

没水水平版に作用する線形および非線形波力の特性

小島 治幸*・中村 哲也**・入江 功***・吉田 明德****

1. まえがき

現在、比較的大水深で広範囲な海域を静穏にするための消波構造物の一形式として、環境的にも優れた没水水平版が提案されている。この構造物の消波効果については多くの研究がなされており、非線形効果（小島ら、1989, 1991）を含めた有用な知見が得られている。しかし、その作用波力に関する研究は、井島ら（1970）や Patrapanich（1984）および余ら（1991）による線形の数値計算結果と高橋ら（1989）の傾斜板に関する若干の実験結果があるのみで、それについて未知の点が多い。特に、今までの研究は線形の波力に関するものであり、非線形波力に関する知見はほとんど得られていない。実際にそれを設計するためにはそれらの波力特性を正確に把握することが重要となる。

本研究は、著者らが提案したポテンシャル接続法の選点解法による定常非線形解析法を水平版に作用する波圧と波力を算定できるよう拡張するとともに二次元水理実験を行い、理論解析と水槽実験により線形および非線形の波力特性を明らかにすることを目的とする。また、理論値と実験値との比較より理論解析法の適用性を検討する。このとき、入射波の諸元や碎波の有無、水平版の没水深および版厚が波力に及ぼす影響を調べる。

2. 解析法の概略

図-1 に示すように海域にある没水水平版に対して、 x の正方向から Stokes 波が入射する場合を考える。1 次のオーダーの波（微小振幅波）の振幅を ζ_0 、波数を k 、角周波数を $\sigma (=2\pi/T$: T は周期) で表し、流体域を鉛直の境界面によっていくつかの一定水深 h_i ($i=1, 2, \dots$) の領域に分割する（図-1）。ただし、ここでは簡単のために領域（1）と（4）の水深は同じとし h で表す。流体運動は、速度ポテンシャルが存在すると仮定する。本解析法は、速度ポテンシャルや流体圧力等を、微小バ

ラメータ $\epsilon (=k\zeta_0)$ によって摂動展開し、 ϵ の各オーダーのポテンシャルが基本周波数 σ の調和成分の和として表せるものとした定常非線形解析である。この解析法による速度ポテンシャルの式の形やそれに含まれる未定係数の決定および流体圧力の表示式等については吉田ら（1991）に詳細に示されているので省略し、ここでは2次のオーダーに関する水平版に作用する波力の表示式のみを以下に示す。

2.1 鉛直波力

水深 $z=-h_2$ に位置する水平版に作用する鉛直波力は、領域（2）と領域（3）における波圧を x 方向に水平版の長さ（ $B=2b$ ）に関して b から $-b$ まで積分することにより求められ、無次元波力（波力係数） $F_z=f_z(z, t)/2\rho g\zeta_0 b$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{f_z(z, t)}{2\rho g\zeta_0 b} = & Re[(f_{z31}^{(1)}(z) - f_{z21}^{(1)}(z)) \exp(i\sigma t) \\ & + \epsilon \{ (f_{z30}^{(2)}(z) - f_{z20}^{(2)}(z)) \\ & + (f_{z32}^{(2)}(z) - f_{z22}^{(2)}(z)) \exp(i2\sigma t) \}] \dots (1) \end{aligned}$$

上式の右边第1項は基本周波数成分を、第2項は2次の定常波力成分を第3項は2倍周波数成分を表しており、式中の $f_{z30}^{(2)}(z)$ 、 $f_{z32}^{(2)}(z)$ 、 $f_{z20}^{(2)}(z)$ 、 $f_{z22}^{(2)}(z)$ は、それぞれ次式で与えられる。

$$\begin{aligned} f_{z20}^{(2)}(z) = & \sum_{m=0}^{\bar{n}_2} \sum_{p=0}^{\bar{n}_2} [\alpha(k_m, k_p^*) Z(\overline{k_{2mp} z}) R_{mp}^* \\ & + \bar{\alpha}(k_m, k_p^*) Z(k_{2mp} z) \bar{R}_{mp}^*] + Q^{(2)} \dots (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f_{z30}^{(2)}(z) = & -\frac{g}{4k\sigma^2} \left[\frac{C_{30} C_{30}^*}{b^2} \right. \\ & \left. + \frac{C_{30}}{2b^2} \sum_{m=1}^{\bar{n}_3} A(\nu_m) \{ C_{3m}^* - D_{3m}^* \} Z(\nu_m z) \right] \end{aligned}$$

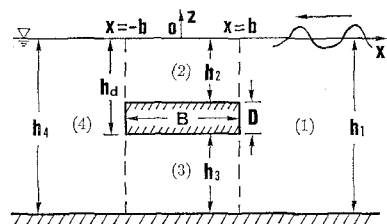


図-1 没水水平版の諸元と流体域

* 正会員 工博 九州共立大学助教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 (株)日本国土開発 九州支店

*** 正会員 工博 九州大学教授 工学部水工土木学科

**** 正会員 工博 九州大学助教授 工学部水工土木学科

$$\begin{aligned}
& + \frac{C_{30}^*}{2b^2} \sum_{n=1}^{n_3} A(\nu_n) \{C_{3n} - D_{3n}\} Z(\nu_n z) \\
& + \sum_{n=1}^{n_3} \sum_{m=1}^{n_3} \nu_n \nu_m \{ \hat{R}_{nm}^* Z(\nu_{nm} z) \\
& - \overline{\hat{R}_{nm}^*} Z(\nu_{nm} z) \} + Q^{(2)} \dots\dots\dots (3)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
f_{z_{23}}^{(2)}(z) = & -2i \sum_{p=0}^{n_2^{(2)}} \frac{A k_{2p}^{(2)}}{2k_{2p}^{(2)} b} \{C_{2p}^{(2)} + D_{2p}^{(2)}\} Z(k_{2p}^{(2)} z) \\
& -2i \sum_{m=0}^{n_2} \sum_{p=0}^{n_2} \left[\frac{\lambda(k_m, k_p)}{\mu_1(k_{mp})} R_{mp} Z(k_{2mp} z) \right. \\
& + \left. \frac{\bar{\lambda}(k_m, k_p)}{\mu_1(k_{mp})} \overline{R_{mp}} Z(\overline{k_{2mp} z}) \right] \\
& + \sum_{m=0}^{n_2} \sum_{p=0}^{n_2} [\alpha(k_m, k_p) R_{mp} Z(k_{2mp} z) \\
& + \bar{\alpha}(k_m, k_p) \overline{R_{mp}} Z(\overline{k_{2mp} z})] \dots\dots\dots (4)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
f_{z_{32}}^{(2)}(z) = & -2i \left[\{-C_{30}^{(2)} + D_{30}^{(2)}\} \right. \\
& + \sum_{n=1}^{n_3} \frac{A(\nu_n)}{2\nu_n b} \{C_{3n}^{(2)} + D_{3n}^{(2)}\} Z(\nu_n z) \\
& - \frac{g}{4k\sigma^2} \left[\frac{C_{30}^2}{b^2} + \frac{C_{30}}{b^2} \right. \\
& \times \sum_{n=1}^{n_3} A(\nu_n) \{C_{3n} - D_{3n}\} Z(\nu_n z) \\
& + \sum_{n=1}^{n_3} \sum_{m=1}^{n_3} \nu_n \nu_m \{ \hat{R}_{nm} Z(\nu_{nm} z) \\
& - \overline{\hat{R}_{nm}} Z(\nu_{nm} z) \} \left. \right] \dots\dots\dots (5)
\end{aligned}$$

ここに,

$$R_{m,p}^* = \begin{cases} C_{2m} C_{2p}^* + D_{2m} D_{2p}^* & (m=p=0) \\ \frac{A(2k_{2m}^*)}{2k_{2m}^* b} \{C_{2m} C_{2p}^* + D_{2m} D_{2p}^*\} & \dots\dots\dots (6) \\ & \left(\begin{matrix} m=p \neq 0 \\ m \neq 0 \end{matrix} \right) \end{cases}$$

$$\overline{R_{m,p}^*} = \begin{cases} \exp(-2k_{2m} b) \{C_{2m} D_{2p}^* + C_{2p}^* D_{2m}\} & (m=p \neq 0) \\ \frac{B(k_{2p}, k_{2m})}{2k_{2m}^* b} \{C_{2m} D_{2p}^* + C_{2p}^* D_{2m}\} & \dots\dots\dots (7) \\ & \left(\begin{matrix} m=p=0 \\ m \neq p \end{matrix} \right) \end{cases}$$

$$\begin{aligned}
\hat{R}_{nm}^* = & \frac{A(\nu_{nm})}{2\nu_{nm} b} \{C_{3n} C_{3m}^* + D_{3n} D_{3m}^*\} \dots\dots\dots (8) \\
\overline{\hat{R}_{nm}^*} = & \begin{cases} \exp(-2\nu_n b) \{C_{3n} D_{3m}^* + C_{3m}^* D_{3n}\} & (n=m) \\ \frac{B(\nu_m, \nu_n)}{2\nu_{nm} b} \{C_{3n} D_{3m}^* + C_{3m}^* D_{3n}\} & (n \neq m) \end{cases} \\
& \dots\dots\dots (9)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
R_{mp} = & \frac{A(k_{2mp})}{2k_{2mp} b} \{C_{2m} C_{2p} + D_{2m} D_{2p}\} \dots\dots\dots (10) \\
\overline{R_{mp}} = & \begin{cases} \exp(-2k_m b) \{C_{2m} D_{2p} + C_{2p} D_{2m}\} & (m=p) \\ \frac{B(k_{2p}, k_{2m})}{2k_{2mp} b} \{C_{2m} D_{2p} + C_{2p} D_{2m}\} & (m \neq p) \end{cases} \\
& \dots\dots\dots (11)
\end{aligned}$$

$$\hat{R}_{nm} = \frac{A(\nu_{nm})}{2\nu_{nm} b} \{C_{3n} C_{3m} + D_{3n} D_{3m}\} \dots\dots\dots (12)$$

$$\overline{\hat{R}_{nm}} = \begin{cases} \exp(-2\nu_n b) \{C_{3n} D_{3m} + C_{3m} D_{3n}\} & (n=m) \\ \frac{B(\nu_m, \nu_n)}{2\nu_{nm} b} \{C_{3n} D_{3m} + C_{3m} D_{3n}\} & (n \neq m) \end{cases} \dots\dots\dots (13)$$

C_{in} , D_{in} , $C_{in}^{(2)}$, $D_{in}^{(2)}$ は領域 (i) における速度ポテンシャルの 1 次と 2 次のオーダの未定係数で, $Q^{(2)}$ は 2 次のベルヌーイの定数を意味し, k_n と $k_n^{(2)}$ は, それぞれ基本周波数と 2 倍周波数に対応する分散方程式の根で与えられる. なお, 上付きそえ字 * は, それぞれの共役複素数を表す.

$$\left. \begin{aligned} k_{mp} &= k_m + k_p, \quad \overline{k_{mp}} = k_m - k_p \\ \nu_n &= \frac{n\pi}{h_3}, \quad \nu_m = \frac{m\pi}{h_3} \\ \nu_{nm} &= \nu_n + \nu_m, \quad \overline{\nu_{nm}} = \nu_n - \nu_m \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

また, $A(k_{2mp})$, $B(k_{2p}, k_{2m})$, $Z(k_{2p} z)$, $Z(\nu_n z)$, $\dots$ 等はそれぞれの引数に対して次のような式で与えられる.

$$\left. \begin{aligned} A(k_{2mp}) &= 1 - \exp(-2k_{2mp} b) \\ B(k_{2p}, k_{2m}) &= \exp(-2k_{2p} b) - \exp(-2k_{2m} b) \\ Z(k_{2p} z) &= \frac{\cos k_{2p}^{(2)}(z+h_2)}{\cos k_{2p}^{(2)}} \\ Z(\nu_n z) &= \cos \nu_n(z+h_a) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15)$$

上式 (2) と (4) における $\alpha(k_m, k_p)$, $\lambda(k_m, k_p)$, $\mu_1(k_{mp})$, $\dots$ 等の式の形は, 紙面の関係上省略するので, 吉田ら (1991) を参照されたい.

2.2 水平波力

水平版に作用する水平波力は, 領域 (1) と領域 (4) における波圧を z 方向に水平版の厚さ D に関して $-h_d$ から $-h_2$ まで積分することにより求められ, 波力係数 $F_x = f_x(x, t) / \rho g \zeta_0 D$ は次式で与えられる.

$$\begin{aligned} \frac{f_x(x, t)}{\rho g \zeta_0 D} = & Re \{ [f_{x41}^{(1)}(x) - f_{x11}^{(1)}(x)] \exp(i\sigma t) \\ & + \epsilon \{ (f_{x40}^{(2)}(x) - f_{x10}^{(2)}(x)) \\ & + (f_{x42}^{(2)}(x) - f_{x12}^{(2)}(x)) \exp(i2\sigma t) \} \} \\ & \dots\dots\dots (16) \end{aligned}$$

$f_{x10}^{(2)}(x)$, $f_{x40}^{(2)}(x)$, $f_{x12}^{(2)}(x)$, $f_{x42}^{(2)}(x)$ は, それぞれ次式で与えられる.

$$\begin{aligned} f_{x10}^{(2)}(x) = & \sum_{n=0}^{\overline{n}_i} \sum_{p=0}^{\overline{n}_i} \{ \alpha(k_m, k_p^*) Q_{im,p}^* \overline{Y_{m,p}^*} \\ & + \bar{\alpha}(k_m, k_p^*) \overline{Q_{im,p}^*} Y_{m,p}^* \} + Q^{(2)} \dots\dots\dots (17) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f_{x12}^{(2)}(x) = & -2iz \sum_{n=0}^{n_1^{(2)}} \{ C_{in}^{(2)} \exp(k_n^{(2)} x) \\ & + D_{in}^{(2)} \exp(-k_n^{(2)} x) \} Y_n^{(2)} \\ & -2i \sum_{m=0}^{\overline{n}_i} \sum_{p=0}^{\overline{n}_i} \left\{ \frac{\lambda(k_m, k_p)}{\mu_1(k_{mp})} Q_{im,p}(x) Y_{m,p} \right. \\ & + \left. \frac{\bar{\lambda}(k_m, k_p)}{\mu_1(k_{mp})} \overline{Q_{im,p}(x)} \overline{Y_{m,p}} \right\} \end{aligned}$$

$$+ \sum_{m=0}^{\overline{n}_1} \sum_{p=0}^{\overline{n}_1} \{ \alpha(h_m, k_p) Q_{imnp}(x) \overline{Y_{mp}} + \bar{\alpha}(k_m, k_p) \overline{Q_{imnp}(x)} Y_{mp} \} \dots\dots\dots (18)$$

ここに、

$$Y_{mp}^* = \begin{cases} 1.0 & (m=p=0) \\ \frac{2 \cos k_{mp}^*(h_3+D/2) \sin k_{mp}^* D/2}{k_{mp}^* D \cos k_{mp}^* h} & \begin{pmatrix} m=p \neq 0 \\ m \neq p \end{pmatrix} \end{cases} \dots\dots\dots (19)$$

$$\overline{Y_{mp}^*} = \begin{cases} 1.0 & (m=p \neq 0) \\ \frac{2 \cos \overline{k_{mp}^*}(h_3+D/2) \sin \overline{k_{mp}^*} D/2}{\overline{k_{mp}^*} D \cos \overline{k_{mp}^*} h} & \begin{pmatrix} m=p \neq 0 \\ m \neq p \end{pmatrix} \end{cases} \dots\dots\dots (20)$$

$$Y_n^{(2)} = \frac{2 \cos k_n^{(2)}(h_3+D/2) \sin k_n^{(2)} D/2}{k_n D \cos k_n^{(2)} h} \dots\dots\dots (21)$$

$$Y_{mp} = \frac{2 \cos k_{mp}(h_3+D/2) \sin k_{mp} D/2}{k_{mp} D \cos k_{mp} h} \dots\dots\dots (22)$$

$$\overline{Y_{mp}} = \begin{cases} 1.0 & (m=p) \\ \frac{2 \cos \overline{k_{mp}}(h_3+D/2) \sin \overline{k_{mp}} D/2}{\overline{k_{mp}} D \cos \overline{k_{mp}} h} & (m \neq p) \end{cases} \dots\dots\dots (23)$$

式 (17) と (18) における添え字 i は、 $i=1, 4$ をとり、それぞれ領域 (1) と (4) を意味する。なお、領域 (1) と (4) の水深を同じとしたので波数 $k_m, k_p, \dots$ 等は両領域で等しくなる。

2.3 エネルギー損失効果の考慮

水平版の両端で発生する渦や版上で起こる砕波によるエネルギー損失の効果を取り入れるため、水平版の端点における仮想鉛直境界面での流速 v の 2 乗に比例する抵抗と流体の加速度に比例する抵抗によりエネルギー損失が表せると仮定する。それらの係数を C_D, C_M とすると、境界面 ($x=b$) では、圧力の連続条件より次の式が得られる。

$$\frac{1}{\rho}(p_1 - p_2) = -\frac{1}{2}C_D|v_1|v_1 - C_M \frac{\partial v_1}{\partial t} \dots\dots\dots (24)$$

Lorentz の等価仕事則を用いて時間に関する非線形項を線形化し、流体圧力と流速を速度ポテンシャルで表して境界条件とし、水面を有する領域の 1 次のオーダーのポテンシャルの連続条件にその境界条件を取入れて速度ポテンシャルを決定している。

3. 水理実験の方法

水理実験は、反射波吸収型の造波水路 (長さ 28 m, 幅 0.3 m, 深さ 0.5 m) を使用し、水深を $h=0.35$ m の一定とし、水路の中央付近に没水水平版を設置して行った。水面変動は、容量式波高計を用いて計測し、造波板後方 3 m で入射波高を測定した。水平版に作用する鉛直波力は、版の中心線に沿って 11.6 cm 間隔で上下の面に

6 個づつ埋め込んだ直径 6 mm の圧力センサーにより波圧分布を計測し、それを版の長さ方向に積分して求めた。水平波力は、歪ゲージを張り付けた鋼材を水平版の前後端に取り付け、それらの鋼材が受ける曲げモーメントを測ることにより求めた。これらのデータよりフーリエ解析によって得られる各調和成分波の振幅および個々の波における波高の大きさを求めた。入射波の条件としては、相対水深を $h/L=0.08 \sim 0.44$, 振幅を $\zeta_0/h=0.03 \sim 0.10$ とした。水平版の諸元は、版長 B を水深の 2 倍と固定し、没水深 (h_2) と版厚 (D) を変えた。

4. 水平版に作用する波力特性

4.1 波高の影響

図-2 は、版長 $B/h=2.00$, 版上水深 $h_2/h=0.25$, 版厚 $D/h=0.10$ の水平版に振幅 $\zeta_0/h=0.03$ の波が入射するときの、相対水深 h/L に対する鉛直波力係数 F_z と水平波力係数 F_x を示したもので、細い線がエネルギー損失を考慮しない場合、太い線がそれを考慮した場合の理論値を表し、短破線は 1 次、長破線は 2 次および実線はそれらを重合した値を示し、白抜き四角と黒丸は実験値を示している。この結果のように入射波振幅が非常に小さいときは、適当な抵抗係数 C_D を与えることにより理論値と実験値の一致は非常に良好である。エネルギー損失による影響は水平波力よりも鉛直波力のほうに顕著に現れ、特にその最大値付近で違いが大きくなっている。2 次の成分は、1 次に比べ鉛直、水平波力とも小さい値となっている。図-3 に示すように入射波の振幅を

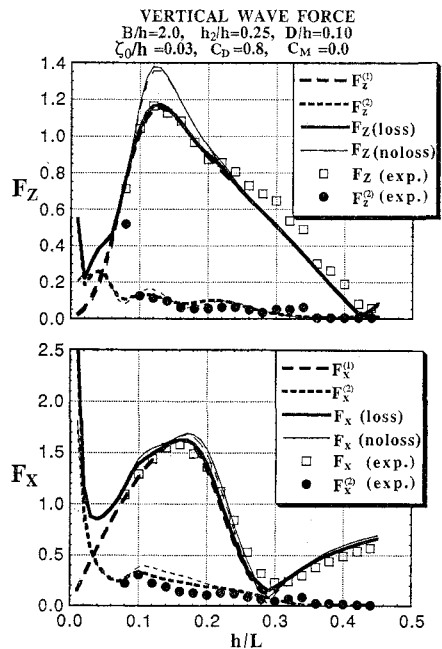
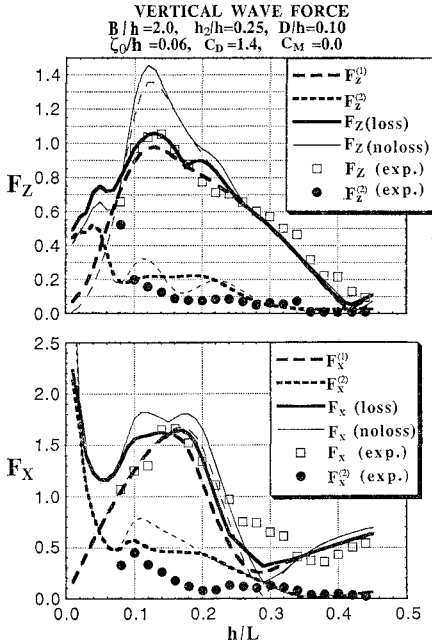


図-2 波力係数の理論値と実験値の比較 ($\zeta_0/h=0.03$)

図-3 波力係数の理論値と実験値の比較 ($\zeta_0/h=0.06$)

$\zeta_0/h=0.06$ と大きくした場合も、抵抗係数 C_D の値を大きくすることで理論値は実験値をよく表している。ただし、2次の波力成分の実験値は相対水深が $h/L=0.20$ 前後で理論値よりもだいぶ小さな値となっている。これは、相対水深が $h/L=0.12\sim0.28$ の間は版上で碎波が起こっており、これによるエネルギー減衰の効果を2次の速度ポテンシャルを求めるときに考慮していないためであると考えられる。このように版上で碎波が起こる場合は、2次の成分の大きさが著しく小さくなるため作用波力は1次成分が支配的となり、碎波によるエネルギー減衰を考慮した線形計算のみによって妥当な波力特性を算定することができると考える。

入射波の波形勾配が作用波力に及ぼす影響を調べた実験結果を図-4に示す。この図は、各相対水深において入射波波高を変えたものである。鉛直波力係数に関しては、それが最大値となる相対水深 $h/L=0.14$ 付近で、波形勾配が増大するにしたがって係数が急激に減少している。そのほかの相対水深では、係数は大きくは変わらず、それが最小となる相対水深の付近で若干増大する傾向がみられる。一方、水平波力係数に関しては、このような傾向はあまりみられず、大部分の相対水深で波形勾配が大きくなるにつれ係数が増加する傾向がみられた。

4.2 没水深の影響

図-5は、 $B/h=2.00$, $D/h=0.028$, $\zeta_0/h=0.04$ の条件における没水深を $h_2/h=0.25, 0.15, 0.05$ と変えたときの1次の鉛直、水平波力係数の変化を理論計算と実験により調べたものである。没水深が浅くなるほど、

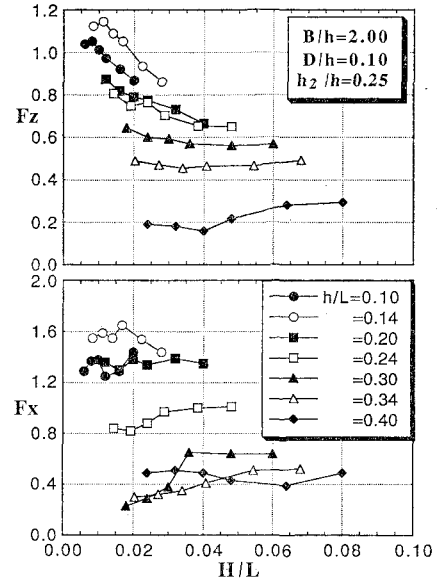


図-4 波形勾配による鉛直と水平波力係数の変化

理論値と実験値の一致は悪くなり、没水深が $h_2/h=0.05$ と非常に浅い場合は、理論値の波力係数は相対水深について激しく変化するのに対し、実験値の方はその変化が小さく一様になる傾向がみられ、理論値は実験値と定性的に合わなくなる。この傾向は、特に水平波力係数のほうに顕著に現れている。次に波力特性に関しては、鉛直波力係数は、没水深が浅くなるほどピークを示す相対水深が小さい方へ移動し、相対水深の大きいところで没水深による違いが現れている。水平力については相対水深が小さいところでは没水深による違いは余り見

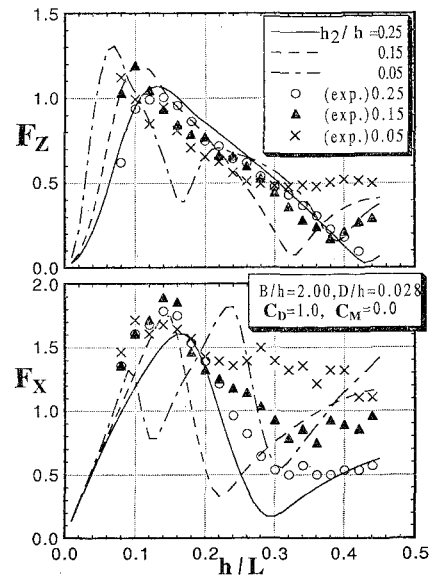


図-5 没水深による鉛直と水平波力係数の変化

られないが、 $h/L=0.2(B/L=0.4)$ より大きいところで没水深が浅い程、波力係数が大きい値を示し、相対水深に対する波力が一樣になる傾向が見られる。鉛直力と水平力のこれらの傾向は入射波高が異なる場合も同じ傾向が見られた。

紙面の関係で図面は示していないが、版の上面と下面に作用する鉛直力については、相対水深が比較的小さいところで没水深が深いほど上面にかかる力が大きくなるが、ほとんどの相対水深に対して没水深が小さいほど逆に下面にかかる力が大きくなる。版長が入射波長の $1/4$ 程度のところで全鉛直波力が最大となり、そのときの上面と下面にかかる力の方向がほぼ同じとなるためその値は上下面に働く力をたし合わせたものとなる。また、没水深が浅くなるほど全鉛直波力に対して版下面に作用する鉛直力が支配的となっている。

4.3 版厚の影響

水平版の厚さを $D/h=0.05, 0.10, 0.20$ と変えたときの 1 次、2 次の鉛直と水平波力係数の変化を調べた結果が図-6 である。版厚を変えても鉛直、水平波力係数とも大きな変化はみられないことがわかる。鉛直波力では、その最大値付近で版が厚くなると 1 次の係数が若干大きくなるが、2 次の係数はほとんど変わらない。水平波力の方は、版厚が変わっても 1 次の係数の最大値や最小値の大きさは変わらないが、版が厚くなると全体的に相対水深の小さい方へ移動している。また、2 次の係数は版が厚くなるとやや減少する傾向がみられる。

5. あとがき

本研究により次のことを明らかにした。

(1) 没水水平版に作用する鉛直と水平波力係数の理論値は、水平版の没水深がある程度深い（水深の 10～15% 程度以上）場合は、入射波高が大きく版上で碎波が起こるときでも、適当な抵抗係数を用いることにより実験値を定性的および定量的に良く表すことができる。しかし、没水深が非常に浅い場合は、理論値は実験値と定性的に合わなくなる。この傾向は、特に水平波力係数の方に顕著に現れる。2 次の波力の値は、入射波高や没水深が変わっても 1 次の波力に比べ全般的に小さい値となっている。

(2) 入射波の振幅が変化しても、相対水深に対する鉛直および水平波力の変化傾向はそれほど変わらない。波力係数の値は、波高が大きくなるほどピーク値付近で減少し、相対水深の大きいところで逆に増大する傾向がみられる。この傾向は鉛直波力ほど顕著に表れる。

(3) 水平版の没水深が浅くなるほど鉛直波力係数のピークを示す相対水深が小さい方へ移動する。水平波力係数に関しては、ピークの移動はみられないが、相対版

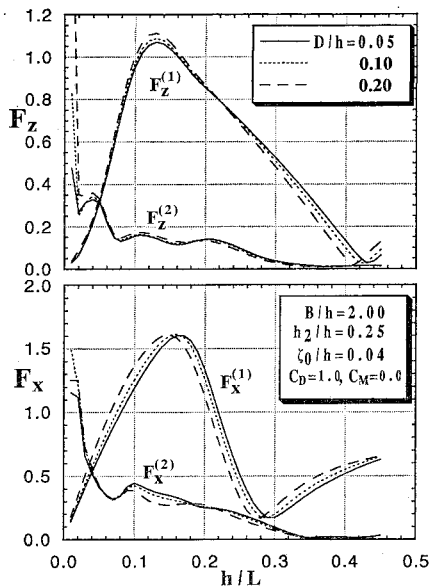


図-6 版厚による鉛直と水平波力係数の変化

長が $B/L=0.4$ 付近よりも大きいところで没水深の違いが顕著に表れ、没水深が浅いほど波力係数は大きくなって相対水深に対して一樣になる傾向がみられる。また、版厚による影響は小さいが、それが厚いほど鉛直波力係数のピーク値付近でその値が若干大きくなる。

水平版に作用する定常波力については興味深い結果が得られているが、紙面の関係で別の機会に発表したい。最後に、本研究に遂行するにあたり、九州大学工学部技官牛房幸光氏、当時九州大学学生浦川克樹君、九州共立大学学生五島大介君より真摯なる協力を得た。ここに感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 井島武士・尾崎重雄・江口泰彦・小林 彰 (1970): 水平版による防波堤と岸壁に関する理論的研究 (2), 第 17 回海岸工学講演会論文集, pp. 97-108.
- 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・吉田明徳・井島武士 (1991): 没水水平版と波との非線形干渉に関する研究, 海岸工学論文集, 第 38 巻, pp. 556-560.
- 高橋陽一・盛高裕生・磯部雅彦・渡辺 晃 (1989): 傾斜板を用いた波浪制御構造物に関する研究, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp. 519-523.
- 吉田明徳・小島治幸・鶴本良博 (1991): ポテンシャル接続法 (選点解法) による有限振幅波と構造物の波動境界値問題解析法, 土木学会論文集, No. 434/II-16, pp. 57-66.
- 余 錫平・磯部雅彦・渡辺 晃 (1991): 没水水平版に作用する波力に関する研究, 海岸工学論文集, 第 38 巻, pp. 671-675.
- Patarapanich, N. (1984): Forces and moment on a horizontal plate due to wave scattering, Coastal Engineering, Vol. 8, pp. 279-301.