

波群特性の異なる不規則波中での係留浮体の運動 および非線型流体力の特性について

樫木 亨*, 青木 伸一**, 高田 昌行***

1. ま え が き

近年, 不規則波における Grouping 現象が注目され, その特性の解明と並行して種々の水理現象に及ぼす影響が論じられている. なかでも波の Grouping が係留船や浮遊式海洋構造物などの長い固有周期をもつ係留浮体に大振幅の長周期動揺を発生させる原因となることは以前から指摘されていたにもかかわらず, これに関する系統だった研究はあまりみられない. 本研究の目的は, スペクトル形は同じでも波群特性が異なる不規則波によって, 係留浮体の長周期の左右揺れ (Sway) がどのように変化するかを調べるとともに, それを発生させる原因となる長周期漂流力および運動の大きさに関係する粘性減衰力といった非線型流体力の特性を明らかにすることにある. このような非線型流体力は, 波と浮体の運動の非線型相互干渉の影響を受けるものであり, 本来波による外力として, あるいは浮体の運動のみに依存する力として別々に取扱うことはできない. そこで本研究では不規則波中の 2 次元係留浮体の運動から浮体に働く長周期の外力を実験的に求め, それと Pinkster¹⁾ による長周期漂流力の算定式および従来の粘性減衰力の表示式より求めた値とを比較するという立場をとった. さらにこれらの算定式を用いて Cummins²⁾ による時間領域の運動方程式を解くことにより, 波群特性の異なる不規則波中での長周期運動の予測の可能性を検討した.

2. 水理模型実験

(1) 実験水槽, 模型浮体および測定装置

模型実験は 図-1 に示すように造波水路を 3 つの小水路に区切り, 中央の水路に矩形浮体を 4 本の線型バネで係留して行なった. 浮体は鉄製で幅 25.1 cm, 高さ 25.9 cm, 吃水 15.5 cm, 奥行 39.5 cm, バネ定数は 1 本 11.9 gf/cm (単位奥行当りのバネ定数は 2.58 gf/cm) である. 水位変動の測定は浮体横に設置した容量式波高計により, また運動変位の測定は 図-2 に示すように, 浮体重

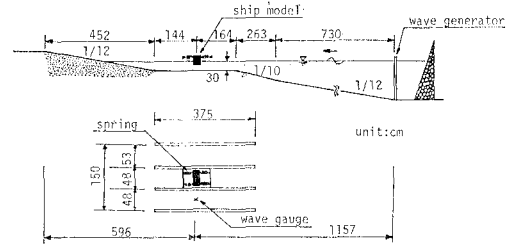


図-1 実験水槽

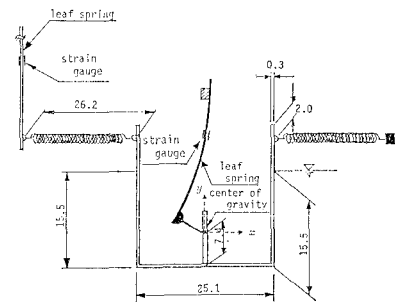


図-2 運動測定装置

心に取付けたやわらかい板バネと係留バネの端部に取付けた剛な板バネのひずみ量より Sway, Roll の変位量を算出した.

(2) 波群特性の異なる不規則波の造波

今回の実験に用いた波群特性の異なる不規則波のシミュレーション法は Funke and Mansard³⁾ によって提案された手法, すなわち式 (1) で定義される平滑化された波エネルギーの時系列 (Smoothed Instantaneous Wave Energy History) を用いて, 不規則波を構成する成分波の位相スペクトルを決定する方法である.

$$SIWEH = E(t) = \frac{1}{T_p} \int_{-\infty}^{\infty} \zeta^2(t+\tau) Q(\tau) d\tau \quad (1)$$

$$Q(\tau) = \begin{cases} 1 - |\tau|/T_p; & -T_p \leq \tau \leq T_p \\ 0 & ; |\tau| > T_p \end{cases}$$

ここに $\zeta(t)$ は水位変動, T_p は波のスペクトルのピーク周期である. 従って, シミュレーションにおいては何らかの方法で SIWEH を与えてやる必要があるが, それについては今のところ確立された手法はない. そこで今回

* 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 大阪大学助手 工学部土木工学科

*** 正会員 工修 運輸省港湾局開発課

は式(2)に示すような SIWEH の平均値まわりの自己相関関数 $C(\tau)$ を与えることにより決定した。

$$C(\tau) = C(0)e^{-\beta|\tau|} \cos \frac{2\pi}{T_g} \tau \quad \dots\dots\dots (2)$$

ただし $C(0) = GF^2 m_0^2$

$$GF = \sqrt{\frac{1}{T_n} \int_0^{T_n} \{E(t) - \bar{E}(\bar{t})\}^2 dt / \bar{E}(\bar{t})}$$

$$m_0 = \int_0^\infty S_{\zeta}(\omega) d\omega, \quad T_n: \text{データ長}$$

すなわち SIWEH を決定するパラメータは T_g , GF , β の3つであり, T_g は波群の繰返し周期を, GF は波群の大きさを, また β は波群の出現の規則性をそれぞれ示すパラメータである。造波信号は数値シミュレーションにより求めた不規則信号を D-A 変換した後造波機に入力したが, その際浮体係留位置で所定の波群特性が現われるように各成分波の伝播に伴う位相のずれを前もって入力信号に与えた。図-3 中の破線は実線で示した自己相関関数をもとに作成した不規則信号を入力して造波した不規則波の, 浮体係留位置での水位記録より求めた SIWEH の自己相関関数の一例である。これより, 今回用いた方法によりほぼ期待する波群特性をもつ不規則波が浮体係留位置で発生していることがわかる。尚入力信号のスペクトルは Bretschneider-光易型を用い, $T_{1/3} = 1.0 \text{ sec}$ とした。

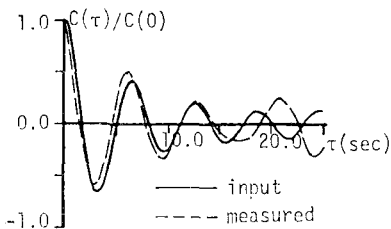


図-3 SIWEH の自己相関関数

3. 波群特性の異なる不規則波中での運動特性

まず最初に Grouping が運動に及ぼす影響を運動のスペクトルから調べる。図-4 は Grouping 周期 T_g が Sway の自由振動周期 ($T_{sw} = 6.8 \text{ sec}$) に近いケース (Group) と Grouping を考慮せずにランダムに位相を与えたケース (Random) の水位変動, SIWEH, Sway および Roll のスペクトルを示したものである。ただし各スペクトルはいずれも水位変動のスペクトル面積 m_{0w} を用いて無次元化している。これより両者の水位変動のスペクトル形はほとんど変わらないのに対し, Group の場合の SIWEH のスペクトルには明確なピークが現われており, 顕著な波群構成的を有していることを示している。これに伴って低周波数の運動が卓越する Sway のスペクトルにはかなり違いがみられ, Group の場合の方が長周期運動が大きくなっている。一方 Roll のスペクトルに

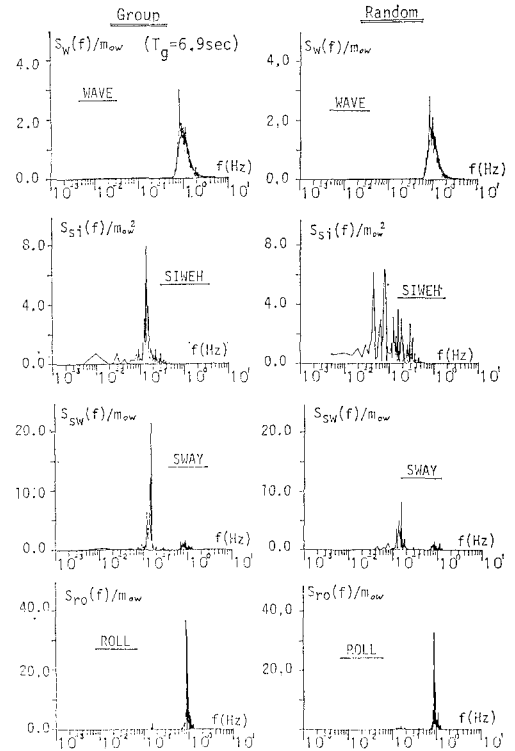


図-4 水位変動, SIWEH および運動のスペクトル

は顕著な差はあらわれていない (ただし Roll の自由振動周期は約 1.2 sec であった)。

次に SIWEH を決定する各パラメータの影響について考察する。実験は T_g , GF , β を種々変えたケースを何種類か行なったが, 3つのパラメータのうち2つを固定して1つの値のみ変えることはシミュレーションでは可能でも, 実際の実験では互いに影響されてうまくいかない。そこで以下では全ての実験ケースの中から2つのパラメータがほぼ等しいとみなせるケースをとり出して比較し, 残りのパラメータの影響を調べる。

図-5 は T_g による運動の変化を示したもので, 横軸には T_g と T_{sw} の比, 縦軸には運動のスペクトル面積 m_{0s} および m_{0R} を m_{0w} で除した値を示している。また図中破線および点線は前述の Random のケースの

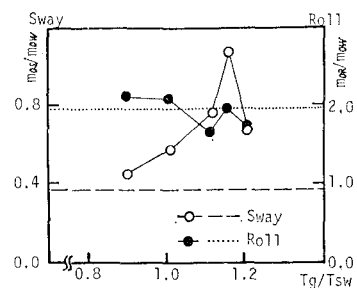


図-5 T_g の影響

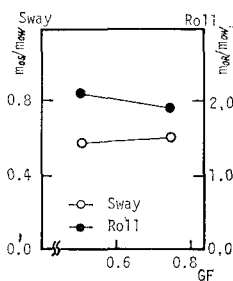


図-6 GFの影響

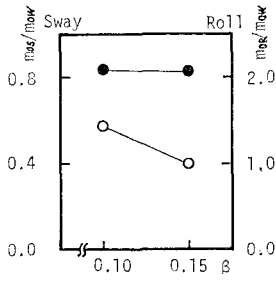
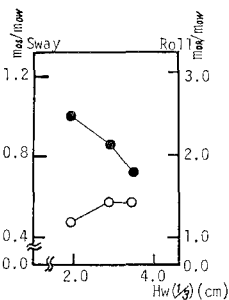
図-7 β の影響

図-8 波高の影響

Sway および Roll の値である。これより、Roll については T_0 による変化はほとんどみられないが、Sway には波群の周期の影響がはっきり現われており Sway の自由振動周期よりもやや長周期側でピーク値を示している。図-6 は GF の違いによる運動の変化を示したものであるが、Sway、Roll とも明確な違いはみられない。図-7 は β の影響をみたものである。ただし実験から求めた自己相関関数から β の値を決定することは難しいので横軸には入力時の値をとって示している（自己相関関数にも明確な差異が認められる）。これより、Sway については β が小さい方が、すなわち波群が規則的に出現する方が運動が大きくなっていることがわかる。また図-8 は3つのパラメータが同じで波高が異なる場合の実験値を示したものであるが、Sway については波高が大きくなると運動の増幅率も若干大きくなる傾向にあるのに対して、Roll では減少傾向を示していることがわかる。この原因は波高の増大に伴って Sway では長周期の外力が大きくなるのに対し、Roll では粘性減衰の寄与が大きくなるためと思われる。

4. 係留浮体に及ぼす非線型流体力

(1) 残差力としての非線型流体力

不規則な外力を受ける2次元浮体の運動方程式は、運動変位に非線型な力をすべて右辺の外力項に含めて考えると、各周波数成分の重ね合わせとして次式の様に書き表わすことができる。

$$\sum_{i=1}^N \left[-\omega_i^2 M_k x_k^*(\omega_i) + \sum_{j=1}^3 \{ -\omega_i^2 a_{kj} f(\omega_i) + i\omega_i b_{kj} f(\omega_i) + c_{kj} + R_{kj} \} x_j^*(\omega_i) \right] e^{i\omega_i t} = \sum_{i=1}^N f_k^*(\omega_i) e^{i\omega_i t} \quad (k=1, 2, 3) \quad \dots\dots (3)$$

上式で $x_k^*(\omega_i)$ は運動変位 $x_k(t)$ の複素 Fourier 係数であり、 $x_k(t) = \sum_{i=1}^N x_k^*(\omega_i) e^{i\omega_i t}$ と表わされるものとする。また $a_{kj} f(\omega_i)$ 、 $b_{kj} f(\omega_i)$ 、 c_{kj} および R_{kj} はそれぞれ付加質量、造波減衰係数、復元力係数および係留系からの反力係数である。右辺の外力項には波振幅に比例するいわゆる波浪強制力以外に非線型流体力がすべて含まれてい

るので、これを次式のように分離する。

$$\sum_{i=1}^N f_k^*(\omega_i) e^{i\omega_i t} = \sum_{i=1}^N f_k^{(1)*}(\omega_i) e^{i\omega_i t} + \sum_{i=1}^N f_k^{(2)*}(\omega_i) e^{i\omega_i t} + \sum_{i=1}^N f_k^{(3)*}(\omega_i) e^{i\omega_i t} \quad \dots\dots (4)$$

ただし $f_k^{(1)*}(\omega_i)$ 、 $f_k^{(2)*}(\omega_i)$ はそれぞれ波浪強制力および非線型流体力の複素 Fourier 係数である。今、 $x_k^*(\omega_i)$ は実験により、 $a_{kj} f(\omega_i)$ 、 $b_{kj} f(\omega_i)$ は数値計算⁴⁾により求めることができ、 c_{kj} 、 R_{kj} については既知である。また $f_k^{(1)*}(\omega_i)$ は入射波の水位変動記録から計算することができるので、非線型流体力 $f_k^{(2)*}(\omega_i)$ は実際に浮体に働いている力から線型流体力を差引いた残差力として求めることができる。今注目しているのは Sway の長周期の流体力のみであるから、これを $f_{10w}^{(2)*}$ と書き、考慮する周波数成分の数を n_l とすると次の様になる。

$$f_{10w}^{(2)*}(t) = \sum_{i=1}^{n_l} \left[-\omega_i^2 M_1 x_1^*(\omega_i) + \sum_{j=1}^3 \{ -\omega_i^2 a_{1j} f(\omega_i) + i\omega_i b_{1j} f(\omega_i) + c_{1j} + R_{1j} \} x_j^*(\omega_i) - f_1^{(1)*}(\omega_i) \right] e^{i\omega_i t} \dots\dots (5)$$

ただし実際の計算では Roll の長周期運動は小さいことから Roll との連成項は無視し、さらに水位変動の長周期成分は今回の実験では非常に小さく、しかも水路内では重複波を形成していると考えられるので波浪強制力についても無視した（節の部分を除いて波浪強制力は重複波の方が小さい）。

(2) Pinkster の提案式による長周期漂流力

Pinkster¹⁾ は不規則波の水位変動 $\zeta(t)$ が式(6)のように表われ、そのスペクトルが十分狭帯域で定義されている場合には長周期漂流力 ($f_p(t)$) と表わすことにするが近似的に式(7)で与えられることを示した。

$$\zeta(t) = \sum_{i=1}^n a_i \cos(\omega_i t + \varepsilon_i) \quad \dots\dots (6)$$

$$f_p(t) = \frac{1}{2} \rho g \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n a_i a_j C_d \left(\frac{\omega_i + \omega_j}{2} \right) \times \cos \{ (\omega_i - \omega_j)t + \varepsilon_i - \varepsilon_j \} \quad \dots\dots (7)$$

ここに a_i は周波数 ω_i 成分波の振幅、 ε_i は位相差であり $C_d(\omega)$ は周波数 ω の規則波に対する定常漂流力係数（文献4）参照）を表わしている。さらに式(7)を水位

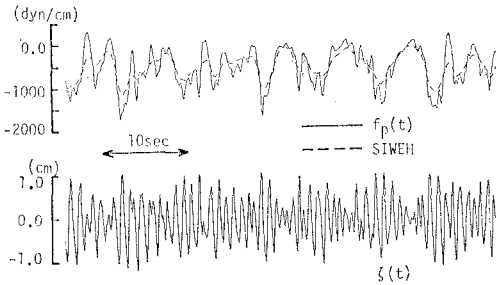


図-9 水位変動および長周期漂流力

変動の Fourier 係数 ζ^* を用いて複素数表示する.

$$f_p(t) = \frac{1}{2} \rho g \sum_{l=1}^n \sum_{m=1}^n \zeta^*(\omega_l) \zeta^*(\omega_m) C_d \left(\frac{\omega_l + \omega_m}{2} \right) \times e^{i(\omega_l - \omega_m)t} \dots\dots\dots (8)$$

ここに ζ^* は共役複素数を表わしている. 式(7)を式(8)のように書き直し, 周波数差の成分毎に複素振幅を求めて逆 FFT を利用することによって, 長周期漂流力の計算時間を著しく短縮することができる. 図-9 には水位変動 $\zeta(t)$ と式(8)を用いて計算した $f_p(t)$ を示している(ただし計算ではかなり周波数の高い範囲までとっている). また図中点線は式(1)で与えられる SIWEH 波形をその平均値が $f_p(t)$ の平均値と一致するように描いたものである. これより $f_p(t)$ は Grouping の大きい所で大きな値(波の進行方向に押される場合を負と定義している)を示しており, またこれは SIWEH 波形と非常によく対応していることがわかる. $f_p(t)$ の平均値は容易に求められるので, SIWEH を用いた長周期漂流力の計算も可能であろう.

(3) 粘性減衰力

造波減衰の他に水の粘性に起因する減衰を考える場合, 減衰力は運動速度の2乗に比例するとして $V_k |\dot{x}_k| \cdot \dot{x}_k$ のように表わすのが一般的である. 粘性減衰係数 V_k は自由振動実験により決定することが多く, 今回も自由振動実験における運動の減衰曲線と浮体の運動方程式を解いて得られた減衰曲線が一致するように V_k を決定した(ただし Heave については考慮していない). また粘性減衰力の長周期成分はまず実験で得られた運動波形から $V_k |\dot{x}_k| \cdot \dot{x}_k$ を計算し, これを Fourier 変換した後長周期成分のみを用いて逆 Fourier 変換することによって求めた.

(4) 非線型流体力の比較

ここでは残差力として求めた非線型流体力 $f_{low}^{(2)}(t)$ を通常の運動計算に用いられる Pinkster の式による長周期漂流力 $f_p(t)$ および粘性減衰力の長周期成分 ($f_v(t)$ と表わす)を比較する. ただし実験および計算結果の解析は

3分間のデータをサンプリングタイム 1/40 sec で処理している. 図-10 は $T_g=6.9$ sec (図-5 中の $T_g/T_{sw} \doteq 1.0$ に対応) と $T_g=7.9$ sec (図-5 中の $T_g/T_{sw} \doteq 1.16$ に対応) の2つのケースについて3者の比較を行なったもので, 図中実線は $f_p(t)$ を, 破線は $f_{low}^{(2)}(t)$ を示している(ただし 0.2 Hz 以下の周波数成分を長周期成分と定義している). また点線は $f_{low}^{(2)}(t) + f_v(t)$ を描いたもので, これが $f_p(t)$ と一致していれば $f_{low}^{(2)}(t) = f_p(t) - f_v(t)$ となって, 残差力として抽出した非線型流体力は Pinkster の提案式による長周期漂流力と従来の粘性減衰表示式による減衰力で説明可能と言える. 図より, 実線と点線は一致しているとはいえないが, その傾向や大きさは似かよっている. また $T_g=7.9$ sec のケースの方がその一致度が幾分良いようである. 図-11 はそれぞれのケースの非線型流体力のスペクトルを比較したものである. ただし縦軸はいずれもスペクトルを波浪強制力のスペク

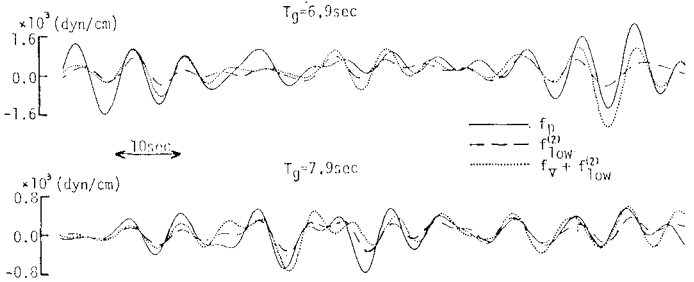


図-10 非線型流体力の比較

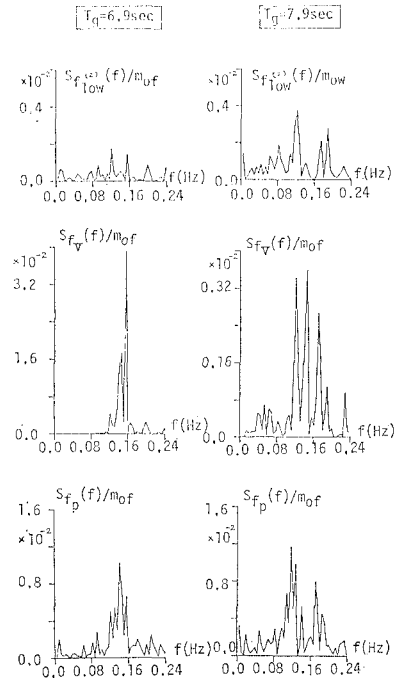
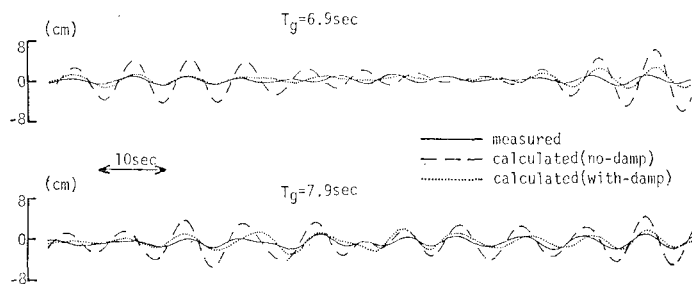


図-11 非線型流体力のスペクトル

トル面積 m_{0f} で除した値を示している。これより $T_g = 7.9 \text{ sec}$ の場合は粘性減衰力が比較的小さく残差力のスペクトルと長周期漂流力のスペクトルは似た形状を示しているのに対し、 $T_g = 6.9 \text{ sec}$ の場合は粘性減衰の寄与が大きく、残差として求めた流体力は $T_g = 7.9 \text{ sec}$ の場合に比べて小さくなっている。しかし、波群の繰返し周期の違いによってこのような差異が生じる理由については、今のところはっきりしない。

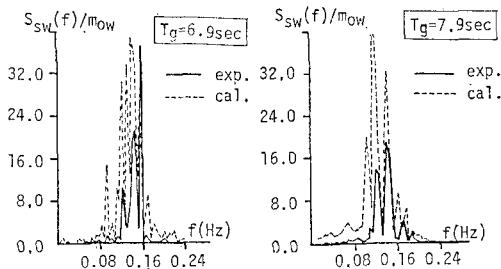
5. 数値計算による長周期運動の予測

図—10 に示したように、実験から残差力として求めた非線型流体力は Pinkster の提案式による長周期漂流力と自由振動実験から求めた減衰係数を用いた粘性減衰力によりほぼ説明されることがわかった。そこで次にこれらを用いて数値計算を行ない、実験で現われた Sway の長周期運動がどの程度再現されるかについて検討する。ただし数値計算に用いた浮体の運動方程式は Cummins²⁾ による時間領域でのものである。



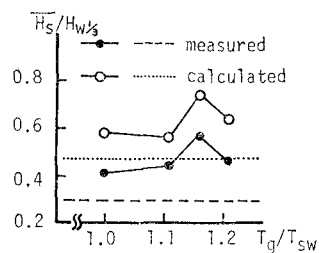
図—12 Sway の長周期運動の比較

図—12 は前述の $T_g = 6.9 \text{ sec}$ および $T_g = 7.9 \text{ sec}$ のケースについての実験結果と計算結果を比較したものである。図中実線は実験値を、破線 (no-damp) は粘性減衰を考慮せずに長周期漂流力 $f_p(t)$ のみ与えて計算した値を、また点線 (with-damp) は粘性減衰も考慮して計算した値を示している。これらより、粘性減衰を考慮した計算値は若干の相違はあるものの定性的にも定量的にも大略実験値を説明していると言えよう。また 図—13 は長周期運動のスペクトルを比較したもので、図中 cal. は



図—13 運動スペクトルの比較

粘性減衰を考慮した計算値である。これより、両方のケースとも計算値は実験値を上回っており、 $T_g = 6.9 \text{ sec}$ についてはスペクトルの形状にも違いがみられる。最後に 図—14



図—14 T_g による運動振幅の変化

は 図—5 に示した T_g の変化による運動の変化が数値計算によって再現されるかどうかを確かめたものである。ただしここでは Sway のスペクトル面積の代りに Sway の長周期運動の振幅 (波の場合の波高に相当するもの) の平均値 $\bar{H}_S$ を波の有義波高 $H_{w1/3}$ で無次元化した値を縦軸にとっている。また破線および点線は Random に位相を与えたケースについての値である。これより計算値はいずれも実験値よりも大きな値を示しているが、その傾向についてはよく一致している。

6. あとがき

本研究により次のことがわかった。

- 1) 不規則波中で生じる長周期の左右揺れは不規則波の波群特性、特に波群の繰返し周期、出現の規則性といった周期性の影響を強く受ける。
- 2) 長周期の左右揺れを生じさせる原因となる長周期の非線型流体力は、線型保留された 2 次元浮体の場合、Pinkster の提案式による長周期漂流力と従来の表示式による粘性減衰力によってその大部分が説明できる。

3) 不規則波中で生じる長周期の左右揺れは Cummins の運動方程式を用いた数値計算によってある程度予測可能である。ただし全体的に数値計算結果の方が実験結果よりも大きな値を示す。

最後に本研究を行なうに当り御基力頂いた池口幸宏君 (現電源開発) に感謝致します。

参考文献

- 1) Pinkster, J. A.: Low frequency phenomena associated with vessels moored at sea, Soc. of Petroleum Engineers of A.I.M.E., SPE Paper No. 4837, 1974.
- 2) Cummins, W. E.: The impulse response function and ship motions, Schiffstechnik, Bd. 9, Heft 47, pp. 101~109, 1962.
- 3) Funke, E. R. and E. D. P. Mansard: On the synthesis of realistic sea states in a laboratory flume, Hydraulics Laboratory Report LTR=HY=66, National Research Council of Canada, 1974.
- 4) 榎木 亨・青木伸一: 浮体に及ぼす波による流体力について, 第 10 回海洋開発シンポジウム論文集, 1986.