

チェーン係留された浮防波堤列による波浪制御効果について

中村 孝幸*・大森 禎敏**・井手 善彦**

1. ま え が き

従来、現地での浮防波堤は、複数基の浮体を一定の開口幅を設けて直線状に配列する群体構造物として設置されるのが一般となっている。しかしながら、これまでの研究では、主に浮体の断面形状に着目して1次元的な波浪変形について検討したものがほとんどで、配列効果や開口部の影響などについてはあまり知られていない。

本研究は、現地で見られるような直線配列された浮防波堤群を対象として、それがチェーン係留されときの波浪制御効果や動揺特性について実験的に検討する。そして、中村・野村 (1990) により導かれている無限配列を想定した解析法による算定も行い、実験結果との比較から、解析法の適用性について検討する。また、開口部を無視した断面2次元的な実験も行い、浮防波堤列の波浪制御効果や動揺特性に及ぼす開口部の影響について考察する。

2. 解析法の概要

2.1 波浪ポテンシャル問題

ここで用いた理論解析法は、浮体列への直角入射を想定した中村・野村 (1990) によるものである。解析モデルおよび座標系は、図-1に示すもので、一定水深 h の波動場中に左右対称な浮体が配列ピッチ長 λ で z 軸方向に規則的に配列されている。浮体列まわりの波動運動は、微小振幅波理論で表現でき、浮体運動も微小振動とする。入射波は、図中の x 軸の正方向に入射するもので、次式で表される。

$$\eta(x, t) = \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t) \dots \dots \dots (1)$$

ここに、 η ：入射波の水面変動、 H ：入射波高、 k ：波数 ($=2\pi/L$ 、 L ：波長)、 ω ：角振動数 ($=2\pi/T$ 、 T ：周期) である。

上記のような条件下では、配列浮体の運動は x 、 y 軸方向への並進運動 (Sway, Heave) と重心を通る z 軸に平行な軸まわりの回転運動 (Roll) の3モード (それぞれ

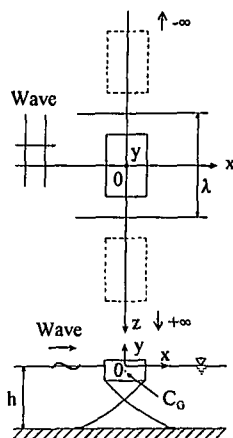


図-1 解析モデルおよび座標系

X_1, X_2, X_3) に限定される。

$$X_j = \hat{X}_j \exp[-i(\omega t - \delta_j)]$$

($j=1$; Sway, $j=2$; Heave, $j=3$; Roll) $\dots (2)$

ここに、上添字 $\hat{}$ は各モードの動揺振幅、 δ_j は各変位の入射波よりの遅れの位相角である。なお、回転変位 X_3 は次元を統一するため、回転角 θ を浮体幅 B を用いて $X_3 = \theta B$ と定義してある。

このとき、浮体列まわりの波浪ポテンシャルの複素振幅 $\phi(x, y, z)$ は、各ポテンシャルの線形和として次式のよう表すことができる。

$$\phi = \phi_i + \phi_s + \sum_{j=1}^3 \hat{X}_j \phi_{Rj} \dots \dots \dots (3)$$

ここに、 ϕ_i, ϕ_s ：それぞれ入射波および回折散乱波のポテンシャルの複素振幅、 ϕ_{Rj} ： X_j 方向への単位振幅運動による発散波ポテンシャルの複素振幅である。

中村・野村 (1990) は、グリーン関数法に基づき、これら ϕ_s, ϕ_{Rj} を求める方法を展開している。一旦、未知ポテンシャルが求められると、固定時の浮体に作用する波力やモーメントが、また付加質量係数や造波減衰係数などの動的流体力係数が算定できる。そして、このような波力、動的流体力ならびに、係留ラインなどによる復元力を考え併せて、浮体の振動方程式を解くと、波浪動揺変位が算定でき、式 (3) に代入することで浮体列まわ

* 正 会 員 工 博 愛媛大学助教授 工学部土木海洋工学科

** 学生会員 愛媛大学大学院 工学研究科

りの全速度ポテンシャルが最終的に求められる。

一方、浮体列まわりの波変形に関して注意すべきことは、入射波とは異なる方向に伝播する斜波成分の発生が挙げられる。これは、浮体列間の各開口部からの回折波が、平面的に干渉することにより生起するもので、開口部を持たない断面2次元的な浮体による波変形と大きく異なる点である。既に、このような斜波成分の発生限界やそれを含む平面的な波変形の評価法などについても、中村ら(1992)により明らかにされており、その発生限界は、直角入射を想定する場合、 $\lambda/L \geq 1$ で与えられる。そして、 $\lambda/L \geq 1$ の条件では、浮体列の背後において、入射波と同方向に伝播する成分波(直進波成分)と上記した斜波成分とが重合して、短峰性の波面形状が形成されやすくなる。ここでは、このような短峰性の波面形状が現れる条件下では、方向スペクトルと類似した概念による中村らの評価法(1992)を用いて、波変形を評価した。

2.2 係留ラインによる復元力

本研究では、後述するように、チェーンラインにより浮体を係留しており、その復元力の推定には、従来よりのカタナリ理論(例えば、日本海事協会, 1983)を用いた。この理論では、ラインは完全可撓性のもので、次式のようなカタナリ形状を示すものと仮定されている。

$$\bar{y} = \frac{T_H}{w} \left[\cosh\left(\frac{w\bar{x}}{T_H}\right) - 1 \right] \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 w :ラインの単位長あたりの水中重量、 T_H :ライン張力の水平成分、残りの変数の定義は、図-2に示すとおりである。また、ライン張力の鉛直成分 T_v は、ラインの垂れ下がりの長さを考えて求められる。チェーンラインによる係留点での水平反力は、ライン長やその水平および鉛直射影長などを入力として、式(4)の超越方程式をニュートン法などにより近似的に解くことにより推定できる。また、このような解析に基づき、係留ラインの等価線形バネ常数も推定できる。ただし、係留点の水平や鉛直移動に伴い、式(4)で示されるカタナリ曲線が変化するため、バネ常数も変化することになる。従来、これは接線バネ常数で与えられてきており、ここでも等価線形バネ常数には同様の定義による値を用いた。

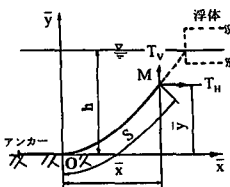


図-2 カテナリ係留および座標系

3. 実験装置及び実験方法

(1) 浮防波堤

浮防波堤の模型およびその設置状況を図-3に示す。この模型は、現地のコンクリート製の浮防波堤を約1/26に縮小したもので、その寸法、動的諸量および係留チェーンの諸量を、表-1に原型量と併せて示す。模型浮体の係留には、市販の金属製チェーンを使用し、堤体下部4隅より、底部で交差するように係留した。そして、この実験では、水路側壁を鏡像壁と考え、いわゆる無限配列された浮体まわりの波動場を近似的に再現したものである。このとき、隣接する堤体の中心間距離(ピッチ長 λ)は1mに、開口長は0.2mで結果的に開口率 α は20%になる。なお、現地の浮防波堤では、この開口率は概略的に10~25%の範囲にある(神瀬, 1987)。

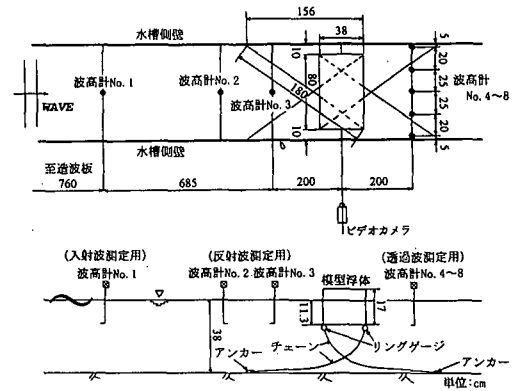


図-3 実験状況および実験装置

表-1 浮防波堤および係留チェーンの動的諸量

		原型	
		原型	1/26モデル
浮 防 波 堤	長さ	l_B	21.00 m
	幅	B	10.00 m
	高さ	D	4.50 m
	噴水	d	3.00 m
	配列ピッチ長	λ	26.25 m
	開口率	α	20.00 %
	排水重量	W	618.60 tf
	重心位置(水面より)	z_G	-0.71 m
係 留 チ ェ ー ン	慣性半径	r_x	2.70 m
	単位長さ当たりの水中重量	w	55.13 kgf/m
	全長	S	51.84 m
	水平距離	$\bar{x}_c$	47.25 m
	鉛直距離	$\bar{y}_c$	7.00 m
			26.70 cm

また、本研究では、開口部のない断面2次元的な模型浮体についても実験を行っているが、この場合、上記の配列用の模型浮体の左右長を拡幅して、水槽幅程度の長さにした。ただし、拡幅に当たっては、模型内のパラストを調整して、単位長当たりの重量および慣性モーメントが配列浮体のそれらと同一になるようにした。

(2) 実験装置

実験では、図-3に示すように、計8台の波高計を用いた。透過側では、短峰性の波面形状になる場合もあることから、5台 (No. 4~8) の波高計を水槽幅方向に直線アレイで配置した。一方、各チェーンラインの浮体係留点側には、リングゲージを取り付け、動揺に伴う張力変化を測定できるようにした。また、浮体の動揺変位は、水槽側面よりビデオカメラで、浮体側面に設けたマークの移動を撮影して観測した。

また、ここでは、配列用の模型浮体を、水面に固定したときの作用波力 (水平、鉛直) についても測定しているが、これには片持梁形式の波力計を用いた。

(3) 実験条件

実験に採用した波条件は、周期 $T=0.64\sim 1.57$ sec の14種類で、作用波高については $H=4$ cm とほぼ一定にした。このとき、水深 h は 38 cm と一定にした。

4. 実験結果と算定結果の比較

(1) 配列浮体に作用する波力

図-4, 5は、水面固定時の配列浮体に作用する水平、鉛直波力 (それぞれ $\bar{F}_1, \bar{F}_2$) の実験結果と算定結果の比較を示す。なお、このときの吃水条件は、チェーン係留時の浮体と同じにしてある。実験値は正、負ピークの平均値を用い、次式で定義される無次元波力で表示してある。

$$F_j^* = \bar{F}_j / (\rho g B^2 H / 2) \quad (j=1, 2) \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 ρ : 流体密度; g : 重力加速度である。

図中では、周期による波力の変化を表すもので、周期の無次元量としては、波長堤体幅比 (L/B) および横波共振に関係する λ/L の両者がとってある。作用波力の算定結果において、スパイク状の変化が見られるのは、横波共振によるもので、この共振点近傍 ($\lambda/L=1$) では実験結果との一致度は十分でない。特にこの傾向は、鉛直波力で著しい。そして、この横波共振点近傍を除くと、水平波力の実験値にはばらつきが見られるが、概略的には実験結果と算定結果とはほぼ類似した変動傾向を示す。

(2) 係留ラインの復元力特性

図-6は、動揺実験前の予備実験として、平衡状態下の模型浮体に、水平方向移動量 X_s のみを与えて、ライン上端部での張力 T_R の変化を調べたものである。ここでは、4本のチェーンラインの内の1本についての結果を示すもので、 T_R はラインの単位長当たりの水中重量 w と全ラ

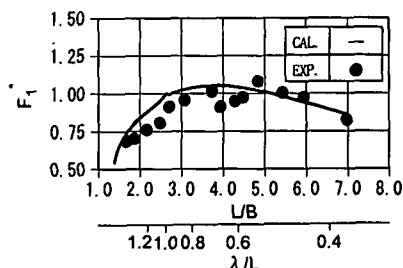


図-4 配列浮体に作用する水平波力

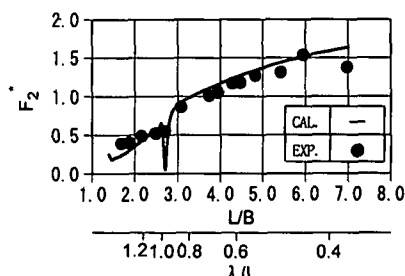


図-5 配列浮体に作用する鉛直波力

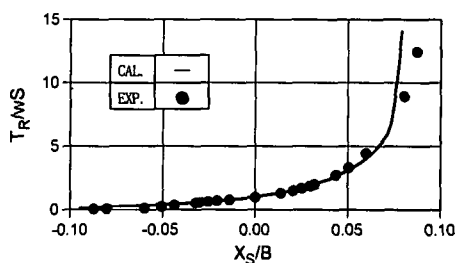


図-6 係留チェーンの張力変化

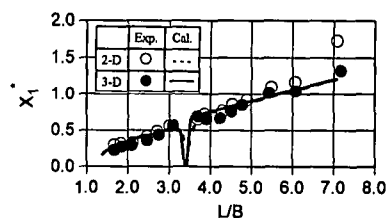


図-7 Sway 方向への動揺変位

イン長 S との積で無次元化してある。また、水平変位 X_s は、静的平衡状態を 0 と定義してある。

この図より、ライン張力は、静的平衡状態の近傍では、ほぼ直線変化するものの、より大きな変位に対しては急激な増加を示し、強い非線形性を呈することがわかる。また、このような非線形な張力変化は、図中に示すように、カテナリ理論で概略的に推定できるようなものである。以下の動揺変位の算定では、静的平衡状態下でのチェーンライ

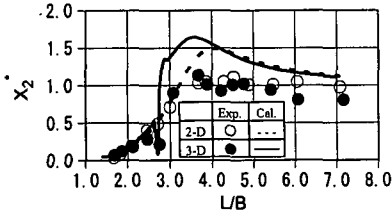


図-8 Heave 方向への動揺変位

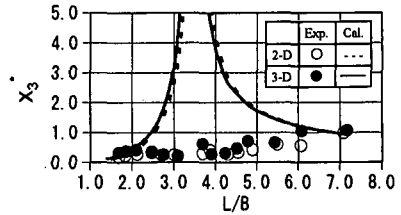
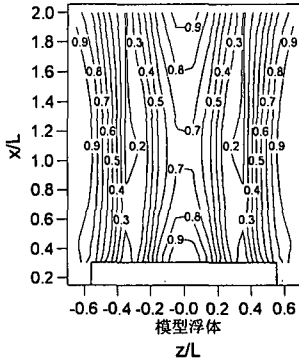
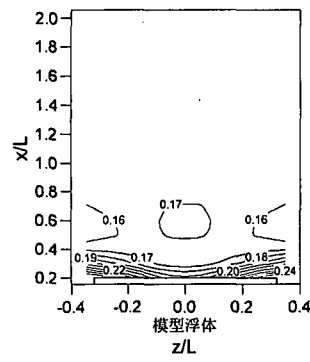


図-9 Roll 方向への動揺変位



(a) $\lambda/L=1.4$, $L/B=1.88$



(b) $\lambda/L=0.8$, $L/B=3.28$

図-10 配列浮体背後の波高分布

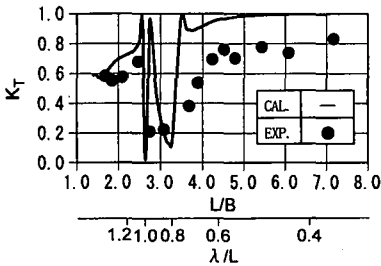


図-11 配列浮体による透過波高

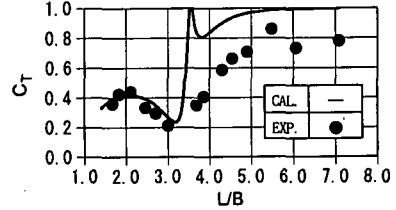


図-12 断面2次元浮体による透過波高

ンによる接線バネ常数をカタナリ理論に基づき求め、この値を等価線形バネ常数として用いた。

(3) 動揺変位

図-7~9は、チェーン係留時の模型浮体の各動揺変位振幅 $\bar{X}_1$ (Sway), $\bar{X}_2$ (Heave), $\bar{X}_3$ (Roll) の実験結果と算定結果の比較を示す。各図中には、配列時の3次元浮体および断面2次元浮体の両者に対する結果が併せ示してある。各変位は、次式で定義される無次元振幅 X^* で表示してある。

$$X_j^* = \bar{X}_j / (H/2) \quad (j=1, 2, 3) \quad \dots\dots\dots (6)$$

これらの図の実験結果に着目すると、配列時の3次元浮体と断面2次元浮体では、横波共振点付近の Heave 変

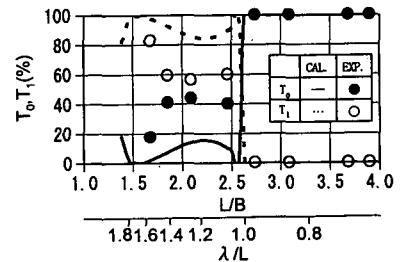


図-13 透過波の波向き特性

位を除けば、有意な差はほとんどなく、断面2次元実験によっても、配列浮体の動揺変位が近似的に推定できることがわかる。そして、このような傾向は、両モデルに対する算定結果についても認められる。一方、実験結果と算定結果の比較を行うと、Sway および Heave 変位

は、局部的に相違も見られるが、概略的には両結果で対応した変動傾向を示す。しかしながら、Roll 変位については、算定結果で共振動揺を呈すのに実験結果ではそれが見られないなど、大きく異なっている。これは、本実験で採用したような浮体底部でのクロス係留の場合、図-6 に示すような係留ラインの非線形復元力特性が顕著に現れやすいことや、従来から指摘されているような隅角部付近での渦流れの発生による流体減衰力の影響などによるものと考えられるが、定かでない。これについては、今後の検討課題としたい。

(4) 波浪制御効果

a) 配列浮体背後の波高分布：図-10(a), (b) は、代表例として、それぞれ λ/L が 1.4, 0.8, と斜波成分が発生する場合およびそのない場合の配列浮体背後での波高分布の算定結果を示す。図中では、入射波高で除した波高比で表してある。これらの図より、斜波成分が含まれる (a) 図では、浮体より遠方でも空間的な波高変動が顕著な短峰性の波面パターンになるのに対して、斜波成分の現れない (b) 図では、浮体背後の近傍を除けば、一様な進行波性の波高分布になることがわかる。このように、浮体列の背後では、 λ/L が 1 より大きい小さいかにより、波面パターンは大きく異なり、波浪制御効果を評価する上で注意する必要がある。以下では、中村ら (1992) により提案されている、波高比の平面的な rms 値と波向き別のエネルギー比に着目した評価法を用いて配列浮体による透過波の特性を検討してみる。

b) 配列浮体と断面 2 次元浮体による透過波高の比較：図-11 は、配列浮体に対する透過波高の平面的な rms 値と入射波高との比 K_T の実験結果と算定結果の比較を示す。また、図-12 は、断面 2 次元浮体に対する透過率の比較を示す。これらの図では、周期に関する無次元量として、浮防波堤の消波性能を表すときによく用いられる L/B がとってある。なお、上記の K_T は、斜波成分が発生しない $\lambda/L < 1$ の条件下では、従来よりの透過率の定義と一致することを付記しておく。

図-11 と図-12 を比較して、最も異なるのは、浮防波堤の消波対象波と考えられる $L/B < 3$ の短周期波に対する透過波高比であり、配列浮体の結果が断面 2 次元浮体のそれよりも大きく現れている。この傾向は、実験および算定結果の両者について認められる。これは、図-10

(a) で示したように、 $\lambda/L > 1$ の比較的短周期の波に対して、配列浮体では、断面 2 次元浮体の場合とは異なり、平面的な重複波が形成されるためである。次に、実験結果と算定結果を比較してみると、roll 方向への共振点付近や横波共振点近傍を除くと、両結果は概略的に類似した変動傾向を示す。そして、このような差異は、主として動揺変位の相違に起因するものと考えられる。

c) 波向き特性：最後に、図-13 は、配列浮体背後での透過波の波向き特性を示す。図中の T_0, T_1 は、それぞれ直進行波および斜波成分の透過波の全エネルギーに占める割合を表す。この図より、 $\lambda/L > 1$ の短周期波に対しては、直進行波成分よりも斜波成分の方が大きく、浮体列背後では短峰性の波面形状になっていることが推測できる。

5. 結 語

(1) 配列時の 3 次元的な浮防波堤を用いた実験および解析による波浪動揺変位は、断面 2 次元的なモデルによる結果と大差なく、開口部を無視した結果によっても近似することができる。

(2) 浮防波堤列による波浪制御効果は、現地で施工されているような開口率を想定する場合、波長が配列ピッチ長より短くなると、透過波では斜波成分が有意な割合で含まれるようになり、結果的に透過波高も増大するなどの 3 次元的な影響を考慮する必要がある。

(3) チェーン係留された浮防波堤列による波浪制御効果は、概略的には波浪ポテンシャル理論により推定できる。しかし、係留系の非線形効果や渦流れ等による減衰力のため、共振点付近の条件下で実験結果と算定結果の一致度は十分ではない。

参 考 文 献

- 神瀬 哲 (1987): 漁港における浮防波堤の現状と課題, 浮防波堤—現状と課題—, 社団法人国際海洋科学技術協会, pp. 3-8.
- 中村孝幸・野村周吾 (1990): 規則的に配列された 3 次元物体まわりの波浪境界値問題の解析法, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp. 524-528.
- 中村孝幸・野村周吾・泉川学文・森田知志 (1992): 浮防波堤の平面的な配置法に関する研究, 海岸工学論文集, 第 39 巻, 土木学会, pp. 531-535.
- 日本海事協会 (1983): 係留システム設計指針, pp. 201-217.