

動揺する没水円盤に働く流体力について

小寺山, 亘
九州大学応用力学研究所 : 助手

<https://doi.org/10.15017/4743554>

出版情報 : 應用力學研究所所報. 45, pp.171-188, 1976-11. 九州大学応用力学研究所
バージョン :
権利関係 :



動揺する没水円盤に働く流体力について

小 寺 山 亘*

概 要

浅水域で上下揺する円盤に働く流体力を水底からの距離、上下揺の振幅、周期を変えて計測し、付加質量係数 $\bar{M}_z$ 、抵抗係数 C_D を求めた。

また水底、水面の影響がなければレイノルズ数、上下揺周期が変わっても $\bar{M}_z$ 、 C_D の値は変わらないが、上下揺振幅比 $\varepsilon (=Z_a/D/2, Z_a$; 上下揺振幅, D ; 円盤直径) が大きくなれば $\bar{M}_z$ は大きくなり、 C_D は小さくなることを見だし、 $\bar{M}_z$ 、 C_D の ε に対する実験式を求めた。さらに水底、水面の影響は $\bar{M}_z$ 、 C_D ともに大きくなる方向に現われることを見いだした。

1. 緒 言

浮遊海洋構造物は簡単に移動できる船舶と異なり、厳しい海象に耐えることが要求される。そのためにその運動は通常の風波にはできるだけ応答しないことが望ましい。一つの方法として、構造物の運動の固有周期をできるだけ長くし、風波の周期から遠ざけ、運動を小さくすることが行なわれる。Semi-Submersible Structure とか Spar 型ブイ等はそのような考え方にに基づき、考案された形であり、全体の質量に比べ水線面積が非常に小さいので、上下揺及び、横揺の固有周期が長く、波浪強制力も小さい。しかし同時に波浪強制力が小さいということは、造波減衰力も小さいということであり、もし非常に長周期の波が来て、一度同調すると大きな運動をする可能性がある。そこで、同調時の運動を小さくするために、造波減衰力以外の減衰力すなわち粘性減衰力を大きくすることが望ましい。構造物の上下揺固有周期を大きくするとともに、大きい粘性減衰力を得るために矩形あるいは円盤型のフィンを装備することは有効である。

円盤あるいは2次元の平板に関するこれまでの主要な研究を挙げれば次のものがある。

水面上で上下揺する円盤に働く流体力の研究に関しては、W. D. Kim¹⁾、Mac Camy²⁾ が無限水深の場合の計算を行なっている。また一色らは³⁾ 水深が浅い場合の計算を行ない、前田らは⁴⁾ その計算結果の合理性を実験で確認している。しかし、上記の研究はいずれも、水面に浮んでいる場合であり、動揺による造波現象が卓越している。一方、無限流体中で上下揺する円盤の付加質量は、Milne-Thomson⁵⁾ によって計算されている。定常波中にある2次元平板及び円柱に働く付加質量及び抗力については、Keulegan-Carpenter⁶⁾ が実験的に研究している。また、T. Sarpkaya⁷⁾、樫木らは⁸⁾ 振動流中の円柱に加わる抗力及び揚力に関して実験的研究を行なっている。

振動する2次元平板に働く付加質量及び抗力については C. Shih and J. Buchanan⁹⁾ の実験的研究がある。

* 九州大学助手、応用力学研究所（川建和雄紹介）

本論文は、浅水域でかつ没水状態で上下揺する円盤に働く流体力を実験的に研究したものである。

2. 模 型 実 験

円盤模型は厚さ 3 mm の鉄板を用いた。また水槽幅が狭いために、大きい模型は用いられないので直径 $D=0.4\text{ m}$ とした。

実験は九州大学 応用力学研究所 附属津屋崎海洋災害実験所の小水槽（長×幅×深=60 m×1.5 m×1.25 m）において行なった。模型の大きさに比べて水槽幅が小さいが、表面波が殆んど起こらないので水槽幅の影響は少ないと考えられる。

強制上下揺実験装置を写真 1 に示す。また円盤の取り付け状態を図 1 に示す。

計測項目は上下揺変位、上下方向の反力および参考のために進行する発散波の計測を行なった。上下方向の反力はストレインゲージ型の検力計（図 1）によって、また発散波は模型から 8 m 離れた場所に設置した抵抗線型波高計によって計測した。

上下揺振幅の大きさを表わすパラメータとして、

$$\varepsilon = Z_a / \frac{D}{2}, \quad (1)$$

但し、 Z_a は上下揺振幅

実験した水底及び水面からの距離の無次元値 $\frac{h}{D}$ 及び $\frac{d}{D}$ (h は円盤と水底間の距離、 d は円盤の没水深度、記号については図 2 に示す。), ε , 上下揺周期範囲を表 1 に示す。

表中の (with holes) は円盤の上下揺に伴ってできる後流の安定のために円盤に小さな穴（図 1）

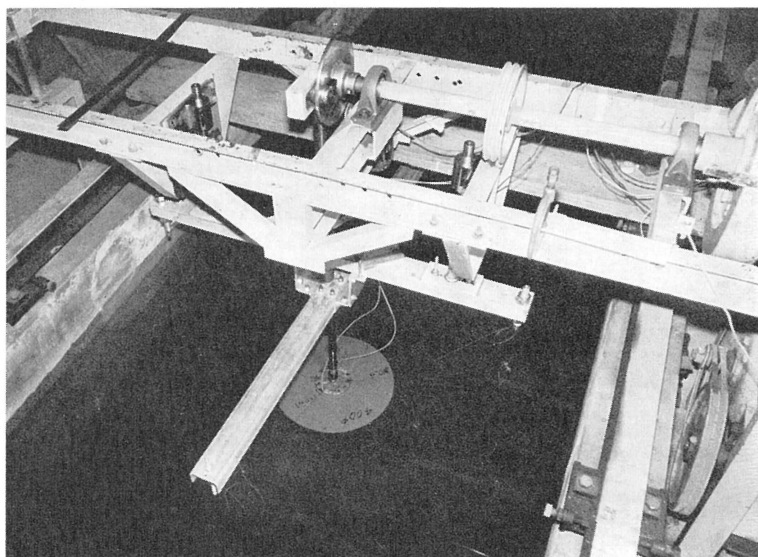


写真 1 強制上下揺実験装置

をあけた場合の実験である。

3. 実験結果及びその考察

計測結果はすべてデーターレコーダに集録した後に、応用力学研究所の Facom-230-48 電子計算機

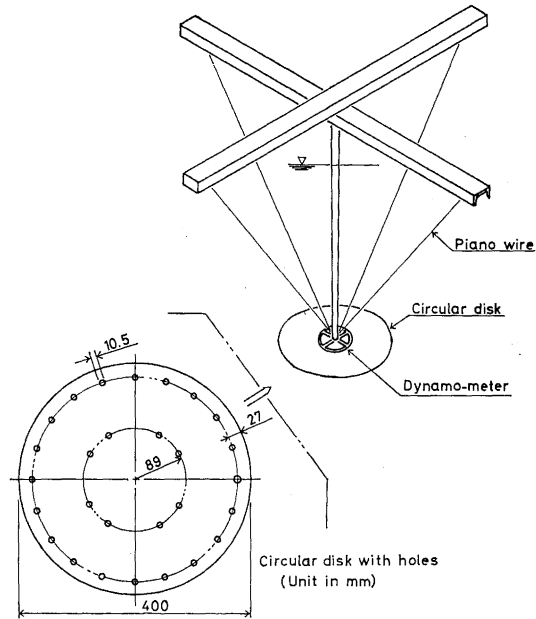


図 1 円盤の取り付け状態

$$H=1.25\text{m}$$

$$B=1.50\text{m}$$

$$D=0.40\text{m}$$

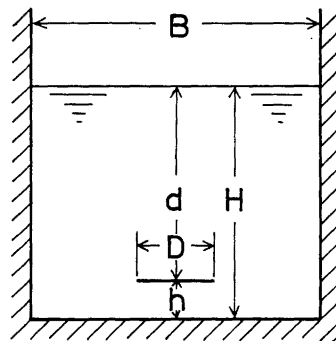


図 2 水槽断面図

表 1 h/D および d/D , ε , 周期 T

h/D , d/D	Z_a (cm)	$\varepsilon = Z_a / \frac{D}{2}$	T (sec)	$\xi_D = \frac{\omega^2}{g} \cdot \frac{D}{2}$
0.25 , 2.875	2	0.1	1.0~10.0	0.01~0.81
	4	0.2		
	7	0.35		
0.667, 2.458	2	0.1	1.0~10.0	0.01~0.81
	4	0.2		
	7	0.35		
0.667, 2.458 (with holes)	2	0.1	1.0~10.0	0.01~0.81
	4	0.2		
	7	0.35		
1.5 , 1.625	2	0.1	1.0~10.0	0.01~0.81
	4	0.2		
	7	0.35		
2.5 , 0.625	2	0.1	1.0~10.0	0.01~0.81
	4	0.2		
	7	0.35		

但し $\omega = 2\pi/T$, g = 重力の加速度

システムにより解析した。

オシログラムの記録例を図 3 及び図 4 に示す。力の記録に高周波成分が含まれているが、これは強制上下揺装置の固有振動に基づくものである。

実験解析の方法を以下に述べる。

鉛直下向きに Z 軸をとり、上下揺変位を

$$Z = Z_a \sin \omega t, \quad (2)$$

とおく。

上下揺のために円盤に働く Z 方向の反力 F は次式で表わされる。

$$F = -M\ddot{Z} + F_w, \quad (3)$$

ただし、 M = 円盤（ゲージの重さを含む）の質量 $= w/g$, F_w = 流体力である。

本研究においては、円振動数 ω に対する反力 F の計測値から (3) 式の $-M\ddot{Z}$ を差し引いて F_w を求め、さらに F_w を

$$F_w = \sum_{n=3}^N F_{wn} = \sum_{n=0}^N (A_n \sin n\omega t + B_n \cos n\omega t), \quad (4)$$

とおき、フーリエ解析して $A_1, A_2, A_3, B_0, B_1, B_2, B_3$ 従って F_{w0}, F_{w1}, F_{w2} , および F_{w3} を求めた。

流体力 F_{w1} は付加質量 M_z , 減衰係数 N_z を用いて見掛け上の線型表示をすれば, 次式で表わされる.

$$F_{w1} = -M_z \ddot{Z} - N_z \dot{Z}. \quad (5)$$

(5) 式は (2) 式を用いれば

$$F_{w1} = Z_a (M_z \omega^2 \sin \omega t - N_z \omega \cos \omega t), \quad (6)$$

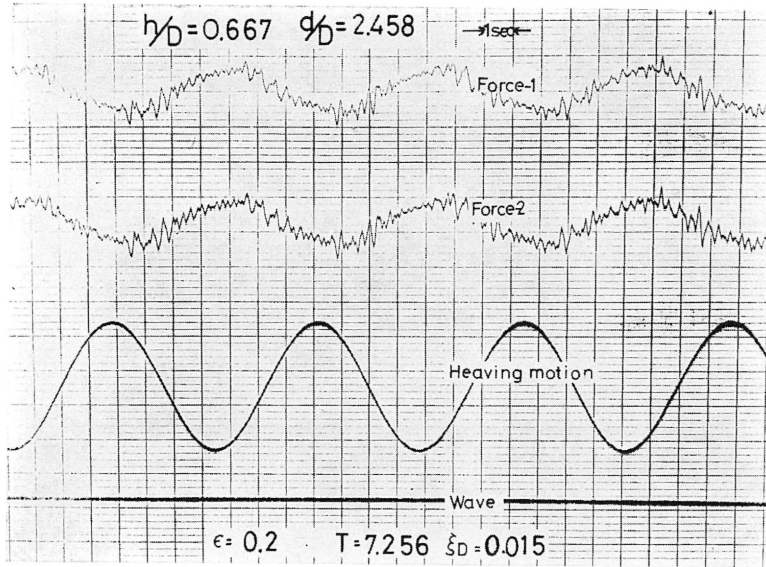


図 3 上下方向反力および進行波の記録例

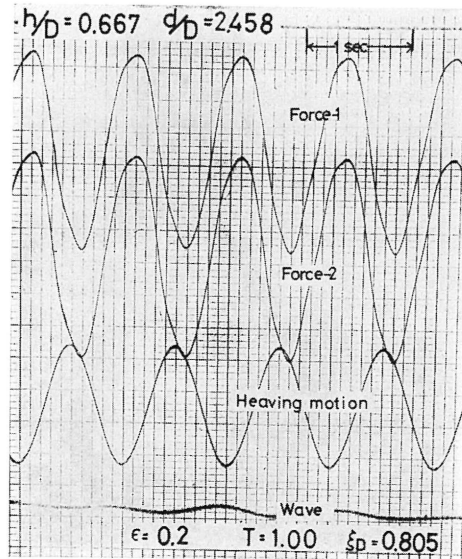


図 4 上下方向反力および進行波の記録例

となる。(4)式に従って解析した実験値の F_{w1} と (6) 式を比較することにより, M_z 及び N_z を求めた. また, $h/D=0.667$, $d/D=2.458$ の場合については,

$$F_{w1} = |F_{w1}| \sin(\omega t + \delta_{z1}), \quad (7)$$

とおいた時の δ_{z1} , (4) 式の F_{w2} , F_{w3} と F_{w1} の比を求めた.

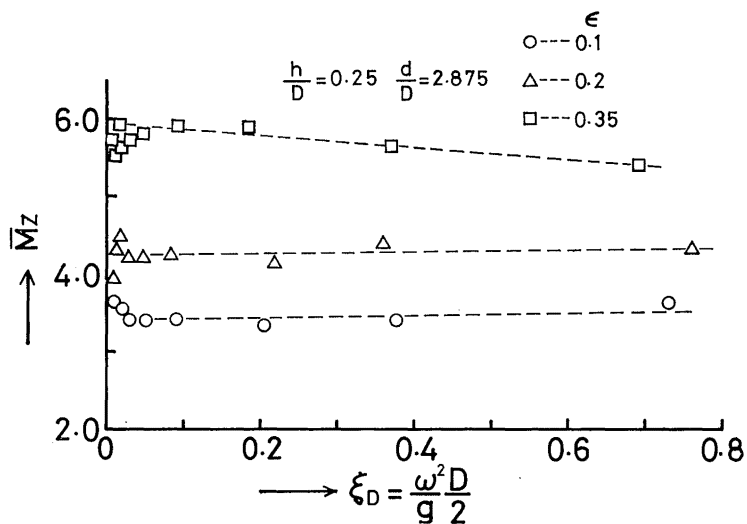


図 5 付加質量係数 $\bar{M}_z$, $\frac{h}{D}=0.25$, $\frac{d}{D}=2.875$

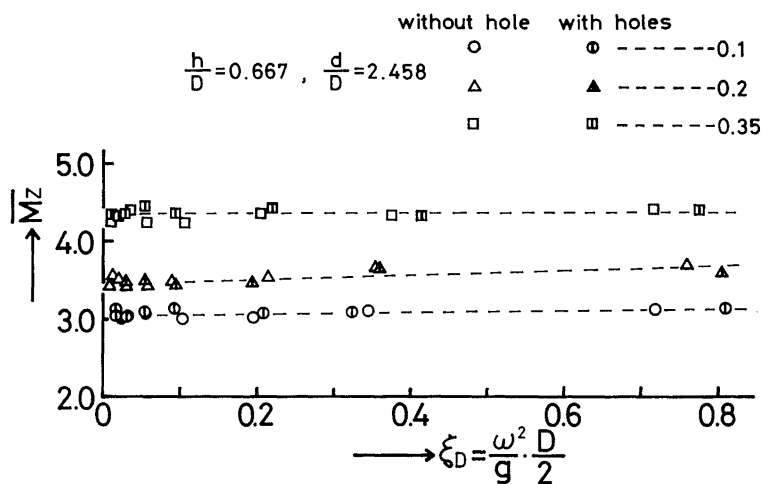


図 6 付加質量係数 $\bar{M}_z$, $\frac{h}{D}=0.667$, $\frac{d}{D}=2.458$

図5～8は付加質量係数 $\bar{M}_z = M_z / \rho \left(\frac{D}{2} \right)^3$ の図である。図5の $\varepsilon = 0.35$ の場合のみ、 $\xi_D \left(= \frac{\omega^2}{g} \cdot \frac{D}{2} \right)$ の増加につれて $\bar{M}_z$ は少し減少するが、その他の実験値は水深及び ε が変わっても殆んど ξ_D の影響は認められない。これは造波現象が無視できることを示している。また通常の線型理論では ε が変化しても、 $\bar{M}_z$ は変らないはずであるが、実験値はどの水深の場合も ε によって $\bar{M}_z$ は大きく

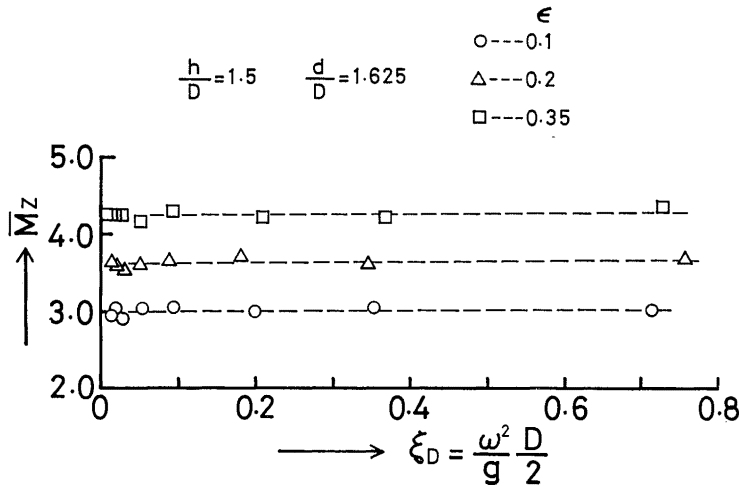


図 7 付加質量係数 $\bar{M}_z$, $\frac{h}{D} = 1.5$, $\frac{d}{D} = 1.625$

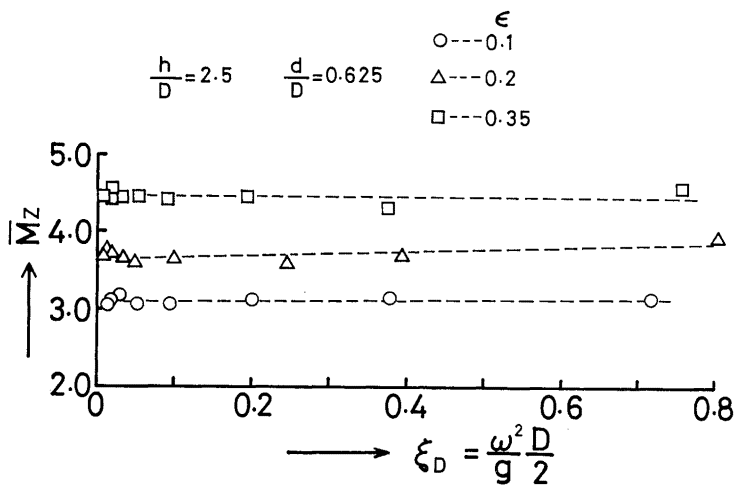


図 8 付加質量係数 $\bar{M}_z$, $\frac{h}{D} = 2.5$, $\frac{d}{D} = 0.625$

変化しており，粘性の影響を強く受け非線型であることがわかる．水深の影響については後に議論するのでここではふれない．

また図 6 の $h/D=0.667$ の場合は穴のあいていない円盤と，穴（図 1）のあいている円盤について

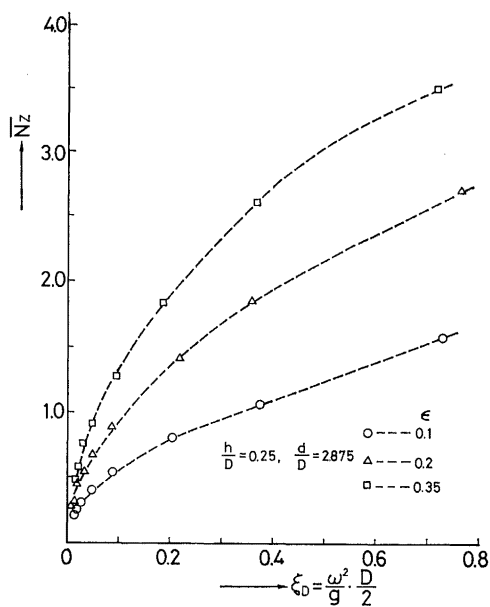


図 9 減衰係数 $\bar{N}_z$, $\frac{h}{D}=0.25$, $\frac{d}{D}=2.875$

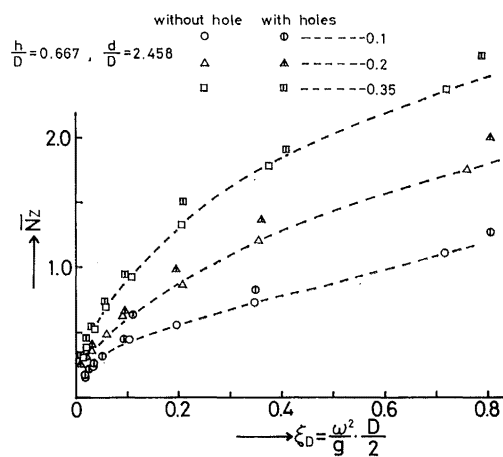


図 10 減衰係数 $\bar{N}_z$, $\frac{h}{D}=0.667$, $\frac{d}{D}=2.458$

の実験を行なった。穴をあけた理由は円盤が上下揺る場合に、後流の不安定現象により左右に力を受けることが考えられるために、それを防止する意味で円盤に穴をあけることがあるかもしれないと考えたからである。図6の場合の穴の面積比は円盤全面積の2%である。図6からこの程度の穴の大きさでは付加質量には影響を及ぼさないことがわかる。

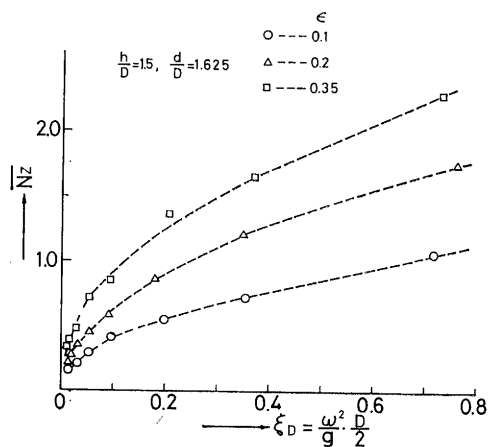


図 11 減衰係数 $\bar{N}_z$, $\frac{h}{D}=1.5$, $\frac{d}{D}=1.625$

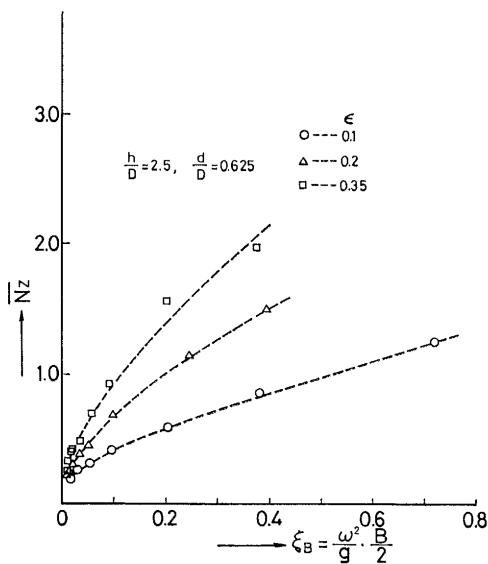


図 12 減衰係数 $\bar{N}_z$, $\frac{h}{D}=2.5$, $\frac{d}{D}=0.625$

図 9～12 は減衰力係数の無次元値 $\bar{N}_z = N_z \sqrt{D/2g} / \rho \left(\frac{D}{2} \right)^3$ の図である。図に見られるように円盤の減衰力係数は ϵ 及び ξ_D の増加と共に大きくなることわかる。

次に図 13 は $h/D=0.667$ の場合の 1 次の流体力と運動の位相差 θ_{z1} を示したものである。 ϵ によって僅かの差があるが、 ξ_D が変化しても θ_{z1} は殆んど変化しない。

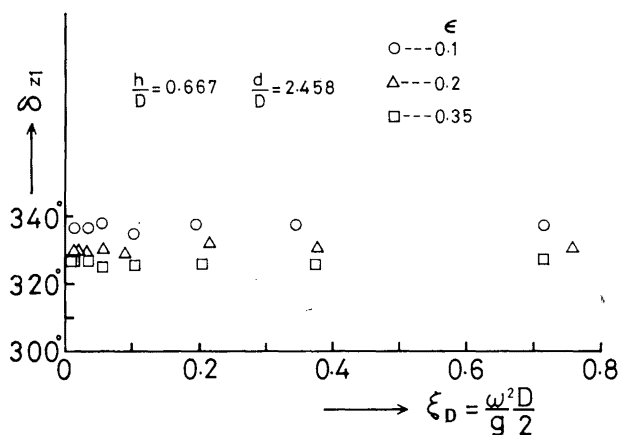


図 13 1 次の流体力と上下揺変位との位相差, $\frac{h}{D}=0.667$, $\frac{d}{D}=2.458$

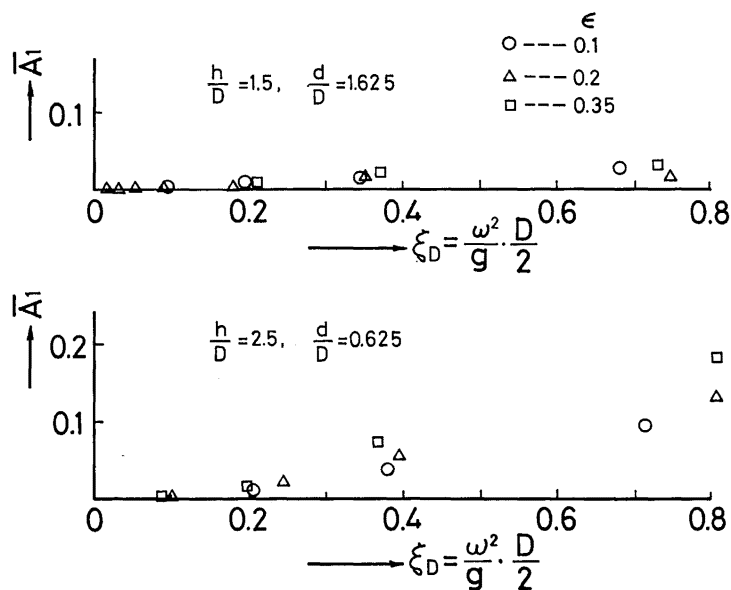


図 14 1 次 の 進 行 波 振 幅 $Z_a = \bar{A}_1$

次に波の計測と解析について簡単に説明すると、力の計測と同時に円盤から水平方向に 8 m 離れた位置で計測した波の変位を次式のようにフーリエ変換する。

$$\eta = \eta_1 \cos(\omega t + \delta_{w1}) + \eta_2 \cos(2\omega t + \delta_{w2}) + \eta_3 \cos(3\omega t + \delta_{w3}) \quad (8)$$

以上のようにして求めた η_k を運動の振幅 Z_a で割って次のようにおく。

$$\bar{A}_1 = \eta_1/Z_a, \quad \bar{A}_2 = \eta_2/Z_a, \quad \bar{A}_3 = \eta_3/Z_a.$$

図14に、 $h/D=1.5$, $h/D=2.5$ の場合の $\bar{A}_1$ を示す。

$h/D=2.5$ の場合、円盤が一番水面に近く、進行波の振幅も一番大きい。 $h/D \leq 1.5$ の場合は発散波の波高はきわめて小さく、造波減衰力は無視できることがわかった。したがって、 $h/D \leq 1.5$ の場合は減衰力はすべて粘性によるものと考えてもよいので円盤の粘性抵抗係数を C_D とすると流体力 F は次式で表わされる。

$$F = -M_z \ddot{Z} - \frac{1}{2} \rho C_D \pi \left(\frac{D}{2} \right)^2 \dot{Z} |\dot{Z}|. \quad (9)$$

一般に M_z , C_D は ω , Z_a の関数であると同時に時間 t の関数でもあるが、時間 t に関しては一定であると仮定して、(2) 式を代入し、(9) 式をフーリエ変換すると、

$$F = Z_a \omega^3 M_z \sin \omega t - \frac{1}{2} \rho C_D \pi \left(\frac{D}{2} \right)^2 \omega^2 Z_a^2 \left(\frac{8}{3\pi} \cos \omega t + \frac{8}{15\pi} \cos 3\omega t + \dots \right), \quad (10)$$

となる。

(6) 式と比較すると、

$$C_D = \frac{3 N_z}{\rho D^2 \omega Z_a} = \frac{3 \bar{N}_z}{4 \sqrt{\xi_D \varepsilon}}. \quad (11)$$

(11) 式に従って求めた C_D を図 15～図 18 に示す。

$h/D=0.25$, 0.667 , 1.5 の場合はいずれも ξ_D が変化しても C_D の値は変わらないが、 $h/D=2.5$ の場合は ξ_D が大きくなると C_D が大きくなる。これは前述のように N_z のなかには造波によるものが含まれていると考えられる。また $h/D=0.667$ の場合の穴あきと穴なしでは、穴あきの方が C_D が大きい。これは穴を通る水流によって Heave down の場合は円盤の上側に、heave up の場合は下側に強い負圧の部分が生じたと考えられる。このことから穴をあけることによって後流の安定化を計ると同時に、減衰力の増大も望めることとなり、適当な穴の大きさを見つけることは有意義である。

図 19 は付加質量係数 $\bar{M}_z$ に対するレイノルズ数の影響を調べたものである。

横軸は

$$R_n = \frac{U_m D}{\nu}, \quad (12)$$

但し、 $U_m = \omega Z_a$, ν : 動粘性係数

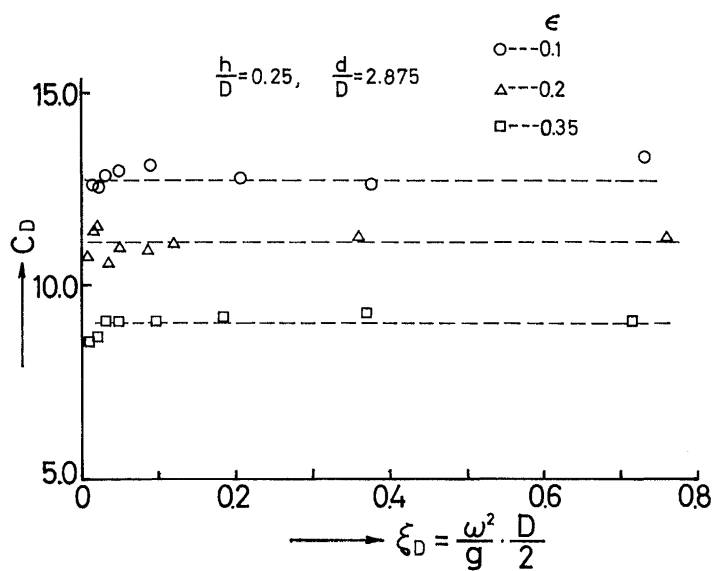


图 15 粘性抵抗係数 C_D , $\frac{h}{D} = 0.25$, $\frac{d}{D} = 2.875$

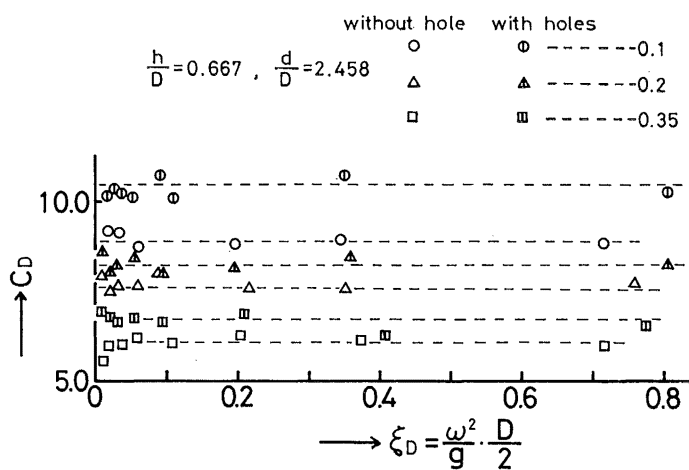


图 16 粘性抵抗係数 C_D , $\frac{h}{D} = 0.667$, $\frac{d}{D} = 2.458$

実験したレイノルズ数の範囲は $4.0 \times 10^3 \sim 1.4 \times 10^5$ であったが, $\epsilon = 0.1, 0.2$ の場合はレイノルズ数の小さい時に若干 $\bar{M}_z$ は小さくなる, この傾向は C. Shih-J. Buchanan⁹⁾ の研究結果と一致する. しかし, 量的には ϵ の変化による $\bar{M}_z$ の変化の方が大きい.

図 20 は抵抗係数 C_D に対するレイノルズ数の影響を調べたものである. C_D は実験のレイノルズ数範囲では殆んど変化しないことがわかる.

以上のことから付加質量係数 $\bar{M}_z$, 抵抗係数 C_D とともに, 上下揺周期, レイノルズ数による変化は

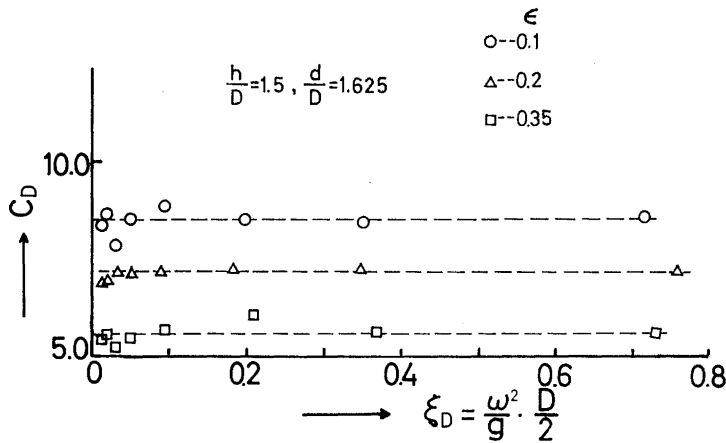


図 17 粘性抵抗係数 C_D , $\frac{h}{D}=1.5, \frac{d}{D}=1.625$

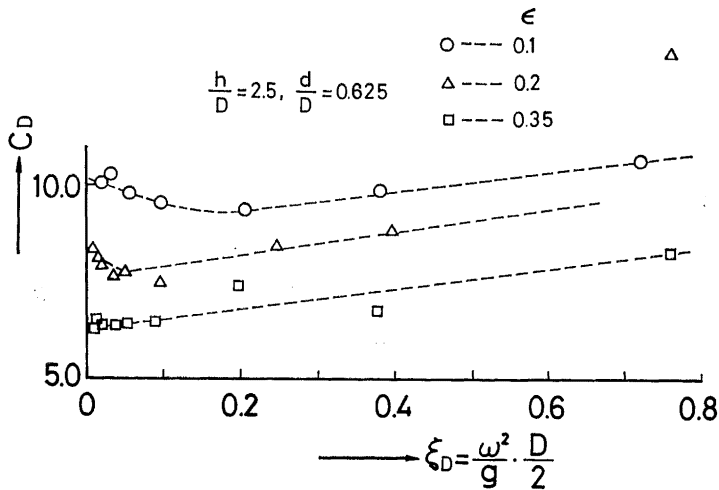


図 18 粘性抵抗係数 C_D , $\frac{h}{D}=2.5, \frac{d}{D}=0.625$

少なく、 ϵ による変化が大きいことがわかった。ここで ϵ と Keulegan-Carpenter Number (以後 K-C. NO と略す) との関係を考えてみる。

K-C. NO は物体が静止していて、水粒子が波動によって動く場合の代表無次元値である。最大水粒子速度 U_0 、波周期 T_w 、物体の直径を D とすると、

$$\text{K-C. NO} = \frac{U_0 T_w}{D}. \quad (13)$$

一方、最大上下揺速度を U_m 、上下揺周期を T_z とすると、 $U_m = \frac{2\pi}{T_z} \cdot Z_a$ であるから、

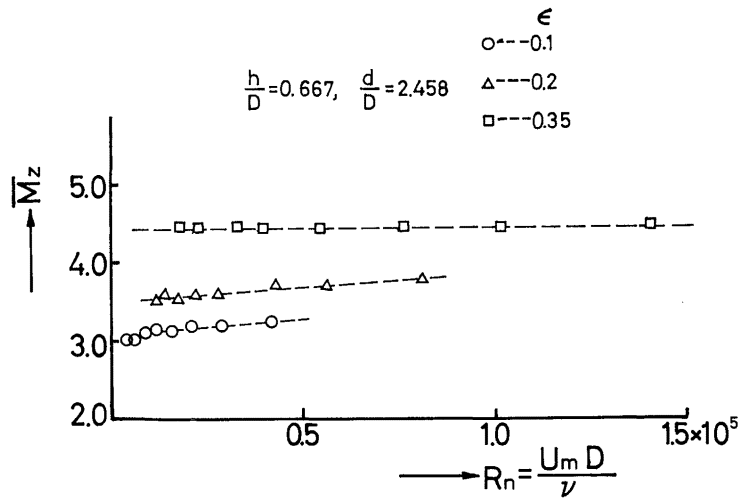


図 19 付加質量係数, $\bar{M}_z$ とレイノルズ数の関係

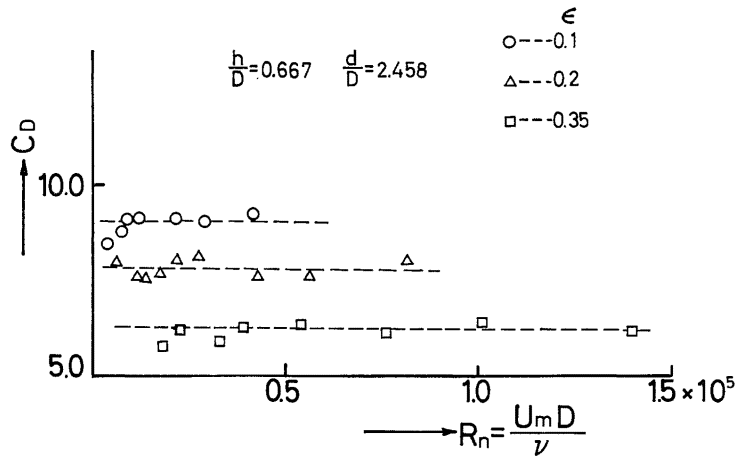


図 20 粘性抵抗係数, C_D とレイノルズ数の関係

$$\epsilon = Z_a / \frac{D}{2} = \frac{U_m T_z}{\pi D} \quad (14)$$

したがって、 $\epsilon\pi$ と $K-C \cdot NO$ はよく似た意味をもっていることがわかる。

図 21 は各水深、各 ϵ に対する $\bar{M}_z$ の平均値を $\epsilon\pi = \frac{U_m T_z}{D}$ で整理したものである。 $\frac{h}{D} = 0.25$ の場合は水底の影響によって $\bar{M}_z$ が大きい、その他の 3 状態の $\bar{M}_z$ は殆んど一致していると考えてよい。また図中にポテンシャル計算による無限流体中での $\bar{M}_z = \frac{8}{3}$ を示した。図からわかるように実験値は $\epsilon = 0$ でポテンシャル計算による $\bar{M}_z = \frac{8}{3}$ を通る次式で表わされる直線上に並んでいる。

$$\bar{M}_z = \frac{8}{3} + 1.5\pi\epsilon \quad (15)$$

粘性流体中での $\bar{M}_z$ について考えてみると、円盤がその面に直角に動くとその後流の断面積は殆んど円盤の面積に等しい、また ϵ が本論文の場合のように小さい時はその後流内での圧力は Z 方向にはそれほど変化がないと考えられるので、円盤が加速されると後流内の流体も同時に加速されると考えてよい、したがって円盤に働く加速度項の流体力は

$$\left. \begin{aligned} f &= -\rho\pi \left(\frac{D}{2}\right)^2 (Z_a + Z) \ddot{Z} & (\text{Heave down}) \\ f &= -\rho\pi \left(\frac{D}{2}\right)^2 (Z_a - Z) \ddot{Z} & (\text{Heave up}) \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

(16) 式に (2) 式を代入してフーリエ変換すると

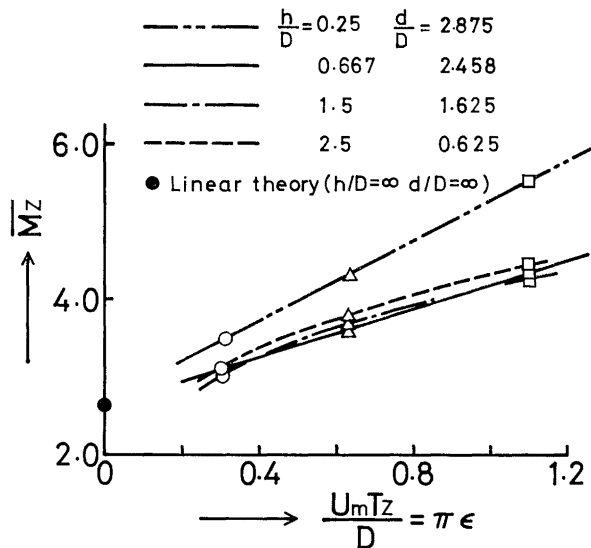


図 21 付加質量係数, $\bar{M}_z$ と $\pi\epsilon$ の関係

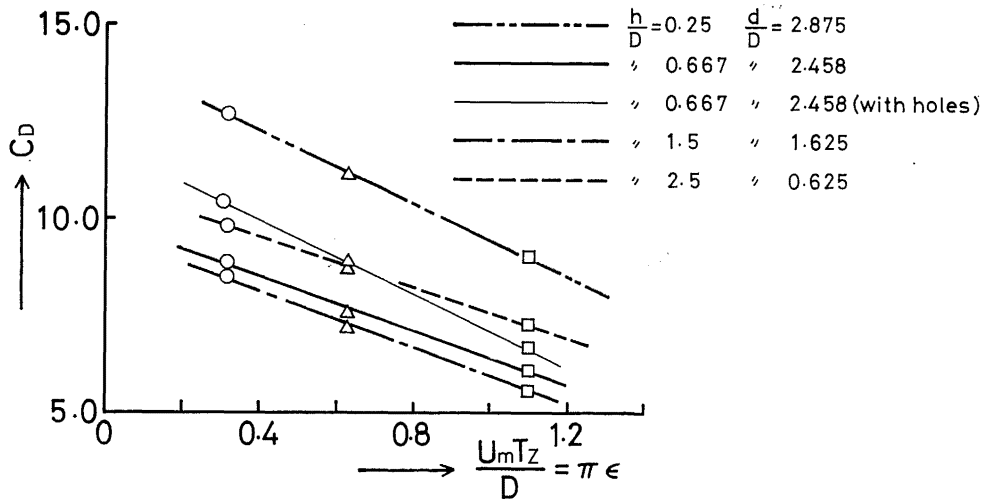
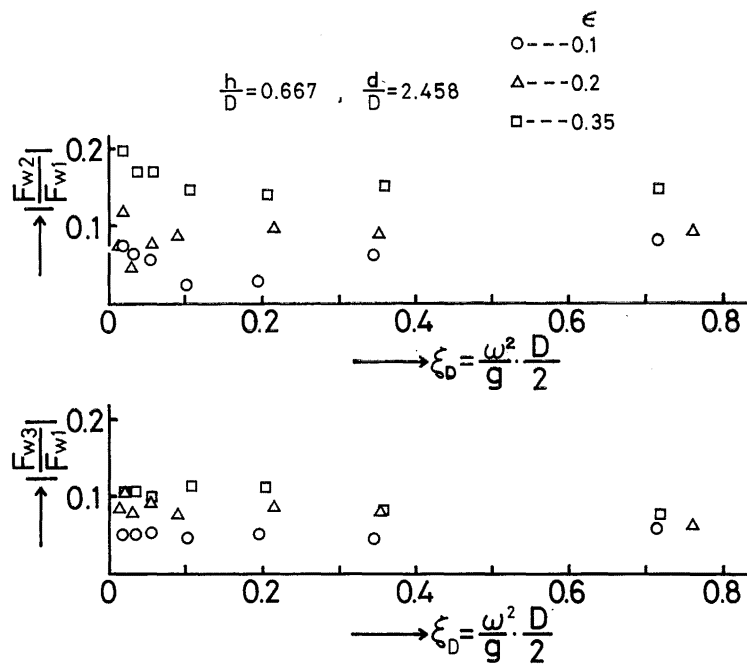
図 22 粘性抵抗係数, C_D と $\pi \epsilon$ の関係

図 23 2 次, 3 次の流体力と 1 次の流体力の比

$$f = \rho\pi \left(\frac{D}{2} \right)^2 Z_a^2 \omega^2 \left(\sin \omega t + \frac{4}{3\pi} \cos \omega t - \frac{53}{30\pi} \cos 3\omega t + \dots \right). \quad (17)$$

(17) 式の $\sin \omega t$ の項から粘性による付加質量係数 $\bar{M}_{zv}$ を求めると

$$\bar{M}_{zv} = \frac{\rho\pi \left(\frac{D}{2} \right)^2 Z_a^2 \omega^2}{\rho\pi \left(\frac{D}{2} \right)^3 Z_a \omega^2} = \pi\varepsilon. \quad (18)$$

(18) 式は簡単な考察から生まれた関係であるが、図 21 の結果及び (15) 式を定性的によく説明している。

図 22 は C_D を図 21 と同じように整理したものである。

h/D が 0.25 より大きい場合は実験値はほぼ同じ order の値であるが、 $h/D=0.25$ の C_D は大きい、これは水底の影響と思われる。

図からわかるように、 ε の増加とともに C_D は減少する。水面及び水底の影響の小さい時の C_D は大略次式で近似できる。

$$C_D \div 9.7 - 7.4 \pi \varepsilon. \quad (19)$$

(19) 式と (11) 式より、 $\bar{N}_z$ の近似式を求めれば、次のようになる。

$$\bar{N}_z = (13.0 - 4.8 \pi \varepsilon) \cdot \sqrt{\xi_D} \cdot \varepsilon. \quad (20)$$

図 23 は 2 次、3 次の流体力と 1 次の流体力の比である。2 次の力は付加質量係数、抵抗係数が 1 周期中で一定であれば、現われないはずであるが、図で見るように ε が大きくなれば大きい。また 3 次の力は C_D が一定であっても、(10) 式によれば生ずることになる。もちろん (10) 式によるものだけではなく、 C_D 、 M_z の変動による項が含まれていると思われる。

4. 結 論

本研究から得られた主要な結論を列挙すると、

1) 水面、水底の影響がなければ、円盤の付加質量係数、抵抗係数は上下揺の周期、レイノルズ数によって殆んど変らない。

2) $\varepsilon = \frac{Z_a}{D/2}$ の増加とともに付加質量係数 $\bar{M}_z$ 及び減衰係数の無次元値 $\bar{N}_z$ は増大する。ただし $\bar{N}_z$ を C_D の形に書きなおすと C_D は ε の増加とともに減少する。

3) 水底の影響については、水底と円盤の距離が小さくなれば付加質量係数、抵抗係数ともに大きくなる。

4) 円盤に比べて小面積の穴をあけても付加質量係数は変らないが抵抗係数が大きくなる場合がある。

5) 2 次、3 次の力と 1 次の力の比は、上下揺周期が変わってもほぼ一定であるが、 ε が大きくなるとその比も大きくなる。

終りにあたり、本研究の動機を与えられ、終始、激励、援助を戴いた田才福造教授に深く感謝いたし

ます。また実験に際し技術的援助を惜しまれなかった田代昭正技官、図面の整理、清書をしていただいた長浜智基助手、篠崎高茂技官、杉野尚子さんに深く感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) Kim, W.D., On the Forced Oscillations of Shallow-Draft Ships, J. of Ship Research, Vol. 7, No. 2, (1963), pp. 7-18.
- 2) MacCamy, R.C., On the Heaving Motion of Cylinders of Shallow Draft, J. of Ship Research, Vol. 5, No. 3 (1961), pp. 34-43.
- 3) Isshiki, H., Maeda, H. and Hwang, J.H., On the Heaving Motion of a Circular Disk in Shallow Water, 日本造船学会論文集, 第136号 (1974).
- 4) 前田久明, 江口純弘: 浅海域において浅吃水船に作用する流体力について (第2報), 日本造船学会論文集, 第139号 (1976).
- 5) Milne-Thomson, Theoretical Hydrodynamics, Macmillan, London, (1962).
- 6) Keulegan, G.H. and Carpenter, L.H., Force on cylinders and plates in a Oscillating fluid, J. of Res. National Bur. Standards, Vol. 60, No. 5, (1958).
- 7) Sarpkaya, I., Force on Cylinders and Spheres in a Sinusoidally Oscillating Fluid, Trans. ASME, Vol. 32, (1975).
- 8) 榎木亨, 中村孝幸, 喜田浩: 第22回海岸工学講演会論文集, (1975).
- 9) Shih, C.C. and Buchanan, H.J., The drag on oscillating flat plates in liquids at low Reynolds numbers, J. Fluid Mech, Vol. 48, Part 2, pp. 229-239, (1971).

(昭和51年5月31日 受理)

正 誤 表

動揺する没水円盤に働く流体力について

小 寺 山 亘

応用力学研究所所報 (昭和 51 年 11 月発行)

頁	個 所	誤	正
187	14行目の 式 (19)	$C_D \div 9.7 - \underbrace{7.4\pi\varepsilon}$	$C_D \div 9.7 - 3.6\pi\varepsilon$

以上の誤りがありましたのでお詫し訂正いたします。