

多胴船型浮消波堤の開発 (第4報)

Development of Multi Hull Type Floating Breakwater (4th Report)

木下 健*・西條 憲一*
Takeshi KINOSHITA and Ken-ichi SAIJO

1. はじめに

前報まで^{1)~3)}において、本A型浮消波堤(写真1)が従来の浮消波堤に比べ、消波効果が優れていることを示した。しかしながら、本消波堤の形状は、浮体のEdge部における渦の発生・拡散による消波効果を考慮して、直感的・経験的に決定されたもので、1例にすぎない。より適当な形状は、設置場所の制約条件等も考慮の上で決定する必要がある。そこで、本報告は本浮消波堤の消波メカニズムを解明すると共に数学モデルを提案し、設計に役立てようとするものである。

2. 理論計算

1) ポテンシャル流の解析

多胴船型浮消波堤のまわりのポテンシャル流を、制限水路中の前進速度のない細長船による向かい波の diffraction 問題として解析する。方法は著者の一人が本誌⁴⁾に発表したものの応用である。そのときは丸尾の interpolation solution⁵⁾の考え方に従って細長船理論を展開したが、それは本問題のように波数の小さな領域だけでなく、節波の同調点近傍でも三次元影響が顕著となる場合には適当ではない。そこで本報ではそのような場合にも適用できる細長船理論として Newman の Unified Slender body theory⁶⁾を用いた解析法を展開し直した。本法においても、流体の微小運動を仮定し、座標軸は x 軸を細長体の中心軸に、原点をその中央にとり、 z 軸を鉛直

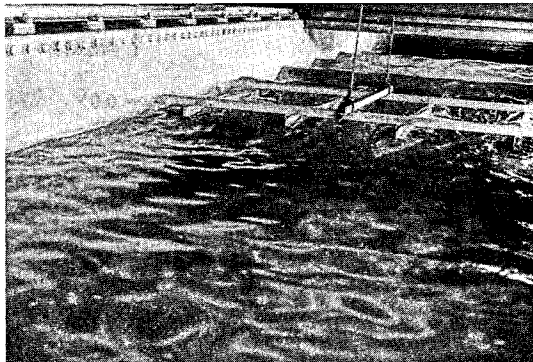


写真1 模型水槽における実験状況

上方にとり、Green's function としては一色⁷⁾の解を用いた。

本問題は diffraction 問題であるが、別所の逆時間ポテンシャル⁸⁾を用いて radiation 問題の解より diffraction 問題の解を求めることにする。二次元問題の heave の Kochin 関数を $H_3(x)(=H^{(3)+}=H^{(3)-})$; 浮体の左右対称性より)とする時、Unified slender body theory によると、 j モードの radiation に対応する三次元の source 分布 $a_0(x_0)$ は、平水中において、次の積分方程式より得られる。

$$\pi a_0(x_0) = H_3(x_0) V_j(x_0) + \frac{1}{4i} \left\{ \frac{H_3(x_0)}{H_3(x_0)} - 1 \right\}$$

$$\begin{aligned} & \left[2 a_0(x_0) \left\{ -\pi i - \gamma - \ln 2K \right\} \right. \\ & - \int_{-L/2}^{L/2} \frac{d}{d\xi} a_0(\xi) \ln |x-\xi| \operatorname{sgn}(x-\xi) d\xi \\ & - \int_{-L/2}^{L/2} a_0(\xi) \left\{ \frac{1}{2} G(x_0, 0, 0; \xi, 0, 0) \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{|x_0-\xi|} \right\} d\xi \right] \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、

$$\begin{aligned} G(x_0, 0, 0; \xi, 0, 0) &= \frac{2}{|x_0-\xi|} - \pi K \\ & \left[H_0(K|x_0-\xi|) + Y_0(K|x_0-\xi|) \right. \\ & \left. + 2i J_0(K|x_0-\xi|) \right] \end{aligned} \quad (2)$$

と表され、 Y_0, J_0 はベッセル関数、 H_0 はストループ関数、 γ はオイラー定数である。無限水路中の三次元 Green's function G は一色により次のように表される。

$$\begin{aligned} & G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) \\ &= -2\pi i \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m C_m(y) C_m(\eta) e^{-i f_m |x-\xi|} \\ & D(z, \zeta) / f_m + 2\pi \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon_m C_m(y) C_m(\eta) \\ & e^{-p_{mn} |x-\xi|} d_n(z, \zeta) / p_{mn} \end{aligned}$$

* 東京大学生産技術研究所 第2部

$$\begin{aligned} \epsilon_m &= \begin{cases} 1 & (m=0) \\ 2 & (m=1, 2, 3 \dots) \end{cases} \\ f_m &= \begin{cases} \sqrt{k_0^2 - (2m\pi/l)^2} & k_0 \geq 2m\pi/l \\ -i\sqrt{(2m\pi/l)^2 - k_0^2} & k_0 < 2m\pi/l \end{cases} \quad (3) \\ p_{mn} &= \sqrt{k_n^2 + (2m\pi/l)^2} \end{aligned}$$

$$C_m(y) = \cos(2m\pi y/l)$$

$$D(z, \zeta) = 2k_0 \cosh k_0(z+h) \cosh k_0(\zeta+h)$$

$$/ \{ l(k_0 h + \sinh k_0 h \cosh k_0 h) \}$$

$$d_n(z, \zeta) = 2k_n \cos k_n(z+h) \cos k_n(\zeta+h)$$

$$/ \{ l(k_n h + \sin k_n h \cos k_n h) \}$$

ここで、 k_0, k_n は次の方程式の解とする。

$$\left. \begin{aligned} k_0 \tanh k_0 h &= K \quad (0 < k_0) \\ k_n \tan k_n h &= -K \quad (0 < k_1 < k_2 < \dots) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

また、 l は水路幅、 h は水深、 $K(\omega^2/g)$ は波数、 L は浮体長さである。さらに計算の簡便化のために、丸尾と同様の手法を用いて(1)式を次のように変換する。

$$\begin{aligned} \pi a_0(x_0) &= H_3(x_0) V_j(x_0) + \frac{1}{4i} \left\{ \frac{H_3(x_0)}{H_3(x_0)} - 1 \right\} \\ & \left[2a_0(x_0) \left\{ -\pi i - \gamma - \frac{1}{2} \ln 2K \right. \right. \\ & \left. \left. \left(\frac{L}{2} + x_0 \right) - \frac{1}{2} \ln 2K \left(\frac{L}{2} - x_0 \right) \right\} \right. \\ & \left. + \int_{-L/2}^{L/2} \left\{ a_0(x_0) - a_0(\xi) \right\} \frac{d\xi}{|x_0 - \xi|} \right. \\ & \left. - \int_{-L/2}^{L/2} a_0(\xi) \left\{ \frac{1}{2} G(x, 0, 0; \xi, 0, 0) \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{|x_0 - \zeta|} \right\} d\xi \right] \quad (5) \end{aligned}$$

ここで、 $V_j(x_0)$ は mode function であり、本法ではルジャンドルの多項式を用いた。

無限遠での三次元 radiation ポテンシャル φ_j は (3) 式より次のように表される。

$$\varphi_j \rightarrow \sum_{-m_c \leq m \leq m_c} i_j H_m^{\pm} \varphi_m^{\pm}(\theta_m)$$

ここで、

$${}_j H_m^{\pm} = \frac{\pi}{2} \int_{-L/2}^{L/2} a_0(\xi) e^{\pm i k_0 \xi \cos \theta_m} D(0, 0) / f_m d\xi$$

$$\sin \theta_m = 2m\pi / (k_0 l), \quad |\theta_m| \leq \pi/2$$

$$\varphi_0^{\pm}(\theta) = \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} e^{\pm i k_0(x \cos \theta \pm y \sin \theta)}$$

$$m_c = [k_0 l / 2\pi], \quad [\] : \text{ガウス記号}$$

求めた radiation 問題の Kochin 関数 ${}_j H_m^{\pm}$ より別所の逆時間ポテンシャルを用いると、文献⁴⁾に示したように diffraction 問題の Kochin 関数 ${}_i H_m^{\pm}(\theta)$ が次のように求められる。 ${}_i H_m^{\pm}(\theta)$ の左上肩の添字 \pm と引数 θ は入射波 $\varphi_0^{\pm}(\theta)$ に対応し、右上肩の添字 \pm は散乱波の進行方向 $x \rightarrow \pm \infty$ に対応する。

$$\begin{aligned} {}_j \bar{H}_m^{\pm} &= {}_j H_m^{\pm} - i \sum_{-m_c \leq n \leq m_c} \{ {}_j \bar{H}_n^{\pm} {}_i H_n^{\pm}(\theta_n) \\ & \quad + {}_j \bar{H}_n^{\mp} {}_i H_n^{\mp}(\theta_n) \} \quad (7) \end{aligned}$$

ただし、 ${}_j H_{-n} = {}_j H_n$ である。(7)式は $(m_c + 1)$ 個の等式から成っており、 $4(m_c + 1)^2$ の ${}_i H_m^{\pm}(\theta_n)$ が未知数である。そこで、 $4(m_c + 1)$ モードの radiation 問題を解けば、diffraction 問題の解は求まることになる。本問題においては浮体は前後対称であるので、 ${}_i H_m^{\pm}(\theta_n) = {}_i H_m^{\mp}(\theta_n)$ となり、必要なモード数は $2(m_c + 1)$ である。これより透過波係数 H_t/H_i 、反射波係数 H_r/H_i は次のように表される。

$$\left. \begin{aligned} H_t/H_i &= |1 + i {}_i H_0^-(0)| \\ H_r/H_i &= |i {}_i H_0^-(0)| \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

節波が生じる場合は見掛の透過波係数 H_t/H_i 、反射波係数 H_r/H_i は次式のようになる。

$$\left. \begin{aligned} H_t/H_i &= H_t/H_i + 2 \sum_{m=1}^{m_c} |{}_i H_m^-(0)| \\ H_r/H_i &= H_r/H_i + 2 \sum_{m=1}^{m_c} |{}_i H_m^-(0)| \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

2) 散逸エネルギーの推定

前節のポテンシャル流の解析からは散逸エネルギーを求めることはできない。そこで、適当な仮定を導入して散逸エネルギーを推定する。前述のように本浮消波提の散逸エネルギーは造渦によるものが主と考えられるので、次式のような断面当たりの造渦抵抗 F を仮定する。

$$F = k_d \frac{1}{2} \rho W^2 B |\sin \omega t| \sin \omega t \quad (10)$$

ここで、 W は浮体近傍の流体速度、 B は浮体幅である。 W は散乱ポテンシャル $\varphi_s|_{x=x}$ に比例すると考えられ、散乱ポテンシャルと各断面に働く heave の波強制力 $E_s(x)$ は比例するから、

$$W \propto \frac{\varphi_s|_{x=x}}{T} \propto \frac{E_s(x)}{\rho \omega B} \frac{1}{T}$$

ここで、 T は浮体の喫水である。すなわち、

$$W = \alpha \cdot E_s(x) / (\rho \omega B T) \quad (11)$$

研究速報
となる。\$k_d, \alpha\$ は断面形状に依存する無次元の係数である。

波強制力は前節で求められており、以下のように展開すると係数 \$C_j\$ は Haskind の関係より次のようになる。

$$E_s(x) = \sum_{j=1}^{\infty} C_j V_j(x) \tag{12}$$

$$C_j = \frac{2}{L} \int_{-L/2}^{L/2} E_s(x) V_j(x) dx = \frac{2}{L} \rho g a_j H_0 \tag{13}$$

本問題においては10モードまで計算し、近似した。

(10), (11)式より単位時間・長さ当たりの散逸エネルギーは、

$$\frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi} F W \sin \omega t dt = \frac{2}{3\pi} k_d \frac{1}{(\rho B)^2} \left(\frac{\alpha E_s(x)}{\omega T} \right)^3 \tag{13}$$

と表される。一方、単位時間、水路幅当たりの入射波のエネルギーは、

$$\frac{1}{2} \rho g a^2 l \frac{g}{2\omega} D_0 \tag{14}$$

where

$$D_0 = \tanh Kh + Kh \operatorname{sech}^2 Kh \tag{15}$$

であるから、散逸エネルギー係数 \$C_{dis}(x)\$ は、(13)式を用いて、

$$C_{dis}(x) = \int_{-L/2}^x \frac{2}{3\pi} k_d \frac{1}{(\rho B)^2} \left(\frac{\alpha E_s(\xi)}{\omega T} \right)^3 / \left(\frac{1}{2} \rho g a^2 l \frac{g}{2\omega} D_0 \right) d\xi = \frac{8}{3\pi} \frac{k_d \alpha^3}{D_0 l (a g \omega)^2 \rho^3} \int_{-L/2}^x E_s^3(\xi) / \{ B^2(\xi) T^3(\xi) \} d\xi \tag{16}$$

となる。ここで \$k_d \alpha^3\$ は \$x\$ に関して定数と近似している。

今、各断面において入射波が \$\{1 - C_{dis}(x)\}^{1/2}\$ 倍で減衰すると仮定すると、波強制力は入射波高に比例するので、散逸エネルギー係数は、

$$C_{dis}(x) = \frac{8}{3\pi} \frac{k_d \alpha^3 a g}{D_0 l \omega^2} \int_{-L/2}^x \left\{ \sum_{j=1}^{10} \frac{2}{L} j H_0 V_j(\xi) \right\}^3 \{1 - C_{dis}(\xi)\}^{3/2} / \{ B^2(\xi) T^3(\xi) \} d\xi \tag{17}$$

と表される。上式は、

$$C_{dis}\left(\frac{L}{2}\right) = 1 - 4 \left[\frac{8}{3\pi} \frac{k_d \alpha^3 a g}{D_0 l \omega^2} \int_{-L/2}^{L/2} \left\{ \sum_{j=1}^{10} \frac{2}{L} j H_0 V_j(\xi) \right\}^3 / \{ B^2(\xi) T^3(\xi) \} d\xi + 2 \right]^{-2} \tag{18}$$

と容易に解くことができ、散逸エネルギー係数 \$C_{dis} = C_{dis}(L/2)\$ が求められる。ただし、浮消波堤の断面形状を示す定数 \$k_d \alpha^3\$ は適当な値を仮定する必要がある。

透過波と反射波が同じ比率で減衰すると仮定すると、エネルギー散逸の影響を含んだ透過波係数 \$H_t'/H_i\$, 反射波係数 \$H_r'/H_i\$ は以下ようになる。

$$\left. \begin{aligned} H_t'/H_i &= (H_t/H_i)(1 - C_{dis})^{1/2} \\ H_r'/H_i &= (H_r/H_i)(1 - C_{dis})^{1/2} \end{aligned} \right\} \tag{19}$$

3. 考 察

本A型浮消波堤の実験より、定数 \$k_d \alpha^3\$ の値として0.021を採用した。(8), (19)式より計算したA型浮体の透過波係数、反射波係数を実験値と共に図1に示す。\$\lambda/l\$ が2.0の点で両計算値共に特異な挙動(透過波係数 \$\neq 0\$, 反射波係数 \$\neq 1\$)を示すことが判る。最長の同調波長より僅かに長い入射波 (\$\lambda/l > 1\$) に対してポテンシャル流の反射波係数は約1.0になっている。エネルギー散逸を考慮した透過波係数はかなり良く実験を推定している。

(8)式より計算したY型浮体の両係数を実験値と共に

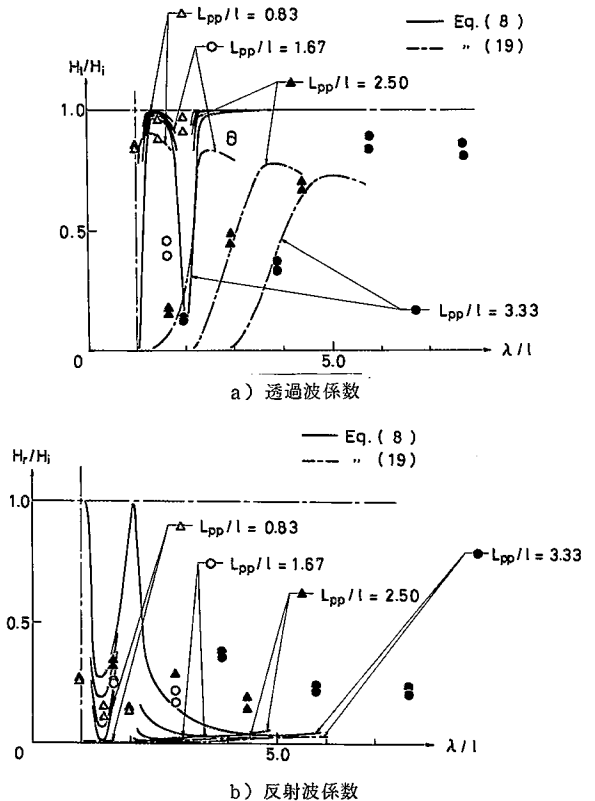
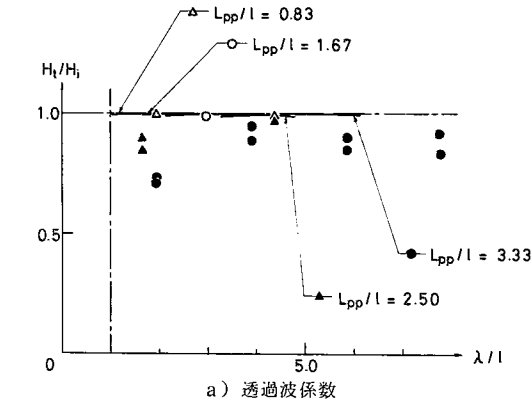
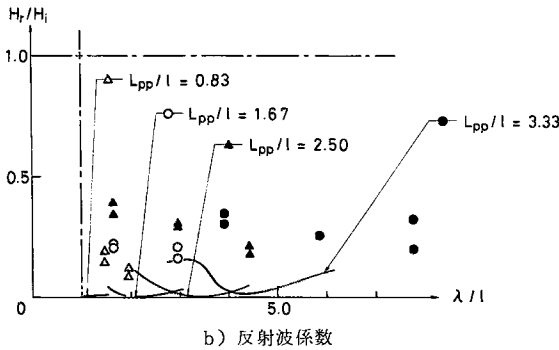


図1 計算結果 (A型模型)

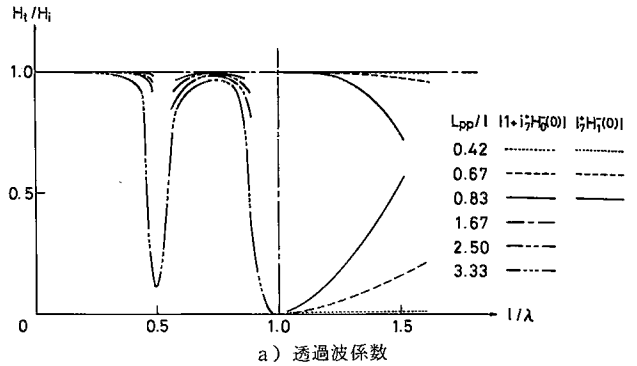


a) 透過波係数

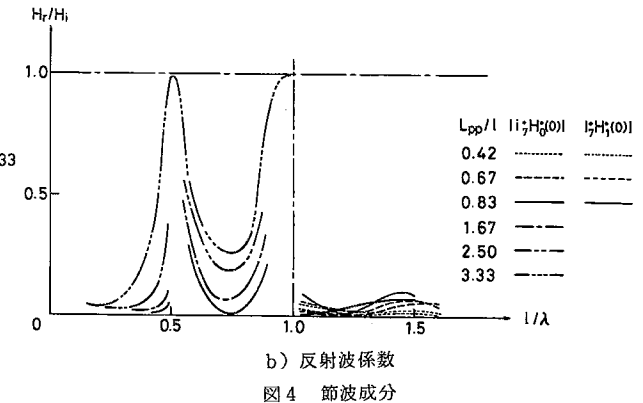


b) 反射波係数

図2 ポテンシャル流体計算結果 (Y型模型)



a) 透過波係数



b) 反射波係数

図4 節波成分

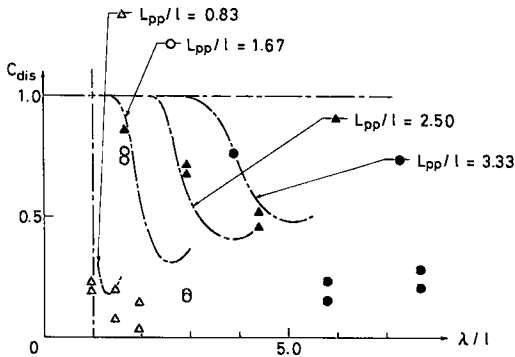


図3 散逸エネルギーの推定 (A型模型)

図2に示す。Y型浮体はA型浮体と比べてエネルギー散逸が小さいので、ポテンシャル流の計算は比較的実験と合っているが、渦流れの影響もかなりある。

(18)式より求めたA型浮体の散逸エネルギー係数を図3に示す。実験値と比較すると、極端に入射波長の長い領域を除いて、かなり良く推定していることが判る。

図4にA型浮体のポテンシャル流の計算より得られた節波の挙動を示す。入射波長が水路幅より小さくなるにつれて節波が徐々に大きくなっているのが判る。

4. ま と め

今回の理論解析はポテンシャル流を基礎に造渦によるエネルギー散逸を計算したが、造渦された渦自体の造渦作用を取り入れていないので、計算値と実験値に差の見える所も少なくない。しかし、大まかには本浮消波堤の性能を推定しうることが判ったので、ここに示した数学モデルは初期設計には有効な手段となると思われる。

(1981年2月23日受理)

参 考 文 献

- 1) 木下, 西條: 生産研究 Vol. 31, No 10, 1979, 10
- 2) 木下, 西條: 生産研究 Vol. 31, No 11, 1979, 11
- 3) 木下, 西條: 生産研究 Vol. 32, No 2, 1980, 2
- 4) 木下: 生産研究 Vol. 31, No 12, 1979, 12
- 5) H. Maruo: Bul. Fac. Eng. Yokohama National Univ. 19 (1970)
- 6) J. N. Newman: Adv. Appl. Mech. 18, 1978
- 7) 一色 浩: 日本造船学会論文集 137号 (1975)
- 8) 別所正利: 関西造船協会誌 159号 (1975)