

2차원 경계요소법을 이용한 Bragg반사 해석 Analysis of Bragg Reflection using Two-Dimensional Boundary Element Method

김 영 택* / 조 용 식** / 이 정 규***

Kim, Young Taek / Cho, Yong-Sik / Lee, Jong-Kyu

Abstract

A numerical model based on the boundary element method is employed to describe diffraction of monochromatic water waves due to varying topographies. The model is firstly verified by comparing obtained reflection and transmission coefficients of waves over a trench to those of the eigenfunction expansion method. The model is then used to investigate the Bragg reflection of waves over sinusoidally varying topographies. Calculated reflection coefficients are compared to available laboratory measurements and semi-theoretical results. A reasonably good agreement is observed.

keywords : boundary element method, Bragg reflection, eigenfunction expansion method, sinusoidally varying topographies

요 지

본 연구에서는 경계요소법을 이용하여 수심이 변하는 지형을 통과할 때 발생하는 파랑의 회절을 수치해석하였다. 먼저, 트렌치지형을 통과하는 파랑의 반사율과 통과율을 계산하였으며 고유함수전개법에 의한 결과와 비교하여 본 모형을 검증하였다. 아울러, 경계요소법을 정현파형 지형에 적용하여 반사율 및 Bragg 반사를 연구하였다. 수치해석에 의한 반사율은 수리모형실험에 의한 관측결과 및 고유함수전개법에 의한 결과와 비교하였다. 전체적으로 본 연구의 결과는 기존의 자료와 잘 일치하였다.

핵심어 : 경계요소법, Bragg 반사, 고유함수전개법, 정현파형지형

* 한양대학교 대학원 토목공학과 석사과정

Graduate Student, Dept. of Civil Engineering, Hanyang University, Seoul 133-791, Korea

** 교신저자, 한양대학교 도시환경건설공학과군 조교수

Corresponding Author, Assistant Professor, Dept. of Civil Engineering, Hanyang University, Seoul 133-791, Korea

*** 한양대학교 도시환경건설공학과군 교수

Professor, Dept. of Civil Engineering, Hanyang University, Seoul 133-791, Korea

1. 서 론

외해에서 생성된 파랑은 해안으로 전파해 오면서 인공적인 구조물 및 해저지형의 영향으로 다양한 물리적 현상을 경험한다. 파랑은 해안가에 도달하여 침식과 퇴적을 유발할 뿐만 아니라 해안 구조물의 안전과 경제적 설계에 영향을 미치게 된다. 따라서 파랑의 반사율과 통과율의 정확한 산정은 해안의 침식 해석과 해안 구조물 설계에 이용될 수 있다.

특히 Bragg 반사가 발생할 경우 외해로부터 전파되어 온 파랑이 보유한 에너지의 상당량을 외해로 반사할 수 있으므로, 해안구조물의 설계 및 항만 시설물 보호 등에 효과적으로 활용할 수 있다.

Bragg 반사는 파랑이 정현파형(sinusoidally varying topography 또는 rippled seabed) 또는 일정 규칙성을 갖고 있는 지형을 통과할 때 입사파의 파장이 해저지형 파장의 두 배가 되는 경우 공명현상(resonant phenomenon)에 의하여 반사율이 매우 커지는 현상이다.

지금까지 계단지형, 선반지형 및 트렌치(trench)지형 등과 같이 비교적 단순한 해저지형에 대한 입사파의 반사율과 통과율은 수리모형실험, 해석적 방법 및 수치기법 등을 통해 많은 연구가 수행되어 왔다. Kirby와 Dalrymple(1983)은 고유함수전개법(eigenfunction expansion method)을 이용하여 트렌치지형에서 통과율과 반사율을 계산하였으며, Davies와 Heathershaw(1984)와 Rey(1992)는 수리모형실험을 이용하여 정현파형 지형을 통과하는 파랑의 반사율 및 Bragg 반사를 연구하였다. Suh 등(1997)은 완경사 방정식 및 확장형 완경사 방정식을, 조용식과 이창훈(1998a, 1998b), 조용식 등(1999a, 1999b)은 고유함수전개법을 이용하여 임의로 변하는 수심을 지나는 파랑의 반사율 및 통과율을 계산하였으며, Zhang 등(1999)은 hybrid 모형을 이용하여 파랑의 반사율을 연구하였다.

본 연구에서는 경계요소법을 이용하여 트렌치(trench)지형을 통과하는 파랑의 반사율과 통과율을 계산하여 Kirby와 Dalrymple(1983)의 고유함수전개법에 의한 결과와 비교하였으며, 정현파형 지형을 통과하는 파랑의 반사율을 계산하여 Davies와 Heathershaw(1984)의 수리실험결과 및 조용식 등(1999a)의 고유함수전개법에 의한 결과와 비교하였다. 다음 장에서는 Green 정리를 이용한 경계요소법에 대

한 이론을 간략히 기술하며, 제3장에서는 지배 방정식 및 경계조건, 제4장에서는 경계요소법에서의 수치적분, 제5장에서는 정현파형지형에서의 Bragg 반사 및 반사율을 계산한다. 마지막으로 제6장에서는 결론을 서술한다.

2. 경계요소법

경계요소법은 파랑의 변형 및 처오름, 지하수 흐름과 같이 자유수면을 갖는 흐름의 해석에 있어서 효과적이고 비교적 정확한 해를 제공하는 수치기법이다. 본 연구에서는 경계요소법을 이용하여 해저지형의 변화에 따른 파랑의 반사율을 해석하였다. 경계요소법은 유한차분법 또는 유한요소법에 비하여 몇 가지 장점이 있다.

즉, 경계요소법을 이용하면 지배방정식이 2차원 또는 3차원이라 할지라도 1차원 적분만 수행하면 되기 때문에 계산 용량을 절감시킬 수 있고, 다른 기법과는 달리 경계를 제외하고는 지배방정식에 대해서 가정을 하지 않으므로 더욱 정확한 해를 제공하며, 경계에서 발생할 수 있는 오차는 경계의 간격을 세분화함으로써 감소시킬 수 있다. 그러나 경계요소법은 free space Green 함수가 존재하는 지배방정식에만 적용할 수 있다는 단점이 있다(Liggett과 Liu, 1983).

먼저 경계요소법의 적용을 위하여 Green의 정리와 free space Green 함수를 이용하여 적분방정식의 유도를 한다. 2차원 Laplace 방정식을 만족하는 Green의 정리는 다음의 식(1)과 같다.

$$\int_{\partial D} \left[U \frac{\partial V}{\partial n} - V \frac{\partial U}{\partial n} \right] dA = 0 \quad (1)$$

식(1)에서 U 와 V 는 두 번 미분가능한 임의의 함수이며, ∂D 는 영역 D 의 경계, dA 는 미소단면적, n 는 밖으로 향하는 단위연직벡터이다.

2차원 Laplace 방정식을 만족하는 free space Green 함수는 무한경계에서 특이점(singular point)을 제외하고는 모든 영역에서 만족해야 한다. 즉 free space Green 함수, V 는 다음 식의 해가 된다.

$$\nabla^2 V = 2\pi \delta(x - x_i) \delta(y - y_i) \quad (2)$$

식(2)에서 $\delta(r)$ 은 Dirac delta 함수로 $r \neq 0$ 이면 $\delta(r) = 0$, $r = 0$ 이면 $\delta(r) = 1$ 의 값을 갖는다. 따라서, 2차원 Laplace 방정식의 free space Green

함수는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$V = \ln r, \quad r = [(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2]^{1/2} \quad (3)$$

2차원 Laplace 방정식의 적분방정식은, ∂D 로 경계가 이루어진 영역 D 에서의 포텐셜 흐름(potential flow)을 가정한 후 식(1)에 U 를 Φ 라 하고, free space Green 함수, $V = \ln r$ 을 적용함으로써 구해진다.

Free space Green 함수는 특이점 (x_i, y_i) (또는 $r = 0$)에 대해서 singular이므로 그 점에서는 Laplace 방정식을 만족하지 않는다. 따라서 그 점은 미소 반지름 $r = \varepsilon$ 을 갖는 작은 원으로 가정하고 그 점을 제외하고 적분을 수행한다(Fig. 1 참조). α 는 특이점의 각을 나타낸다. 여기서는 특이점이 내부에 존재하므로 2π 의 값을 갖는다.

$$\int_{\Gamma} \left[\Phi \frac{\partial}{\partial n} (\ln r) - \ln r \frac{\partial \Phi}{\partial n} \right] ds + \lim_{r \rightarrow 0} \int_{\alpha} \left[\Phi \frac{\partial}{\partial n} (\ln r) - \ln r \frac{\partial \Phi}{\partial n} \right] ds = 0 \quad (4)$$

식(4)의 두 번째 항은 작은 원의 반지름 $r = \varepsilon$ 이 0에 가까워짐에 따라 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} & \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{\alpha} \left[\Phi \frac{\partial}{\partial n} (\ln r) - \ln r \frac{\partial \Phi}{\partial n} \right] ds \\ &= \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_0^{2\pi} \left[\left(-\frac{\Phi}{\varepsilon} \right) + \ln \varepsilon \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right] \varepsilon d\theta \\ &= -2\pi \Phi(P) \end{aligned} \quad (5)$$

식(5)을 식(4)에 대입하면 다음 식(6)과 같은 경계적분식을 구할 수 있다.

$$2\pi \Phi(p) = \int_{\partial D} \left[\Phi(q) \frac{\partial}{\partial n} (\ln r) - \ln r \frac{\partial \Phi(q)}{\partial n} \right] ds \quad (6)$$

위 식에서 q 는 경계상(∂D)의 한 점이며 r 는 특이점(p)과 점 q 사이의 직선거리이다. 점 p 가 경계상에서 임의의 일정한 각 α 를 갖는 지점에 위치할 경우 식(6)은 다음과 같이 표현할 수 있다(Liggett과 Liu, 1983).

$$\alpha \Phi(p) = \int_{\partial D} \left[\Phi(q) \frac{\partial}{\partial n} (\ln r) - \ln r \frac{\partial \Phi(q)}{\partial n} \right] ds \quad (7)$$

3. 지배방정식과 경계조건

본 연구에서 유체는 비점성이며, 비압축성 및 비회전흐름으로 가정한다. 따라서 유체운동은 포텐셜흐름으로 나타낼 수 있으며, 유체의 거동은 다음과 같은 2차원 Laplace 방정식에 의해 지배된다.

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad -h(x) \leq z \leq \zeta(x, t) \quad (8)$$

자유수면에서는 운동학적 경계조건(kinematic free surface boundary condition)과 동역학적 경계조건(dynamic free surface boundary condition)이 있다. 본 연구에서는 이를 선형화하여 다음과 같은 자유

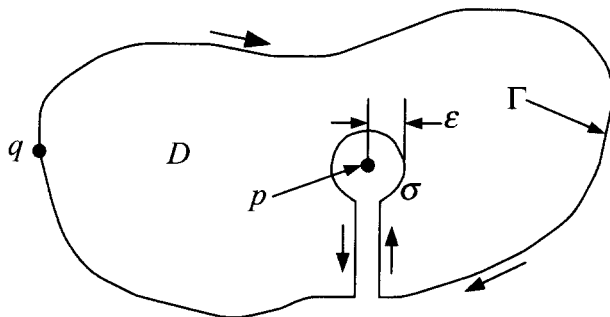


Fig. 1. 경계가 Γ 인 영역 D

수면에서의 경계조건을 얻는다.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \Phi = 0, \quad z=0 \quad (9)$$

해저면 및 구조물에서는 불투과조건을 고려하면, 다음 식과 같은 연속속도가 0이 되는 경계조건을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0 \quad (10)$$

본 연구에서는 미소진폭파이론을 이용하므로 시간에 대한 주기성을 갖는다. 시간항을 생략하면, 일정 수심 (h^-)의 지형을 통과하는 파랑의 입사파는 다음과 같이 표현된다.

$$\Phi_I = -\frac{igA}{\omega} \frac{\cosh k_0^-(z+h^-)}{\cosh k_0^-h^-} e^{ik_0^-x} \quad (11)$$

불규칙적인 바닥지형의 영향으로 입사파는 그대로 진행하지 못하고 반사 및 산란을 하게 되므로 이를 해결하기 위해 Sommerfeld 경계조건을 적용한다.

$$\lim_{k_0x \rightarrow \pm\infty} \left(\frac{\partial}{\partial x} \mp ik_0^\pm \right) (\Phi - \Phi_I) = 0 \quad (12)$$

여기서 위첨자 +와 -는 각각 통과파와 반사파 성분을 나타낸다. 따라서 가상경계에서의 속도포텐셜은 다음 식과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \Phi^\pm &= A_0^\pm e^{\pm ik_0^\pm x} \frac{\cosh k_0^\pm(z+h^\pm)}{\cosh k_0^\pm h^\pm} \\ &+ \sum_{n=1}^{\infty} A_n^\pm e^{\pm K_n^\pm x} \frac{\cos K_n^\pm(z+h^\pm)}{\cos K_n^\pm h^\pm} + \begin{pmatrix} 0 \\ \Phi_I \end{pmatrix}, \\ &x > x^+ \text{ or } x < x^- \end{aligned} \quad (13)$$

여기서 k_0^\pm 와 K_n^\pm 는 분산방정식의 실수부 및 허수부의 해이다. 즉,

$$\begin{aligned} \omega^2 &= gk_0^\pm \tanh k_0^\pm h^\pm, \\ \omega^2 &= -gK_n^\pm \tan K_n^\pm h^\pm \end{aligned} \quad (14)$$

식(13)에서 n 은 소멸파의 수를 나타내며, A_n^+ 과 A_n^- 는 소멸파의 통과파와 반사파 진폭이며, A_0^+ 과 A_0^- 는 각각 진행파의 통과파와 반사파 진폭이다. 그러나 본 연구에서는 plane wave 가정에 의해 소멸파의 영향은 고려하지 않으므로 식(13)은 다음과 같이 다시 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} \Phi^\pm &= A_0^\pm e^{\pm ik_0^\pm x} \frac{\cosh k_0^\pm(z+h^\pm)}{\cosh k_0^\pm h^\pm} + \begin{pmatrix} 0 \\ \Phi_I \end{pmatrix} \\ \frac{\partial \Phi}{\partial n} &= \pm \frac{\partial \Phi^\pm}{\partial x} \\ &x > x^+ \text{ or } x < x^- \end{aligned} \quad (15)$$

위 식에 의해 경계에서 접합조건(matching condition)은 속도포텐셜 및 속도포텐셜의 1차 도함수가 같다고 정의되며, 이는 물리적으로 압력의 연속과 질량보존을 의미한다.

4. 경계요소법을 이용한 수치해석

식(7)의 적분방정식은 Fig. 2와 같이 경계를 미소의 선형요소로 이산화하여 수치적분함으로써 계산된다. 즉, 경계(Γ)상의 점 P_j 를 임의의 기준점 P_i 를 중심으로 적분을 수행한다. Φ 와 $\partial\Phi/\partial n$ 는 선형보간에 의해 다음 식(16)과 (17)과 같이 표현한다.

여기서 ξ 와 η 는 이산화를 통한 새로운 x , y 축을 의미한다.

$$\begin{aligned} \Phi &= [(\Phi_{j+1} - \Phi_j)\xi + (\xi_{j+1}\Phi_j - \xi_j\Phi_{j+1})] / \\ &(\xi_{j+1} - \xi_j) \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial n} &= \left\{ \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)_{j+1} - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)_j \right] \xi \right. \\ &+ \left. \left[\xi_{j+1} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)_j - \xi_j \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)_{j+1} \right] / (\xi_{j+1} - \xi_j) \right\} \end{aligned} \quad (17)$$

식(16)과 식(17)에서 $\xi_j \leq \xi \leq \xi_{j+1}$ 이며, 식(16)과 (17)을 식(7)에 대입하여 정리하면 식(7)의 오른쪽 항은 아래 식(18)과 같이 표현된다.

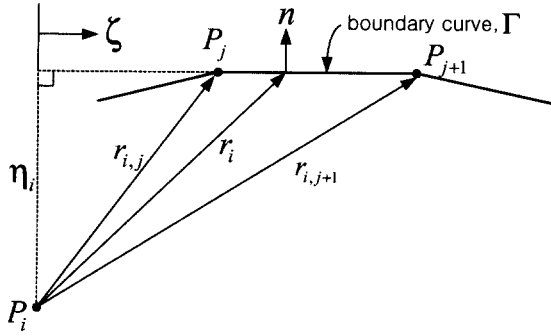


Fig. 2. ζ - η 축으로의 이산화

$$I_e = \int_{\zeta_j}^{\zeta_{j+1}} \left(\frac{\Phi}{r_i} \frac{\partial r_i}{\partial n} - \frac{\partial \Phi}{\partial n} \ln r_i \right) d\zeta$$

$$= |K_1^e| \begin{pmatrix} \Phi_j \\ \Phi_{j+1} \end{pmatrix} - |K_2^e| \begin{pmatrix} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)_j \\ \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)_{j+1} \end{pmatrix}$$

$$I_{21} = \frac{1}{(\zeta_{j+1} - \zeta_j)} \int_{\zeta_j}^{\zeta_{j+1}} (\ln r_i) \zeta d\zeta = \frac{1}{(\zeta_{j+1} - \zeta_j)} \left[\frac{1}{4} (\zeta_{j+1}^2 + \eta_i^2) \{ \ln(\zeta_{j+1}^2 + \eta_i^2) - 1 \} - \frac{1}{4} (\zeta_j^2 + \eta_i^2) \{ \ln(\zeta_j^2 + \eta_i^2) - 1 \} \right]$$

식(18)에서 행렬 $|K_1^e|$ 과 $|K_2^e|$ 는 아래와 같다.

$$|K_1^e| = |(K_1^e)_{i,j}|$$

$$(K_1^e)_{i,j+1} = |-I_{11} + \zeta_{j+1} I_{12} \quad I_{11} - \zeta_j I_{12}|$$

$$|K_2^e| = |(K_2^e)_{i,j}|$$

$$(K_2^e)_{i,j+1} = |-I_{21} + \zeta_{j+1} I_{22} \quad I_{21} - \zeta_j I_{22}|$$

식(19)에서 I_{11} , I_{12} , I_{21} , I_{22} 는 다음과 같이 표현된다.

$$I_{11} = \frac{1}{(\zeta_{j+1} - \zeta_j)} \int_{\zeta_j}^{\zeta_{j+1}} \frac{1}{r_i} \frac{\partial r_i}{\partial n} \zeta d\zeta$$

$$= \frac{1}{2} \eta_i \ln \left[\frac{\eta_i^2 + \zeta_{j+1}^2}{\eta_i^2 + \zeta_j^2} \right] / (\zeta_{j+1} - \zeta_j)$$

$$I_{12} = \frac{1}{(\zeta_{j+1} - \zeta_j)} \int_{\zeta_j}^{\zeta_{j+1}} \frac{1}{r_i} \frac{\partial r_i}{\partial n} d\zeta$$

$$= \frac{1}{(\zeta_{j+1} - \zeta_j)} \left(\tan^{-1} \frac{\zeta_{j+1}}{\eta_i} - \tan^{-1} \frac{\zeta_j}{\eta_i} \right)$$

$$I_{22} = \frac{1}{(\zeta_{j+1} - \zeta_j)} \int_{\zeta_j}^{\zeta_{j+1}} (\ln r_i) d\zeta = \frac{1}{(\zeta_{j+1} - \zeta_j)} \left[\zeta_{j+1} \ln(\zeta_{j+1}^2 + \eta_i^2) - 2\zeta_{j+1} + 2\eta_i \tan^{-1} \left(\frac{\zeta_{j+1}}{\eta_i} \right) - \zeta_j \ln(\zeta_j^2 + \eta_i^2) + 2\zeta_j - 2\eta_i \tan^{-1} \left(\frac{\zeta_j}{\eta_i} \right) \right]$$

식(18)은 P_i 에 대한 P_j 와 P_{j+1} 사이의 한 요소에 대한 적분방정식이다. 따라서 모든 경계 요소 (P_j , $j=1, 2, 3 \dots n$)에 대해서 각각의 특이점 P_i ($i=1, 2, 3 \dots n$)에서의 적분방정식의 합을 순차적으로 구한다. 그 결과 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\sum_{j=1}^N R_{i,j} \Phi_j = \sum_{j=1}^N L_{i,j} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)_j \quad i=1, 2, 3 \dots n$$

$$R_{ij} = |(K_1^e)_{i,j} - \delta_{i,j} \alpha_i|$$

$$L_{i,j} = (K_2^e)_{i,j}$$

α_i 는 Fig. 1을 참고하며, δ 는 델타함수이며, 아래 첨자 i 는 점원(특이점), j 는 목표점을 의미한다. 본 연구에서 반사율(R)과 통과율(T)은 다음과 같다.

$$R = \frac{|A_0^-|}{A} \frac{\omega}{g}, \quad T = \frac{|A_0^+|}{A} \frac{\omega}{g} \quad (26)$$

5. 수치해석

5.1 트렌치지형

먼저, 트렌치지형을 통과하는 파랑의 반사율과 통과율을 계산하여 고유함수전개법에 의한 결과를 이용하여 본 모형을 검증한다. 결과의 검증에 사용된 지형은 Fig. 3에 도시되어 있다. 그림에서 A_I , A_T 및 A_R

는 차례대로 입사파, 통과파 및 반사파의 진폭을 나타내며, $h_2/h_1 = 7.625$, $L/h_1 = 5.28$, $h_1 = h_3$ 이다.

Fig. 4는 경계요소법에 의한 반사율과 통과율을 Kirby와 Dalrymple의 고유함수전개법에 의한 결과와 비교한 것으로 다소의 오차가 있을지라도 전체적으로 잘 일치하고 있음을 볼 수 있다. 표 1은 경계요소법에 의한 반사율과 통과율이 에너지보존, 즉 고로, 파랑이 지형이 좌우대칭인 지형을 통과할 때 에너지 보존법칙에 의해 통과율과 반사율의 각각 제곱의 합은 1.0이 된다. 경계요소법 수치모형의 결과는 에너지 보존법칙을 잘 만족시키고 있음을 알 수 있다.

5.2 정현파 지형

본 절에서는 경계요소법을 이용하여 정현파형 지형

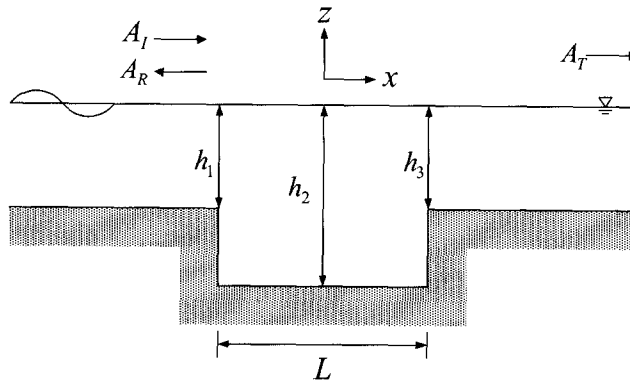


Fig. 3. 트렌치지형

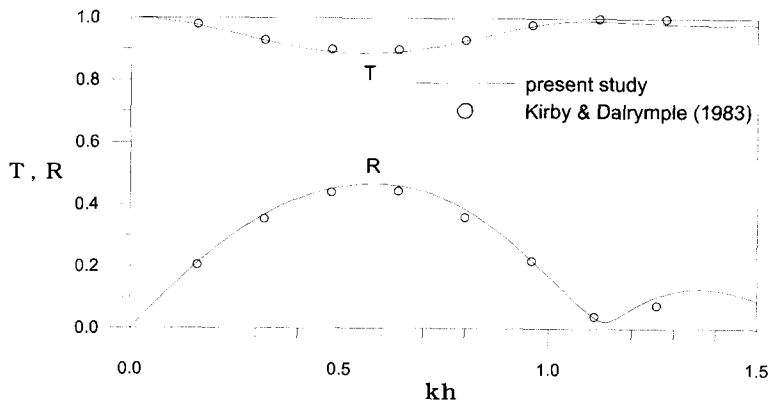


Fig. 4. 트렌치지형에서의 반사율과 통과율 비교

Table 1. 통과율과 반사율을 이용한 에너지 보존 검사

구분	천해영역 ($kh=0.30$)	중간수심영역 ($kh=1.00$)	심해영역 ($kh=3.30$)
T	0.9339	0.9836	0.9979
R	0.3523	0.1704	0.0672
$T^2 + R^2$	0.9964	0.9965	1.0002

을 통과하는 파랑의 반사율을 계산하여 Davies와 Heathershaw(1984)의 수리모형 실험결과 및 조용식 등(1999)의 고유함수전개법에 의한 결과를 비교한다. 먼저, 정현파형 지형은 다음과 같이 정의된다.

$$\begin{aligned} h(x) &= h_1 \quad (x < 0) \\ h(x) &= h_1 - b \sin(kx) \quad (0 < x < 2\pi m/l) \\ h(x) &= h_1 \quad (x > 2\pi m/l) \end{aligned} \quad (27)$$

식 (27)에서 정현파형 지형의 양끝은 일정하며, 즉 $h_1 = h_2$ 이며, l 은 정현파형 지형의 파수, b 는 지형의 진폭, m 은 사면의 수를 나타낸다.

먼저, Fig. 6은 $m=2$ 와 $b/h_1=0.32$ 인 경우로 본 모형의 결과와 수리모형 실험결과 및 조용식 등의 결과를 비교하여, 모두 비교적 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 특히, 파랑의 파수가 바닥 지형 파수의 2배가

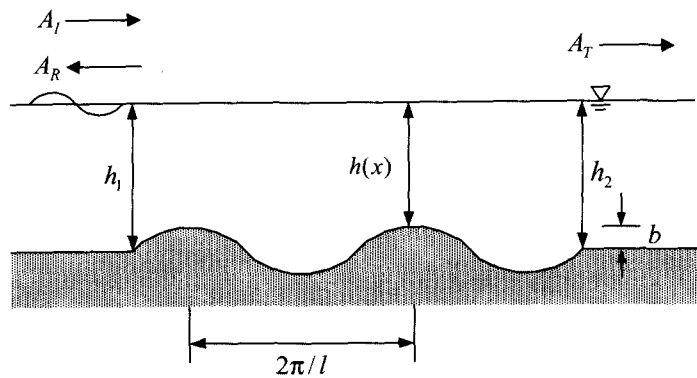


Fig. 5. 정현파형 지형 ($m=2$)

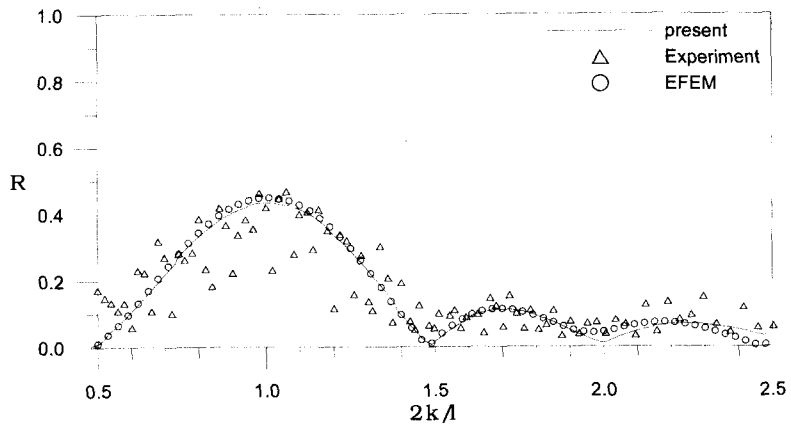


Fig. 6. 정현파형 지형에서의 반사율 ($m=2, b/h=0.32$)

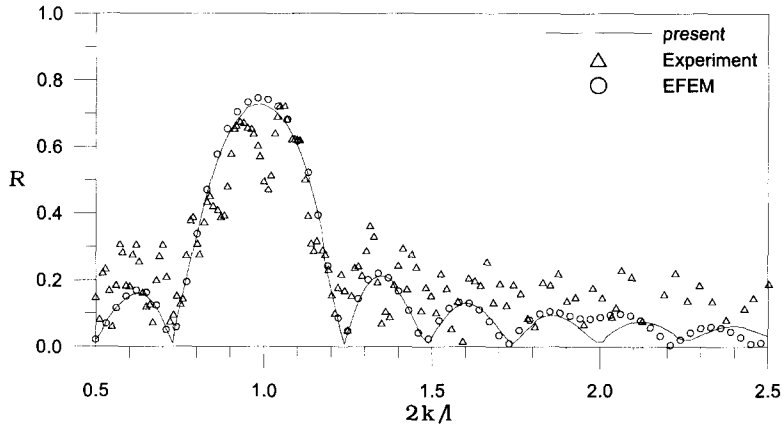


Fig. 7. 정현파형 지형에서의 반사율 ($m=4$, $b/h=0.32$)

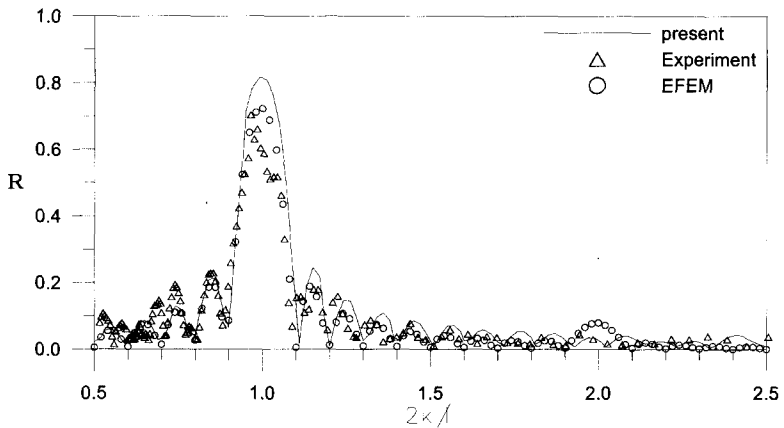


Fig. 8. 정현파형 지형에의 반사율 ($m=10$, $b/h=0.16$)

되는 $2k/l \approx 1.0$ 부근에서 Bragg 반사가 발생하여 반사율이 최대가 됨을 알 수 있다.

Figs. 7과 8에는 $m=4$ 와 $b/h_1=0.32$ 및 $m=10$ 와 $b/h_1=0.16$ 인 경우에 대한 반사율을 비교하였다. 비록 수리모형실험에 의한 결과가 다소 산만할지라도 Fig. 6과 마찬가지로 조용식 등의 고유함수 전개법에 의한 결과와 비교적 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 특히, Bragg 반사의 크기는 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

마지막으로, 정현파형 지형의 수심에 따른 진폭 즉, 상대진폭의 변화에 따른 반사율의 변화와 정현파형 지형 사면수와 상대진폭 사이의 관계에 의한 반사율의 변화를 조사하였다. Bragg 반사가 발생하는 지점

($2k/l \approx 1.0$)에서 반사율의 값을 비교 검토한다. Figs. 9와 10에서 볼 수 있듯이 사면의 수가 증가할수록 반사율의 크기는 증가하며, 바닥 지형의 상대진폭이 증가함에 따라 거의 선형적으로 반사율이 증가하고 있음을 볼 수 있다.

6. 결론

본 연구에서는 먼저 경계요소법을 이용하여 트랜치 지형을 통과하는 파랑의 통과율과 반사율을 계산하여 Kirby와 Dalrymple(1983)의 고유함수전개법 결과와 비교하였다. 또한, 정현파형 지형을 지나는 파랑의 반사율을 계산하여 Davies와 Heathershaw(1984)의 수리실험결과 및 조용식 등(1999a)의 고유함수전개법

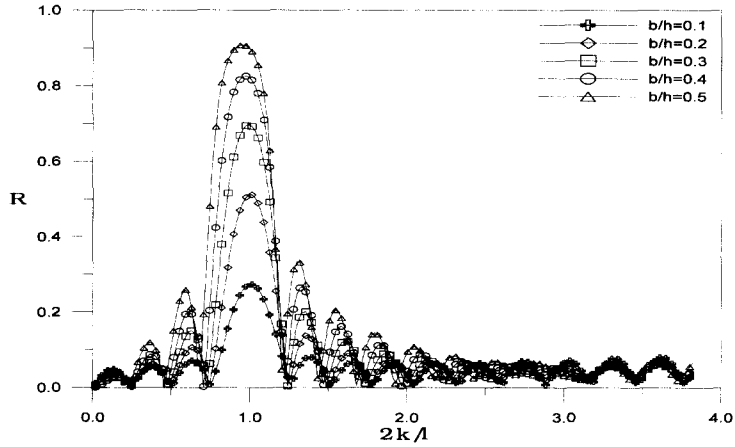


Fig. 9. 상대진폭에 따른 반사율의 변화 ($m=4$)

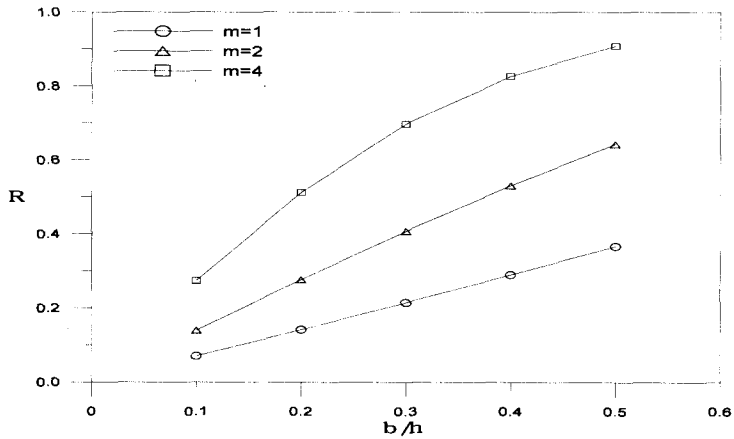


Fig. 10. 상대진폭 및 사런수에 따른 반사율의 변화

에 의한 수치해와 비교해본 결과, 경계요소법에 의한 결과도 정확하게 일치하고 있음을 볼 수 있다.

트렌치지형과 같이 대칭 지형에 있어서는 계산된 반사율과 통과율에 의해 본 모형이 파랑 에너지 보존법칙을 잘 만족시키고 있음을 볼 수 있었다. 특히, 정현파형 지형에서는 파랑의 파수가 바다 지형 파수의 2배가 되는 $2k/l \approx 1.0$ 에서 정확하게 Bragg 반사가 발생함을 볼 수 있었다.

감사의 글

본 연구는 한국과학재단의 연구비(과제번호: 1999-2-311-005-3)에 의해 수행되었으며, 이에 사의를 표합니다.

참고 문헌

- 조용식, 이창훈 (1998a). "수심이 변하는 지형을 통과하는 파랑의 거동에서 소멸파의 중요성." 한국수자원학회 정기학술발표회, 전북대학교, pp. 597~602.
- 조용식, 이창훈 (1998b). "수심이 변하는 지형을 통과하는 파랑의 반사율과 통과율 산정." 대한토목학회논문집, 대한토목학회, Vol. 18, No. II-4, pp. 351~358.
- 조용식, 김창완, 이종인 (1999a). "정현파형 지형을 통과하는 파랑의 Bragg 반사." 대한토목학회논문집, 대한토목학회, Vol. 19, No. II-6, pp.

- 705~710.
- 조용식, 이종인, 김영택, 이정규 (1999b). “선반지형의 크기에 따른 반사율의 변화.” 한국수자원학회 논문집, 한국수자원학회, Vol. 32, No. 6, pp. 675~683.
- Davies, A.G. and Heathershaw, A.D. (1984). “Surface-wave propagation over sinusoidally varying topography.” *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 144, pp. 419~443.
- Kirby, J.T. and Dalrymple, R.A. (1983). “Propagation of obliquely incident water waves over a trench.” *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 133, pp. 47~63.
- Liggett, J.A. and Liu, P.L.-F. (1983). *Boundary integral equation method for porous media flow*, George Allen and Unwin, U.K.
- Suh, K.D., Lee, C. and Park, W.S. (1997). “Time-dependent equations for wave propagation on rapidly varying topography.” *Coastal Engineering*, Vol. 32, pp. 91~117.
- Zhang, L., Kim, M.H., Zhang, J. and Edge, B. L. (1999). “Hybrid model for Bragg scattering of water waves by steep multiply-sinusoidal bars.” *Journal of Coastal Research*, Vol. 15, pp. 486~495.
- (논문번호:00-066/접수:2000.10.12/심사완료:2000.12.11)