

II-3 水室付き直立透水層堤に関する 有限振幅波の反射率

室蘭工業大学 正会員 近藤 健郎
室蘭工業大学 学生会員 倉内 公嘉

1. まえがき

多孔質の透水層中の水面を、抵抗を受けて伝播する波の性質を知ることは、透過性防波構造物による波の変形の理論的基礎として重要であり、また、計画・設計上においても欠くことのできないものである。透水層を有する構造物の波の反射率や伝達率などを推定する理論的方法は種々提案されており¹⁾、ある程度の精度が得られている。筆者らは、先に、直立の透水層と遊水部を有する不透過構造物に対して、反射率などを推定する理論を開発し、実験値と比較した^{2),3)}。理論においては、透水層内の非線形抵抗を推定する方法として、定常流の抵抗係数を用いて繰り返し計算により、その近似値を得る手法を採用している。

本研究では、これらの研究に基づき、水室付き直立透水層堤に対して、有限振幅波の2次オーダーまでの理論値による解析及び実験を行い、それらの比較によって理論の適合性及び問題点を検討する。

2. 堤体模型の概要

実験は、2次元造波水路において、図-1に示すような、透水層と後壁との間に透水層と同じ幅(50cm)の遊水部を有する不透過堤の模型を用いて行った。また、直立の透水層は、異形ブロックの模型(約1Kg)を金属製の格子状の枠を用いて乱積み状態に設置して作製した。

反射率を測定する実験は、入射波の波高を約3cmとし、周期Tが約0.75~1.8秒(水深h=50cm)と設定したので、相対水深h/L=0.14~0.57の範囲に対して、基本周波数及び2倍周波数のそれぞれの波に対する反射率を得るために、合田らによる入・反射波分離推定法⁴⁾によつて行った。

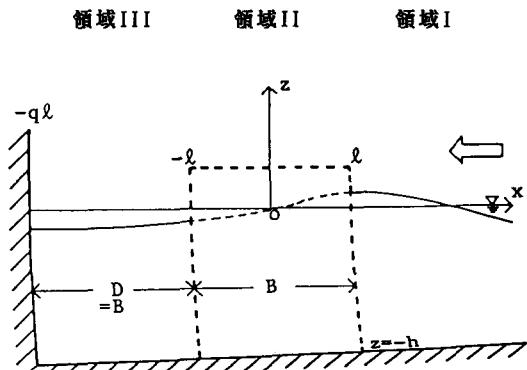


図-1 堤体模型側面

3. 有限振幅波による2次近似⁵⁾

透水層内におけるx, z方向の運動方程式は、それぞれ次式のように表される。

$$\frac{\tau}{\lambda} \frac{Du}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - f \frac{\sigma}{\lambda} u \quad \cdots (1) \quad \frac{\tau}{\lambda} \frac{Dw}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - f \frac{\sigma}{\lambda} w - g \quad \cdots (2)$$

ここに、gは重力加速度、ρは水の密度、u, wはそれぞれ、x, z方向に対する流速、pは圧力、σは角周波数($=2\pi/T$)、λは透水層の空隙率、τは一種の慣性係数、fは線形化した抵抗係数である。透水層以外での運動方程式は、λ=1、τ=1、f=0と置くことによって得られる。

水表面($z=\eta$)における運動学的条件及び水底($z=-h$)における条件は、それぞれ次式のように表される。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \lambda \frac{D\eta}{Dt} \quad \cdots (3) \quad \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad \cdots (4)$$

(1)、(2)式より、 $z=\eta$ における力学的条件式が次のように求められる。

$$\frac{p}{\rho} + \frac{\tau}{\lambda} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} v^2 \right) + f \frac{\sigma}{\lambda} \Phi + gn = \text{const.} \quad \cdots (5)$$

ここに、 $\mathbf{v} = \nabla \Phi$ である。

(5) 式を t で微分すると、水表面における運動学的条件である (3)式より、次式のようになる。

$$\frac{\Gamma}{\lambda} \left\{ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + \frac{\partial \mathbf{v}^2}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla \left(\frac{\mathbf{v}^2}{2} \right) \right\} + f \frac{\sigma}{\lambda} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \mathbf{v}^2 \right) + \frac{g}{\lambda} \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (z=\eta) \quad \cdots (6)$$

η_n を n 次の微小量として、

$$\eta = \eta_1 + \eta_2 + \eta_3 + \dots \quad \cdots (7)$$

と表し、 Φ を η に関してテーラー展開することによって、(6)式の1次及び2次のオーダーの項はそれぞれ次式のように表される。

$$\frac{\Gamma}{\lambda} \Phi_{1tt} + f \frac{\sigma}{\lambda} \Phi_{1t} + \frac{g}{\lambda} \Phi_{1z} = 0 \quad \cdots (8)$$

$$\frac{\Gamma}{\lambda} \left\{ \Phi_{2tt} + \Phi_{1ttz} \eta_1 + \frac{\partial}{\partial t} (\Phi_{1x}^2 + \Phi_{1z}^2) \right\} + f \frac{\sigma}{\lambda} (\Phi_{2t} + \Phi_{1tz} \eta_1 + \Phi_{1x}^2 + \Phi_{1z}^2) + \frac{g}{\lambda} (\Phi_{2z} + \Phi_{1zz} \eta_1) = 0 \quad \cdots (9)$$

ここに、下付きの添字 1,2 は次数を表し、 t, x, z はそれぞれでの偏微分を表している。

速度ポテンシャル中にに関するラプラスの方程式を満足する、(8)、(9) 式に対する1次オーダーの一般解は、

$$\begin{aligned} \Phi_{1I} &= \left\{ (Ae^{ik(x-\ell)} + Be^{-ik(x-\ell)}) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{-kn(x-\ell)} \frac{\cos kn(z+h)}{\cos knh} \right\} e^{i\sigma t} \\ \Phi_{1II} &= \sum_{r=0}^{\infty} (D_r \frac{\cos \bar{k}_r x}{\cos \bar{k}_r \ell} + E_r \frac{\sin \bar{k}_r x}{\sin \bar{k}_r \ell}) \frac{\cosh \bar{k}_r(z+h)}{\cosh \bar{k}_r h} e^{i\sigma t} \end{aligned} \quad \cdots (10)$$

$$\Phi_{1III} = (F \frac{\cos k(x+q\ell)}{\cos \bar{q}k\ell} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} G_n \frac{\cosh k_n(x+q\ell)}{\cosh \bar{q}k_n\ell} \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos knh}) e^{i\sigma t}$$

となり、2次オーダーの一般解は、

$$\begin{aligned} \Phi_{2I} &= \left\{ (A_2 e^{2ik(x-\ell)} + B_2 e^{-2ik(x-\ell)}) \cosh 2k(h+z) + \sum_{n=1}^{\infty} C_{2n} e^{-2kn(x-\ell)} \cos 2kn(z+h) \right\} e^{2i\sigma t} \\ \Phi_{2II} &= \sum_{r=0}^{\infty} (D_{2r} e^{2i\bar{k}_r x} + E_{2r} e^{-2i\bar{k}_r x}) \cosh 2\bar{k}_r(z+h) e^{2i\sigma t} \\ \Phi_{2III} &= \left\{ F_2 \cos 2k(x+q\ell) \cosh 2k(z+h) + \sum_{n=1}^{\infty} G_{2n} \cosh 2kn(x+q\ell) \cos 2kn(z+h) \right\} e^{2i\sigma t} \end{aligned} \quad \cdots (11)$$

となる。ここに、 A, B, \dots, G_{2n} は、複素定数であり、 $\bar{q} = 1 - q$ 、そして k, k_n, \bar{k}_r は次式で表される固有値である。

$$kh \tanh kh = -knh \tan knh = \sigma^2 h / g \quad (n=1, 2, 3, \dots)$$

$$\bar{k}_r h \tanh \bar{k}_r h = (\tau - i f) = \sigma^2 h / g \quad (r=0, 1, 2, \dots)$$

また、中の下付きの添字 1, 2 はそれぞれ1次、2次成分を表しており、I, II, III は図-1 の領域 I, II, III にそれぞれ対応している。

(10)、(11) 式それぞれに $x = \pm \ell$ での質量保存、エネルギー保存の関係を適用して、解を求める。

4. 抵抗係数の推定方法について⁶⁾

透水層内における摩擦抵抗係数 f は、本来場所的にも時間的にも変化するものであり、次式のようによく表される。

$$\frac{\sigma}{\lambda} f = \alpha + \beta \sqrt{u^2 + w^2} \quad \cdots (12)$$

ここに、 α, β は抵抗係数の一種で、定常流実験によって求められる。そこで、実際の理論計算においては、

f の一周期間を代表する値を次のようにして定めた。運動方程式中の摩擦抵抗項が一周期間にする仕事と、等価な線形抵抗を考え、これを $k_f u$ と置き、次式のような一周期間の積分によって k_f を決定する。

$$\int_0^T k_f u u \, dt = \int_0^T (\alpha + \beta \sqrt{u^2 + w^2}) u u \, dt \quad \cdots (13)$$

求められた k_f より、 $(\sigma/\lambda) \cdot f = k_f$ となる。また、透水層内の流速 u 、 w は摩擦抵抗係数 f の関数であり、 f は u 、 w の関数であるので、お互いを決定するために繰り返し計算を必要とする。

5. 結果及び考察

図-2に示したものは、実験によって得られた基本周波数に対する反射率（○印）と、理論値の一次成分（実線）とを比較したものである。この図において、縦軸が反射率 K_R 、横軸が相対水深 h/L を表している。理論値では、透水層内の抵抗係数を上記の方法により透水層中央の点 ($x=0, z=-h/2$) において推定している。実験値及び理論値の両者ともが1次成分であるが、図-2では、 h/L の値が大きくなるに従って理論値の精度が著しく悪化していく。

同様に2倍周波数の反射率の実験結果と2次成分の理論値とを比較したものを図-3に示した。この場合両者はほとんど一致していない。2次成分の理論値が1次成分の計算において得られた抵抗係数 f をそのまま用いて計算されているということが大きな理由の一つであると思われる。

図-4は、入・反射波分離推定法によって得られた各周波数に対する、入・反射波のそれぞれの振幅を示した一例であり、縦軸が波の振幅を表しており、横軸が周波数を表している。実線が入射波、点線が反射波成分を表している。基本周波数と2倍周波数の位置は図に示す通りである。また、周波数が1.67、2.3、2.89、……などの点において見られるピークは、実在のものではなく、それらの点での周波数成分の波数 $k (=2\pi/L)$ と波高計同士の間隔 Δk との積が π の整数倍に近くなるため、分離計算式の分母にある $\sin k \Delta k$ の値がほとんど0に近くなるために起るものである。この図を見ると、規則波であることを示す鋭いピークが基本周波数及び2倍周波数の位置に見られる。しかしながら、入射波では基本周波数成分に比べて2倍周波数成分の振幅は、この場合約1/20と、かなり小さい。測定した他の周期についても同様で基本周波数成分に比べて2倍周波数成分の振幅はかなり小さく、特に周期が短いほど両者の差は大きくなる。結果的に、基本及び2倍周波数成分を合成した反射率は、基本周波数成

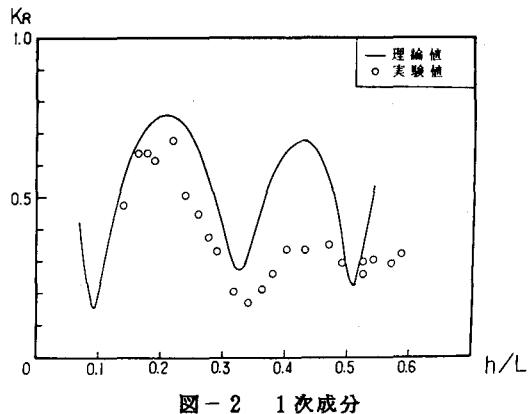


図-2 1次成分

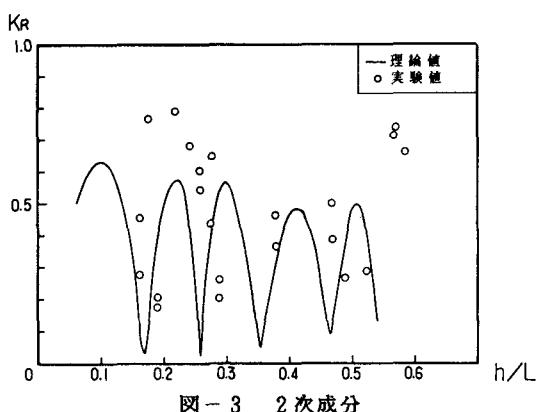


図-3 2次成分

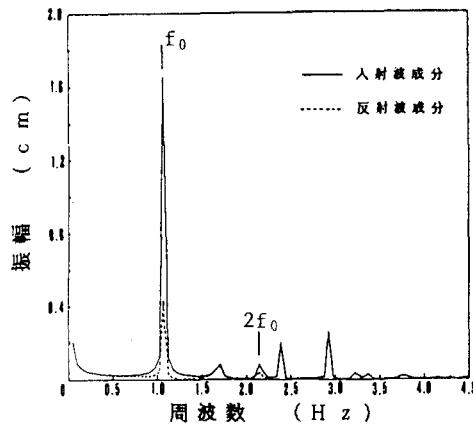


図-4

分だけのものとほとんど変化がなかった。

理論値についても実験値と同じ理由から、1次及び2次を合成することによる変化はほとんどない。結局、以上に述べてきた結果から、2次のオーダーを考えることによって1次オーダーの理論値の適合度を改善することは、あまり期待できないといえる。

これまでに示してきた理論値の抵抗係数 f はすべて透水層の中央の点($x=0, z=-h/2$)での値を代表値として用いてきたが、図-5に示すのは、 $z=-h/2, -h/4, -h/8$ の各水深に対して、 $x=-L \sim L$ の範囲を等間隔に分ける21個の点での抵抗係数の平均の値が、4節で述べたように、流速の値に対して収束するまで繰り返し計算をして求めた理論値である。この図において、実線で示されるのが $z=-h/2$ で f を推定したものであり、点線が $-h/4$ 、一点鎮線が $-h/8$ で f を推定したものである。まず、図-2の理論値と図-5の実線を比較すると、 h/L が 0.3 前後で後者の値が若干実験値に近づいた他はほとんど改善は見られない。つぎに、図-5において、実線、点線及び一点鎮線を比較してみると、やはり、より水面に近いところで抵抗係数を推定している方が理論値は小さくなっている。また、 h/L の値が大きいほど、それぞれの理論値の差は大きくなる。このことは、波長が短くなるにつれて、エネルギーの損失が上方に集中していくことを表しており、少なくとも h/L が約 0.3 以降においては、 $x=0, z=-h/2$ で抵抗係数を推定することは、意味がない。

図-6は、図-5の点線及び一点鎮線の $h/L=0.3$ 付近の値が小さくなり過ぎることを考慮して $x=-L \sim L, z=-h \sim 0$ の範囲をそれぞれ 8 等分する 81 点で平均した抵抗係数を用いて計算した理論値である。この方法では $h/L=0.3$ 付近までは理論値はほぼ妥当な値を与えている。

以上に述べてきた結果をまとめると、次のようになる。有限振幅波の2次オーダーまでを計算することによって1次オーダーの理論値を改善することは、あまり期待できず、1次の理論値が実験値と合わないのは、むしろ抵抗係数の推定方法に問題があるということがわかった。特に、波長が小さくなるとエネルギーの損失が水面付近に集中していくので、より水面近くで抵抗係数を推定しなければならないということがわかった。

本研究の遂行にあたり、当河海工学研究室において、終始御教示頂いた藤間聰助教授、また実験その他において協力を頂いた谷野賢二助手、山岸等技官に謝意を表します。

<参考文献>

- 1) 井島・奥薦・湯村・坂井：遊水部をもつ直立消波防波堤と護岸、第19回海講論文集、pp.185~192、1972.
- 2) 近藤・倉内：直立透水層堤の反射率推定に関する基礎的考察、道支部論文集、第41号、pp.163~168、1985.
- 3) 近藤・倉内：透水層中の有限振幅浅水波、第40回年講概要集第II部門、pp.539~540、1985.
- 4) 合田・鈴木・岸良・菊地：不規則波実験における入・反射波の分離推定法、運輸省港湾技術資料、No.248、1976.
- 5) 富永：海洋波動、共立出版、1976.
- 6) 近藤・竹田：消波構造物、森北出版、1983.

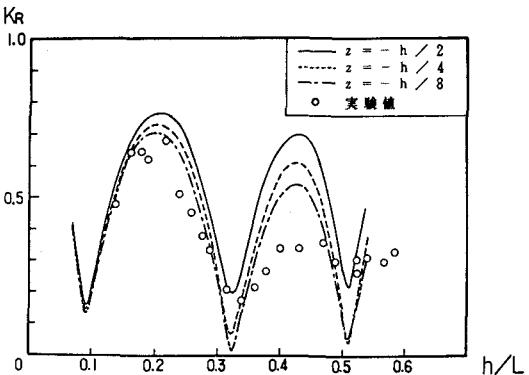


図-5 抵抗係数 f の推定位置による理論値の変化

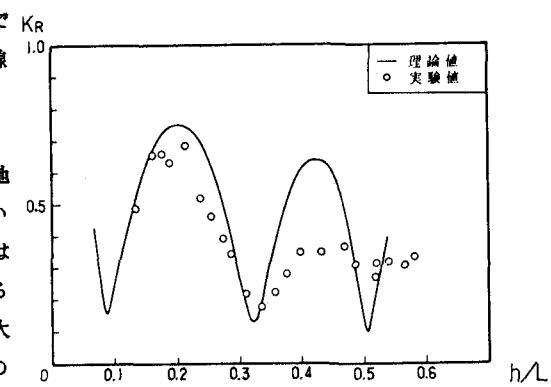


図-6