

# 傾斜入射波浪中の 捨石防波堤에 의한 反射率과 透過率에 관한 研究

배기성\* · 김도삼\*\*

\*경상대학교 토목환경공학부(해양산업연구소), \*\*한국해양대학교 토목환경공학부

## Wave Reflection and Transmission Coefficients of Rubble Mound Breakwaters under Oblique Incident Waves

KEE-SEUNG BAE\* AND DO-SAM KIM\*\*

\*Division of Civil & Environmental Eng., Gyeongsang Univ., Tongyeong, Gyeongnam, Korea

\*\*Division of Civil & Environmental Eng., Korea Maritime Univ., Yeongdoku, Busan 606-791, Korea

**KEY WORDS:** Obliquely incident waves 경사입사파, Rubble mound breakwater 사석방파제, Boundary integral equation method 경계적분방정식법, Wave reflection and transmission 파의 반사와 투과

**ABSTRACT:** By applying the Boundary Integral Equation Method (BIEM) to obliquely incident waves for Rubble Mound Breakwater (RMB), wave reflection and transmission the coefficients are studied numerically. The validity of and the present BIEM is confirmed by comparing it with 1)numerical results of the eigenfunction expansion method of Dalrymple et al.(1991), and 2)numerical results of the BIEM of Kojima et al.(1988). Therefore, the characteristics of RMB for obliquely incident waves are investigated according to the variations of the wave period, equivalent linear nondimensional friction coefficient and direction of incident waves. It is revealed that the wave transformations of obliquely incident waves are different from those of normally incident waves.

### 1. 서 론

어항이나 소규모 항만에서는 정온도의 확보를 위하여 외곽방파제로 사석방파제를 건설하는 경우가 많다. 사석방파제와 같은 투과성구조물의 파랑제어기능의 검토는 주로 직각입사파랑을 대상으로 연구되어 왔으며(Sollitt & Cross, 1972 ; Madsen, 1974 ; Sulisz, 1985), 경사파랑의 입사시에 대한 파랑제어의 검토에는 Dalrymple et al.(1991)과 Losada et al.(1993) 등의 연구에 지나지 않는다. 특히, Dalrymple et al.(1991)은 직사각형단면의 사석방파제에 고유함수전개법을 적용하고 있고, 또한 Losada et al.(1993)는 투과제상에 불투과성의 상치콘크리트를 갖는 직립방파제에 고유함수전개법을 적용하고 있기 때문에, 본 연구에서 대상으로 하는 비탈면을 갖는 사석방파제의 경우에는 적용될 수 없다. 본 연구에서는 임의단면형상의 사석방파제에도 적용가능한 경계적분방정식법(김 등, 2000)으로부터 파랑의 반사율과 투과율을 검토하여, 얻어진 수치해석 결과와 기존의 해석결과와의 비교를 통하여 본 해석법의 타당성을 검증하며, 사석방파제의 무차원 등가선형마찰계수(이하에서 마찰계수로 칭함), 입사파랑의 제원, 입사파랑각 등의 변화에 따른 구조물과 경사입사파랑과의 상호간섭의 특성을 검토 및 파악하고자 한다.

消滅波의 영향이 없는  $x=l, l'$ 에 연속개경계면을 두면, 유체영역은 입사파와 반사파가 공존하는  $x>l$ 의 영역  $R_1$ , 투과파만이 존재하는  $x<l'$ 의 영역  $R_2$  및 투과성구조물을 포함하는  $l'<x<l$ 의 영역  $R_0$ 로 분할된다. 또한, 영역  $R_0$ 는 투수영역  $R_0^{(c)}$ , 투과성구조물 前面의 유체영역  $R_0^{(f)}$ 와 背面의 유체영역  $R_0^{(b)}$ 로 재분할된다. 이상의 각 분할영역에서 유체를 비압축성으로, 유체운동을 비회전운동으로 가정하면, 유체운동을 다음의 식과 같은 속도포텐셜  $\Phi(x, y, z, t)$ 로 나타낼 수 있다.

$$\Phi(x, y, z, t) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \phi(x, y, z) e^{i\sigma t} \quad (1)$$

여기서  $g$ 는 중력가속도,  $\zeta_0$ 는 경사입사파의 진폭,  $\sigma$ 는 각주파수,  $\phi$ 는 공간포텐셜함수,  $x, y, z$ 는 Fig. 1에서와 같이 정의되는 좌표,  $t$ 는 시간,  $i$ 는 허수단위이다.

식(1)을 고려하면, 파동장의 기본방정식은 다음의 Laplace방정식으로 주어진다.

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2)$$

### 2. 수치해석의 이론

Fig. 1과 같이 균등단면을 갖는 무한장의 투과성구조물이 경사입사파랑장에 놓인 경우를 상정한다. 구조물에서 발생하는

#### 2.1 유체영역 $R_1, R_2$ 에서 공간포텐셜함수

유체영역  $R_1$ 에서 파랑은 입사파랑과 반사파랑이 공존하고, 유체영역  $R_2$ 에서 파랑은 투과파랑만이 존재하며, 수면경계조건과 해저면의 불투과경계조건은 다음과 같이 주어진다.

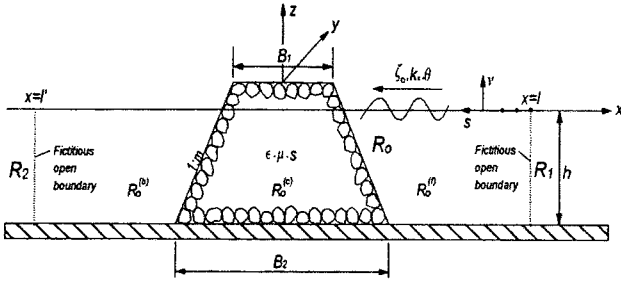


Fig. 1 Coordinates and division of fluid regions

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\sigma^2}{g} \phi, \quad z=0, \phi = \phi_1, \phi_2 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0, \quad z=-h, \phi = \phi_1, \phi_2 \quad (4)$$

식 (3)과 (4)를 만족하는  $\phi_1$ 과  $\phi_2$ 는 다음의 식으로 산정될 수 있다.

$$\phi_1(x, y, z) = e^{-iky \sin \theta} \{ e^{ikx \cos \theta} + K_R e^{-ikx \cos \theta} \} C(k, z) \quad (5)$$

$$\phi_2(x, y, z) = K_T e^{-iky \sin \theta} e^{ikx \cos \theta} C(k, z) \quad (6)$$

여기서  $C(k, z) = \cosh k(z+h) / \cosh kh$ ,  $k$ 는 일정수심  $h$ 에서 경사입사파의 파수,  $\theta$ 는  $x$ 축에 대한 입사파향각,  $K_R, K_T$ 는 복소반사율과 투과율을 각각 나타낸다.

식 (5)와 (6)은 각각 파의 진행방향을 정의하는 방사조건을 만족하며, 유도과정에 임의수심에서 파수  $k_a$ 와 파향각  $\theta_a$ 와의 관계에 관한 다음의 Snell법칙을 적용하고 있다.

$$k_a \sin \theta_a = \text{constant} \quad (7)$$

## 2.2 투수층내의 유체운동과 마찰계수

투수층내의 유체를 비압축으로 가정하고, Dupuit & Forchheimer형의 유체저항, 그의 선형화 및 Lorentz의 등가일의 조건을 도입하면, 운동방정식은 다음의 형으로 표현될 수 있다 (Sollitt & Cross, 1972).

$$S \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla(p + \rho g z) - \mu \sigma \mathbf{q} \quad (8)$$

여기서  $\mathbf{q}$ 는 침투속도벡터로  $\mathbf{q} = (u, v, w)$ 이며  $u, v, w$ 는  $x, y, z$ 축방향의 침투속도성분,  $p$ 는 유체압력,  $\rho$ 는 유체밀도,  $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$ ,  $S = 1 + C_M(1-\epsilon)/\epsilon$ 으로 관성력계수,  $\epsilon$ 은 공극율,  $C_M$ 은 매체의 부가질량계수,  $\mu$ 는 마찰계수를 각각 나타낸다.

Sollitt & Cross(1972) 및 김(2000)에 의하면, 마찰계수  $\mu$ 를 다음의 식으로 나타내고 있다.

$$\mu = \frac{1}{\sigma} \frac{\epsilon \int_R \left\{ \frac{\gamma}{K_b} q^2 + \frac{8C_f \epsilon}{3\pi \sqrt{K_b}} q^3 \right\} dR}{\int_R q^2 dR} \quad (9)$$

여기서  $q = |\mathbf{q}|$ ,  $\gamma$ 는 유체의 동점성계수,  $K_b$ 는 투수능,  $C_f$ 는 무차원난류저항계수,  $R$ 은 정수면하의 방파제 단면을 각각 나타낸다.

마찰계수는 식 (9)로부터 산정되어야 하지만, 본 연구에서는 마찰계수의 변화에 따른 반사율과 투과율의 변화특성을 검토한다는 측면에서  $\mu$ 의 값을 인위적으로 변화시켰다.

## 2.3 유체영역 $R_0$ 에서 공간포텐셜함수

영역  $R_0$ 에서 공간포텐셜함수의  $y$ 축방향 변동은, Snell법칙의 식 (7)을 고려하여, 유체영역  $R_1$  및  $R_2$ 와 동일하게  $e^{-iky \sin \theta}$ 로 둘 수 있다. 따라서, 영역  $R_0$ 에서 공간포텐셜함수를 다음의 식으로 가정할 수 있다.

$$\phi_0(x, y, z) = e^{-iky \sin \theta} f_0(x, z) \quad (10)$$

여기서  $f_0$ 는 단면포텐셜함수이다.

식 (10)을 식 (2)의 Laplace방정식에 대입하면, 다음의 식을 얻는다.

$$\frac{\partial^2 f_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_0}{\partial z^2} - (k \sin \theta)^2 f_0 = 0 \quad (11)$$

위의 식은 미지의 단면포텐셜함수  $f_0$ 에 관한 Helmholtz방정식을 나타낸다. 유체영역  $R_0^{(l)}, R_0^{(b)}$  및 투수영역  $R_0^{(c)}$ 에서 수면 및 해저면의 경계조건은 다음의 식으로 주어진다.

$$\frac{\partial f_0^{(c)}}{\partial z} = \frac{\sigma^2}{g} (S - i\mu) f_0^{(c)}, \quad z=0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial f_0}{\partial z} = \frac{\sigma^2}{g} f_0, \quad z=0, f_0 = f_0^{(b)}, f_0^{(l)} \quad (13)$$

$$\frac{\partial f_0}{\partial z} = 0, \quad z=-h, f_0 = f_0^{(c)}, f_0^{(b)}, f_0^{(l)} \quad (14)$$

또한, 구조물의 표면에서 접합조건은 압력 및 법선방향 유속의 접합으로부터 다음의 식을 얻을 수 있다.

$$\begin{pmatrix} f_0^{(l)} \\ f_0^{(b)} \end{pmatrix} = (S - i\mu) f_0^{(c)} \quad (15)$$

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial f_0^{(l)}}{\partial \nu} \\ \frac{\partial f_0^{(b)}}{\partial \nu} \end{pmatrix} = -\epsilon \frac{\partial f_0^{(c)}}{\partial \nu} \quad (16)$$

그리고, 연직개경계면  $x=l, l'$ 에서 접합조건은 압력 및 수평유속의 연속조건으로 식 (5)와 (6)으로부터 다음과 같이 주어진다.

$$f_0^{(l)}(l, z) = \{ e^{ikl \cos \theta} + K_R e^{-ikl \cos \theta} \} C(k, z) \quad (17)$$

$$\frac{\partial f_0^{(l)}(l, z)}{\partial \nu} = ik \cos \theta \{ e^{ikl \cos \theta} - K_R e^{-ikl \cos \theta} \} C(k, z) \quad (18)$$

$$f_0^{(b)}(l', z) = K_T e^{ikl' \cos \theta} C(k, z) \quad (19)$$

$$\frac{\partial f_0^{(b)}(l', z)}{\partial \nu} = -ik \cos \theta \cdot K_T e^{ikl' \cos \theta} C(k, z) \quad (20)$$

### 2.4 Green공식 및 이산화

계산영역  $R_0$ 의 경계면상에서 단면포텐셜함수는 다음의 Green공식으로 주어진다.

$$f_0(\xi', \eta') = \frac{1}{\pi} \int_s \{K_0(kr \sin \theta) f_{0,\nu}(\xi, \eta) - K_{0,\nu}(kr \sin \theta) f_0(\xi, \eta)\} ds \quad (21)$$

여기서  $K_0$ 는 제2종변형Bessel함수,  $(\xi', \eta')$ 는 경계면상의 고정점,  $(\xi, \eta)$ 는 경계면상의 유동점,  $r$ 은 이들 두 점간의 거리이다.

Fig. 2와 같이 영역  $R_0$ 의 소영역  $R_0^{(j)}$ ,  $R_0^{(b)}$ ,  $R_0^{(c)}$ 에 있어서 경계면을 경계조건의 상이에 따라 분할하고 각각의 요소소  $\Delta s_j$ 로 분할한다. 이 때 영역경계면상에 주어지는 경계조건(수면경계조건, 해저경계조건 및  $x=l, l'$ 에서 개경계면에서 접합조건)을 고려하면, 식 (21)을 이산화할 수 있으며, 이로 부터 다음과 같은 3組의 대수연립방정식이 얻어진다.

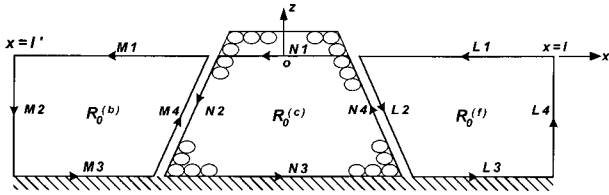


Fig. 2 Division of boundary surfaces in each fluid region

유체영역  $R_0^{(j)}$  :

$$\begin{cases} \sum_j^M \left\{ \frac{\sigma^2}{g} E_{ij} - (\bar{E}_{ij} + \pi \delta_{ij}) \right\} f_{0,j}^{(j)} \\ + \sum_j^{L2} \left\{ E_{ij} \frac{\partial f_{0,j}^{(j)}}{\partial \nu} - (\bar{E}_{ij} + \pi \delta_{ij}) f_{0,j}^{(j)} \right\} \\ - \sum_j^{L3} (\bar{E}_{ij} + \pi \delta_{ij}) f_{0,j}^{(j)} \\ - \sum_j^M \{ ik \cos \theta \cdot E_{ij} + (\bar{E}_{ij} + \pi \delta_{ij}) \} e^{-ikl \cos \theta} K_R C(k, z_j) \\ = - \sum_j^M \{ ik \cos \theta \cdot E_{ij} - (\bar{E}_{ij} + \pi \delta_{ij}) \} e^{ikl \cos \theta} C(k, z_j) \end{cases} \quad (22)$$

유체영역  $R_0^{(b)}$  :

$$\begin{cases} \sum_j^M \left\{ \frac{\sigma^2}{g} E_{ij} - (\bar{E}_{ij} + \pi \delta_{ij}) \right\} f_{0,j}^{(b)} \\ - \sum_j^{M2} \{ ik \cos \theta \cdot E_{ij} + (\bar{E}_{ij} + \pi \delta_{ij}) \} e^{ikl' \cos \theta} K_T C(k, z_j) \\ - \sum_j^{M3} (\bar{E}_{ij} + \pi \delta_{ij}) f_{0,j}^{(b)} \\ + \sum_j^{M4} \left\{ E_{ij} \frac{\partial f_{0,j}^{(b)}}{\partial \nu} - (\bar{E}_{ij} + \pi \delta_{ij}) f_{0,j}^{(b)} \right\} \\ = 0 \end{cases} \quad (23)$$

유체영역  $R_0^{(c)}$  :

$$\begin{cases} \sum_j^M \left\{ \frac{\sigma^2}{g} (S - i\mu) E_{ij} - (\bar{E}_{ij} + \pi \delta_{ij}) \right\} f_{0,j}^{(c)} \\ + \sum_j^{N2} \left\{ E_{ij} \frac{\partial f_{0,j}^{(c)}}{\partial \nu} - (\bar{E}_{ij} + \pi \delta_{ij}) f_{0,j}^{(c)} \right\} \\ - \sum_j^{N3} (\bar{E}_{ij} + \pi \delta_{ij}) f_{0,j}^{(c)} \\ + \sum_j^{N4} \left\{ E_{ij} \frac{\partial f_{0,j}^{(c)}}{\partial \nu} - (\bar{E}_{ij} + \pi \delta_{ij}) f_{0,j}^{(c)} \right\} \\ = 0 \end{cases} \quad (24)$$

여기서

$$\begin{cases} E_{ij} = \int_{\Delta s_j} K_0(kr_{ij} \sin \theta) ds_j \\ \bar{E}_{ij} = \int_{\Delta s_j} \frac{\partial K_0(kr_{ij} \sin \theta)}{\partial \nu} ds_j \end{cases} \quad (25)$$

또한,  $r_{ij} = \sqrt{(\xi_i - \xi_j)^2 + (\eta_i - \eta_j)^2}$ ,  $\delta_{ij}$ 는 Kronecker의 델타함수로  $\delta_{ij} = 1(i=j)$ ,  $\delta_{ij} = 0(i \neq j)$ 이다.

식 (25)는 다음과 같이 산정될 수 있다(김 등, 2000).

$i \neq j$ 의 경우 :

$$\begin{cases} E_{ij} = K_0(kr_{ij} \sin \theta) \Delta s_j \\ \bar{E}_{ij} = -k \sin \theta \cdot K_1(kr_{ij} \sin \theta) \frac{(\xi_j - \xi_i) \Delta \eta_j - (\eta_j - \eta_i) \Delta \xi_j}{r_{ij}} \end{cases} \quad (26)$$

$i = j$ 의 경우 :

$$\begin{cases} E_{ii} = - \left\{ (\beta - 1) + \ln \frac{k \sin \theta \cdot \Delta s_i}{4} \right\} \Delta s_i \\ \bar{E}_{ii} = 0 \end{cases} \quad (27)$$

여기서  $\beta$ 는 Euler정수로  $\beta = 0.5772156\dots$ 이다.

이상으로부터 식 (22), (23), (24) 및 식 (15), (16)의 대수연립방정식을 동시에 풀면,  $K_R, K_T$  및 경계면상에서의  $f_0^{(j)}, f_0^{(b)}, f_0^{(c)}$  및 그의 법선미분치를 얻을 수 있으며, 결과적으로 식 (10)과 (1)로부터 상당하는 속도포텐셜과 그의 법선미분치를 얻게된다.

## 3. 수치해석결과

### 3.1 타당성의 검토

직립사석방파제에 고유함수전개법을 적용하여 반사율을 검토하고 있는 Dalrymple et al.(1991)의 수치해석결과 본 경계적분방정식법에 의한 수치결과를 비교한 것을 Fig. 3과 4에 나타내고 있다( $B$ 는 제체의 폭).

Fig. 3의 경우에  $kh < 1.0$ 의 장파영역에서는  $kh$ 의 증가에 따라 반사율이 증가하며,  $kh \approx 1.0$ 에서 최대치를 나타내고  $kh > 1.0$ 의 단주기파영역에서 감소하는 경향을 나타낸다. 반면에, 투과율은  $kh$ 의 증가에 따라 감소하는 경향을 나타낸다. 즉, 장주기파일수록 투과율이 증가하는 결과를 나타내는 것

로 되지만,  $kh > 1.0$ 의 영역에서는 반사율과 투과율 모두가 감소한다.

Fig. 4는 마찰계수를 파라미터로 하여 입사파향각의 변화에 따른 반사율과 투과율의 변화를 나타낸 경우이다. 마찰계수가 증가하면 전체적으로 반사율이 증가하는 경향을 나타내지만,  $\theta > 80^\circ$ 의 영역에서는 그의 변화가 나타나지 않는다는 것을 알 수 있다. 특히, 모든 마찰계수에서 반사율이 최소로 되는 입사파향각이 존재하며, 그의 최소치가 발생하는 입사파향각은 마찰계수가 증가할수록 커진다는 것을 알 수 있다.

Fig. 5는 슬릿케이슨체를 직립투과성구조물로 고려하여 해석한 小島 등(1987)의 수치해석결과와 본 해석결과를 상대수심

$h/L$ 를 파라미터로 입사파향각의 변화에 따른 반사율과 투과율의 변화를 나타낸 것이다. 여기서, 본 연구와 小島 등(1986)의 연구는 동일한 경계적분방정식법을 적용하고 있는 것에 반하여, 투과층내의 유체저항에는 상이한 저항식을 적용하고 있다. 따라서, 결과에는 값의 차이가 인정되지만, 그 차이는 미소하며, 서로 유사한 경향을 나타낸다. 여기서, 상대수심이 증가할수록 반사율이 증가하고, 투과율이 감소하는 경향을 나타내고 있다는 것을 알 수 있다. 또한, 입사파향각의 증가에 따라 투과율은 증가하고, 반면에 반사율은 감소하지만,  $\theta \approx 80^\circ$ 에서 상대수심에 관계없이 투과율은 최대치를 반사율은 최소치를 나타낸다.

이상으로부터 Dalrymple *et al.*(1991)의 수치해석결과 및 小島 등(1986)의 수치해석결과와 본 해석결과와의 비교로부터 본 해석의 타당성을 검증할 수 있었다.

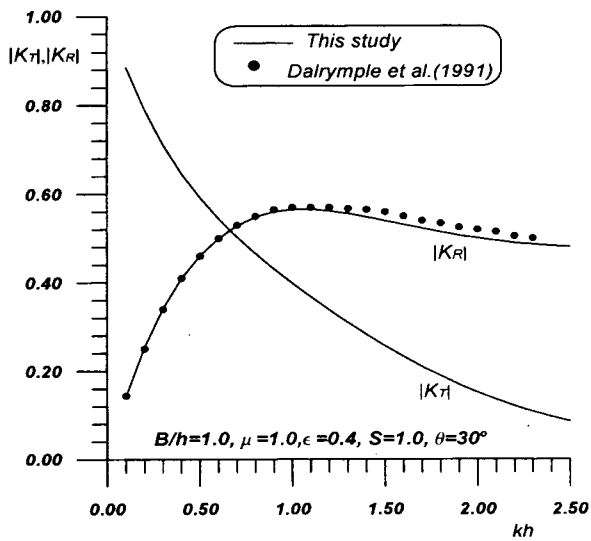


Fig. 3 Wave reflection and transmission coefficients for vertical rubble mound breakwater

### 3.2 경사사석방파제

Fig. 6은 마찰계수를 파라미터로  $kh$ 의 변화에 따른 반사율과 투과율을 나타낸 결과이다. 전체적인 변화과정은 마찰계수가 증가하면 투과율은 작아지고 반사율이 증가하며, 반사율의 경우에는 최대반사율이 발생한다. 특히,  $kh$ 의 값이 증가할수록 최대반사율의  $kh$ 까지는 반사율이 증가하지만, 그 이후로는 감소하는 경향을 나타내고 있다. 또한, 마찰계수가 증가할수록 최대반사율의  $kh$ 값이 장주기측으로 이동된다.

Fig. 7은 상대수심  $h/L$ 을 파라미터로 입사파향각  $\theta$ 의 변화에 따른 반사율과 투과율을 나타낸 결과이다. 전체적인 변화과정은 상대수심이 증가할수록 투과율은 감소하지만, 반사율은 복잡한 양상을 나타낸다. 상대수심이 0.05, 0.1에서 입사파향각이 증가하는 경우에는  $\theta \approx 70^\circ$ 까지는 투과율이 증가하는 경향

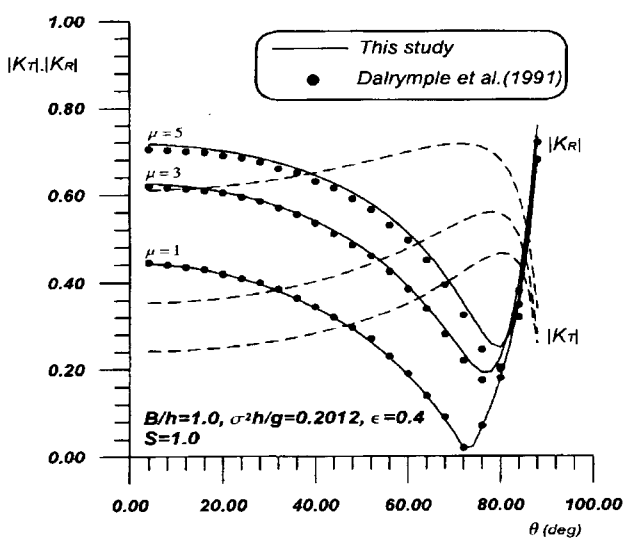


Fig. 4 Wave reflection and transmission coefficients for vertical rubble mound breakwater

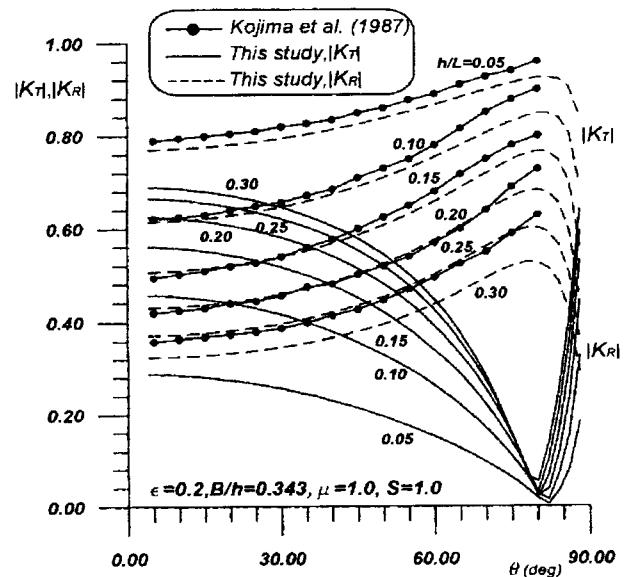


Fig. 5 Wave reflection and transmission coefficients for vertical slit caisson breakwater

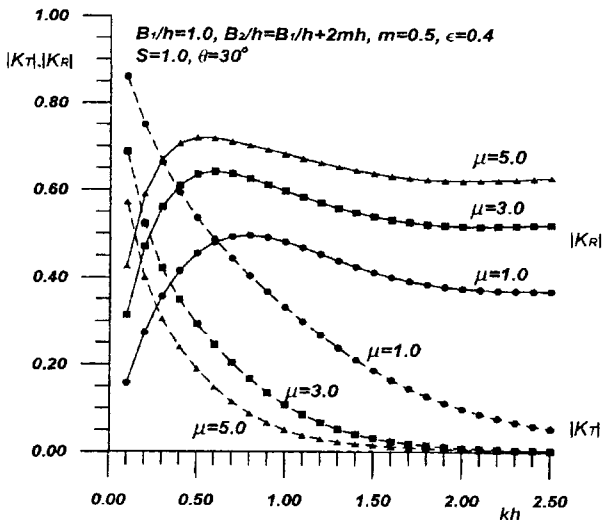


Fig. 6 Wave reflection and transmission coefficients for sloping rubble mound breakwater

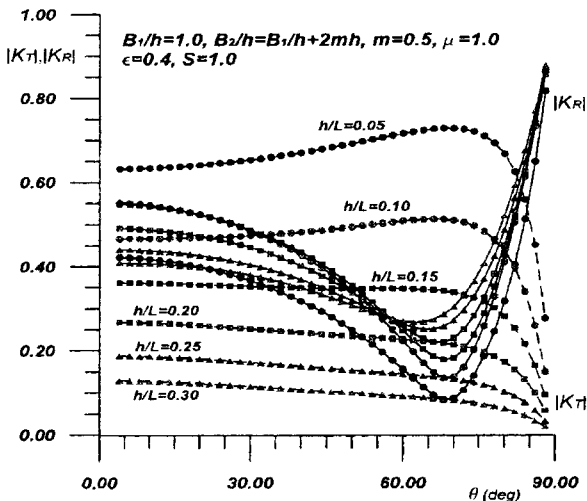


Fig. 7 Wave reflection and transmission coefficients for sloping rubble mound breakwater

을 나타내지만, 상대수심이 0.15, 0.2, 0.25, 0.3의 경우에는 오히려 입사파향각의 증가가 적은 투과율을 나타낸다는 것을 알 수 있다. 반사율의 경우에는  $60^\circ < \theta < 70^\circ$ 까지는 입사파향각이 증가하면 감소하지만, 그 이후로는 급격히 증가하는 경향을 보이고 있다.

#### 4. 결 론

경사입사파동장에 놓인 경사사석방파제의 파랑제어기능을 경계적분방정식법을 적용하여 수치해석적으로 검토하였다. 본

해석법의 타당성을 검증하기 위하여 고유함수 전개법에 의한 직립사석방파제의 반사율과 투과율 및 경계적분방정식법에 의한 슬리트케이스방파제의 반사율과 투과율과 비교·검토하여 그의 타당성을 확인할 수 있었다. 이를 근거로 하여 경사사석방파제의 파랑제어기능을 상대수심, 입사파향각 및 마찰계수 등의 변화에 따른 반사율과 투과율의 변화특성을 검토하였으며, 얻어진 중요한 결과를 이하에 기술하여 이를 본 연구의 결론으로 한다.

- (1) 직각입사파와 경사입사파는 매우 상이한 반사율과 투과율을 나타낸다.
- (2) 마찰계수가 증가하면, 일반적으로 투과율은 작아지고 반사율은 증가한다.
- (3) 투과율과 반사율은 입사파향각과 상대수심에 따라 복잡한 양상을 나타내지만, 투과율의 변화과정은 반사율의 변화과정보다 단순한 거동을 나타내며, 상대수심의 영향을 많이 받는다. 반면에, 반사율은 상대수심보다는 입사파향각의 영향을 많이 받는다.

#### 참 고 문 헌

김도삼(2000). “다열잡제에 의한 파랑의 전달율과 반사율”, 대한토목학회논문집 제20권 제1-B호, pp 85~94.

김도삼, 정성호, 이봉재, 김인철(2000). “경사입사파랑중의 수중 다열방파제에 의한 Bragg반사”, 대한토목학회 논문집 제20권 제5-B호, pp 737~745.

Dalrymple, R. A., Losada, M. A. and Martin, P. A.(1991). “Reflection and transmission from porous structures under oblique wave attack”, Jour. of Fluid Mech., Vol. 224, pp. 625~644.

Losada, I. J., Dalrymple, R. A. and Losada, M. A.(1993). “Water waves on crown breakwaters”, Jour. of Waterway., Port, Coastal. and Ocean. Engrg., ASCE, Vol. 119, No. 4, pp 367~380.

Madsen, O. S.(1974). “Wave transmission through porous structures”, Jour. Waterway, Harbours, Coastal Eng. Div., ASCE, Vol. 100, No. WW3, pp 169~188.

Sollitt, C. K. and Cross, R. H.(1972). “Wave transmission through permeable breakwaters”, Proc. 13th ICCE, ASCE, pp 1827~1846.

Sulisz, W.(1985). “Wave reflection and transmission at permeable breakwaters of arbitrary cross-section”, Coastal Eng., No. 9, pp 371~386.

小島治幸, 吉田明德·井島武士(1987). “斜め入射波に對する透過性防波堤の消波特性”, 第34回海岸工学論文集, 日本土木學會, pp 452~456.

2000년 11월 17일 원고 접수  
2001년 1월 13일 수정본 채택