（昭和 59 年 11 月　日本造船学会秋季講演会において講演）

2次元没水体に働く非線型波強制力について

正員　井　上　隆　一*　　正員　経　塚　雄　策**

On the Nonlinear Wave Forces Acting on Submerged Cylinders

by Ryuichi Inoue, *Member*　　Yusaku Kyozuka, *Member*

Summary

Experimental results of nonlinear wave loads acting on submerged cylinders by using fairly large models are presented. Nonlinear effects of the incident wave amplitude, the cylinder submergence and the cross-sectional geometries are studied. Those results are compared with the numerical calculations to the second-order. The calculation method is based on the regular perturbation theory and the wave loads are obtained by the integration of hydrodynamic pressure over the body surface. The fluid is assumed inviscid, incompressible, homogeneous and infinitely deep.

Consequently, when the cylinder is placed appropriately deep, the second-order theory agrees well with the experiments. However, when the cylinder is close to the free surface, the theory would overestimate the wave loads obtained by the experiments. In this case, the nonlinear such as wave breaking would be significant.

1　緒　　言

1960 年代に半潜水式と呼ばれる海洋構造物が出現して以来，種々の型式，形状の半潜水式海洋構造物が開発，建造されてきた。これら半潜水式海洋構造物はフーティング型とロワーハル型の2型式に大別されるが，現在ではロワーハル型，その中でも2ロワーハル型が主流を占めている。ここで，ロワーハルは構造物の主要な浮力体と考えられ，コラムはロワーハルとプラットフォームの結合部材および構造物の復原力を受け持つ部材と考えられる。したがって，通常船舶のような排水量型海洋構造物に比較して水線面積が小さく，波浪中での動揺性能が優れている反面，定常力に対する安定性能は劣る。

宝田ら[1]によって，波浪中でのロワーハル型半潜水式海洋構造物の安定性を考慮する際に，波浪による定常転倒モーメントの作用を考慮すべきことが指摘され，ロワーハル部分に働く上下方向の定常力をストリップ法的な取り扱いにより求め，これから導出した定常転倒モーメントの計算値は実験結果と良く一致することが報告されている。そこで，この定常力を含む非線型波強制力に関する基礎研究として，本研究では，ロワーハルを没水柱体と看做し，規則波中に固定された2次元没水体に働く波強制力を実験計測するとともに，摂動法による2次までの理論計算値と比較，検討することを試みた。

本報告ではまず，正則摂動法による2次までの流体力の理論計算法の概要を述べ，供試模型および実験法についても述べる。次に，その結果得られた波強制力に対する入射波高影響，波周波数影響および没水深度影響について実験結果と理論計算結果との比較を示す。最後に，断面形状の違いによる上下方向の定常力の大小を調べるために，4種の2次元没水体について理論計算を行った結果について報告する。

2　正則摂動法による2次までの流体力の解法

2.1　定式化および境界値問題

規則波中の2次元物体に働く2次までの流体力の解法についてはいくつかの文献[2)~4)]があるが，説明の都合上散乱問題についてその概要を記しておく。

Fig. 1 に示されるような座標系において，規則波中に固定された2次元物体を考える。流体は完全流体とし，非回転であり，水深は無限大と仮定する。また，入射波振幅（ζ_a）は物体代表長さ（例えば半幅 b）に比べて微小であると仮定して，次式で摂動パラメータ ε を定義する。

$$\varepsilon=\zeta_a/b,\quad \zeta_a=\text{入射波振幅},\quad b=\text{物体半幅} \tag{1}$$

これを使って，ε^2 までの速度ポテンシャルを展開すれば

$$\Phi(x,y,t)=\mathrm{Re}\{\varepsilon\varphi^{(1)}(x,y)e^{i\omega t}$$

* 住友重機械工業(株)技術本部平塚研究所
** 防衛大学校機械工学教室

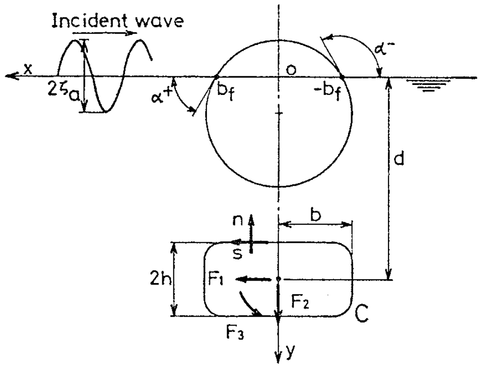


Fig. 1 Coordinate system

$$+\varepsilon^2\varphi^{(2)}(x,y)e^{i2\omega t}\}+O(\varepsilon^3) \qquad (2)$$

となる。ここに，ωは入射波の円振動数である。

物体表面および自由表面上で与えられる境界条件はそれらの移動位置で課せられるが，テイラー展開により平均位置での表現にすれば，1次と2次の境界値問題は以下のようになる。

1次の問題

$$\left.\begin{aligned}
&[L]\quad \nabla^2\varphi^{(1)}(x,y)=0\\
&[F]\quad \left\{K+\frac{\partial}{\partial y}\right\}\varphi^{(1)}(x,0)=0\\
&[H]\quad \frac{\partial}{\partial n}\varphi^{(1)}=0 \text{ on } C\\
&[B]\quad \frac{\partial}{\partial y}\varphi^{(1)}(x,\infty)=0\\
&[R]\quad \left\{\frac{\partial}{\partial x}\pm iK\right\}\{\varphi^{(1)}(\pm\infty,y)-\varphi_0^{(1)}\}=0
\end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

ただし，

$$K=\omega^2/g=2\pi/\lambda$$

$$\varepsilon\varphi_0^{(1)}=\frac{ig\zeta_a}{\omega}e^{-Ky+iKx}：\text{入射波ポテンシャル}$$

2次の問題

$$\left.\begin{aligned}
&[L]\quad \nabla^2\varphi^{(2)}(x,y)=0\\
&[F]\quad \left\{4K+\frac{\partial}{\partial y}\right\}\varphi^{(2)}(x,0)=Q^{(2)}(x)\\
&[H]\quad \frac{\partial}{\partial n}\varphi^{(2)}=0 \text{ on } C\\
&[B]\quad \frac{\partial}{\partial n}\varphi^{(2)}(x,\infty)=0\\
&[R]\quad \left\{\frac{\partial}{\partial x}\pm i\,4K\right\}\varphi^{(2)}(\pm\infty,y)=0
\end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

ただし，

$$Q^{(2)}(x)=\frac{i\omega}{2g}\{2(\nabla\varphi^{(1)})^2-\varphi^{(1)}(\varphi_{yy}^{(1)}+K\varphi_y^{(1)})\}$$

(3)式と(4)式を比較すれば，1次と2次の問題の違いは自由表面条件［F］にだけあることがわかる。なお，水深無限大の仮定によって，入射波ポテンシャルの2次の項は0である。

(3)式と(4)式を解いて，$\varphi^{(1)},\varphi^{(2)}$ が求まれば圧力はベルヌーイの式によって与えられ，ε^2までの項は次式となる。

$$P(x,y,t)=\mathrm{Re}\{\varepsilon p^{(1)}e^{i\omega t}+\varepsilon^2({}_0p^{(2)}+{}_2p^{(2)}e^{i2\omega t})\}+O(\varepsilon^3). \qquad (5)$$

ここに，

$$\left.\begin{aligned}
p^{(1)}&=-i\rho\omega\varphi^{(1)}\\
{}_0p^{(2)}&=-\frac{\rho}{4}|\nabla\varphi^{(1)}|^2\\
{}_2p^{(2)}&=-\frac{\rho}{4}(\nabla\varphi^{(1)})^2-2i\rho\omega\varphi^{(2)}
\end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

これによる流体力についても，ε^2 までの項をとって

$$F_j(t)=\mathrm{Re}\{\varepsilon F_j^{(1)}e^{i\omega t}+\varepsilon^2({}_0F_j^{(2)}+{}_2F_j^{(2)}e^{i2\omega t})\}+O(\varepsilon^3) \qquad (7)$$

とすれば，没水体では浸水面積の時間的変化を考える必要がないので

$$\left.\begin{aligned}
{}_0F_j^{(2)}&=-\int_C {}_0p^{(2)}\frac{\partial}{\partial n}x_j ds\\
{}_2F_j^{(2)}&=-\int_C {}_2p^{(2)}\frac{\partial}{\partial n}x_j ds
\end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

ただし，

$$\frac{\partial}{\partial n}x_1=\frac{\partial}{\partial n}x\ (\text{左右力}),\quad \frac{\partial}{\partial n}x_2=\frac{\partial}{\partial n}y\ (\text{上下力})$$

$$\frac{\partial}{\partial n}x_3=x\frac{\partial y}{\partial n}-y\frac{\partial}{\partial n}x\ (\text{回転モーメント})$$

によって，求めることができる。

一方，物体が自由表面を貫通する場合には浸水面積の時間変化による流体力を考慮すべきで，それを ${}_0F_j^{(2)}(w)$，${}_2F_j^{(2)}(w)$ とすれば，Fig. 1において物体表面と自由表面の交わる角度 α^+,α^- は対称物体では

$$\cot\alpha^+=-\cot\alpha=\cot\alpha$$

であるから

$$\left.\begin{aligned}
&\varepsilon^2{}_0F_j^{(2)}(w)=\frac{\rho g\zeta_a{}^2}{4}\\
&\times\begin{Bmatrix}-|r_{(+)}{}^{(1)}|^2+|r_{(-)}{}^{(1)}|^2\\(|r_{(+)}{}^{(1)}|^2+|r_{(-)}{}^{(1)}|^2)\cot\alpha\\(|r_{(+)}{}^{(1)}|^2-|r_{(-)}{}^{(1)}|^2)b\cdot\cot\alpha\end{Bmatrix}\text{for } j=\begin{Bmatrix}1\\2\\3\end{Bmatrix}\\
&\varepsilon^2{}_2F_j^{(2)}(w)=\frac{\rho g\zeta_a{}^2}{4}\\
&\times\begin{Bmatrix}-r_{(+)}{}^{(1)2}+r_{(-)}{}^{(1)2}\\(r_{(+)}{}^{(1)2}+r_{(-)}{}^{(1)2})\cot\alpha\\(r_{(+)}{}^{(1)2}-r_{(-)}{}^{(1)2}b\cdot\cot\alpha\end{Bmatrix}\text{for } j=\begin{Bmatrix}1\\2\\3\end{Bmatrix}
\end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

ただし，

$$r_{(\pm)}{}^{(1)}=-\frac{j\omega}{g}\varphi^{(1)}(\pm b_f,0),\ (\text{複号同順})$$

となり，これを(8)式の結果に加えなければならない。

これらの結果，2次の定常力 ${}_0F_j^{(2)}$ については1次ポテンシャルとその微係数のみから求めることができ，本質的には1次の問題と同等である。これに対して，2次の変動力 ${}_2F_j^{(2)}$ については，(6)，(8)式から

$$ {}_2F_j^{(2)}=\frac{\rho}{4}\int_C (\nabla\varphi^{(1)})^2\frac{\partial}{\partial n}x_j ds $$
$$ +2i\rho\omega\int_C \varphi^{(2)}\frac{\partial}{\partial n}x_j ds \qquad (10) $$

となり，この式の第2項に2次ポテンシャルの影響が入ってくる。これを ${}_2F_j^{(2)}(F)$ とすれば，グリーンの定理を使って以下のように自由表面上の積分によって求めることができる。

$$ {}_2F_j^{(2)}(F)=2i\rho\omega\int_C \varphi^{(2)}\frac{\partial}{\partial n}\phi_j ds $$
$$ =2i\rho\omega\int_F Q^{(2)}(x)\phi_j dx \qquad (11) $$

ただし，

$Q^{(2)}(x)$ は(4)式の[F]で与えられる自由表面条件

ϕ_j は線形化された自由表面条件を満たす波数 $4K$ の単位速度放射ポテンシャル

ところが，一般の2次元物体では $Q^{(2)}(x)$ が無限遠方でも0とはならないために(11)式の積分が収束しないという問題があった。経塚[4] はその値を平均値で評価し，それを2次元問題の特殊性としているが，2次元物体でも唯一の例外として没水円柱ではその特殊性を避けることができる。それは，没水円柱では全ての波数の入射波に対して反射波をつくらないという特別の性質があり，それによって $Q^{(2)}(x)$ が無限遠方で0となるためである。

また，没水円柱では(10)式の第1項についても Ogilvie[5] の級数解を使って

$$ \frac{\rho}{4}\int_C (\nabla\phi^{(1)})^2\frac{\partial}{\partial n}x_j ds=0, \quad \text{for Submerged Circle} \qquad (12) $$

であることを示すことができるので，2次の変動力が自由表面条件に由来する項だけによって与えられることになり，理論と実験の一致の程度を調べる上では大変好都合であると考えられる。

2.2 数値計算法

グリーン関数 $G(P,Q)$ を使って散乱ポテンシャル $\varphi_4^{(1)}$ を表現すれば

$$ \varphi_4^{(1)}(P)=\int_C\left(\frac{\partial}{\partial n_Q}\varphi_4^{(1)}-\varphi_4^{(1)}\frac{\partial}{\partial n_Q}\right)G(P,Q)ds(Q) \qquad (13) $$

これと，入射波ポテンシャルに対する表式

$$ 0=\int_C\left(\frac{\partial}{\partial n_Q}\varphi_0^{(1)}-\varphi_0^{(1)}\frac{\partial}{\partial n_Q}\right)G(P,Q)ds(Q) \qquad (14) $$

を辺々加えて，(3)式の[H]により

$$ \frac{\partial}{\partial n}\varphi^{(1)}=\frac{\partial}{\partial n}(\varphi_0^{(1)}+\varphi_4^{(1)})=0 \text{ on } C \qquad (15) $$

であるから，$\varphi^{(1)}$ については

$$ \varphi^{(1)}(P)+\int_C\varphi^{(1)}(Q)\frac{\partial}{\partial n_Q}G(P,Q)ds(Q)=\varphi_0^{(1)}(P) \qquad (16) $$

なる表式を得る。

ここで，Q点について次の関係を満たす関数 $T^*(P,Q)$ を導入し，

$$ \left.\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial n_Q}G(P,Q)&=\frac{\partial}{\partial s_Q}T^*(P,Q) \\ \frac{\partial}{\partial s_Q}G(P,Q)&=-\frac{\partial}{\partial n_Q}T^*(P,Q) \end{aligned}\right\} \qquad (17) $$

かつ，P が C 上に近づく時の特異性を考慮すれば，

$$ \frac{1}{2}\varphi^{(1)}(P)+\int_C\varphi^{(1)}(Q)dT^*(P,Q)=\varphi_0^{(1)}(P) \qquad (18) $$

ただし，

$$ P=(x,y),\quad Q=(x',y') $$
$$ \theta_1=\tan^{-1}\frac{y-y'}{x-x'},\quad \theta_2=\tan^{-1}\frac{y+y'}{x-x'} $$
$$ T^*(P,Q)=-\frac{1}{2\pi}\left\{\theta_1+\theta_2+2\lim_{\mu\to 0}\times\int_0^\infty\frac{e^{-k(y+y')}\sin k(x-x')}{k-K+i\mu}dk\right\} $$

なる積分方程式を得，これを離散化して解けばよい。

2次の問題では，自由表面上で $\varphi^{(1)}, \varphi_x^{(1)}, \varphi_y^{(1)}, \varphi_{yy}^{(1)}$ などの値を求めなければならないが，ここでは(16)式によって $\varphi^{(1)}$ だけを求め，その他については $\varphi^{(1)}$ の分布から数値微分によって求めた。その際，$\varphi^{(1)}$ を発散波と局所波の成分に分離し，後者だけを数値微分している。

Fig. 2 は，このようにして得られた自由表面上の $\varphi^{(1)}$ の分布と2次の自由表面条件 $Q^{(2)}(x)$ の分布の様子を示したものであり，

$$ \left.\begin{aligned} \varepsilon\varphi^{(1)}&=\frac{ig\zeta_a}{\omega}(\phi_c+i\phi_s) \\ \varepsilon^2Q^{(2)}(x)&=\frac{g\zeta_a{}^2}{2i\omega}(q_c{}^{(2)}+iq_s{}^{(2)}) \end{aligned}\right\} \qquad (19) $$

なる正規化を行ったものである。これをみると，前節で述べたように没水円柱では2次の自由表面条件は，円柱直径の約5倍程度の範囲において有意な値となっているが，それより遠い所ではかなり減衰していることがわかる。したがって，$\varphi^{(2)}$ の放射条件を，例えば半径の 10

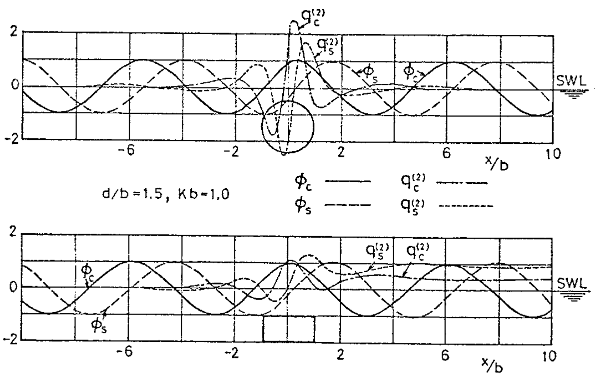


Fig. 2 First-order potential on free-surface and the second-order free-surface condition in diffraction problem ($Kb=1.0$)

倍程度離れた位置で課してやればその領域内で唯一の $\varphi^{(2)}$ を求めることができると考えられる。これに対して，矩形柱体の場合には，x の正側（波上側）では入射波と反射波の干渉によって２次の自由表面条件が複素一定値となってしまい，円柱の場合のように単純にはいかない。しかし，(11)式によって流体力を考え，かつ変動成分を除くと積分値の収束は早く，物体幅の 5〜6 倍程度でほぼ一定値となっていた。

今回の計算では，物体の対称性によって半断面の物体表面上を 30 分割，自由表面上は物体幅の 10 倍までとり 100 分割した点で計算を行った。

3 模型実験

3.1 供試模型

Fig. 3 に示すようなアクリル製の円断面模型および４隅に丸みをもたせた幅／高さ比（$H=b/h$）が 2.0 の矩形断面模型の２種類の模型を使用した。模型長さは両模型とも 0.7m である。

3.2 実験状態および計測法

実験は住友重機械工業（株）平塚研究所航海性能水槽（長さ×幅×水深=56m×30m×2.5m）にて実施し，模型の軸方向に対し真横から波が入射する状態で，波周波数（Kb），波振幅（ζ_a/b），模型没水深度（d/b）を変化させた。これを Table 1 に示す。実験の主眼を高次の波強制力計測に置いたため，これらの力が大きく精度よく計測されることを考慮して，波高は比較的高めとした。

Fig. 4 に示すように，実験の２次元性を保つため計測部模型の両端に同断面を有する端部模型を設け，これら

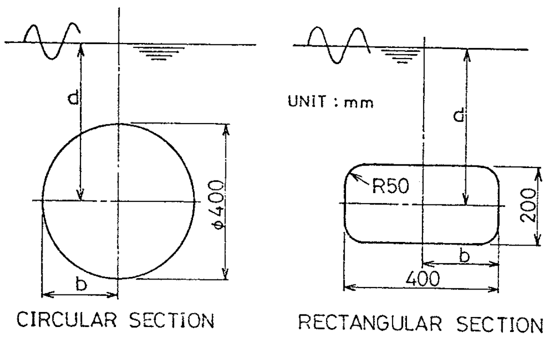


Fig. 3 Model cross-sections

Table 1 Test conditions

CIRCULAR SECTION			RECTANGULAR SECTION		
d/b	Kb	ζ_a/b	d/b	Kb	ζ_a/b
1.5 2.0	0.2~1.0	0.29~0.36	1.0	0.2~1.0	0.29~0.36
			1.5	0.2~1.0	0.29~0.36
				0.4	0.20~0.55
			2.0	0.2~1.0	0.29~0.36
0,0.75,1.0 1.25,1.5 2.0,2.5	0.4	0.20,0.35	0,0.25,0.5 0.75,1.0	0.4	0.20,0.35
	0.8	0.20,0.30	1.25,1.5 2.0,2.5	0.8	0.20,0.30

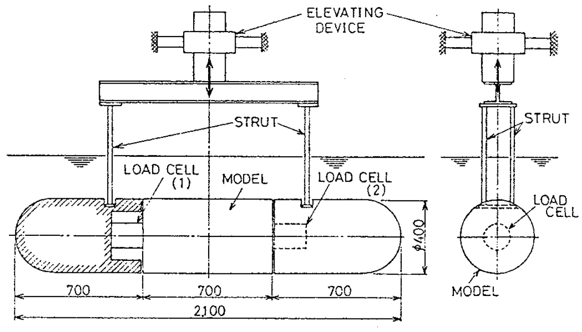


Fig. 4 Arrangement of tests

を防水型３分力計で連結し左右方向の力，上下方向の力および模型軸まわりのモーメントの計測を行った。この２個の３分力計で計測された力を，定常力については積分型平均値計により求めた後加算し，変動力については調和解析した後加算して全体の力を求めた。なお，計測された力は以下のように無次元化した。

$$
\left.
\begin{array}{ll}
\text{1 次の波強制力} & \left\{\begin{array}{ll} f_j^{(1)}=F_j^{(1)}/\rho gLb\zeta_a & \text{for } j=1,2 \\ f_j^{(1)}=F_j^{(1)}/\rho gLb^2\zeta_a & \text{for } j=3 \end{array}\right. \\
\text{2 次の波強制力（定常力）} & \left\{\begin{array}{ll} {}_0f_j^{(2)}={}_0F_j^{(2)}\Big/\dfrac{1}{2}\rho gL\zeta_a^2 & \text{for } j=1,2 \\ {}_0f_j^{(2)}={}_0F_j^{(2)}\Big/\dfrac{1}{2}\rho gLb\zeta_a^2 & \text{for } j=3 \end{array}\right. \\
\text{2 次の波強制力（変動力）} & \left\{\begin{array}{ll} {}_2f_j^{(2)}={}_2F_j^{(2)}/\rho gL\zeta_a^2 & \text{for } j=1,2 \\ {}_2f_j^{(2)}={}_2F_j^{(2)}/\rho gLb\zeta_a^2 & \text{for } j=3 \end{array}\right.
\end{array}
\right\} \tag{20}
$$

ただし，Lは模型長さ

波はサーボ型波高計を模型軸線上で模型から充分離れた位置に設置して計測し，模型によるかく乱波の影響を避けた。

4 実験結果と理論計算結果との比較

4.1 波高影響

矩形断面模型において，$d/b=1.5$，$Kb=0.4$ のときの実験記録を Fig. 5 に示す。ここでは片方の３分力計で計測された力のみを示しているが，他方の記録もほぼ同

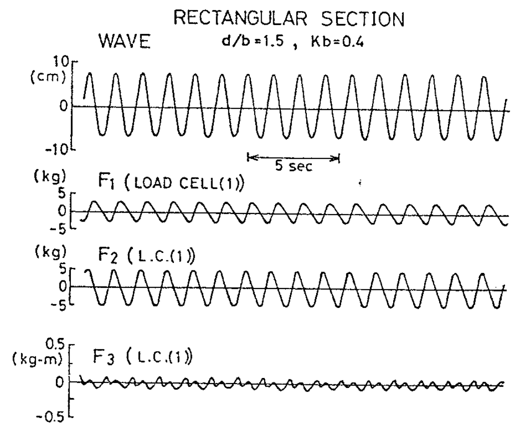


Fig. 5 An example of records obtained

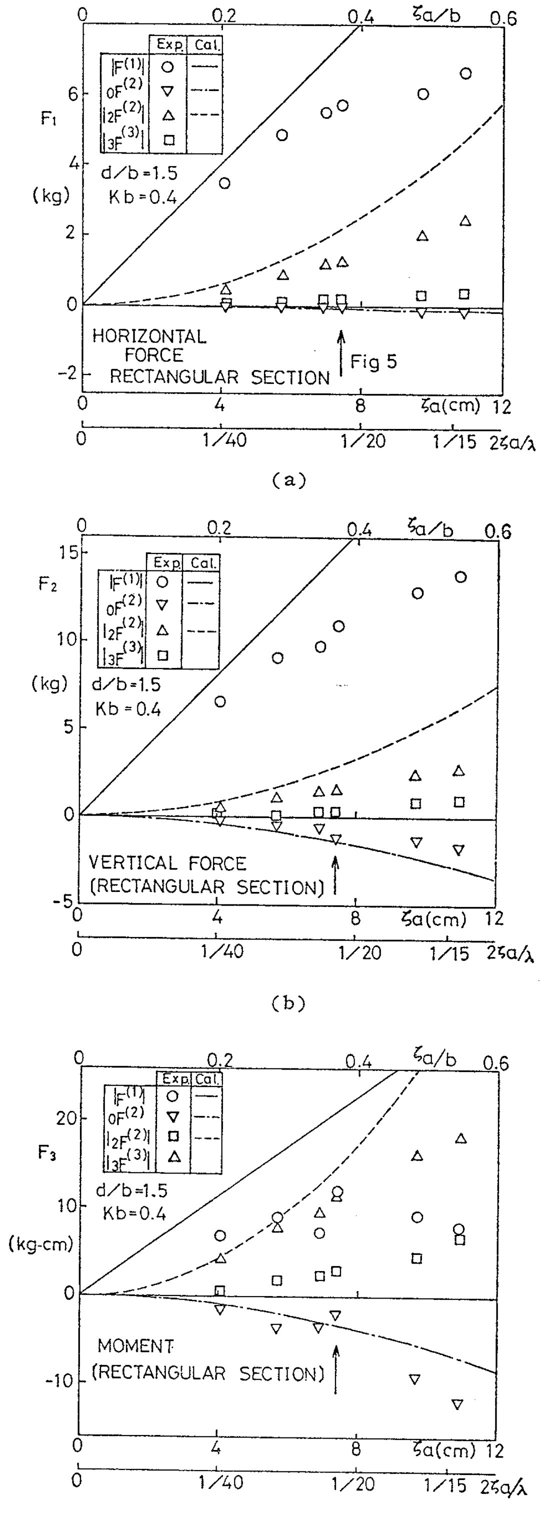


Fig. 6　Each order wave exciting forces and moment as a function of wave amplitude

様である。

このような記録を調和解析し，3次までの波強制力／モーメントの振幅を，波振幅を横軸にとって Fig. 6 に示す。モーメントの計測値は小さく，ばらつきが大きい。1次成分の実験値は計算値に比較して小さく，入射波高が高くなるに従ってその比率が小さくなっている。この差異を理論的に説明するためには，さらに高次の理論計算を行う必要があると考えられる。しかし，この他にこの差異の要因として波崩れの影響が考えられ，実際にこの図での $2\zeta_a/\lambda>1/20$ の実験では，模型の波下側の少し離れた位置において波崩れが発生していた。2次成分についても，定常力，2ω 成分ともに計算値と実験値との傾向は定性的には一致しているが，定量的には実験値の方がやや小さい。さらに，3ω 成分は全般的に小さいことから，以下では1次および2次成分の波強制力／モーメントだけについて示すことにする。

4.2　波周波数影響

円断面模型については没水深度を $d/b=1.5,\ 2.0$，矩形断面模型については $d/b=1.0,\ 1.5,\ 2.0$ で一定とし，波周波数を変化させたときの波強制力／モーメントの実験結果を，理論計算結果と比較して Fig. 7 から Fig. 12 に示す。円断面模型に働く波強制モーメントの計算値は0であり，実験でもほぼ0であったため図示していない。また，これらの図中の黒くぬりつぶした印は波振幅を小さく（$\zeta_a/b\fallingdotseq0.20$）したときの結果である。なお，他の印は $\zeta_a/b=0.29\sim0.36$ のときの結果であり，波周波数によって異なる。

4.2.1　1次の波強制力／モーメント

円断面模型に働く1次の波強制力を Fig. 7 に，矩形断面模型に働くそれらを Fig. 8 に示す。円断面模型における波強制力の振幅の計算値は，左右方向，上下方向とも同じである。

これらの図からわかるように，没水深度が大きい（$d/b=2.0$）場合に計算値と実験値は良い一致を示すが，没水深度が小さくなるに従って計算値が高めとなって両者の差が大きくなっている。この原因として波崩れの影響が考えられ，円断面模型では $d/b=1.5$ のときに，矩形断面模型では $d/b=1.0$ のときにほぼ全周波数にわたって模型のやや波下側で波崩れが発生していた。波振幅が小さい場合は波崩れが発生しにくく計算値に近づく傾向を示しているが，それでもかなり計算値に比べて小さい。

4.2.2　2次の波強制力／モーメント

（1）　定常力／モーメント

円断面模型および矩形断面模型に働く定常力／モーメントをそれぞれ Fig. 9，Fig. 10 に示す。

左右方向の定常力（波漂流力）の計算値は円断面模型については0であり，矩形断面模型については波下側に働くことを示しているが，実験値では没水深度が小さい場合に，両断面模型とも波上側（負の波漂流力）に働くことを示している。このことは，Longuet-Higgins[7] が水平没水円柱上面の波下側で波崩れが発生した場合に，

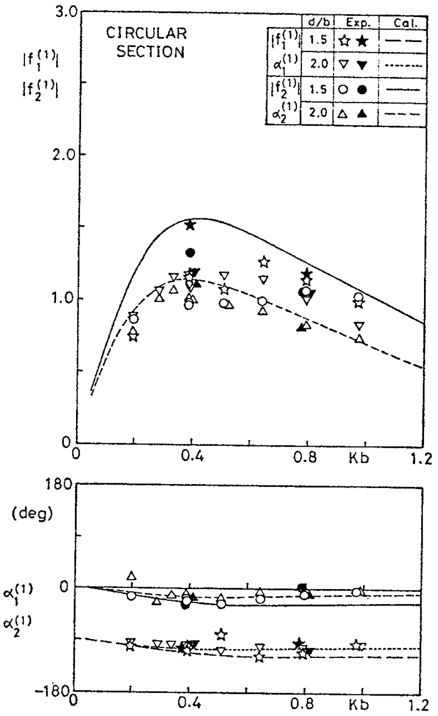


Fig. 7 First-order wave exciting forces of submerged circular cylinder

負の波漂流力が働くことを実験的に示したことに符合する。

上下方向定常力は波漂流力に比べて大きいことがわかる。計算値と実験値との対応は没水深度が大きい場合には比較的良好であるが，それが小さい場合には実験値が小さめになっている。しかし，2次成分での計算値と実験値との差異は，1次成分での差異が2乗されて現われるために大きいと予想されたが，定常力における差異はそれ程でもないことがわかる。

（2） 変動力／モーメント

波周波数の倍周波数で変動する波強制力／モーメントの振幅を Fig. 11，Fig. 12 に示す。1次の変動力，2次の定常力同様，没水深度が大きい場合には計算値と実験値との一致度は比較的良好であるが，深水深度が小さくなるに従って両者の対応は悪くなっている。しかし，没水深度が小さい場合でも，波高が低いときの実験値は計算値に近づく傾向にある。

以上，1次および2次の波強制力／モーメントに対する波周波数の影響について図示したが，1次と2次の左右方向および上下方向の波強制力についてはともに $Kb=0.4$ 付近にピークを持つ。ところが，波強制モーメントは各次数の左右方向および上下方向の波強制力の大きさとその作用点の相互関係によって与えられるため，上記のような単純な関係にはない。

4.3 没水深度影響

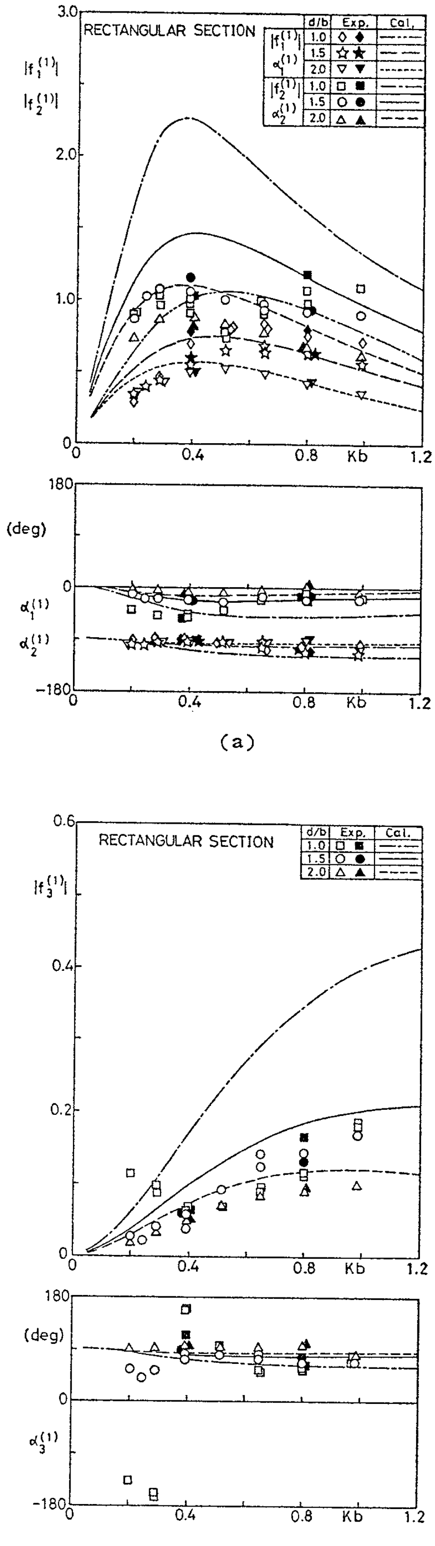


Fig. 8 First-order wave exciting forces and moment of submerged rectangular cylinder

無次元波周波数 $Kb=0.4$，0.8 の2種類について，模型没水深度を変化（$d/b=0\sim2.5$）させたときの波強制力／モーメントの実験値を理論計算値と比較して Fig. 13 から Fig. 18 に示す。波振幅はそれぞれの波周波数

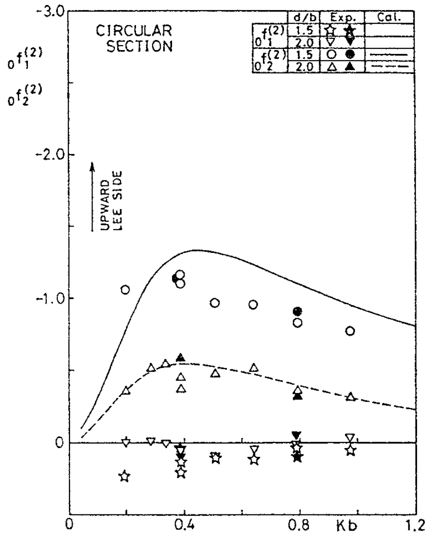
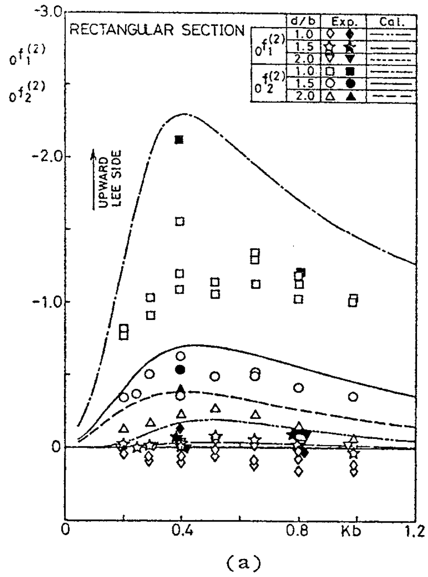


Fig. 9 Drifting force and vertical steady force of submerged circular cylinder



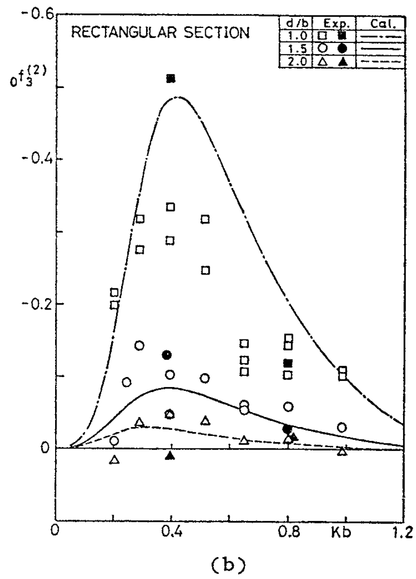


Fig. 10 Drifting force, vertical steady force and steady heeling moment of submerged rectangular cylinder

に対して2種類に変化させた。円断面模型に働く波強制モーメントは，本実験の範囲では各次数成分ともほぼ0であったので図示していない。

4.3.1 1次の波強制力／モーメント

1次の波強制力の結果を円断面模型は Fig. 13 に，矩形断面模型は Fig. 14 に示す。先に述べたように，没水深度が大きい場合の計算値と実験値との一致は良好であるが，没水深度が小さくなるに従って計算値は過大となっている。また，物体上面が自由表面に近接してくると，波強制力／モーメントの変化が計算値では付録に示すように大きいが，実験値ではそれ程大きい変化はみられない。しかし，全般的にみて，計算値の傾向は実験値のそれと合っているといえよう。

4.3.2 2次の波強制力／モーメント

（1） 定常力／モーメント

円断面模型に働く定常力を Fig. 15 に，矩形断面模型に働くそれらを Fig. 16 に示す。

没水時の円断面模型に働く波漂流力の計算値は0であり，矩形断面模型については波下側へ働く（正の波漂流力）ことを示しているが，両模型の実験値では物体上面が自由表面に近接した場合に負の波漂流力となっている。この違いは前述のように波崩れの影響と考えられる。一方，物体が自由表面を貫通している状態では正の波漂流力となり，一部の実験値は1.0を超えている。2次元物体の波漂流力係数が 1.0 を超えることはないから，これは3次元影響とも考えられる。

上下方向定常力は没水状態では上向きに働き，物体が自由表面を貫通している状態では逆に下向きの力となっている。没水深度が大きい場合の計算値と実験値との一致度は良好である。しかし，物体上面が自由表面に接する前後で，計算値はその絶対値が急激に大きくなっているにもかかわらず，実験値はそれ程でもない。Fig. 15 (b)に示した二重三角，二重四角印は，波表面の上下動により没水深度が変化する場合の最大および最小没水深度の計算値を結んで，平均没水深度時の計算値を便宜的に求めたものであり，ほぼ実験値に近い値を与えている。

矩形断面模型に働く定常モーメントの実験値も，物体上面が自由表面に接する前後でその方向が逆になっている。

（2） 変動力／モーメント

波周波数の倍周波数で変動する波強制力／モーメントの結果を Fig. 17 および Fig. 18 に示す。没水深度が大

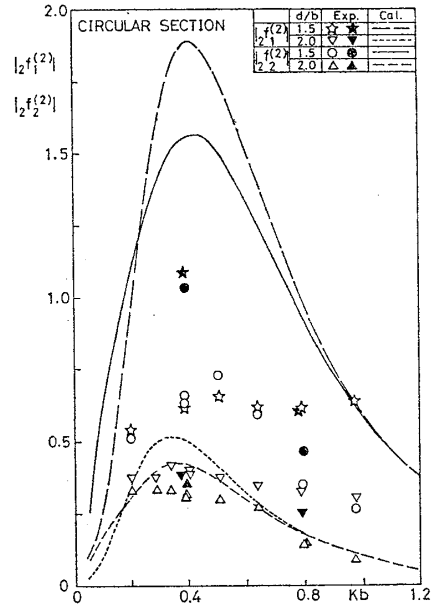


Fig. 11 Second-order wave exciting forces of submerged circular cylinder

きい場合（$d/b≧2.0$）および $d/b=0$ 付近での計算値と実験値とは比較的良い一致を示すが，物体上面が自由表面に接する前後付近では，計算値が実験値に対して極端に大きな値を与えており一致度は悪い。

5 断面形状の相違による上下方向定常力の比較

前章までの結果，理論と実験の一致は没水深度が小さい場合を除いて一般に良好であることがわかった。しかしながら，そこでは基準長さとして物体半幅を選んだために，断面形状の違いによる流力特性の比較が直接にはできない。そこで，本章では基準長さとして物体断面積の平方根を選んで，すなわち，同一断面積をもつ没水体が同一深度にある時の上下方向の定常力を比較し，断面形状の違いによる差について考察することにする。

Fig. 19 は，円柱および同一断面積係数（σ）をもち幅／高さ比(H)の異なる3つの矩形柱体の上下方向の定常力の計算結果である。ここで，①は円柱，②は $H=0.5$，③は $H=2.0$，④は $H=3.0$ となっており，②，③，④はともに $\sigma=0.973$ となっている。また，同図中には Ogilvie[5] の円柱に対する近似式

$$_0f_2^{(2)}=4\pi e^{-2Kd}(Ka)I_1(2Ka) \qquad (21)$$

ただし，$I_1(x)$ は変形ベッセル関数

と，Lee-Newman[(6)] の任意断面に対する近似式

$$_0f_2^{(2)}=K^2e^{-2Kd}S_A(2+m_{11}+m_{22}) \qquad (22)$$

ただし，$S_A=4\cdot\sigma\cdot bh=$(断面積)

$m_{11}=$(無限流体中の左右揺付加質量係数)

$m_{22}=$(無限流体中の上下揺付加質量係数)

から，没水円柱に対する計算結果も示してある。

この結果をみると，上下方向の定常力が小さいのは円柱であって，②や④のように細長いものは大きな力を受けることがわかる。この理由は，(6)式から考えれば明らかなように圧力は概略 $(Ke^{-Ky})^2$ に比例すると考えられるから，②のように縦長では上面と下面の圧力差が

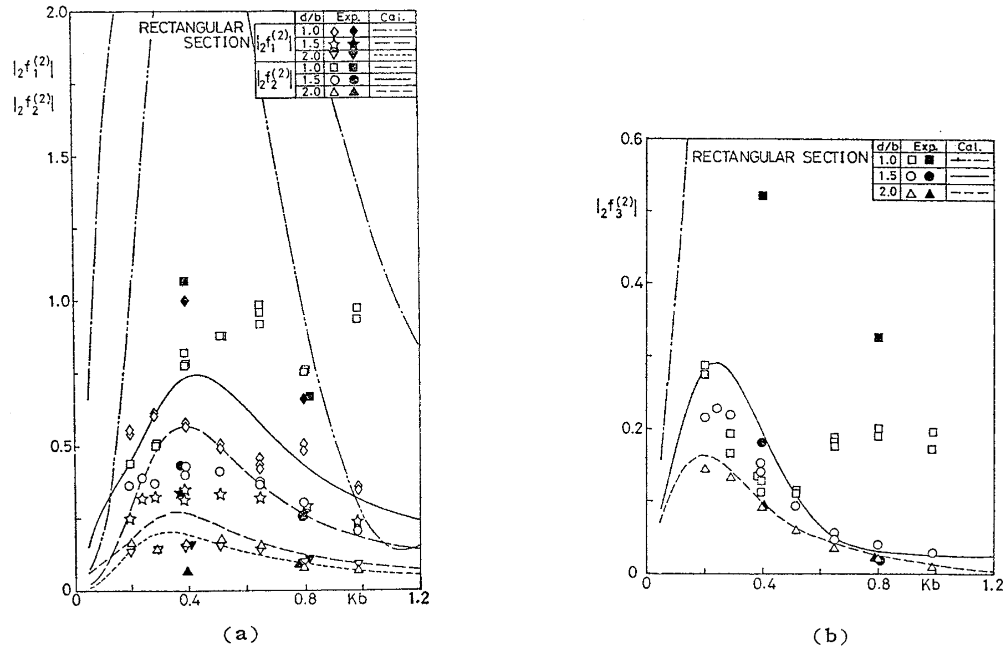
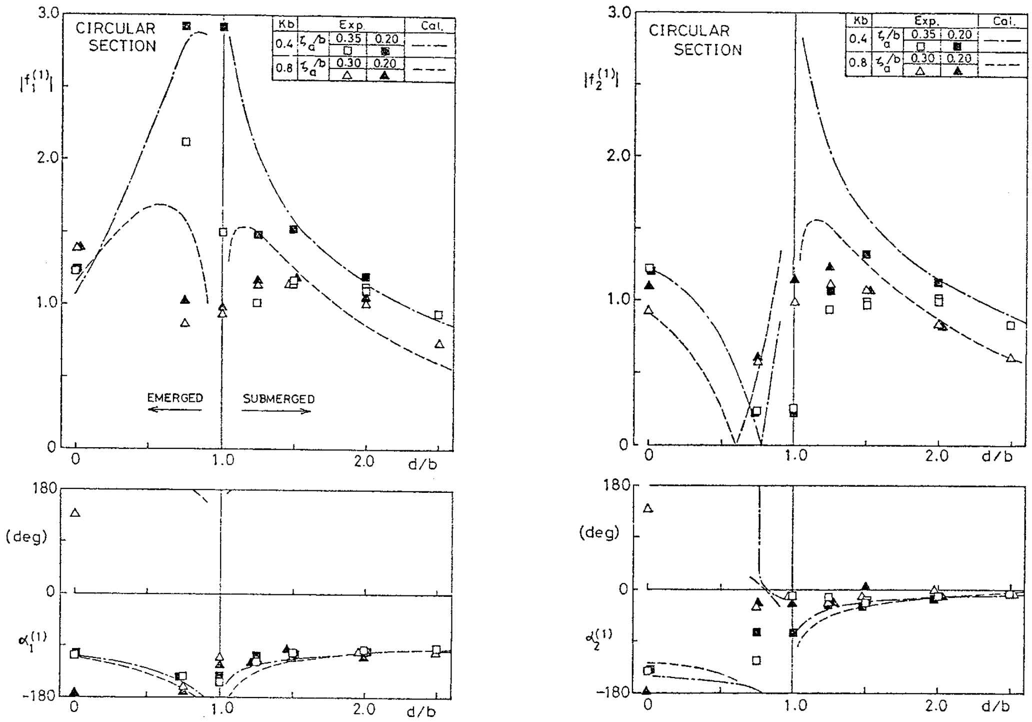
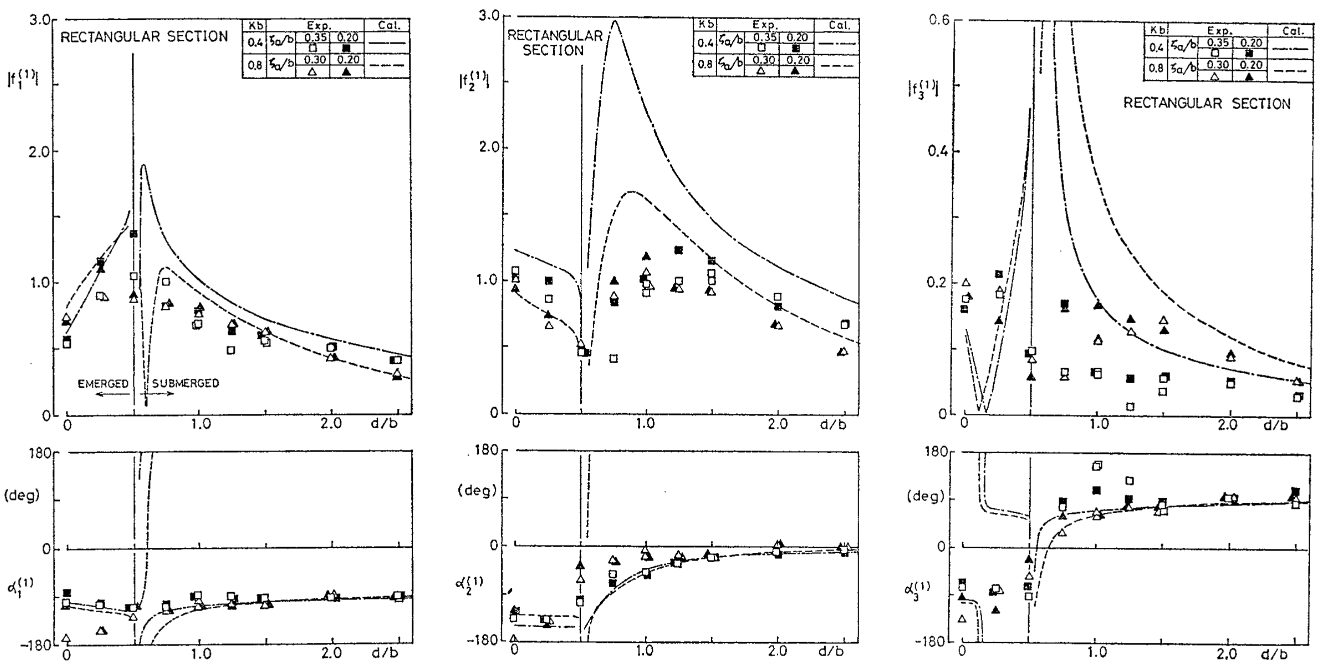


Fig. 12 Second-order wave exciting forces and moment of submerged rectangular cylinder



(a)　(b)

Fig. 13 First-order wave exciting forces of circular cylinder as a function of submergence



(a)　(b)　(c)

Fig. 14 First-order wave exciting forces and moment of rectangular cylinder as a function of submergence

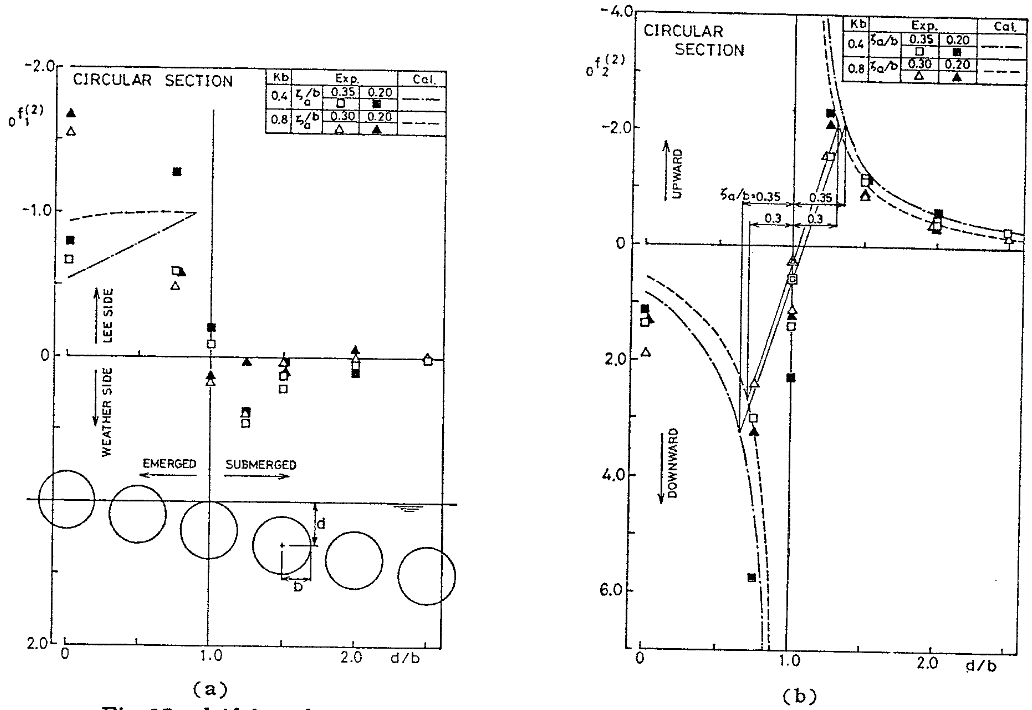


Fig. 15 drifting force and vertical steady force of circular cylinder as a function of submergence

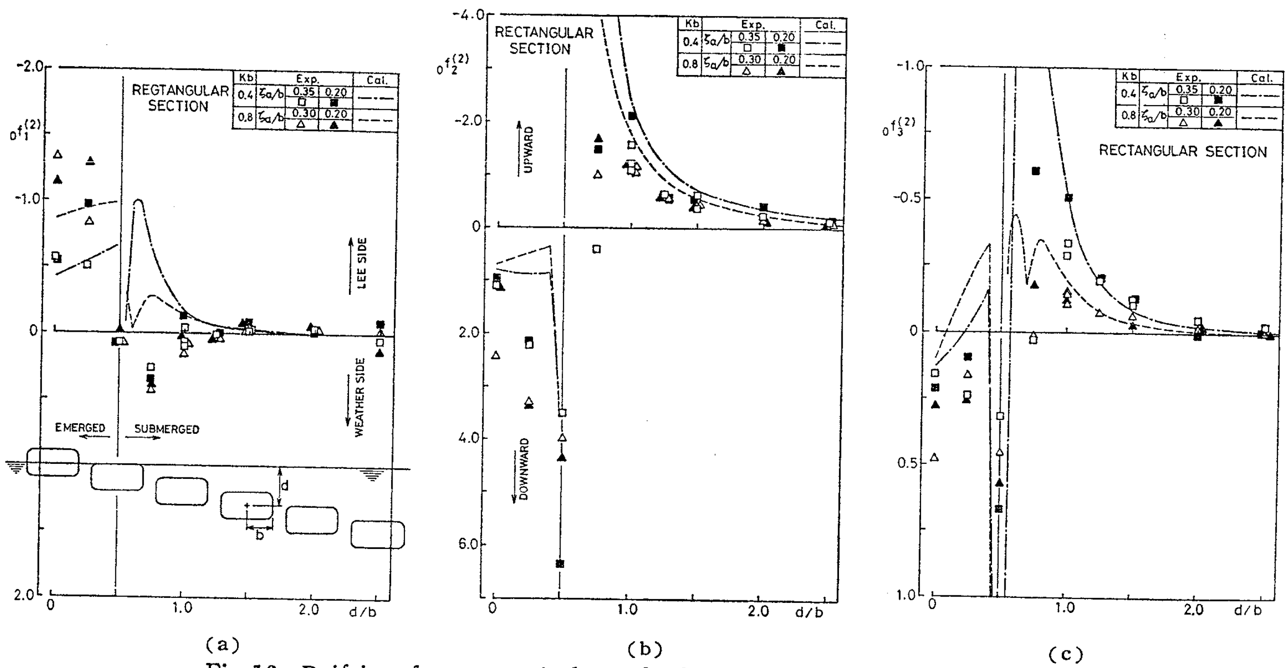


Fig. 16 Drifting force, vertical steady force and steady heeling moment of rectangular cylinder as a function of submergence

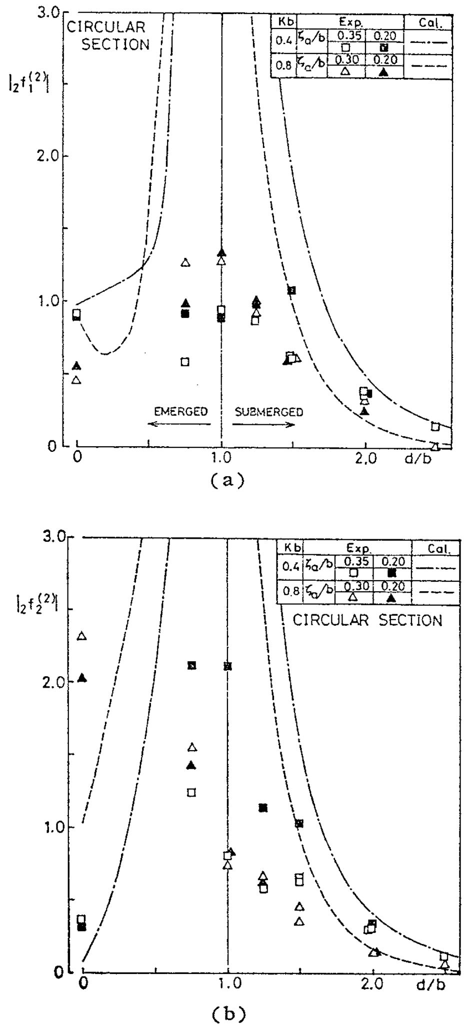


Fig. 17 Second-order wave exciting forces of circular cylinder as a function of submergence

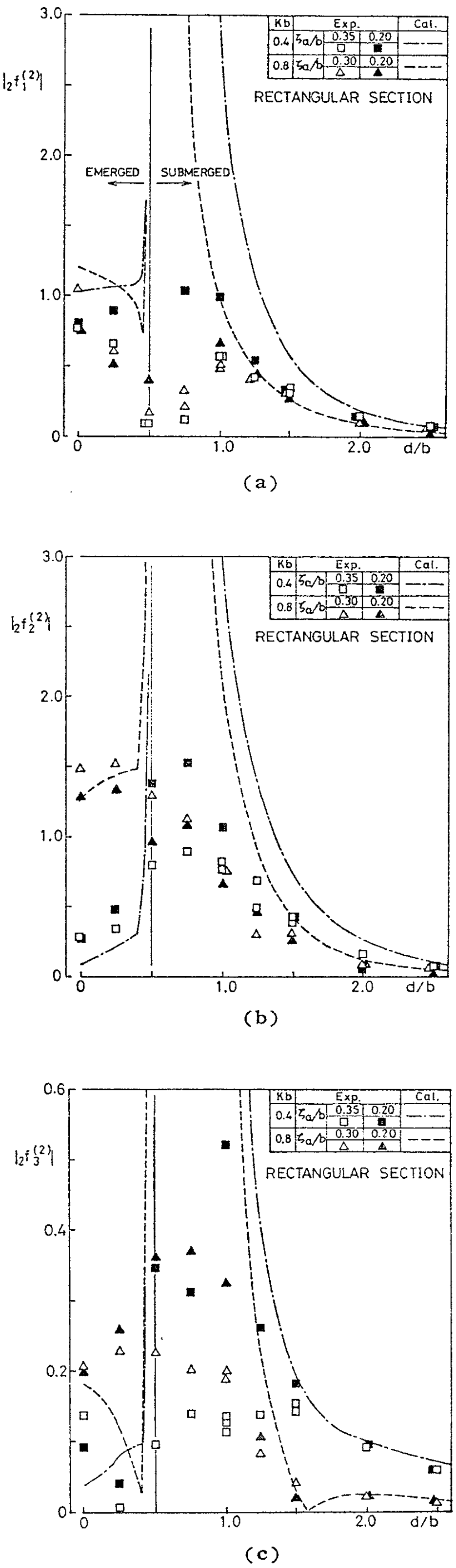


Fig. 18 Second-order wave exciting forces and moment of rectangular cylinder as a function of submergence

大きく，④のように横長ではその差は小さくなるけれども積分区間が増えるために定常力が大きくなると考えられる。なお，②と③は同一断面形状を有するが，図から明らかなように横長の③の方が縦長の②よりも上下方向定常力は小さい。

次に，Ogilvie と Lee-Newman の近似値については，没水深度が大きいときは良い近似となることを確認しているが，この場合のように没水深度が比較的小さいときには過小な値となるので注意を要する。

以上は固定された没水体に働く上下方向定常力の結果であり，動揺する場合にはその動揺振幅によって結果が変わってくるので，一概にはその大小をいえない。

6 結 言

現在，建造されている半潜水式海洋構造物の大多数は2ロワーハル型である。このような海洋構造物の波浪中での安定性に関連して，ロワーハルに働く定常力，その中でも特に上下方向の定常力が考慮すべきひとつの要素であることが指摘されている。そこで，本研究ではロワーハルを没水柱体と見なし，これに働く非線形波強制力に関する実験を行い，摂動法による2次までの理論計算

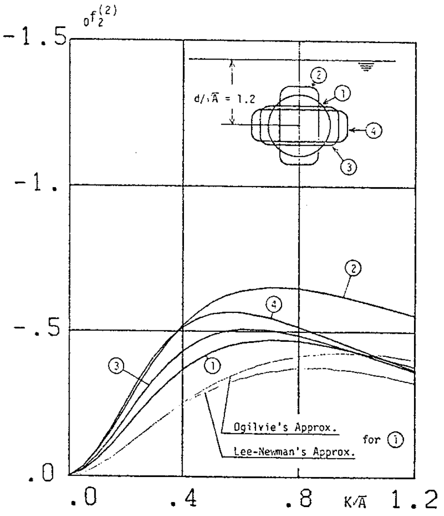


Fig. 19 Vertical steady force of submerged cylinders having various cross-section

値との比較を行った。また，これらに及ぼす没水体の断面形状の違いの影響についても調査した。その結果，次のような結論が得られた。

（1） 1次成分および2次成分（定常力および倍周波数の変動力）の波強制力における理論計算値と実験値との一致度は，没水深度が大きいときには全般的に良い。没水深度が小さく，かつ入射波振幅が大きい場合に理論計算値は実験値に対して一般に過大な値を与えるが，入射波振幅が小さい場合には両者は近づく傾向にある。

（2） 2次元柱体が自由表面に接する前後では，2次の波強制力の理論計算値は不連続となり，特に上下方向の定常力はその方向が急激に反転する。一方，変動力の実験値は比較的連続しており，定常力についても理論計算値ほど急激な方向の反転はみられない。

（3） 没水体では1次の波強制力に対する入射波振幅の影響が浮体に比較して一般的に大きい。また，2次の定常力である波漂流力は没水深度が小さいときに理論計算値と異なって負となる場合もあり，これらの原因として，没水体と自由表面との間の流体が何らかの作用をすると考えられるが，詳しくは今後の研究に待たねばならない。

（4） 同一断面積を有する2次元没水体が同一深度に固定されているとき，これらに働く上下方向定常力は断面形状の違いに対してそれほど敏感ではないが，今回理論計算を実施した4種類の断面形状の中では円断面が最も小さい。

終わりに，本研究に対し御指導，御助言いただいた防衛大学校，別所正利教授，住友重機械工業(株)平塚研究所，宝田直之助所長，同研究所船舶流体力学研究室，永松秀一室長，並びに水槽実験および解析に御協力いただいた同研究室，佐々木紀雄，大野喜久雄の両氏をはじめ関係諸氏に厚く御礼申し上げます。

参考文献

1) 宝田直之助，中嶋俊夫，井上隆一：半潜水式海洋構造物の転覆機構に関する一考察（第1報），日本造船学会論文集，第155号（昭和59年6月）.
2) 増本 彰：規則波中における浮体に働く非線型流体力について，関西造船協会誌，第172号（昭和54年3月）.
3) Papanikolaou, A. and Nowacki, H.: Second-order theory of oscillating cylinders in a regular steep wave, Proc. of the 13 th ONR Symp., (Oct., 1980).
4) 経塚雄策：二次元物体に働く非線形流体力について（第1報 散乱問題），日本造船学会論文集，第148号（昭和55年12月）.
5) Ogilvie, T. F.: First- and second-order forces on a cylinder submerged under a free surface, J. Fluid Mech., Vol. 16 (1963).
6) Lee, C. M. and Newman, J. N.: The vertical mean force and moment of submerged bodies under waves, J. S. R., Vol. 15, No. 3 (Sept. 1971).
7) Longuet-Higgins, M. S.: The mean forces exerted by waves on floating or submerged bodies with applications to sand bars and wave power machines, Proc. R. Soc. London, A 352 (1977).
8) 高木又男，古川治男，高木 健：2次元任意形状浮体の定常動揺問題の解法とその精度について，関西造船協会誌，第187号（昭和57年12月）.

付録 没水体から浮体へと変化する時の円柱のコチン関数の変化

没水円柱の深度が小さくなって自由表面に近づくとき，そして自由表面を貫通する場合のコチン関数がどのように変化するのかを少し詳しく計算してみた。ここで，コチン関数の定義は，

$$\left.\begin{aligned} H_j^+ &= \int_C \left(\frac{\partial}{\partial n}\phi_j - \phi_j\frac{\partial}{\partial n}\right)e^{-Ky+iKx}ds, \\ &\qquad \text{for Radiation Pot.} \\ &= \int_C (\phi_0+\phi_4)\frac{\partial}{\partial n}x_j ds, \\ &\qquad \text{for Diffraction Pot.} \end{aligned}\right\} \tag{A.1}$$

であり，1次の波強制力 $F_j^{(1)}$ は次式で与えられる。

$$F_j^{(1)} = -\rho g \zeta_a H_j^+ \tag{A.2}$$

半径 a の円柱の没水深度 d を変化させて，左右揺 (H_1^+) と上下揺 (H_2^+) のコチン関数を $Ka=0.4$ と 0.8 について計算し，その結果を複素平面上にプロットしたものが Fig. A-1 である。図で，シンボルの横の数字は d/a の値であり，$d/a>1$ では没水体，$d/a=0$ では半没状態となっている。大変興味深いことには，H_1^+,

H_2^+ ともに没水深度の変化による軌跡は複素平面上で原点を通る一つの円にほぼ一致することがわかる。そして，深いところから水面に近づくときは右回りで，浅くなるにつれて変化の度合いが急速になり，ちょうど水面を貫通したところで同じ軌跡上を逆転しているようにみえる。

原点を通るときは波無し点であり，左右揺についても高木ら[8]の発見のとおり波無し形状が存在している。ただ，上下揺の場合と違って，水面からほんの少しだけ頭を出した状態となっており，かつ没水深度の変化に対してコチン関数が敏感に変化するので，この結果をそのまま応用するのは難しそうに思われる。

ところで，この円柱の場合には H_1^+ と H_2^+ は $d/a>1$ のときは絶対値（原点からの距離）が等しく，位相が 90° だけ違っている。ところが，浮体になると H_1^+ と H_2^+ の関係は，各々の円の中心に対する反対の点が，相手の点と絶対値が等しく，位相が 90° だけ違ってくるようである。これをわかりやすく説明すれば，例えば $Ka=0.8$ の H_2^+ は $d/a=0.6$ のときほぼ原点にあるが，H_2^+ の円の中心に関して反対の点をとり，それを 90° 回転させると H_1^+ の対応する $d/a=0.6$ の点が見つけられる。したがって，上下揺波無しのとき，左右揺では波強制力が最大となり，逆に，上下揺の波強制力が最大のとき，左右揺波無しになることがわかる。

これらのことから，没水体の深度が小さくなり水面を貫通する場合でも，1次の流体力については連続していると考えてもよさそうである。なお，水面に極端に近い場合には計算精度を保つことが難しく，今回の計算でも $0.975<d/a<1.01$ の範囲では（A.1）の放射ポテンシャルと散乱ポテンシャルから求めた結果の一致が悪かった。$d/a=1.0$ の結果は，散乱ポテンシャルから求まったものをプロットしてあるが，精度的保証はない。この辺りを精度良く求めようと思えば，それに適した解法もあると思われるが，今回は考えなかった。

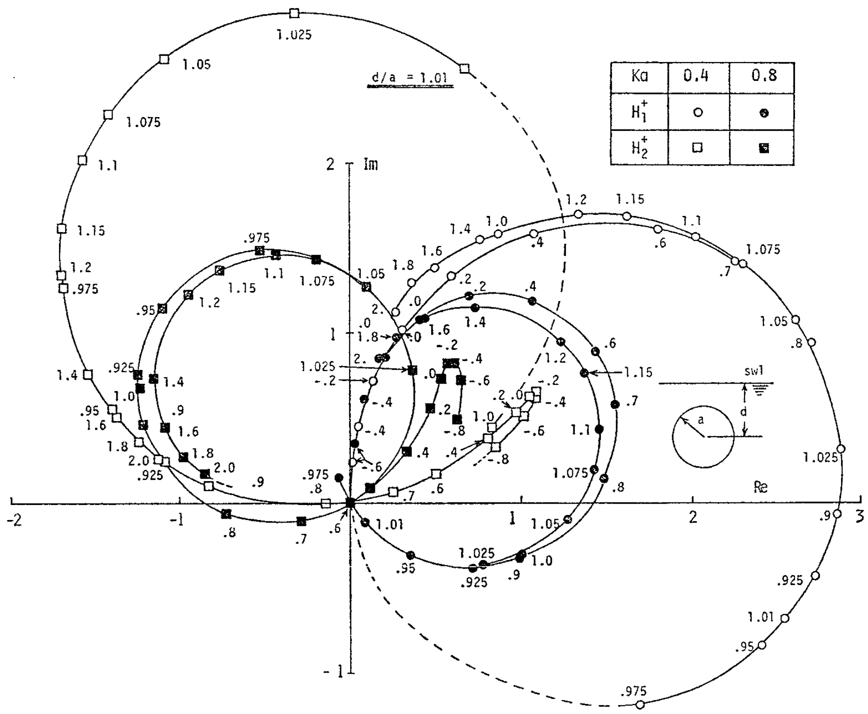


Fig. A-1 Polar plots of Kochin functions as a function of submergence