(昭和 61 年 5 月 日本造船学会春季講演会において講演)

波浪中で長周期動揺する鉛直円柱に加わる 粘性減衰力について

正員 小 寺 山 亘* 正員 中 村 昌 彦*
正員 小 林 正 典**

Hydrodynamic Forces Acting on a Vertical Circular Cylinder Oscillating
in Low Frequency in Regular Waves.

by Wataru Koterayama, *Member* Masahiko Nakamura, *Member*
Masanori Kobayashi, *Member*

Summary

Hydrodynamic forces acting on vertical circular cylinders forced to surge in low frequencies in regular short waves are measured. Hydrodynamic forces acting on the cylinder forced to surge in combined two harmonic motions in low and high frequencies are also measured. Hydrodynamic coefficients for the slow and fast motions are obtained respectively. These experimental investigations have been done in order to study on the viscous damping force acting on a moored ocean structure in the slow drifting oscillation in irregular waves. Experiments show that the drag coefficients of the cylinder oscillating in low frequencies in waves are quite different from those of the cylinder oscillating in low frequencies in a still water.

1 緒 言

係留された浮遊式海洋構造物が係留系の固有周期で大振幅の運動を行うことがあり、海洋構造物の性能および安全性を考える上で、重要な現象の 1 つである。係留系の固有周期は一般に通常の波周期よりもはるかに長いので、この現象は長周期動揺と呼ばれている。長周期動揺に関する研究は主に外力、特に波浪強制力の非線形性^{1,2)}に基づく力について行われてきた。外力についても波浪によるものだけでなく、流れ、風、内部波等長周期の外力が存在するので今後さらに研究が行われると思われる。一方、運動の大きさは外力だけでなく減衰力にもよるので海洋構造物の係留系を含めた減衰力の研究は外力に関する研究と同様に重要である。係留系に働く減衰力については、数値計算法^{3,4)}や簡易計算法^{5,6,7)}が開発されている。構造物本体に加わる造波減衰力については最近研究が始められた^{8,9)}。粘性減衰力については井上¹⁰⁾、安藤等¹¹⁾の研究が行われた。これら 2 つの研究では粘性減衰力が非線形力であることに注目して短周期と長周期の運動、あるいは長周期の運動と短周期の入射波を組み

合わせた実験を行い海洋構造物に加わる流体反力を計測し、減衰力を求めている。いずれも短周期の運動あるいは入射波の存在が長周期動揺の減衰力を増大させることを指摘しているが推定法を確立するためにはさらに研究が必要であることを結論で述べている。

海洋構造物には円柱や角柱等がよく使われるが、本研究では海洋構造物の主要な構成要素の 1 つである鉛直円柱に着目して、研究を行う。波浪中に固定された円柱に加わる波力^{12),13),14)}や静水中で振動する円柱に加わる流体力に関する研究^{15),16)}は数多く行われているが、波浪中で運動する円柱に加わる流体力に関する研究は少ない。波浪中で入射波と同周期で運動する円柱に加わる流体力は円柱と流体の相対速度や加速度をモリソン式に適用すれば推定できることが最近明らかになった^{18),19)}。著者の一人は以前に定常流中で運動する円柱に加わる流体力の研究¹⁷⁾を行い、静止流体中で運動する円柱に加わる流体力とかなり異なる場合があることを示した。さらに入射波の周期と運動の周期が異なる場合には相対運動に拡張されたモリソン式は適用できない²⁰⁾ことが示されており、今後の研究が必要な分野である。

本研究では短周期の規則波中で大振幅長周期動揺を行う円柱や長周期と短周期の合成運動をする円柱に加わる

* 九州大学応用力学研究所

** 三井造船(株)昭島研究所

Fig. 1 Models

流体力を実験的に求めてその性質を明らかにする。

2 模型および実験法

供試模型は Fig. 1 に示すように直径 $D=0.1\text{m}$ 、長さ $L=0.3\text{m}$ のアクリル製の模型 I と $D=0.12\text{m}$ 、 $L=0.05\text{m}$ のアルミ製の模型 II を使用した。端部影響を除く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た。模型の平均没水深度 d は 0.3m と 0.225m である。

Fig. 2 Coordinate systems

3 静水中で長周期と短周期の合成運動を行う円柱に加わる流体力について

実験した強制動揺の振幅及び周期を表 1 に示す。結果に影響するパラメーターは Keulegan-Carpenter 数として長周期動揺最大速度 U_L と周期 T_L で定義された $K_L=U_L T_L/D$ 、短周期動揺最大速度 U_S と周期 T_S で定義された $K_S=U_S T_S/D$ 、相対運動で定義された K_V である。本実験の場合には $T_L \gg T_S$ であるので $K_V \approx K_L + K_S$ である。上記 3 つの Keulegan-Carpenter 数の他に定常流中で前後揺する円柱に加わる流体力についての実験からの類推より無次元速度 U_r も重要な因子と考えられる。 U_r は次式で定義する。

$$U_r = \frac{U_L T_S}{D} \quad (1)$$

定常流中の場合は U_L の代りに定常流速、 T_S に物体の動揺周期を代入して、いわゆる Reduced-velocity と呼んでいる。本実験の場合には U_r は U_L と T_S で定義された Keulegan-Carpenter 数と考えてもよい。こ

Table 1 Experimental conditions of forced oscillation tests in a still water

Model EXP.	T_L	Y_L	K_L	$R \times 10^{-4}$	T_S	Y_S	K_S	$R_S \times 10^{-4}$	U_r
I Slow osc.	9.6	0.1 ~ 0.5	6.28 ~ 31.4	0.46 ~ 2.3					
	14.4			0.31 ~ 1.5					
I Fast osc.					1.2 ~ 1.6	0.02 ~ 0.20	1.1 ~ 12.6	0.50 ~ 5.9	
I Slow-fast	9.6	0.1 ~ 0.5	6.28 ~ 31.4	0.46 ~ 2.3	1.2, 1.6	0.02	1.25	0.50 ~ 1.3	0.8 ~ 5.2
	14.4			0.31 ~ 1.5	1.2, 1.6	0.03 0.04	1.88 2.51		0.5 ~ 3.5
II Slow osc.	1.7 ~ 8.4	0.1 ~ 0.5	5.1 ~ 26.1	5.3					
	3.0 ~ 15.0			2.9					
II Fast osc.					2.0	0.02 ~ 0.3	1.1 ~ 15.7	0.9 ~ 13.1	
II Slow-fast	6.0 ~ 15.0	0.2 ~ 0.5	10.2 ~ 26.1	2.9	0.75	0.02	1.1	2.3	1.3
					1.5	0.04	2.4		2.6

これらのパラメーターの他にレイノルズ数も重要な因子である。この影響を見るために模型Ⅱの場合にはレイノルズ数を一定にして実験を行った。

実験の解析法を以下に示す。Fig. 2 に示すように静止水面と円柱の中心軸の交点を原点にとり、運動の方向に Y 、鉛直上方に Z 軸をとる。

運動変位 Y 、速度 $\dot{Y}$ 、加速度 $\ddot{Y}$ は次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} Y &= Y_L \sin \omega_L t + Y_S \sin(\omega_S t + \varepsilon_1) \\ \dot{Y} &= Y_L \omega_L \cos \omega_L t + Y_S \omega_S \cos(\omega_S t + \varepsilon_1) \\ \ddot{Y} &= -Y_L \omega_L^2 \sin \omega_L t - Y_S \omega_S^2 \sin(\omega_S t + \varepsilon_1) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

ただし、 Y_L ：長周期運動振幅、 Y_S 短周期運動振幅

ε_1 ：長周期運動と短周期運動の位相差

$$\omega_L = 2\pi/T_L, \quad \omega_S = 2\pi/T_S$$

この時円柱に加わる反力 F は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} F &= (\rho \nabla C_{AL} + M) Y_L \omega_L^2 \sin \omega_L t \\ &+ (\rho \nabla C_{AS} + M) Y_S \omega_S^2 \sin(\omega_S t + \varepsilon_1) \\ &- \frac{1}{2} \rho A C_D [Y_L \omega_L \cos \omega_L t + Y_S \omega_S \cos(\omega_S t + \varepsilon_1)] \\ &\times |Y_L \omega_L \cos \omega_L t + Y_S \omega_S \cos(\omega_S t + \varepsilon_1)| \quad (3) \end{aligned}$$

ただし、 ρ ：流体の密度 ∇ ：模型排水容積、

M ：模型の質量 $A = D L$

C_{AL} ； ω_L の周波数の運動に対する付加質量係数

C_{AS} ； ω_S の周波数の運動に対する付加質量係数

C_D ；抗力係数

実験は解析の便宜上 $\omega_S = N \omega_L$ (N ：整数) となるように ω_L, ω_S を選んだ。(3) 式中の抗力 F_D を次のように展開する。

$$\begin{aligned} F_D &= -\frac{1}{2} \rho A C_D \{ A_1 \cos \omega_L t + A_3 \cos 3 \omega_L t + \dots \\ &+ A_{N-2} \cos \left[(N-2) \omega_L t + \frac{N-2}{N} \varepsilon_1 \right] \\ &+ A_N \cos(N \omega_L t + \varepsilon_1) \\ &+ A_{N+2} \cos \left[(N+2) \omega_L t + \frac{N+2}{N} \varepsilon_1 \right] + \dots \} \quad (4) \end{aligned}$$

数値計算によれば今回の実験範囲では偶数項や正弦項は A_1 や A_N に比べて 1% 以下であるので省略した。 $3\omega_L, 5\omega_L$ あるいは $(N-2)\omega_L, (N+2)\omega_L$ の項が抗力の項から発生するが、 ω_L や $N\omega_L$ の項に比べて計算上では 20% 程度であり、実験上ではその程度か、さらに小さい。また長周期動揺の減衰力、入射波の周期の運動に対する減衰力という考え方にたてば、重要ではない。

実験で求めた流体力 F_{exp} を次のように展開する。

$$\begin{aligned} F_{exp} &= a_0 + a_1 \cos \omega_L t + b_1 \sin \omega_L t + a_2 \cos 2 \omega_L t \\ &+ b_2 \sin 2 \omega_L t + \dots + a_N \cos(N \omega_L t + \varepsilon_1) \\ &+ b_N \sin(N \omega_L t + \varepsilon_1) \end{aligned}$$

$$+ a_{N+1} \cos \left[(N+1) \omega_L t + \frac{N+1}{N} \varepsilon_1 \right] + \dots \quad (5)$$

(3) (4) (5) 式を比較して、 $C_{DL}, C_{DS}, C_{AL}, C_{AS}$ を求める。 C_{DL}, C_{DS} は (3) 式中では 1 つの C_D という形でかかれている。しかしながら前述のように実際には多くの項の比較により、多くの値の C_D が求まる。このようにして求められた C_D がすべて同じ値であれば (3) 式は完全に成立しているといえるが、現実には同じ値をとるとはかぎらない。そこで、長周期動揺の減衰力を最もうまく表現できる C_D として、 ω_L の成分の比較により、求めた C_D を C_{DL} とする。このようにすれば少なくとも長周期動揺の減衰力は正しく表現することになる。また波周期の運動の減衰力として $N\omega_L$ の成分の比較から求めた C_D を C_{DS} とする。

$$\begin{aligned} C_{DL} &= \frac{a_1}{\frac{1}{2} \rho A \omega_L^2 Y_L^2 \bar{A}_1}, \quad C_{DS} = \frac{a_N}{\frac{1}{2} \rho A \omega_S^2 Y_S^2 \bar{A}_N} \\ C_{AL} &= \frac{b_1}{\rho \nabla \omega_L^2 Y_L} - \frac{M}{\rho \nabla}, \quad C_{AS} = \frac{b_N}{\rho \nabla \omega_S^2 Y_S} - \frac{M}{\rho \nabla} \quad (6) \end{aligned}$$

ただし、 $\omega_L^2 Y_L^2 \bar{A}_1 = A_1$ $\omega_S^2 Y_S^2 \bar{A}_N = A_N$

このようにして求めた C_{DL}, C_{DS} が一致し、しかも、この係数を使って求めた抗力の高次項が実験と一致すれば (3) 式は完全に成立しているといえる。 C_{DL} と C_{DS} の一致に関しては後に実験結果の考察で述べる。Fig. 3 に $N=12$ の場合の ω_L の抗力成分 F_{D1} と高次項 F_{D1i} の比および $N\omega_L$ の抗力成分 F_{DN} とその隣接項の比を示す。計算と実験でこの比が一致すれば (3) 式は高次項も含めて推定が可能であることになる。Fig. 3 の結果は 1 例であるが、傾向的には一致している。しかし、量的に一致しているとは言い難い。これは抗力の高次項の絶対値が全計測量の 10% 以下であることを考えれば、量的な比較をすることは今回の実験では難しいと思われる。したがって本研究では抗力成分の高次項については詳しい議論はしない。

Fig. 3 Ratio of higher order components F_{D1i} of drag force to main component of drag force

Table 2 Experimental conditions of slow oscillation tests in short waves

Model EXP.	T_L	Y_L	K_L	$R_L \times 10^{-4}$	T_W	H_W	K_W	$R_W \times 10^{-4}$	U_r
I Wave test					1.2, 1.6	0.069 ~ 0.172	1.6 ~ 2.6	0.67 ~ 1.51	
I Slow osc. in waves	9.6	0.1 ~ 0.5	6.28 ~ 31.4	0.46 ~ 2.3	1.2, 1.6	0.069 ~ 0.172	1.6 ~ 2.6	0.67 ~ 1.51	0.8 ~ 5.2
	14.4			0.31 ~ 1.5	1.2, 1.6				0.5 ~ 3.5
II Wave test					2.0	0.1 ~ 0.3	1.0 ~ 3.0	0.9 ~ 2.7	
II Slow osc. in waves	6.0 ~ 15.0	0.2 ~ 0.5	10.2 ~ 26.1	2.9	1.5	0.12	2.1	2.3	2.6

4 規則波中で長周期動揺する円柱に加わる流体力について

実験した長周期動揺および入射波の振幅、周期を表2に示す。パラメータとしては K_L 、波周期 T_W および模型中心位置での水粒子最大速度 U_W で定義される Keulegan-Carpenter 数 $K_W = U_W T_W / D$ および相対運動で定義された K_V さらに前節と同様に Reduced Velocity U_r である。ただし、この場合の U_r は次式で求められる。

$$U_r = \frac{U_L T_W}{D} \quad (7)$$

実験の解析法を以下に示す。

長周期運動は次式で表わす。

$$\begin{aligned} Y &= Y_L \sin \omega_L t \\ \dot{Y} &= Y_L \omega_L \cos \omega_L t \\ \ddot{Y} &= -Y_L \omega_L^2 \sin \omega_L t \end{aligned} \quad (8)$$

円柱中心軸上での波変位 ζ は次式で表わされる。

$$\zeta = \zeta_A \sin(KY + \omega_W t + \varepsilon_2) \quad (9)$$

ただし、 $\omega_W = 2\pi/T_W$ 、 $K = \omega_W^2/g$ 、 ε_2 は波の位相である。

この時、円柱中心軸上で水深 d の点での波粒子速度 u 、加速度 $\dot{u}$ は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} u &= -\omega_W \zeta_A e^{-Kd} \sin(KY + \omega_W t + \varepsilon_2) \\ \dot{u} &= -\omega_W^2 \zeta_A e^{-Kd} \cos(KY + \omega_W t + \varepsilon_2) \end{aligned} \quad (10)$$

実験した波周波数の範囲では水粒子加速度、速度の水深方向の変化を考慮せず、模型の平均没水深度 d での値で代表させても大きな誤差を生じない。模型に加わる反力 F は質量力係数を C_{MS} とすれば次式で求められる。

$$\begin{aligned} F &= (\rho \nabla C_{AL} + M) \omega_L^2 Y_L \sin \omega_L t - \rho \nabla C_{MS} \omega_W^2 \zeta_A e^{-Kd} \\ &\quad \times \cos(KY + \omega_W t + \varepsilon_2) - \frac{1}{2} \rho A C_D [\omega_L Y_L \cos \omega_L t \\ &\quad + \omega_W \zeta_A e^{-Kd} \sin(KY + \omega_W t + \varepsilon_2)] \omega_L Y_L \cos \omega_L t \\ &\quad + \omega_W \zeta_A e^{-Kd} \sin(KY + \omega_W t + \varepsilon_2) \quad (11) \end{aligned}$$

(11) 式で表わした力の他に伝達加速度力が働くが、高

次の力となるので省略している。

実験は解析の便宜上 $\omega_W = N\omega_L$ (ただし N は整数) とするように ω_W, ω_L を選んだ。 Y は定数ではなく (8) 式で与えられるので、(11) 式をフーリエ級数に展開すれば前節で述べた抗力の高次成分の他に、出会周期の変化による成分が生じてくる。(11) 式の抗力 F_D と第2項の水粒子加速度による質量力 F_M を次のように級数に展開する。

$$\begin{aligned} F_D &= -\frac{1}{2} \rho A C_D \left\{ A_1 \cos \omega_L t + A_3 \cos 3\omega_L t + \dots \right. \\ &\quad + B_{N-2} \sin \left[(N-2)\omega_L t + \frac{N-2}{N} \varepsilon_2 \right] \\ &\quad + B_{N-1} \sin \left[(N-1)\omega_L t + \frac{N-1}{N} \varepsilon_2 \right] \\ &\quad + B_N \sin(N\omega_L t + \varepsilon_2) \\ &\quad \left. + B_{N+1} \sin \left[(N+1)\omega_L t + \frac{N+1}{N} \varepsilon_2 \right] + \dots \right\} \\ F_M &= \rho \nabla C_{MS} \omega_W^2 \zeta_A e^{-Kd} \\ &\quad \times \left\{ \dots + A_{N-2} \cos \left[(N-2)\omega_L t + \frac{N-2}{N} \varepsilon_2 \right] \right. \\ &\quad + A_{N-1} \cos \left[(N-1)\omega_L t + \frac{N-1}{N} \varepsilon_2 \right] \\ &\quad + A_N \cos(N\omega_L t + \varepsilon_2) \\ &\quad + A_{N+1} \cos \left[(N+1)\omega_L t + \frac{N+1}{N} \varepsilon_2 \right] \\ &\quad \left. + A_{N+2} \cos \left[(N+2)\omega_L t + \frac{N+2}{N} \varepsilon_2 \right] + \dots \right\} \quad (12) \end{aligned}$$

実験で求めた流体力 F_{exp} を次のように展開する。

$$\begin{aligned} F_{exp} &= a_0 + a_1 \cos \omega_L t + b_1 \sin \omega_L t + a_2 \cos 2\omega_L t \\ &\quad + b_2 \sin 2\omega_L t + \dots + a_N \cos(N\omega_L t + \varepsilon_2) + b_N \sin(N\omega_L t \\ &\quad + \varepsilon_2) + \dots \quad (13) \end{aligned}$$

(12) 式と (13) 式を比較して C_{DL} 、 C_{DS} 、 C_{AL} 、 C_{MS} を決定する。出会周期の変化による高次成分は長周期動揺の周波数帯には影響を及ぼさないで、 C_{DL} 、 C_{AL} の決定は前節と同様に行う。波周波数帯での出会周期の変化の影響は長周期動揺が大きい時にはかなり大きくなる。Fig. 4 に $N=12$ の場合の全流体力 F の波周波数帯付近

Fig. 4 Distribution of the component of hydrodynamic force F_i around the frequency of main component

の分布状態の例を示す。本実験では K_w は小さいので Fig. 4 の流体力は 95% 以上は質量力である。長周期動揺の振幅が小さい場合（計算値：実線，実験値：○印）は主要項 $i=12$ 以外の項は小さいので，主要項だけで質量力係数を定めても問題はない。また抗力係数についても同様であると推測される。長周期動揺が大きい場合（計算値：破線，実験値：△印）には主要項よりも 1 次高い項と 1 次低い項が大きく，主要項とほとんど同じ大きさである。どの項を比較することによるかで，10% 程度の差がでる可能性があることを示しているが，ここでは主要項の比較によって C_{MS} を決定した。また抗力成分は $i=10, 11, 13, 14$ の成分が主要項の 1/2 程度の大きさであり他の項は小さいことが計算値からは推測できる。したがって主要項の比較により C_{DS} を決定した。

$$\left. \begin{aligned} C_{DL} &= \frac{a_1}{\frac{1}{2} \rho A \omega_L^2 Y_L^2 \bar{A}_1}, & C_{AL} &= \frac{b_1}{\rho \nabla \omega_L^2 Y_L} - \frac{M}{\rho \nabla} \\ C_{DS} &= \frac{b_N}{\frac{1}{2} \rho A \omega_w^2 \zeta_A^2 e^{-Kd} B_N} \\ C_{MS} &= \frac{a_N}{\rho \nabla \omega_w^2 \zeta_A^2 e^{-Kd} A_N} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

ただし， $\omega_L^2 Y_L^2 \bar{A}_1 = A_1$

5 実験結果とその考察

合成運動実験または波浪中での強制動揺実験に先だって長周期強制動揺，短周期強制動揺，規則波中での波力計測実験を行った。実験状態は表 1，2 に示す。

長周期強制動揺実験から求めた抗力係数 C_{DLO} を Fig. 5 に示す。モデル I は周期一定で実験した。またモデル II についてはレイノルズ数が一定になるように実験した。実験結果は K_L 数だけでなく，レイノルズ数の影響も受けることがわかる。モデル I は冬期に実験を行ったので水の動

Fig. 5 Drag coefficient C_{DLO} obtained from slow oscillation test

Fig. 6 Added mass coefficient C_{ALO} obtained from slow oscillation test

Fig. 7 Drag coefficient C_{DSO} obtained from fast oscillation test

粘性係数 $\nu=1.43 \times 10^{-6} \text{m}^2/\text{sec}$ でありモデル II の場合は夏期であったので $\nu=0.867 \times 10^{-6} \text{m}^2/\text{sec}$ であった。Fig. 5 の結果はレイノルズ数の影響を大きく受けているが，Sarpkaya の実験結果²²⁾とはほぼ一致している。

Fig. 6 に付加質量係数 C_{ALO} を示す。モデル II のレイノルズ数 $R_L=2.9 \times 10^4$ の場合は他と傾向が異なるが，他はほとんど同じ傾向を示している。

短周期動揺，規則波中の実験結果を Fig. 7, 8 に示す。

Fig. 8 Added mass coefficient C_{AS0} obtained from fast oscillation test and inertia coefficient C_{MS0} obtained from wave test

模型 I の抗力係数 C_{DS0} は $K_S, K_W < 5.0$ の範囲ではかなりバラついているが、この領域では抗力は質量力に比べて極めて小さいために計測誤差の影響が大きいと思われる。長周期動揺との合成運動実験の K_S, K_W 数の範囲は模型 I の場合が $1.25 < K_S, K_W < 2.5$ 、模型 II の場合が $1.05 < K_S, K_W < 2.1$ の範囲であるので、 C_{DS} に関しては定量的な比較は困難であることがわかった。Fig. 8 に付加質量係数 C_{AS0} 、質量力係数 C_{MS0} を示す。模型 II の場合には C_{AS0} は質量力係数から 1.0 を引いた値とよく一致している。模型 I の場合は $C_{MS0} - 1.0$ は C_{AS0} より若干高目である。

以上の長周期強制動揺実験、短周期強制動揺実験、波力計測実験で求めた $C_{DLO}, C_{ALO}, C_{DS0}, C_{AS0}, C_{MS0}$ と次の長周期・短周期合成運動実験、規則波中の長周期動揺実験から求めた $C_{DL}, C_{AL}, C_{DS}, C_{AS}, C_{MS}$ と比較する。

合成運動実験から求めた長周期動揺に対する抗力係数 C_{DL} を求めるのに前節で述べたように、モリソン式によった。しかし本来のモリソン式は波浪中で固定された構造物に加わる波力を求めるために考えられた式であるので、抗力項の速度として波の水粒子速度を用いる。本研究のように規則波中や静止流体中で物体が動揺する場合には物体と流体との相対速度を用いるのが一般的であり、3 節、4 節でもそのようにして抗力を記述している。しかしながらこの相対速度の原理は K_S, K_W や U_T が小さい場合には成立しないのではないかという疑問がある²⁰⁾。Moe 等はこの相対速度を用いる代りに、流場を 2 つに分けて独立に考えることを提案²¹⁾している。本研究では、まず Moe 等の提案しているように流場を 2 つに分けて考えて実験結果の一部を解析してみた。この場

Fig. 9 Drag coefficient C_{DL} obtained from slow-fast oscillation test analyzed by using independent flow field concept

Fig. 10 Drag Coefficient C_{DL} obtained from slow-fast oscillation test versus K_L number

合、円柱に働く抗力は次の式で求められる。

$$F_D = \frac{1}{2} \rho A C'_{DL} \dot{Y} |\dot{Y}| + \frac{1}{2} \rho A C'_{DS} V |V| \quad (15)$$

ただし、 V ：短周期運動速度または水粒子速度水平成分、 C'_{DL}, C'_{DS} ：流場独立の概念で定義された抗力係数。

(15) 式を使って長周期、短周期合成運動の実験値から長周期動揺に対する抗力係数 C'_{DL} を求めて、その一例を Fig. 9 に示す。横軸は K_L である。図中の実線は長周期動揺単独の場合の抗力係数 C_{DLO} である。 K_L 数が小さく、短周期運動の影響が相対的に大きい場合には、短周期動揺の大きさによって大きく C_{DL} が変化するので、この解析法は便利であるとはいいがたい。したがって以後は短周期動揺の影響を無次元化に取り入れられる 3 節、4 節の解析法を用いることとする。次に横軸の取り方はまず従来通り、 K_L 数をとって整理してみる。Fig. 10 にレイノルズ数の影響を避けるために長周期動揺および短周期動揺又は入射波の水粒子速度によるレイノルズ数が一定になるように実験を行った模型 II に関する実験結果を示す。これによると C_{DL} の値は K_L 数よ

Fig. 11 Drag coefficient C_{DL} for slow-oscillation obtained from slow-fast oscillation test

りも短周期動揺の大きさ, または周期 T_S に依存していることがわかる。そこで横軸に長周期動揺の最大速度 U_L と短周期動揺の周期 T_S で定義される Reduced Velocity をとって整理した結果を Fig. 11 に示す。破線は定常流中で前後揺する円柱に加わる定常抗力から求めた抗力係数である¹⁷⁾。その場合は (3) 式中の長周期動揺速度の項 $Y_L \omega_L \cos \omega_L t$ の代りに定常流速 U_0 (U_0 は定数) を使用する。また横軸の U_r は $U_0 T_S / D$ で定義する。図中の実線は実験の平均値である。縦軸は長周期, 短周期合成運動の実験から求めた長周期運動に対する抗力係数 C_{DL} を長周期運動単独の実験から求めた抗力係数 C_{DLO} で無次元化したものである。黒丸および黒三角は模型Ⅱのレイノルズ数一定の一連の実験の平均値を示す (レイノルズ数一定の場合は U_L が一定であるので, U_r は T_S だけの関数となる)。定常流中の実験結果は $U_r = 4$ で極めて大きくなるが, 長周期動揺の結果はそうはならない。これは定常流中では $U_r = 4$ 付近で, 定常流の作用で流出するカルマン渦の周期と円柱の運動が共振状態となり, 渦の強さが増幅されるが, 長周期動揺の場合にはこの状態が一周中で $\dot{Y} T_S / D = 4$ の瞬間だけであるので, 渦の増幅現象が顕著でないと思われる。しかしながら $U_r > 4$ では $C_{DL} / C_{DLO} > 1.0$ であり, 合成運動の速度の2乗の ω_L の成分は長周期単独運動の速度の2乗の ω_L 成分よりも大きいことを考えれば長周期動揺の減衰力はかなり大きくなっているといえる。また, $U_r < 3$ では C_{DL} は急速に小さくなることに注意を要する。無次元化に短周期動揺の影響を入れない (15) 式による解析 (Fig. 9) においても C_{DLO} より小さくなるので長周期動揺の減衰力はかなり小さくなる。

Fig. 12 に規則波中で長周期動揺する場合の C_{DL} を示す。Fig. 11 と全く同様であり, 長周期・短周期合成運動実験でも, 規則波中で長周期動揺する円柱に加わる流体力をよく表わし得ることが分かった。また, 入射波と

Fig. 12 Drag coefficient C_{DL} for slow-oscillation obtained from slow oscillation test in regular short waves

Fig. 13 Added mass coefficient C_{AL} for slow oscillation obtained from slow-fast oscillation test

Fig. 14 Added mass coefficient C_{AL} for slow oscillation obtained from slow oscillation test in regular short waves

同周期で運動する円柱の流体力は速度として流体と円柱の相対速度を使用すればモリソン式が成立することが, 実験的に確認されているので今回の長周期・短周期合成運動実験と規則波中での長周期動揺実験によって, 波浪

中で波と同周期で動揺しながら長周期運動を行う円柱に加わる流体力の性質が解明できるものと考えられる。波浪中の実験でも $U_r < 3.0$ では C_{DL}/C_{DLO} は急速に小さくなるので静水中での強制動揺実験から波浪中の長周期動揺減衰力を推定する際には注意を要する。

Fig. 13, 14 に長周期動揺に対する付加質量の実験結果を示す。平均的には、 $1 < U_r < 3$ では静水中で動揺する円柱の付加質量係数の2倍近い値を示している。この原因についてはよく分からないが、安藤等の実験¹¹⁾でもこのことは確められており、長周期動揺の同調周期の推定の際には注意を要すると考えられる。

Fig. 15 に長周期、短周期合成運動実験から求めた短周期運動に対する付加質量係数 C_{AS} と短周期運動単独実験から求めた C_{AS0} の比を示す。図中の実線は実験の平均値であり、破線は定常流中の強制動揺実験により求めた結果である。 $U_r < 3.0$ では定常流中の強制動揺実験とよく一致している。 $U_r > 3.0$ では合成運動実験の場合は定常流中の場合ほど極端に小さくならない。これは C_{DL} の場合と同様の理由によるものである。Fig. 16 に規則波中の長周期運動実験から求めた質量力係数 C_{MS} に関する結果を示す。破線は Fig. 15 と同様に定常流中の強制動揺実験から求めた付加質量係数を示す。質量力係数から1.0を引いた値は定常流中の前後揺実験で得た付加質量係数よりも若干小さいが、傾向的には極めてよく似ている。Fig. 15, 16 の結果から、 U_r が大きくなるにつれて C_{AS} , C_{MS} は小さくなるのが分かる。ただし、定常流中の実験によれば $U_r = 6.0$ 付近で最低となり、以後は大きくなる。長周期動揺の際も同様の傾向をとるものと思われるが、今回の実験範囲は $U_r < 6.0$ であるので、今後確認する必要がある。

Fig. 17 に短周期運動 ω_s の成分から求めた抗力係数 C_{DS} を示す。図中の破線は定常流中の強制動揺実験から求めた C_{DS} を示す。実験点の平均値(実線)は定常流中の結果とよく似た傾向を示すが、 U_r が小さい場合は実験点がバラツキているので明確ではない。規則波中の実験から得られた C_{DS} は K_W 数が小さいので、抗力は質量力に比べて極めて小さく、まとまった結果が得られなかった。Fig. 17 から分かるように模型Iの場合には C_{DS} の値は0.2~0.8である。またFig. 5とFig. 12から C_{DL} を算出すれば C_{DL} の値は0.3~1.7の範囲にある。したがって(3)式、(11)式の相對運動に拡張されたモリソン式は成立しないともいえる。しかし、 M_{0e} 等の提案した流場を独立して考える方法²¹⁾は抗力の定義から考えて疑問が残るし、現実には長周期動揺に対する抗力係数が短周期運動の大きさによって大きく変わるので長周期動揺に対する減衰力の推定には不便である。そこで、波浪中で入射波の円振動数 ω_w で運動しながら ω_L

Fig. 15 Added mass Coefficient C_{AS} for fast oscillation obtained from slow-fast oscillation test

Fig. 16 Inertia coefficient C_{MS} obtained from slow oscillation in regular short waves

Fig. 17 Drag coefficient C_{DS} for fast oscillation obtained from slow-fast oscillation test

の振動数で長周期動揺する円柱に加わる流体力の推算式を以下のように提案する。ただし ε_1 , ε_2 は(2)式、(10)式の ε_1 , ε_2 と同じである。

$$\begin{aligned}
 F = & (\rho \nabla C_{AL} + M) \omega_L^2 Y_L \sin \omega_L t \\
 & + (\rho \nabla C_{AS} + M) Y_S \omega_w^2 \sin(\omega_w t + \varepsilon_1) \\
 & - \rho \nabla C_{MS} \omega_w^2 \zeta_A e^{-Kd} \cos(KY + \omega_w t + \varepsilon_2) \\
 & - \frac{1}{2} \rho A C_{DL} \omega_L^2 Y_L^2 \bar{A}_L \cos \omega_L t \\
 & - \frac{1}{2} \rho A C_{DS} \omega_w^2 Y_r^2 \bar{A}_S \cos(\omega_w t + \varepsilon) \quad (16)
 \end{aligned}$$

(16) 式の物理的な意味は、(3)式や(12)式のモリ、

ン式のように C_D を常に一定とするのではなく、一周期中で変化するとしたことになる。すなわち C_D を次のように級数に展開し、

$$C_D(t) = C_{D0} + \sum_{K=1}^N C_{DK} \cos(K\omega_L t + \varepsilon_K) \quad (17)$$

この $C_D(t)$ を相対速度に拡張されたモリソン式に代入し、物体の運動や水粒子運動に対して仕事をする力だけを選べば (16) 式を得る。この式は著者の一人が定常流中で運動する円柱や波浪中を一定速度で前進する円柱に加わる流体力に対して提案した式¹⁷⁾と同様の意味をもっている。

$\bar{A}_L, Y_r^2 \bar{A}_S$ は次のように求める。円柱と流体の相対速度を V_r とすれば円柱に加わる抗力 F_D は次式で求められる。

$$F_D = \frac{1}{2} \rho A C_D V_r |V_r| \quad (18)$$

ただし

$$\begin{aligned} V_r &= Y_L \omega_L \cos \omega_L t + Y_S \omega_W \cos(\omega_W t + \varepsilon_1) \\ &\quad + \omega_W \zeta_A e^{-Kd} \sin(KY + \omega_W t + \varepsilon_2) \\ &= Y_L \omega_L \cos \omega_L t + Y_S' \omega_W \cos(\omega_W t + \varepsilon) \end{aligned}$$

さらに $\omega_L^2 Y_L^2 \bar{A}_L$ および $\omega_W^2 Y_r^2 \bar{A}_S$ を次のように求めれば本論文で得た C_{DL}, C_{DS} が使用できる。

$$\left. \begin{aligned} \omega_L^2 Y_L^2 \bar{A}_L &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} V_r |V_r| \cos \omega_L t dt \\ \omega_W^2 Y_r^2 \bar{A}_S &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} V_r |V_r| \cos(\omega_W t + \varepsilon) dt \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

(16) 式で表わし得ない項は長周期動揺の減衰力の高次項と短周期動揺の減衰力の出会周期の変化による隣接項へのしみ出し分およびその倍数成分であるが、運動推定のために (16) 式を使う場合にはそれほど重要ではない。また $C_{DL}, C_{DS}, C_{AL}, C_{AS}, C_{MS}$ 等の係数の性質は本研究でかなり明らかになったので、 $C_{DLO}, C_{ALO}, C_{ASO}, C_{MSO}, C_{DSO}$ 等が分かればある程度推定可能である。

6 結 論

波浪中で長周期動揺する円柱および長周期短周期合成運動を行う円柱に加わる流体力を実験的に求め、長周期動揺に対する抗力係数 C_{DL} 、付加質量係数 C_{AL} 、短周期動揺に対する付加質量係数 C_{AS} 、抗力係数 C_{DS} 、波力から求めた質量力係数 C_{MS} 、等を静水中で長周期運動を行う円柱の抗力係数 C_{DLO} 、付加質量係数 C_{ALO} 、静水中で短周期運動する円柱の抗力係数 C_{DSO} 、付加質量係数 C_{ASO} 、固定した円柱に加わる波力から求めた質量力係数 C_{MSO} と比較して次のような結論を得た。

(1) C_{DL} は長周期動揺の最大速度 U_L と短周期運動の周期 T_S または入射波の周期 T_W で定義される Reduced Velocity $U_r = U_L T_S / D$ または $U_L T_W / D$ に強く影響され、 $U_r > 3.0$ では $C_{DL} > C_{DLO}$ 、 $U_r < 3.0$ では

$C_{DL} < C_{DLO}$ である。また、その傾向は定常流中で前後揺する円柱の定常抗力係数とよく似ている。

(2) $1 < U_r < 3$ では C_{AL} は C_{ALO} の2倍にも達する場合がある。

(3) C_{ASO}, C_{MSO} は U_r が大きくなるに従って小さくなる。またその傾向は定常流中で前後揺する円柱の付加質量係数とよく似ている。

(4) 今回の実験範囲では短周期動揺に対する抗力は付加質量力に比べて極めて小さいので、 C_{DS} の値はバラツキているが、傾向的には、定常流中で前後揺する円柱の運動周期成分の抗力係数と似ている。

(5) 周期の異なる2つの運動をする円柱、あるいは、入射波の中で波の周期よりもはるかに長い周期で運動する円柱の抗力は、モリソン式ではよく推定できず、本研究で提案した (16) 式で求める方がよい。

本実験的研究から得られた結論は以上であるが、海洋構造物の長周期動揺減衰力という観点に立てば、円柱だけでなく、ローハル、カラム等によく使用される角柱等について調査する必要がある。さらに水平部材の短周期上下揺と長周期前後揺の組み合わせも重要¹¹⁾であると考えられる。これらについては今後の研究課題とした。

終わりに貴重な御討論をいただいた防衛大学校別所正利教授、東京大学生産技術研究所前田久明教授、木下健助教授、九州大学応用力学研究所大楠丹教授に厚く御礼申し上げます。

参 考 文 献

- 1) Pinkster, J. A.: Low Frequency Phenomena Associated with Vessels Moored at Sea. Soc. of Petroleum Engineers of AIME, SPE, Paper No. 4837, (1974).
- 2) 根間 清, 池淵哲朗, 山上順雄: 軸対称物体に働く流体力の計算法 (続報), 関西造船協会誌, 第196号 (1985)
- 3) 小寺山 亘, 長浜智基, 石井秀夫: 海洋計測用ブイシステムの運動の数値計算法について, 九州大学応用力学研究所所報第53号 (1980).
- 4) 中島俊男, 元良誠三, 藤野正隆: 係留浮体の運動を考慮した係留ラインの動的挙動について, 日本造船学会論文集第150号 (1981).
- 5) 小寺山 亘: 係留浮体の運動と係留鎖張力について, 西部造船会会報, 第53号 (1977).
- 6) 小林正典, 島田 潔, 日根野元裕: 係留ラインの張力に対する動的影響について, 西部造船会会報, 第60号 (1980).
- 7) 栖原寿郎, 小寺山亘, 肥山 央, 古賀洋治: 振動する繫留鎖の挙動と張力 (Ⅱ), 日本造船学会論文集, 第152号 (1983).
- 8) Wichers, J. E. W.: On the Low-Frequency Surge Motions of Vessels Moored in High

- Seas, O. T. C. paper No. 4437, (1982).
- 9) 齊藤公男, 高木又男, 大久保寛, 平島充雄: 長周期動揺する係留浮体に働く減衰力について, 関西造船協会誌, 第195号 (1984).
 - 10) 井上義行: 海洋構造物の深海係留に関する調査研究報告書, 日本造船研究協会 (1983).
 - 11) 安藤定雄, 加藤俊司: 浮遊式海洋構造物の長周期運動時の流体力係数について, 日本造船学会第7回海洋工学シンポジウム (1984).
 - 12) Morison, J. R., et al., : The Force Exerted by Surface Waves on Piles, Petrol. Trans., Vol. 189, (1950).
 - 13) Keulegan, G. H. and Carpenter, L. H., : Force on Cylinders and Plates in an Oscillating Fluid, J. Res. Nat. Bureau of Standards, Vol. 60, No. 5, (1958).
 - 14) Koterayama, W.: Wave Forces Acting on a Submerged Horizontal Circular Cylinder in Oblique Waves and on a Vertical Cylinder in Deep Waves, Ocean Engineering Vol. 7, No. 3, (1980).
 - 15) 工藤君明, 木下 篤, 仲渡道夫: 振動する矩形柱に働く流体力に関する実験的研究, 関西造船協会誌, 第177号 (1980).
 - 16) 田中紀男, 池田良穂, 姫野洋司, 福富 廉: 振動する二次元柱体に働く粘性流体力の計測, 関西造船協会誌, 第179号 (1980).
 - 17) Koterayama, W.: Wave Forces Acting on a Vertical Circular Cylinder with a Constant Forward Velocity, Ocean Engineering, Vol. 11, No. 4, (1984).
 - 18) Chakrabarti, S. K. and Cotter, D. C.: Hydrodynamic Coefficients of a Mooring Tower, Journal of Energy Resource Technology, ASME, Vol. 106, (1984).
 - 19) Koterayama, W. and Nakamura, M.: Wave Forces Acting on a Moving Cylinder, 5th International OMAE Symposium (be printing).
 - 20) Chakrabarti, S. K.: Recent Advance in High Frequency Wave Forces, 4th International OMAE Symposium, (1985).
 - 21) Moe, G. and Verley, R. L. P.: Hydrodynamic Damping of Offshore Structures in Waves and Currents, OTC Paper 3798, (1980).
 - 22) Sarpkaya, T.: Vortex Shedding and Resistance in Harmonic Flow about Smooth and Rough Circular Cylinder, Proc. of International Conference Boss' 76, (1976).
-