

〈昭和 57 年度海洋構造物委員会報告〉

建造中の円形，正方形プレストレストコンクリート  
海洋重力型構造物にかかる波漂流力と運動特性  
ならびに底板，側板の作用波圧について  
(その 1)

長 崎 作 治\*

要 旨

近年，浮体の係留および定置性の問題から，波浪中の漂流力について研究が盛んになっている。

本実験では，円形および正方形断面を有したプレストレストコンクリート海洋重力型構造物の 1/200 のモデルについて，波浪による漂流力，運動特性（ヒービング，サージング，ピッチング）およびモデルの底板と側板に作用する波圧を 10 cm, 20 cm, 30 cm の各吃水について測定し，比較検討した。

その結果，運動特性については，円形，正方形の形状の違いおよび吃水の違いによる差はほとんどなかった。漂流力は，円形断面を有した吃水 30 cm のモデルが最も小さかった。底板波圧は静水圧に比べて小さく，側板波圧は入射波に対して前面の吃水より下の部分で波圧が大きかった。また，漂流力を測定した時の波圧とモデルを浮遊させた時の波圧を比較すると，底板では底板の前側と後側で，側板では入射波に対して前面の吃水より下の部分で波圧の差が生じたが，その規則性は見いだせなかった。

1. 建造中の重力型コンクリート構造物の  
波漂流力

近年，海洋における石油備蓄の重要性が高まってきているが，北海の油田地帯には 1973 年にドリス型のプレストレストコンクリート製貯油タンクがエコフィスクに設置されて以来，現在までに数多くの構造物が据え付けられ稼働している。これらの重力型コンクリート構造物は，まず仮設のドライドックから曳き出し，水深 60 m ~ 80 m 程度の沖合に係留し，構造物の浮力を利用しながらスリップフォームを用いたコンクリート打設工法によって建造される。これらの構造物は，24 時間作業でおよそ 2~2.5 年間の建設期間を要し，上部デッキ構造

体（造船業界がドックで建造）を一体に取り付け，2~3 週間建造現場より据付け現場まで曳航し，48 時間以内に沈降させ据え付けている。

このような長期に及ぶ海上の現場コンクリート建造作業を行うにあたって，我が国のように台風波浪を受ける場所では，建造物を定位置に保つ必要がある。それには漂流力の影響が非常に大きいと思われる。

日本において今までに様々な角度から漂流力についての研究が行われてきたが，古くは末広博士，渡辺博士などの船体運動と漂流力についてのものがあげられ，それらの理論的裏付けは既に行われている。渡辺博士の理論は，漂流力に関して 1960 年までは唯一的なものであったが，丸尾教授が微小振幅波による漂流力をポテンシャル理論より計算し，浮体からの反射波高の 2 乗に比例するというを示した。

1965 年には，田才博士はサージングが同調する波長だけでなくヒービングが同調する波長の方が漂流力において最大値をとり，またヒービングが同調する周期の方が漂流力の大きいことを示した。1974 年になっては，規則波中において浮体が無拘束の状態で動揺している場合の反射波と透過波を完全流体の線型理論によって正確に計算する方法を示し，同時に実験値と比較している。これによって理想流体中における波浪中の漂流力の理論式は最終段階に入ったといえよう。しかし過去の研究においては，精密な漂流力の実験による計測が殆んど行われておらず，理論的背景は粘性および渦による影響を考慮した非線形理論の確立が望まれる。

エネルギー資源の逼迫に伴い，係留索，チェーンによる浮体の係留および自動制御による船舶のダイナミックポジションや浮体空港の係留などの問題が急増し，規則波中における浮体の漂流力に関する研究が盛んになってきている。漂流力の研究は，今後の海洋開発のひとつの課題といえる。

\* 東海大学海洋学部海洋土木工学科教授，(社)プレストレストコンクリート技術協会海洋構造物委員会委員

## 2. 波漂流力の理論

### 2.1 漂流力に関する丸尾の理論

2次元浮体に関する丸尾教授の理論を有限水深の場合に拡張することを考える。2次元浮体に  $\zeta_a$  なる振幅入射波が作用し  $\zeta_r$ ,  $\zeta_t$  なる振幅の反射波, 透過波が生ずるものとする。ただし, この場合浮体は一般に運動するものとし, したがって,  $\zeta_r$ ,  $\zeta_t$  は回折波のみならず 3 mode の運動による発散波の影響も含む振幅である。図-2.1 の座標系に示されるように浮体から十分離れた検査面  $S_\infty(x=\infty)$ ,  $S_{-\infty}(x=-\infty)$  をとり, これらと自由表面 ( $S_F$ ), 浮体表面 ( $S_B$ ), 水底面 ( $S_T$ ) とで囲まれた領域を考える。

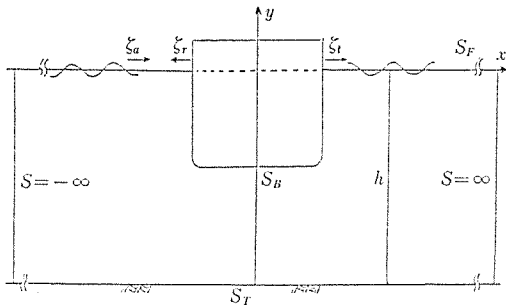


図-2.1 座 標 系

流体の非粘性, 非回転を仮定すると速度ポテンシャル  $\phi$  が存在し, ベルヌーイの式

$$P + \rho g y + \frac{1}{2} \rho \left[ \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 \right] + \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0 \quad \dots\dots\dots (1-1)$$

ただし,  $P$ : 流体の圧力  
 $g$ : 重力加速度  
 $\rho$ : 流体密度

が成立する。この領域内で流体の  $x$  方向の運動量の変化  $dM_x/dt$  は,

$$\frac{dM_x}{dt} = - \int_{S_\infty} P ds + \int_{S_{-\infty}} P ds - \int_{S_\infty} \rho \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 ds + \int_{S_{-\infty}} \rho \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 ds - F_x \quad \dots\dots\dots (1-2)$$

ただし,  $F_x$ : 浮体が流体から受ける力の  $x$  成分で表わされる。

(1-2) に (1-1) を代入すれば,

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} = & -F_x + \rho \int_{-h}^{h-\infty} \frac{\partial \phi}{\partial t} dy - \rho \int_{-h}^{h-\infty} \frac{\partial \phi}{\partial t} dy \\ & - \frac{1}{2} \rho \int_{-h}^{h-\infty} \left[ \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 - \left( \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 \right] dy \\ & + \frac{1}{2} \rho \int_{-h}^{h-\infty} \left[ \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 - \left( \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 \right] dy \\ & + \rho g \int_{-h}^{h-\infty} y dy - \rho g \int_{-h}^{h-\infty} y dy \quad \dots\dots\dots (1-3) \end{aligned}$$

となる。ここに  $\eta_\infty, \eta_{-\infty}$  は  $S_\infty, S_{-\infty}$  における自由表面の変位である。

ここで, (1-3) 式の両辺の時間平均を取り, かつ  $\phi$  の 3 次以上の項を無視すると, 周期成分は消え,

$$\begin{aligned} F_x = & -\frac{1}{2} \rho g \bar{\eta}_\infty^2 + \frac{1}{2} \rho g \bar{\eta}_{-\infty}^2 \\ & - \frac{1}{2} \rho \int_{-h}^0 \left[ \overline{\left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2} - \overline{\left( \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2} \right]_{\infty y} dy \\ & + \frac{1}{2} \rho \int_{-h}^0 \left[ \overline{\left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2} - \overline{\left( \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2} \right]_{-\infty} \dots\dots (1-4) \end{aligned}$$

になる。ただし各項の上の横線は時間平均をとることを意味する。

(1-4) 式は微小振幅で周期変動する流場における有限水深での定常力, すなわち漂流力である。

ここで, 入射波, 反射波の有限水深での速度ポテンシャルを  $\phi_I, \phi_R, \phi_T$  とすれば,

$$\phi_I = \text{Re} \left[ \frac{g \zeta_a}{i \omega} \cdot \frac{\cosh \kappa (y+h)}{\cosh \kappa h} e^{i(\kappa x - \omega t)} \right] \dots (1-5)$$

$$\phi_R = \text{Re} \left[ \frac{g \zeta_r}{i \omega} \cdot \frac{\cosh \kappa (y+h)}{\cosh \kappa h} e^{-i(\kappa x + \omega t + \delta_R)} \right] \dots\dots\dots (1-6)$$

$$\phi_T = \text{Re} \left[ \frac{g \zeta_t}{i \omega} \cdot \frac{\cosh \kappa (y+h)}{\cosh \kappa h} e^{i(\kappa x - \omega t - \delta_T)} \right] \dots\dots\dots (1-7)$$

ただし,  $\zeta_a$ : 入射波の振幅

$\zeta_r$ : 反射波の振幅

$\zeta_t$ : 透過波の振幅

$\delta_R$ : 入射波に対する反射波の位相差

$\delta_T$ : 入射波に対する透過波の位相差

$\kappa$ : 波数

$\text{Re}[\ ]$ : [ ] の実数部をとることを意味する。

と表わされる。

(1-5), (1-6), (1-7) 式より

$$\bar{\eta}_\infty^2 = \frac{1}{2} \zeta_t^2 \quad \dots\dots\dots (1-8)$$

$$\bar{\eta}_\infty^2 = \frac{1}{2} (\zeta_a^2 + \zeta_r^2) + \zeta_a \zeta_r \cos(2 \kappa x + \eta_R) \quad \dots\dots\dots (1-9)$$

$$\begin{aligned} \overline{\left[ \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 - \left( \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 \right]_\infty} &= \frac{1}{2} \frac{g^2 \kappa^2}{\omega^2} \cdot \frac{\zeta_t^2}{\cosh^2 \kappa h} \\ &= g \kappa \frac{\zeta_t^2}{\sinh 2 \kappa h} \quad \dots\dots (1-10) \end{aligned}$$

$$\left( \because \frac{\omega^2}{g} = \kappa \tanh \kappa h \right)$$

$$\begin{aligned} \overline{\left[ \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 - \left( \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 \right]_{-\infty}} &= g \kappa \frac{\zeta_a^2 + \zeta_r^2}{\sinh 2 \kappa h} \\ &- 2 g \kappa \frac{\cosh 2 \kappa (y+h)}{\sinh 2 \kappa h} \zeta_a \zeta_r \cos(2 \kappa x + \delta_R) \quad \dots\dots\dots (1-11) \end{aligned}$$

したがって (1-4) 式は,

$$\bar{F}_x = F_D = \frac{1}{4} \left( 1 + \frac{2\kappa h}{\sinh 2\kappa h} \right) \rho g (\zeta_a^2 + \zeta_r^2 + \zeta_t^2) \quad (1-12)$$

(1-12) 式は, 速度ポテンシャルが (1-5)~(1-7) 式で与えられるような任意の場合に成立する漂流力の式である。

浮体, 流体を含む全体のエネルギー源が, 入射波の場合には, 入射波と反射波, 透過波との間には,

$$\zeta_a^2 = \zeta_r^2 + \zeta_t^2 \quad (1-13)$$

なる関係が成り立ち, (1-12) 式は次のような簡単な形となる。

$$F_D = n \rho g \zeta_r^2 \quad (1-14)$$

$$\text{ただし, } n = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{2\kappa h}{\sinh 2\kappa h} \right)$$

(1-14) 式が有限水深での漂流力である。

## 2.2 漂流力に関する田才の理論

(1) 浮体が拘束されていて運動しない場合

係留された 2 次元物体に規則波  $\zeta_I$  (波高  $H_I$ ) が入射して来た場合の透過波  $\zeta_T$  (波高  $H_T$ ) および反射波  $\zeta_R$  (波高  $H_R$ ) について考える。

水深が波長に比べて十分大きいとして, 入射波を次に示す微小振幅の深海波の式で表わす。

$$\zeta_I = \zeta_a e^{i(\omega t + \kappa x)} \quad (2-1)$$

ただし,  $\kappa$ : 波数 ( $\omega^2/g = 2\pi/L$ )

$$\omega: 2\pi/T$$

$L$ : 波長

$T$ : 周期

$$H_I: 2\zeta_a$$

また, 浮体から十分離れた位置における透過波および反射は線型理論により次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \zeta_T &= \zeta_a e^{i(\omega t + \kappa x)} + iH^-(\kappa) \zeta_a e^{i(\omega t + \kappa x)} \\ \zeta_a &= \zeta_a iH^+(\kappa) e^{i(\omega t - \kappa x)} \end{aligned} \right\} \quad (2-2)$$

ただし,  $H^\pm(\kappa)$  は回折波の“コッチン”関数であり, 回折波の位相を用いて

$$H^\pm(\kappa) = i e^{i\epsilon_H} \cos \epsilon_H \mp e^{i\epsilon_S} \sin \epsilon_S \quad (2-3)$$

$\epsilon_S$ : サージングによる波強制力とそれによる発散波との位相差

$\epsilon_H$ : ヒービングによる波強制力とそれによる発散波との位相差

$\zeta_a = \cos(\omega t + \kappa x)$  の波が来た時の  $\zeta_T$  および  $\zeta_R$  は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \zeta_T &= C_T \zeta_a \cos(\omega t + \kappa x + \delta_T) \\ \zeta_R &= C_R \zeta_a \cos(\omega t - \kappa x + \delta_R) \end{aligned} \right\} \quad (2-4)$$

ただし,  $C_T$ : 透過係数 ( $|\sin(\epsilon_S - \epsilon_H)|$ )  
 $C_R$ : 反射係数 ( $|\cos(\epsilon_S - \epsilon_H)|$ )

$$\left. \begin{aligned} \delta_T &: \epsilon_S + \epsilon_H + \pi/2 \\ \delta_R &: \epsilon_S + \epsilon_H + \pi \end{aligned} \right\} \quad (2-5)$$

また (2-5) 式より

$$C_T^2 + C_R^2 = 1 \quad (2-6)$$

(2) 浮体が動揺している場合

今,  $\zeta_a e^{i(\omega t + \kappa x)}$  の規則波中でヒービング, サージングの運動を許し, ピッチングを拘束した場合について考える。この時, 浮体の動揺によって生ずる発散波は次式で与えられる。

$x \rightarrow +\infty$  で

$$\left. \begin{aligned} \text{ヒービング} & \zeta_a \cos(\epsilon_y - \epsilon_H) e^{i(\omega t - \kappa x + \epsilon_y + \epsilon_H)} \\ \text{サージング} & \zeta_a \cos(\epsilon_x - \epsilon_S) e^{i(\omega t - \kappa x + \epsilon_x + \epsilon_S)} \end{aligned} \right\} \quad (2-7)$$

$x \rightarrow -\infty$  で

$$\left. \begin{aligned} \text{ヒービング} & \zeta_a \cos(\epsilon_y - \epsilon_H) e^{i(\omega t + \kappa x + \epsilon_y + \epsilon_H)} \\ \text{サージング} & \zeta_a \cos(\epsilon_x - \epsilon_S) e^{i(\omega t + \kappa x + \epsilon_x + \epsilon_S)} \end{aligned} \right\} \quad (2-8)$$

よって  $\zeta_a \cos(\omega t + \kappa x)$  の波が入射する時, ヒービングおよびサージング運動をする浮体による透過波および反射波は, (2-4), (2-7), (2-8) 式の実数部を加え合わせて求めることができる。すなわち透過波は,

$$\begin{aligned} \zeta_T'/\zeta_a &= -\sin(\epsilon_S - \epsilon_H) \sin(\omega t + \kappa x + \epsilon_S + \epsilon_H) \\ &+ \cos(\epsilon_y - \epsilon_H) \cos(\omega t + \kappa x + \epsilon_y + \epsilon_H) \\ &+ \cos(\epsilon_x - \epsilon_S) \cos(\omega t + \kappa x + \epsilon_x + \epsilon_S + \pi) \end{aligned} \quad (2-9)$$

また反射波は,

$$\begin{aligned} \zeta_R'/\zeta_a &= -\cos(\epsilon_S - \epsilon_H) \cos(\omega t - \kappa x + \epsilon_S + \epsilon_H) \\ &+ \cos(\epsilon_y - \epsilon_H) \cos(\omega t - \kappa x + \epsilon_y + \epsilon_H) \\ &+ \cos(\epsilon_x - \epsilon_S) \cos(\omega t - \kappa x + \epsilon_x + \epsilon_S) \end{aligned} \quad (2-10)$$

ただし,  $\epsilon_x$ : 入射波とサージングとの位相差

$\epsilon_y$ : 入射波とヒービングとの位相差

また (2-9), (2-10) 式より,  $\zeta_T'$ ,  $\zeta_R'$  の波高,  $H_T'$ ,  $H_R'$  と  $2\zeta_a = H_I$  との間には

$$(H_T'/H_I)^2 + (H_R'/H_I)^2 = 1 \quad (2-11)$$

の関係が得られる。

次に, サージングを拘束しヒービングのみを許した場合について考える。この時, 透過波は, (2-9) 式より

$$\begin{aligned} (H_T'/H_I)^2 &= \sin^2(\epsilon_S - \epsilon_H) + \cos^2(\epsilon_y - \epsilon_H) \\ &- 2 \sin(\epsilon_S - \epsilon_H) \cos(\epsilon_y - \epsilon_H) \sin(\epsilon_S - \epsilon_y) \end{aligned} \quad (2-12)$$

ここで,  $\epsilon_S - \epsilon_H = \mu$ ,  $\epsilon_y - \epsilon_H = \alpha$  とすると,

$$\begin{aligned} (H_T'/H_I)^2 &= \sin^2 \mu + \cos^2 \alpha - 2 \sin \mu \cos \alpha' \sin(\mu - \alpha) \\ &= (\sin \mu \sin \alpha + \cos \alpha \cos \mu)^2 \end{aligned}$$

同様に反射波は

$$(H_R'/H_I)^2 = (\cos \mu \sin \alpha - \cos \alpha \sin \mu)^2 \dots\dots\dots(2-14)$$

ヒービングの同調周期では  $\epsilon_y = \epsilon_H$ , すなわち  $\alpha = 0$  であるから (2-13), (2-14) 式より

$$\left. \begin{aligned} H_T'/H_I &= |\cos \mu| = |\cos(\epsilon_S - \epsilon_H)| \\ H_R'/H_I &= |\sin \mu| = |\sin(\epsilon_S - \epsilon_H)| \end{aligned} \right\} \dots\dots(2-15)$$

という関係が得られる。

また (2-4), (2-5), (2-15) 式とを比べてみると, ヒービングの同調周期における透過係数と反射係数は, それぞれ拘束された場合の反射係数に等しいことがわかる。またこの関係はサージングについても言える。

今, (2-10) 式を 2 乗すると,

$$\begin{aligned} |\zeta_R'/\zeta_a|^2 &= \cos^2(\epsilon_H - \epsilon_S) + \cos^2(\epsilon_y - \epsilon_H) + \cos^2(\epsilon_x - \epsilon_S) \\ &\quad - 2 \cos(\epsilon_H - \epsilon_S) \cos(\epsilon_y - \epsilon_H) \cos(\epsilon_S - \epsilon_y) \\ &\quad + 2 \cos(\epsilon_y - \epsilon_H) \cos(\epsilon_x - \epsilon_S) \cos(\epsilon_y + \epsilon_H \\ &\quad - \epsilon_x - \epsilon_S) - 2 \cos(\epsilon_x - \epsilon_S) \cos(\epsilon_H \\ &\quad - \epsilon_S) \cos(\epsilon_x - \epsilon_H) \\ &= \cos^2(\epsilon_y - \epsilon_H) - \frac{1}{2} \cos 2(\epsilon_H - \epsilon_y) \\ &\quad + \frac{1}{2} \cos^2(\epsilon_y - \epsilon_x) \\ &= \cos^2(\epsilon_y - \epsilon_x) \dots\dots\dots(2-16) \end{aligned}$$

同様に (2-9) 式を 2 乗すると

$$\begin{aligned} |\zeta_T'/\zeta_a|^2 &= \sin^2(\epsilon_y - \epsilon_x) \dots\dots\dots(2-17) \\ |\zeta_R'/\zeta_a|^2 + |\zeta_T'/\zeta_a|^2 &= \cos^2(\epsilon_y - \epsilon_x) \\ &\quad + \sin^2(\epsilon_y - \epsilon_x) = 1 \dots\dots\dots(2-18) \end{aligned}$$

漂流力の無次元値 (漂流力係数) は,

$$F_0/(n\rho g\zeta a^2) = |\zeta_R/\zeta_a|^2 = \cos^2(\epsilon_y - \epsilon_x) \dots\dots(2-19)$$

ただし,  $n = \frac{1}{2} \{1 + 2\kappa h / \sin h(2\kappa h)\}$

$h$ : 水深

### 3. モデル実験と解析

#### 3.1 実験目的

海洋重力型コンクリート構造物の建造は, 2~2.5 年間に及ぶため, 海上の現場コンクリート打設が我が国のように台風波浪をうける場所での可能性について研究する必要がある。そのために, 建造中の構造物にかかる漂流力, 運動特性ならびに底板および側板に作用する波圧を測定し, その測定値から係留方法, 建造海域が予測できる。

本実験においては, 円形および正方形断面を有した構造物の 1/200 のモデルについて, 波浪による漂流力, 運動特性ならびに底板および側板にかかる波圧を 10 cm, 20 cm, 30 cm の各吃水について測定し, 比較検討することを目的とする。

#### 3.2 実験内容

##### (1) 実験水槽

図—3.1 に示される三次元水槽 (長さ 10.8 m, 深さ 1.25 m, 幅 4.35 m, プランジャータイプ造波機) を使用した。

造波性能は波高 1.0~10.0 cm, 周期 0.4~2.0 sec である。

##### (2) 円形, 正方形のモデルと吃水深

モデル (図—3.2) は直径 100 m の正方形断面をもつプレストレストコンクリート海洋重力型構造物を 1:200 の縮尺としたものを使用した。

なお, 現場での吃水深は 20 m, 40 m, 60 m を想定したため, モデルでは 1:200 の 10 cm, 20 cm, 30 cm の吃水深を有するように製作した。

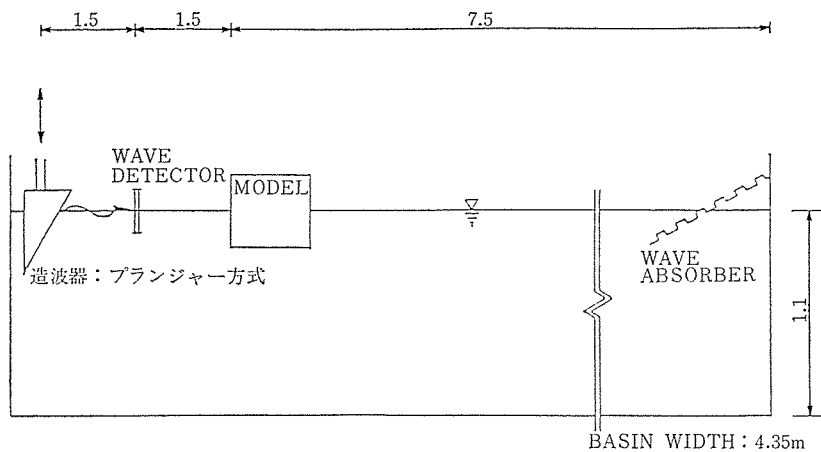
モデル寸法を表—3.1 に, モデル浮体の測定固有振動周期を表—3.2 に示す。

##### (3) 作用波浪と水深

作用波浪と水深は表—3.3 に示されるとおりである。

##### (4) 実験方法

(a) 浮体の運動 (ヒービング, サージング, ピッチ



図—3.1 実験水槽 (単位:m)

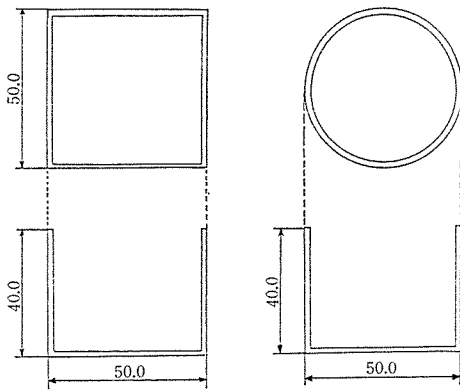


図-3.2 モデルの寸法 (単位: cm)

表-3.1 モデルの寸法

変数	正方形			円形		
	50×50×40			50 <sup>2</sup> /4×π×40		
モデル寸法 (cm)	50×50×40			50 <sup>2</sup> /4×π×40		
吃水 (cm)	30	20	10	30	20	10
重量 (kg)	75	50	25	58.90	39.27	19.45
傾心 (cm)	21.94	20.42	25.83	20.21	17.81	20.63
浮心 (cm)	15	10	5	15	10	5
重心 (cm)	8.18			8.18		
現場寸法 (m)	100×100×80			100 <sup>2</sup> /4×π×80		
吃水 (m)	60	40	20	60	40	20
重量 (ton)	6×10 <sup>5</sup>	4×10 <sup>5</sup>	2×10 <sup>5</sup>	4.71×10 <sup>5</sup>	3.14×10 <sup>5</sup>	1.57×10 <sup>5</sup>
傾心 (m)	43.88	40.84	51.66	40.42	35.62	41.26
浮心 (m)	30	20	10	30	20	10
重心 (m)	16.36			16.36		

注) 寸法縮尺: 1/200 重量縮尺: 1/200<sup>3</sup> 周期縮尺: 1/√200

表-3.2 モデル浮体の測定固有振動周期

	吃水 (cm)	モデル			
		ヒービング		ピッチング	
		固有振動周期	周波数係数 $\kappa a$	固有振動周期	周波数係数 $\kappa a$
正方形	30	0.85 sec	1.39	0.90 sec	1.24
	20	0.90 sec	1.24	0.80 sec	1.57
	10	1.05 sec	0.91	0.95 sec	1.12
円形	30	0.95 sec	1.12	0.80 sec	1.57
	20	0.90 sec	1.24	1.00 sec	1.01
	10	1.15 sec	0.76	1.00 sec	1.01
	吃水 (m)	現場			
		ヒービング		ピッチング	
		固有振動周期	周波数係数 $\kappa a$	固有振動周期	周波数係数 $\kappa a$
正方形	60	12.02 sec	1.39	12.73 sec	1.24
	40	12.73 sec	1.24	11.31 sec	1.57
	20	14.85 sec	0.91	13.44 sec	1.12
円形	60	13.44 sec	1.12	11.31 sec	1.57
	40	12.73 sec	1.24	14.14 sec	1.01
	20	16.26 sec	0.76	14.14 sec	1.01

注)  $\kappa a = \frac{\omega^2}{g} \cdot \frac{B}{2}$  B: 入射方向における浮体の長さ

表-3.3 作用波浪と水深

		モデル	現場
入射波	波高	1.00~10.00 (cm)	2.00~20.00 (m)
	周期	0.30~1.70 (sec)	4.24~24.04 (sec)
水深		108 (cm)	216 (m)

ング)の測定方法

- 1) 水槽の水深を 108 cm に調節する。
- 2) モデルを水槽の中央に設置する。
- 3) ヒービング, サージング, ピッチングの各運動を測定するため, 三成分運動計測器を重心位置に取り付け, ペン書きレコーダーに接続する。
- 4) 三成分運動計測器の各方向 (ヒービング, サージング, ピッチング) のキャリブレーションを行う。
- 5) 入射波高を測定するために, 波高計を設置し, 増幅器を通してペン書きレコーダーに接続する。
- 6) 波高計のキャリブレーションを行う。キャリブレーションは, 波高計の中心よりやや水面よりの所を ±0 の基準位置として, 上下 5 cm を 1 cm 間隔で行う。
- 7) ヒービング, ピッチングの固有振動周期を測定する。
- 8) 波高, 周期の異なる規則波 (41 種類) を作用させ, ヒービング, サージング, ピッチングの各運動および入射波高を計測する。

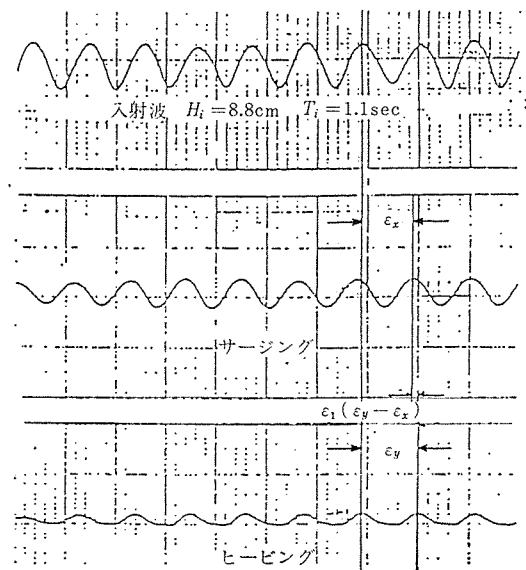


図-3.3 位相差の読み取り方法

報 告

(b) ヒービングとサージングの位相差から漂流力を求める方法

1) (a) の測定記録からヒービングとサージングの位相差 (図-3.3) を求め、理論式 (3-4) より漂流力を計算する。

(c) カウンターウェイト (釣合いおもり) から漂流力を求める方法

- 1) 水槽の水深を 108 cm に調節する。
- 2) モデルを水槽の中央に設置する。
- 3) ワイヤ、プーリー、スプリングなどで作られた計測装置系 (図-3.4) にモデルを取り付ける。

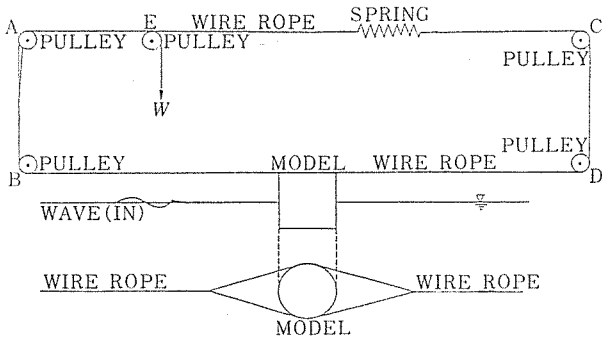


図-3.4 計測装置系

- 4) 入射波高を測定するために波高計を設置し、増幅器を通してペン書きレコーダーに接続する。
- 5) 波高計のキャリブレーションを行う。その方法は (a)-6) と同様である。
- 6) 波高、周期の異なる規則波 (41 種類) を作用させ、計測装置内のプーリーより吊り下げられたかごに、モデルの漂流を止めるだけの釣合いおもりを入れ、その重量を記録する。また入射波高についても同時に計測を行う。

(d) 底板および側板にかかる波圧の測定方法

- 1) 水槽の水深を 108 cm に調節する。
- 2) モデルに (図-3.5, 図-3.6) のように圧力センサー (圧力変換器) を取り付ける。

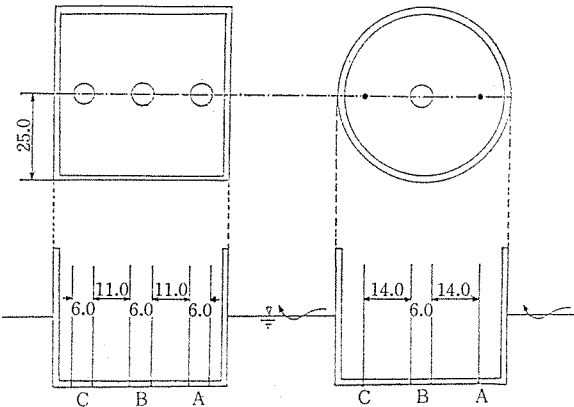


図-3.5 底板波圧計の位置 (吃水 10 cm, 20 cm, 30 cm)

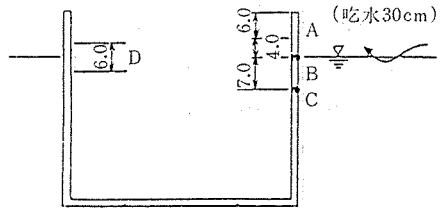
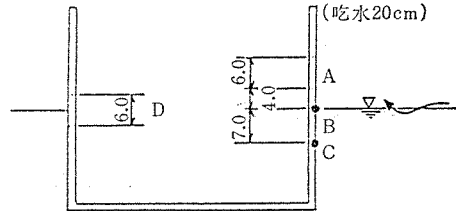
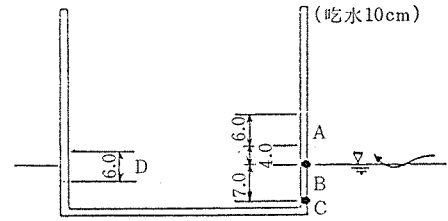


図-3.6 側板波圧計の位置

- 3) モデルを水槽の中央に設置し、圧力センサーを動ひずみ計を通してビジグラフ (電磁オシログラフ) に接続する。
- 4) 検定表 (表-3.4) を基に、圧力センサーのキャリブレーションを行う。
- 5) 入射波高を測定するために波高計を設置し、増幅器を通してペン書きレコーダーに接続する。
- 6) 波高計のキャリブレーションを行う。その方法は、(a)-6) と同様である。
- 7) 波高、周期の異なる規則波 (41 種類) を作用させ、底板および側板にかかる波圧を測定する。なお、漂流力がある波については、(b)-6) の方法で漂流力を同時に測定する。また入射波高についても同時に計測を行う。

(5) 解析方法

(a) 浮体の運動 (ヒービング, サージング, ピッチ

表-3.4 圧力センサー検定値

製造番号	容量 g/cm <sup>2</sup>	校正係数 g/cm <sup>2</sup> (1.0×10 <sup>-6</sup> )
CD 7741	200	0.2012
CD 7740	200	0.2125
YF 4021	500	0.2124
YF 4015	500	0.1994
YF 4013	500	0.2166
YF 0865	200	0.0747
YF 6149	200	0.09425

ング)の解析方法

- 1) 波高計のキャリブレーションの記録紙を基に最小二乗法により入射波高の補正式を求める。
- 2) 入射波高を記録した記録紙から波高, 周期を求める。なお入射波高は, 反射波の影響を受けていない5波を読み取り, その平均値を補正式に代入して入射波高とする。また周期についても, 同様に5波を読み取り, その平均値をチャートスピードで割り入射波の周期とする。
- 3) 求めた入射波の周期を用い, 次式に代入して入射波の波長を求める。

$$L_i = \frac{gT_i^2}{2\pi} \tanh\left(\frac{2\pi h}{L_i}\right) \dots\dots\dots(3-1)$$

$L_i$ ; 入射波の波長  
 $g$ ; 重力加速度  
 $T_i$ ; 入射波の周期  
 $h$ ; 水深 (1.08 m)

- 4) 各運動(ヒービング, サージング, ピッチング)の記録紙を基に, 最小二乗法により各運動の補正式を求める。
  - 5) 各運動を記録した記録紙から, 各運動の大きさ(全振幅)を求める。なお各運動はそれぞれ5波を読み取り, その平均値を補正式に代入して求める。
- (b) ヒービングとサージングの位相差から漂流力を求める解析方法

- 1) 入射波の波高, 周期, 波長については, (a)の解析結果を用いる。
- 2) 運動を記録した記録紙からヒービングとサージングの波形のずれを3か所読み取り, その平均値をチャートスピードで割り, ヒービングとサージングの波形のずれ  $\epsilon_1$  を求める。 $\epsilon_1$  を次式に代入してヒービングとサージングの位相差  $\epsilon$  を求める。

$$\epsilon = \frac{2\pi}{T_i} (\epsilon_y - \epsilon_x) = \frac{2\pi}{T_i} \epsilon_1 \dots\dots\dots(3-2)$$

- 3) 求めた位相差を次式に代入して, 位相差より求めた漂流力係数  $C_S$  を求める。

$$C_S = \cos^2 \epsilon \dots\dots\dots(3-3)$$

- 4) 求めた漂流力係数を次式に代入して, 位相差より導いた漂流力  $F_S$  を求める。

$$F_S = n\rho C_S \left(\frac{H_i}{2}\right)^2 l \dots\dots\dots(3-4)$$

$\rho$ ; 水の密度

$H_i$ ; 入射波高

$l$ ; 受圧幅

$C_S$ ; 漂流力係数

$$n = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{2\pi h}{\sinh(2\pi h)} \right\}$$

$\kappa$ ; 波数  $\left(\frac{2\pi}{L_i}\right)$

$h$ ; 水深

(c) カウンターウェイトから漂流力を求める解析方法

- 1) 入射波の波高, 周期, 波長は, (a)-1), 2), 3)と同様な方法で求める。
- 2) カウンターウェイトの重量を, カウンターウェイトから求めた漂流力  $F_D$  とする。
- 3) 求めた漂流力を次式に代入して, カウンターウェイトより求めた漂流力係数  $C_D$  を求める。

$$C_D = \frac{F_D}{n\rho g \left(\frac{H_i}{2}\right)^2 l} \dots\dots\dots(3-5)$$

(d) 底板および側板にかかる波圧の解析方法

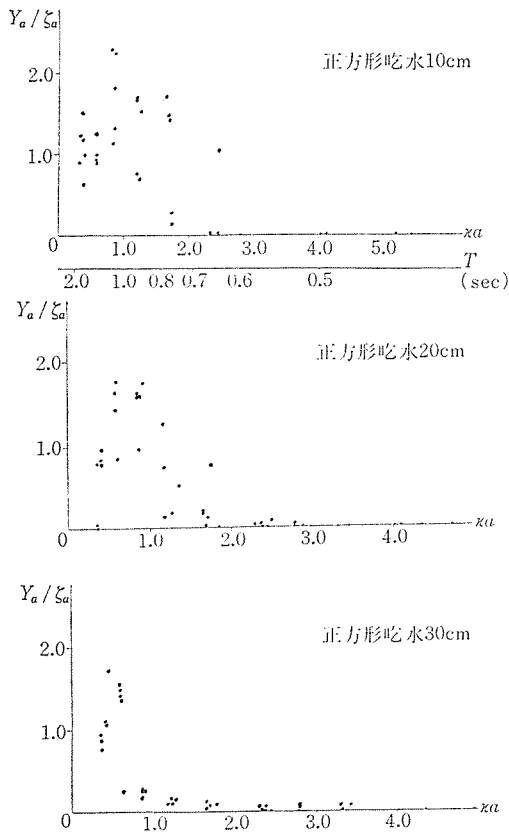
- 1) 入射波の波高, 周期, 波長は, (a)-1), 2), 3)と同様な方法で求める。
- 2) 圧力センサーのキャリブレーションの記録紙から検定表を基に波圧の補正式を求める。
- 3) 記録紙の値を読み取り, 補正式に代入して, 各点の波圧を求める。

#### 4. 実験結果と考察

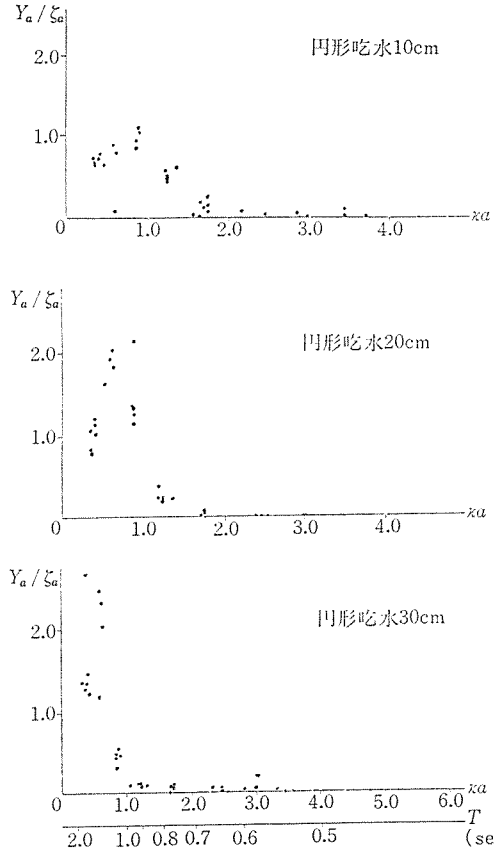
##### 4.1 浮体の運動(ヒービング, サージング, ピッチング)について

表-4.1 運動特性の最大値

	吃水		最大値	波高	周期
正	20 m (10 cm)	ヒービング	8.78 m(4.39 cm)	7.72 m(3.86 cm)	15.27 sec(1.08 sec)
		サージング	19.24 m(9.62 cm)	11.52 m(5.76 cm)	13.01 sec(0.92 sec)
		ピッチング	13°04' ( - )	7.72 m(3.86 cm)	15.27 sec(1.08 sec)
方	40 m (20 cm)	ヒービング	10.62 m(5.31 cm)	6.62 m(3.31 cm)	18.67 sec(1.32 sec)
		サージング	17.60 m(8.80 cm)	12.80 m(6.40 cm)	11.03 sec(0.78 sec)
		ピッチング	7°36' ( - )	6.62 m(3.31 cm)	18.67 sec(1.32 sec)
形	60 m (30 cm)	ヒービング	11.84 m(5.92 cm)	11.56 m(5.78 cm)	18.67 sec(1.32 sec)
		サージング	12.34 m(6.17 cm)	15.46 m(7.73 cm)	11.03 sec(0.78 sec)
		ピッチング	20°56' ( - )	8.78 m(4.39 cm)	15.27 sec(1.08 sec)
円	20 m (10 cm)	ヒービング	8.96 m(4.48 cm)	8.20 m(4.10 cm)	14.99 sec(1.06 sec)
		サージング	18.14 m(9.07 cm)	11.60 m(5.80 cm)	12.87 sec(0.91 sec)
		ピッチング	12°24' ( - )	8.20 m(4.10 cm)	14.99 sec(1.06 sec)
形	40 m (20 cm)	ヒービング	15.32 m(7.64 cm)	7.00 m(3.50 cm)	18.10 sec(1.28 sec)
		サージング	15.86 m(7.93 cm)	12.80 m(6.40 cm)	10.75 sec(0.76 sec)
		ピッチング	18°24' ( - )	10.40 m(5.20 cm)	12.73 sec(0.90 sec)
形	60 m (30 cm)	ヒービング	10.56 m(5.28 cm)	8.92 m(4.46 cm)	18.38 sec(1.30 sec)
		サージング	13.26 m(6.63 cm)	14.40 m(7.20 cm)	14.00 sec(0.99 sec)
		ピッチング	14°42' ( - )	10.38 m(5.19 cm)	12.73 sec(0.90 sec)



図—4.1 (a)  $Y_a/\zeta_a$  と周波数係数  $\kappa a$  との関係



図—4.1 (b)  $Y_a/\zeta_a$  と周波数係数  $\kappa a$  との関係

吃水深別の正方形, 円形浮体の測定最大運動値を表—

4.1 に示す。

(1) ヒービング

図—4.1 に示されるように, 形状, 吃水の違いによるヒービングの差はないが, 吃水が深くなるにつれて, 正方形モデル, 円形モデルともにヒービングが大きくなる時の入射波の周期は, 長くなっている。また, 各モデルのヒービングの固有振動周期とヒービングが大きくなる時の入射波の周期は一致していない。

(2) サージング

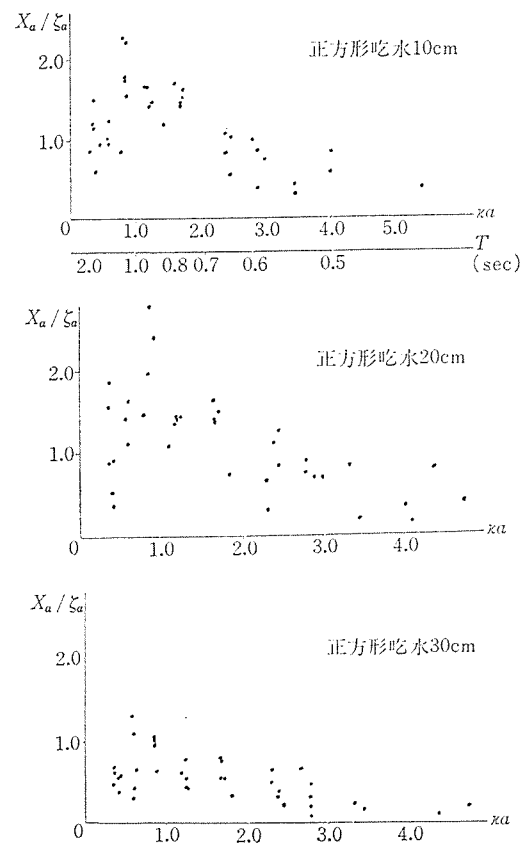
図—4.2 に示されるように, 形状の違いによるサージングの差はほとんどないが, 吃水が深くなるにつれて, 正方形モデル, 円形モデルともにサージングの最大値は小さくなっている。

(3) ピッチング

図—4.3 に示されるように, 正方形モデルは円形モデルよりわずかに大きなサージングがあるが, 吃水の違いによるピッチングの差はほとんどない。また, 各モデルのピッチングの固有振動周期とピッチングが大きくなる時の入射波の周期は一致していない。

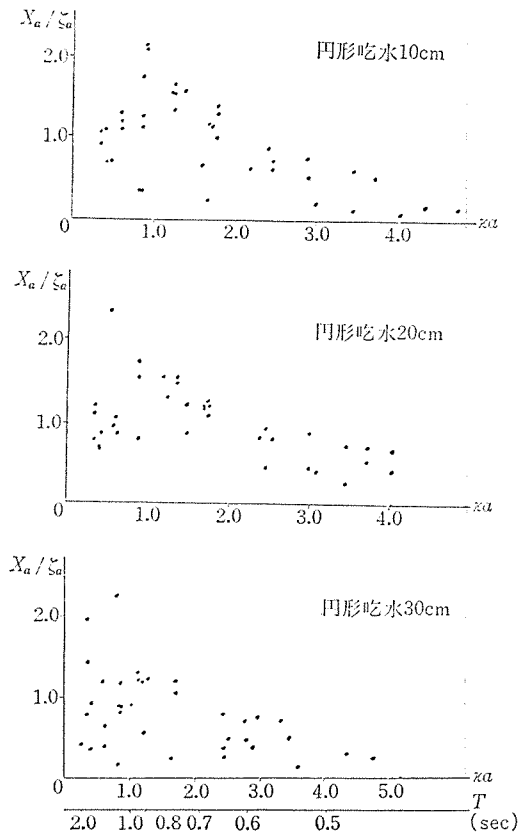
以上より, 形状, 吃水の違いによる各運動の大きな差がない。

(1), (2) より, 本実験を行ったモデルのうちで, 漂流力が小さいモデルは円形モデルの吃水 30 cm である。

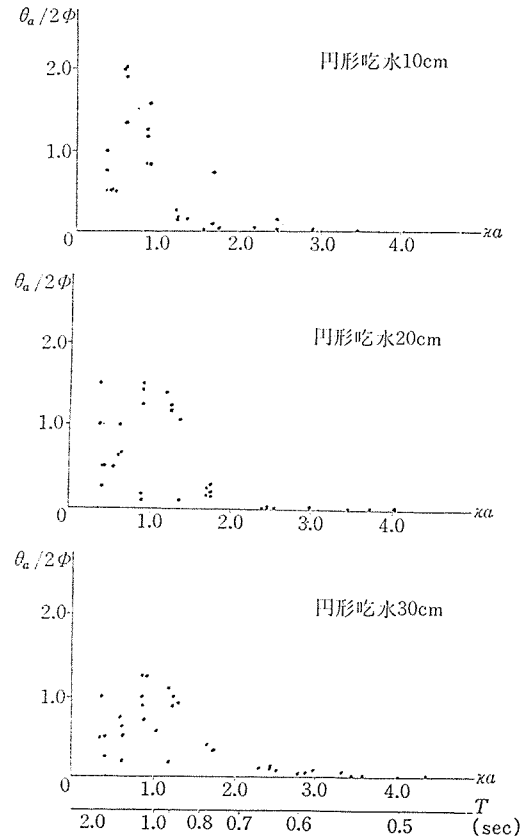


図—4.2 (a)  $X_a/\zeta_a$  と周波数係数  $\kappa a$  との関係

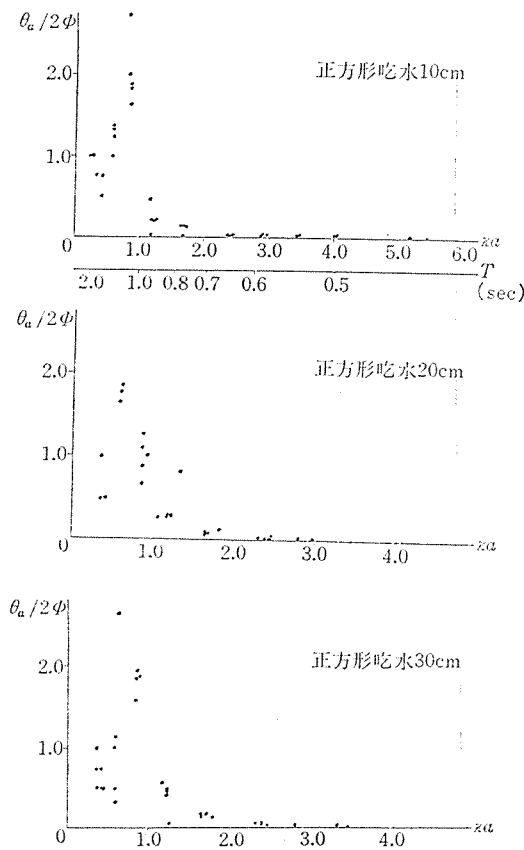




図—4.2 (b)  $X_a/\xi_a$  と周波数係数  $\kappa a$  との関係



図—4.3 (b)  $\theta_a/2\phi$  と周波数係数  $\kappa a$  との関係



図—4.3 (a)  $\theta_a/2\phi$  と周波数係数  $\kappa a$  との関係

次に、 $C_D$  と  $C_S$  を比較してみる。 $C_D$  はカウンターウェイトより求めた漂流力  $F_D$  を式 (3-5) に代入して導かれる。それに対して、 $C_S$  はヒービングとサージングの位相差  $\varepsilon_1$  を式 (3-2) に代入し  $\varepsilon$  を求め、その  $\varepsilon$  を式 (3-3) に代入して導かれる。よって式 (3-3) より  $C_S \leq 1.00$  である。ここで、円形モデルの  $C_D$  はほとんど  $C_D \leq 1.00$  であり、 $C_S$  とほぼ一致している。しかし、正方形モデルの  $C_D$  は、 $C_D > 1.00$  が多くあり  $C_S$  と一致していない。これらのことを考慮して、正方形モデルの  $C_D$  と  $C_S$  を一致させてみる。 $F_S$  を導く式 (3-4) および  $C_D$  を導く式 (3-5) を検討してみると、変えることができる定数は受圧幅  $l$  だけである。本実験では、正方形モデル、円形モデルとも受圧幅  $l$  を 50 cm としてある。よって正方形モデルの受圧幅  $l$  を  $C_D$  の値と実験モデルの寸法を考慮して、 $50\sqrt{2}$  cm にすれば、 $C_D$  と  $C_S$  が一致すると考えられる。また、正方形モデルの受圧幅を  $50\sqrt{2}$  cm にすると、正方形モデルと円形モデルの  $F_S$  の差も正方形モデルと円形モデルの  $F_D$  の差のように明確になる。このことから正方形モデルの受圧幅  $l$  を  $50\sqrt{2}$  cm とすればよいと考えられる。

#### 4.2 漂流力について

(1) カウンターウェイトより求めた漂流力  $F_D$ 、漂

報 告

表—4.2 カウンターウェイトによる漂流力の最大値

	吃水	最大値	波 高	周 期
正 方 形	20 m (10 cm)	2 240 t (280 g)	14.50 m(7.50 cm)	10.61 sec(0.75 sec)
	40 m (20 cm)	2 960 t (370 g)	14.40 m(7.20 cm)	10.47 sec(0.74 sec)
	60 m (30 cm)	2 800 t (350 g)	15.00 m(7.50 cm)	10.47 sec(0.74 sec)
円 形	20 m (10 cm)	1 960 t (220 g)	14.60 m(7.30 cm)	9.05 sec(0.64 sec)
	40 m (20 cm)	1 800 t (200 g)	13.20 m(6.60 cm)	10.47 sec(0.74 sec)
	60 m (30 cm)	1 440 t (180 g)	12.50 m(6.25 cm)	10.75 sec(0.76 sec)

表—4.3 ヒービングとサージングの位相差による漂流力の最大値

	吃水	最大値	波 高	周 期
正 方 形	20 m (10 cm)	1 923.84 t(240.48 g)	13.50 m(6.25 cm)	10.89 sec(0.77 sec)
	40 m (20 cm)	1 605.60 t(200.90 g)	12.80 m(6.40 cm)	11.03 sec(0.78 sec)
	60 m (30 cm)	2 334.56 t(291.82 g)	14.54 m(7.27 cm)	12.73 sec(0.90 sec)
円 形	20 m (10 cm)	2 400.72 t(300.09 g)	13.90 m(6.95 cm)	11.03 sec(0.78 sec)
	40 m (20 cm)	2 032.72 t(249.09 g)	12.80 m(6.40 cm)	10.75 sec(0.76 sec)
	60 m (30 cm)	1 186.16 t(148.27 g)	9.70 m(4.85 cm)	15.27 sec(1.08 sec)

流力係数  $C_D$

吃水深別の正方形, 円形浮体のカウンターウェイトによる測定最大漂流力を表—4.2 に示す。

図—4.4 に示されるように, 正方形モデルの漂流力  $F_D$ , 漂流力係数  $C_D$  は円形モデルの  $F_D$ ,  $C_D$  より大きい。また, 正方形モデルの  $F_D$ ,  $C_D$  では, 吃水の違いによる  $F_D$ ,  $C_D$  の差はあるが, 吃水に比例しての  $F_D$ ,  $C_D$  の変化はない。しかし, 円形モデルの  $F_D$ ,  $C_D$  は吃水が深くなるにつれて小さくなる。

(2) ヒービングとサージングの位相差より求めた漂流力  $F_s$ , 漂流力係数  $C_s$

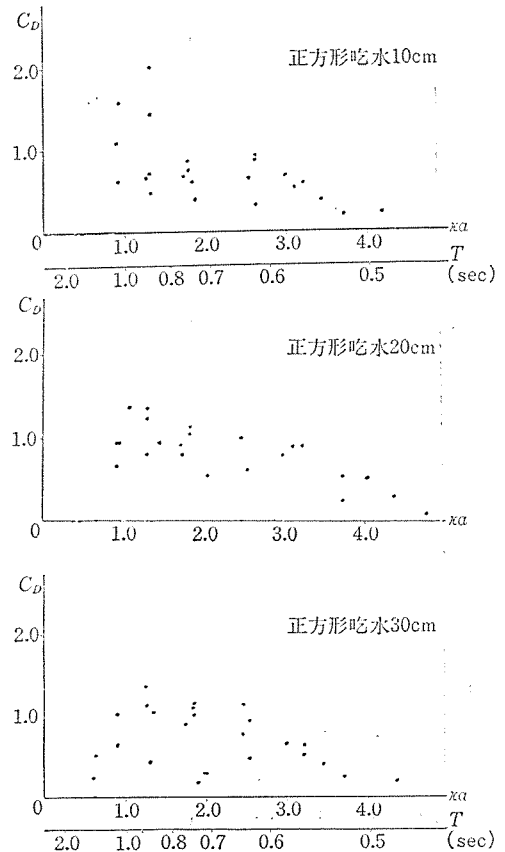
吃水深の正方形, 円形浮体の位相差より求めた最大漂流力を表—4.3 に示す。

図—4.5 に示されるように, 形状, 吃水の違いによる漂流力係数  $C_s$  の差はほとんどないが, 漂流力  $F_s$  の差はある。特に円形モデルの  $F_s$  は吃水が深くなるにつれて大きくなる。また, 両モデルともに吃水が深くなるにつれて,  $C_s$ ,  $F_s$  が大きくなる時の入射波の周期は長くなる。

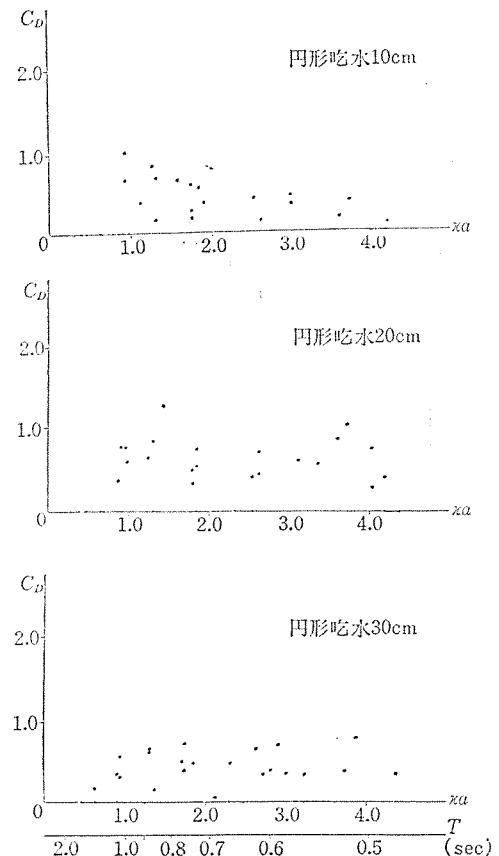
4.3 底板および側板にかかる波圧

(1) 底板にかかる波圧

図—4.6 に示されるように, 各ポイントの波圧を比較すると, 両モデルともにポイント B の波圧が最小であ



図—4.4 (a)  $C_D$  と周波数係数  $ka$  との関係



図—4.4 (b)  $C_D$  と周波数係数  $ka$  との関係

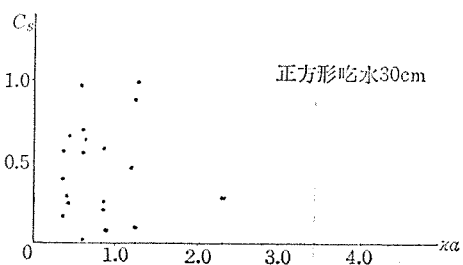
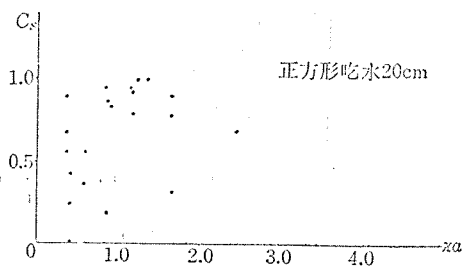
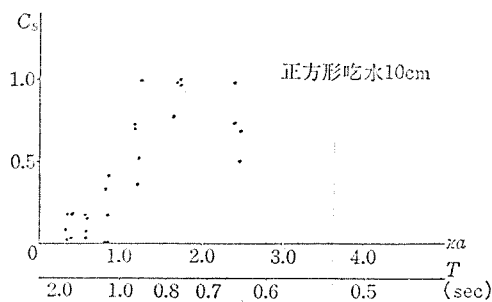


図-4.5 (a)  $C_s$  と周波数係数  $ka$  との関係

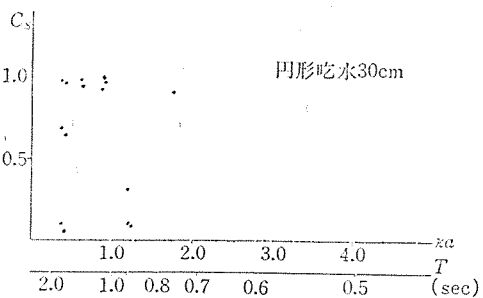
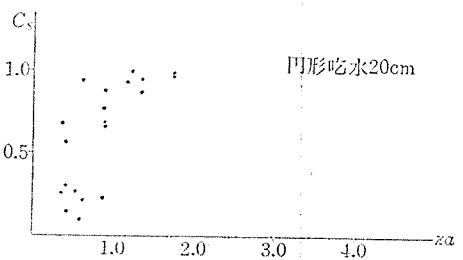
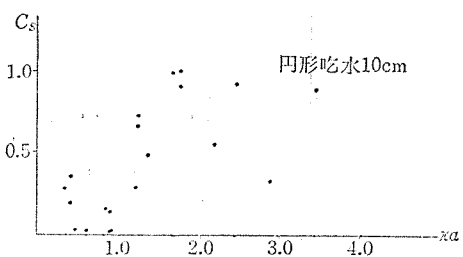


図-4.5 (b)  $C_s$  と周波数係数  $ka$  との関係

り、正方形モデルではポイント C、ポイント A の順に、円形モデルではポイント A、ポイント C の順に波圧が大きくなる。しかし各ポイントの波圧の差は小さい。吃水の違いによる波圧を比較すると、正方形モデルでは吃水が深くなるにつれて各ポイントの波圧は大きくなり、この傾向はポイント B の波圧において顕著である。円形モデルでは吃水が深くなるにつれてポイント B の波圧は大きくなるが、ポイント A、C ではその傾向はない。形状の違いによる波圧を比較すると、全体的に円形モデルの波圧が正方形モデルの波圧より大きい。しかし、底板にかかる波圧は静水圧に比べて小さい。

(2) 側板にかかる波圧について

図-4.7 に示されるように、各ポイントの波圧を比較すると、両モデルともに水面下のポイント C の波圧が最大であり、ポイント B、D、A の順に小さくなる。また、形状、吃水の違いによる波圧の差はほとんどない。

(3) 吃水 30 cm 円形モデル

以上より、浮体の運動、波圧については形状、吃水の違いによる差はほとんどないが、漂流力については円形モデル吃水 30 cm が最も漂流力が小さい。

参 考 文 献

- 1) 安藤定雄：規則波中における漂流力について，西部造船協会会報，第 52 号
- 2) 田才福造：規則波中における 2 次元浮体に働く流体力
- 3) 丸尾 孟：The Drift of a Body Floating on Waves, Journal of ship Research, Vol. 4, No. 3
- 4) 前田久明：任意船型に及ぼす波の強制力について，日本造船協会論文集，第 126 号
- 5) Havelock. T.H. : The Drifting Force on a ship among Waves, Philosophical Magazine, and Journal of Science, Vol. 33
- 6) P.S. Renukaradhya, 長崎作治：The Effect of Shallow Water on Wave Drift Force on a Floating Structure, Proc. 5th Conf. on Ocean Engineering in Republic of China
- 7) 久野琢也：領域分割法による流体力の計算法について，東海大学昭和 53 年度修士論文
- 8) 長崎作治：プレストレストコンクリートによる浮上式海上空港を構成する 1 ユニットケーソン (300×60×12 m) の運動特性と波漂流力および底板にかかる波圧について (模型実験報告)，プレストレストコンクリート, Vol. 24, No. 4

【昭和 58 年 8 月 22 日受付】

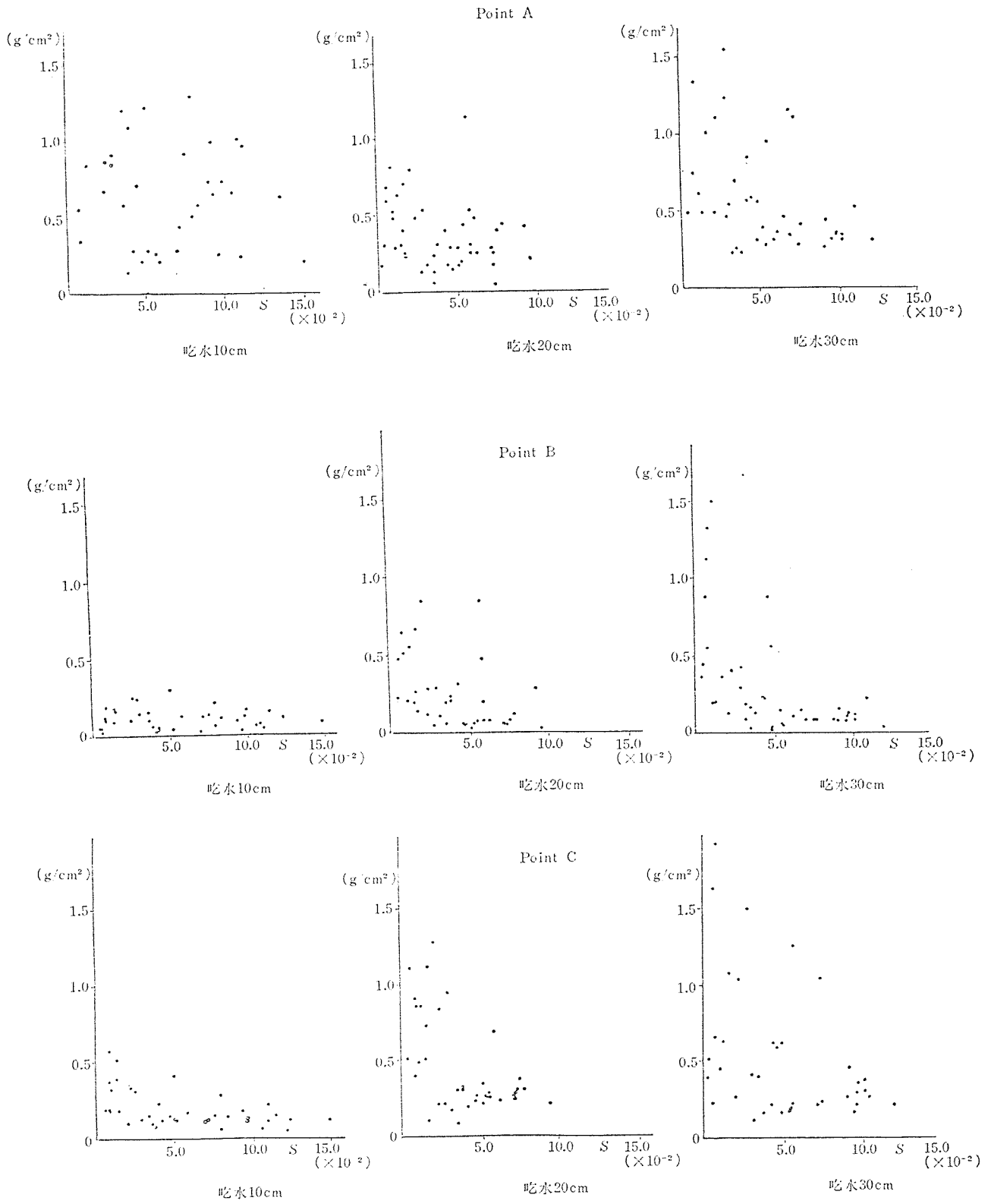
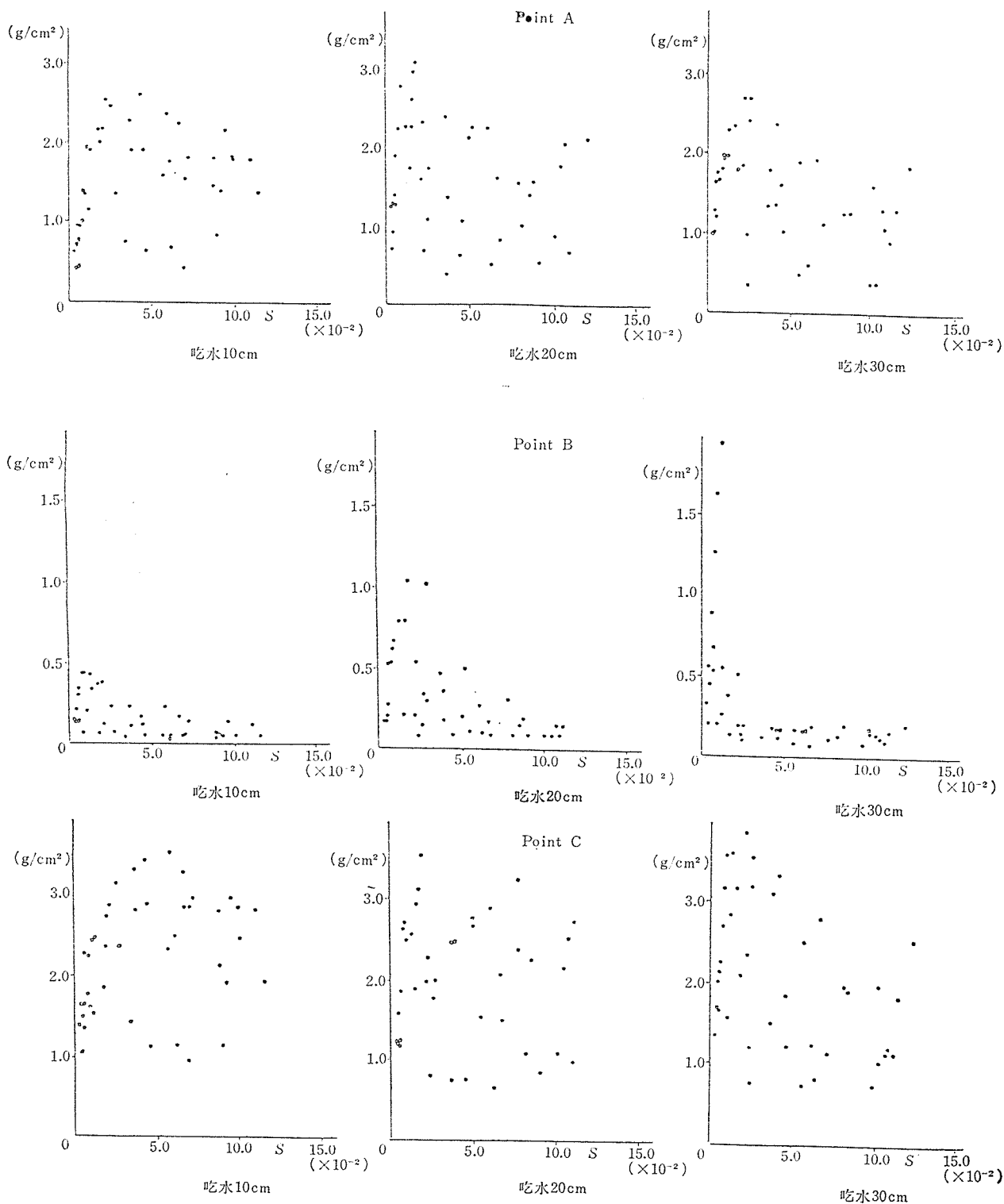
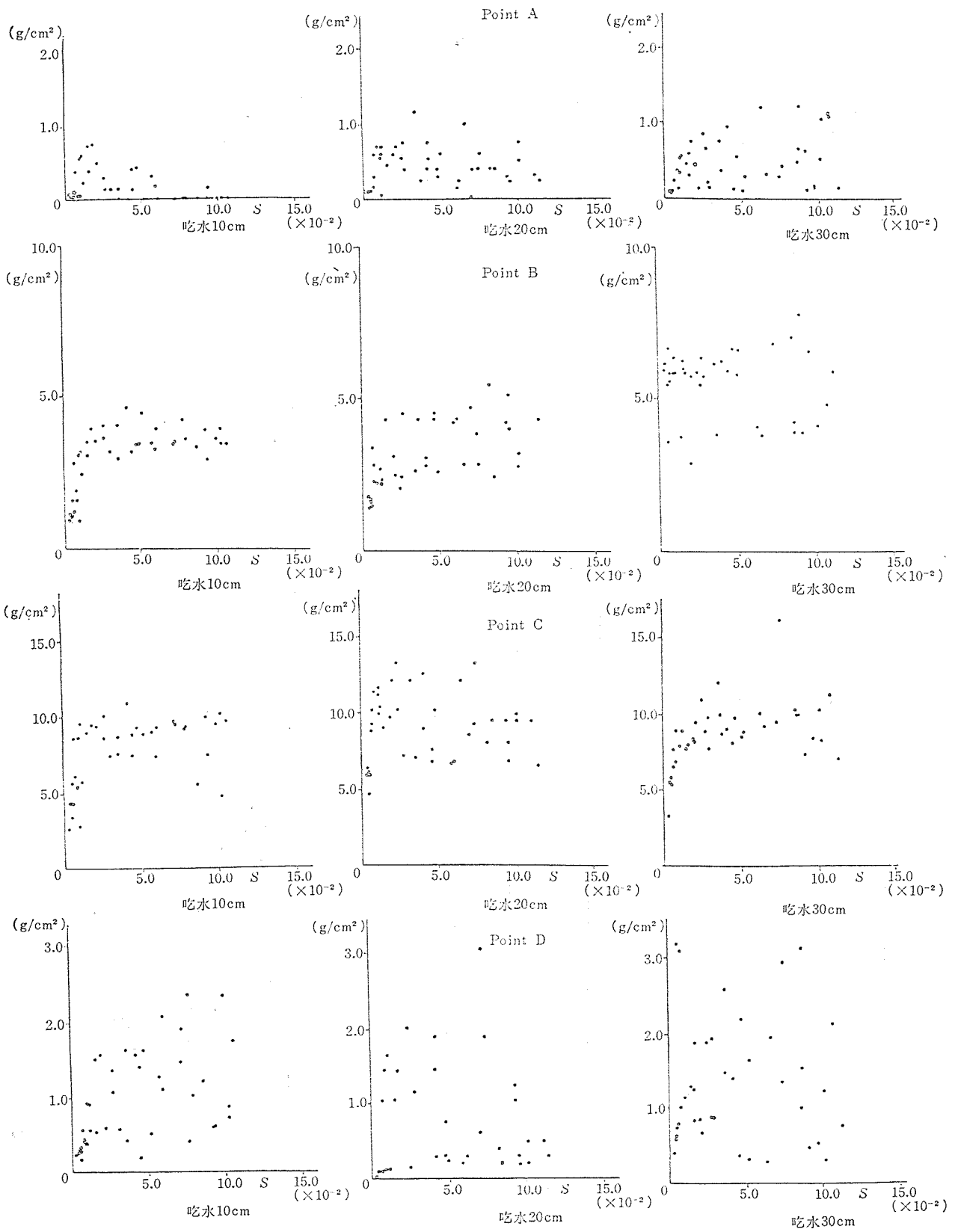


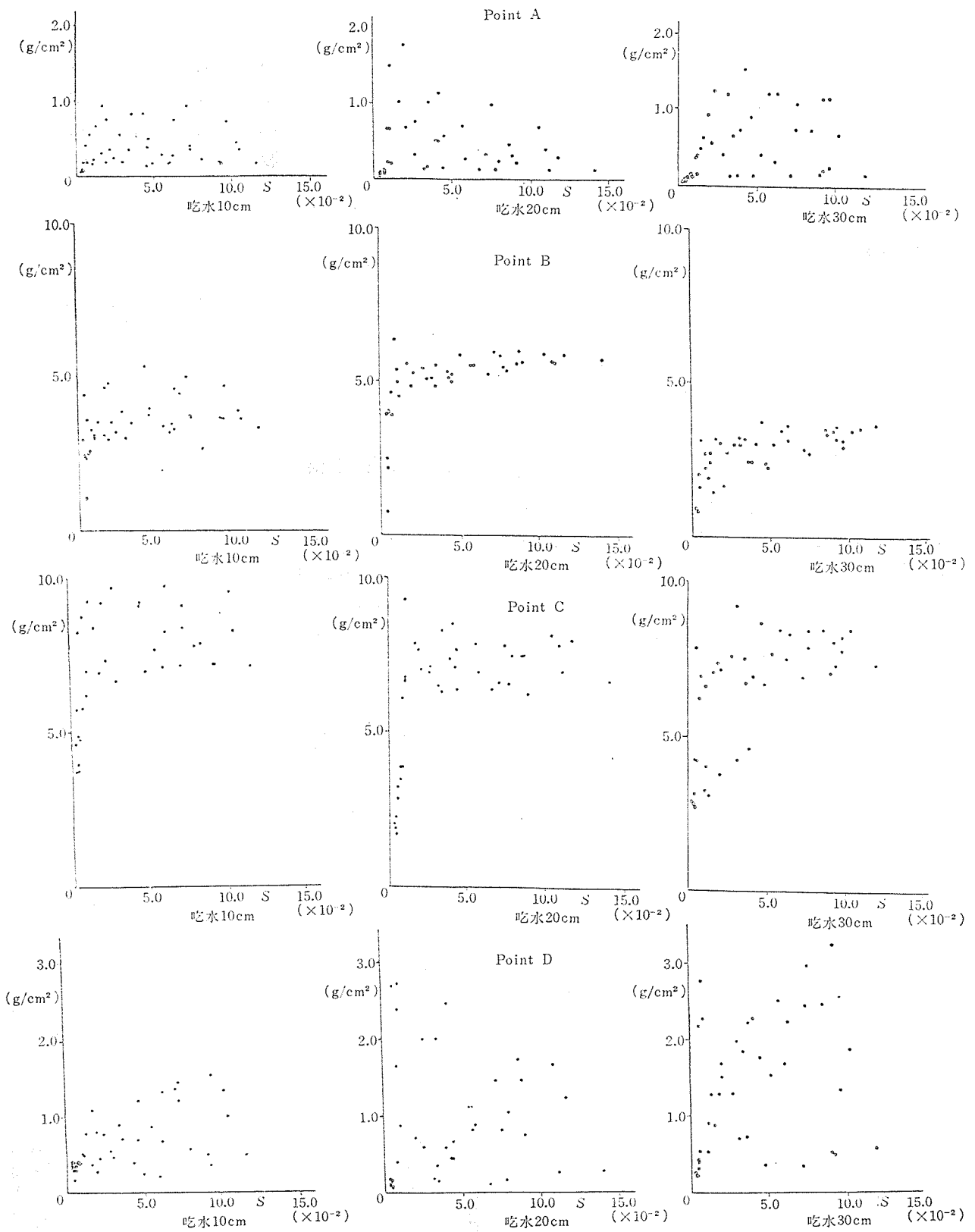
図-4.6 (a) 正方形底板波圧



图—4.6 (b) 円形底板波压



図—4.7 (a) 正方形側板波圧



图—4.7 (b) 円形側板波圧