

2関節没水球および円柱の波浪中の運動

荒川, 廣行
九州大学応用力学研究所

<https://doi.org/10.15017/6767937>

出版情報 : 九州大学応用力学研究所所報. 119, pp.123-133, 2000-09. 九州大学応用力学研究所
バージョン :
権利関係 :



2 関節没水球および円柱の波浪中の運動

荒川 廣行*1

(2000年6月30日受理)

Motion Analysis of a Double-Articulated Submerged Sphere and Column in Regular Waves and Current

Hiroyuki ARAKAWA

E-mail of corresponding author: Arakawa@riam.kyushu-u.ac.jp

Abstract

An estimation of motion of a double-articulated submerged sphere and column in regular waves and current is presented. Submerged bodies, use column a small buoyancy in the down part, sphere and column a large buoyancy in the upper part. In the absence current, we carried out the calculation by neglecting and considering the constant component in the velocity of fluid particle and compared with the calculated results. A summary agreement is show for the amplitude of pitch motion except for the resonance around. The contribution to pitch motion due to constant component in the velocity of fluid particle is negligible even in the case with current.

Key words : *double-articulated, submerged bodies*

1. 緒言

没水体を用いた海洋構造物として水産部門の一部では、浮漁礁の開発に利用されている。浮体の代表的なものとしては、球が用いられ1本のロープで係留して波浪中の運動を論じた研究¹⁾²⁾³⁾がある。しかし、2関節で二重振子とした運動の研究は見当たらない。

海上に設置された航路標識灯、波浪観測塔などを想定したこれらの塔が風、潮流および波浪に対する応答計算法は、田才⁴⁾⁵⁾によって述べられている。文献5)では二重振子の考え方で応答計算を推定したものである。

藤野⁶⁾らは、2関節に於ける田才の理論に若干の修正をし規則波中の応答計算を行い実験と比較している。その結果二重振子としての解に言及すると、同調近傍では多少の差はあるが、全体の傾向として計算と実験が良く一致していることを示している。

著者⁷⁾は前報で2関節に於いて、一様潮流と波が共存する場合の塔の運動特性を調べた。その結果良い推定を得たので本論では、2関節の没水体として二重振子の考え方で波浪中の応答計算を行った。主浮体には球と円柱を用いて、各々の重量の変化についても比較した。本論が浮漁礁に何らかの形で利用されれば幸いである。

2. 潮流と波の関係式

図1は潮流と規則波が共存し、2関節の没水体が水深Hでそれぞれ傾斜している状態を示す。下部関節 O_1 は海底から Z_0 の位置にあり、上部関節 O_2 は O_1 より上方 l_1 の長さの位置にあるものとする。

$O_1 - XZ$ は空間固定座標軸。没水体の軸心をZ軸とし、下部円柱については Z_1 軸、上部球については Z_2 軸とすれば $O_1 - x_1z_1$ 、 $O_2 - x_2z_2$ はそれぞれの固定座標系とする。

下部円柱の長さを l_1 、直径を D_1 とする。上部球の半径を R_a (図1-A)、円柱の直径を D_2 (図1-B)とする。上部球および円柱の重心、浮力の位置は同じ高さにあるものとする。物体の傾斜角 θ は、一様潮流速による傾斜角 θ_v 、波による漂流モーメントに対応する傾斜角 θ_0 とその周りに周期的に変動する傾斜角 φ の和とすると次式が得られる。

$$\theta = \theta_v + \theta_0 + \varphi \quad (2-1)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} \theta_i &= \theta_v + \theta_0 \\ \varphi &= \varphi_a \cos(\omega t - \varepsilon_\varphi) \end{aligned} \right\} \quad (2-2)$$

θ_i は定常傾斜角を示し、 φ_a は動揺振幅である。下部の円柱の傾斜角を θ_1 、動揺振幅を φ_{a1} とし上部の球をそれぞれ θ_2 、 φ_{a2} とすれば次式が得られる。

$$\theta_1 = \theta_{i1} + \varphi_{a1} \cos(\omega t - \varepsilon_{\varphi 1}) \quad (2-3)$$

*1 九州大学応用力学研究所

$$\theta_2 = \theta_{i2} + \varphi_{a2} \cos(\omega t - \varepsilon_{\varphi 2}) \quad (2-4)$$

$\varepsilon_{\varphi 1}, \varepsilon_{\varphi 2}$ は入射波

$$\zeta = \zeta_a \cos(KX - \omega t) \quad (2-5)$$

に対する周期運動の位相遅れである。規則波の速度ポテンシャル ϕ は、微小振幅理論によれば次式で与えられる。

$$\phi = \zeta_a \frac{g}{\omega} \frac{\cosh K(Z + Z_0)}{\cosh KH} \cdot \sin(KX - \omega t) \quad (2-6)$$

但し、 ζ_a = 波振幅、 ω = 円振動数、 T_w = 波周期である。 $K \tanh KH = \omega^2/g$ 。(2-6) 式より波粒子速度と加速度の Z 方向成分 $\dot{\zeta}_w, \ddot{\zeta}_w$, X 方向成分を $\dot{\xi}_w, \ddot{\xi}_w$ とすれば次式で与えられる。

$$\dot{\zeta}_w = \omega \zeta_a \frac{\sinh K(Z + Z_0)}{\sinh KH} \cdot \sin(KX - \omega t) \quad (2-7)$$

$$\ddot{\zeta}_w = -\omega^2 \zeta_a \frac{\sinh K(Z + Z_0)}{\sinh KH} \cdot \cos(KX - \omega t) \quad (2-8)$$

$$\dot{\xi}_w = \omega \zeta_a \frac{\cosh K(Z + Z_0)}{\sinh KH} \cdot \cos(KX - \omega t) \quad (2-9)$$

$$\ddot{\xi}_w = \omega^2 \zeta_a \frac{\cosh K(Z + Z_0)}{\sinh KH} \cdot \sin(KX - \omega t) \quad (2-10)$$

さて、下部の円柱が O_1 点周りに θ_1 だけ傾斜した位置で、 O_1 から任意の Z_1 の位置の横断面の円柱中心における x_1 方向の波粒子速度及び加速度 $\dot{x}_{w1}, \ddot{x}_{w1}$ は、 φ_1 を微小と仮定し次式の如く近似する。

$$\dot{x}_{w1} = \dot{\xi}_{w1} \cos \theta_{i1} - \dot{\zeta}_{w1} (\sin \theta_{i1} + \varphi_1 \cdot \cos \theta_{i1}) \quad (2-11)$$

$$\ddot{x}_{w1} = \ddot{\xi}_{w1} \cos \theta_{i1} - \ddot{\zeta}_{w1} (\sin \theta_{i1} + \varphi_1 \cdot \cos \theta_{i1}) \quad (2-12)$$

同様に上部の球の波粒子速度 \dot{x}_{w2} 及び加速度 \ddot{x}_{w2} は、上式の添字 1 を 2 に変換すればよい。

次に (2-7)~(2-10) 式の XZ 座標を $x_1 z_1, x_2 z_2$ に変換し、軸心上における下部及び上部についての X, Z は次式のように近似する。

$$\left. \begin{aligned} X_1 &= z_1 (\sin \theta_{i1} + \varphi_1 \cos \theta_{i1}) \\ Z_1 &= z_1 \cos \theta_{i1} \end{aligned} \right\} \quad (2-13)$$

$$\left. \begin{aligned} X_2 &= l_1 (\sin \theta_{i1} + \varphi_1 \cdot \cos \theta_{i1}) \\ &\quad + z_2 (\sin \theta_{i2} + \varphi_2 \cdot \cos \theta_{i2}) \\ Z_2 &= l_1 \cos \theta_{i1} + z_2 \cos \theta_{i2} \end{aligned} \right\} \quad (2-14)$$

$\dot{x}_{w1}, \ddot{x}_{w1}$ 及び $\dot{x}_{w2}, \ddot{x}_{w2}$ は (2-3), (2-4) 式を用いて次式のように整理する。

$$\dot{x}_{w1} = \dot{x}_{w10} + \dot{x}_{w1C} \cdot \cos \omega t + \dot{x}_{w1S} \cdot \sin \omega t \quad (2-15)$$

$$\ddot{x}_{w1} = \ddot{x}_{w10} + \ddot{x}_{w1C} \cdot \cos \omega t + \ddot{x}_{w1S} \cdot \sin \omega t \quad (2-16)$$

$\dot{x}_{w2}, \ddot{x}_{w2}$ は (2-15), (2-16) 式で添字 1 の代わりに 2 を用いればよい。ここで \dot{x}_{w10} は定常成分であり、 $\dot{x}_{w1C}, \dot{x}_{w1S}$ はそれぞれ $\cos \omega t, \sin \omega t$ 成分である。 φ_1 及び φ_2 は微小と仮定しているから次式の如く近似した。

$$\dot{x}_{w10} = \frac{\omega \zeta_a}{2 \sinh KH} \{ [K Z_1 \cdot \cosh K(Z_1 + Z_0)$$

$$+ \sinh K(Z_1 + Z_0)] \cos \theta_{i1} | \varphi_{a1} \cdot \sin \varepsilon_{\varphi 1} \quad (2-17)$$

$$\dot{x}_{w1C} = \frac{\omega \zeta_a}{\sinh KH} [\cosh K(Z_1 + Z_0) \cos \theta_{i1}] \quad (2-18)$$

$$\dot{x}_{w1S} = \frac{\omega \zeta_a}{\sinh KH} \{ [K Z_1 \cdot \cosh K(Z_1 + Z_0) + \sinh K(Z_1 + Z_0)] \sin \theta_{i1} \quad (2-19)$$

$$\left. \begin{aligned} \ddot{x}_{w10} &= \omega \cdot \left(\frac{\cos \varepsilon_{\varphi 1}}{\sin \varepsilon_{\varphi 1}} \right) \cdot \dot{x}_{w10} \\ \ddot{x}_{w1C} &= \omega \cdot \dot{x}_{w1S} \\ \ddot{x}_{w1S} &= -\omega \cdot \dot{x}_{w1C} \end{aligned} \right\} \quad (2-20)$$

次に

$$\begin{aligned} \dot{x}_{w20} &= \frac{\omega \zeta_a}{2 \sinh KH} [K Z_1 \cdot \cosh K(Z_1 + Z_2 + Z_0) \\ &\quad \times \cos \theta_{i2} | \varphi_{a1} \sin \varepsilon_{\varphi 1} \\ &\quad + \frac{\omega \zeta_a}{2 \sinh KH} \{ [K Z_2 \cosh K(Z_1 + Z_2 + Z_0) \\ &\quad + \sinh K(Z_1 + Z_2 + Z_0)] \cos \theta_{i2} \} \\ &\quad \times \varphi_{a2} \cdot \sin \varepsilon_{\varphi 2} \end{aligned} \quad (2-21)$$

$$\dot{x}_{w2C} = \frac{\omega \zeta_a}{\sinh KH} \{ \cosh K(Z_1 + Z_2 + Z_0) \} \times \cos \theta_{i2} \quad (2-22)$$

$$\begin{aligned} \dot{x}_{w2S} &= \frac{\omega \zeta_a}{\sinh KH} [K Z_1 \cdot \cosh K(Z_1 + Z_2 + Z_0)] \\ &\quad \times \sin \theta_{i1} \\ &\quad + \frac{\omega \zeta_a}{\sinh KH} [K Z_2 \cdot \cosh K(Z_1 + Z_2 + Z_0) \\ &\quad + \sinh K(Z_1 + Z_2 + Z_0)] \sin \theta_{i2} \end{aligned} \quad (2-23)$$

$$\begin{aligned} \ddot{x}_{w20} &= \frac{\omega^2 \zeta_a}{2 \sinh KH} [K Z_1 \cdot \cosh K(Z_1 + Z_2 + Z_0) \\ &\quad \times \cos \theta_{i2}] | \varphi_{a1} \cos \varepsilon_{\varphi 1} \\ &\quad + \frac{\omega^2 \zeta_a}{2 \sinh KH} \{ [K Z_2 \cdot \cosh K(Z_1 + Z_2 + Z_0) \\ &\quad + \sinh K(Z_1 + Z_2 + Z_0)] \cos \theta_{i2} \} \\ &\quad \times \varphi_{a2} \cdot \cos \varepsilon_{\varphi 2} \end{aligned} \quad (2-24)$$

$$\left. \begin{aligned} \ddot{x}_{w2C} &= \omega \cdot \dot{x}_{w2S} \\ \ddot{x}_{w2S} &= -\omega \cdot \dot{x}_{w2C} \end{aligned} \right\} \quad (2-25)$$

(2-21) ~ (2-24) 式の Z_1, Z_2 は $Z_1 = l_1 \cdot \cos \theta_{i1}, Z_2 = z_2 \cdot \cos \theta_{i2}$ である。

3. 計算模型

計算に用いた模型は図 1 (A,B) より、下部の円柱は共通である。上部の球 (Sphere) と円柱 (Column) の比較計算を行った。ここで球と円柱の重量を W_2 , 重心位置 G_2 , 浮力中心位置 B_2 は同点にあるものとする。したがって O_2 点から $l_{G2} = l_{B2}$ である。球の浮力と円柱の浮力も同一として円柱の直径 D_2 を決定した。波浪中の運動は静的復原力によって相違するので、上部の浮力体の浮力 Δ_2 を一定にして W_2 を変えて重量係数 W_c を次式のようにした。

$$W_c = W_2 / \Delta_2 = 2/3, 1/2, 1/3 \quad (3-1)$$

計算に用いた模型の主要目は Table 1 に示す。一樣潮流速は $V = 0.1, 0.2$ (m/s) とした。

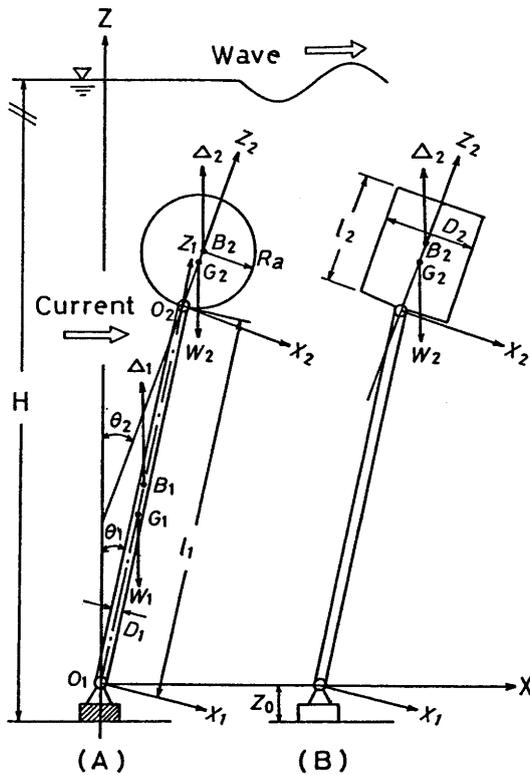


Fig. 1 Coordinates system in regular wave and current

4. 運動方程式

以下に示す運動計算は、下部の円柱は共通として上部浮力体の球および円柱をそれぞれ単独に計算しなければならないが、上下共円柱の場合は文献(7)を参照し没水体に変換すればよいのでここでは省略する。

4.1 復原力と慣性力モーメント

上部の球が O_2 点を支点として θ_2 傾斜したときの O_2 点周りの復原モーメントを M_{W2} と置けば

$$M_{W2} = (W_2 R_a - M_{B2}) \sin \theta_2 \quad (4-1)$$

上式の M_{B2} は浮力によるモーメントで R_a は球の半径である。 M_{W2} を定常項および $\sin \omega t$, $\cos \omega t$ の成分に分割すると

$$M_{W2} = M_{W20} + M_{W2C} \cdot \cos \omega t + M_{W2S} \cdot \sin \omega t \quad (4-2)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} M_{W20} &= A_{R20} \cdot \sin \theta_{i2} \\ M_{W2C} &= A_{R2} \cdot X_2 \\ M_{W2S} &= A_{R2} \cdot Y_2 \end{aligned} \right\} \quad (4-3)$$

Table 1 Condition of sphere and column used for calculation

Condition	Down part Column	Upper part	
		Sphere	Column
Diameter (m)	0.02		0.098
Radius (m)		0.06	
Length (m)	1.00		0.12
Weight (kg)	0.15	0.60, 0.45, 0.30	
$W_c = W_2 / \Delta_2$		2/3, 1/2, 1/3	
W_2 : Weight, Δ_2 : Buoyancy			
Water depth $H=2.0$ (m), $Z_0=0.1$ (m)			
Current vel. $V=0.1, 0.2$ (m/sec)			

但し

$$\left. \begin{aligned} A_{R20} &= \left\{ W_2 - \left(\frac{4}{3} \right) \rho g \pi \cdot R_a^3 \right\} R_a \\ A_{R2} &= A_{R20} \cdot \cos \theta_{i2} \end{aligned} \right\} \quad (4-4)$$

$$X_2 = \varphi_{a2} \cdot \cos \epsilon_{\varphi 2}, \quad Y_2 = \varphi_{a2} \cdot \sin \epsilon_{\varphi 2} \quad (4-5)$$

$$X_1 = \varphi_{a1} \cdot \cos \epsilon_{\varphi 1}, \quad Y_1 = \varphi_{a1} \cdot \sin \epsilon_{\varphi 1} \quad (4-6)$$

上式の X_1, Y_1, X_2, Y_2 の記号は必要時に用いることにする。

次に O_1 点周りの復原モーメントは上部球のモーメントを考慮しなければならない。故に O_1 点周りの復原モーメント M_{W1} は次式で表される。

$$\begin{aligned} M_{W1} &= [(W_1 l_{G1} - M_{B1}) + (W_2 - \Delta_2) \\ &\quad \times l_1 \cdot \cos(\theta_2 - \theta_1)] \sin \theta_1 \end{aligned} \quad (4-7)$$

但し上式の $\cos(\theta_2 - \theta_1) \simeq \cos(\theta_{i2} - \theta_{i1}) = \cos \gamma$ とおいて差し支えない。 M_{B1} , Δ_2 は次式を得る。

$$M_{B1} = \rho g \int_0^{l_1} a_{z1} \cdot z_1 dz_1 \quad (4-8)$$

$$\Delta_2 = \frac{4}{3} \rho g \pi \cdot R_a^3 \quad (4-9)$$

但し $a_{z1} = (\pi D_1^2) / 4$ である。 M_{W1} を整理すると

$$M_{W1} = M_{W10} + M_{W1C} \cdot \cos \omega t + M_{W1S} \cdot \sin \omega t \quad (4-10)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} M_{W10} &= A_{R10} \cdot \sin \theta_{i1} \\ M_{W1C} &= A_{R1} \cdot X_1 \\ M_{W1S} &= A_{R1} \cdot Y_1 \end{aligned} \right\} \quad (4-11)$$

但し

$$\left. \begin{aligned} A_{R10} &= \left\{ W_1 l_{G1} - \left(\frac{1}{8} \right) \rho g \pi D_1^2 l_1^2 \right\} \\ &\quad + \left\{ W_2 - \left(\frac{4}{3} \right) \rho g \pi R_a^3 \right\} l_1 \cdot \cos \gamma \\ A_{R1} &= A_{R10} \cos \theta_{i1} \end{aligned} \right\} \quad (4-12)$$

O_1 点周りの下部の円柱の慣性能率を J_1 , O_2 点周りの上部の球の慣性能率を J_2 とする。 O_1 点周りの慣性力によるモーメント M_{J1} は, 上部球の重量 W_2 及び上部球に作用する慣性力を考慮して求められる。

$$M_{J1} = -(J_1 + \frac{W_2}{g} l_1^2) \ddot{\theta}_1 - \frac{W_2}{g} R_a \cdot l_1 \cos \gamma \ddot{\theta}_2 \quad (4-13)$$

上式には定常項は現れない。従って $\cos \omega t$ 成分と $\sin \omega t$ 成分に分割し改めて整理すると次式で与えられる。

$$M_{J1} = M_{J1C} \cdot \cos \omega t + M_{J1S} \cdot \sin \omega t \quad (4-14)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} M_{J1C} &= A_{J11} \cdot X_1 + A_{J12} \cdot X_2 \\ M_{J1S} &= A_{J11} \cdot Y_1 + A_{J12} \cdot Y_2 \end{aligned} \right\} \quad (4-15)$$

但し

$$\left. \begin{aligned} A_{J11} &= \{J_1 + (\frac{W_2}{g} l_1^2) \omega^2\} \\ A_{J12} &= \{(\frac{W_2}{g} R_a l_1 \cos \gamma) \omega^2\} \end{aligned} \right\} \quad (4-16)$$

次に O_2 点周りの慣性力によるモーメント M_{J2} は, 下部円柱の動揺による加速度 $l_1 \ddot{\theta}_1$ と, 上部球の重心 G に $W_2/g \cdot (-l_1 \ddot{\theta}_1)$ が働く。この力を考慮すると次式を得る。

$$M_{J2} = -J_2 \ddot{\theta}_2 - \frac{W_2}{g} l_1 R_a \cos \gamma \ddot{\theta}_1 \quad (4-17)$$

上式も $\cos \omega t$ 成分と $\sin \omega t$ 成分に分割して整理すると

$$M_{J2} = M_{J2C} \cdot \cos \omega t + M_{J2S} \cdot \sin \omega t \quad (4-18)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} M_{J2C} &= A_{J21} \cdot X_2 + A_{J22} \cdot X_1 \\ M_{J2S} &= A_{J21} \cdot Y_2 + A_{J22} \cdot Y_1 \end{aligned} \right\} \quad (4-19)$$

但し

$$\left. \begin{aligned} A_{J21} &= J_2 \omega^2 \\ A_{J22} &= \{(\frac{W_2}{g} l_1 R_a \cos \gamma) \omega^2\} \end{aligned} \right\} \quad (4-20)$$

(3-15) 式の A_{J12} 及び (4-19) 式の A_{J22} は連成モーメントである。

4.2 ラディエーションモーメント

上下部の没水物体が動揺することにより生じる Radiation force は, 付加質量力によるものと造波減衰力によるものと和として表現される。円柱および球の造波減衰力の寄与は小さいとして省略し, 付加質量力によるのみを考えた。円柱の O_1 点周りの付加慣性モーメントを I_1 , 球の O_2 点周りの付加慣性モーメントを I_2 とし, 円柱の単位長さ断面の付加質量係数として 1.0 を用い, 球については 0.5 を用いる。

O_1 点周りの付加慣性モーメント M_{R1} は, 上部球の付加慣性力を考慮すると次式で与えられる。

$$M_{R1} = -(I_1 + \rho \cdot \nabla \cdot l_1^2) \cdot \ddot{\theta}_1 - \rho \nabla \cdot R_a \cdot l_1 \cos \gamma \cdot \ddot{\theta}_2 \quad (4-21)$$

但し, 上式の ∇ は球の体積である。故に O_1 点周りのラディエーションモーメント M_{R1} を整理すると次式で与えられる。

$$M_{R1} = M_{R1C} \cdot \cos \omega t + M_{R1S} \cdot \sin \omega t \quad (4-22)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} M_{R1C} &= A_{R11} \cdot X_1 + A_{R12} \cdot X_2 \\ M_{R1S} &= A_{R11} \cdot Y_1 + A_{R12} \cdot Y_2 \end{aligned} \right\} \quad (4-23)$$

但し

$$\left. \begin{aligned} A_{R11} &= (I_1 + \rho \cdot \nabla \cdot l_1^2) \omega^2 \\ A_{R12} &= (\rho \nabla R_a \cdot l_1 \cos \gamma) \omega^2 \end{aligned} \right\} \quad (4-24)$$

次に O_2 点周りのラディエーションモーメント M_{R2} は, x_1 方向に働く慣性力を考慮すると次式で与えられる。

$$M_{R2} = -I_2 \ddot{\theta}_2 - \rho \nabla R_a \cdot l_1 \cos \gamma \cdot \ddot{\theta}_1 \quad (4-25)$$

故に M_{R2} も次式のように整理する。

$$M_{R2} = M_{R2C} \cdot \cos \omega t + M_{R2S} \cdot \sin \omega t \quad (4-26)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} M_{R2C} &= A_{R21} \cdot X_2 + A_{R22} \cdot X_1 \\ M_{R2S} &= A_{R21} \cdot Y_2 + A_{R22} \cdot Y_1 \end{aligned} \right\} \quad (4-27)$$

但し

$$\left. \begin{aligned} A_{R21} &= I_2 \cdot \omega^2 \\ A_{R22} &= (\rho \nabla R_a \cdot l_1 \cos \gamma) \omega^2 \end{aligned} \right\} \quad (4-28)$$

4.3 波力と潮流力によるモーメント

上部の球および下部の円柱が, それぞれ波力と潮流力を受けて θ_2, θ_1 の傾斜したときに働くモーメントは, 質量力成分によるモーメント M_M と抗力成分によるモーメント M_D の和から成るとする。ここで質量力係数を C_M とし, 抗力係数を C_D として表す。

本論では, 円柱: $C_{M1} = 2.0, C_{D1} = 1.0$ を用い, 球: $C_{M2} = 1.5, C_{D2} = 0.5$ を用いることにした。

4.3.1 質量力成分によるモーメント

上部の球については, 任意の z_2 の位置における単位長さ断面に働く x_2 方向の波強制力 $f_w(z_2)$ は次式で与えられる。

$$f_w(z_2) = \rho \cdot F(a_{z2}) \cdot C_M \cdot \ddot{x}_{w2} \quad (4-29)$$

上式の $F(a_{z2})$ は z_2 の関数として次式を用いる。

$$F(a_{z2}) = \pi(2R_a \cdot z_2 - z_2^2) \quad (4-30)$$

\ddot{x}_{w2} はすでに与えられているので上部の球のモーメント M_{M2} は次式を得る。

$$M_{M2} = \rho C_M \int_0^{2R_a} F(a_{z2}) \cdot \ddot{x}_{w2} \cdot z_2 \cdot dz_2 \quad (4-31)$$

上式の \ddot{x}_{w2} には定常項および $\cos \omega t$, $\sin \omega t$ の変動項が含まれているので次式のように整理する。

$$M_{M2} = M_{M20} + M_{M2C} \cdot \cos \omega t + M_{M2S} \cdot \sin \omega t \quad (4-32)$$

ここで

$$\begin{aligned} M_{M20} &= \rho C_M \int_0^{2R_a} F(a_{z2}) \cdot \ddot{x}_{w20} \cdot z_2 \cdot dz_2 \\ &= M_{20L} \cdot X_1 + M_{20} \cdot X_2 \end{aligned} \quad (4-33)$$

$$\begin{aligned} M_{M2C} &= \rho C_M \int_0^{2R_a} F(a_{z2}) \cdot \ddot{x}_{w2C} \cdot z_2 \cdot dz_2 \\ &= M_{2C1} \cdot \sin \theta_{i1} + M_{2C2} \cdot \sin \theta_{i2} \end{aligned} \quad (4-34)$$

$$\begin{aligned} M_{M2S} &= \rho C_M \int_0^{2R_a} F(a_{z2}) \cdot \ddot{x}_{w2S} \cdot z_2 \cdot dz_2 \\ &= M_{2S} \end{aligned} \quad (4-35)$$

但し

$$\left. \begin{aligned} M_{2C1} &= (2/\cos \theta_{i2}) \cdot M_{20L} \\ M_{2C2} &= (2/\cos \theta_{i2}) \cdot M_{20} \end{aligned} \right\} \quad (4-36)$$

(4-33) ~ (4-35) 式の M_{20L} , M_{20} , M_{2C1} , M_{2C2} および M_{2S} は数値計算によって求め便宜上これらの記号を用いた。以下に述べる各種モーメントの積分も数値計算で求めそれぞれの記号を用いることにする。

下部の円柱については、上部の球と同様な $f_w(z_1)$ によるものと、 x_2 方向に球の波浪強制力が作用する。後者の力を F_{M2} とすれば次式で与えられる。

$$F_{M2} = \rho C_M \int_0^{2R_a} F(a_{z2}) \cdot \ddot{x}_{w2} \cdot dz_2 \quad (4-37)$$

故に下部円柱の質量力成分によるモーメント M_{M1} は次式で与えられる。

$$M_{M1} = \rho C_M \int_0^{l_1} a_{z1} \cdot \ddot{x}_{w1} \cdot z_1 dz_1 + F_{M2} \times (l_1 \cos \gamma) \quad (4-38)$$

但し a_{z1} は円柱の断面積であり ρa_{z1} は一様に分布しているものとする。上式を定常成分と変動成分に分割し、改めて整理すれば

$$M_{M1} = M_{M10} + M_{M1C} \cdot \cos \omega t + M_{M1S} \cdot \sin \omega t \quad (4-39)$$

ここで

$$\begin{aligned} M_{M10} &= \rho C_M \int_0^{l_1} a_{z1} \cdot \ddot{x}_{w10} \cdot z_1 dz_1 \\ &+ \rho C_M \int_0^{2R_a} F(a_{z2}) \cdot \ddot{x}_{w20} \cdot dz_2 \times (l_1 \cos \gamma) \end{aligned}$$

$$= M_{10} \cdot X_1 + F_{10L} \cdot X_1 + F_{20L} \cdot X_2 \quad (4-40)$$

$$\begin{aligned} M_{M1C} &= \rho C_M \int_0^{l_1} a_{z1} \cdot \ddot{x}_{w1C} \cdot z_1 dz_1 \\ &+ \rho C_M \int_0^{2R_a} F(a_{z2}) \cdot \ddot{x}_{w2C} \cdot dz_2 \times (l_1 \cos \gamma) \\ &= M_{1C} \cdot \theta_{i1} + F_{1CL} \cdot \theta_{i1} + F_{2CL} \cdot \theta_{i2} \end{aligned} \quad (4-41)$$

$$\begin{aligned} M_{M1S} &= \rho C_M \int_0^{l_1} a_{z1} \cdot \ddot{x}_{w1S} \cdot z_1 dz_1 \\ &+ \rho C_M \int_0^{2R_a} F(a_{z2}) \cdot \ddot{x}_{w2S} \cdot dz_2 \times (l_1 \cos \gamma) \\ &= M_{1S} + F_{2SL} \end{aligned} \quad (4-42)$$

$$\left. \begin{aligned} M_{1C} &= (2/\cos \theta_{i1}) \cdot M_{10} \\ F_{1CL} &= (2/\cos \theta_{i2}) \cdot F_{10L} \\ F_{2CL} &= (2/\cos \theta_{i2}) \cdot F_{20L} \end{aligned} \right\} \quad (4-43)$$

故に M_{M10} は定常成分であり、 M_{M1C} , M_{M1S} はそれぞれ $\cos \omega t$, $\sin \omega t$ 成分として表現される。

4.3.2 抗力によるモーメント

一様な潮流速と波がある場合の抗力モーメント M_D を求める。この場合の抗力は潮流速度、波粒子速度と物体の動揺速度との相対速度の2乗に比例するとし、物体の任意断面 $f(D_z)$ に働く抗力を $f_{DC}(z)$ とすれば

$$f_{DC}(z) = \frac{1}{2} \rho f(D_z) C_D (V + \dot{x}_w - z\dot{\theta}) |V + \dot{x}_w - z\dot{\theta}| \quad (4-44)$$

但し、 C_D : 抗力係数、 V : 潮流速度である。円柱についての $f(D_{z1})$ は直径 D_1 を用い、球については z_2 の関数として次式を用いる。

$$f(D_{z2}) = 2\sqrt{2R_a z_2 - z_2^2} \quad (4-45)$$

波粒子速度の \dot{x}_{w10} , \dot{x}_{w20} の項を用いた抗力モーメントは、加速度成分 \ddot{x}_{w10} , \ddot{x}_{w20} の項を用いた質量力モーメントに比べて非常に小さいとして省略する。

先ず上部の球に働く抗力について述べる。球の z_2 軸上任意の点における相対速度 V_{r2} は、下部の円柱の $l_1 \dot{\theta}_1$ を考慮すると次式で与えられる。

$$V_{r2} = V + \dot{x}_{w2} - l_1 \dot{\theta}_1 - z_2 \dot{\theta}_2 \quad (4-46)$$

上式には定常項と変動項 $\cos \omega t$, $\sin \omega t$ が含まれているので、それらを整理すると

$$V_{r2} = V_{r20} + V_{r2C} \cdot \cos \omega t + V_{r2S} \cdot \sin \omega t \quad (4-47)$$

但し

$$\left. \begin{aligned} V_{r20} &= V \cos \theta_{i2} \\ V_{r2C} &= \dot{x}_{w2C} - l_1 \cdot \omega \cdot \varphi_{a1} \cdot \sin \epsilon_{\varphi 1} - z_2 \cdot \omega \cdot \varphi_{a2} \cdot \sin \epsilon_{\varphi 2} \\ V_{r2S} &= \dot{x}_{w2S} + l_1 \cdot \omega \cdot \varphi_{a1} \cdot \cos \epsilon_{\varphi 1} + z_2 \cdot \omega \cdot \varphi_{a2} \cdot \cos \epsilon_{\varphi 2} \end{aligned} \right\} \quad (4-48)$$

ここで

$$V_{r2C} \cdot \cos \omega t + V_{r2S} \cdot \sin \omega t = B_{r2} \cdot \sin(\omega t - \delta_{r2}) \quad (4-49)$$

と置けば

$$B_{r2} = \sqrt{V_{r2C}^2 + V_{r2S}^2}, \quad \tan \delta_{r2} = \frac{-V_{r2C}}{V_{r2S}} \quad (4-50)$$

故に任意断面に働く上部球の抗力を f_{D2} とすれば次式で与えられる。

$$f_{D2} = \frac{1}{2} \rho f(D_{z2}) C_D \{V_{r20} + B_{r2} \cdot \sin(\omega t - \delta_{r2})\} \\ \times |V_{r20} + B_{r2} \cdot \sin(\omega t - \delta_{r2})| \quad (4-51)$$

上部の球全体に働く抗力を F_{D2} とし、定常項と変動項に整理すれば

$$F_{D2} = \int_0^{2R_a} f_{D2} dz_2 = F_{D20} + F_{D2C} \cdot \cos \omega t + F_{D2S} \cdot \sin \omega t \quad (4-52)$$

但し

$$\left. \begin{aligned} F_{D20} &= \int_0^{2R_a} f_{D20} dz_2 \\ F_{D2C} &= \int_0^{2R_a} f_{D2C} dz_2 \\ F_{D2S} &= \int_0^{2R_a} f_{D2S} dz_2 \end{aligned} \right\} \quad (4-53)$$

上式の f_{D20} , f_{D2C} , f_{D2S} については $V_{r20} \geq B_{r2}$ または $V_{r20} < B_{r2}$ によって計算法が異なるのでこれについては後述する。

次に下部円柱の z_1 の位置における相対速度を V_{r1} とすれば、上部の球と同様に

$$V_{r1} = V_{r10} + V_{r1C} \cdot \cos \omega t + V_{r1S} \cdot \sin \omega t \quad (4-54)$$

但し

$$\left. \begin{aligned} V_{r10} &= V \cos \theta_{i1} \\ V_{r1C} &= \dot{x}_{w1C} - z_1 \cdot \omega \cdot \varphi_{a1} \cdot \sin \epsilon_{\varphi 1} \\ V_{r1S} &= \dot{x}_{w1S} + z_1 \cdot \omega \cdot \varphi_{a1} \cdot \cos \epsilon_{\varphi 1} \end{aligned} \right\} \quad (4-55)$$

ここで

$$V_{r1C} \cdot \cos \omega t + V_{r1S} \cdot \sin \omega t = B_{r1} \cdot \sin(\omega t - \delta_{r1}) \quad (4-56)$$

と置けば

$$B_{r1} = \sqrt{V_{r1C}^2 + V_{r1S}^2}, \quad \tan \delta_{r1} = \frac{-V_{r1C}}{V_{r1S}} \quad (4-57)$$

故に任意断面に働く抗力 f_{D1} は次式で与えられる。

$$f_{D1} = \frac{1}{2} \rho D_1 C_D \{V_{r10} + B_{r1} \cdot \sin(\omega t - \delta_{r1})\} \\ \times |V_{r10} + B_{r1} \cdot \sin(\omega t - \delta_{r1})| \quad (4-58)$$

上記の抗力モーメントは、波粒子速度を省略した計算であるが考慮した計算も行い比較した。ただし潮流速度零の場合である。

さて、上式に於いて $V_{r10} \geq B_{r1}$ および $V_{r10} < B_{r1}$ により計算法が異なることは前述した通りである。又 (4-51) 式の V_{r20} と B_{r2} の大小関係についても同様である。この計算法は田才⁵⁾ により次の通りである。

(1). $V_{r20} \geq B_{r2}$ の場合

$$f_{D2} = \frac{1}{2} \rho f(D_{z2}) C_D \left\{ (V_{r20}^2 + \frac{1}{2} B_{r2}^2) \right. \\ \left. + 2V_{r20} \cdot B_{r2} \cdot \sin(\omega t - \delta_{r2}) \right\} \quad (4-59)$$

上式は定常成分と変動成分から成り、それらを分割して整理すると

$$f_{D2} = f_{D20} + f_{D2C} \cdot \cos \omega t + f_{D2S} \cdot \sin \omega t \quad (4-60)$$

但し

$$f_{D20} = \frac{1}{2} \rho C_D f(D_{z2}) (V_{r20}^2 + \frac{1}{2} B_{r2}^2) \quad (4-61)$$

$$f_{D2C} = -\rho C_D f(D_{z2}) V_{r20} \cdot B_{r2} \cdot \sin \delta_{r2} \quad (4-62)$$

$$f_{D2S} = \rho C_D f(D_{z2}) V_{r20} \cdot B_{r2} \cdot \cos \delta_{r2} \quad (4-63)$$

(2). $V_{r20} < B_{r2}$ の場合

$$f_{D20} = \frac{1}{2} \rho C_D f(D_{z2}) \left\{ 2\beta_2 (V_{r20}^2 + \frac{1}{2} B_{r2}^2) \right. \\ \left. + 4V_{r20} \cdot B_{r2} \cdot \cos \beta_2 - \frac{1}{2} B_{r2}^2 \cdot \sin 2\beta_2 \right\} \quad (4-64)$$

$$f_{D2C} = -\frac{1}{2} \rho C_D f(D_{z2}) \left\{ 4(V_{r20}^2 + \frac{3}{4} B_{r2}^2) \cos \beta_2 \right. \\ \left. + V_{r20} \cdot B_{r2} (4\beta_2 - 2\sin 2\beta_2) \right. \\ \left. - \frac{1}{3} B_{r2}^2 \cdot \cos 3\beta_2 \right\} \sin \delta_{r2} \quad (4-65)$$

$$\beta_2 = \sin^{-1} \left(\frac{V_{r20}}{B_{r2}} \right) \quad (4-66)$$

従って O_2 点周りのモーメント M_{D2} は、 $V_{r20} \geq B_{r2}$ と $V_{r20} < B_{r2}$ によって算出法が異なるが一般的に次式で表す。

$$M_{D2} = M_{D20} + M_{D2C} \cdot \cos \omega t + M_{D2S} \cdot \sin \omega t \quad (4-67)$$

但し

$$\left. \begin{aligned} M_{D20} &= \int_0^{2R_a} f_{D20} \cdot z_2 \cdot dz_2 \\ M_{D2C} &= \int_0^{2R_a} f_{D2C} \cdot z_2 \cdot dz_2 \\ M_{D2S} &= \int_0^{2R_a} f_{D2S} \cdot z_2 \cdot dz_2 \end{aligned} \right\} \quad (4-68)$$

次に O_1 点周りのモーメント M_{D1} は、(4-53) 式を考慮して次式で与えられる。

$$M_{D1} = M_{D10} + M_{D1C} \cdot \cos \omega t + M_{D1S} \cdot \sin \omega t \quad (4-69)$$

但し

$$M_{D10} = \int_0^{l_1} f_{D10} \cdot z_1 dz_1 + F_{D20} \times (l_1 \cos \gamma) \quad (4-70)$$

$$M_{D1C} = \int_0^{l_1} f_{D1C} \cdot z_1 dz_1 + F_{D2C} \times (l_1 \cos \gamma) \quad (4-71)$$

$$M_{D1S} = \int_0^{l_1} f_{D1S} \cdot z_1 dz_1 + F_{D2S} \times (l_1 \cos \gamma) \quad (4-72)$$

上式の $f_{D10}, f_{D1C}, f_{D1S}$ は, $V_{r10} \geq B_{r1}$ 及び $V_{r10} < B_{r1}$ により計算法が異なるため (4-61) ~ (4-66) 式の添え字 2 を 1 に換えればよい。

ここで (4-70) ~ (4-72) 式の $M_{D10}, M_{D1C}, M_{D1S}$ は次のようにした。但し $V_{r10} \geq B_{r1}, V_{r20} \geq B_{r2}$ の場合とする。

$$\left. \begin{aligned} M_{D10} &= AV_{R10} + AV_{R20L} \\ M_{D1C} &= AV_{R1C} + AV_{R2CL} \\ M_{D1S} &= AV_{R1S} + AV_{R2SL} \end{aligned} \right\} \quad (4-73)$$

但し

$$AV_{R10} = \frac{1}{2} \rho D_1 C_D \int_0^{l_1} (V_{r10}^2 + \frac{1}{2} B_{r1}^2) z_1 \cdot dz_1 \quad (4-74)$$

$$\begin{aligned} AV_{R20L} &= \frac{1}{2} \rho C_D \int_0^{2R_a} f(D_{z2}) (V_{r20}^2 + \frac{1}{2} B_{r2}^2) \cdot dz_2 \\ &\times (l_1 \cos \gamma) \end{aligned} \quad (4-75)$$

$$AV_{R1C} = -\rho D_1 C_D \int_0^{l_1} V_{r10} \cdot B_{r1} \cdot \sin \delta_{r1} \cdot z_1 \cdot dz_1 \quad (4-76)$$

$$\begin{aligned} AV_{R2CL} &= -\rho C_D \int_0^{2R_a} f(D_{z2}) V_{r20} \cdot B_{r2} \cdot \sin \delta_{r2} \cdot dz_2 \\ &\times (l_1 \cos \gamma) \end{aligned} \quad (4-77)$$

$$AV_{R1S} = \rho D_1 C_D \int_0^{l_1} V_{r10} \cdot B_{r1} \cdot \cos \delta_{r1} \cdot z_1 \cdot dz_1 \quad (4-78)$$

$$\begin{aligned} AV_{R2SL} &= \rho C_D \int_0^{2R_a} f(D_{z2}) V_{r20} \cdot B_{r2} \cdot \cos \delta_{r2} \cdot dz_2 \\ &\times (l_1 \cos \gamma) \end{aligned} \quad (4-79)$$

次に O_2 点周りは

$$M_{D20} \equiv AV_{R20}, M_{D2C} \equiv AV_{R2C}, M_{D2S} \equiv AV_{R2S}$$

と置けば次式となる。

$$AV_{R20} = \frac{1}{2} \rho C_D \int_0^{2R_a} f(D_{z2}) (V_{r20}^2 + \frac{1}{2} B_{r2}^2) \cdot z_2 dz_2 \quad (4-80)$$

$$AV_{R2C} = -\rho C_D \int_0^{2R_a} f(D_{z2}) V_{r20} \cdot B_{r2} \cdot \sin \delta_{r2} \cdot z_2 dz_2 \quad (4-81)$$

$$AV_{R2S} = \rho C_D \int_0^{2R_a} f(D_{z2}) V_{r20} \cdot B_{r2} \cdot \cos \delta_{r2} \cdot z_2 dz_2 \quad (4-82)$$

同様に $V_{r10} < B_{r1}, V_{r20} < B_{r2}$ の場合は, (4-64) ~ (4-66) 式を用いて算出する。ここで得られた値をそれぞれ $BV_{R10}, BV_{R20L}, BV_{R1C}, \dots$ のように置く。

5. 運動方程式の解法

没水体の傾斜角 θ_1, θ_2 に関する O_1, O_2 点周りの各種モーメントは, 前節で述べた通りである。定常傾斜角 θ_{i1}, θ_{i2} と変動傾斜角 φ_1, φ_2 に分けて定常項及び $\cos \omega t, \sin \omega t$ の変動項に分離する。 O_1, O_2 点周りのモーメント係数成分を左右両辺で等置して整理すれば次式が得られる。

まず O_1 点周りについては

$$M_{W10} + M_{M10} + M_{D10} = 0 \quad (5-1)$$

$$M_{W1C} + M_{J1C} + M_{R1C} + M_{M1C} + M_{D1C} = 0 \quad (5-2)$$

$$M_{W1S} + M_{J1S} + M_{R1S} + M_{M1S} + M_{D1S} = 0 \quad (5-3)$$

(5-1) 式は定常成分であり, (5-2), (5-3) 式はそれぞれ $\cos \omega t, \sin \omega t$ の変動成分である。 O_2 点周りについては (5-1) ~ (5-3) 式の各係数項の添字 1 を 2 に換えればよい。以下各係数項について次のような記号を用いて整理する。

$$\varphi_{a1} \cdot \cos \epsilon_{\varphi 1} = X_1, \quad \varphi_{a1} \cdot \sin \epsilon_{\varphi 1} = Y_1$$

$$\varphi_{a2} \cdot \cos \epsilon_{\varphi 2} = X_2, \quad \varphi_{a2} \cdot \sin \epsilon_{\varphi 2} = Y_2$$

(5-1) ~ (5-3) 式において $V_{r10} \geq B_{r1}, V_{r20} \geq B_{r2}$ の場合の運動方程式は次式となる。

$$\begin{aligned} A_{R10} \cdot \sin \theta_{i1} + (M_{10} + F_{10L}) \cdot X_1 + F_{20L} \cdot X_2 \\ + (AV_{R10} + AV_{R20L}) = 0 \end{aligned} \quad (5-4)$$

$$\begin{aligned} (A_{R1} + A_{J11} + A_{R11}) \cdot X_1 + (A_{J12} + A_{R12}) \cdot X_2 \\ + (M_{1C} + F_{1CL}) \cdot \sin \theta_{i1} + F_{2CL} \cdot \sin \theta_{i2} \\ + (AV_{R1C} + AV_{R2CL}) = 0 \end{aligned} \quad (5-5)$$

$$\begin{aligned} (A_{R1} + A_{J11} + A_{R11}) \cdot Y_1 + (A_{J12} + A_{R12}) \cdot Y_2 \\ + (M_{1S} + F_{2SL}) + (AV_{R1S} + AV_{R2SL}) = 0 \end{aligned} \quad (5-6)$$

同様に

$$A_{R20} \cdot \sin \theta_{i2} + M_{20L} \cdot X_1 + M_{20} \cdot X_2 + AV_{R20} = 0 \quad (5-7)$$

$$\begin{aligned} (A_{R2} + A_{J21} + A_{R21}) \cdot X_2 + (A_{J22} + A_{R22}) \cdot X_1 \\ + M_{2C1} \cdot \sin \theta_{i1} + M_{2C2} \cdot \sin \theta_{i2} + AV_{R2C} = 0 \end{aligned} \quad (5-8)$$

$$\begin{aligned} (A_{R2} + A_{J21} + A_{R21}) \cdot Y_2 + (A_{J22} + A_{R22}) \cdot Y_1 \\ + M_{2S} + AV_{R2S} = 0 \end{aligned} \quad (5-9)$$

以上が潮流と波が共存する場合の運動方程式である。(5-4) ~ (5-9) 式を適当な方法で繰り返し法で解けば $\theta_{i1}, \theta_{i2}, \varphi_{a1}, \varphi_{a2}, \epsilon_{\varphi 1}, \epsilon_{\varphi 2}$ が求められる。

図2は波粒子速度の $\dot{x}_{w10}, \dot{x}_{w20}$ を省略した場合と考慮した場合の動揺振幅 $\varphi_{a1}, \varphi_{a2}$ を波傾斜角 $K\zeta_a$ で無次元化した値 $\overline{\varphi_{a1}}, \overline{\varphi_{a2}}$ を円周波数 ω (rad/sec) に対して示した。潮流速 $V=0$ とし, 重量係数 Wc を変化させた計算結果である。図2(a)の $\overline{\varphi_{a1}}, \overline{\varphi_{a2}}$ は夫々下部円柱と上部円柱 (Column) の無次元値を表す。

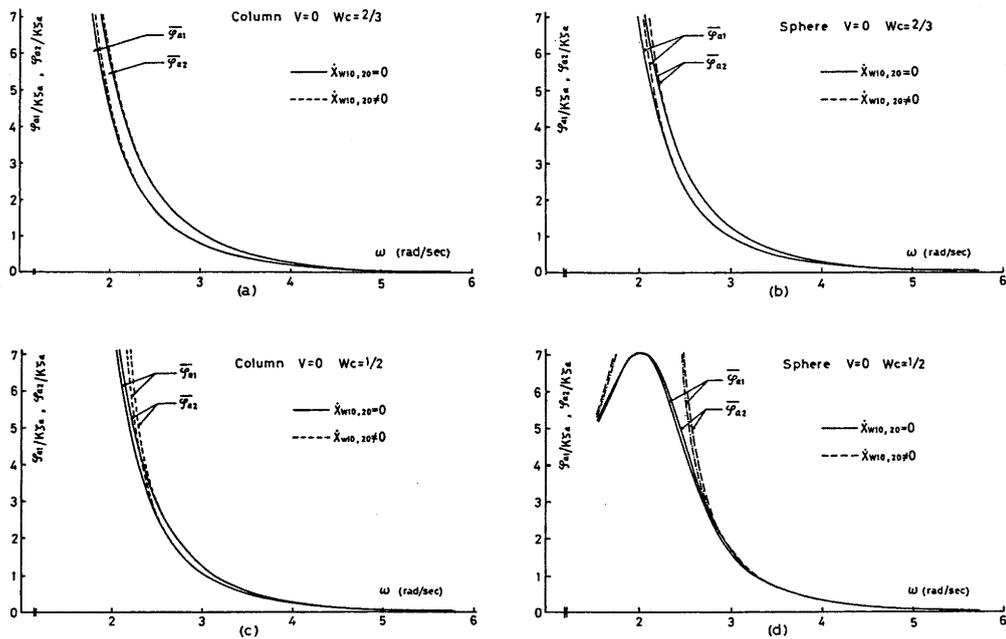


Fig. 2 Pitch amplitude of sphere and column. (a,b): $Wc=2/3$, (c,d): $Wc=1/2$.

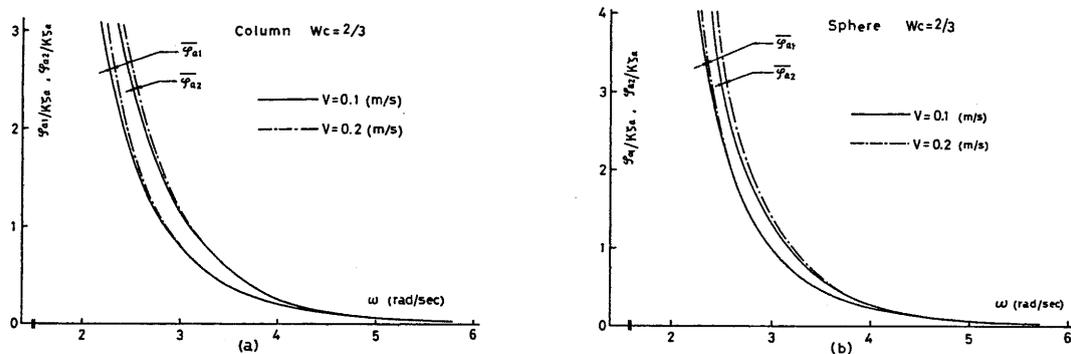


Fig. 3 Comparison of the amplitude in currents. (a,b): $Wc=2/3$

図 2(b) は下部円柱と上部球 (Sphere) の組み合わせを示す。図 2(c,d) についても同様な組み合わせを示した。

ここで潮流速 $V=0$ で波粒子速度の定常成分 $\dot{x}_{w10,20}=0$ とは 5.1 節の抗力をフーリエ展開した計算を用い (5-20) ~ (5-25) 式から Pitch 振幅の無次元値を求めたものである。また、 $V=0$ および $\dot{x}_{w10,20} \neq 0$ とは (4-55) ~ (4-48) の第一式 $V_{r10} = \dot{x}_{w10}$, $V_{r20} = \dot{x}_{w20}$ として抗力モーメントを用い (5-4) ~ (5-9) 式から解いた。

図 3 は波粒子速度の定常項成分 $\dot{x}_{w10}, \dot{x}_{w20}$ を省略した場合で、重量係数 $Wc=2/3$ と潮流速度 $V=0.1, 0.2$ (m/sec) による動揺振幅の無次元値の比較計算を示す。定常項を考慮した計算との比較は微小であったので図示は省略した。

図 4 は図 3 と同様に波粒子速度の定常項成分を省略した場合の潮流と波による定常傾斜角 (deg.) を示す。 $Wc=2/3, 1/2, 1/3$ と $V=0.1, 0.2$ (m/sec) における比較計算である。

図 4(a) の θ_{i1} は下部円柱で θ_{i2} は上部円柱 (Column) を示し、図 4(b) の θ_{i1}, θ_{i2} は夫々下部円柱と上部球 (Sphere) の定常傾斜角の計算値である。波だけの定常傾斜角は微小のため図示を省略する。

5.1 $V=0$ の抗力モーメント

$V=0$ の場合における傾斜角 θ_1, θ_2 は十分小さいとして

$$\sin \theta_1 \simeq \theta_1, \quad \sin \theta_2 \simeq \theta_2$$

を用いれば、 O_1 点周りの抗力は次式で与えられる。

$$f_{D1} = \frac{1}{2} \rho C_D D_1 \cdot B_{r1} \cdot \sin(\omega t - \delta_{r1}) | B_{r1} \cdot \sin(\omega t - \delta_{r1}) | \quad (5-10)$$

上式をフーリエ展開して 1 次の項で近似して次式の如く整理する。

$$f_{D1} = \frac{4}{3\pi} \rho C_D D_1 \cdot B_{r1}^2 \cdot \sin(\omega t - \delta_{r1})$$

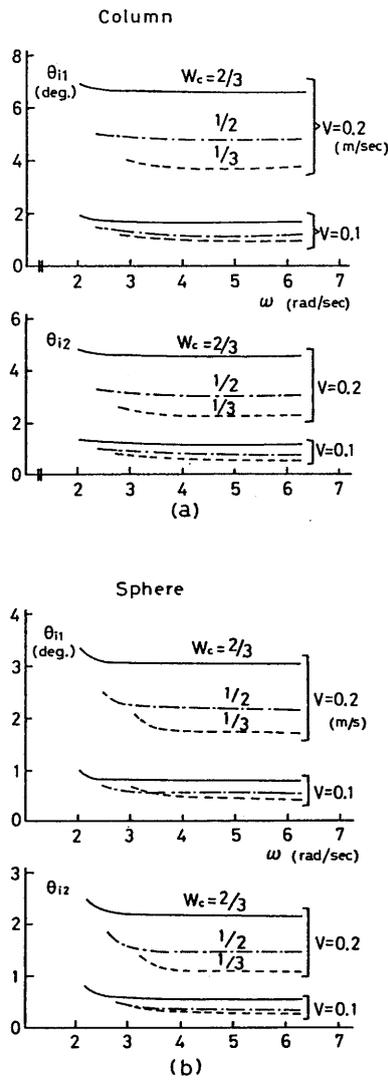


Fig. 4 Comprison of the pitch constant angle in currents

$$\begin{aligned} &\approx \frac{4}{3\pi} \rho C_D D_1 \cdot B_{r1} (V_{r1C} \cdot \cos \omega t + V_{r1S} \cdot \sin \omega t) \\ &= f_{D1C} \cdot \cos \omega t + f_{D1S} \cdot \sin \omega t \end{aligned} \quad (5-11)$$

但し

$$\left. \begin{aligned} f_{D1C} &= \frac{4}{3\pi} \rho C_D D_1 \cdot B_{r1} (\dot{x}_{w1C} - z_1 \omega \cdot \varphi_{a1} \cdot \sin \epsilon_{\varphi 1}) \\ f_{D1S} &= \frac{4}{3\pi} \rho C_D D_1 \cdot B_{r1} (\dot{x}_{w1S} + z_1 \omega \cdot \varphi_{a1} \cdot \cos \epsilon_{\varphi 1}) \end{aligned} \right\} \quad (5-12)$$

と置けば抗力モーメントは次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \int_0^{l_1} f_{D1C} \cdot z_1 dz_1 &= AV_{1C0} - AV_{1C1} \cdot Y_1 \\ \int_0^{l_1} f_{D1S} \cdot z_1 dz_1 &= AV_{1S1} \cdot \theta_{01} + AV_{1C1} \cdot X_1 \end{aligned} \right\} \quad (5-13)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} AV_{1C0} &= \frac{4}{3\pi} \rho C_D D_1 \int_0^{l_1} B_{r1} \cdot B_1 \cdot z_1 dz_1 \\ AV_{1C1} &= \frac{4}{3\pi} \rho C_D D_1 \int_0^{l_1} B_{r1} \cdot B_2 \cdot z_1 dz_1 \\ AV_{1S1} &= \frac{4}{3\pi} \rho C_D D_1 \int_0^{l_1} B_{r1} \cdot B_0 \cdot z_1 dz_1 \end{aligned} \right\} \quad (5-14)$$

但し

$$\left. \begin{aligned} B_1 &= \frac{\omega \zeta_a}{\sinh KH} \cdot \cosh K(z_1 + Z_0) \\ B_2 &= z_1 \omega \\ B_0 &= \frac{\omega \zeta_a}{\sinh KH} \cdot \{K \cdot z_1 \cdot \cosh K(z_1 + z_0) \\ &\quad + \sinh K(z_1 + Z_0)\} \end{aligned} \right\} \quad (5-15)$$

 O_2 点周りの抗力項 f_{D2C}, f_{D2S} は

$$\left. \begin{aligned} f_{D2C} &= \frac{4}{3\pi} \rho C_D f(D_{z2}) \cdot B_{r2} (\dot{x}_{w2C} \\ &\quad - l_1 \omega \cdot \varphi_{a1} \cdot \sin \epsilon_{\varphi 1} - z_2 \omega \cdot \varphi_{a2} \cdot \sin \epsilon_{\varphi 2}) \\ f_{D2S} &= \frac{4}{3\pi} \rho C_D f(D_{z2}) \cdot B_{r2} (\dot{x}_{w2S} \\ &\quad + l_1 \omega \cdot \varphi_{a1} \cdot \cos \epsilon_{\varphi 1} + z_2 \omega \cdot \varphi_{a2} \cdot \cos \epsilon_{\varphi 2}) \end{aligned} \right\} \quad (5-16)$$

抗力モーメントは

$$\left. \begin{aligned} \int_0^{2R_a} f_{D2C} \cdot z_2 dz_2 &= AV_{2C0} - AV_{2C1} \cdot Y_1 \\ &\quad - AV_{2C2} \cdot Y_2 \\ \int_0^{2R_a} f_{D2S} \cdot z_2 dz_2 &= AV_{S21} \cdot \theta_{01} + AV_{S22} \cdot \theta_{02} \\ &\quad + AV_{2C1} \cdot X_1 + AV_{2C2} \cdot X_2 \end{aligned} \right\} \quad (5-17)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} AV_{2C0} &= \frac{4}{3\pi} \rho C_D \int_0^{2R_a} f(D_{z2}) B_{r2} \cdot A_2 \cdot z_2 dz_2 \\ AV_{2C1} &= \frac{4}{3\pi} \rho C_D \int_0^{2R_a} f(D_{z2}) B_{r2} \cdot A_3 \cdot z_2 dz_2 \\ AV_{2C2} &= \frac{4}{3\pi} \rho C_D \int_0^{2R_a} f(D_{z2}) B_{r2} \cdot A_4 \cdot z_2 dz_2 \\ AV_{S21} &= \frac{4}{3\pi} \rho C_D \int_0^{2R_a} f(D_{z2}) B_{r2} \cdot A_0 \cdot z_2 dz_2 \\ AV_{S22} &= \frac{4}{3\pi} \rho C_D \int_0^{2R_a} f(D_{z2}) B_{r2} \cdot A_1 \cdot z_2 dz_2 \end{aligned} \right\} \quad (5-18)$$

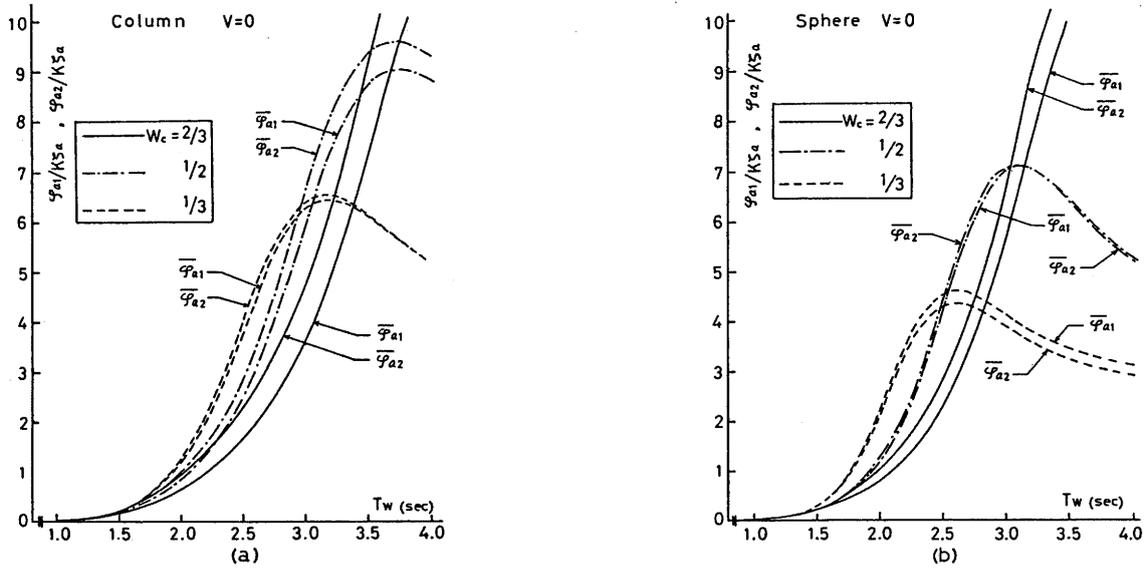


Fig. 5 Comparison of the pitch amplitude in without currents. (a):column,(b):sphere

但し

$$\left. \begin{aligned} A_0 &= \frac{\omega \zeta_a}{\sinh KH} K \cdot l_1 \cdot \cosh K(l_1 + z_2 + Z_0) \\ A_1 &= \frac{\omega \zeta_a}{\sinh KH} \cdot \{K \cdot z_2 \cosh K(l_1 + z_2 + Z_0) \\ &\quad + \sinh K(l_1 + z_2 + Z_0)\} \\ A_2 &= \frac{\omega \zeta_a}{\sinh KH} \cdot \cosh K(l_1 + z_2 + Z_0) \\ A_3 &= l_1 \cdot \omega \\ A_4 &= z_2 \omega \end{aligned} \right\} \quad (5-19)$$

故に O_1 点 O_2 点周りの運動方程式は、次式で与えられる。

$$AR_{11} \cdot \theta_{01} + (M_{10} + F_{10L}) \cdot X_1 + F_{20L} \cdot X_2 = 0 \quad (5-20)$$

$$AR_{22} \cdot \theta_{02} + M_{20} \cdot X_2 + M_{20L} \cdot X_1 = 0 \quad (5-21)$$

$$\begin{aligned} &(AR_{11} + AJ_{11} + AR_{11}) \cdot X_1 + (AJ_{12} + AR_{12}) \cdot X_2 \\ &- (AV_{1C1} + AV_{2C1L}) \cdot Y_1 - AV_{2C2L} \cdot Y_2 \\ &+ 2 \cdot (M_{10} + F_{10L}) \cdot \theta_{01} + 2 \cdot F_{20L} \cdot \theta_{02} \\ &= - (AV_{1C0} + AV_{2C0L}) \end{aligned} \quad (5-22)$$

$$\begin{aligned} &(AR_{22} + AJ_{21} + AR_{21}) \cdot X_2 + (AJ_{22} + AR_{22}) \cdot X_1 \\ &- AV_{2C1} \cdot Y_1 - AV_{2C2} \cdot Y_2 \\ &+ 2 \cdot M_{20L} \cdot \theta_{01} + 2 \cdot M_{20} \cdot \theta_{02} = -AV_{2C0} \end{aligned} \quad (5-23)$$

$$\begin{aligned} &(AR_{11} + AJ_{11} + AR_{11}) \cdot Y_1 + (AJ_{12} + AR_{12}) \cdot Y_2 \\ &+ (AV_{1C1} + AV_{2C1L}) \cdot X_1 + AV_{2C2L} \cdot X_2 \\ &+ (AV_{1S1} + AV_{S21L}) \cdot \theta_{01} + AV_{S22L} \cdot \theta_{02} \\ &= - (M_{1S} + F_{2SL}) \end{aligned} \quad (5-24)$$

$$\begin{aligned} &(AR_{22} + AJ_{21} + AR_{21}) \cdot Y_2 + (AJ_{22} + AR_{22}) \cdot Y_1 \\ &+ AV_{2C1} \cdot X_1 + AV_{2C2} \cdot X_2 \\ &+ AV_{S21} \cdot \theta_{01} + AV_{S22} \cdot \theta_{02} = -M_{2S} \end{aligned} \quad (5-25)$$

この方程式も適当な繰返し法で計算すればよい。

図5および図6は潮流速 $V=0$ の抗力モーメント (5.1節) を用い、波粒子速度の定常項成分を省略した場合で、重量係数 $Wc=2/3, 1/2, 1/3$ による比較計算を示した。

図5(a)は下部円柱と上部 Column の動揺振幅の無次元値を波周期 $T_w(\text{sec})$ に対して示し、5(b)は下部円柱と上部 Sphere の組み合わせを示す。

図6は入射波に対する物体の周期運動の位相遅れ $\epsilon_{\phi 1}, \epsilon_{\phi 2}$ (deg.) を波周期に対して示す。6(a)の $\epsilon_{\phi 1}, \epsilon_{\phi 2}$ は夫々下部円柱および上部 Column を示し、6(b)は下部円柱と上部 Sphere の位相差 (deg.) を示す。

6. 結言

本稿は2関節没水体が流れおよび波の中における運動の計算法を述べたものである。この計算法では波浪、潮流、没水体の形状等の変化で質量係数、抗力係数を考慮しなければならないが、これらの係数値として一般的な定数値を用いた。また造波減衰力によるモーメントは小さいとして省略したが、これについても理論的に考慮しなければならないであろう。従って上記計算法の検証は実験を行いその結果と比較することにより、高精度の計算法が確立されると思われる。

構造的な強度についても重要な課題の一つであるので、計算法の検証と共に今後の課題としたい。

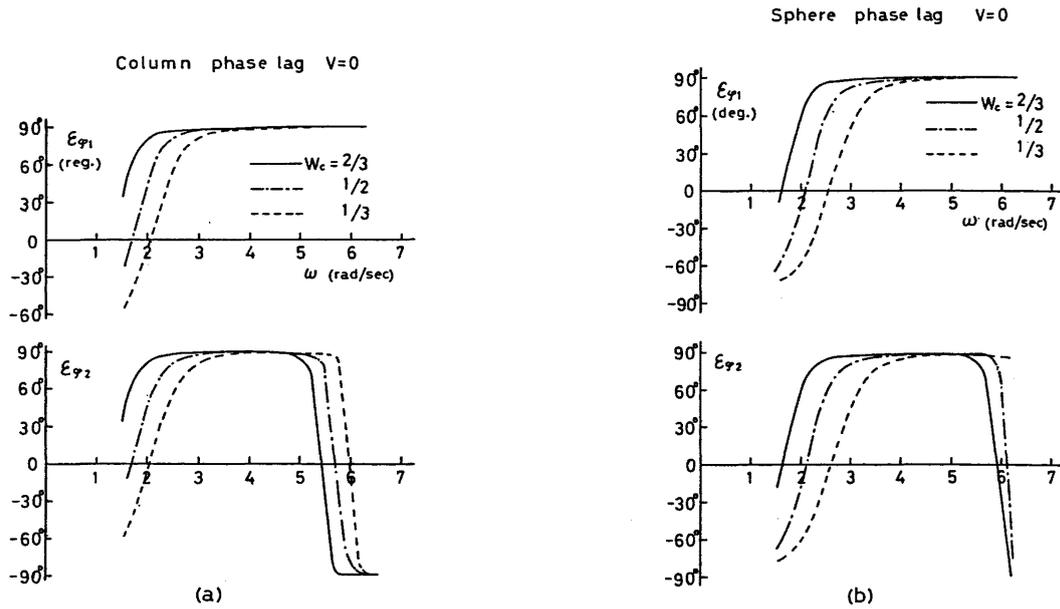


Fig. 6 Comprison of the phase lag in without currents. (a):column,(b):sphere

参考文献

- 1) 木村晴保：浮漁礁係留のための浮体に働く波力と係留張力の基礎研究, 農業試験場報告, 第16号, 1977
- 2) 吉原 進, 上原教善：海中係留球に作用する規則波波力, 第25回海岸工学講演会論文集, 1978
- 3) 井上 悟, 佐藤 修：強制係留された球形浮体の波浪中の運動, 日本水産学会誌, 第51巻, 第11号, 1985
- 4) 田才福造：風, 潮流及び波浪に対する Articulated Tower の応答計算法 (その1), 九州大学応用力学研究所所報, 第57号, 1982
- 5) 田才福造：風, 潮流及び波浪に対する Articulated Tower の応答計算法(その2 - 2関節式 Articulated Tower), 九州大学応用力学研究所所報, 第57号, 1982
- 6) 藤野正隆, 佐尾邦久, 沼田俊晴, 木場正信, 多部田茂：2節 Articulated Column の波浪中挙動, 日本造船学会論文集, 第166号, 1989
- 7) 荒川廣行：2関節の Articulated Tower の運動について, 九州大学応用力学研究所所報, 第76号, 1994