻みに-180°~180°変化させた。従って、作用波の計算ケースは合計2592ケースである。浮体の没水表面を長方形のパネル要素に分割し、要素の寸法は、数値解の収束性から作用波の波長の1/10以下を満たすように配慮した。

(2) 浮体運動の周波数・波向応答関数

ここでは、浮体運動の応答関数の検証に主眼において議論を進める。図-6は、係留装置に用いるパネ定数を設計案の1/3とした場合の、入射波向22.5°に対する  $X_3$  と  $X_6$  に関する周波数応答倍率を、実験結果と解析結果とで比較したものである。また、図-7は、係留装置に用いるパネ定数を設計案とした場合の、入射波向0°

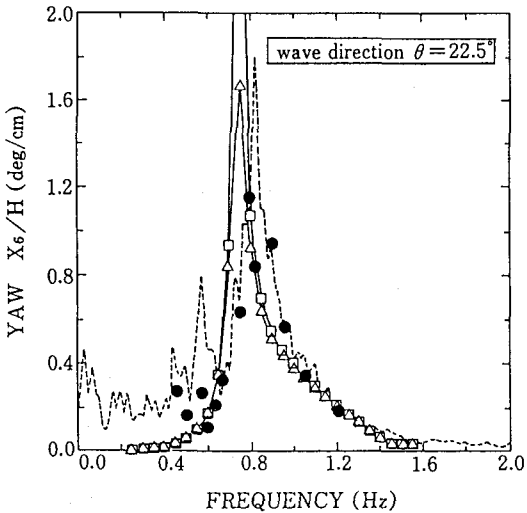
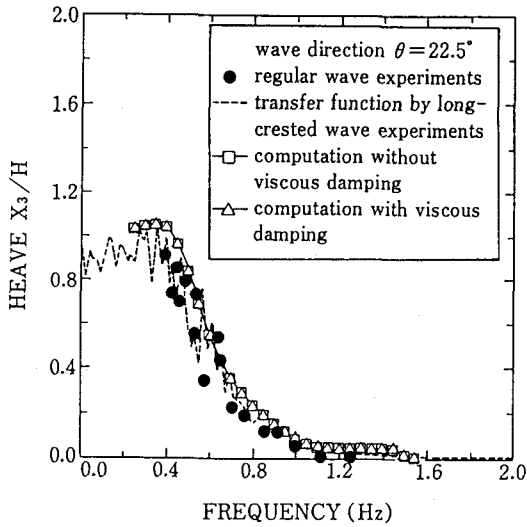


図-6 入射波向 22.5°に対する動揺の周波数応答倍率 (係留バネ定数が設計案の1/3の場合)

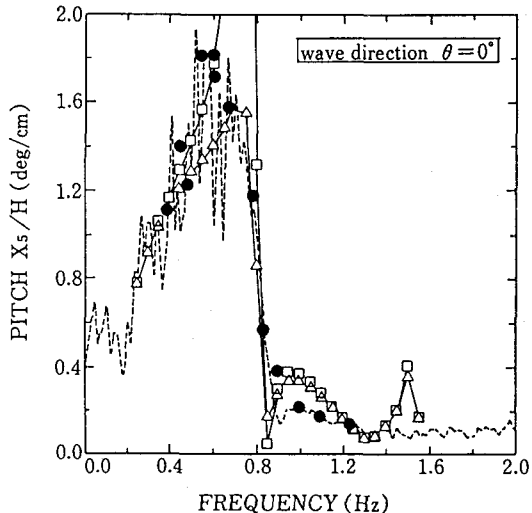
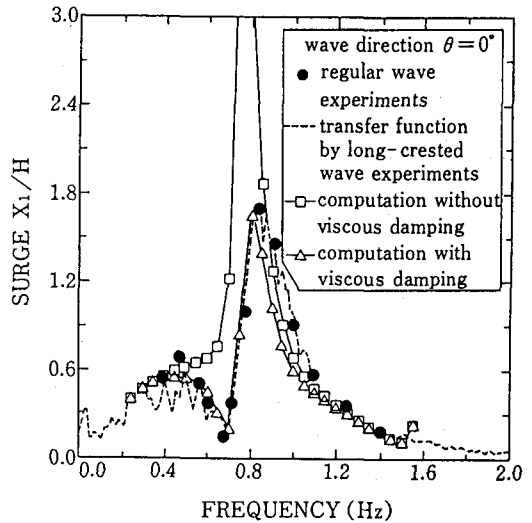


図-7 入射波向 0°に対する動揺の周波数応答倍率 (係留バネ定数が設計案の場合)

に対する  $X_1$  と  $X_5$  に関する周波数応答倍率を、実験結果と解析結果とで比較したものである。図中、●印は、規則波による実験結果であり、動揺両振幅  $X_j$  を入射波高  $H$  で割った値である。点線は、一方向不規則波実験により得られた伝達関数（動揺の周波数スペクトルと入射波の周波数スペクトルの比の平方根）の応答倍率である。□印は計算結果、△印は後述する抗力を加えた計算結果である。

規則波による実験結果と一方向不規則波による伝達関数とを比較すると、両者はよく一致し、本研究が対象とする波浪条件では、不規則波による動揺に対し規則波成分波による線形重ね合わせが十分成立すると判断できる。

実験結果と□印の計算結果とを比較すると、 $X_3$  以外の動揺成分では共振周波数付近で計算結果が過大評価と

なり、実験結果を大幅に上回っている。この傾向は、他の入射波向に対しても同様の結果となった。これは、解析法が完全流体場のポテンシャル理論に基づいているため、浮体の隅角部に発生する剥離渦や粘性の影響が共振時に無視できなくなることが原因であると考えられる。そこで、これらの動揺成分については、実験から得られた伝達関数のピーク値に計算結果のピーク値が一致するように、抗力を周波数領域の浮体の運動方程式に取り込むことにした。この際、浮体の運動速度に比例した形で抗力を近似し、 $X_3$  以外の動揺成分に対する運動方程式の造波減衰係数の理論値に抗力係数値として加えた。図中の、抗力を加えた△印の計算結果と実験結果とを比較すると、両者の周波数特性はよく一致している。

図-8 および図-9 は、図-6 および図-7 に対応する周波数・波向応答関数の振幅コンター図である。コン

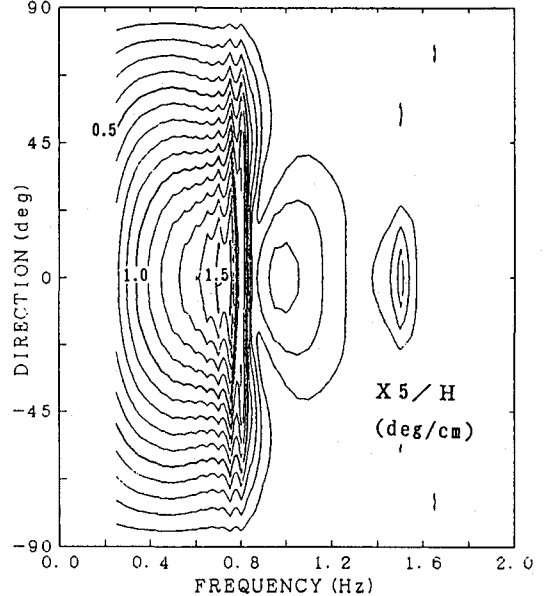
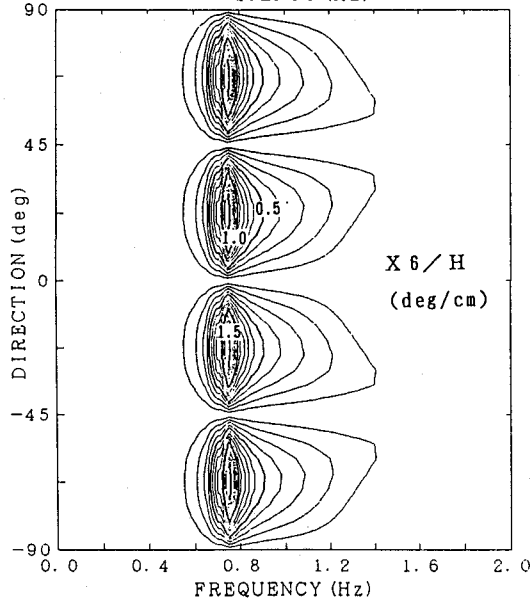
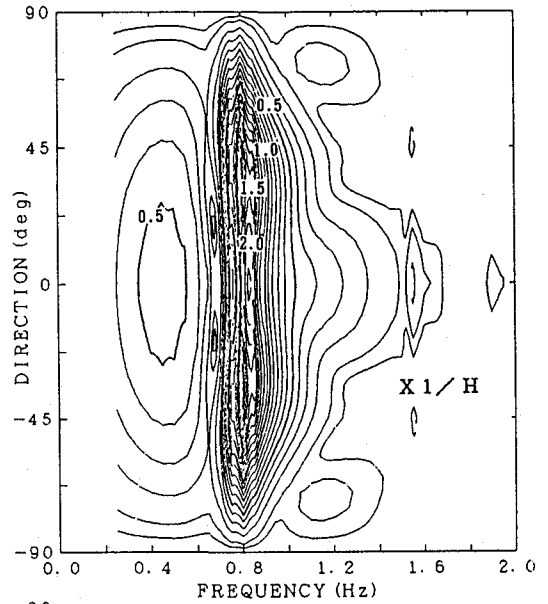
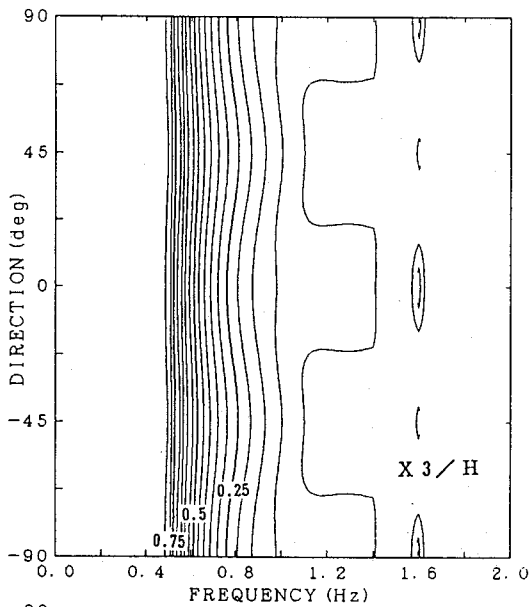


図-8 動揺の周波数・波向応答関数の振幅コンター図  
(係留バネ定数が設計案の1/3の場合)

図-9 動揺の周波数・波向応答関数の振幅コンター図  
(係留バネ定数が設計案の場合)

ターは、応答関数の計算点 2592 点の実数部と虚数部を、0.01 Hz と 1° 刻みに補間した後、振幅として出力している。浮体は  $x-z$  および  $y-z$  平面についてはほぼ対称なため、 $X_2$  と  $X_4$  に関する応答関数は  $X_1$  と  $X_5$  について波向を 90° ずらした応答特性となる。図-8 および図-9 によると、各動揺成分は、周波数と波向により応答値が様々変化し、 $X_1$  と  $X_5$  は、係留バネ定数と浮体の慣性によって決まる共振周波数付近で、波向が運動方向に平行な場合に応答値が最大を示す。これに対して  $X_6$  は、係留バネ定数と係留装置の配置間隔によって決まる共振

周波数付近で、浮体に非対称に作用する波向 22.5° および 67.5° で応答値が最大を示す。また、 $X_3$  は周波数が低くなるに従って応答値が大きくなるものの、 $X_1$  に比べて波向に対する応答特性が鈍感である。図によると、波向に対する応答特性が敏感な運動成分については、波の方向分散性を考慮した場合としない場合とで動揺特性が異なることが予想される。

なお、図-6～図-9 に示していない動揺成分の応答関数についても上記と同様の特性を示した。

5. 多方向不規則波による浮体の動揺特性

(1) 計算条件

入射波の複素フーリエ係数は、周波数スペクトルを0~2.5 Hzについて2.44×10<sup>-3</sup> Hz刻みに1024個に等分割し方向関数を主波向から±90°の範囲について2°刻みに90個に等分割した。浮体運動の応答関数は、周波数0.25~2.0 Hz、波向-180°~180°について、計算点2592点の実数部と虚数部を入射波の分割点と一致するようにf-θ平面で補間して用い、その他の周波数帯では0とした。つぎに、逆FFT解析により0.05 s刻みで8192個の動揺6成分の時系列を計算した。また、一方向不規則波の場合は、SS法において、各周波数における代表波向を同一にした。

(2) 多方向波による動揺のパワースペクトルおよびフェイズの統計的変動特性

多方向不規則波は、成分波の初期位相の値(SS法では周波数と波向の組合せの選び方)により、構造物設置地点の水面変動や波力などのパワー・クロススペクトル値が理論的に変動する<sup>9),10),13)</sup>。これに伴い、動揺のパワースペクトルや2方向の運動間のクロススペクトルおよびこれから得られるフェイズの値が期待値の周りに変動する。

式(3)で計算されるDS法による動揺のパワー・クロススペクトルおよびフェイズの推定値は、式(13)~式(15)で表わされる。

$$\tilde{S}_j(f_i) = \frac{1}{2\Delta f_i} \sum_{m=1}^{N_d} \sum_{m'=1}^{N_d} a_{im} \cdot a_{im'} \cdot \tilde{X}_{jim} \cdot \tilde{X}_{j'1m'} \cdot \cos(\psi_{jim} - \psi_{j'1m'} + \varepsilon_{im} - \varepsilon_{im'}) \dots (13)$$

$$\tilde{C}_0(f_i) - i\tilde{Q}(f_i) = \frac{1}{2\Delta f_i} \sum_{m=1}^{N_d} \sum_{m'=1}^{N_d} a_{im} \cdot a_{im'} \cdot \tilde{X}_{jim} \cdot \tilde{X}_{j'1m'} \cdot \exp(-i(\psi_{jim} - \psi_{j'1m'} + \varepsilon_{im} - \varepsilon_{im'})) \dots (14)$$

$$\tilde{\varphi}_j(f_i) - \tilde{\varphi}_{j'}(f_i) = \tan^{-1}(\tilde{Q}(f_i) / \tilde{C}_0(f_i)) \dots (15)$$

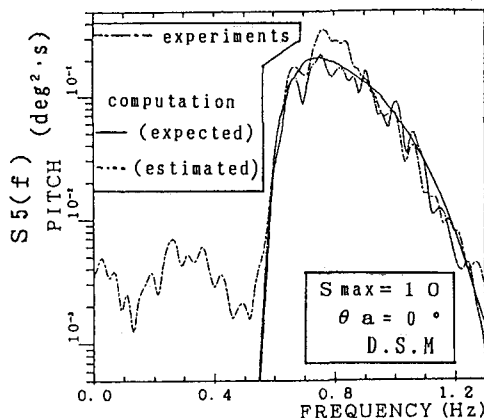
ここで、上付き~は推定値を表わす。式(13)~式(15)による動揺のパワー・クロススペクトルおよびフェイズの推定値は、波向成分の数N<sub>d</sub>を非常に多くとれば式(7)~式(9)に示す期待値に収束する。

一方、式(6)で計算されるSS法による動揺のパワー・クロススペクトルの推定値は式(16)~式(17)で表わされる。

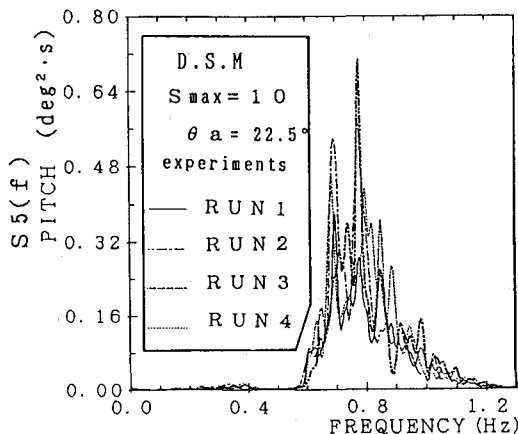
$$\tilde{S}_j(f_i) = S(f_i) \cdot \tilde{X}_{j10}^2 \dots (16)$$

$$\tilde{C}_0(f_i) - i\tilde{Q}(f_i) = S(f_i) \cdot \tilde{X}_{j10} \cdot \tilde{X}_{j'10} \cdot \exp(-i(\psi_{j10} - \psi_{j'10})) \dots (17)$$

図-10(a)に、主波向θ<sub>a</sub>=0°の多方向波によるX<sub>5</sub>のパワースペクトルを示す。図-10(a)中、一点鎖線は造波信号をDS法で作成した場合の実験結果、点線は式(3)を用いたDS法による計算結果をFFT解析し



(a) 期待値と推定値の比較



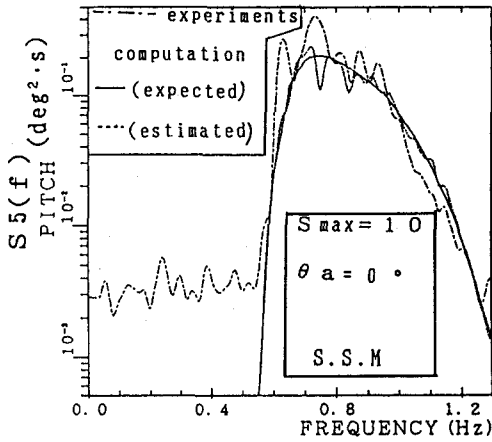
(b) 造波信号の初期位相が異なる実験結果の比較

図-10 DS法によるX<sub>5</sub>のパワースペクトル

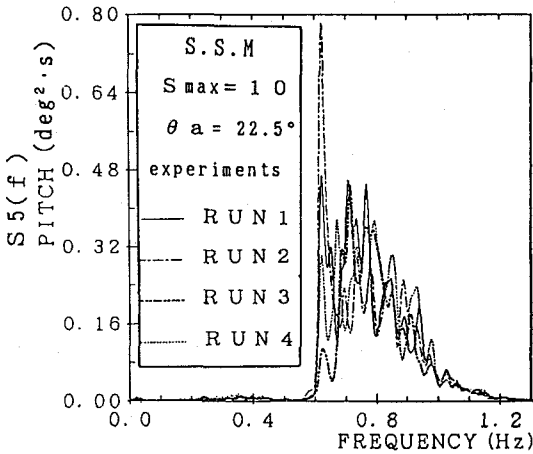
た結果、実線は式(7)により得られるパワースペクトルの期待値である。計算結果と実験結果はHanningのスペクトルウィンドウ<sup>14)</sup>を40回(近傍周波数15個の平均に相当)施して平滑化して示している。また図-10(b)に、主波向θ<sub>a</sub>=22.5°の多方向波によるX<sub>5</sub>のパワースペクトルを示す。図-10(b)中の4つの曲線は、成分波の初期位相のみ異なる造波信号を用いてDS法により造波した場合の動揺実験結果である。

図-11(a)に、主波向θ<sub>a</sub>=0°の場合のSS法によるX<sub>5</sub>のパワースペクトルを示す。図-11(a)中、一点鎖線は造波信号をSS法で作成した場合の実験結果、点線は式(6)を用いたSS法による計算結果をFFT解析した結果、実線はパワースペクトルの期待値である。また図-11(b)に主波向θ<sub>a</sub>=22.5°の場合のSS法によるX<sub>5</sub>のパワースペクトルを示す。図-11(b)中の4つの曲線は、成分波の波向設定乱数列のみ異なる造波信号を用いて造波した場合の動揺実験結果である。

図-10(a)および図-11(a)によると、DS法および



(a) 期待値と推定値の比較



(b) 造波信号の波向設定乱数列が異なる実験結果の比較

図-11 SS法による  $X_3$  のパワースペクトル

SS法による計算結果は、期待値の周りに変動していることがわかる。また、DS法およびSS法で造波信号を作成して用いた実験結果も同様の特性を有していると判断され、計算結果と概ね一致している。

図-10(b) および図-11(b) によると、DS法およびSS法により作成した造波信号を用いた実験結果は、計算結果と同様に、成分波の初期位相や波向設定乱数列を変化させることにより、スペクトル値が変動している。図に示した実験結果は、入射波の周波数成分が512個の場合であるが、1024個の場合でも同様の傾向を示した。

図-12に主波向  $\theta_a = 0^\circ$  の多方向波による  $X_1$  と  $X_3$  との間のフェイズを示す。図中、点線はDS法による計算結果をFFT解析した結果、実線は式(9)により得られるフェイズの期待値である。計算結果は、クロススペクトルの段階で、Hanningのスペクトルウィンドウ<sup>14)</sup>を40回施して平滑化している。図-13に、主波向  $\theta_a = 0^\circ$  の場合のSS法によると  $X_1$  と  $X_3$  との間のフェイズを

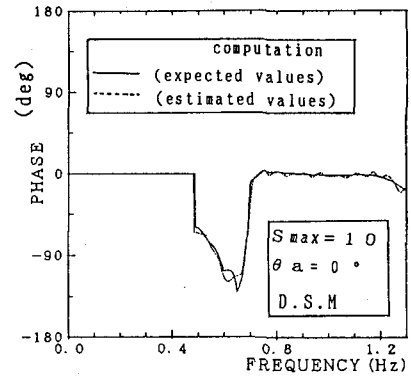


図-12 DS法による  $X_1$  と  $X_3$  との間のフェイズ

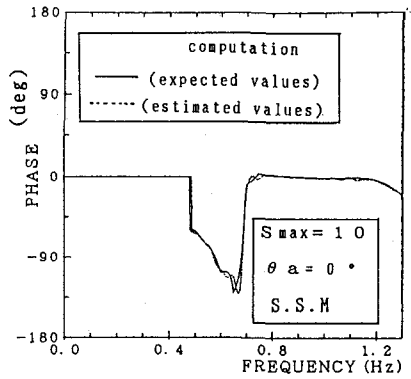


図-13 SS法による  $X_1$  と  $X_3$  との間のフェイズ

示す。図中、点線はSS法による計算結果をFFT解析した結果、実線はフェイズの期待値である。

図-12および図-13によると、DS法およびSS法によるフェイズの計算結果は、パワースペクトルと同様に、期待値の周りに変動していることがわかる。

通常、ガウス分布をする定常確率過程の不規則変動データのパワー・クロススペクトルやフェイズに対する統計量の正規化された推定誤差は、理論的に式(19)～式(22)で表わされる<sup>14)</sup>。

$$\frac{s.d. [\tilde{S}_j(f)]}{S_j(f)} = \frac{1.0}{\sqrt{n_a}} \dots (19)$$

$$\frac{s.d. [\tilde{C}_0(f)]}{C_0(f)} = \frac{(S_j(f) \cdot S_r(f) + C_0^2(f) - Q^2(f))^{\frac{1}{2}}}{C_0(f) \cdot \sqrt{2n_a}} \dots (20)$$

$$\frac{s.d. [\tilde{Q}(f)]}{Q(f)} = \frac{(S_j(f) \cdot S_r(f) + Q^2(f) - C_0^2(f))^{\frac{1}{2}}}{Q(f) \cdot \sqrt{2n_a}} \dots (21)$$

$$s.d. [\tilde{\psi}_j(f) - \tilde{\psi}_r(f)] = \frac{(1.0 - \text{coh}_{jj})^{\frac{1}{2}}}{|\text{coh}_{jj}| \sqrt{2h_a}} \dots (22)$$

ここで、上付き～は推定値を表わし、s.d.は推定値の標準偏差を意味する。また、 $n_a$ はアンサンブル平均



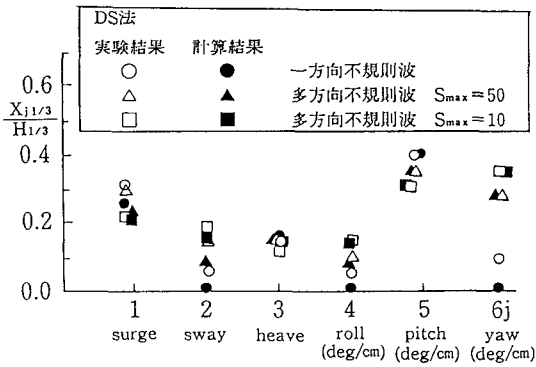


図-14 ゼロアップクロス法による主波向 $0^\circ$ に対する動揺の有義値 (係留バネ定数が設計案の1/3の場合)

する時の相異なるデータの個数である。coh<sub>ij</sub>はj方向の動揺とi方向の動揺との間のコヒーレンスである。

例えば、図-10(a)および図-11(a)のピーク周波数0.8 Hzにおけるパワースペクトル推定値には、n<sub>a</sub>=15として、期待値の25%、図-12および図-13のフェイズの推定値には、0.15 rad(9°)程度の推定誤差が含まれていることになる。DS法とSS法による結果の差は上記の推定誤差の範囲内であると判断される。

(3) 多方向波と一方向波の動揺特性の比較検討

図-14に、主波向 $\theta_a=0^\circ$ 、 $S_{max}=10, 50$ の多方向波および一方向波による動揺6成分の時系列をゼロアップクロス法により波別解析した有義値を比較したものである。白色が造波信号をDS法で作成した実験結果、黒色がDS法による計算結果である。

図-14によると、主波向に平行な運動となる $X_1$ と $X_5$ は、入射波の波向成分が集中する一方向波の動揺量の方が大きい、主波向に直角な運動となる $X_2$ と $X_4$ は、逆に多方向波の動揺量の方が大きい。これに対して、 $X_3$ は波向に対する応答が $X_1$ に比べて鈍感なため、多方向波と一方向波とで差異は生じていない。計算結果はこれらをよく再現している。波向 $22.5^\circ$ および $67.5^\circ$ で応答関数が最大を示す $X_6$ について、多方向波と一方向波の場合を比較すると、多方向波では動揺量が増大している。一方向波の計算結果は0に近いが、実験結果は動揺が生じている。これは、造波された波の回折効果により、一方向波の場合でも若干方向分散が生じているものと推察される。多方向波の計算値は、方向分散性が増すに従い、動揺量が増加する傾向をよく再現している。なお、他の2種類の計算法や造波信号をSS法で作成した場合の動揺の有義値はDS法による結果と有意な差異は認められなかった。

図-15に、浮体に作用する主波向を変化させた場合の $S_{max}=10$ の多方向不規則波および一方向不規則波による実験結果について、動揺6成分の時系列をゼロアップクロス法により波別解析した有義値を比較したもので

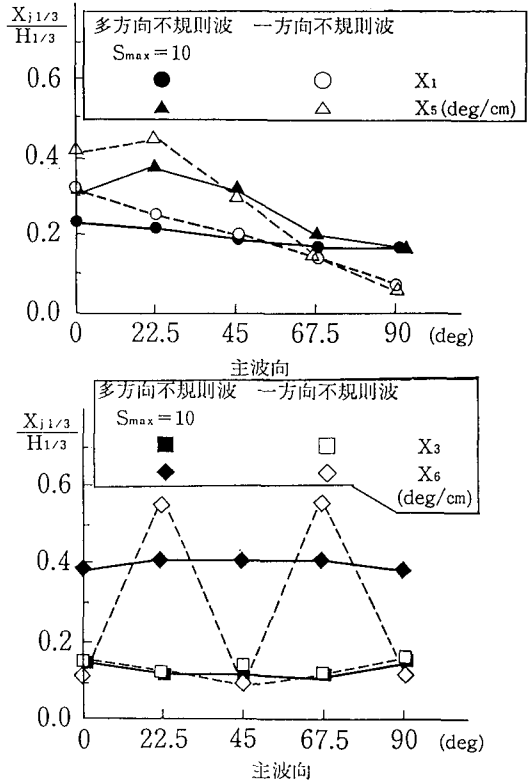


図-15 ゼロアップクロス法による主波向が変化する場合の動揺の有義値 (係留バネ定数が設計案の1/3の場合)

ある。

図-15によると、 $X_1$ と $X_5$ では主波向が $0^\circ$ から $90^\circ$ に変化するにつれて、運動方向に平行な入射波のエネルギー成分が次第に減少していくため、動揺量が小さくなっている。一方向波の場合は、この傾向が顕著であるのに対し、主波向以外に入射波のエネルギー成分を有する多方向波の場合は傾向が緩やかであり、主波向が $45^\circ$ よりも大きくなると、逆に多方向波の動揺量の方が一方向波よりも大きくなる。これに対し、波向に対する応答特性が鈍感な $X_3$ は、浮体に作用させる主波向を変化させても、多方向波と一方向波で動揺量の差異は小さい。また、 $X_6$ について多方向波と一方向波を比較すると、一方向波の場合は、 $22.5^\circ$ および $67.5^\circ$ に対応した主波向で動揺量が最大となり、その他の主波向では動揺量が非常に小さいのに対し、多方向波の場合は、主波向を変化させても動揺量の変化は小さい。

6. 結 論

本研究では、以下の事柄が結論づけられる。

- (1) 浮体運動の周波数・波向応答関数を境界要素法により算定し、これを用いて多方向不規則波浪場における浮体の動揺計算法を開発した。

(2) 多方向波の統計的性質として、DS法では成分波の初期位相の値、SS法では周波数と波向の組合せの選び方により、動揺のパワー・クロススペクトルやフェイズの推定値が期待値の周りに変動する。この変動は、DS法で、各周波数につき90個の波向成分を重ね合わせても、推定誤差を十分消去することはできないので、特性量の評価には、アンサンブル平均などにより、推定誤差を極力低下させる必要がある。

(3) DS法とSS法による動揺スペクトル特性量の差は、周波数成分を500個程度重ね合わせれば、統計誤差の範囲内になることから、両者は同じ特性であるとみなすことができる。

(4) 多方向不規則波と一方向不規則波による発電所搭載浮体の動揺特性の差異を以下のように明らかにした。

- 1) 入射波の主波向に平行な運動成分は、一方向波の動揺量の方が大きい、主波向に直角な運動成分は、逆に多方向波の動揺量の方が大きい。
- 2) heaveの動揺量の差異は、多方向波と一方向波とで小さい。
- 3) 多方向波によるyawは主波向を変化させても動揺量の変化は小さいが、一方向波では応答関数が最大を示す波向に対する動揺量の増大が顕著である。
- 4) これらの特性の差異は、入射波の方向分散性が増すにつれ顕著になる。
- 5) 本計算手法は、多方向波・一方向波とも動揺量を精度よく再現できる。

最後に、数値計算には電力計算センターの大西浩史氏の協力を得たことを付記して謝意を表する。

#### 参 考 文 献

- 1) 池野正明・平口博丸・鹿島遼一：浮揚式発電所の不規則波浪による動揺と係留の安定性評価—防舷材反力の履歴を考慮した2次元解析手法の開発—, 電力中央研究所報告, 研究報告U90039, 54 p., 1990年9月。

- 2) van Ootmerssen, G. : The Motions of a Moored Ship in Waves, N.S.M.B. Publication, No.510, 138p., 1976.
- 3) Isaacson, M. and S. Sinha : Directional Wave Effects on Large Offshore Structures, J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, ASCE, Vol.112, No.4, pp.482~497, 1986.
- 4) Takezawa, S. and K. Kobayashi : On the Motion Characteristics of Semi-Submersibles in Short-Crested Irregular Waves, Proc. of BOSS' 88, Int. Conf. on Behaviour of Offshore Structures, Trondheim, Norway, Vol.2, pp.721~735, 1988.
- 5) 池野正明・丸山康樹・平口博丸・鹿島遼一：レーザ変位計を用いた箱型浮体の3次元動揺計測法, 第46回年次学術講演会概要集, 2-450, pp.940~941, 1991.
- 6) 池野正明・丸山康樹・平口博丸・鹿島遼一：多方向不規則波浪場における浮揚式発電所の動揺と計算法, 海岸工学論文集, 第38巻, pp.781~785, 1991.
- 7) 清川哲志・大山巧・小林浩：グリーン関数法による任意形状浮体の動揺解析, 土木学会論文報告集, 第332号, pp.55~65, 1983.
- 8) Mitsuyasu, H., F. Tsai, T. Subara, S. Mizuno, M. Okusu, T. Honda and K. Rikiishi : Observation of the Directional Spectrum of Ocean Waves using a Clover-Leaf Buoy, J. Phys. Oceanography, Vol.5, No.4, pp.750~760., 1975.
- 9) 平口博丸・清水隆夫・池野正明・田中寛好：多方向波造波システムの効率化とその造波特性, 海岸工学論文集, 第37巻, pp.140~144, 1990.
- 10) 平口博丸：多方向不規則波の水理実験手法の開発—波のシュミレーション法と方向スペクトルの測定法—, 電力中央研究所報告, 研究報告U90043, 41p., 1990年11月。
- 11) 磯部雅彦・近藤浩右・堀川清司：方向スペクトルの推定におけるMLMの拡張, 第31回海岸工学講演会論文集, pp.173~177, 1984.
- 12) 数値計算ハンドブック, オーム社, 1143p., 1990.
- 13) 高山智司・平石哲也・立石義博：多方向不規則波の造波信号発生法に関する検討, 海岸工学論文集, 第36巻, pp.153~157, 1989.
- 14) Bendat J.S. and A.G. Piersol : Random Data, Analysis and Measurement Procedures, 2nd. ed., John Wiley & Sons, p.556, 1986.

(1991.12.2)

## CHARACTERISTICS OF PLANT BARGE MOTION IN SHORT-CRESTED WAVES

Masaaki IKENO, Koki MARUYAMA, Hiromaru HIRAKUCHI and Ryoichi KAJIMA

This paper discusses the motion of a floating power plant joined to a dolphin-link mooring system in short-crested waves through simulation and physical model tests with a multi-directional wave maker. Numerical models based on the boundary element method are developed by means of the inverse fourier transformation of the plant barge responses to component waves in short-crested seas. Model tests of a plant barge are performed to compare the computation results. The numerical models and the experimental results show close agreement. The in-line motion components of the plant to the principal wave direction of short-crested waves are less than the corresponding values in long-crested waves. Transverse motion components in short-crested waves however, are greater than those in long-crested waves. On the other hand, the difference between heaves caused by short-and long-crested waves is small. These trends increase as the directional spreading of incident waves increases.