

직립벽 앞에 놓인 일정깊이 잠긴 슬릿판에 의한 반사율 해석 On an Analysis of Reflection Coefficients by a Partially Immersed Slotted Plate with a Back Wall

조 일 형*
Il-Hyoung Cho*

요 旨 : 고유함수전개법을 사용하여 수직벽 앞에 일정깊이 잠긴 슬릿판과 규칙파의 상호작용문제를 살펴보았다. 슬릿판에 의한 반사율에 영향을 미치는 주요 설계변수들은 공극율, 잠긴깊이, 챔버길이, 입사각도, 입사파의 주파수임을 확인하였다. 슬릿판의 공극율이 0.1일 때 반사율이 전주파수에 걸쳐서 최소가 됨을 밝혔다. 반사율에 대한 해석결과와 Zhu(2001)의 모형실험결과를 챔버길이와 잠긴깊이 그리고 입사파의 주기를 변화시키면서 비교한 결과, 두 결과는 서로 잘 일치하였다. 본 해석방법은 슬릿판 후면에서 발생한 박리에 의한 에너지 손실을 정확히 고려할 수 있으므로 슬릿 케이슨 방파제 제작에 필요한 설계정보를 제공할 것이다.

핵심용어 : 슬릿판, 반사율, 슬릿 케이슨 방파제, 고유함수전개법

Abstract □ Based on the eigenfunction expansion method, the interaction between monochromatic waves and a partially immersed slotted plate with a back wall has been investigated. Analytical results show that the reflection coefficients by a partially immersed slotted plate depend on the porosity, immersed depth, chamber width, incidence angle and wave frequency. It is found that the reflection coefficient has minimum value within entire frequency range when the porosity has optimal value 0.1. Comparison between the analytical results and the experimental results(Zhu,2001) of reflection coefficients is made for various chamber widths, immersed depths and wave periods with good agreement. The present analytic method can account adequately for energy dissipation caused by flow separation behind a slotted plate and provide the design informations for the construction of slit caisson breakwater.

Keywords : slotted plate, reflection coefficient, slit caisson breakwater, eigenfunction expansion method

1. 서 론

항만의 건설목적은 선박의 안전한 정박 및 원활한 하역작업이 가능하도록 하는 것이다. 외해로부터 들어오는 파도나 항내에서 운항중인 선박으로부터 발생하는 파도에 의해 항내의 수면교란이 발생하면 선박의 하역능률이 저하될 뿐 아니라 심하면 하역작업을 멈추어야 한다. 이로 인한 경제적 손실이 크기 때문에 선주들은 파랑조건에 관계없이 항상 하역작업이 가능한 항만을 선호한다. 따라서 선진국에서는 경쟁력 있는 항만시설을 갖추기 위하여 막

대한 돈을 들여 기존의 항만시설의 보완은 물론 신항만 건설을 추진하고 있다. 경쟁력 있는 항만시설을 갖추기 위해서는 방파제를 연장하여 항내 수면교란을 줄여야 한다. 그러나 방파제를 연장하는 것은 항내 정온도를 향상시킬 수는 있지만 불가피하게 항내 환경오염을 유발한다. 연장된 방파제로 인하여 조성된 해역은 잔잔하고 폐쇄적이라는 특성 때문에 해수 순환체계가 방파제 연장전과는 근본적으로 다르게 바뀌어 환경 오염을 초래한다. 따라서 방파제를 길게 연장하지 않으면서 항만내 정온도를 향상시킬 수 있는 방안으로 안벽 앞에 투과성 소파구조물을 설치하여

*제주대학교 해양산업공학부(Department of Marine Industrial Engineering, Cheju National University, Ara 1, Jeju 690-756, Korea. cho0904@cheju.ac.kr)

항내 수면 교란을 줄이는 연구에 대한 관심이 높아지고 있다.

슬릿판(slotted plate)은 유공판(perforated plate)의 한 종류로 기본 구조는 원형과 사각형 실린더를 일정한 간격을 가지고 배열하여 만든 형태이다. 슬릿판을 이용한 소파제는 환경 친화적인 항만 개발에 필요한 많은 장점들을 지니고 있다. 즉, 항내로 입사하는 파의 에너지를 감소시켜 안벽을 보호할 뿐만 아니라 슬릿판으로부터 반사되는 파의 에너지를 줄여 항내에서 운항하는 선박의 안정성에 도움을 준다. 먼 외해에서 만들어진 파가 항내로 진입하면서 슬릿판을 만나면 갑작스런 형상변화로 뚫린 부분을 통해 강한 제트흐름이 형성된다. 이로 인하여 점성에 의한 박리(separation)현상이 발생하여 파 에너지의 일부분이 슬릿을 통과하면서 소멸된다. 이때 슬릿판에 의한 반사율은 슬릿의 공극율과 국부형상 그리고 입사파의 주파수와 입사각 등과 밀접한 관계가 있다.

Jarlan(1961)이 음 에너지를 소멸시키기 위해 무항설의 벽에 설치한 유공판의 소파 개념을 방파제에 적용하여 유공 케이스 방파제를 제안한 이후 투과성 방파제에 대한 많은 이론적인 연구와 실험적인 연구가 수행되었다. Mei 등(1974)은 투과성 판 전후의 파형의 차이를 물입자의 속도의 제곱에 비례하는 점성항(viscous term)과 물입자의 가속도에 비례하는 관성항(inertial term)의 합으로 표현하였고, 각 항에 포함된 경계계수들을 구하는 방법을 제시하였다. Bennett 등(1992)은 전 수심에 걸쳐 놓여 있는 슬릿판(slotted plate)에 대하여 슬릿판의 외부영역에서는 선형포텐셜 이론을 적용하였고, 슬릿판 내부영역에서는 Mei 등(1989)이 제시한 경험식을 사용하였다. 슬릿판 외부영역의 해와 내부영역의 해를 정합(matching)시켜 비선형 적분방정식을 유도하여 Newton Raphson의 축차법(iteration method)을 사용하여 슬릿판에 의한 반사율을 계산하였다. Fugazza and Natale(1992)는 에너지 손실을 나타내는 점성항을 물입자의 속도에 선형적으로 비례한다고 가정하여 반사율에 대한 간략식을 유도하였다. Kakuno and Liu(1993)은 정합점근전개법(matched asymptotic expansion method)을 사용하여 직립 슬릿판을 여러개 배열하였을 때 반사율을 계산하였다. 이때 물입자의 가속도에 비례하는 관성항내의 계수를 차단계수(blockage coefficient)로 나타냈으며, 차단계수는 내부영역에서의 2차원 수로문제를 풀어 구하였다. Issacson 등(1998)은 슬릿판에서의 속도는 판 전후의 압력차에 선형적으로 비례한다는 Darcy의 법칙을 슬릿판의 경계조건에 적용하여 슬릿판에 의한 반사

율과 투과율을 고유함수전개법을 사용하여 해석하였고, 2차원 수조에서 수행한 실험결과와 비교하였다. Zhu and Chawang(2001)은 수직벽 앞에 일정깊이로 잠긴 슬릿판에 의한 반사율을 계산하여 실험결과와 비교하였다. Suh 등(1995)은 Galerkin 고유함수법을 사용하여 경사파중 사석 마운드위에 놓인 유공케이스 방파제의 반사율 특성을 연구하였다. 박우선 등(1993)은 유공판의 형태를 바뀌가면서 유공방파제의 반사율 특성을 수리실험을 통하여 살펴 보았고, 이중인 등(2001)은 슬릿형 케이스 방파제의 반사율 특성을 공극율, 챔버길이, 슬릿판의 개수 등을 바뀌가면서 조사하였다. 조일형(2002)은 후면에 벽이 있는 경우와 없는 경우에 대하여 슬릿판에 의한 반사율과 투과율을 collocation 방법을 사용하여 계산하였고, 모형실험을 수행하여 계산결과와 타당성을 검증하였다.

본 연구에서는 벽 앞에 일정 깊이로 잠긴 슬릿판에 의한 반사율을 고유함수전개법(eigenfunction expansion method)을 사용하여 해석하였다. 슬릿판에서의 경계조건으로 Fugazza and Natale(1992)가 제안한 선형화된 경계조건식을 사용하였다. 계산으로 입사파의 주파수와 경사각도, 슬릿판의 공극율과 잠긴깊이를 바뀌가면서 반사율의 변화를 살펴 보았고, 슬릿의 국부형상과 파경경사(wave slope)를 바뀌가면서 주요 설계변수들이 반사율에 미치는 영향을 분석하였다. 해석결과는 Bennett 등(1992)의 계산결과와 Zhu and Chawang(2001)의 실험결과와 비교하였다.

2. 문제의 정식화

Fig. 1과 같이 수심(h)이 일정한 유체영역 내에 일정깊이(d) 잠긴 슬릿판이 직립벽($x=L$) 앞에 놓여 있다고 생각하자. 슬릿판은 z 축으로 무한히 길며, 입사파는 x 축과 θ 의 경사각도를 갖고 슬릿판에 들어온다. 선형포텐셜이론에 따라 속도포텐셜(Φ)을 도입하고, 유동은 주파수 ω 를 갖고 조화운동을 한다고 가정하면 속도포텐셜은 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$\Phi(x, y, z, t) = \operatorname{Re} \left\{ -\frac{ig}{\omega} A \psi(x, y, z) e^{-i\omega t} \right\} \quad (1)$$

여기서 A 는 입사파의 진폭이며 g 는 중력가속도이다. 슬릿판이 z 축 방향으로 일정하고 무한히 길다고 가정하여 $\psi(x, y, z) = \phi(x, y) e^{ik_0 \sin \theta z}$ 로 치환하면, 새로 도입된 속도포텐셜 ϕ 는 z 에 무관한 함수가 된다. 여기서 k_0 는 입사파의 파수(wave number)를 나타낸다. 속도포텐셜 ϕ 는

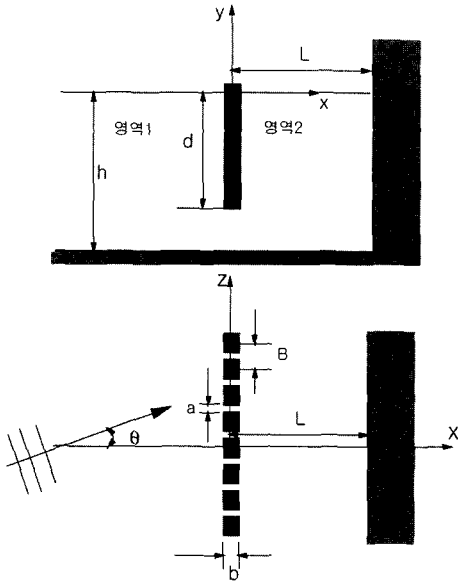


Fig. 1. Definition sketch of a partially submerged slotted plate.

아래와 같은 2차원 경계치 문제를 만족한다.

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} - k_o^2 \sin^2 \theta \phi = 0, & (\text{in } \Omega) \\ \frac{\partial \phi}{\partial y} - \frac{\omega^2}{g} \phi = 0, & (\text{at } y=0) \\ \frac{\partial \phi}{\partial y} = 0, & (\text{at } y=-h) \\ \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0, & (\text{at } x=L) \\ \lim_{|x| \rightarrow \infty} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} - ik_o \cos \theta \phi \right) = 0 \end{cases} \quad (2)$$

슬릿판에 의하여 나누어진 유체영역을 각각 영역 1, 영역 2라 하자. 각 영역에서의 속도포텐셜은 아래 식과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \phi_1(x, y) &= \sum_{n=0}^{\infty} (e^{-\alpha_n x} \delta_{n0} + A_n e^{\alpha_n x}) f_n(y) \\ \phi_2(x, y) &= \sum_{n=0}^{\infty} B_n \cosh \alpha_n (x-L) f_n(y) \end{aligned} \quad (3)$$

여기서 δ_{n0} 는 $n=0$ 일 때 1이고, $n \neq 0$ 일 때 0의 값을 갖는 Kronecker-Delta 함수이며

$$\alpha_n = \begin{cases} -ik_o |\cos \theta| & (\text{for } n=0) \\ \sqrt{k_o^2 \sin^2 \theta + k_n^2} & (\text{for } n=1, 2, \dots) \end{cases} \quad (4)$$

이다. 고유함수 $f_n(y)$ 과 고유치 k_n 는 다음과 같다.

$$f_n(y) = \begin{cases} \frac{\cosh k_o(y+h)}{\cosh k_o h} & (\text{for } n=0) \\ \frac{\cos k_n(y+h)}{\cos k_n h} & (\text{for } n=1, 2, \dots) \end{cases} \quad (5)$$

$$\begin{cases} k_o \tanh k_o h = \frac{\omega^2}{g} & (n=0) \\ k_n \tan k_n h = -\frac{\omega^2}{g} & (n=1, 2, \dots) \end{cases} \quad (6)$$

식 (3)에 나타난 미지수인 A_n, B_n 을 구하기 위하여 두 영역이 만나는 경계면($x=0$)에서 정합조건식(matching condition)을 적용하여야 한다. 먼저 $x=0$ 에서 영역 1,2의 수평방향 속도가 서로 같다는 연속방정식을 적용하면 다음과 같다. 이때 슬릿판에서의 수평방향 속도를 앞에서 구한 고유함수를 이용하여 전개시킨다.

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial x} = \frac{\partial \phi_2}{\partial x} = u(y) = \sum_{n=0}^{\infty} u_n f_n(y) \quad x=0, \quad -h < y < 0 \quad (7)$$

식 (3)을 식 (7)에 대입한 후 정리하면 미지수 A_n, B_n 은 아래와 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} A_n &= \delta_{n0} + \frac{u_n}{\alpha_n} \\ B_n &= -\frac{u_n}{\alpha_n \sinh \alpha_n L} \end{aligned} \quad (8)$$

식 (8)을 식 (3)에 대입하여 영역 1,2에서의 속도포텐셜을 다시 쓰면 다음식과 같다.

$$\begin{aligned} \phi_1(x, y) &= \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ (e^{-\alpha_n x} + e^{\alpha_n x}) \delta_{n0} + \frac{u_n}{\alpha_n} e^{\alpha_n x} \right\} f_n(y) \\ \phi_2(x, y) &= -\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\cosh \alpha_n (x-L) u_n}{\alpha_n \sinh \alpha_n L} f_n(y) \end{aligned} \quad (9)$$

식 (9)에서 미지수로 남아있는 $u_n (n=0, 1, 2, \dots)$ 을 구하기 위해서는 추가적인 정합조건식이 필요하다. 슬릿판에서의 물입자의 속도를 $U = \text{Re}\{u(y)e^{-i\omega t}\}$ 라 하면 슬릿판이 놓인 경계면($-d < y < 0$)에서의 정합조건식은 아래와 같이 표현된다(Fugazza and Natale, 1992).

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} = 2C \frac{\partial U}{\partial t} + \beta U \quad (-d < y < 0) \quad (10)$$

식 (10)의 오른쪽의 첫 번째 항은 물입자의 가속도에 비

레하는 관성항을 나타낸다. 여기서 C 는 슬릿의 국부형상과 밀접한 관련이 있는 차단계수(blockage coefficient)이다. 사각형과 원형 실린더와 같은 단순한 형태의 슬릿에 대한 차단계수의 해석하는 Flagg and Newmann(1971), Kakuno and Liu(1993) 등에 의해 구해졌다. 사각형 슬릿이 일정한 간격을 가지고 배열된 경우(Fig. 1참조), 공극율 $P(=a/B)$ 가 작을 때 차단계수는 다음과 같다(Flagg and Newmann, 1971).

$$\frac{C}{B} = \frac{1}{2} \frac{b}{B} \left(\frac{B}{a} - 1 \right) + \frac{2}{\pi} \left[1 - \log \left(\frac{4a}{B} \right) + \frac{1}{3} \left(\frac{B}{a} \right)^2 + \frac{281}{180} \left(\frac{a}{B} \right)^4 \right] + O \left(\left(\frac{a}{B} \right)^6 \right) \quad (11)$$

식 (10)의 오른쪽의 두 번째 항은 박리에 의한 에너지 손실을 나타내는 점성항을 나타낸다. β 는 선형화된 손실계수(linear loss coefficient)로 Lorentz 변환을 이용하여 아래와 같이 구할 수 있다(Ippen, 1966, Fugazza and Natale, 1992).

$$\beta = \frac{16F}{9\pi} A \omega \frac{W}{\sqrt{W^2(R+1)^2 + G^2}} \frac{5 + \cosh 2k_o h}{2k_o h + \sinh 2k_o h} \quad (12)$$

여기서 $W = \tan(k_o L)$, $R = \beta \left(\frac{k_o}{\omega} \right)$, $Q = 2Ck_o$, $G = 1 - QW$ 이다. 윗식에서 F 는 손실계수(loss coefficient)로 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$F = \left(\frac{B}{ca} - 1 \right)^2 = \left(\frac{1}{cP} - 1 \right)^2 \quad (13)$$

여기서 c 는 배출계수(discharge coefficient)이며, 본 연구에서는 Mei(1989)가 제시한 경험식 $c = 0.6 + 0.4P^2$ 을 사용하였다.

슬릿판 아래의 경계면에서 만족해야 할 정합조건식은 아래와 같다.

$$\Phi_2 = \Phi_1(-h < y < -d) \quad (14)$$

앞에서 구한 식 (9)을 식 (14)에 대입한 후 양변에 $f_m(y)$ 을 곱한 뒤 $-h$ 부터 $-d$ 까지 적분하여 정리하면 아래와 같은 적분방정식을 유도할 수 있다.

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(1 + \coth \alpha_n L) e_{nm}(d)}{\alpha_n} u_n = -2e_{0m}(d) \quad (15)$$

여기서 $e_{nm}(d) = \int_{-h}^{-d} f_n(y) f_m(y) dy$ 이다.

다음은 슬릿판에서의 경계조건을 살펴보자. 식 (9)를 식 (10)에 대입하여 정리하면 다음과 같다.

$$\sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{(1 + \coth \alpha_n L) u_n}{\alpha_n} + \left(2C + \frac{i\beta}{\omega} \right) u_n \right\} f_n(y) = -2f_0(y) \quad (16)$$

양변에 고유함수 $f_m(y)$ 를 곱한 뒤 $-d$ 부터 0 까지 적분하면 식 (16)은 아래식으로 바뀐다.

$$\sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{(1 + \coth \alpha_n L) g_{nm}(d) + \left(2C + \frac{i\beta}{\omega} \right) g_{nm}(d) \right\} u_n = -2g_{0m}(d) \quad (17)$$

여기서 $g_{nm}(d) = \int_{-d}^0 f_n(y) f_m(y) dy$ 이다. $g_{nm}(d)$ 와 앞에서 정의된 $e_{nm}(d)$ 와는 다음과 같은 관계가 성립한다.

$$g_{nm}(d) = N_n \delta_{nm} - e_{nm}(d) \quad (18)$$

여기서 $N_n \delta_{nm} = \int_{-h}^0 f_n(y) f_m(y) dy$ 이다. 앞에서 유도한 식 (15)와 식 (17)을 더하면 최종적으로 풀어야 할 대수방정식을 얻을 수 있다.

$$\sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{(1 + \coth \alpha_n L) N_n \delta_{nm} + \left(2C + \frac{i\beta}{\omega} \right) g_{nm}(d) \right\} u_n = -2N_0 \delta_{0m} \quad (m=0, 1, 2, \dots) \quad (19)$$

식 (19)에 주어진 대수방정식을 수치적으로 풀기 위하여 고유함수의 개수를 유한개(N) 취한다. N 을 증가시키면서 수렴성을 검토한 결과 $N=10$ 이면 충분하다고 판단되어 모든 계산에서 N 을 10으로 하였다. 대수방정식을 풀어 u_n 이 계산되면 슬릿판에 의한 반사율은 식 (8)로부터 $R_r = 1 + \frac{u_0}{\alpha_0}$ 이다. 입사각도(θ)가 0° 일 때 벽면에서의 진폭비와 슬릿판에 작용하는 단위폭당 수평방향 피력을 구하는 식은 다음과 같다.

$$|\eta/A| = \left| \sum_{n=0}^N \frac{-u_n}{k_n \sinh k_n L} \right|$$

$$F = -\rho g A \int_{-d}^0 [\phi^{(2)}(0, y) - \phi^{(1)}(0, y)] dy$$

$$= \rho g A \sum_{n=0}^N \left[\frac{1 + \coth k_n L}{k_n} - 2\delta_{no} \right] \times \int_{-d}^0 f_n(y) dy \quad (20)$$

3. 계산결과 및 고찰

계산결과와 타당성을 검증하기 위하여 길이 12 m, 깊이 0.45 m, 폭 0.3 m인 2차원 수조에서 수행한 Zhu 등

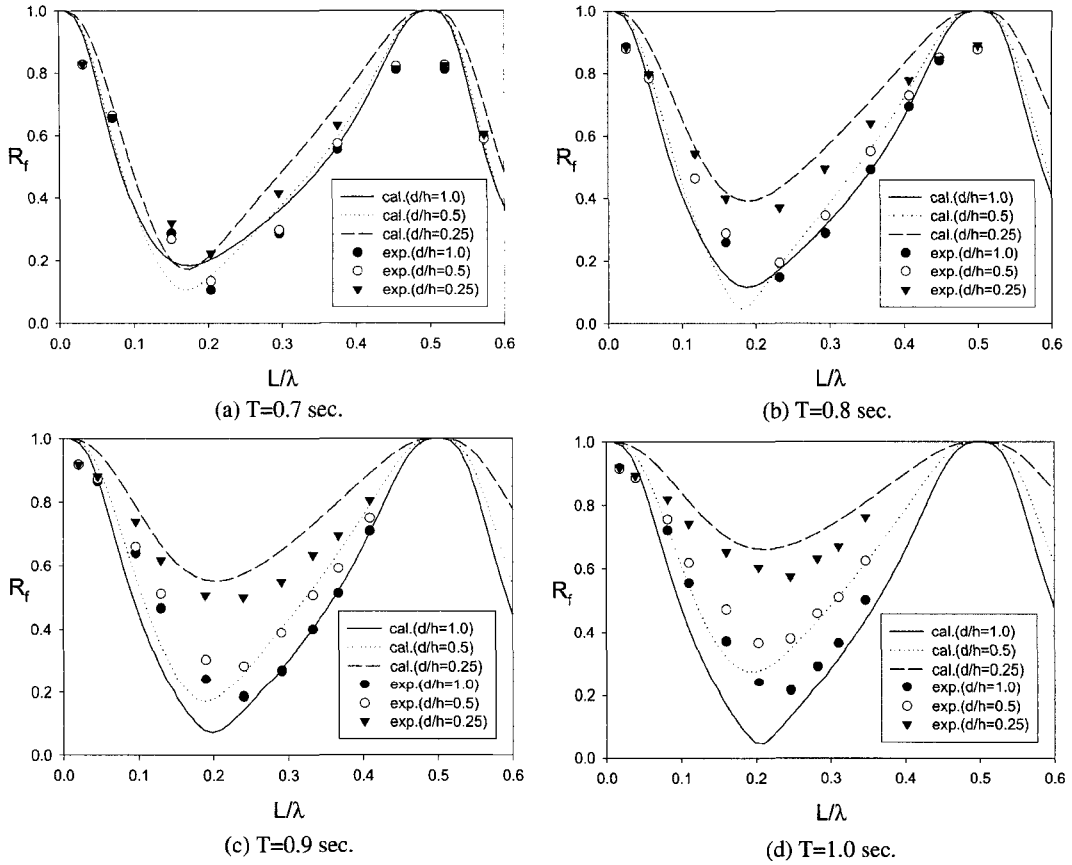


Fig. 2. Comparison of analytical and experimental results for a partially submerged slotted plate.

(2001)의 모형실험결과와 비교하였다. Zhu(2001)가 수행한 모형실험 조건은 수심이 32 cm 입사파의 파고는 3 cm 이다. 주기 0.7, 0.8, 0.9, 1.0초의 규칙파를 조파기로부터 발생시켜 슬릿판에 의한 반사율을 측정하였다. 슬릿판 전면에 3개의 파고계를 설치하여 계측된 신호로부터 입사파와 반사파를 분리하였다. 모형실험에 사용한 슬릿판의 공극율은 0.2, 슬릿사이의 거리(B)는 3 cm, 뚫린 폭(a)은 0.6 cm, 판의 두께(b)는 1 cm이다. 슬릿판의 잠긴깊이($d/h=0.25, 0.5, 1.0$)와 챔버길이($L=2.4, 5.4, 11.4, 15.4, 22.4, 28.4, 34.4, 39.4, 43.4, 48.4$ cm)을 바꿔가면서 반사율을 계측하였다. Fig. 2a, b, c, d는 계산결과와 Zhu(2001)의 실험결과를 비교한 그림이다. 계산결과는 실험결과를 잘 따라가고 있음을 보여주고 있다. 4개의 입사파의 주기와 3개의 잠긴깊이에 대하여 L/λ 를 바꿔가면서 반사율을 살펴보았다. 4개의 입사파에 대하여 챔버길이가 아주 작을 때 반사율은 1.0 가까이 되며, 챔버길이가 증가함에 따라 반사율이 줄어들어 챔버길이와 파장의 비가 대략 0.2근방

에서 최소값을 준다. $L/\lambda=0.2$ 이상에서 반사율이 다시 증가하다가 $L/\lambda=0.5$ 에서 완전 반사를 보이고 있다. 이러한 $L/\lambda=0.2$ 근방에서 반사율이 최소가 되는 것은 슬릿판과 벽면사이에서 발생하는 공진현상과 밀접한 관련이 있다. 관성항을 무시하였을 때 공진조건식은 $L/\lambda=(1+2m)/4$, ($m=0, 1, \dots$)이다. 첫 번째 공진모드는 $L/\lambda=0.25$ 에서 발생한다. 본 계산은 관성항을 포함시켰기 때문에 반사율이 최소가 되는 L/λ 값에서 약간의 차이를 보이고 있다. 주기가 가장 짧은 $T=0.7$ sec(Fig. 2a)에서는 수면으로부터 어느정도 깊이 이상에서는 파도의 영향이 나타나지 않기 때문에 잠긴깊이에 따른 반사율의 변화가 그다지 크지 않다. 그러나 Fig. 2d와 같이 주기가 길어지면 파의 영향이 해지면 가까이 까지 나타나므로 잠긴깊이에 따라 반사율이 크게 변하는 것을 볼 수 있다. Fig. 3은 비선형 경계조건식을 적용하여 해석한 Bennett 등(1992)의 계산결과와 선형 경계조건식을 적용한 본 논문의 계산결과를 비교한 그림이다. 슬릿판은 전 수심에 걸쳐 놓여있고, 슬릿

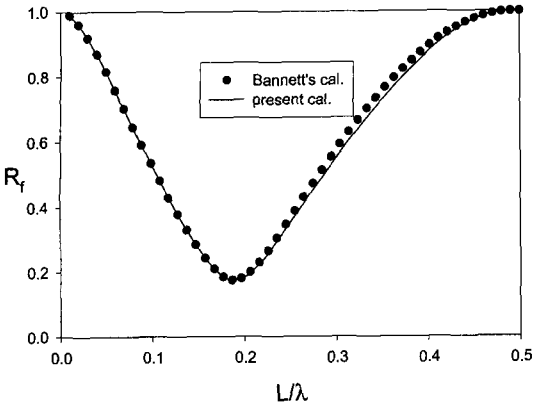


Fig. 3. Comparison of Bennett's and present results for $P=0.2$, $d/h=1$, $h/B=10$, $h/L=1$, $H/\lambda=0.01$, $b/h=0.05$.

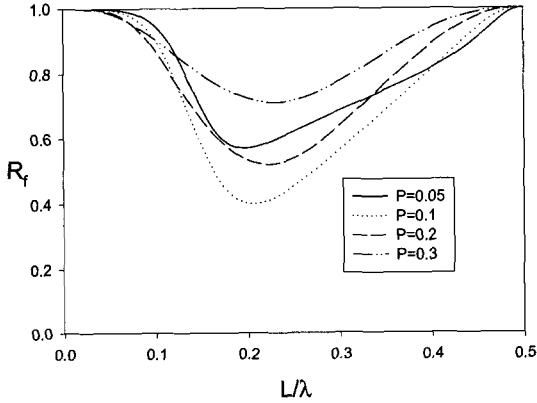


Fig. 4. Reflection coefficient of a partially submerged slotted plate as a function of non-dimensional wavelength and porosity for $d/h=0.5$, $h/B=10$, $h/L=1$, $H/\lambda=0.01$, $\theta=0^\circ$.

판의 공극율은 0.2이다. 두 해석결과는 전 주파수에 걸쳐 잘 일치하고 있음을 보여주고 있다.

Fig. 4는 공극율 변화에 따른 반사율의 특성을 살펴보기 위한 그림이다. 4개의 공극율($P=0.05, 0.1, 0.2, 0.3$)에 대하여 계산이 수행되었다. 챔버길이를 고정하고 입사파의 파장을 변화시키면서 계산하였다. 이때 수심과 챔버길이의 비(h/L)는 1.0, 잠긴깊이(d/h)는 0.5, 파의 기울기(H/λ)는 0.01이다. 무차원화된 슬릿의 폭과 두께는 각각 $h/B=10$, $b/h=0.05$ 이다. 4개의 공극율에 대하여 반사율을 살펴본 결과 공극율이 0.1일 때 전 주파수에 걸쳐서 반사율이 최소가 됨을 볼 수 있다. 즉, 최대의 소파효율을 갖는 최적의 슬릿판의 공극율은 0.1이다.

Fig. 5는 슬릿판의 공극율을 0.1로 고정시키고 3가지 잠긴깊이에 대한 반사율 곡선을 보여주고 있다. 예상대로 전 수심에 걸쳐 설치한 $d/h=1.0$ 일 때의 반사율이 상대적으로

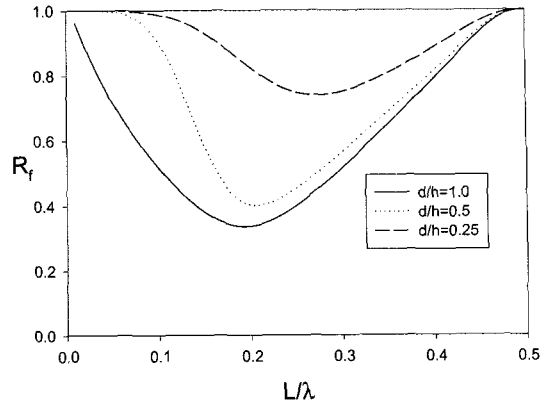


Fig. 5. Reflection coefficient of a slotted plate as a function of non-dimensional wavelength and submergence depth for $P=0.1$, $h/B=10$, $h/L=1$, $H/\lambda=0.01$, $\theta=0^\circ$.

로 작음을 볼 수 있다. $L/\lambda=0.2$ 보다 큰 고주파수 영역에서는 $d/h=1.0$ 과 $d/h=0.5$ 는 거의 비슷한 반사율을 준다. 그러나 저주파수영역에서는 잠긴깊이에 따라 반사율의 변동폭이 큰 것을 보여주고 있다. 이러한 현상은 앞서도 설명하였듯이 고주파수영역에서는 파의 영향이 수면 근처에서만 존재하므로 슬릿판의 잠긴깊이가 어느 값 이상이 되면 슬릿판에 의한 에너지 손실이 같기 때문이다.

Fig. 6은 입사파의 경사각도를 변화시키면서 구한 반사율 곡선을 보여주고 있다. x축은 $L \cos \theta / \lambda$ 로 잡았다. $L \cos \theta / \lambda \approx 0.2$ 에서 최소의 반사율을 보이고 있음을 알 수 있다. 경사각도가 있는 경우 최소의 반사율을 보이는 $L \cos \theta / \lambda \approx 0.2$ 이후에 경사각도가 0도일 때는 보이지 않던 피크값이 나타나는 것을 볼 수 있다. 이 피크값은 경사각도가 증가함에 따라 저주파수영역으로 이동하는 것을 볼

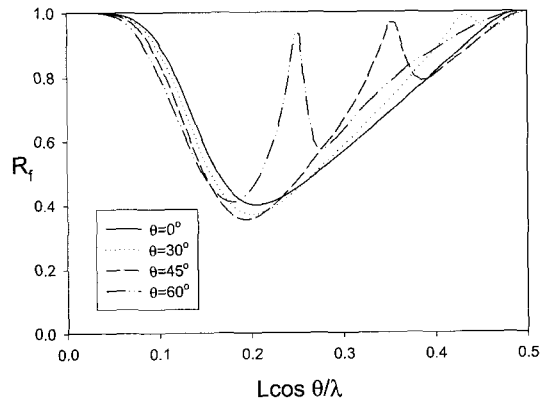


Fig. 6. Reflection coefficient of partially submerged slotted plate as function of non-dimensional wavelength and incident angle for $P=0.1$, $d/h=0.5$, $h/B=10$, $h/L=1$, $H/\lambda=0.01$.

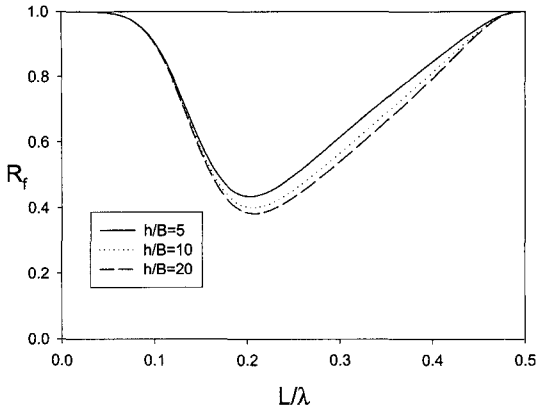


Fig. 7. Reflection coefficient of partially submerged slotted plate as function of non-dimensional wavelength and slit width for $P=0.1$, $d/h=0.5$, $h/L=1.0$, $H/\lambda=0.01$, $\theta=0^\circ$.

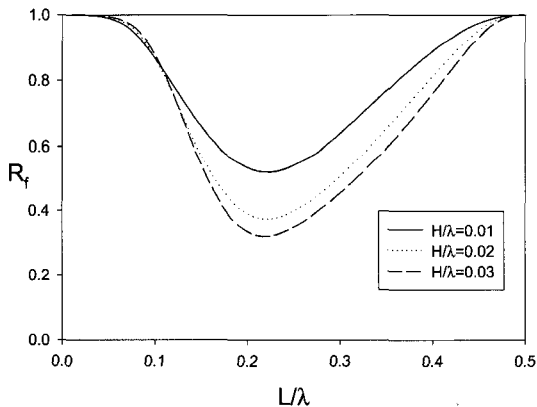


Fig. 8. Reflection coefficient of partially submerged slotted plate as function of non-dimensional wavelength and wave steepness for $P=0.2$, $d/h=0.5$, $h/L=1.0$, $h/B=10$, $\theta=0^\circ$.

수 있다. Fig. 7은 공극율을 0.1로 고정하고 슬릿의 간격과 뚫린 폭을 바꿔가면서 계산된 반사율을 보여주고 있다. h/B 가 크다는 것은 슬릿이 촘촘히 배열된 경우를 뜻한다. 저주파수영역에서는 슬릿의 곡부형상의 변화는 반사율에 거의 영향을 주지 않음을 볼 수 있다. $L/\lambda=0.18$ 이상부터 슬릿의 곡부형상의 영향이 서서히 나타나며 h/B 가 클수록 반사율은 줄어든다. 그러나 변화의 폭이 크지 않기 때문에 가능한 한 슬릿의 간격을 늘리는 것이 제작상 유리한 것으로 판단된다. Fig. 8은 파형경사를 변화시키면서 반사율을 살펴보았다. 파형경사가 크다는 것은 비선형 효과가 크게 작용한다는 것을 의미한다. 이러한 비선형 효과는 점성항에서의 손실계수의 값을 증가시켜 반사율을 줄인다. Fig. 8은 이러한 경향을 보여주고 있다.

4. 결 론

본 논문에서는 고유함수 전개법을 사용하여 수직벽 앞에 일정깊이 잠긴 슬릿판에 의한 반사율을 해석하였다. 해석결과로부터 다음과 같은 결론을 내릴 수 있다.

- 1) 공극율과 잠긴깊이는 반사율에 큰 영향을 미치는 주요변수들이다. 계산결과는 공극율이 0.1일 때 전주파수에 걸쳐 반사율이 최소가 됨을 보여주었다. 저주파수영역에서는 파도의 영향이 깊은 수심까지 나타나므로 슬릿판의 잠긴깊이가 깊어질수록 반사율은 줄어든다. 그러나 고주파수영역에서는 슬릿판의 잠긴깊이가 어느 값 이상이 되면 잠긴깊이는 반사율에 크게 영향을 주지 않는다.
- 2) 입사파가 일정한 경사각도를 가지고 들어오는 경우, $L \cos\theta/\lambda \approx 0.2$ 에서 최소의 반사율을 보이고 있다.
- 3) 같은 공극율에서 곡부형상에 따른 반사율의 변화는 저주파수 영역에서는 거의 나타나지 않았고 고주파수 영역에서는 약간 나타났다. 파형경사가 클수록 박리에 의한 에너지 손실이 커져 반사율이 감소한다.
- 4) 이론계산 결과와 Zhu 등(2001)의 모형실험 결과는 대체로 잘 일치하였으며, Bennett 등(1992)의 수치결과와 선형이론을 사용한 본 해석결과는 잘 일치함을 확인하였다.

감사의 글

본 연구는 2002년에 한국건설기술연구원이 지원하여 수행한 “친수성 항만공간 확보를 위한 해수교환형 방파제 설계기술 개발” 사업의 결과중 일부를 발췌하여 수록한 것임을 밝히며 연구비의 지원에 심심한 감사를 표합니다.

참고문헌

박우선, 전인식, 이달수, 1993. 유공방파제의 반사특성에 관한 수리실험, 한국해양·해양공학회지, 5(3): 198-203.
 이종인, 조지훈, 2001. 중 SLIT형 케이슨 방파제의 반사특성, 한국해양·해양공학회지, 13(4): 263-272.
 조일형, 김남형, 2002. 직립 슬릿판에 의한 반사율과 투과율 해석, 한국해양공학회지, 16(3): 1-7.
 Bennett, G.S., McIver, P. and Smallman, J.V., 1992. A mathematical model of a slotted wavescreeen breakwater, *Coastal Eng.*, 18, pp. 231-249.
 Flagg, C.N. and Newman, J.N., 1971. Sway added-mass coefficients for rectangular profiles in shallow water, *J. Ship Research*, 15, pp. 257-265.

- Fugazza, M., and Natale, L., 1992. Hydraulic design of perforated breakwater, *J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng.* ASCE, **118**, pp. 1-14.
- Ippen, A.T., 1966. *Estuary and Coastline Hydrodynamics*, McGraw-Hill Book Co., New York, pp. 506-507.
- Isaacson, M., Premasiri, S. and Yang, G., 1998. Wave interactions with vertical slotted barrier, *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engrg.*, **124**, pp. 118-126.
- Jarlan, G.E., 1961. A perforated vertical wall breakwater, *Dock Harbour Auth. XII*, **486**, pp. 394-398.
- Kakuno, S. and Liu, Philip L-F., 1993. Scattering of water waves by vertical cylinders, *J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng.* ASCE, **119**, pp. 302-322.
- Kakuno, S. and Oda, K., 1986. Boundary-value analysis on the interaction of cylinder arrays of arbitrary cross-section with train of uniform waves, *J. Japanese Soc. Civ. Eng.*, Tokyo, Japan, **369**, pp. 213-222.
- Mei, C.C., Liu, Philip L-F., Ippen, A.T., 1974. Quadratic loss and scattering of long waves, *J. Waterways Harbors and Coastal Eng.* ASCE, **100**, pp. 217-239.
- Mei, C.C., 1989. *The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves*, John Wiley and Sons.
- Suh, K.D. and Park, W.S., 1995. Wave reflection from perforated-wall caisson breakwaters, *Coastal Eng.*, **26**, pp. 177-193.
- Zhu, S. and Chwang, A.T., 2001. Investigations on the reflection behaviour of a slotted seawall, *Coastal Eng.*, **43**, pp. 93-104.

Received November 29, 2002

Accepted June 7, 2003