

## 二重管式浮体係留システムの抵抗特性

吉田明徳\*・村上啓介\*\*・入江 功\*\*\*  
志方洋介\*\*\*\*・中村哲也\*\*\*\*\*

### 1. ま え が き

波浪制御構造物として没水水平版が注目を浴びており、近年さまざまな観点からの研究がおこなわれてきている(井島ら, 1986; 田淵ら, 1987; 渡会ら, 1987; 上床ら, 1988; 高木・川崎, 1988; 高木, 1991; 青山ら, 1988; 今井ら, 1987, 1988, 1989; 余ら, 1989; 小島ら, 1988, 1989, 1990). これらの研究によれば没水水平版の特徴としては、(a) 単純な構造であって、しかも大水深域への適用の可能性を有すること、(b) 長波長域の波に対して有効な反射機能を有すること、(c) 長波長の波を短波長の波に分裂させる機能を有すること、(d) 水平版の平面形状を工夫することによって波の集波機能をもたせることができること、(e) 閉鎖領域を作らず海水交換による水質保全の促進機能を有すること、(f) 海面下にあつて景観を妨げないこと等の点が挙げられている。

しかし、このような優れた特徴を有する水平版構造物を、実海域に設置するための係留方法に関しては、研究はほとんど行われておらず、現状で想定される係留法は杭に水平版を固定する方法か、あるいは係留索によって係留する方法のいずれかである。水平版により有効な波の遮断効果を得るには、水平版は水面近くに設置することが必要で(例えば小島ら, 1990)、水平版には、水平波力こそ小さいが、大きな鉛直波力が作用する。したがって杭係留方式ではこの鉛直波力に耐えるため著しく強度のある構造とすることが必要になる。一方、係留索によって係留する方法も、緊張係留の場合には杭係留と同様鉛直波力による係留索の破断が危惧されるし、また、緩係留では、軽い水平版(浮力をつけるため必然的に質量が小さい)が自由浮体に近い動揺をするため、高い波浪の制御効果は期待できない。

しかも、これらの係留方法の最も致命的な欠点は、水位の変化に対応して没水深を一定に保つことができない

ことである。すなわち、没水水平版によって有効な波浪制御効果を得るためには、設計波浪に応じた最適の没水深を設定することが必要で、この点で先述の係留方法は致命的な欠点を有している。以上述べた係留方法の問題点は、想定される没水水平版の適用海域が、潮位差が小さくかつ波の穏やかな内湾などに限られる原因をなしており、没水水平版の持つ優れた特徴を生かせる有効な係留方法を見いだすことが実用化に対しての大きな鍵であると言える。

以上の観点から、新たな係留方法として、著者らの一人(志方)は二重管式浮体係留システムを考案した。二重管式浮体係留システムで係留された没水水平版の概略を図-1に示している。二重管式浮体係留システムは、海底に固定した外管と、水平版に固定した内管から成っており(あるいは、内管を海底、外管を堤体に固定してもよい)、水平版の上下動により内管がポンプのピストンとなって二重管部分の隙間に流れを引き起こすもので

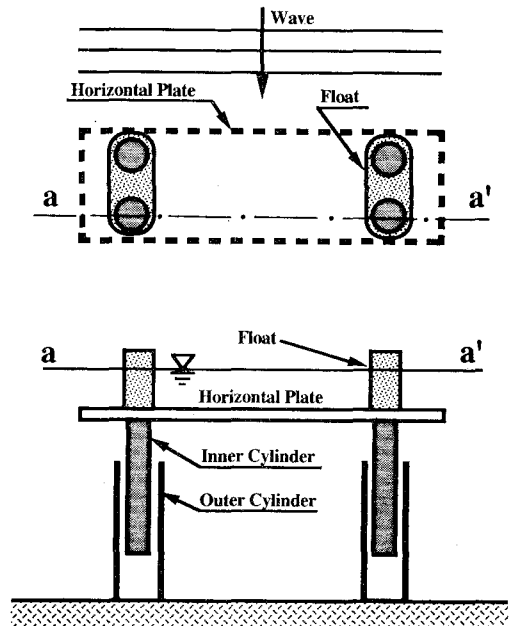


図-1 二重管浮体係留システムと没水水平版

\* 正会員 工博 九州大学助教授 工学部水工土木学科

\*\* 正会員 工修 九州大学助手 工学部水工土木学科

\*\*\* 正会員 工博 九州大学教授 工学部水工土木学科

\*\*\*\* 正会員 工修 日本国土開発(株)エンジニアリング本部

\*\*\*\*\* 正会員 工修 日本国土開発(株)エンジニアリング本部

ある。この係留システムの特徴は次の2点にある。(1) 潮汐などの長周期の水面変動に対しては自由に追いついて、水平版と水面との相対位置(没水深)を常に一定に保つことができる点、(2) 通常の波浪に対しては、浮体の動揺に伴って生じる二重管部分の流れが内管によぼす抵抗を浮体動揺に対する減衰力(鉄鎖や弾性索の変位に伴う復元力を用いる従来の係留システムと大きく異なる)として積極的に利用しようとする点である。なお、所用の没水深は水平版の重量とフロートの浮力を調節することによって得られる。

本研究は、この2重管浮体係留システムの流体抵抗の特性を解明することを目的とし、その第一歩として内管と外管が共に滑らかな管より成る場合について、内管と外管の隙間、二重管部分の長さ、内管の振動周期と振幅を種々変えた実験を行って抵抗(粘性抵抗)の特性を調べた結果を報告するものである。

## 2. 実験および解析方法

### (1) 実験装置の概略

実験装置の概略を図-2に示す。半径(外径)  $b$  の内管を、水槽内に固定した半径(内径)  $a$  の外管内で変速器付きのモーターを用いて強制的に振動させて、このときの強制力(駆動力)と内管の変位を同期して測定した。強制力の測定にはロードセルを、また内管の変位の測定には電磁変位計を用い、サンプリング周波数 100 Hz でデジタルデータレコーダーに記録した。

内管には半径  $b=7\text{ cm}$  の塩ビ管を用い、内部に重りを挿入して連結ロッドを含む内管の重量が静止時に内管に作用する浮力に一致するように調節して(静止時にロードセルが無負荷となる)用いた。外管は肉厚 1 cm のアクリル管を用い、 $a=7.5\text{ cm}, 8\text{ cm}, 8.5\text{ cm}$  の3通り、二重管部分の長さ(ラップ長と呼ぶ)  $l$  を 49.8 cm, 6.4 cm の2通り、内管の振動振幅  $\zeta$  を 1.25 cm, 2.5 cm, 3.75 cm の3通りに取り、外管と内管の間隙長  $e$  ( $=a-b$ )、ラップ長  $l$ 、内管の振動振幅  $\zeta$  のそれぞれの組み合わせについて、内管の振動周期  $T$  を 0.5 秒から 2.5 秒までほぼ 0.25 秒毎に変えて行い、さらにその他の振幅と周期の組み合わせについてもいくつか計測を行った。なお、水面と二重管口との距離  $d$  および外管底面と内管底面の距離  $d'$  はそれぞれ  $d=3.4\text{ cm}$ ,  $d'=16.6\text{ cm}$  に固定して実験を行った。図-3 はロードセルで測定した強制力と変位計で測定した内管変位の同期記録の例である。

### (2) 内管に作用する力

現象は1自由度の運動であるから、静水面上に原点、鉛直上向きに  $z$  軸を取ることとする。このとき、内管の任意時刻における変位  $z$  は  $z=\zeta \sin(\omega t)$  で表わされ、

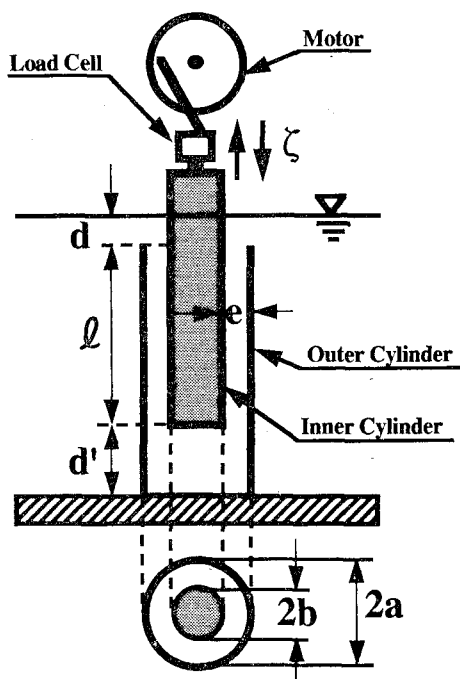


図-2 実験装置の概略

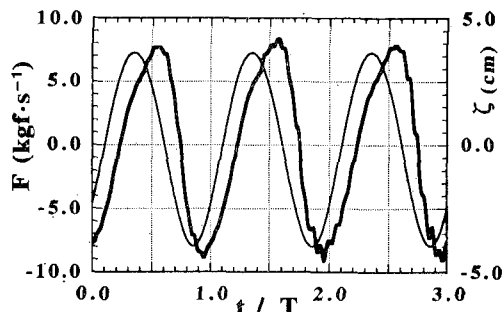


図-3 内管変位と抵抗力の測定記録例

—変位, - - -抵抗力,  $l=66.4\text{ cm}$ ,  $e=0.5\text{ m}$ ,  $\zeta=3.75\text{ cm}$ ,  $T=1.36\text{ 秒}$

二重管部分の流れの流速および内管に作用する力は鉛直上向きが正である。

内管には、強制力  $F_a$  に加えて、内管が周期運動をする事による慣性力、内管の変位に伴う浮力の変化による復元力  $F_s$ 、二重管部分の流れにより生じる摩擦抵抗  $F_f$ 、管口部や内管底面隅角部で生じる渦による抵抗  $F_v$ 、および内管に作用する流体力  $F_h$  (非粘性流体の場合に内管に作用する力) が作用する。内管の質量を  $M$  とすると内管の運動方程式は次式で表される。

$$M \frac{d^2 z}{dt^2} = F_a + F_s + F_f + F_v + F_h \quad \dots\dots\dots (1)$$

(1) 式において、内管の質量と加速度で表される慣性力  $M \cdot d^2 z / dt^2$  と内管の変位で決まる復元力  $F_s$  は既知

量である。また、流体力  $F_h$  の厳密な算定にはポテンシャル理論による解析が必要であるが、管口部からの噴流による造波の影響が無視できるものとすれば、流体力  $F_h$  は加速度運動を行う二重管部分の流体に作用する慣性力に一致する（本実験時の造波波高の大きさは高々 2 ないし 3 cm 程度で、これが内管におよぼす力は二重管部分の流体に作用する慣性力に較べるとオーダーが一つ小さい）。これらの既知量 ( $M \cdot d^2z/dt^2$ ,  $F_s$ ,  $F_h$ ) と測定量である強制力  $F_d$  の値を (1) 式に代入すると、内管の壁面に作用する摩擦抵抗力  $F_f$  と管口部や内管底面隅角部で生じる渦による抵抗  $F_v$  の合力  $F$  (粘性抵抗) を得ることができる。以後この粘性抵抗力を単に抵抗力  $F$  と呼ぶこととし、これについて検討した結果を述べる。

### (3) データ解析結果と考察

図-3 の例にも見られるように、抵抗力  $F$  には明らかに高次の振動成分が含まれている。そこで、この抵抗力  $F$  についてデータ個数 2048 個で FFT 解析を行った。この際、内管変位に対する抵抗力の位相を求めるため、解析に用いる抵抗力のデータの始点を、同期して得られている変位データのゼロアップクロス点に一致させて用いている。

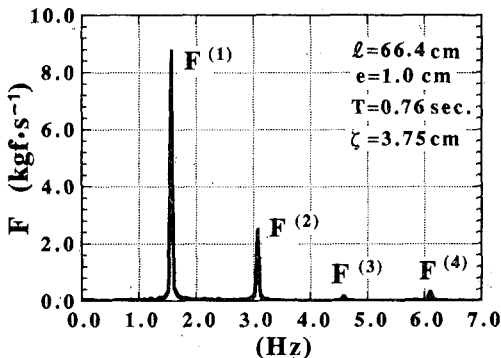


図-4 抵抗力のフーリエスペクトルの例

FFT 解析を行って得られたフーリエスペクトルの例を図-4 に示している。各実験データについて基本周波数成分および 5 次までの高次成分についてフーリエスペクトルの自乗平均値として抵抗力の振幅を算定した。この結果、抵抗力の大きさは基本周波数成分が卓越しており、特に 3 次以上の成分は基本周波数成分に較べてオーダーが 2 つほど小さいことがわかった。図-5 は例として、 $l=66.4$  cm,  $e=1$  cm の場合について、基本周波数成分と 2 倍周波数成分の無次元抵抗力（振動振幅  $\zeta$  に応じて内管が排除する流体重量で無次元化）を、3 通りの振動振幅について示したものである。興味あることに、2 倍周波数成分は、内管の振動振幅  $\zeta$  が大きいほど大きな値を取るが（しかも振動周波数が大きくなるほど

大きな値をとり、基本周波数成分の 20% から 30% 程度にもなる場合もある）、無次元抵抗力の基本周波数成分は、振動周期と間隙長を固定すると内管の振動振幅によらず一定値を取ることで、これは間隙長が異なる場合についても成り立っている。

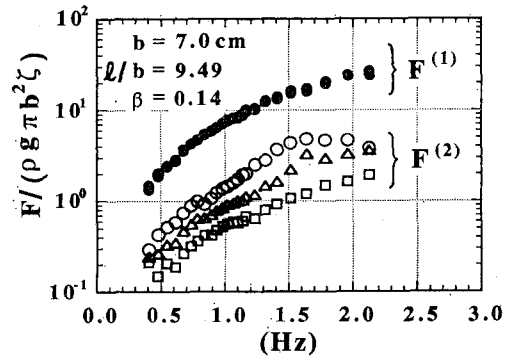


図-5 抵抗力の周波数特性 (●  $\zeta/b=0.18$ , 0.36, 0.54) (○  $\zeta/b=0.54$ , △  $\zeta/b=0.36$ , □  $\zeta/b=0.18$ )

図-4, 5 に示したように、抵抗力は基本周波数成分が卓越していることから、本研究ではまず基本周波数成分について検討を行った。

任意時刻における基本周波数成分の抵抗力  $F_1(t)$  を  $F_1(t)=F^{(1)} \sin(\sigma t + \varepsilon)$  で表し、二重管部分の流体の断面平均流速  $V(t)$  を  $V(t)=U \sin(\sigma t - \pi/2)$  で表す。このとき、 $F^{(1)}$  が抵抗係数  $\lambda$  を用いて次式で表せるものと仮定し、二重管の定常流れで通常用いられるレイノルズ数  $Re=Ue/\nu$  ( $\nu$  は動粘性係数) に対して  $\lambda$  を算定した。

$$F^{(1)} = \rho g \cdot \lambda \cdot \frac{U^2}{2g} \cdot s \cdot l \dots (2)$$

上式で、 $g$  は重力加速度、 $\rho$  は水の密度、 $s$  は内管円周長で、二重管間隙部分の流れの断面平均流速の振幅  $U$  は次式で与えられる。

$$U = \frac{\sigma \zeta}{\beta(2+\beta)} \dots (3)$$

ただし、 $\beta=e/b$ ,  $\sigma=2\pi/T$  で、 $\beta$  を比間隙長と呼ぶことにする。ここで、(2) 式に (3) 式を代入して、無次元抵抗力の形に書き改めると次式を得る。

$$\frac{F^{(1)}}{\rho g \pi b^2 \zeta} = \lambda \cdot \frac{\zeta}{b} \cdot \frac{\sigma^2 l}{g} \cdot \beta^{-2} (2+\beta)^{-2} \dots (4)$$

図-5 に示すように、振動周波数  $\sigma$  と間隙長  $e$  を固定すると、この無次元抵抗力は振動振幅  $\zeta$  の値によらず一定であるから、抵抗係数  $\lambda$  と  $\zeta/b$  の積を  $\lambda'$  で表し、これを  $Re' (=Re(b/\zeta))$  にたいして示すと、 $\lambda'$  は振動振幅  $\zeta$  の値によらず比間隙長  $\beta (=e/b)$  のみをパラメーターとして図-6 (a), (b) のように表せる。ただし、 $\lambda'$ ,  $Re'$ ,  $\beta$  の間の関係はこれらの図よりは明ら

かでない。

なお、図-7 はラップ長が 66.4 cm の場合と 48.9 cm の場合の  $\lambda'$  の値の比 (=  $\lambda$  の値の比) 示している。

(2) 式で定義したように、 $\lambda$  はラップ長に関しては単位長さあたりの値であるから、摩擦抵抗力  $F_f$  と渦抵抗力  $F_v$  から成る抵抗力のうち、摩擦抵抗の寄与する割合が大きいほどこの比の値は 1 に近い値を取るはずである。図より、 $\beta$  が 0.14 と 0.21 については、係数の比はほぼ 1 に近いが、 $\beta$  が 0.07 と小さい場合には 1 よりも小さく、 $\beta$  が小さくなると、摩擦抵抗に較べて渦による抵抗が相対的に大きくなることを示している。

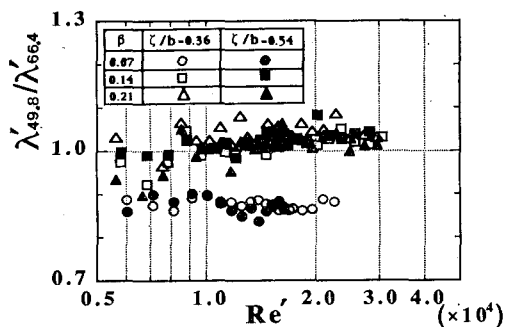


図-7 ラップ長が異なる場合の抵抗係数の比

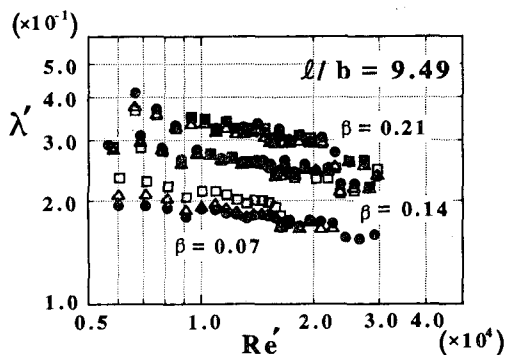


図-6(a) 抵抗係数  $\lambda'$  と比間隙長  $\beta$   
(●  $\zeta/b=0.18$ , △  $\zeta/b=0.36$ , □  $\zeta/b=0.54$ )

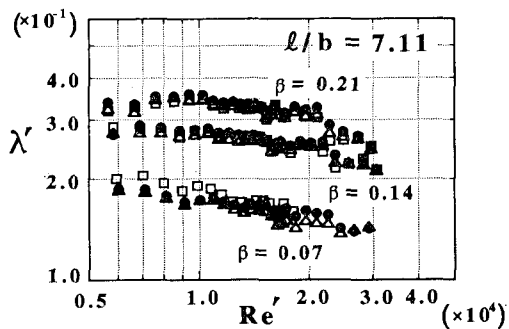


図-6(b) 抵抗係数  $\lambda'$  と比間隙長  $\beta$   
(●  $\zeta/b=0.18$ , △  $\zeta/b=0.36$ , □  $\zeta/b=0.54$ )

ここで、無限に長い平行な平板間を流れる振動流については、層流を仮定すると流れの運動方程式は簡単に解けて、この結果、壁面近傍の流速は平板間の断面平均流速と位相差を有し、この変動が指数関数的に減衰しながら波動として壁面から平板中心に伝わっていく流れとなることが知られている (例えば、今井 (1980)). このときの流れは、壁面近傍の境界層の厚さ  $\delta$  (粘性侵入度とも呼ばれる) と平板間の距離  $e$  の比  $e/\delta$  で規定され、これは無次元パラメーター  $\sqrt{S \cdot Re}$  ( $S$  は  $Ue/\sigma$  で定義

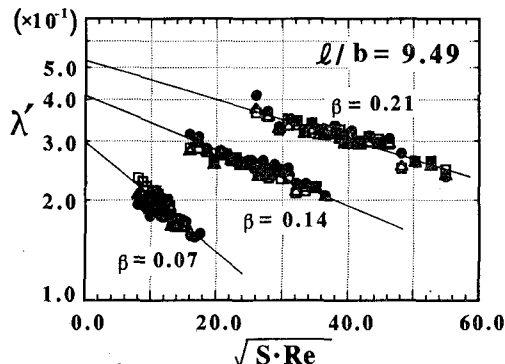


図-8 無次元パラメーター  $\sqrt{Re \cdot S}$  に対する抵抗係数  $\lambda'$   
(●  $\zeta/b=0.18$ , △  $\zeta/b=0.36$ , □  $\zeta/b=0.54$ )

したストローハル数) に等しい。二重管の一樣流れでは  $Re=10^3$  より大きくなると乱流になると言われており、本実験における二重管部分の流れのレイノルズ数は  $Re > 10^3$  で、流れはすべて乱流状態であると想定されるが、この無次元パラメーター  $\sqrt{S \cdot Re}$  によって  $\lambda'$  が整理できるのではないかと考えられる。図-8 は、この  $\sqrt{S \cdot Re}$  について  $\lambda'$  を表示した結果をラップ長が 66.4 cm の場合について示したものである。図中の実線は目視で引いた近似直線で、この傾き  $m$  と切片  $\lambda'_0$  より抵抗係数の実験式として次式が得られる。

$$\lambda' = \lambda'_0 \exp(-2.303m \sqrt{S \cdot Re}) \dots \dots \dots (5)$$

図-8 より各比間隙長  $\beta$  の場合について傾き  $m$  と切片  $\lambda'_0$  の値を読みとってプロットしたのが 図-9 である。図中には、ラップ長 49.8 cm の場合の結果もプロットしている。これより切片  $\lambda'_0$  は  $\beta$  に比例し、 $m$  は  $\beta$  に反比例することがわかる。

以上の議論において、抵抗力の位相  $\varepsilon$  については述べなかったが、水平版の波浪制御効果を理論的に推定するためには、動揺浮体としての解析が必要で、この際二重管係留システムの抵抗力の位相は重要な意味を持つ。本実験の範囲では、 $\varepsilon$  は  $\varepsilon/\pi=0.1 \sim 0.25$  程度の値を取り、

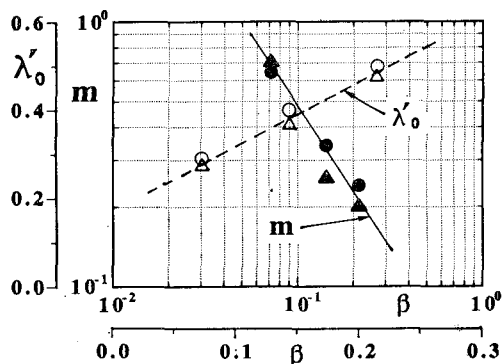


図-9 実験式  $\lambda' = \lambda'_0 \exp[-2.303 m \sqrt{R_e S}]$  における  $\lambda'_0$  と  $m$  の比間隙長  $\beta$  に対する変化 (●, ○  $l/b=9.49$ ) (▲, △  $l/b=7.11$ )

$R_e$  数が大きいほど大きく、また比間隙長  $\beta$  が大きいほど大きくなる傾向にある。しかも、抵抗係数  $\lambda$  のように  $\lambda(\zeta/b)$  が一定値を取るような関係は見られず、内管の振幅によって位相が異なる。

#### (4) 二重管浮体係留システムの係留力の特徴

二重管浮体係留システムの係留力には、本研究で対象とした粘性抵抗力和、二重管部分の流体の加速度運動による付加質量力（造波抵抗は付加質量力に較べて小さく無視できる）があり、付加質量は近似的には二重管部分の内管が排除する流体質量 ( $\rho \pi b^2 l$ ) で与えられる。一方、粘性抵抗力は(4)式で示されるように、振動周波数の2乗と振動振幅に比例し比間隙長の2乗に反比例する。しかも、抵抗係数  $\lambda$  は  $\sqrt{S \cdot R_e}$  と  $\beta$  の関数で、抵抗力の位相はさらに振動振幅によっても異なる。したがって、杭や鉄鎖・弾性索等を用いる引来の係留システムとは大きく異なる係留力特性を持つものであると言える。

### 3. あとがき

以上の研究の結果明らかとなった点は次のようである。

(1) 抵抗係数  $\lambda$  は内管の振幅  $\zeta$  に逆比例し、振動周期と間隙長が一定ならば  $\lambda \zeta$  は  $\zeta$  によらず一定値を取る。ただし、位相は  $\zeta$  によっても異なった値を取る。

(2) 管路の定常流れの場合とは違って、抵抗係数はレイノルズ数では規定されず  $\sqrt{R_e \cdot S}$  と比間隙長  $\beta = e/b$  で決まる。

(3) 粘性抵抗力は主として二重管部分の摩擦抵抗により生じ、管口部や内管底面隅角部で生じる渦による抵

抗は相対的に小さい。

本研究では、滑らかな二重管を用いた最も単純な条件の場合を対象としたが、管口部や内管の形状を変えることによって、波浪制御に都合の良い抵抗特性を得ることも可能であると考えられるし、管が粗度を有する場合についての検討も必要と思われる。また、今回用いた実験装置の制限もあって、実海域で想定される波周期、波高、二重管径などから決まる  $\sqrt{S \cdot R_e}$  や  $\beta$  などの無次元パラメーターの範囲に対して、本実験で得られた結果は必ずしも十分ではないことから、さらに実験を続ける予定である。

### 参考文献

- 青山哲也・泉宮尊司・磯部雅彦・渡辺 晃 (1988): 没水平板による波浪制御法に関する基礎的研究, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 507-511.
- 井島武士・上床隆彦・牛房幸光・小島治幸 (1986): 空気潜袋堤の波遮断効果の改善に関する実験的研究, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 387-391.
- 今井 功 (1980): 流体力学, 裳華房, pp. 291-300.
- 今井貫爾・秋山義信・池谷 毅・工藤君明・続 辰之介 (1987): クレセント型没水平板の集波効果に関する研究, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 487-491.
- 今井貫爾・秋山義信・工藤君明・続 辰之介 (1988): クレセント型没水平板に働く波力特性に関する研究, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 522-526.
- 今井貫爾・秋山義信・工藤君明・続 辰之介 (1989): クレセント型没水平板を利用した波エネルギー吸収システム, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 534-538.
- 上床隆彦・井島武士・小島治幸 (1988): 空気潜袋堤の消波性能改善に関する研究, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 572-576.
- 小島治幸・井島武士 (1988): 没水水平版および不透過潜堤による波の分裂と制御に関する実験的研究, 海洋開発論文集, Vol. 4, pp. 195-200.
- 小島治幸・井島武士 (1989): 没水水平版による波の分裂と波浪制御に関する研究, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 529-533.
- 小島治幸・井島武士・吉田明徳 (1990): 没水水平版の消波特性と波分裂による波浪制御効果, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 594-598.
- 田淵幹修・木原 力・滝川 清・中島重雄 (1987): 水平版式防波堤の水理特性に関する研究, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 482-486.
- 高木幹夫・川崎孝生・ (1988): 没水平板の消波効果に関する研究, 第8回海洋工学シンポジウム論文集, pp. 259-266.
- 高木幹夫 (1991): 没水平板による波浪制御と海水交換, 第10回海洋工学シンポジウム論文集, pp. 157-163.
- 余 錫 平・磯部雅彦・渡辺 晃 (1989): 特性曲線法を用いた没水平板周辺の波浪場の非線形解析, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 524-528.
- 渡会英明・大橋康広・長崎作治 (1987): テキスタイルを利用した消波構造物の開発, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 502-506.