

波浪中を前進する鉛直円柱に加わる流体力について の実験的研究：第2報

小寺山, 亘
九州大学応用力学研究所：助教授

田代, 昭正
九州大学応用力学研究所：文部技官

<https://doi.org/10.15017/4743654>

出版情報：応用力学研究所所報. 57, pp.157-174, 1982-10. 九州大学応用力学研究所
バージョン：
権利関係：



波浪中を前進する鉛直円柱に加わる流体力についての実験的研究 (第 2 報)*

小 寺 山 巨[†]
田 代 昭 正[‡]

概 要

規則波中を一定速度で前進する没水鉛直円柱に加わる波力を計測し、抗力係数、質量力係数揚力係数及び高次の波力を求めた。

また平水中を前後揺しながら前進する没水鉛直円柱の抗力係数、付加質量係数、揚力係数及び高次の流体力等を実験的に求め、それらと波力係数との相関について検討した。

前報は比較的前進速度が大きい場合についての研究であったが、本報告は前進速度が小さい場合の研究であり、揚力と前進方向の流体力との関連についても検討した。

Key Words: Circular cylinder, Wave force, Speed of advance.

1. 緒 言

海洋構造物が波浪中を前進する時に行う運動を推定するためには構造物を構成している円柱、その他の柱状体に加わる流体力、波力を正確に知る事が重要である。波高及び運動振幅が柱状体の径に比べて小さい場合は流体の粘性を無視した理想流体中の計算で実用的には十分であるが、波高が大きい場合には粘性の影響が大きいので、そのような取り扱いでは不十分であり、有効な計算法は確立していない。また柱状体に加わる流体力、波力に関する実験的研究も、柱状体が前進速度をもっていない場合が大部分であったので、前進速度をもっている場合の研究が待たれていた。

著者らは第 1 報で前進速度が比較的大きい場合の研究結果について報告した。そして、前進速度が大きい場合の波振幅又は運動振幅の変化に対する抗力係数の変化は速度が 0 の場合よりも小さいことがわかった。また付加質量係数、質量力係数は速度が大きい場合には著るしく変化し、負になる事すらあるという結果を得た。

本論文では前進速度が比較的小さい場合について平水中で円柱の強制動揺実験と規則波中で波力の計測を行い、抗力係数、付加質量係数、質量力係数等を求め、それらと揚力係数の関連について述べる。

* 西部造船会会報第 64 号 (昭和 57 年 8 月) に掲載

[†] 九州大学助教授, 応用力学研究所

[‡] 九州大学文部技官, 応用力学研究所

2. 模型及び実験法

供試模型は図1に示すように直径 $D=0.1\text{ m}$ 、長さ $L=0.3\text{ m}$ のアクリル製の円柱で、2次元性を保つために供試模型の両端に同じ直径の円柱を付加し、間隙を薄ゴムで覆っている。下部の円柱は内部の支持管によって、また上部の円柱は直接強制動揺装置に固着されているので、中央部の模型に加わる流体力だけが検力計で計測される。強制動揺実験の時にはさらに3次元影響を除くため図に示すように端板を付加した。模型の平均没水深度は、強制動揺実験の場合には 0.4 m 、波力の計測の時には 0.3 m である。実験は模型を強制動揺装置で強制的に前後揺させながら平水中を一定速度で進む強制動揺実験と規則波中を一定速度で進む波力の計測実験を行った。

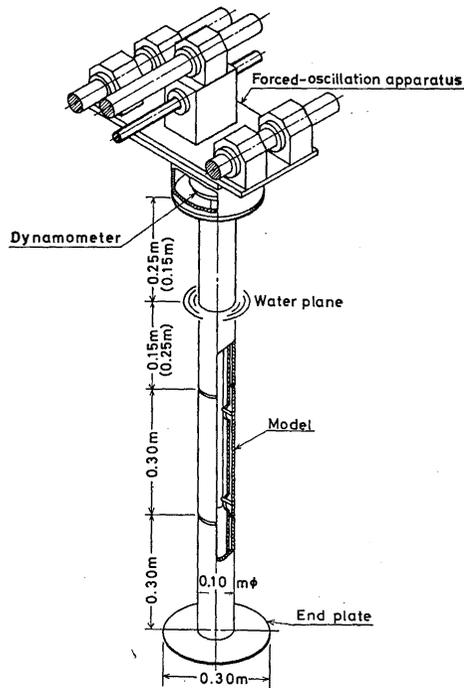


図1 模型と強制動揺装置

3. 規則波中を一定速度で前進する円柱に加わる流体力について

前報¹⁾では無次元速度 $U_{we}(=UT_w/D, U$; 前進速度, T_w ; 出会周期)及び K_C 数 ($=2\pi\zeta_A e^{-Kd}/D, \zeta_A$; 波振幅, K ; 波数, d ; 模型の平均没水深度)が比較的大きい範囲について報告した。本報告では U_{we}, K_C 数が共に小さい範囲 $U_{we} < 14, 1 < K_C < 6$ について実験を行う。またレイノルズ数 $R_n [(U + \omega \zeta_A e^{-Kd})D/\nu, \omega = 2\pi/T_w, \nu$; 水の動粘性係数, T_w ; 波周期]の範囲は $7 \times 10^3 \sim 1.2 \times 10^5$ である。

実験解析の手法は既に前報に詳しく述べているのでここでは簡単に説明する。

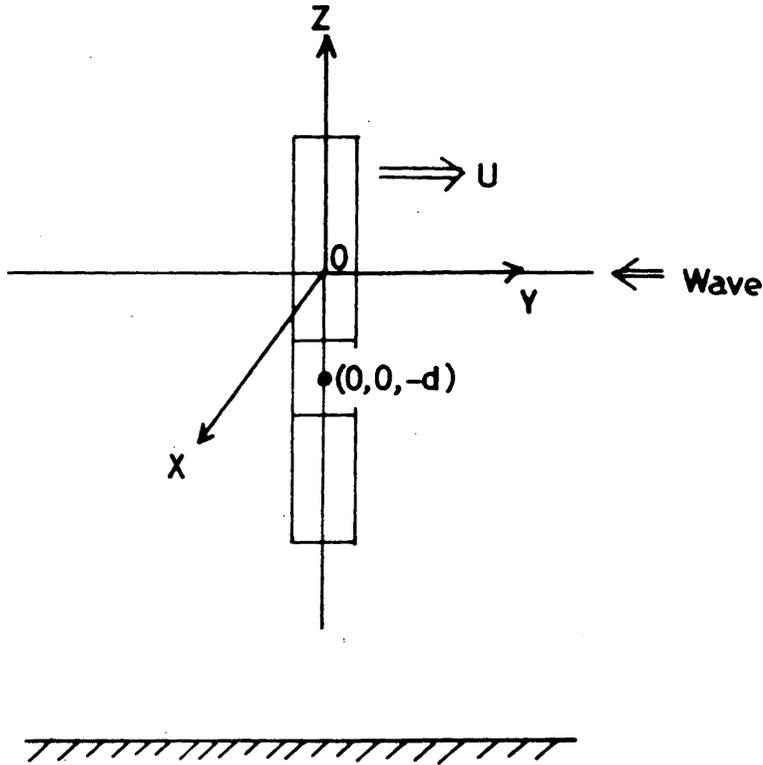


図2 座 標 系

図2のように座標を定める。今回の実験の波周期、波高の範囲では造波減衰力はポテンシャル計算²⁾から推定すれば粘性抗力の3%以下であるので無視できるから模型に加わる Y 方向の波力 F は次式で求められる。

$$F = -\frac{1}{2} \rho AC_{DW} [U + \omega \zeta_A e^{-Kd} \sin(KU + \omega)t] |U + \omega \zeta_A e^{-Kd} \sin(KU + \omega)t| - \rho V C_M \omega^2 \zeta_A e^{-Kd} \cos(KU + \omega)t + R \quad (1)$$

ただし、 C_{DW} ；抗力係数、 ρ ；水の密度、 V ；模型の排水体積、 C_M ；質量力係数、 R ；2次以上の高次の力、 $A = DL$ 。

(1) 式をフーリエ級数に展開して2次以上の項を R に含ませると次式を得る。

$$b < 1 \text{ の時}$$

$$F = -\frac{1}{2\pi} \rho AC_{DW} \omega^2 \zeta_A^2 e^{-2Kd} \left\{ 2 \left(b^2 + \frac{1}{2} \right) \text{Sin}^{-1} b + 3 b \sqrt{1-b^2} \right. \\ \left. + 4 \left[\frac{1}{3} (b^2+2) \sqrt{1-b^2} + b \text{Sin}^{-1} b \right] \sin(KU + \omega)t \right\}$$

$$\begin{aligned}
 & -\rho \gamma C_M \omega^2 \zeta_A e^{-Kd} \cos(KU+\omega)t+R \\
 & b \geq 1 \text{ の時} \\
 & F = -\frac{1}{2} \rho A C_{DW} \omega^2 \zeta_A^2 e^{-2Kd} \left[\left(b^2 + \frac{1}{2} \right) + 2b \sin(KU+\omega)t \right] \\
 & -\rho \gamma C_M \omega^2 \zeta_A e^{-Kd} \cos(KU+\omega)t+R
 \end{aligned} \tag{2}$$

ただし, $b = U/(\omega \zeta_A e^{-Kd})$

一方実験から求めた Y 方向の波力 F_{exp} を次のようにフーリエ級数に展開する.

$$\begin{aligned}
 F_{\text{exp}} = & F_0 + A_1 \cos(KU+\omega)t + A_2 \cos 2(KU+\omega)t + \dots \\
 & + B_1 \sin(KU+\omega)t + B_2 \sin 2(KU+\omega)t + \dots
 \end{aligned} \tag{3}$$

(2) 式と (3) 式を比較すれば, 定常項から求めた抗力係数 C_{DW0} , 1 次の変動力から求めた抗力係数 C_{DW1} 及び質量力係数 C_M は次のように求まる.

$$\begin{aligned}
 & C_M = \frac{-A_1}{\rho \gamma \omega^2 \zeta_A e^{-Kd}} \\
 & b \geq 1 \text{ の時} \\
 & C_{DW0} = \frac{-F_0}{\frac{1}{2} \rho A \omega^2 \zeta_A^2 e^{-2Kd} \left(b^2 + \frac{1}{2} \right)} \\
 & C_{DW1} = \frac{-B_1}{\rho A \omega \zeta_A e^{-Kd} U} \\
 & b < 1 \text{ の時} \\
 & C_{DW0} = \frac{-2\pi F_0}{\rho A \omega^2 \zeta_A^2 e^{-2Kd} \left[2 \left(b^2 + \frac{1}{2} \right) \text{Sin}^{-1} b + 3b\sqrt{1-b^2} \right]} \\
 & C_{DW1} = \frac{-\pi B_1}{2 \rho A \omega^2 \zeta_A^2 e^{-2Kd} \left[\frac{1}{3} (b^2+2)\sqrt{1-b^2} + b \text{Sin}^{-1} b \right]}
 \end{aligned} \tag{4}$$

C_{DW0} の実験結果を図 3 に示す. 横軸は無次元速度 U_{we} である. 前報の実験のように U_{we} が大きい場合には波力は U_{we} より K_c 数の変化に敏感であった. 今回の実験のように U_{we} が小さい場合には U_{we} の変化によって波力係数は大きく変化する. 特に $U_{we}=5.0$ の近傍で C_{DW0} は非常に大きくなる. これらを図 6 に示すように揚力がこの付近で大きくなることと関連がある. 参考の為に定常流中の抗力試験で求めたストローハル数 $S_i = D/(UT_V)$, (T_V ; 揚力の周期) は実験の速度範囲では平均値が 0.19 でほぼ一定であった. したがってその逆数は次式で与えられる.

$$\frac{1}{S_i} = \frac{UT_V}{D} = 5.3 \tag{5}$$

前進速度を持たない円柱が波を受けた場合の揚力の周期⁹⁾ は波高が小さい時 ($K_c < 7$) には波の周期

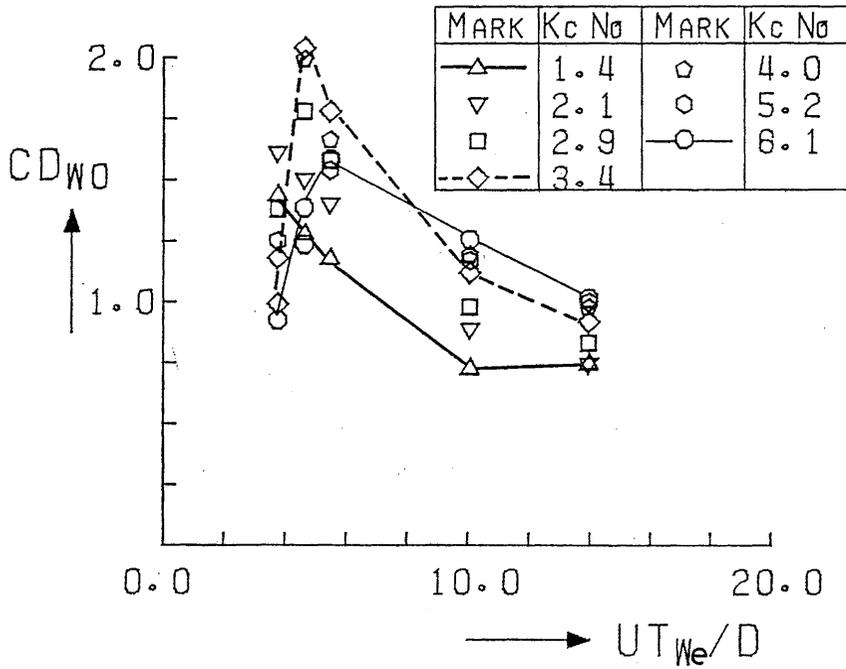


図 3 定常力から求めた波浪中抗力係数, C_{DW0}

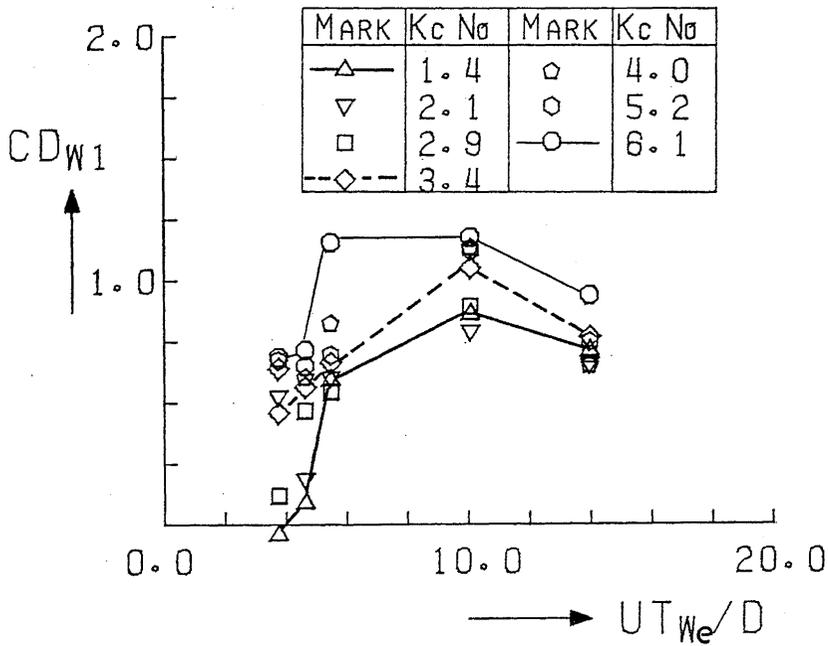


図 4 変動力から求めた波浪中抗力係数, C_{DW1}

と一致するので、 $U_{we}=5$ 付近で波による流出渦の周期と定常流による流出渦の周期が一致し、共振現象を起して揚力及び C_{Dw0} が大きくなると思われる。そのピーク値は K_c 数が 3~4 の付近では 2.0 にも達するが、その以上の K_c 数、すなわち、水粒子の運動直径が円柱の直径以上にれば徐々に下ってくる。これは波による流出渦の周期が波周期の 2 倍に近づいてくるために、定常流による流出渦の周期と一致しなくなるので共振現象がなくなるためと思われる。また $U_{we} \gg 5$ の範囲では波高が大きいほど C_{Dw0} が大きい、 $U_{we} < 5$ ではむしろ波高が小さいほど C_{Dw0} が大きい。このことに関しては、 $U_{we} < 5$ の実験点が少ないので、さらに引き続き検討を続けたい、また U_{we} が大きくなれば K_c 数の変化による差が少なくなる。これは前報で得られた結論と同様である。

図 4 に C_{Dw1} を示す。 C_{Dw1} はそれほど揚力の影響を受けず、 $U_{we}=5$ 付近でも目立った変化はない。また U_{we} が大きい時には K_c 数の差によって C_{Dw1} は大きな差を生じない。 U_{we} が小さい時には前進速度がない場合と同様に K_c 数が小さくなれば C_{Dw1} は 0 に近づいて行く。 C_{Dw1} と C_{Dw0} は $U_{we} > 10$ ではそれほど差がないが、 $U_{we} < 6$ では大きな差があるので、次式のように抗力 F_{DW} を求める方がよいと思われる。

$$\left. \begin{aligned} & b > 1 \text{ の時} \\ & F_{DW} = -\frac{1}{2} \rho A \omega^2 \zeta_A^2 e^{-2Kd} \left[C_{Dw0} \left(b^2 + \frac{1}{2} \right) + 2C_{Dw1} b \sin(KU + \omega)t \right] \\ & b \leq 1 \text{ の時} \\ & F_{DW} = -\frac{1}{2\pi} \rho A \omega^2 \zeta_A^2 e^{-2Kd} \left\{ 2 \left(b^2 + \frac{1}{2} \right) \text{Sin}^{-1} b + 3 b \sqrt{1-b^2} C_{Dw0} \right. \\ & \quad \left. + 4 C_{Dw1} \left[\frac{1}{3} (b^2 + 2) \sqrt{1-b^2} + b \text{Sin}^{-1} b \right] \sin(KU + \omega)t \right\} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

図 5 に質量力係数 C_M を示す。実験した K_c 数が比較的小さいので、前進速度が 0 の場合 C_M は 2.0 に近くポテンシャル計算の値と一致する。 U_{we} が 6~10 の範囲で C_M は最低となり、さらに U_{we} が大きくなれば、また大きくなってきて、しかも K_c 数による差も少なくなる。 K_c 数による差が最も大きいのは $U_{we}=10$ の付近である。

図 6 に揚力係数 C_{LW} を示す。 C_{LW} は実験で求められた入射波の 5 周期分の揚力の時系列データをスペクトル解析して得られた 1/10 最大平均値 F_{LY10} から次のように求めた。

$$C_{LW} = \frac{F_{LY10}}{\frac{1}{2} \rho A (U + \omega \zeta_A e^{-Kd})^2} \quad (7)$$

このようにして得られた C_{LW} と入射波の 1 周期中に現われる揚力の最大値から求められた揚力係数はほぼ一致した。また揚力の周期は入射波 1 周期分の揚力データをフーリエ解析して、求められる 10 次の成分までの内で最も大きい成分の周期をもって揚力の周期とした。図 6 に於いて、白ヌキの印は 1 次半ヌキは 2 次、黒ヌキ印は 3 次の成分が卓越していることを示している。前述のように前進速度がない場合で、 K_c 数が小さい場合は揚力の周期は波との出会い周期と一致する。今回の実験では $U_{we} \leq$

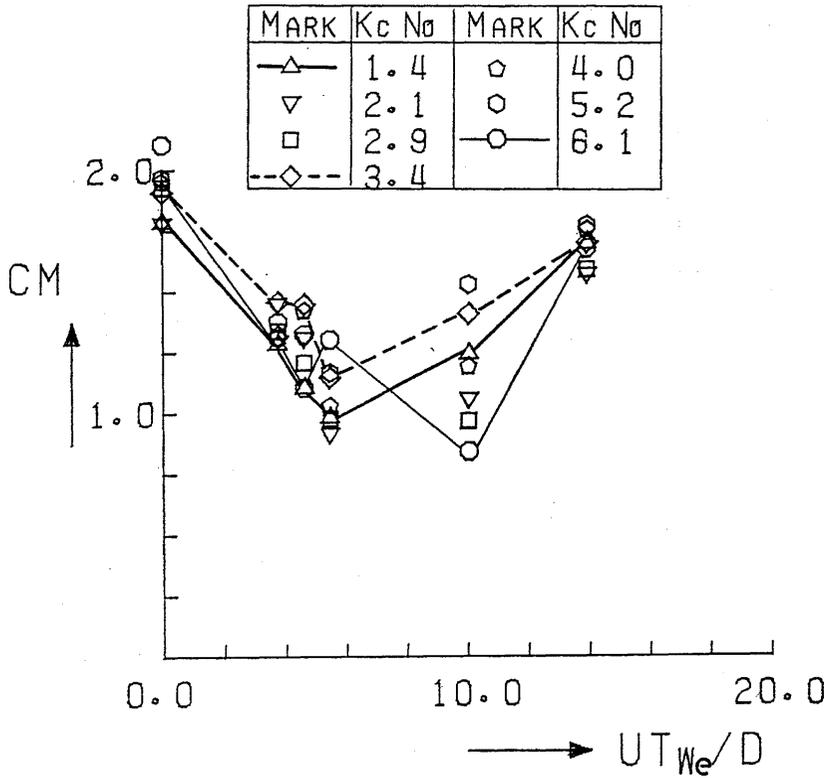


図 5 質量力係数, C_M

6 では波との出会い周期と揚力の周期は一致するが, $U_{we} > 10$ では揚力の周波数は波との出会い周波数の2倍である. また U_{we} も K_c 数も大きい時には3倍の周波数も現われる. 揚力の周波数については5節で詳しく述べる. 揚力の大きさは $U_{we} = 5$ 付近で K_c 数が2~4の時に2.2~2.5と最大になる. この時は抗力と同程度であるので無視できない.

前進速度がない場合には K_c 数が10前後で, 揚力の周波数が波周波数の2倍の時に最大であり, 波周波数と一致する範囲ではむしろ小さい傾向があるのと対称的である(図13, 14及び文献(3)を参照)

図7にY方向の高次の力の無次元値を示す. 分母の F は1次の流体力の総和であり, 分子の F_2, F_3 はそれぞれ2次, 3次の力である. 前報と同様に高次の力は全体的に大きくない. 2次の力は K_c 数が大きい場合には $U_{we} = 5$ 付近で1次の波力の25%に達する.

4. 平水中を前進しながら前後揺する円柱に加わる流体力について

海洋構造物の波浪中での運動性能を推定するためには構造物に加わる波力だけでなく, 構造物が運動した時に働く流体力を知る必要がある. 前進速度が大きい場合の前後揺及び左右揺時の流体力係数は前報で求めた. 前進速度が小さい時の左右揺時の流体力係数は構造物の渦励振の問題と関連して多くの研

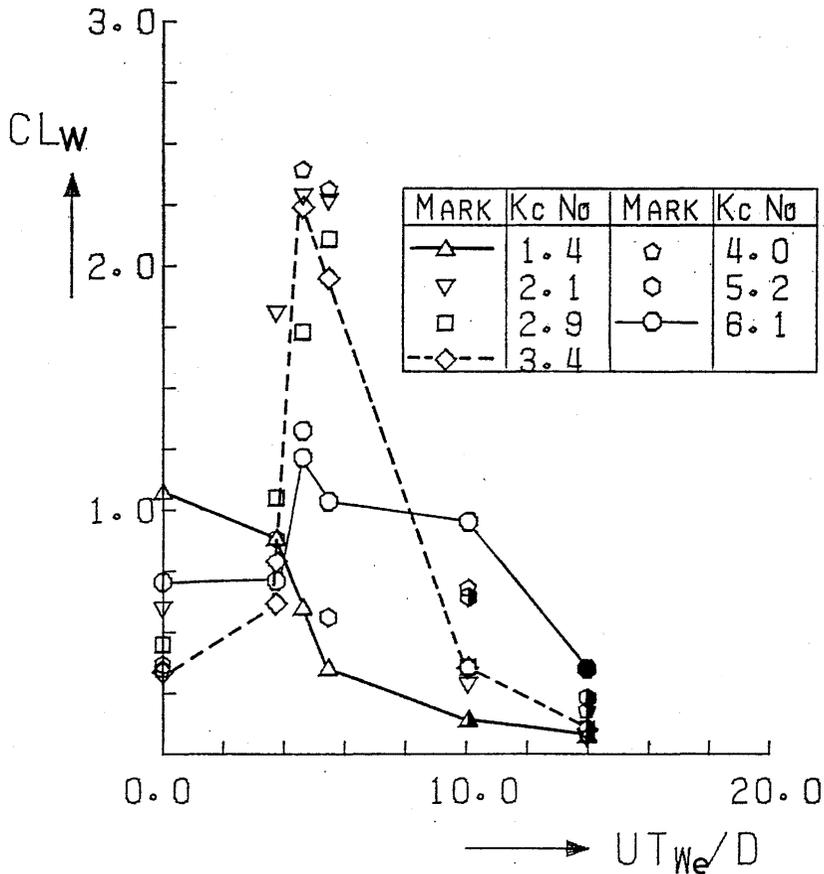


図 6 規則波中の揚力係数, C_{LW}

究⁴⁾が行われているが、前後揺の場合には極めて少ない。著者の知る限りでは Moe⁵⁾の研究にあるがその実験は自由振動実験であるので、運動振幅は非定常である。また平水中で運動した時の流体力係数と波力係数の間の関係は興味のある問題である。そこで本節では没水鉛直円柱を比較的低速で前進させながら、強制的に前後揺させた時に加わる流体力を計測し、流体力係数を求める。またそれらと波力係数の比較を行う。

実験は動揺振幅比 Y_A/D (Y_A : 前後揺振幅) が 0.2~2.4 の範囲で行った。Ke 数 ($=2\pi Y_A/D$) で表わせば 1.3~15.1 である。無次元速度 U_Y ($=UT_Y/D$, T_Y : 強制前後揺周期) は 2.0~12.0、動揺周期は 1.0 sec と 2.0 sec、またレイノルズ数 R_n ($=(U+\omega Y_A) D/\nu$, $\omega=2\pi/T_Y$) の範囲は $3.3 \times 10^4 \sim 1.4 \times 10^5$ である。波浪中と同様に低速域では Ke 数よりも U_Y によって抗力係数、付加質量係数が変化することがわかったので、実験値は U_Y で整理した、実験解析の手法を簡単に説明する。今回の実験の運動周波数及び振幅の範囲ではポテンシャル計算によって推定すれば造波減衰力は粘性抗力の高々 13% であり、大部分の実験点で 3% 以下であるので無視すれば、Y 方向の流体力は次式で求められる。

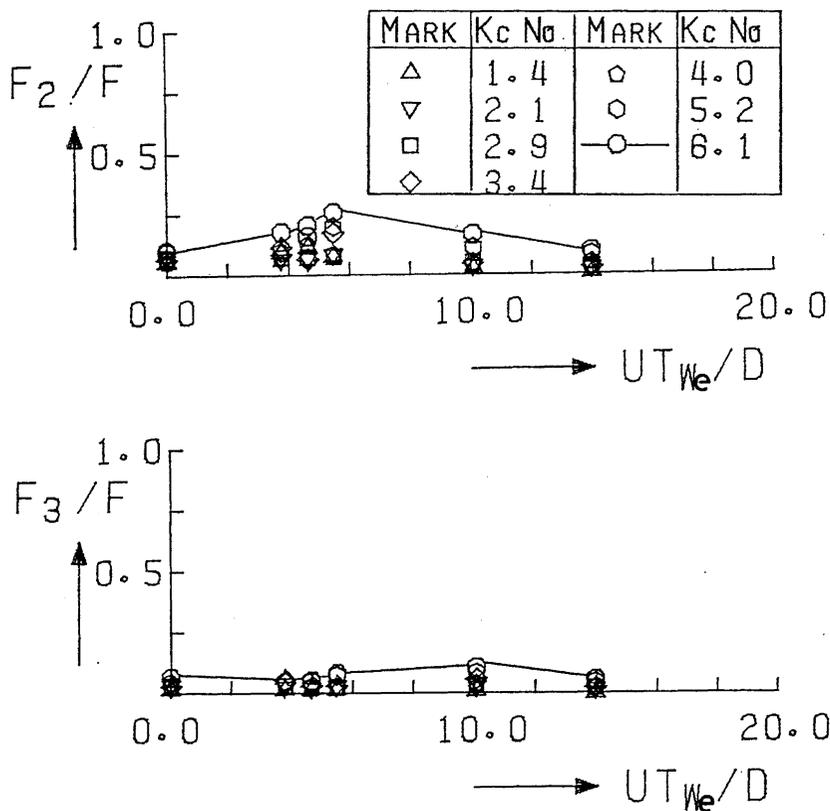


図 7 高次の波力の無次元値, $F_2/F, F_3/F$

$$\begin{aligned}
 F = & -\frac{1}{2} \rho AC_D |U - Y_A \omega \cos \omega t| (U - Y_A \omega \cos \omega t) \\
 & - \rho \nabla \omega^2 Y_A C_A \sin \omega t - M \omega^2 Y_A \sin \omega t + R
 \end{aligned} \tag{8}$$

ただし, C_D ; 抗力係数, C_A ; 付加質量係数, M ; 模型の質量, R ; その他の2次以上の高次の力
 (8) 式をフーリエ級数に展開して, 2次以上の項を R に含ませると, 次式を得る.

$$\left. \begin{aligned}
 & a \geq 1 \text{ の時} \\
 & F = -\frac{1}{2} \rho AC_D Y_A^2 \omega^2 \left[\left(a^2 + \frac{1}{2} \right) - 2a \cos \omega t \right] \\
 & \quad - (\rho \nabla C_A + M) \omega^2 Y_A \sin \omega t + R \\
 & a < 1 \text{ の時} \\
 & F = -\frac{1}{2\pi} \rho AC_D Y_A^2 \omega^2 \left\{ 2 \left(a^2 + \frac{1}{2} \right) \text{Sin}^{-1} a + 3a\sqrt{1-a^2} \right. \\
 & \quad \left. - 4 \left[\frac{1}{3} (a^2 + 2)\sqrt{1-a^2} + a \text{Sin}^{-1} a \right] \cos \omega t \right\} \\
 & \quad - (\rho \nabla C_A + M) \omega^2 Y_A \sin \omega t + R
 \end{aligned} \right\} \tag{9}$$

ただし $a = U/(Y_A \omega)$

前節と同様に実験で求めた Y 方向の流体力 F_{exp} をフーリエ級数に展開する.

$$F_{\text{exp}} = F_{Y0} + A_{Y1} \cos \omega t + A_{Y2} \cos 2 \omega t + \dots \dots \dots$$

$$+ B_{Y1} \sin \omega t + B_{Y2} \sin 2 \omega t + \dots \dots \dots \quad (10)$$

定常項から求めた抗力係数を C_{D0} , 1次の項から求めたものを C_{D1} とすると (9), (10) 式から次式を得る.

$$C_A = \frac{-B_{Y1}}{\rho \gamma \omega^2 Y_A} - \frac{M}{\rho \gamma}$$

$a \geq 1$ の時

$$C_{D0} = \frac{-F_{Y0}}{\frac{1}{2} \rho A Y_A^2 \omega^2 \left(a^2 + \frac{1}{2} \right)}$$

$$C_{D1} = \frac{A_{Y1}}{\rho A Y_A \omega U}$$

$a < 1$ の時

$$C_{D0} = \frac{-2 \pi F_{Y0}}{\rho A Y_A^2 \omega^2 \left[2 \left(a^2 + \frac{1}{2} \right) \text{Sin}^{-1} a + 3 a \sqrt{1-a^2} \right]}$$

$$C_{D1} = \frac{\pi A_{Y1}}{2 \rho A Y_A^2 \omega^2 \left[\frac{1}{3} (a^2 + 2) \sqrt{1-a^2} + a \text{Sin}^{-1} a \right]}$$

図8に定常力から求めた抗力係数 C_{D0} を示す. C_{D0} と同様に $U_Y = 5$ 付近で C_{D0} はピーク値をもつが, その横座標は動揺振幅が大きくなるにつれて少しずつ大きい方につづれる. またピーク値が最も大きい場合は動揺の片振幅が円柱の直径にほぼ等しいか, それ以下の場合である. 片振幅が円柱直径の1.2倍を超えると目立ったピーク値をもたない, これは図11の揚力係数が $U_Y = 5.0$ 付近でピーク値をもつ振幅範囲と一致している. さらに揚力の周波数が運動周波数と一致する振幅範囲ともほぼ一致する. また C_{D0} の最大値は $U_Y = 3.6$, $Y_A/D = 0.4$ の時に2.2であり, C_{D0} の最大値とほぼ一致する.

図9に1次の変動力から求めた抗力係数 C_{D1} を示す. C_{D1} と同様にピーク値はもたない. C_{D1} は全体的に C_{D0} よりも小さいが U_Y が, 10以上になれば C_{D0} に近づいてくる. また振幅比が2.0以上になれば C_{D1} は C_{D0} と U_Y の値にかかわらずほぼ等しい. また C_{D1} は C_{D0} と傾向, 値ともに近い.

図10に付加質量係数 C_A を示す. 動揺振幅が小さい時には $U_Y = 2.0$ から直線的に小さくなり, $U_Y = 5$ 付近で0となる. 振幅比が大きい場合にも, 少し U_Y に関してずれてはいるが, 同様の傾向である. 実験した範囲で考える限り, 次式がほぼ成立している.

$$C_M = 1.0 + C_A \quad (12)$$

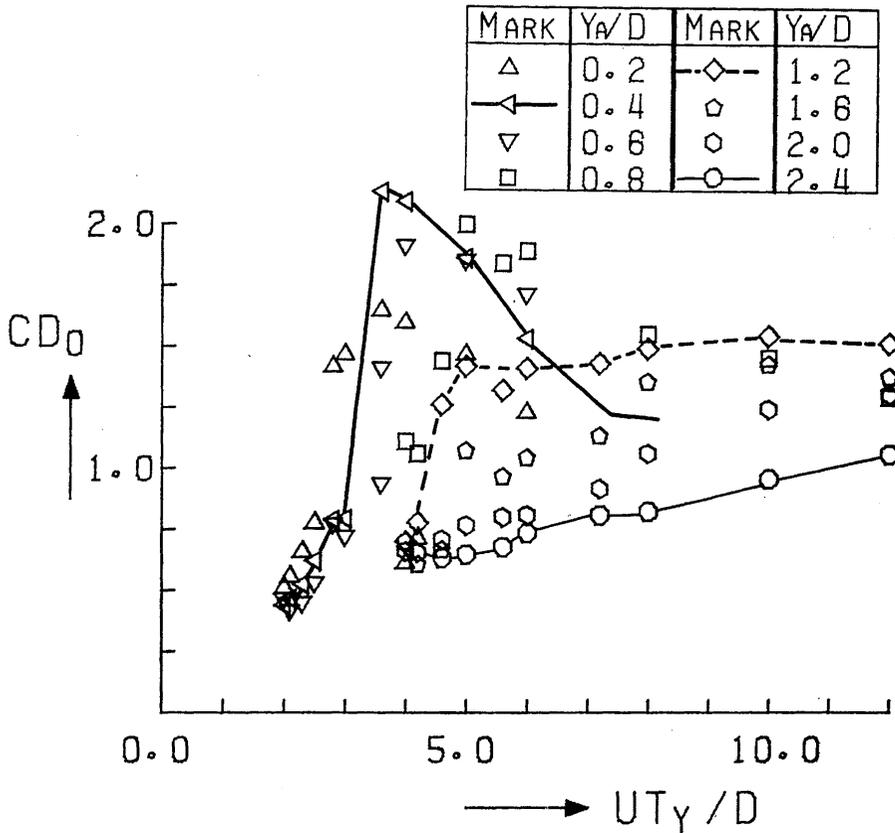


図 8 定常力から求めた前後揺抗力係数, C_{D0}

図 11 に揚力係数 C_{LY} を示す。 C_{LY} は C_{LW} と同様に揚力に関して得られた運動 5 周期分の時系列データをスペクトル解析して求めた 1/10 最大平均値 F_{LY10} から次のように求めた。

$$C_{LY} = \frac{F_{LY10}}{\frac{1}{2} \rho A (U + \omega Y_A)^2} \tag{13}$$

図中で白ヌキは揚力の周波数が運動周波数に近いもの、又半ヌキは 2 倍、黒ヌキは 3 倍の周波数をもつことを示している。速度 0 の場合には基本周波数から 2 倍の周波数に揚力に移る振幅比は 0.8~1.2 であることが図からわかる。さらに、これを K_C 数で考えれば 5.0~7.5 であり、樁木等の規則波中での研究結果³⁾ と一致する。前進速度が小さい時は基本周波数から 2 倍の周波数へ移る振幅比は前進速度がない場合と差がない。しかし、揚力は速度がない場合には基本周波数の領域では小さく、2 倍の周波数領域に達して急に大きくなるが、速度がある場合にはむしろ基本周波数の揚力が $U_Y = 5$ 付近で大きくなる。また、その値は最大 2.5~2.8 であり、入射波方向の抗力と同程度の大きさである。前進速度が大きくなると揚力の周波数は徐々に高くなっていく傾向が図からわかる。前報で行った研究は振幅比前進速度が大きい範囲であったので、揚力の周波数が波または運動の周波数の 2 倍以上であり、運

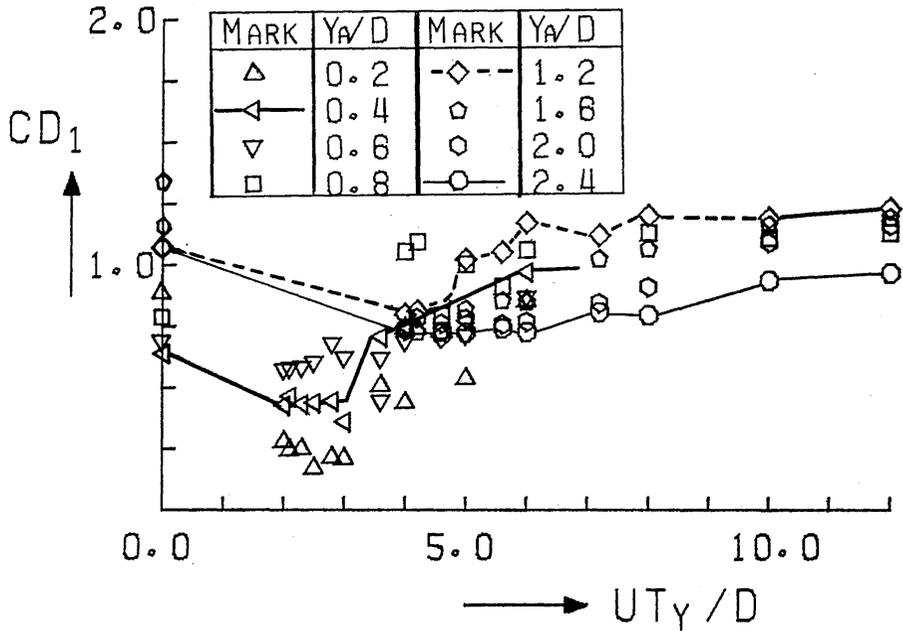


図 9 変動力から求めた前後揺抗力係数, C_{D1}

動や波と渦の同調現象が起らなかったで、現象が単純であったと考えられる。

図 12 に運動方向の高次の力の無次元値 $F_2/F, F_3/F$ を示す。 F は 1 次の流体力の総和であり、 F_2, F_3 は 2 次、 3 次の力である。 3 次の力は U_Y が小さい時にかなり大きい。 構造物の振動応答との関連で重要な現象と思われる。

5. 揚力について

前進方向の波力及び流体力係数は前進速度が小さい場合には前進速度に強く依存することがわかったしかし定常力から求めた抗力係数については無次元速度が 5.0 付近で非常に大きくなり、しかも、その現象は振幅にもよるので複雑である。ただし、揚力が大きくなる振幅範囲と定常抗力が大きくなる範囲はほぼ一致しているので、揚力係数を振幅・速度を含んだ一変数で整理できれば、定常抗力についてもある程度の目安をつけられる。

K_c 数及び無次元前進速度の他に考えられる変数は、定常前進速度 U だけでなく、円柱の前後揺速度又は波の水粒子速度を加えた相対速度で定義される無次元相対速度である。

$$\bar{U}_w = \frac{(U + u_{wm})T_{we}}{D} \equiv U_{we} + K_c$$

$$\bar{U}_Y = \frac{(U + u_{Ym})T_Y}{D} \equiv U_Y + K_c$$

ただし、 u_{wm}, u_{Ym} は水粒子速度及び運動速度のそれぞれ最大値で次式で求められる。

$$u_{wm} = 2\pi \zeta_A e^{-Kz} / T_w$$

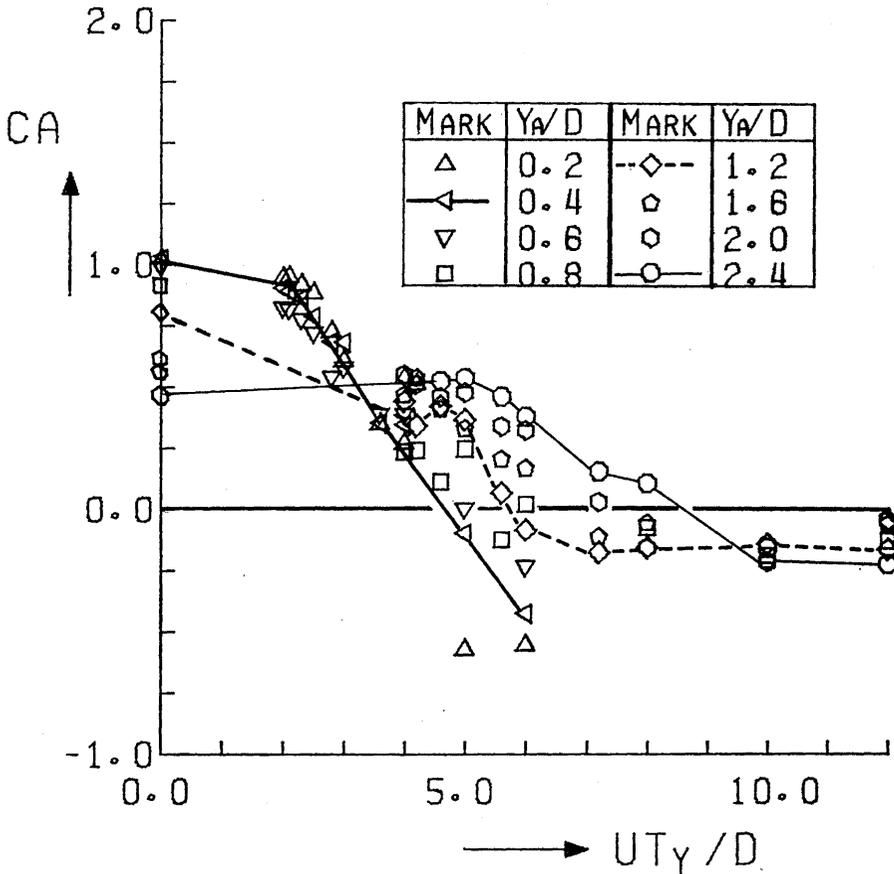


図 10 前後揺付加質量係数, C_A

$$u_{Ym} = 2\pi Y_A/T_Y$$

$\overline{U}_w, \overline{U}_Y$ は無次元相対速度であると同時に円柱と流体の一周期中の相対速度の最大値で定義された K_c 数でもある。

図 13~16 に 3 節, 4 節で述べた方法で求めた揚力係数及び揚力の周期 T_Y を横軸に $\overline{U}_w, \overline{U}_Y$ をとって示す。図中の白ヌキの印は $D=0.03\text{ m}$ の円柱, 黒ヌキの印は $D=0.1\text{ m}$ の円柱に関する実験結果である。

図 13 に示すように \overline{U}_w を横軸にとって整理すれば揚力が大きくなる範囲がよくわかる。揚力のピーク位置は前進速度がない場合は $\overline{U}_w \sim 10$, ある場合には $\overline{U}_w \sim 7$ である。しかし, 前進速度がある場合には前述のように揚力の周波数は波の会合周波数と一致しており, 前進速度のない場合には波周波数の 2 倍である。またこれは次の前後揺の場合にも言えることであるが, 揚力のピークは前進速度がある場合の方が鋭い。揚力係数が 1.0 を超す範囲は前進速度のない場合には図から $5 < \overline{U}_w < 21$, 前進速度がある場合には $5 < \overline{U}_w < 12$ である。

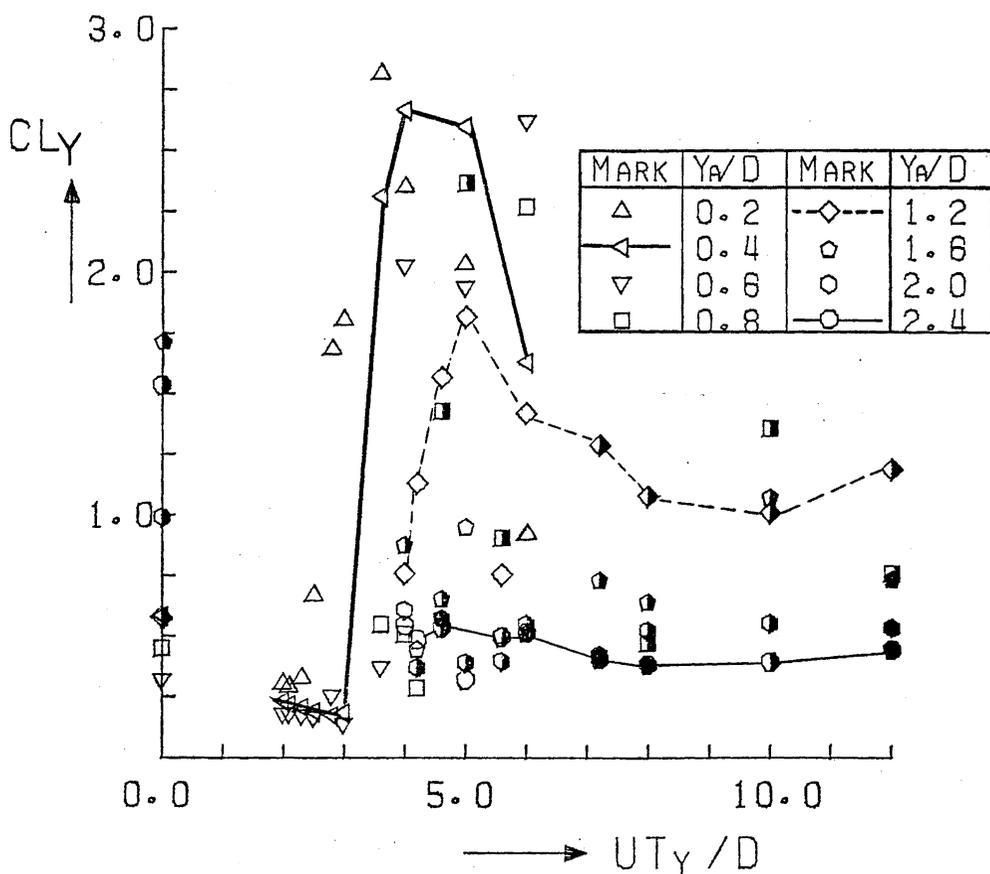
図 11 揚力係数, C_{LY}

図 14 は波との出会い周期 T_{we} と揚力の周期 T_v の比である。図中の実線は定常流中の実験で求めた揚力の周期を示す。定常流中の揚力の周期 T_v は $D=0.1\text{m}$ の円柱の場合は次式で与えられる。

$$T_v = \frac{5.3D}{U}$$

したがって

$$\frac{T_{we}}{T_v} = \frac{UT_{we}}{5.3D} = \frac{U_{we}}{5.3}$$

定常流中の場合は $K_c=0$ と考えれば、図に示す実線となる。揚力の周期が円柱と流体の相対速度だけで決まるとすれば、規則波中の実験結果と実線は一致するはずである。実験は揚力の周期はほぼ相対速度によって定まるとしてよいことを示している。ただし相対速度 \bar{U}_w が非常に小さい場合には広がり大きく、波周期等の量にも依存すると考えられる。

図 15 は前後揺した場合の揚力である。前進速度がない場合はピークの位置が前進速度がある場合に

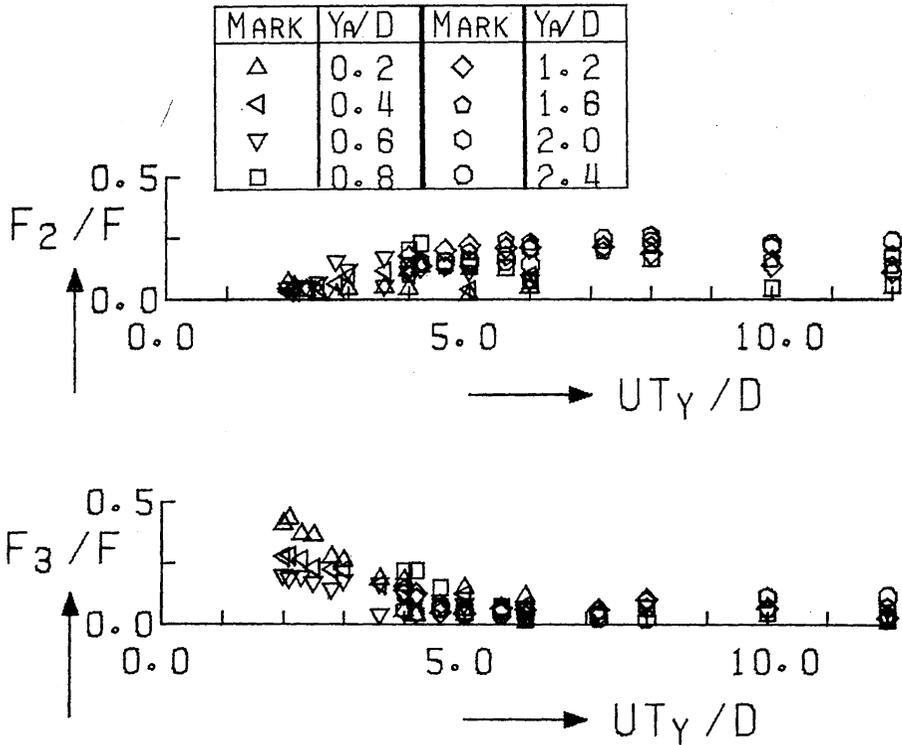


図 12 高次の流体力の無次元値, $F_2/F, F_3/F$

比べて少し大きい方にづれている。前進速度がある場合のピーク値は波浪中に比べて少し高い。これは波浪中の場合には相対速度が模型の長さ方向に変化するために、流出渦の強さが、前後揺の場合よりも弱いと思われる。

図 16 は揚力の周期と運動周期の比である。図中に示した定常流中の結果と殆んど一致しており、揚力の周期が円柱と流体との相対速度で決まると考えてよい事を示す。しかしながら、定常流中の揚力係数の大きさは図の $\overline{U}_Y, \overline{U}_W$ が大きい範囲の揚力係数とほぼ一致しており、 $\overline{U}_Y, \overline{U}_W$ が 10 前後で示すような大きな値にはならない。

以上述べたように前進速度がある場合には $5 < \overline{U}_W < 12$, $5 < \overline{U}_Y < 20$ の範囲では揚力係数 C_{LW} , C_{LY} が大きくなり、したがって定常抗力係数 C_{DW0}, C_{D0} が大きくなるので十分に注意しなければならない。

6. 結 論

本論文では揚力が極めて大きくなるような範囲を含む比較的小さな前進速度をもつ没水鉛直円柱に加わる波力及び前後揺を行う時に加わる流体力を計測して、次のような結論を得た。

1. 波力係数, 流体力係数ともに無次元前進速度が 20 以下の時には、前進速度によって大きな影響を受ける。

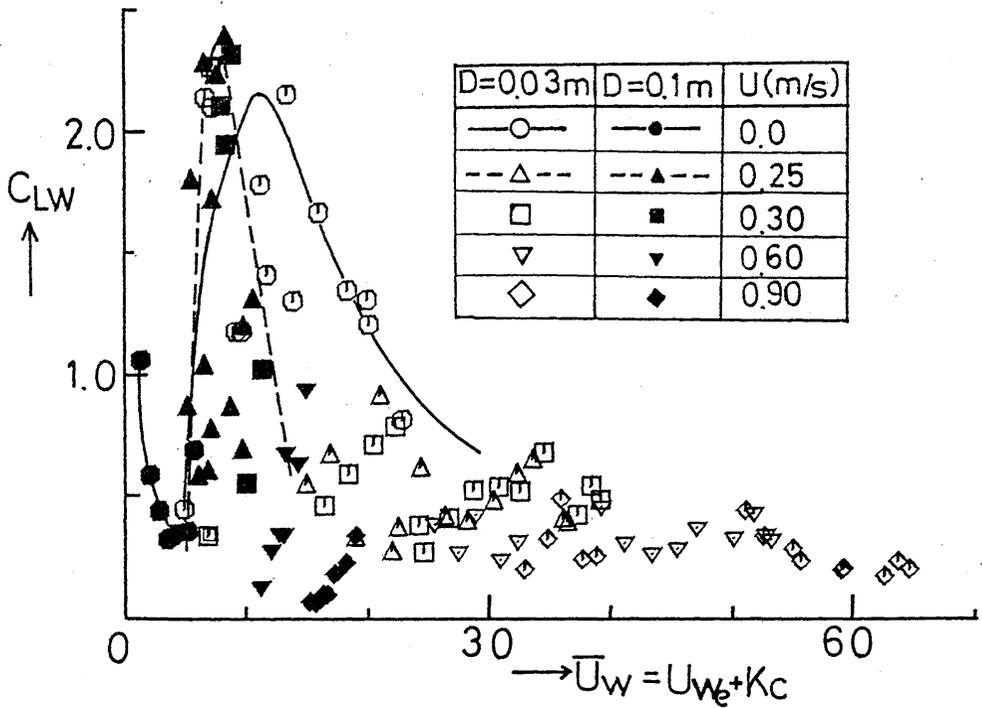


図 13 相対速度を横軸にとった波浪中の揚力係数

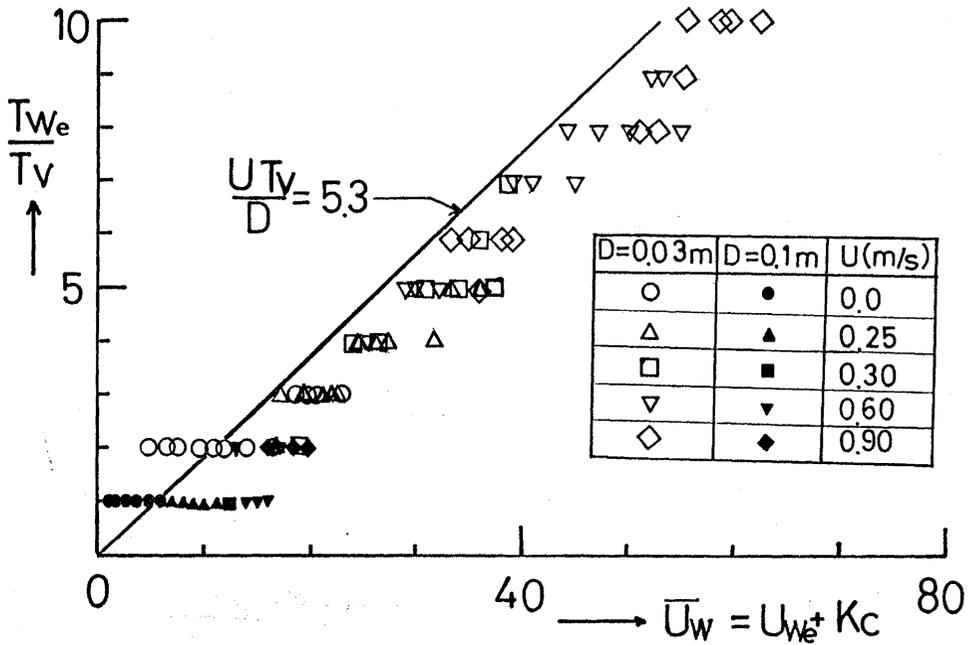


図 14 波の出会い周期と揚力の周期の比

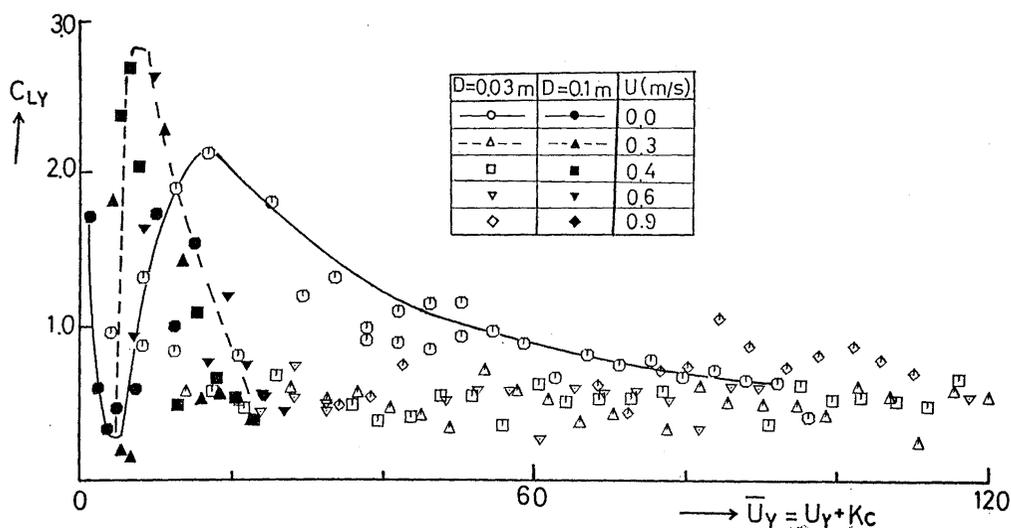


図 15 相対速度を横軸にとった前後揺時の揚力係数

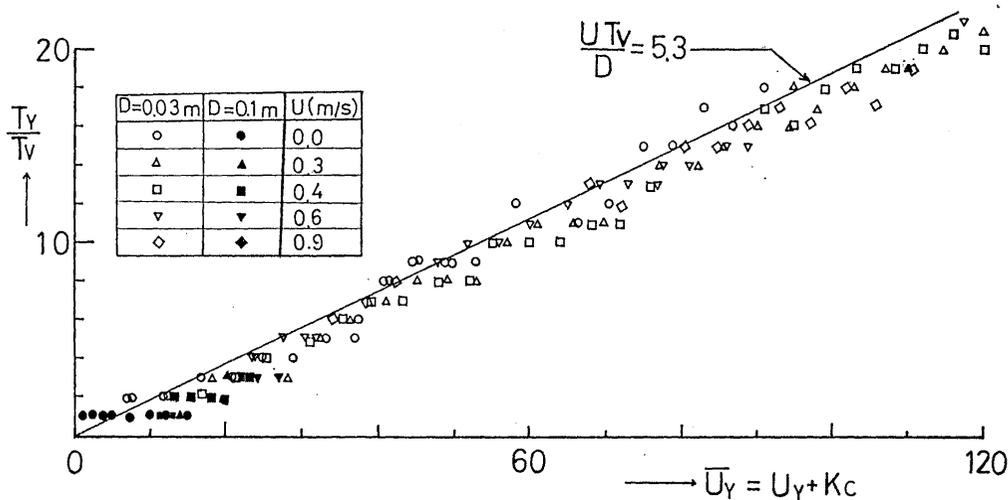


図 16 前後揺周期と揚力の周期の比

2. 定常項から求めた抗力係数は波力，流体力のどちらの場合も，揚力が大きくなる無次元前進速度 5.0 付近で大きくなり， K_c 数が 2～4 の付近では，最大 2.0 にも達する。
3. 1 次の変動力から求めた抗力係数は定常項から求めた抗力係数よりも小さいが，前進速度が大きくなれば殆んど等しくなる。
4. 1 次の変動力から求めた抗力係数は揚力が大きくなる速度でも特に目立った変化をしない。
5. 質量力係数，付加質量係数ともに揚力係数が大きくなる無次元前進速度 5.0 付近までポテンシャル計算の値から減りつづけ，質量力係数は 1.0，付加質量係数は 0 に達する。

6. 揚力係数は無次元前進速度が5.0付近で大きくなる。またその時の揚力の周波数は波との出会周波数または運動の周波数と一致する。前進速度、波振幅、運動振幅が大きくなれば、2倍、3倍の周波数に移行するが、揚力の値は小さくなる。
7. 揚力の周波数は相対流速で殆んど決まり、定常流中での揚力の周波数に近い。また、運動中あるいは波浪中では無次元相対速度が10付近で揚力係数は2.5~2.8にも達する。

終りに著者を海洋工学の研究に導かれ、10年の長きに亘って終始変らぬ暖い励ましと適切な助言を与えて下さった故田才福造先生に深い感謝の意を表するとともに、先生の御冥福をお祈りいたします。

参 考 文 献

- 1) 小寺山亘, 田代昭正; 波浪中を前進する鉛直円柱に加わる流体力についての実験的研究, 日本造船学会論文集, 第151号, 1982.
- 2) 伊藤喜行, 木原力: 円柱の動揺に伴う造波抵抗, 港湾技術研究所報告, 第11巻, 第3号, 1972.
- 3) 榎木享, 中村孝幸, 喜田浩: 円柱に作用する規則波による揚力について, 第22回, 海岸工学講演会論文集, 1975.
- 4) Sarpkaya, T: Fluid Forces on Oscillating Cylinders, Journal of the Waterway Port Coastal and Ocean Division, Aug., 1978.
- 5) Moe, G: Hydrodynamic Damping of Offshore Structure in Waves and Currents, Offshore Technology Conference, Paper(2901), 1980.

(昭和57年5月28日 受理)