

浮体に働く^{波の}水平力を消す方法

浮体に働く上下方向波強制力は波なし形状を採用する事によって容易になくする事が出来るが水平力に対しては波なし形状がない（正確に言うと水平方向波強制力の^{いくらでも}小さい形状は考えられるが実用的なものはないと言う事）ので少なくとも浮体ごとの水平力をなくする事は出来ない。

そこで浮体にバネ（必要ならばダンパーも）を介して附加物を取付け波の水平強制力を消す可能性について検討して見よう。

1. 流体力の表現

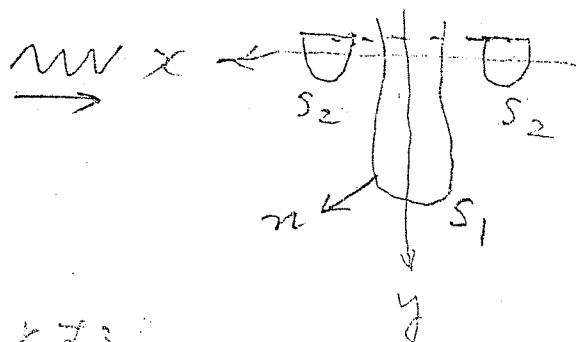
流体は、端軍の爲に2次元問題とし、物体は左右対称としよう。

また、主物体 S_1 に対し、^{左右の} 附加物 S_2 は一体となって運動するものとする。

速度ポテンシャル等は

$$\operatorname{Re} \{ \varphi e^{i\omega t} \}$$

の形に複素表示されるものとする。



S_1 の動揺振巾を X_1^j

S_2 " X_2^j

但し $j=1$ は左右, $j=2$ は上下, $j=3$ は回転とする。

未知の運動による速度ポテンシャル φ を

$$\varphi_R^j = i\omega X_R^j \phi_R^j \quad (1.1)$$

と書くと ϕ_R^j に与える境界条件は

$$\frac{\partial \phi_R^j}{\partial n} = \begin{cases} -\frac{\partial \chi^{(j)}}{\partial n} & \text{on } S_R \\ 0 & \text{on } S_L \neq S_R \end{cases} \quad (1.2)$$

こゝに

$$\frac{\partial \chi^{(1)}}{\partial n} \equiv \frac{\partial \chi}{\partial n}, \quad \frac{\partial \chi^{(2)}}{\partial n} \equiv \frac{\partial y}{\partial n}$$

$$\frac{\partial \chi^{(3)}}{\partial n} = \chi \frac{\partial y}{\partial n} - y \frac{\partial \chi}{\partial n}$$

(1.3)

入射波は (1.5a)

$$\varphi_0 = -i\omega Ka \phi_0$$

$$\phi_0 = e^{-ky + iKx}$$

} (1.6)

2" 散乱ポテンシャルは

$$\varphi_d = -i\omega Ka \phi_d, \quad \dots \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial n}(\phi_d + \phi_0) = 0 \quad \text{on } S_1 \text{ and } S_2, \quad (1.8)$$

2" 故 全ポテンシャルは

$$\varphi = -i\omega Ka \{\phi_0 + \phi_d\} + i\omega \sum_{k=1}^2 \sum_{j=1}^3 X_k^j \phi_k^j, \quad (1.9)$$

入射波がない時に

2" 故 S_k は 働く力 または 原点周りのモーメントは

$$F_k^j = \rho i\omega \int_{S_k} \varphi \frac{\partial \chi^{(j)}}{\partial n} dS, \quad (1.10)$$

2" 今

$$\int_{S_k} \phi_l^j \frac{\partial \chi^{(i)}}{\partial n} dS = f_{l,k}^{(i,j)}, \quad (1.11)$$

2" 又 2" 2"

$$F_k^j = -\rho\omega^2 \sum_{i=1}^3 \sum_{l=1}^2 X_l^i f_{l,k}^{(i,j)}, \quad (1.12)$$

1.11 から 1.12

$$f_{l,k}^{(i,j)} = f_{k,l}^{(j,i)}, \quad \dots \quad (1.13)$$

S_R に働く 圧力の力 モーメントは

$$\begin{aligned} \bar{E}_R^{\dot{j}} &= \rho i \omega \int_{S_R} (\psi_0 + \psi_1) \frac{\partial \chi^{(\dot{j})}}{\partial n} dS = \rho g a \int_{S_R^f} (\phi_0 + \phi_1) \frac{\partial \chi^{(\dot{j})}}{\partial n} dS \\ &= \rho g a H_R^{\dot{j}}(K), \quad \dots \quad (2.14) \end{aligned}$$

$$H_R^{\dot{j}}(K) = \int_{\Sigma S_R} \left\{ \phi_R^{\dot{j}} \frac{\partial}{\partial n} - \frac{\partial \phi_R^{\dot{j}}}{\partial n} \right\} e^{-ky + iKx} dS, \quad \dots \quad (2.15)$$

2. 主体に働く力が消える条件

主体 S_1 が静止している時は、波あき S_2 から
 与える力が消える条件を考えてみよう。

S_2 としては簡単のため、薄い板を考えると板面に
 平行な方向の力は無視出来る。

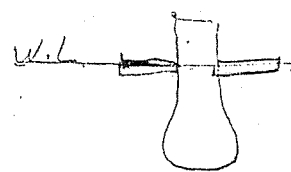
板の置き方としては右図のように

2つ考えられるが、夫々 F, R 型という。

そうすると S_2 の運動の自由度は夫々 2つ

考えられるが、その内、1つを拘束

すれば、更に簡単になる。



F-Type

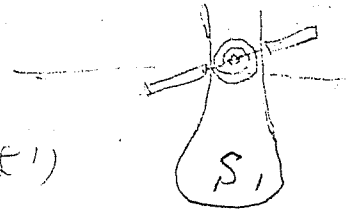


R-Type

最も単純な場合として F 型で S_2 は上下動

のみ許されて S_1 にバネで連結

されている場合（水平力）を考えてみよう。



S_1 に働く水平力は (1.12), (1.15) より

$$F_1' + E_1' = \rho g H_1^{(1)} - \rho \omega^2 X_2^3 f_{2,1}^{(3,1)} \quad \dots (2.1)$$

（波振巾は 1 とする）

であるからこれが 0 となるには

$$K X_2^3 = H_1^{(1)} / f_{2,1}^{(3,1)} \quad \dots (2.2)$$

それ故 $X_2^{(3)}$ を (2.2) 従って制御するのも一法である。

(この場合対称性から S_2 の上下動は、水平方向関係ない)

さて S_2 の運動は支点回りの小量小変モーメントを I

復元力を与 (この時 S_2 が水面に出ている場合は

浮力による復元力をこれに含ませる事とする。また

没水平板の時は流体力を考える時注意を要する)

とすると

$$(-\omega^2 I + k) X_2^{(3)} = -F_2^{(3)} \Rightarrow E_2^{(3)}$$

$$= -\rho g H_2^{(3)} + \rho \omega^2 X_2^{(3)} f_{2,2}^{(3,3)}$$

$$\therefore K X_2^{(3)} = \frac{H_2^{(3)}}{C_2^3}, \quad \dots \dots \dots (2.3)$$

$$C_2^3 = \frac{I}{\rho} + f_{2,2}^{(3,3)} - \frac{k}{\rho \omega^2}, \quad \dots \dots \dots (2.4)$$

それ故 (2.2) も等置して

$$\frac{H_1^{(1)}}{f_{2,1}^{(3,1)}} = \frac{H_2^{(3)}}{C_2^3}, \quad \dots \dots \dots (2.5)$$

ここで I および k はかなり自由に選べるので S_2 が適当に大きければこの条件を満たす事は可能である。

モーメントはバネの反力も考えなければならぬ。

$$M = F_1^3 + E_1^3 + R X_2^3 \\ = P g H_1^{(3)} - X_2^3 \left[P \omega^2 f_{21}^{(3,3)} - R \right], \quad \dots (2.6)$$

上下力は対称性から X_2^3 の運動は関係なく

$$F_y = E_y^2 = P g H_1^{(2)}, \quad \dots (2.7)$$

それ故 上下方向力をなくするには S_2 も考えて 上下方向流なし形状としておけばよい。

モーメントは S_1 と S_2 が一体となっている時は 水平力と同位相で 水圧中心は 流なし形状で ω が小さければ 浮心の少し上にある。

それ故 水平力が小さくなれば モーメントも小さくなると思われるが これも 0 とするには 自由度が足りないように思われるか 力の係数の間の関係によつては可能かもしれない。

R-Type でも全く同様な議論となるが S_2 は上下力が働かないから 上下力への影響は F-Type に比べて小さいであろう。 また S_2 を S_1 にバネでつける場合その位置により モーメントの調整も可能である。

波の全透過又は全反射の条件

反射はの振幅を A_R , 透過はを A_T (入射は単位振幅) とすれば

$$\left. \begin{aligned} A_T + A_R &= \frac{H_2^+}{H_1^+} + 2iKYH_2^+ \\ A_R - A_T &= \frac{H_1^+}{H_1^+} + 2iKXH_1^+ \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

R - L と $sway$ は同位相故 今は $sway$ で代表させる。

運動方程式から

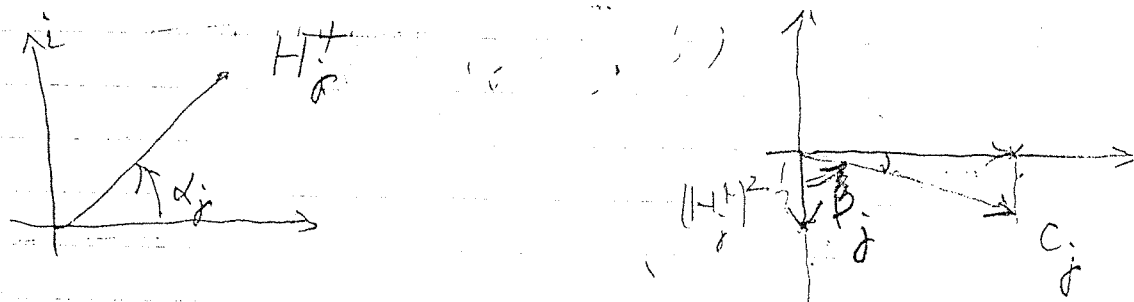
$$\left. \begin{aligned} KX &= H_1^+ / C_1 \\ KY &= H_2^+ / C_2 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= \nabla + f_{11}c - \frac{R_1}{K} - i|H_1^+|^2 \\ C_2 &= \nabla + f_{22}c - \frac{B}{K} - i|H_2^+|^2 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$sway$ については復原力がないので ばねを附加する。

$$\text{今 } H_j^+ = |H_j^+| e^{i\alpha_j}, \quad j=1, 2, \quad \dots (4)$$

$$C_j = -i|H_j^+|^2 \sec \beta_j e^{+i\beta_j} \quad (5)$$



故に

$$A_R + A_T = e^{2i\alpha_2} [1 - 2e^{i\beta_2} \cos \beta_2]$$

$$A_R + A_T = -e^{2i(\alpha_2 + \beta_2)}$$

$$A_R - A_T = -e^{2i(\alpha_1 + \beta_1)} \quad \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} \dots (6)$$

また

$$A_R = 0$$

なる場合には

$$e^{2i(\alpha_1 + \beta_1)} = -e^{2i(\alpha_2 + \beta_2)} \quad \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} (7)$$

つまり

$$\alpha_1 + \beta_1 - (\alpha_2 + \beta_2) = \pm \frac{(2n+1)\pi}{2}, \quad n: \text{integer}$$

$$A_T = 0$$

なるためには

$$e^{2i(\alpha_1 + \beta_1)} = e^{2i(\alpha_2 + \beta_2)} \quad \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} (8)$$

$$\alpha_1 + \beta_1 - (\alpha_2 + \beta_2) = \pm n\pi, \quad n: \text{integer}$$

は以外の減衰がないとこのように大変簡単であって、

これらの式から結局今の場合ならバネ定数等を

調整して全反射又は透過させる事が出来る

場合が多いように思われる。

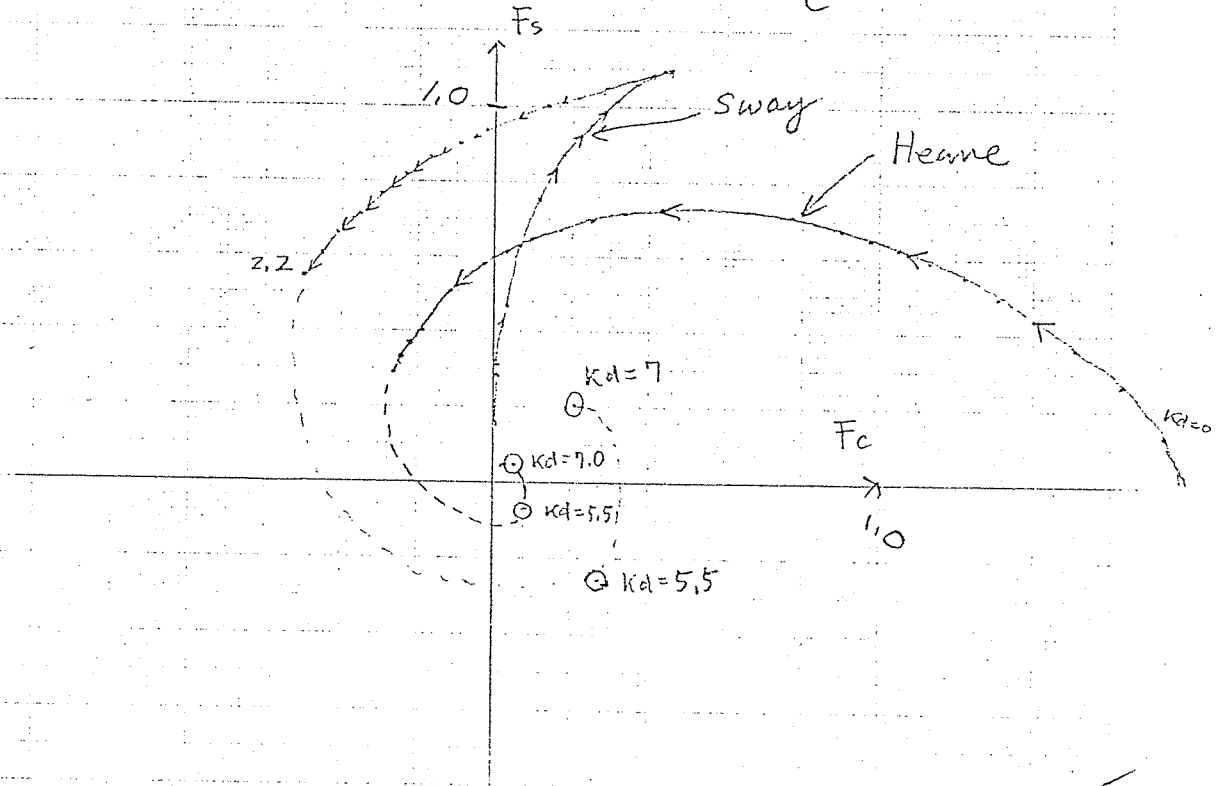
全透過すると漂流力はなくなる。

円柱の diffraction force

円柱

位相は入射波基準

$$e^{kz + ikx}$$



θ degree

$$\theta = \tan^{-1} (F_s / F_c)$$

70°

Sway force

Heame

$$\lambda = \frac{2\pi B}{K}$$

$$K \frac{B}{Z} = 1$$

0.25

0.5

0.75

1.0

0.5

0.25

0.25

1.0

0.318

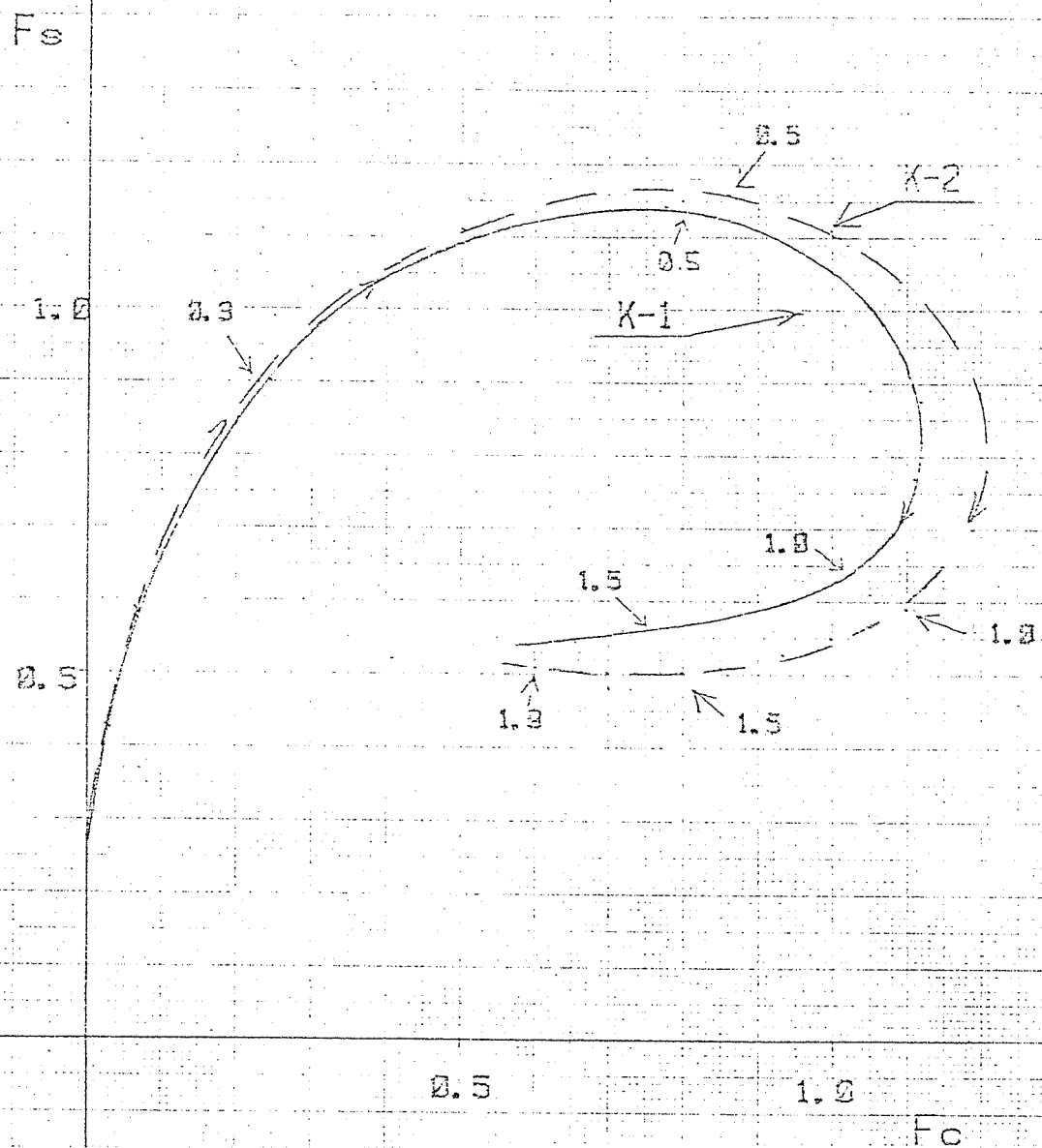
1.5

0.5

B/λ

$\frac{K}{\pi}$

SWAY



HEAVE

