

港湾 Slip 内における船体運動および定常漂流力について

榎木 亨*・久保雅義**・青木伸一***

1. 緒 言

著者らは先に実測によって外洋に面した港では、うねりの侵入により頻々係留船の運動が激しくなり、荷役に支障を生じることを報告した¹⁾。更に近年船舶の増加に伴う港外避泊水面の狭少化のために、港内避泊の可能性が運輸省によって検討されており、港内係留船の船体運動問題は今後の港湾計画において是非検討されねばならない問題といえる。

港内での岸壁への係留船泊の運動を議論する場合、その船体運動は接岸岸壁のみならず、他の岸壁及び防波堤などの反射波の影響を受けることが多い。著者らは先に接岸岸壁からの反射波の影響を考慮した一様直線岸壁前面での船体運動については本講演会で発表しているが²⁾本論文では反射波の影響を最も受け易い Slip 内での船体運動をとりあげ、さらに規則波による定常漂流力の特性を明らかにしている。

2. 理論解析

2-1 船体運動の解析

本論では Slip 内係留浮体の運動を3次元問題として解析するが、3次元問題の1つの欠点は必要な計算機容量が大きくなることである。そこで先に著者らは Slip 内の岸壁に鏡像法を適用して岸壁上の計算点を極力減らす方法を提案した³⁾。しかし Slip のように向い合う境界がある場合には使用するグリーン関数が無限級数形になり、その結果計算機容量は減少できるが、計算時間を増大させるということを既に発表した。そこで著者らは向い合わない岸壁にのみ鏡像法を適用することとした。ここでは井島ら³⁾によって提案された領域分割法に 図-1 に示すような鏡像法を適用して Slip 内での浮体運動を求めている。そのため以下では主として井島らの計算法と異なる所のみを記述することとする。

いま Slip 周辺の海域を 図-2 に示すように Slip の外の領域 (領域 I)、Slip 内部で浮体の外の水域 (領域

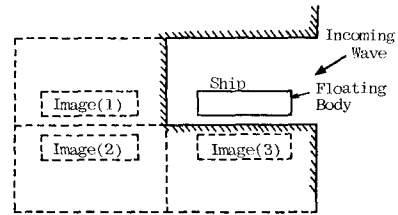


図-1 Slip 内係留船の鏡像

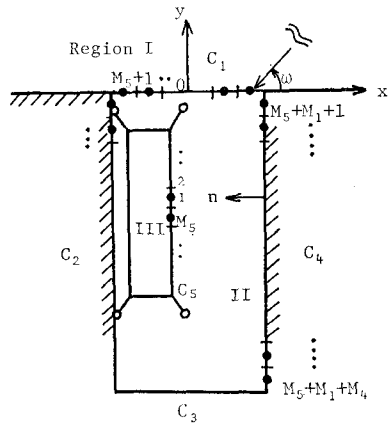


図-2 Slip 内に係留された浮体に波が作用する場合の浮体運動のための座標系の設定

II), そして浮体直下の底層領域 (領域 III) の三つの領域に分割して考える。この Slip 内の水深 h の水域に矩形の柱状浮体が弾性索によって初期張力の作用した状態で係留されている場合、式 (1) に示すような振幅 ζ_0 、角周波数 $\sigma (=2\pi/T, T$ は波の周期) の入射波によって周期的な微小振動が生じるものとする。

$$\zeta = \zeta_0 \exp \{-i(kX \cos \omega + kY \sin \omega + \sigma t)\} \dots \dots \dots (1)$$

ここに k は波数、 ω は波の入射角、 X, Y は 図-2 で定義された座標、 t は時刻を表す。静止時の重心位置を $(0, 0, \bar{Z}_0)$ とし、運動中の任意時刻 t に重心は (X_0, Y_0, Z_0) に移り、かつ浮体の重心のまわりに X, Y, Z の各軸に関して $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ の回転を行うものとし、これらの変位と回転角の複素振幅をそれぞれ $\xi^*, \eta^*, \zeta^*, \omega_1^*, \omega_2^*, \omega_3^*$ とするとこれらは次の関係をもつ。

* 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科
 ** 正会員 工博 神戸商船大学助教授 船貨輸送研究施設
 *** 学生会員 大阪大学院生 工学部土木工学科

$$\left. \begin{aligned} X_0 &= \xi^* e^{-i\omega t}, & Y_0 &= \eta^* e^{-i\omega t}, & Z_0 - \bar{Z}_0 &= \zeta^* e^{-i\omega t} \\ \delta_1 &= \omega_1^* e^{-i\omega t}, & \delta_2 &= \omega_2^* e^{-i\omega t}, & \delta_3 &= \omega_3^* e^{-i\omega t} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

また自由表面と水底での境界条件を満足する外域 I の速度ポテンシャルは式 (3) で与えられる。

$$\phi_I = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[\{f_0(X, Y) + f_1^{(0)}(X, Y)\} \frac{\cosh k(h+Z)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} f_1^{(n)}(X, Y) \frac{\cos k_n(h+Z)}{\cos k_n h} \right] \dots\dots (3)$$

ここに g は重力加速度で k 及び k_n は次式で与えられる。

$$\sigma^2 = kg \tanh kh = -k_n g \tan k_n h \dots\dots\dots (4)$$

また $f_0(X, Y)$ は次式で与えられる。

$$f_0(X, Y) = 2 \cos(kY \sin \omega) \cdot \exp(-ikX \cos \omega) \dots\dots\dots (5)$$

ϕ_I と同様、領域 II 及び III での速度ポテンシャルはそれぞれ次式で与えられる。

$$\phi_{II} = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left\{ f_2^{(0)}(X, Y) \frac{\cosh k(h+Z)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(X, Y) \frac{\cos k_n(h+Z)}{\cos k_n h} \right\} \dots\dots (6)$$

$$\begin{aligned} \phi_{III} &= \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[\varphi_0(X, Y) + \sum_{s=1}^{\infty} \varphi_s(X, Y) \cdot \cos \bar{s}(Z+qh) \right. \\ &\quad + i \frac{1}{2\bar{q}} \cdot \frac{\sigma^2 h}{g} \cdot \left\{ \left(-\frac{\zeta^*}{\zeta_0} - \frac{\omega_1^* Y}{\zeta_0} + \frac{\omega_2^* X}{\zeta_0} \right) \right. \\ &\quad \quad \times \left. \left. \left(\left(1 + \frac{z}{h} \right)^2 - \frac{\bar{q}^2}{3} \right) \right. \right. \\ &\quad \quad \left. \left. + \frac{1}{4} \left(\frac{2\zeta^*}{\zeta_0} + \frac{\omega_1^* Y}{\zeta_0} - \frac{\omega_2^* X}{\zeta_0} \right) \left(\frac{X^2 + Y^2}{h^2} \right) \right\} \right] \end{aligned} \dots\dots (7)$$

ここに $\bar{q} = 1 - q$ (qh は吃水), $\bar{s} = s\pi/\bar{q}h$ である。図-2 に示すように Slip の入口の境界を C_1 , Slip を囲む岸壁の境界を順番に C_2, C_3, C_4 , 更に浮体の回りの境界を C_5 としそれぞれの分割個数を M_{I-5} とすれば、境界 C_1 では次の条件式が成立する。

$$\phi_I = \phi_{II}, \quad \frac{\partial \phi_I}{\partial n} = \frac{\partial \phi_{II}}{\partial n} \quad \text{on } C_1 \quad \dots\dots (8)$$

ここに n は図-2 に示すように領域 I では外向きに、領域 II では内向きに、更に領域 III では外向きを取る法線である。上式に式 (3)~(6) の関係を代入し、関数の直交性を利用すれば次の関係式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} f_0(i) + f_1^{(0)}(i) &= f_2^{(0)}(i), & f_1^{(n)}(i) &= f_2^{(n)}(i), \\ & & n &= 1, 2, \dots \\ \bar{f}_1^{(n)}(i) &= \bar{f}_2^{(n)}(i), & & \text{on } C_1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

ここに $\bar{f}_2^{(n)}(i) = \partial f_2^{(n)}(i) / k \partial n$, i は各メッシュの (X, Y) 座標に代ってそれぞれのメッシュ番号を表わすものとする。式 (9) とグリーンの公式を併用すれば境界 C_1 における $f_2^{(n)}(i)$, $n=0, 1, 2, \dots$ は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} f_2^{(0)}(i) &= f_0(i) + \frac{i}{2} \sum_{j=M_5+1}^{M_5+M_1} H_0^{(1)}(kr) \cdot k \bar{f}_2^{(0)}(j) \\ f_2^{(n)}(i) &= \frac{1}{\pi} \sum_{j=M_5+1}^{M_5+M_1} K_0(knr) \cdot k \bar{f}_2^{(n)}(j) \end{aligned} \right\} \text{on } C_1 \dots\dots\dots (10)$$

つぎに領域 II を含む境界 C_1, C_4, C_5 についてグリーン公式を適用すると次の諸式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} f_2^{(0)}(i) &= - \sum_{j=1}^{M_5+M_1+M_4} \{ \bar{A}_{ij} f_2^{(0)}(j) - A_{ij} \bar{f}_2^{(0)}(j) \} \\ f_2^{(n)}(i) &= - \sum_{j=1}^{M_5+M_1+M_4} \{ \bar{B}_{ij}^{(n)} f_2^{(n)}(j) - B_{ij}^{(n)} \bar{f}_2^{(n)}(j) \} \end{aligned} \right\} \text{on } C_1, C_4, C_5 \dots\dots\dots (11)$$

ここに $A_{ij}, \bar{A}_{ij}, B_{ij}^{(n)}, \bar{B}_{ij}^{(n)}$ は次式で与えられる値である。

$$\left. \begin{aligned} A_{ij} &= -\frac{i}{2} \int_{ds_j} \sum_{p=1}^4 \{ H_0^{(1)}(kr_p) \} k ds \\ \bar{A}_{ij} &= -\frac{i}{2} \int_{ds_j} \sum_{p=1}^4 \left\{ \frac{\partial}{\partial n} H_0^{(1)}(kr_p) \right\} ds \\ B_{ij}^{(n)} &= -\frac{1}{\pi} \int_{ds_j} \sum_{p=1}^4 \{ K_0(knr_p) \} k ds \\ \bar{B}_{ij}^{(n)} &= -\frac{1}{\pi} \int_{ds_j} \sum_{p=1}^4 \left\{ \frac{\partial}{\partial n} K_0(knr_p) \right\} ds \end{aligned} \right\} \dots\dots (12)$$

ここに r_p 及び $\partial r_p / \partial n$ は次の諸式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} r_1 &= \sqrt{(X_j - X)^2 + (Y_j - Y)^2}, & \frac{\partial r_1}{\partial n} &= -\frac{Y_j - Y}{r_1} \\ r_2 &= \sqrt{(-X_j - 2l_s - X)^2 + (Y_j - Y)^2}, & \frac{\partial r_2}{\partial n} &= -\frac{Y_j - Y}{r_2} \\ r_3 &= \sqrt{(-X_j - 2l_s - X)^2 + (-2d_s - Y_j - Y)^2}, & \frac{\partial r_3}{\partial n} &= \frac{-2d_s - Y_j - Y}{r_3} \\ r_4 &= \sqrt{(X_j - X)^2 + (-2d_s - Y_j - Y)^2}, & \frac{\partial r_4}{\partial n} &= \frac{-2d_s - Y_j - Y}{r_4} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

上式で $2l_s$ は Slip の幅を、 d_s は Slip の長さを表わす。さらに境界 C_4 は不透透岸壁であるので法線方向の水粒子速度が 0 となり、次の条件式が成立する。

$$\bar{f}_2^{(n)}(j) = 0, \quad n=0, 1, 2, \dots, \quad \text{on } C_4 \dots\dots\dots (14)$$

つぎに浮体の運動方程式は流体圧力の X, Y, Z 方向の合力を P_x, P_y, P_z , 重心まわりのモーメントを T_x, T_y, T_z , 係留力の X, Y, Z 方向の合力を F_x, F_y, F_z , 重心まわりのモーメントを M_x, M_y, M_z , 浮体の質量及び慣性モーメントを M, I_x, I_y, I_z とするとそれらは次式となる。

$$\left. \begin{aligned} M \frac{d^2 X_0}{dt^2} &= P_X + F_X \\ M \frac{d^2 Y_0}{dt^2} &= P_Y + F_Y \\ M \frac{d^2 Z_0}{dt^2} &= P_Z + F_Z \\ I_X \frac{d^2 \delta_1}{dt^2} &= T_X + M_X \\ I_Y \frac{d^2 \delta_2}{dt^2} &= T_Y + M_Y \\ I_Z \frac{d^2 \delta_3}{dt^2} &= T_Z + M_Z \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15)$$

これ以外にも浮体側面では運動学的境界条件が成立し、また領域 II と III の浮体運動に対しては境界において力学的な連続性、すなわち質量流束とエネルギー流束の連続が成り立たねばならないが、これらの条件を含めると速度ポテンシャル中の未知数及び運動方程式は、上記連立方程式の解として一意的に決めることが可能である。

2-2 定常漂流力

上述の船体運動は図-3 にみられるように波が侵入した当初船体静止位置より一定の距離 l_{ar} だけ移動した位置を中心軸として漂流力によって長周期の自由振動を生じる。すなわち定常漂流力は2次波力であるので、船体運動を求めるに用いた一次の速度ポテンシャルが決まれば、その解を用いて二次波力としての定常漂流力を求めることができる。ここではこの定常漂流力を浮体の浸水面積に働く圧力を積分する方法^{4),5)}により求めている。

$$\left. \begin{aligned} \bar{F}^{(2)} &= -\frac{1}{2} \rho g \oint_{WL} \zeta_r^{(1)2} \mathbf{n} dl + R^{(1)} \cdot \mathbf{M} \cdot (\bar{X}_g^{(1)}) \\ &\quad - \iint_{s_0} \left\{ -\frac{1}{2} \rho |\nabla \phi^{(1)}|^2 - \rho (\mathbf{X}^{(1)} \cdot \nabla \phi_i^{(1)}) \right. \\ &\quad \left. - \rho \phi_i^{(2)} \right\} \mathbf{n} ds \\ \bar{M}^{(2)} &= -\frac{1}{2} \rho g \oint_{WL} \zeta_r^{(1)2} (\mathbf{x} \times \mathbf{n}) dl + R^{(1)} \cdot (\mathbf{I} \cdot \bar{\mathbf{x}}_g^{(1)}) \\ &\quad - \iint_{s_0} \left\{ -\frac{1}{2} \rho |\nabla \phi^{(1)}|^2 - \rho (\mathbf{X}^{(1)} \cdot \nabla \phi_i^{(1)}) \right. \\ &\quad \left. - \rho \phi_i^{(2)} \right\} (\mathbf{x} \times \mathbf{n}) ds \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

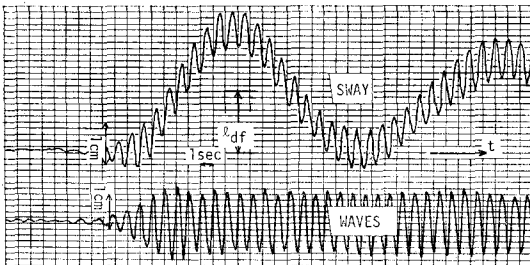


図-3 Swaying の時間波形

ここに ρ は流体の密度、 $\zeta_r^{(1)}$ は波及び船体運動の影響を含めた水面に沿った任意点での一次の相対波高である。 \mathbf{n} は浮体から外向に出る法線ベクトルで、 \mathbf{x} は物体表面上の位置ベクトルを表わす。積分領域を示す WL は静水面を、 dl は静水面での線分を示す。第2項における各記号はそれぞれ次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} R^{(1)} &= \begin{pmatrix} 0 & -\delta_3 & \delta_2 \\ \delta_3 & 0 & -\delta_1 \\ -\delta_2 & \delta_1 & 0 \end{pmatrix} \\ M &= \begin{pmatrix} M & 0 & 0 \\ 0 & M & 0 \\ 0 & 0 & M \end{pmatrix} \\ I &= \begin{pmatrix} I_X & 0 & 0 \\ 0 & I_Y & 0 \\ 0 & 0 & I_Z \end{pmatrix} \\ \mathbf{X}^{(1)} &= \mathbf{X}_g^{(1)} + R^{(1)} \mathbf{x} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (17)$$

また $\bar{\mathbf{X}}_g^{(1)}$ は重心の一次の並進運動の加速度ベクトルであり、 $\bar{\mathbf{x}}_g^{(1)}$ は一次の角加速度ベクトルである。第3項における $\phi^{(1)}$ は一次の速度ポテンシャルを、 $\phi^{(2)}$ は二次の速度ポテンシャルを表わす。添字の i は時間微分を表わしている。式 (16) において $\phi^{(2)}$ を除いて他の項は2-1 で述べたように、すべて求めるが、 $\phi^{(2)}$ は直接求められないし、小さいものとして一般には無視されているので、本論でも第一段階としてはこの項を無視する。

3. 水理実験

(1) 船体運動実験：係留船の船体運動の実験は大阪大学の長さ 30 m、幅 20 m、高さ 0.6 m の平面水槽を用いて行ったが、この水槽内にモデル Slip を設置し一様水深 21.1 cm に保っている。用いた模型船は幅 $2a = 0.455$ m、長さ $2b = 2.4$ m、吃水 $qh = 0.093$ m、深さ 0.3 m の鋼製で、係留船の位置は座標原点を Slip 入口の中央にとるとき、 $(x = -0.5725, y = -1.56)$ である。また係留方法は対称係留 (文献 2) 参照) でそのバネ定数はともに 67 gf/cm である。なお上記以外の模型船の諸元を表-2 に示す。また船体運動は6自由度船体運動計測装置により測定した。

(2) 定常漂流力実験：本実験は神戸商船大学の長さ 60 m、幅 6 m、高さ 2 m の水槽を用い、この水槽内に

表-1 Slip 内係留模型船の諸元

自由振動周期			
Sway	7.7 秒	Surge	5.0 秒
Pitch	2.5 秒	Roll	1.38 秒
		Yaw	3.89 秒
慣性モーメント			
Pitch	569×10^4 (g·cm)		
Roll	432×10^4 (g·cm)		
Yaw	593×10^4 (g·cm)		

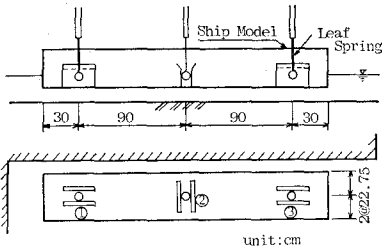


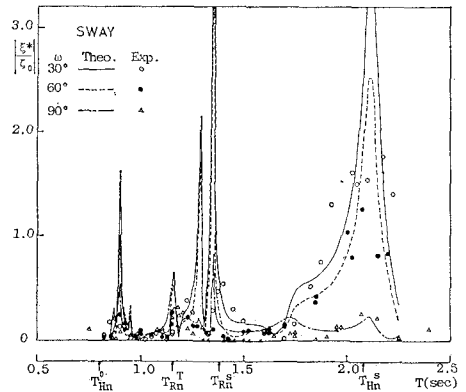
図-4 漂流力及び漂流モーメントの測定方法

幅 1.76 m, 奥行 3.6 m のモデル Slip を設置して水深は 21.1 cm として実験を行っている。漂流力の測定には板パネにストレンゲージをはり付け、その先端に球を取り付けた板パネ振り子を用いる。それを 図-4 に示すように上端固定で下端は X 方向 (もしくは Y 方向) に自由で、 Y 方向 (もしくは X 方向) に拘束されるようにして船体の 3ヶ所に設置した。

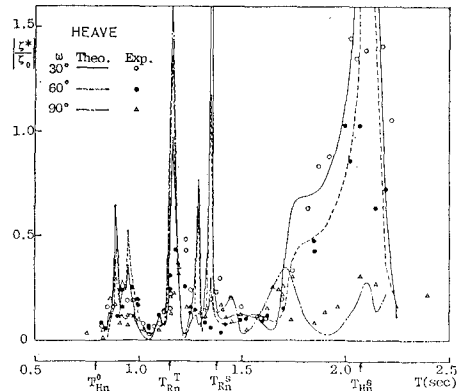
4. 実験結果とその考察

(1) 船体運動: 図-5 は波の入射角 ω が $30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ の 3つの場合についての各モードに対する Slip 内の船体運動変位を示している。図の横軸は波の周期であり、縦軸は各運動を入射波の振幅で無次元化した値である。これらの図を見てわかるように Slip 内での浮体運動の第 1 の特徴として運動の共振周期が、外海での固有周期とかなり異なることが挙げられる。すなわち Heaving の自由振動周期は外海では 0.8 秒 (この周期を T_{Rn}^0 で表わす) であるが、Slip 内では 図-5 (b) から明らかに 2.08 秒 (この周期を T_{Rn}^s で表わす) である。また Slip 内での Rolling の自由振動期は 表-1 に示したように 1.38 秒 (これを T_{Rn}^s で表わす) であるが、図-5 (c) で明らかのように $T=1.15$ 秒 (これを T_{Rn}^r で表わす) と $T=1.35$ 秒にピークを持っている。この T_{Rn}^r における共振は Slip 内で生じる横振動に伴って生じる現象であるが、今回の場合上述の T_{Rn}^r と T_{Rn}^s が一致せず多峰型の共振特性を示した。この両者の周期が一致する場合には更に大角度の Rolling が生じると考えられる。

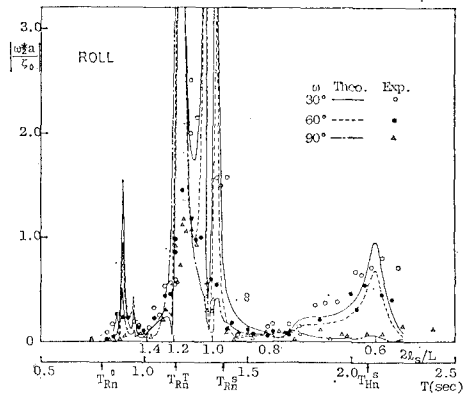
第 2 の特徴は各運動相互間の連成作用である。すなわち Slip が岸壁で囲まれているために、あるモードの卓越した運動により造られた波が岸壁で反射されて他の運動に影響を及ぼす。このような浮体運動相互間の連成作用としては、Heaving の $T \approx T_{Rn}^0$ 及び $T = T_{Rn}^s$ における共振が、Swaying, Rolling においてもピークを生じさせている。これと同様の現象は 図-5 には示していないが、Surging, Pitching, Yawing においてもみられた。また Rolling の $T = T_{Rn}^r$ 及び $T = T_{Rn}^s$ における共振が Swaying (この場合は $T = T_{Rn}^s$ のみ), Heaving においても変位のピークを生じさせている。このように



(a) SWAY



(b) HEAVE



(c) ROLL

図-5 Slip 内係留船の波による運動特性

Slip 内係留船の運動は各運動が互いに連成するため波の周期に対する応答曲線の理論値は外海あるいは一様直線岸壁前面に係留した浮体の運動と比較すればかなり多くの変動ピークを持つようになる。また共振点の近傍を除けば理論値と実験値の一致はかなり良好であり Slip 内係留船の短周期波に対する応答は 2 で展開したポテンシャル論によりほぼ説明可能といえよう。

(2) 定常漂流力: 図-3 に示すように漂流力による

自由振動が生じると、実験的には長周期運動の中心点を推定することにより変位量 l_{aj} が求まる。係留系のバネ定数 k_i は既知であるので X 方向の定常漂流力 F_{ax} は

$F_{ax} = k_i l_{aj}$ で求められる。同様に Y 方向の定常漂流力 F_{ay} も求めることができる。図-6 (a), (b) はそれぞれ X 方向, Y 方向の無次元定常漂流力を、図-6 (c) は無次元漂流モーメントを表わしたものである。図の横軸は波長 L を船の長さ L_s で無次元化したものである。図-6 (b) には開水域における漂流力の実験値^②を鎖線で示しているが Slip の漂流力の方がかなり大きいことがわかる。一般に Slip 内での理論値はかなりの一致度を示しているが、両者がかなりずれている箇所も見られる。特に Y 方向漂流力に顕著である。この理由は理論式において無視された2次のポテンシャル $\phi^{(2)}$ に伴う Slip 内の水位勾配の効果と考えられるが、これについての詳細な論議は後日に譲る。

5. 結 語

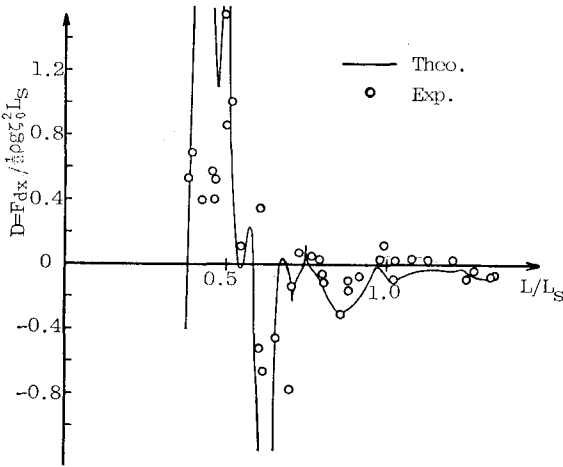
- ① Slip 内の船体運動は鏡像法を適用することにより、外海での船体運動とほぼ同程度の計算機容量で計算可能であり、計算結果と実験結果の両者は、かなり良く一致する。
- ② Slip 内係留船に作用する定常漂流力及びモーメントの実験値の一致度もほぼ良好であるが、港内 Slip においては2次の速度ポテンシャルによって生じると考えられる水位勾配による力が無視できないので、今後これを考慮する必要がある。

最後に本論文を作成するに当たり、漂流力の実験に多大の御協力を載いた当時大阪大学学生大石耕造君（現京都府）に感謝の意を表わす次第である。

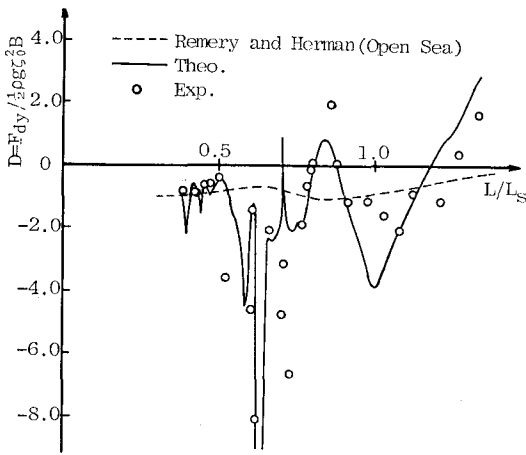
なお、この研究の一部は文部省科学研究費自然災害特別研究（1）（名古屋大学工学部岩田好一朗助教代表）によったことを付記して謝意を表する。

参 考 文 献

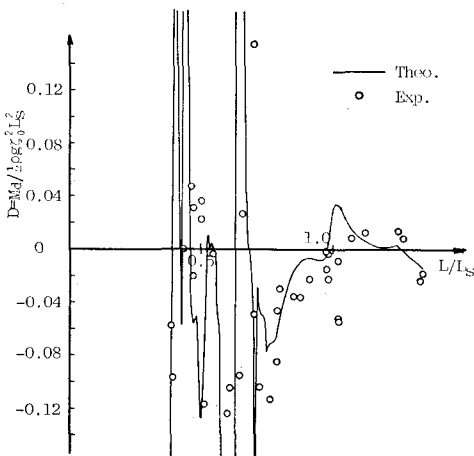
- 1) 榎木 亨・久保雅義：荷役限界からみた港内静穏度に関する研究（第1報），第24回海岸工学講演会論文集，pp. 610～614, 1977.
- 2) 榎木 亨・久保雅義：荷役限界からみた港内静穏度に関する研究——直線岸壁及び Slip 内係留船の運動特性——，第27回海岸工学講演会論文集，pp. 307～311, 1980.
- 3) 井島武士・吉田明德・湯村やす：有限水深域の波による楕円および矩形浮体の運動と波の変形，土木学会論文報告集，pp. 91～95, 1975.
- 4) Pinkster, J. A. and Van Oortmerssen, G.: Computation of the first and second order wave forces on bodies oscillating in regular waves. 2nd Int. Conf. Numerical Ship Hydrodynamics, Berkeley, U.S.A., pp. 136～156, 1977.
- 5) Pinkster, J. A.: Mean and Low frequency wave drifting forces on floating structures, Ocean Engng. Vol. 6, pp. 593～615, 1979.
- 6) Remery, G. F. M. and A. J. Hermans: The Slow Drift Oscillations of a Moored Object in Random Seas, Paper No. O.T.C. 1500, Huston, 1971.



(a)



(b)



(c)

図-6 Slip内係留船に作用する漂流力及び漂流モーメント