海岸工学論文集，第 45 巻（1998）
土木学会，261-265

多方向不規則波による矩形港湾の長周期振動

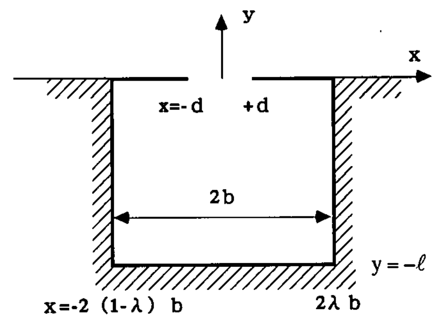
木　村　　晃*・喜　田　昌　裕**

1. はじめに

港，湾等が固有の周期で振動する現象は副振動，あるいはセイシュと呼ばれる．この現象の基本的なメカニズムは 1960 年代に Le-Mehaute (1961)，Ippen・Goda (1963) 等により研究され，基本モードの共振現象は湾長が入射波の波長の 1/4 の長さの場合に発生することなどが明らかにされている．これらの理論は通常の風波を対象にしたものであった．しかし風波の周期は高々10 s 程度であるため，これらの理論で数百 m 以上の規模を持つ湾水で発生する数分のオーダーの副振動を説明することはできなかった．1970 年代後半 Bowers (1977) は 1 次波の非線形干渉によって発生する 2 次長周期波が副振動の原因となることを示した．それ以後，1980 年代になって，Mei・Agnon (1989)，Wu・Liu (1990)，我が国では喜岡 (1993) らがさらに高次の非線形波によっても副振動が生じることを示し，Multiple-Scale 摂動法を用いた計算法を示している．Mei ら (1989) の方法では境界条件を与える支配方程式を数値的に解くので任意の港湾形状を取り扱うことができるが，1 次波の振幅，周波数を緩やかに変化させることで波の不規則性を間接的に表現するにとどまっているため，任意のスペクトルを与えて直接湾内の長周期波のスペクトルを計算することはできていない．著者ら (1996) は先に Ippen・Goda の理論を拡張して 2 成分合成波により生じる周波数差の波が原因となる湾水の長周期振動の理論を導き，さらにそれを拡張して任意のスペクトルを持つ 1 方向不規則波による湾水の振動特性に関するモデルを提案した (1997b)．本研究はこのモデルをさらに拡張して方向分布特性を持つ不規則波が作用した場合の湾水の長周期振動特性を求める方法を示したものである．

2. 規則波による湾水振動

まず最初にこの研究で基礎とした Ippen・Goda のモデルについて簡単に説明する．いま図—1 のような形状をもち，港内外とも水深が一定の矩形の港湾を考える．波は港口に対して直角に入射しており，すべての境界で波は完全反射し，底面摩擦および港口部等でのエネルギーロスは無視できるものとする．Ippen・Goda によれば



図—1 港湾の形状と座標系

$$\eta=\frac{a}{2}\exp\{i(ky-\sigma t)\} \quad \cdots\cdots(1)$$

なる規則波が入射した場合，湾外の水面形は

$$\eta_1=a\cos ky\exp\{i\sigma t\} + akc(iI_1-I_2)\exp\{i(\sigma t+\omega)\} \quad \cdots\cdots(2)$$

となる．ここに t は時間を表し，a, k, σ はそれぞれ入射波の振幅を 2 倍した値，波数および角周波数である．さらに $i=\sqrt{-1}$，

$$c=\frac{1}{\sqrt{[(d/b)(\cot kl-S_1)-\psi_2]^2+\psi_1^2}} \quad \cdots\cdots(3)$$

$$\omega=-\tan^{-1}\frac{\psi_1}{(d/b)(\cot kl-S_1)-\psi_2} \quad \cdots\cdots(4)$$

$$I_1=\frac{2}{\pi}\int_0^k\frac{\sin ud}{u\sqrt{k^2-u^2}}\cos ux \times\exp\{-i\sqrt{k^2-u^2}\,y\}du \quad \cdots\cdots(5)$$

$$I_2=\frac{2}{\pi}\int_k^\infty\frac{\sin ud}{u\sqrt{u^2-k^2}}\cos ux \times\exp\{-\sqrt{u^2-k^2}\,y\}du \quad \cdots\cdots(6)$$

$$\psi_1=\frac{2}{\pi}kd\int_0^{kd}\frac{\sin^2\alpha}{\alpha^2\sqrt{(kd)^2-\alpha^2}}d\alpha \quad \cdots\cdots(7)$$

$$\psi_2=\frac{2}{\pi}kd\int_{kd}^\infty\frac{\sin^2\alpha}{\alpha^2\sqrt{\alpha^2-(kd)^2}}d\alpha \quad \cdots\cdots(8)$$

$$S_1=8\left(\frac{b}{\pi d}\right)^2\sum_{n=1}^{\infty}\frac{[\sin(n\pi d/2b)\cos\lambda n\pi]^2}{n^2\beta_n\tanh\beta_n kl} \quad \cdots\cdots(9)$$

* 正会員　工博　鳥取大学教授　工学部社会開発システム工学科
** 正会員　工博　セントラルコンサルタント

$$\beta_n=\sqrt{(n\pi/2kb)^2-1} \quad \cdots\cdots(10)$$

である．λ は湾口の偏りを与えるパラメータである（図―1）．一方，湾内の水面形は

$$\eta_2=-\frac{acd}{b\sin kl}\exp\{i(\sigma t+\omega)\}[\cos k(y+l)-S(x,y)] \quad \cdots\cdots(11)$$

で与えられる．ここに

$$S(x,y)=\frac{4b\sin kl}{\pi d}\sum_{n=1}^{\infty}\left\{\frac{\sin(n\pi d/2b)\cos\lambda n\pi}{n\beta_n\sinh\beta_n kl}\times\cos\frac{n\pi}{2b}(x-2\lambda b)\cosh\beta_n kl(y+l)\right\} \quad (12)$$

である．記号はすべて Ippen・Goda と同じものを用いた．入射波が角度を持って入射する場合，式（3）を

$$c=\frac{\sin(kd\cos\theta)/kd\cos\theta}{\sqrt{[d/b)(\cot kl-S_1)-\phi_2]^2+\phi_1^2}} \quad \cdots\cdots(13)$$

とすればよい（木村ら，1997a）．ここに θ は波の進行角であり，x 軸を 0 として時計まわり方向を正とする．

3. 合成波による湾水振動

今港外から波形が次式で与えられる 2 成分合成波が来襲した場合について説明する．

$$\eta=\frac{a_1}{2}\exp i\{k_1x\cos(\theta_1)+k_1y\sin(\theta_1)+\sigma_1t+\varepsilon_1\}+\frac{a_2}{2}\exp i\{k_2x\cos(\theta_2)+k_2y\sin(\theta_2)+\sigma_2t+\varepsilon_2\} \quad \cdots\cdots(14)$$

ただし k_j はそれぞれの波数 $\boldsymbol{k}_j,(j=1,2)$ のスカラー量，$\varepsilon_j,(j=1,2)$ は初期位相角である．また $\sigma_1>\sigma_2$ とする．式(14)の 2 つの波の干渉により港外には速度ポテンシャルが次式で与えられる 2 次干渉波が発生する．

$$\begin{aligned}\phi_{1b}=&-i\frac{b_1b_2}{4}\frac{\cosh k^-(h+z)}{\cosh k^-h}\frac{D^-}{\sigma^-}\\&\times\exp\{i(k_1x\cos\theta_1-k_2x\cos\theta_2)\}\\&\times\exp\{i(\sigma^-t+\varepsilon^-)\}\\&\times\cos(k_1y\sin\theta_1-k_2y\sin\theta_2)\end{aligned} \quad \cdots\cdots(15)$$

ここに

$$\left.\begin{aligned}&b_j=ga_j/\sigma_j\quad(j=1,2),\\&\sigma^-=\sigma_1-\sigma_2\\&D^-=[(\sqrt{R_1}-\sqrt{R_2})\{\sqrt{R_2}(k_1^2-R_1^2)\\&\quad-\sqrt{R_1}(k_2^2-R_2^2)\}\\&\quad+2(\sqrt{R_1}-\sqrt{R_2})^2(k_1k_2-R_1R_2)]\\&\quad/\{\sqrt{R_1}-\sqrt{R_2})^2-k^-\tanh k^-h\}\\&k^-=|\boldsymbol{k}_1-\boldsymbol{k}_2|,\\&R_j=k_j\tanh k_jh,\quad(j=1,2)\end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots(16)$$

であり，g は重力加速度である．式（15）の ϕ の添え字 1 は港外，b は拘束波であることを示す．ただし 2 次波のうち，波数が k^-，角周波数が σ^- の波以外は無視してある（木村ら，1997b，木村ら，1998）．式（15）の波の波形は

$$\begin{aligned}\eta_{1b}\fallingdotseq&\frac{1}{g}\left(\frac{\partial\phi_{1b}}{\partial t}\right)_{z=0}\\=&\frac{a_1a_2}{4}\frac{D^-}{\sqrt{R_1R_2}}\cos(k_1y\sin\theta_1-k_2y\sin\theta_2)\\&\times\exp\{i(k_1x\cos\theta_1-k_2x\sin\theta_2)\}\\&\times\exp\{i(\sigma^-t+\varepsilon^-)\}\\&\times\cos(k_1y\sin\theta_1-k_2y\sin\theta_2)\end{aligned} \quad \cdots\cdots(17)$$

であり，さらに港内には速度ポテンシャルが次式で与えられる 2 次干渉波が発生する．

$$\begin{aligned}\phi_{2b}=&-i\left(\frac{b_1b_2c_1c_2d^2}{4b^2\sin k_1l\sin k_2l}\right)\frac{D^-}{\sigma^-}\\&\times\frac{\cosh k_*^-(h+z)}{\cosh k_*^-h}\cos k_*^-(y+l)\\&\times\exp\{i(\sigma^-t+\varepsilon^-+\omega^-)\}\end{aligned} \quad \cdots\cdots(18)$$

ここに

$$\omega^-=\omega_1-\omega_2,\quad k_*^-=k_1-k_2 \quad \cdots\cdots(19)$$

であり，$\omega_i,(i=1,2)$ は港外の重複波と港内の波の港口部 $(y=0)$ における位相差であり式(4)で計算される．ϕ の添え字 2 は港内のものであることを示す．ただし x 軸方向の 2 次干渉波は無視した．式（18）の波の波形は，

$$\begin{aligned}\eta_{2b}=&\frac{a_1a_2c_1c_2d^2}{4b^2\sin k_1l\sin k_2l}\frac{D^-}{\sqrt{R_1R_2}}\\&\times\cos k_*^-(y+l)\exp\{i(\sigma^-t+\varepsilon^-+\omega^-)\}\end{aligned} \quad \cdots\cdots(20)$$

で与えられる．

4. 新しい波の発生

式（15），（18）は港口（$y=0$）で等しくならずこの点でポテンシャルの不連続が発生する．ここでは Bowers (1977) にならってこの不連続を埋めるような角周波数 σ^- の波が港内外に新たに発生するものと考える．港外に発生する波のポテンシャルを

$$\phi_{1f}=-\frac{i}{\sigma^-}f_1(x,y)Z_f\exp\{i(\sigma^-t+\varepsilon^-)\} \quad \cdots\cdots(21)$$

のように仮定する．ϕ の 2 番目の添え字 f は新たに発生する波のものであることを意味する．同様に港内側の速度ポテンシャルも

$$\phi_{2f}=-\frac{i}{\sigma^-}f_2(x,y)Z_f\exp\{i(\sigma^-t+\varepsilon^-)\} \quad \cdots\cdots(22)$$

と仮定する．式（21），（22）を Laplace の式に代入し，底面の不透過条件を用いると，

$$Z_f(z)=g\frac{\cosh k_f(z+h)}{\cosh k_fh} \quad \cdots\cdots(23)$$

および

$$(\sigma^-)^2=gk_f\tanh k_fh \quad\cdots\cdots(24)$$

を得る．Ippen・Goda の方法に従って計算を進めると（木村ら，1996，1997b）

$$f_1(x,y)=k_fC\{iI_{1f}-I_{2f}\}\exp\{i\Omega\} \quad\cdots\cdots(25)$$

$$f_2(x,y)=-\frac{C(d/b)\exp\{i\Omega\}}{\sin k_fl}\times[\cos k_f(y+l)-S_f(x,y)] \quad\cdots\cdots(26)$$

となり，これらを式 (21)，(22) に代入すると

$$\phi_{1f}=\frac{-i}{\sigma^-}\{iI_{1f}-I_{2f}\}k_fgC\times\frac{\cosh k_f(z+h)}{\cosh k_fh}\exp\{i(\sigma^-t+\Omega+\varepsilon^-)\} \quad\cdots\cdots(27)$$

$$\phi_{2f}=\frac{ig}{\sigma^-}\frac{Cd\exp(i\Omega)}{b\sin k_fl}[\cos k_f(y+l)-S_f(x,y)]\times\frac{\cosh k_f(z+h)}{\cosh k_fh}\exp\{i(\sigma^-t+\varepsilon^-)\} \quad\cdots\cdots(28)$$

を得る．I_{1f}, I_{2f} および $S_f(x,y)$ は式(5)，(6)および(12)の k のかわりに k_f を用いて計算した値である．さらに式 (15)，(18)，(27)，(28) を次の港口での接続条件式

$$\frac{1}{2d}\int_{-d}^{d}\phi_{1b}|_{y=0}dx+\frac{1}{2d}\int_{-d}^{d}\phi_{1f}|_{y=0}dx=\frac{1}{2d}\int_{-d}^{d}\phi_{2b}|_{y=0}dx+\frac{1}{2d}\int_{-d}^{d}\phi_{2f}|_{y=0}dx \quad\cdots\cdots(29)$$

に代入すると，

$$C=\frac{a_1a_2}{4}\frac{D^-}{\sqrt{R_1R_2}}\times[\{f(\theta_1,\theta_2)\}^2+P_1^2-2f(\theta_1,\theta_2)P_1\cos\omega^-]^{1/2}\times[\{P_2-\psi_{2f}\}^2+\psi_{1f}^2]^{-1/2} \quad\cdots\cdots(30)$$

$$\Omega=\tan^{-1}\left(\frac{f(\theta_1,\theta_2)\sin\varepsilon^--P_1\sin(\omega^-+\varepsilon^-)}{f(\theta_1,\theta_2)\cos\varepsilon^--P_1\cos(\omega^-+\varepsilon^-)}\right)-(\varepsilon^-+\tau) \quad\cdots\cdots(31)$$

を得る．ここに

$$f(\theta_1,\theta_2)=\frac{\sin(k_1d\cos\theta_1-k_2d\cos\theta_2)}{k_1d\cos\theta_1-k_2d\cos\theta_2} \quad\cdots\cdots(32)$$

$$\tan\tau=\psi_{1f}/(P_2-\psi_{2f}) \quad\cdots\cdots(33)$$

$$P_1=\frac{c_1c_2(d/b)^2}{\sin k_1l\sin k_2l}\cos k_*^-l \quad\cdots\cdots(34)$$

$$P_2=(d/b)[\cot k_fl-S_{1f}] \quad\cdots\cdots(35)$$

である．式 (30)，(33) の ψ_{1f}, ψ_{2f} および式 (35) の S_{1f} は式 (24) の関係から計算した k_f の値を式（7），（8）および（9）に代入して計算した値である．新たに港外に発生する波の波形は式 (27) より

$$\eta_{1f}(x,y)=\frac{1}{g}\left(\frac{\phi_{1f}}{\partial t}\right)_{z=0}=\{iI_{1f}-I_{2f}\}k_fC\exp\{i(\sigma^-t+\Omega+\varepsilon^-)\} \quad\cdots\cdots(36)$$

となる．また新たに港内に発生する波は式 (28) より

$$\eta_{2f}(x,y)=-\frac{C(d/b)}{\sin k_fl}[\cos k_f(y+l)-S_f(x,y)]\times\exp\{i(\sigma^-t+\Omega+\varepsilon^-)\} \quad\cdots\cdots(37)$$

となる．

5. 多方向不規則波浪場への拡張

水面形が次式で与えられる不規則波が港湾に対して入射している場合について考える．

$$\eta=\sum_{m=1}^{\infty}\frac{a_m}{2}\exp i\{k_mx\cos(\theta_m)+k_my\sin(\theta_m)+\sigma_mt+\varepsilon_m\} \quad\cdots\cdots(38)$$

ここに $a_m/2$, k_m, θ_m, σ_m, ε_m はそれぞれ第 m 成分波の振幅，波数(スカラー)，進行角，角周波数および初期位相角である．式 (15) より，1次成分波相互の干渉により港外には

$$\eta_{1b}=\sum_{m=1}^{\infty}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{a_ma_m}{4}\frac{D_{mn}^-}{\sqrt{R_mR_n}}\times\exp\{i(k_mx\cos\theta_m-k_nx\cos\theta_n)\}\times\exp\{i(\sigma_{mn}^-t+\varepsilon_{mn}^-)\}\times\cos(k_my\sin\theta_m-k_ny\sin\theta_n) \quad\cdots\cdots(39)$$

なる拘束波が発生する．D^-, σ^-, ε^- の添え字は m, n 成分の干渉によるものであることを示す．ただし，$\sigma_m>\sigma_n$ とする．いま式 (39) において $\sigma_r=\sigma_m-\sigma_n$ となる波のみを取り出すと

$$\eta_{1br}=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{a_ma_n}{4}\frac{D_{mn}^-}{\sqrt{R_mR_n}}\times\exp\{i(k_mx\cos\theta_m-k_n\cos\theta_n)\}\times\exp\{i(\sigma_r^-t+\varepsilon_{mn}^-)\}\times\cos(k_my\sin\theta_m-k_ny\sin\theta_n) \quad\cdots\cdots(40)$$

となる．ここに $m=r+n$ である．一方，港内に新たに発生する波のうち $\sigma_r=\sigma_m-\sigma_n$ のものだけを取り出すと

$$\eta_{rf2}=-\sum_{n=1}^{\infty}\frac{C_{mn}(d/b)}{\sin k_{fmn}l}[\cos k_{fmn}(y+l)-S_{fmn}(x,y)]\times\exp\{i(\sigma_r^-t+\Omega_{mn}+\varepsilon_{mn}^-)\} \quad\cdots\cdots(41)$$

となる．式中，C_{mn} は式 (30) の添え字 1, 2 を m, n と変えたもので，Ω の添え字も m, n 成分に干渉によるものであることを示す．k_f の添え字 m, n は第 m, n 成分の波の干渉により発生した自由波の波数（スカラー）であることを意味し，S_f の添え字 mn は k_{fmn} を式 (12) に代入して計算したものであることを意味する．式 (40)，(41) には成分波の初期位相角が含まれるので位相に関する平均操作によりこれをとり除く（木村ら，1997b）と港外側の波の平均振幅 $\overline{\eta_{1bra}}$ は

$$\overline{|\eta_{1rba}|^2}=\overline{\eta_{1br}\eta_{1br}^*}=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{a_m^2a_n^2}{16}\frac{D_{mn}^{-2}}{R_mR_n}\times\cos^2(k_my\sin\theta_m-k_ny\sin\theta_n) \quad\cdots\cdots(42)$$

で与えられる．* は共役複素数であることを意味する．一方，港内側の平均振幅 $\overline{\eta_{2fra}}$ は

$$\overline{|\eta_{2fra}|^2}=\overline{\eta_{2fra}\eta_{2fra}^*}$$
$$=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{C_{mn}^2(d/b)^2}{\sin^2 k_{fmn}l}[\cos k_{fmn}(y+l)-S_{fmn}(x,y)]^2 \quad\cdots\cdots(43)$$

で与えられる．式 (42)，(43) より港内に新たに発生する波のうち角周波数が σ_r の波と港外の 2 次拘束波のうち角周波数が σ_r の波の振幅の最大値 ($y=0$) のそれぞれの振幅の平均値の比は

$$R_r^2=\frac{\sum_{n=1}^{\infty}\frac{C_{mn}^2(d/b)^2}{\sin^2 k_{fmn}l}[\cos k_{fmn}(y+l)-S_{fmn}(x,\ y)]^2}{\sum_{n=1}^{\infty}\frac{a_m^2a_n^2}{16}\frac{D_{mn}^{-2}}{R_mR_n}} \quad\cdots\cdots(44)$$

となる．

式の形の上では 1 方向不規則波と同じ結果が得られた (木村ら，1997b)．入射角の影響はすべて式 (32) に現れる．したがって入射角 θ をすべて 90°とすれば $f(\theta_1,\theta_2)=1$ となり，直角入射の 1 方向不規則波の場合と一致する．いま

$$A_{mn}=\frac{a_ma_n}{4}\frac{D_{mn}^-}{\sqrt{R_mR_n}} \quad\cdots\cdots(45)$$

$$B_{mn}=\frac{\left(\begin{array}{l}[\{f(\theta_m,\ \theta_n)\}^2+P_1^2\\ \quad -2f(\theta_m,\ \theta_n)P_1\cos\omega^-]^{1/2}\end{array}\right)}{[\{P_2-\psi_{2f}\}^2+\psi_{1f}^2]^{1/2}} \times\frac{(d/b)[\cos k_{fmn}(y+l)-S_{fmn}(x,y)]}{\sin k_{fmn}l} \quad\cdots\cdots(46)$$

と置くと，式 (44) は

$$R_r^2=\sum_{n=1}^{\infty}\{A_{mn}B_{mn}\}^2\Big/\sum_{n=1}^{\infty}A_{mn}^2 \quad\cdots\cdots(47)$$

となる．本研究では式 (38) のように single summation 法を用いて不規則波を表しているので，不規則波の方向スペクトル $E(\sigma,\theta)$ が与えられた場合，式 (45) は

$$A_{mn}=\sqrt{4E(\sigma_m,\ \theta_m)E(\sigma_n,\ \theta_n)\,d\sigma d\theta}\frac{D_{mn}^-}{\sqrt{R_mR_n}} \quad\cdots(48)$$

の様になる．ただし，

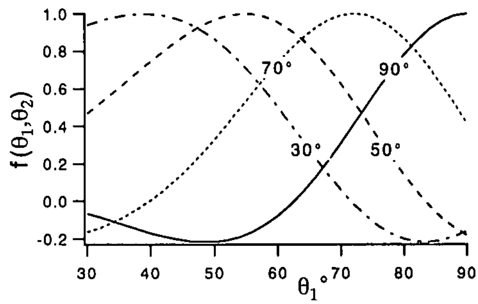
$$\sigma_j=jd\sigma,\quad \theta_j=\mathrm{random}\{0,2\pi\},\quad (j=1,2,\cdots)\quad\cdots\cdots(49)$$

である．ここに random$\{0,2\pi\}$ は $0\sim2\pi$ の一様乱数を与える関数である．

6. 理論式の特性

ここでは若干の計算結果を通じて理論の特性を示す．図―2 は $f(\theta_1,\theta_2)$ の 1 例を示したもので，$T_1=10$ s，$T_2=11$ s，$h=10$ m の場合のものを示したものである．図中の数字は θ_2 の値である．

次に R の計算結果を示す．計算に用いた不規則波の方向スペクトルは周波数スペクトルが Bretschneider-光易スペクトル，方向分布関数としては合田ら (1975) のものである．有義波高 $H_{1/3}$ および有義波周期 $T_{1/3}$ はそれぞれ 5.5 m, 10.0 s とした．また深海での方向分布関数として十分発達した風波のもの ($S_{max}=10$) を対象とし，これが 10 m 水深 ($h/L_0=0.064$) に達したときの S_{max} の値 25 を用いて計算した．



図―2　$f(\theta_1,\theta_2)$

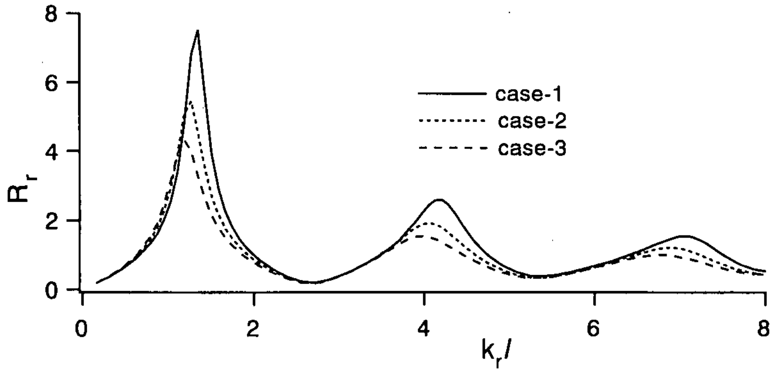
表―1　計算条件

Case No.	b(m)	d(m)	l(m)	λ
1	100	100	1000	0.5
2	150	150	1000	0.5
3	200	200	1000	0.5
4	100	100	500	0.5
5	150	150	500	0.5
6	200	200	500	0.5
7	200	50	1000	0.5
8	200	100	1000	0.5
9	200	150	1000	0.5

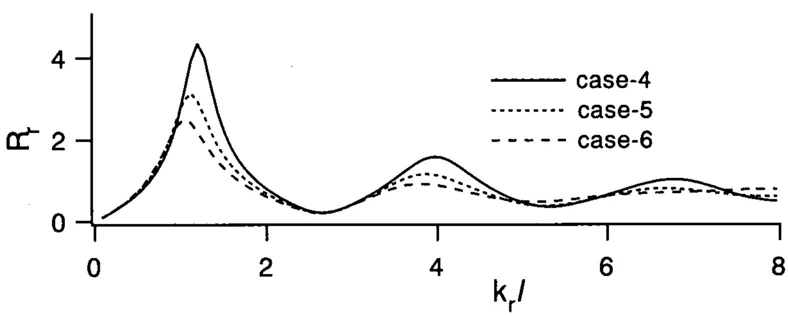
図―3(a)，(b)，(c) は表―1 の条件で計算した R_r (式 44) の値である．ただし式の分母は $x=\infty$, $y=0$ の位置での値，分子は $x=b$, $y=-l$ の点での値を用いた．各ケースとも横軸に k_rl をとって R_r の値を示した．R_r の最初のピーク値に注目すると，湾長が長くなるほど値が大きくなること，湾幅が狭くなるほど値が大きくなること，湾幅と湾口幅の比が小さくなるほど値が大きくなることなど従来規則波による湾水振動の特長として知られる特性が現れている．

参 考 文 献

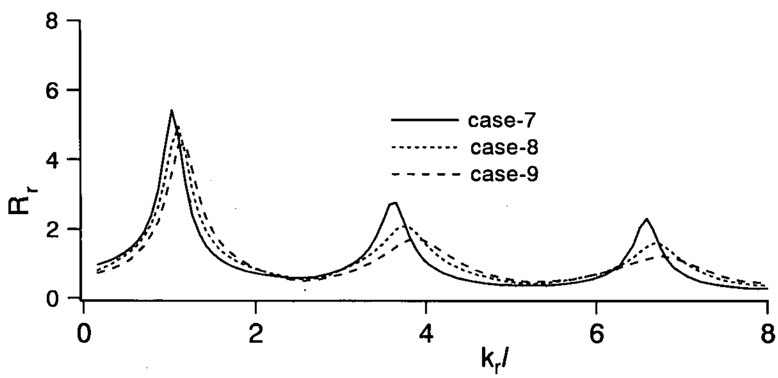
喜岡　渉・柏原謙爾・岩垣雄一 (1993): 不規則波群にともなう 2 次長周期波の湾水振動，土木学会論文集，No. 473/II-24, pp. 55-64.
木村　晃・喜田昌裕・山崎樹実也 (1996): 2 次長周期波による港湾の振動について，海岸工学論文集，第 43 巻，pp. 211-215.
木村　晃・喜田昌裕 (1997a): 斜め入射波による湾水の長周期動揺について，鳥取大学工学部研究報告，第 28 巻，pp. 235-243.
木村　晃・喜田昌裕・山崎樹実也 (1997b): 不規則波による湾水の長周期振動について，海岸工学論文集，第 44 巻，pp. 251-255.
木村　晃・喜田昌裕 (1998): 第44回海岸工学講演会討議集，海



(a)　l=1000 m の場合（b=d）



(b)　l=500 m の場合（b=d）



(c)　l=1000 m の場合（b>d）

図—3　R_r 5 $k_r l$ の関係

岸工学委員会，pp. 23-25.

合田良実・鈴木康正（1975）：光易型方向スペクトルによる不規則波の屈折．回折計算，港湾技研資料，No. 230, 45 p.

Bowers, E. C. (1977): Harbour resonance due to set-down beneath wave groups, J. Fluid Mech. Vol. 79, part 1, pp. 71-92.

Ippen, A. T. and Y. Goda (1963): Wave induced oscillation in harbors, the solution for a recutangular harbor connected to the open-sea, Hydrodynamics Lab. Rep. No. 59, MIT, 90 p.

Le-Mehaute, B. (1961): Theory of wave agitation in a harbor, Proc. ASCE, Vol. 87, HY2, pp. 31-50.

Mei, C. C. and Y. Agnon (1989): Long period oscillations in a harbour induced by incident short waves, J. Fluid Mech., Vol. 208, pp. 595-608.

Phillips, O. M. (1969): The dynamics of the upper ocean, Cambridge University press, 261 p.

Wu, J.-K and P. L.-F. Liu (1990): Harbour excitations by incident wave groups, J. Fluid Mech., Vol. 217, pp. 595-613.