

荷役限界からみた港内静穏度に関する研究 (第3報)

——低反射岸壁前面での浮体の運動特性について——

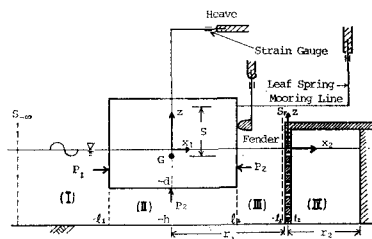
榎 木 亨*・久保雅義**・京谷光高***

1. 緒 言

最近港内静穏度を向上させる一つの方法として低反射岸壁の研究が盛んになっている。ところで港内静穏度を向上させるためには入射波が港内で最初に反射を行う位置に消波装置を設置すべきであることはすでに指摘されているが¹⁾、そこは港の形状からして船の係留する岸壁の位置になる場合が多くなってきている。このことから低反射岸壁前面に船を横付けた場合の船の運動特性を明らかにする必要性が生じてくる。このような場合の船体運動は従来の鉛直岸壁前面での運動特性とは異なることが予想されるが、船体運動の面からの低反射岸壁の考察は従来全くなされていらないといって過言ではない。そこで本論では低反射岸壁として特性の把握しやすい多孔壁岸壁を採用し、その前面に矩形断面浮体を係留した場合の船体運動を理論と実験の両面より求め、鉛直岸壁前面に係留した場合の船体運動と比較することにより、船体運動からみた低反射岸壁の特性を明らかにしてゆくものである。

2. 実験装置および実験方法

実験は低反射岸壁の前面に矩形断面浮体を図一1のよ



図一1 実験配置図

うに係留して行った。模型浮体の長さ $L=2.4\text{m}$ 、巾 $B=0.45\text{m}$ 、吃水 $d=0.09\text{m}$ で前報^{2),3)}と同じである。使用した水槽も前報と同じであるが、今回は水深 $h=35\text{cm}$ で実験を行った。実験に用いた多孔壁岸壁は空隙率が

18.6%、壁厚が 10mm、孔径 D が 14mm である。また遊水部の巾が入射波の波長の 1/4 近くで消波効果が最大になることは既に指摘されている⁴⁾が、岸壁前面での運動としては Rolling が最も顕著になるので、Rolling の固有周期と同じ周期を有する波の波長のほぼ 1/4 の長さに遊水部の巾を与えた。また著者らは既に係留索のバネ定数は等しくすることにより swaying motion を減少させることができることを指摘³⁾しているの、今回も図一1のフェンダーと係留索のバネ定数は 442.5g/cm と等しくした。なお Rolling, Swaying および Heaving の計測は前回と同じく板バネを用いて行っている。

3. 理論解析

ここでは低反射岸壁前面での浮体の運動を前報と同じく領域分割法により解析した。この領域の分割を図一1に示す。浮体の運動を解析するに当っては領域 I, II および III の速度ポテンシャルを、低反射岸壁の特性を求めるに当っては領域 III と IV の関係を用いる。これらの領域の速度ポテンシャルが求まると、運動量保存の法則より漂流力が求められる。以下これらについて順次説明を行う。

(1) 低反射岸壁前面での浮体の運動

静止位置から浮体重心の水平、鉛直および回転変位をそれぞれ式 (1) のようにおく。

$$x_G = \xi e^{i\omega t}, \quad z_G = \zeta e^{i\omega t}, \quad \theta = \Theta e^{i\omega t} \quad \dots (1)$$

また領域 I, II および III の速度ポテンシャル Φ は式 (2) で与えられる。

$$\begin{aligned} \Phi_I = & \left\{ A_0 e^{-ik(x_1+l_1)} + B_0 e^{ik(x_1+l_1)} \right\} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} A_n e^{k_n(x_1+l_1)} \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} \\ \Phi_{II} = & C_0 \frac{x_1}{l_1} + D_0 + \sum_{s=1}^{\infty} \left(\frac{C_s}{\sinh \frac{s\pi l_1}{h-d}} \frac{\sinh \frac{s\pi x_1}{h-d}}{\frac{s\pi l_1}{h-d}} \right. \\ & + \frac{D_s}{\cosh \frac{s\pi l_1}{h-d}} \frac{\cosh \frac{s\pi x_1}{h-d}}{\frac{s\pi l_1}{h-d}} \left. \right) \cos \frac{s\pi(h+z)}{h-d} \\ & - \frac{i\sigma\zeta}{h-d} \left\{ \frac{x_1^2}{2} - \frac{(h+z)^2}{2} + \frac{(h-d)^2}{6} \right\} \end{aligned}$$

* 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 神戸商船大学助教授 船貨輸送研究施設

*** 正会員 工修 佐友金属工業 (元大阪大学大学院生)

$$\left. \begin{aligned} & -\frac{i\sigma\theta x_1}{h-d} \left\{ \frac{x_1^2}{6} - \frac{(h+z)^2}{2} + \frac{(h-d)^2}{6} \right\} \\ & \Phi_{III} = G_0 \left\{ \frac{e^{-ik(x_1-r_1)} + \gamma_{R_0} e^{ik(x_1-r_1)}}{e^{-ik(l_1-r_1)} + \gamma_{R_0} e^{ik(l_1-r_1)}} \right\} \\ & \cdot \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} G_n \left\{ \frac{e^{-k_n(x_1-r_1)} + \gamma_{R_n} e^{k_n(x_1-r_1)}}{e^{-k_n(l_1-r_1)} + \gamma_{R_n} e^{k_n(l_1-r_1)}} \right\} \\ & \cdot \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 $A_0, B_0, A_n, C_0, D_0, C_s, D_s, G_0, G_n$ は速度ポテンシャルの係数である。他の記号は 図-1 に示してある。 Φ_I および Φ_{II} は前報と全く同じであるが、 Φ_{III} は異なる。すなわち Φ_{III} の中で γ_{R_0} および γ_{R_n} は次節の低反射岸壁の解析で与えられる反射率に相当する係数であって、特殊な場合として $\gamma_{R_0} = \gamma_{R_n} = 1$ の場合は鉛直岸壁前面での浮体運動が求まり、 $\gamma_{R_0} = \gamma_{R_n} = 0$ の場合には背後に岸壁がない場合の浮体の運動が求まる。この時の浮体の運動方程式は水平波力を P_1, P_3 、そして鉛直方向の波力を P_2 、水平、鉛直および回転の拘束力を R_H, R_V, R_M で表わすと次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} -\sigma^2 M \xi &= P_1 - P_3 + R_H \\ -\sigma^2 M \zeta &= P_2 - 2\rho g l_1 \zeta + R_V \\ -\sigma^2 I_0 \theta &= M_{P_1} + M_{P_2} + M_{P_3} - 2\rho g d l_1 \overline{GM} \theta \\ &\quad - (3bI_0/4) \cdot (i\sigma\theta)^2 + R_M \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで M は浮体の質量で $2\rho d l_1$ 、 I_0 は重心のまわりの慣性モーメント、 M_{P_i} は波力 P_i によるモーメント、 $\overline{GM}$ はメタセンター高さである。Rolling の運動方程式は前報³⁾と違って、 $(3bI_0/4) \cdot (i\sigma\theta)^2$ の項を付加しているが、これは角速度の自乗に比例する抵抗モーメントであり、この中の係数 b は Rolling の自由振動実験⁹⁾より与えられる値である。速度ポテンシャルの未知数 $A_0, B_0, A_n, C_0, D_0, C_s, D_s, G_0, G_n$ および浮体運動量 ξ, ζ, θ は 図-1 の仮想境界 $x_1 = \pm l_1$ における境界条件と式 (3) の運動方程式より決定することができる。

(2) 低反射岸壁の水理特性

多孔壁式鉛直消波岸壁の水理特性については、服部⁶⁾、楢木・岩田⁴⁾、堀口⁷⁾等の研究がある。ここでは領域 I、II、III の速度ポテンシャルを式 (2) で示したように無限級数で表示したので、低反射岸壁の水理特性を求めるに当って領域 III と IV の速度ポテンシャルも無限級数で表示する必要がある。そこでここでは堀口の方法で水理特性を求めることにする。領域 III と IV の速度ポテンシャルは計算の便宜上 (x_2, z) 座標系で表わせば、式 (4) で与えられる。

$$\Phi_{III} = G_0' \{ e^{-ik(x_2+l_2)} + \gamma_{R_0} e^{ik(x_2+l_2)} \} \quad \}$$

$$\left. \begin{aligned} & \cdot \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} G_n' \{ e^{-k_n(x_2+l_2)} \\ & + \gamma_{R_n} e^{k_n(x_2+l_2)} \} \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} \\ & \Phi_{IV} = Y_0 \cos k(r_2-x_2) \cdot \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} Y_n \cosh k_n(r_2-x_2) \\ & \cdot \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで Φ_{III} の $\{ \}$ 内は式 (2) の場合と違って、 $\{ e^{-ik(l_1-r_1)} + \gamma_{R_0} e^{ik(l_1-r_1)} \}$ および $\{ e^{-k_n(l_1-r_1)} + \gamma_{R_n} e^{k_n(l_1-r_1)} \}$ の項を消去したが、これらは定数項であるので、 G_0 および G_n の中に含めることが可能である。そこで式 (4) では Φ_{III} の無限級数の係数として新たに G_0' および G_n' を、さらに Φ_{IV} の無限級数の係数として Y_0 および Y_n を使用している。なお後で、圧力の連続性より導びかれる式 (6) の中に $|V|V$ の非線型項が存在するが、この項の取扱いにおける混乱を避けるため、実際の計算に当っては式 (4) の実部のみを取り出して、式 (5) の形に書き改めておくことにする。

$$\left. \begin{aligned} \phi_{III} &= G_0' [\cos \{ \sigma t - k(x_2+l_2) \} \\ &\quad + \hat{\gamma}_{R_0} \cos \{ \sigma t + k(x_2+l_2) + \theta_0 \}] \\ &\quad \cdot \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} G_n' \{ e^{-k_n(x_2+l_2)} \cos \sigma t \\ &\quad + \hat{\gamma}_{R_n} e^{k_n(x_2+l_2)} \cos (\sigma t + \theta_n) \} \\ &\quad \cdot \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} \\ \phi_{IV} &= G_0' \hat{\gamma}_{T_0} \cos k(x_2-r_2) \cos (\sigma t + \delta_0) \\ &\quad \times \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} G_n' \hat{\gamma}_{T_n} \cosh k_n(x_2 \\ &\quad - r_2) \cosh (\sigma t + \delta_n) \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\begin{aligned} \text{ただし } \gamma_{R_0} &= \hat{\gamma}_{R_0} e^{i\theta_0}, \quad \gamma_{R_n} = \hat{\gamma}_{R_n} e^{i\theta_n}, \\ Y_0 &= G_0' \hat{\gamma}_{T_0} = G_0' \hat{\gamma}_{T_0} e^{i\delta_0}, \\ Y_n &= G_n' \hat{\gamma}_{T_n} = G_n' \hat{\gamma}_{T_n} e^{i\delta_n} \end{aligned}$$

ここで G_0' は G_0 が実部のみで成り立つとした係数である。

つぎに境界条件として、流量および圧力の連続性より次式の関係が求められる。

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial \phi_{III}}{\partial x_2} \right)_{x_2=-l_2} &= \left(\frac{\partial \phi_{IV}}{\partial x_2} \right)_{x_2=l_2}, \\ - \left(\frac{\partial \phi_{III}}{\partial t} \right)_{x_2=-l_2} &+ \left(\frac{\partial \phi_{IV}}{\partial t} \right)_{x_2=l_2} \\ &= 2l_2 \left\{ \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{f}{2D} |V| \cdot V \right\} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで f はエネルギー損失係数、 D は孔の直径、 V は壁面を通過する流体の速度である。流量の連続性より V

は次式で与えられる.

$$V = \frac{1}{Ca\gamma} \left(\frac{\partial \phi_{III}}{\partial x_2} \right)_{x_2=-l_2} = \frac{G_0''k}{Ca\gamma} \{ \sin \sigma t - \hat{\gamma}_{R_0} \sin(\sigma t + \theta_0) \} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} + \dots \quad (7)$$

ここで Ca は流量係数, γ は多孔壁の空隙率である. 式(6)に含まれる非線形項は次のように取扱う. すなわち V に対する散乱項の影響は小さいので無視し, 時間に関して半周期の平均を取り, さらに鉛直方向に平均すれば次式が求まる.

$$|V_{\text{mean}}| = \frac{G_0''k}{Ca\gamma} \cdot \frac{2}{\pi} (1 - \hat{\gamma}_{R_0} \cos \theta_0) \frac{\tanh kh}{kh} \dots \quad (8)$$

ここで正負それぞれの運動方向のエネルギー損失が近似的に次のように置換できるものとする.

$$(f/2D)|V|V \approx (f/2D)|V_{\text{mean}}|V \dots \quad (9)$$

この関係を式(6)に代入して, 関数の直交性を考慮すると, 速度ポテンシャル中の γ_{R_0} , γ_{R_n} を決めることができる. 以上の式中エネルギー損失係数 f および流量係数 Ca は従来から指摘されている⁴⁾ように多孔壁の幾何形状や Reynolds 数に関係するため水理実験により検討しなければならない.

(3) 漂 流 力

以上より γ_{R_0} および γ_{R_n} が求まると, これらを式(2)へ代入すれば, 領域 I, II, III のポテンシャルは確定する. つぎに, この速度ポテンシャルを用いて漂流力を求める. 検査面は図-1に示すように $x_1 = -\infty$ での $S_{-\infty}$ と多孔壁前面 ($x_1 = r_1$) での S_r とする. この両検査面の間に働く漂流力 F_Y は運動量保存則より次式で与えられる.

$$F_Y = \frac{1}{2} \rho \int_{-h}^0 \left\{ \left(\frac{\partial \phi_I}{\partial x_1} \right)_{x_1=-\infty}^2 - \left(\frac{\partial \phi_I}{\partial z} \right)_{x_1=-\infty}^2 - \left(\frac{\partial \phi_{III}}{\partial x_1} \right)_{x_1=r_1}^2 + \left(\frac{\partial \phi_{III}}{\partial z} \right)_{x_1=r_1}^2 \right\} dz - \rho \left(\zeta \frac{\partial \phi_I}{\partial t} \right)_{z=0, x_1=-\infty} + \rho \left(\zeta \frac{\partial \phi_{III}}{\partial t} \right)_{z=0, x_1=r_1} - \frac{1}{2} \rho g \{ (\zeta^2)_{x_1=-\infty} - (\zeta^2)_{x_1=r_1} \} \dots \quad (10)$$

ここで $\bar{}$ は一周期での時間平均を表わす. 検査面 $S_{-\infty}$ は ϕ_I に含まれる減衰定常波は減衰してしまうので, 進行波のみを考慮すれば充分であろう. しかしながら, 検査面 S_r では減衰定常波も無視できない. すでに速度ポテンシャル ϕ_I および ϕ_{III} は求まっているので, これらを式(10)に代入して整理すれば, 漂流力 F_Y は次式で与えられる.

$$F_Y = \frac{\rho g a^2}{4} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \{ 1 + |B_0|^2 (\sigma/ag)^2 - P_{0r}^2 + P_{0i}^2 + Q_{0r}^2 + Q_{0i}^2 \} \cdot |G_0|^2 (\sigma/ag)^2 + \frac{\rho g a^2}{8} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \left(1 + \frac{2kh}{\sin 2kh} \right) (P_{nr}^2 + P_{ni}^2 \right.$$

$$- Q_{nr}^2 - Q_{ni}^2) |G_n|^2 (\sigma/ag)^2 \} \dots \quad (11)$$

ここで $R_0 = \{ 1 + \hat{\gamma}_{R_0}^2 + 2\hat{\gamma}_{R_0} \cos(\theta_0 + 2kl_1 - 2kr_1) \}$ とおけば,

$$\left. \begin{aligned} P_{0r} &= (1 - \hat{\gamma}_{R_0}^2) \cdot \cos k(l_1 - r_1) / R_0 \\ P_{0i} &= \{ -(1 + \hat{\gamma}_{R_0}^2) \cdot \sin k(l_1 - r_1) + 2\hat{\gamma}_{R_0} \sin(\theta_0 + kl_1 - kr_1) \} / R_0 \\ Q_{0r} &= \{ (1 + \hat{\gamma}_{R_0}^2) \cos k(l_1 - r_1) + 2\hat{\gamma}_{R_0} \cos(\theta_0 + kl_1 - kr_1) \} / R_0 \\ Q_{0i} &= (1 - \hat{\gamma}_{R_0}^2) \sin k(l_1 - r_1) / R_0 \end{aligned} \right\} \dots \quad (12)$$

また $R_n = e^{-2(k_n l_1 - k_n r_1)} + 2\hat{\gamma}_{R_n} \cos \theta_n + \hat{\gamma}_{R_n}^2 e^{2(k_n l_1 - k_n r_1)}$ とおけば

$$\left. \begin{aligned} P_{nr} &= \{ e^{-(k_n l_1 - k_n r_1)} + 2\hat{\gamma}_{R_n} \cos \theta_n \sinh(k_n l_1) - k_n r_1 \} - \hat{\gamma}_{R_n}^2 e^{(k_n l_1 - k_n r_1)} \} / R_n \\ P_{ni} &= 2\hat{\gamma}_{R_n} \sin \theta_n \cosh(k_n l_1 - k_n r_1) / R_n \\ Q_{nr} &= \{ e^{-(k_n l_1 - k_n r_1)} + 2\hat{\gamma}_{R_n} \cos \theta_n \cosh(k_n l_1 - k_n r_1) + \hat{\gamma}_{R_n}^2 e^{(k_n l_1 - k_n r_1)} \} / R_n \\ Q_{ni} &= -2\hat{\gamma}_{R_n} \sin \theta_n \sinh(k_n l_1 - k_n r_1) / R_n \end{aligned} \right\} \dots \quad (13)$$

である.

(4) 計算の方法

上記の計算において, 式(3)の Rolling の運動方程式には非線形項を含むので速度ポテンシャルの係数に関する連立方程式を直接消去法で解くことはできない. さらに式(6)の圧力の連続式には多孔壁前面の波高が必要となるがこれは浮体の運動の解が求められて後に, 初めて与えられるものである. したがってここでは初期値として何らかの値をまず假定し, その値を用いて連立方程式を解き, それから得られる解を用いてさらに連立方程式を解くという試行錯誤の方式を用いて解が収束するまで繰り返すことにより解を求めた⁸⁾. 実際の計算に当っては多孔壁前面における波高の初期値として領域 I での入射波高を, Rolling 角振巾の初期値としては 0° を使用している. そしてこれらの計算は, あるステップとその次のステップにおける多孔壁前面波高の差が入射波高の $1/40$ 以下になり, さらに Rolling 角振巾の差が $1/1000$ rad 以下になった時, 収束したものとみなして計算を打切っている.

4. 実験結果

(1) 多孔壁の損失係数および流量係数の決定

式(6)のエネルギー損失係数 f および式(7)の流量係数 Ca は実験によって求める必要のあることは既に指摘したが, ここでは f および Ca は以下の方法で与えている. すなわち多孔壁のみが存在する場合の波の透過率と反射率は実験により求められるが, これとは別に式(5)~(9)と同様な方法で多孔壁のみの場合の透過率と反射率も理論的に計算可能である. この時 f および

C_a はパラメータとして含まれているため、これらの値を変化させると、(水深/入射波高)のそれぞれに対して透過率もまた種々に変化する

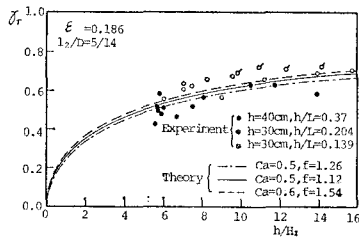


図-2 流量係数 C_a とエネルギー損失係数 f の算定

ことになる。図-2の実線はそこから実験値に最も近い理論値であって、図中の丸印は実験結果を示す。この結果から実験値に最適な f および C_a は $f=1.12$, $C_a=0.5$ となることがわかる。

(2) Rolling の抵抗モーメント係数 b の決定

図-3 (a) は Rolling の自由振動実験の一例である。

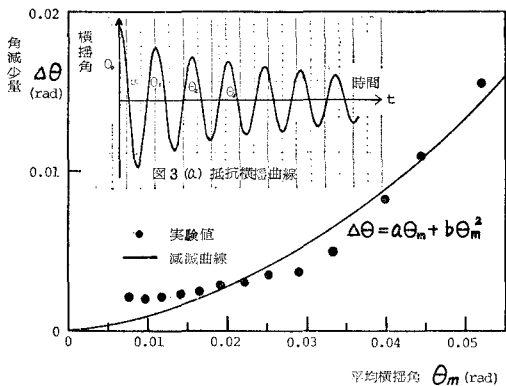


図-3 (b) 静水中の抵抗横揺れ

このように Rolling は徐々に減衰してゆくが、この減衰は造波のための減衰と摩擦や造渦のための減衰によるものであろう。前者は Rolling の角速度 $\dot{\theta}$ に比例するが、

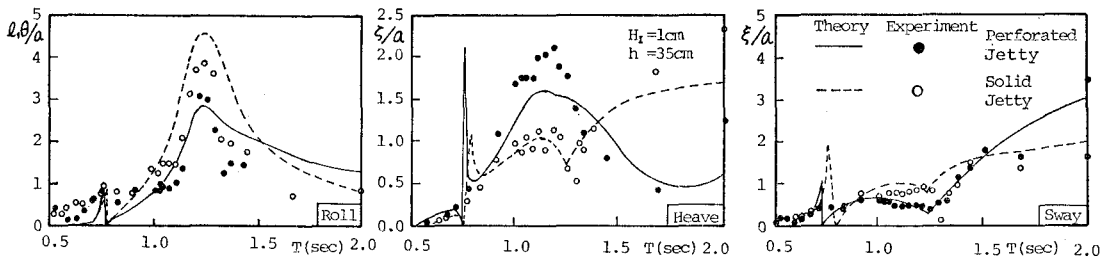


図-4 船体運動の面からみた鉛直岸壁と低反射岸壁の比較

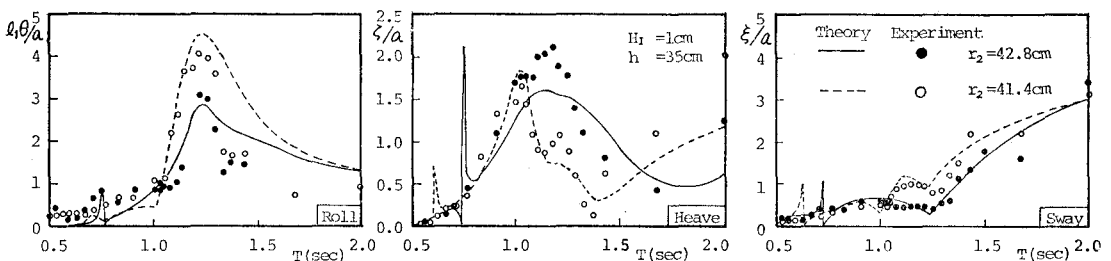


図-5 遊水部幅が船体運動に及ぼす影響について

後者は $\dot{\theta}$ の自乗に比例するとみなされている。そこでこの時の実験値を 図-3 (b) の減減曲線図にプロットすると、 $\Delta\theta = a\dot{\theta}_m + b\dot{\theta}_m^2$ という曲線で近似することができる。第一項は造波減衰によるもので上述のポテンシャル論に含まれるが、第二項は摩擦や造渦による減衰でポテンシャル論には含まれない。そこで式 (3) の第3式に第三項を付加している。 b は多孔壁の特性や離岸距離によって変化するが、ここではその平均値 $b=2.95 \text{ rad}^{-1}$ を用いている。

(3) 船体運動

図-4 は低反射岸壁前面に浮体を係留した場合と、鉛直壁前面に浮体を係留した場合の実験値および理論値である。実験値は多少ばらついているが、理論値とほぼ同一の傾向を示しており、一応の妥当性は認められる。なお $T=0.75 \text{ sec}$ は Heaving の固有周期に相当するため、各運動とも理論値に鋭いピークをもつが、実験値は必ずしもピークを有していない。これは Rolling だけでなく Heaving においても抵抗項⁸⁾が効いていることを示しているので、今後抵抗項を導入する必要がある。ここに示した低反射岸壁の場合、その遊水部の巾は 42.8 cm で、これは周期が 1.13 秒 の波の波長の $1/4$ に相当する。多孔壁の場合と鉛直壁の場合の運動を比較すると、Rolling と Swaying は短周期側から Rolling の固有周期 (1.3 sec) を越えた $T=1.5 \text{ sec}$ まで (以後この範囲を短周期領域と呼ぶ) は多孔壁の場合が鉛直壁前面の場合よりも運動が小さくなっているが、Heaving の場合は多孔壁の場合の方が運動が大きいという上とは全く逆の現象が生じている。

図-5 は遊水部の巾を変化させた場合の結果であるが、遊水部の巾を狭くすれば、短周期領域において

Heaving は小さくなるが, Rolling と Swaying は大きくなっている. これから Rolling と Swaying の運動と Heaving の運動は全く逆の関係にあり一方を小さくすれば, 他方が大きくなり, 両者を同時に小さくすることは極めてむづかしい.

図-6 は式 (3) で述べた Rolling の抵抗モーメントの効果をみるために, 入射波高 H_I が 1 cm と 3 cm と異なる場合の結果を比較したもので, 同時にそれぞれの場合の理論値もあわせて示してある. こずれの場合も実験値は理論値よりも幾分小さい値を示しているが, 周期変化にともなう変位の変動傾向はほぼ同様の傾向を示しているといえよう.

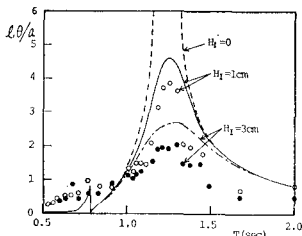


図-6 入射波高 H_I が Rolling に及ぼす影響について

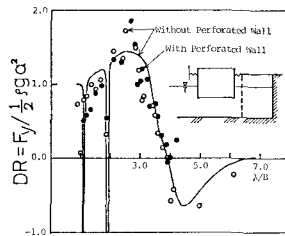


図-7 岸壁前面に係留した船に作用する漂流力

図-7 は鉛直岸壁より 50.8 cm 離して浮体を係留し, さらに鉛直岸壁より 42.8 cm の所に多孔壁がある場合とない場合の漂流力係数の実験値と理論値で, 横軸は波長 λ を船巾 B で無次元化した値を, 縦軸は図中に示したような漂流力係数 DR を表わしている. この場合漂流力は Swaying を測定するために船の中央にとりつけた板バネの一方方向への偏位量より読み取っている. 係留索のバネ定数を大きくすると偏位量が小さくなり変位の読み取り誤差が大きくなるので, この場合係留索のバネ定数は 25.1 g/cm と小さくしている. さらに岸壁前面での漂流力は離岸距離によっても変化するので, 今回は岸壁からの距離を充分とって漂流力を測定した. 図-7 からわかるように, 式 (11) で与えられる理論値は実験値とよく合っており, また多孔壁の有無にかかわらず多孔壁のない場合の理論結果とほぼ一致していることから岸壁より少しはなした場合の漂流力については多孔壁の効果はないと考えてさしつかえない. しかしながらこの場合は空隙率が大きい場合であって, 空隙率が小さい場合には一致するかどうかは明らかでない.

(4) 船体運動にともなう岸壁への衝突現象に関する多孔壁の効果

船体運動が激しくなると, 船体が岸壁に衝突する恐れが生じるが, この現象について多孔壁の効果を実験的に観察し考察してみよう. 実験によると多孔壁と船側の距離が小さい時には船体は度々多孔壁に衝突する. その衝突の状況は波の周期を T_W とし Rolling の固有周期を

T_R とすると $T_W < T_R$ の時は Rolling により船体側壁の上端が多孔壁に衝突し, $T_W \approx T_R$ では船体側壁の下端が多孔壁に衝突する. そして $T_W \gg T_R$ では Rolling はほとんどなくなるが, Swaying のために, 船体側壁が多孔壁に平行に衝突するという現象がみられた. 一方鉛直壁前面に係留した浮体については以上述べたような衝突は殆ど生じなかった. このような衝突現象に関する相違については理論的な説明はまだなされていないが, 多孔壁においては船と壁の間の水が多孔壁を通じて簡単に逃げるのが可能なのに比べ, 鉛直壁では船と壁の間の水が外部に逃げにくくなり水が damper の作用をしているためと考えられる. いずれにせよ多孔壁岸壁を用いる場

合従来のように岸壁と船の側壁との間の距離がフェンダーの巾しかない場合にはかなり小さな運動でも側壁に衝突する可能性があるので, 単に船体運動のみではなく衝突に関する係留位置についても考慮を払う必要があろう.

5. 結 語

以上, 多孔壁消波岸壁の前面に係留した浮体を二次元的にモデル化し, 運動の特性を理論と実験の両面より検討を行い, 著者らが提案した計算モデルの妥当性を検証し, さらに多孔壁の船体運動に対する効果及び岸壁への船体の衝突について論述したが, 消波岸壁としての多孔壁の使用は単に港内静穏度のみでなく係留船舶の船体運動からも充分検討しておかなければ, 予想外の荷役トラブルおよび衝突災害を生じることには注意しなければならない. 最後に本研究において実験および資料整理において援助していただいた当時大阪大学学生高橋靖昌君(現五洋建設)に感謝の意を表する次第である. なお本研究は文部省科学研究費自然災害特別研究(代表者榎木享教授)による成果の一部であることを付記する.

参 考 文 献

- 1) 合田良実: 港湾構造物の耐波設計, 鹿島出版会, p. 137, 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(第1報), 第24回海岸工学講演会論文集, pp. 610-614, 1977.
- 3) 榎木 亨・久保雅義・京谷光高: 荷役限界からみた港内静穏度に関する研究(第2報), 第25回海岸工学講演会論文集, pp. 593-597, 1978.
- 4) 榎木 亨・岩田好一郎: 多孔壁式鉛直消波岸壁の水理特性に関する二, 三の考察, 土木学会論文報告集, 第220号, pp. 53-63, 1973.
- 5) 大串雅信: 理論船舶工学(下巻), 海文堂, pp. 25-30, 1958.
- 6) 服部昌太郎: 多孔壁式防波堤の水理特性, 第18回海岸工学講演会論文集, pp. 115-120, 1971.
- 7) 堀口孝男・中道峰夫: 多孔壁式防波堤の消波機構と波力, 第23回海岸工学講演会論文集, pp. 89-94, 1976.
- 8) 渡辺 晃: 波による円柱浮体の運動, 第25回海岸工学講演会論文集, pp. 377-381, 1978.