

직립 슬릿 케이슨 방파제에 의한 반사율해석

On an Analysis of Reflection Coefficient by Upright Slit Caisson Breakwaters

조일형¹, 김남형²

Il-Hyung Cho¹, and Nam-Hyeong Kim²

1. 서 론

그동안 우리나라의 항만개발 정책은 급증하는 수출입화물 물동량을 따라잡기 위한 화물처리능력을 증대시키는데 역점을 두고 생태적, 자연적 환경보호에 대해서는 충분한 주의를 기울이지 못하였다. 앞으로 선진국의 국제항만들과 경쟁을 하기 위해서는 국제적으로 요구되는 환경문제를 적극적으로 해결하지 않으면 안될 시점에 와 있다. 따라서 앞으로의 항만개발은 원활한 항만활동을 유지하면서 환경보호 문제가 자동적으로 해결될 수 있도록 하는 환경 친화적인 항만을 개발하는 것이 필요하다.

방파제는 주로 입사파의 진행을 막아서 입사파의 에너지를 반사시킴으로서 방파제 내부 해역의 정온도를 확보하는 기능에 중점을 둔 구조물이다. 이는 방파제 전면의 반사파에 의한 파고증폭에 의한 피해가 문제점으로 지적되어 왔다. 또한 방파제는 잡석, 자갈 또는 콘크리트 블럭을 해저면에서 수면위까지 쌓아 파도뿐만 아니라 해수의 흐름을 완전히 차단하여 항만내의 해양생태계 파괴와 연안내의 물의 오염을 가속시켰다. 제대로 처리되지 않은 도시 하수의 항내 유입이 지속되고 있으며, 유입된 유기물질은 항내·외 해수교환의 부족으로 항내의 부영양화를 초래하는 문제점을 지니고 있다. 한편, 소파제는 입사파의 에너지를 일정한 공극율을 가진 소파블록이나 슬릿 등에 의한 난류마찰 및 위상 간섭 등으로 소산시켜서 항내 파랑에너지를 감소시키는 기능에 중점을 둔 구조물이다. 소파제는 환경 친화적인 항만 개

발에 필요한 많은 장점들을 가지고 있다. 즉, 소파제는 항내로 입사하는 파의 에너지를 감소시킬 뿐만 아니라 소파제로부터 반사되는 파의 에너지를 줄이는 효과를 가지고 있어 소파제 주위에서 운항하는 선박의 안정성 측면에서 유리하다. 또한 항만활동에 지장을 주지 않는 범위 내에서 파의 일부와 흐름을 통과시켜 항만내 해수의 순환을 허용하므로 항만내 수질 개선에 기여한다.

슬릿형 소파제의 기본 구조는 원형과 사각형 실린더를 일정한 간격을 가지고 배열하여 만든 슬릿구조이다. 먼 외해에서 만들어진 파가 해안으로 진행하면서 슬릿형 소파제를 만나면 갑작스런 형상변화로 뚫린 부분을 통해 강한 제트가 형성된다. 이로 인하여 점성에 의한 박리(separation)현상이 발생하여 파 에너지의 일부분이 슬릿을 통과하면서 소멸된다. 소멸 과정 후 남은 파 에너지의 일부는 소파제를 통과하며 항내로 들어오며, 일부의 에너지는 입사파의 진행방향과 반대방향으로 외해로 반사된다. 이때 슬릿형 소파제에 의한 반사율과 투과율은 공극율과 슬릿의 국부형상 그리고 주파수 등과 밀접한 관계가 있다.

슬릿판을 통과하면서 발생하는 물리적 현상은 음향학 분야에서 많은 연구가 이뤄졌으며, 음향학의 해석방법을 해안공학에 적용한 연구로는 Mei(1974) 등의 논문을 들 수 있다. Mei는 슬릿판 전후의 파형의 차이를 물입자의 속도의 제곱에 비례하는 점성항과 가속도에 비례하는 관성항의 합으로 표현하였고, 각 항에 포함된 경험계수들을 구하는 방법을 제시하였다. Macaskill (1979)은 선형포텐셜 이론을 사용하여

¹ 제주대학교 해양산업공학부(Department of Marine Industrial Engineering, Cheju National University, Ara 1, Cheju 690-756, Korea)

² 제주대학교 해양토목공학과(Department of Ocean Civil Engineering, Cheju National University, Ara 1, Cheju 690-756, Korea)

형 방향으로 배열된 슬릿판에 의한 반사율을 계산하였다. 슬릿판에 적용할 경계조건식으로 슬릿판 전후의 압력차는 슬릿판을 통과하는 물입자의 속도에 선형적으로 비례한다는 Darcy 법칙을 적용하였다. Bennett(1992)등은 Macaskill 과 같은 모델에 대하여 슬릿판의 외부영역에서는 선형포텐셜 이론을 적용하였고, 슬릿판 내부영역에서는 Mei(1974) 등이 제시한 경험식을 사용하였다. 이때 물입자의 속도 제곱에 비례하는 점성항은 비선형항으로 하나의 입력 주파수에 대하여 많은 응답 주파수들이 발생한다. 이를 해결하기 위하여 응답주파수가 입력 주파수와 같다는 등가선형화(equivalent linearization)를 도입하였다. 슬릿판 내부영역의 해와 외부영역의 해를 정합(Matching)시켜 비선형 적분 방정식이 유도되었다. 적분방정식을 Newton Raphson 의 축차법(Iteration Method)을 사용하여 수치적으로 풀어 슬릿판에 의한 반사율을 계산하였다. Kakuno and Liu(1993)은 정합점근전개법(matched asymptotic expansion method)을 사용하여 수직방향으로 배열된 슬릿판에 의한 반사율을 계산하였다. 이때 가속도에 비례하는 관성항의 계수를 차단계수로 나타냈으며, 차단계수는 슬릿판에 가까운 내부영역의 2 차원 수로문제를 풀어 구하였다. 차단계수는 슬릿판의 곡률형상의 함수이며 파의 주파수와는 무관하다. 또한 박리에 의한 에너지 손실을 나타내는 속도 제곱에 비례하는 점성항을 선형화시켜 차단계수 안에 포함시켰다.

본 연구에서는 Bennett(1992)등이 사용한 해석이론을 사용하여 직립형 슬릿판에 의한 반사율과 투과율 그리고 슬릿판에 작용하는 파력을 계산하였다. 슬릿판에 적용할 경계조건식으로 판 전후에서의 속도의 연속방정식과 함께 판 전후의 압력 차를 속도의 제곱에 비례하는 점성항과 가속도에 비례하는 관성항의 합으로 표현하였다. Kakuno and Liu(1993)가 도입한 차단계수를 이용하여 관성항을 구하였고, 등가선형화 방법을 도입하여 점성항을 표현하였다. 계산 모델로 직립형 슬릿판 후면에 벽이 있는 경우와 없는 경우를 함께 고려하였으며, 벽이 있는 경우 벽면에서의 파형을 계산하였다. 미지수인 슬릿판에서의 속도 분포를 구하기 위하여 슬릿판을 일정한 선분으로 분할하고 각 선분에서 속도가 일정하다고 가정하였다. 이러한 과정을 통하여 적분방정식은 대수방정식으로 바뀌며, Newton Raphson 의 축차법을 사용하여 슬릿판에서의 속도분포를 수치적으로 구하였다. 슬릿판에서의 속도분포값을 가지고 슬릿판 전 후에서의 파형을 구하였고, 슬릿판에 작용하는 파력을 계산하

였다. 계산결과의 타당성을 검증하기 위하여 2 차원 수조에서 직립 슬릿판에 대하여 모형실험을 수행하였다. 이론계산 결과와 실험치를 서로 비교하였다.

2. 문제의 정식화

2.1 외부영역의 해

Fig. 1 과 같이 수심(h)이 일정한 유체영역 내에 직립형 슬릿판이 파랑 중에 놓여 있다고 생각하자. 입사파는 x 축의 양의 방향으로 주파수 ω 을 갖고 진행한다. 입사파의 파장에 비하여 슬릿판의 두께와 슬릿의 크기가 아주 작다고 가정하였다.

슬릿판으로부터 멀리 떨어진 외부영역 ($kx = O(1)$)에 위치한 관찰자의 시야에서는 슬릿판의 자세한 형상은 보이지 않고 입사 파형과 슬릿판에 의해 반사된 파형과 투과된 파형만이 보인다. 선형포텐셜 이론을 가정하면 속도포텐셜 Φ 을 도입할 수 있다. 슬릿판 외부영역에서의 속도포텐셜과 슬릿판에서의 수평방향 속도는 입사파와 같이 주파수 ω 을 갖고 조화운동을 한다.

$$\begin{aligned}\Phi(x, y, t) &= \Re\left\{-\frac{ig}{\omega} A\phi(x, y)e^{-i\omega t}\right\} \\ U(y, t) &= \Re\left\{-\frac{ig}{\omega} Au(y)e^{-i\omega t}\right\}\end{aligned}\quad (1)$$

여기서 A 는 입사파의 진폭이며, g 는 중력가속도이다.

슬릿판에 의하여 나누어진 유체영역을 각각 영역 ①, 영역 ②라 하자. 각 영역에서의 속도포텐셜은 2 차원 Laplace 방정식과 함께 자유표면 경계조건식 (free surface condition), 바닥 경계조건식 (bottom condition), 무한원방 경계조건식 (radiation condition) 을 만족한다. 영역 ①, ②에서의 속도포텐셜은 변수분리법(method of separation variable)을 사용하여 표현되는데, 영역 ②에서의 속도포텐셜은 $x=L$ 위치에 벽의 존재 여부에 따라 아래 식과 같이 표현된다.

$$\phi_1(x, y) = (e^{kx} + Re^{-kx}) f(y) \quad (2)$$

$$\phi_2(x, y) = \begin{cases} Te^{kx} f(y) & \text{without wall} \\ T\cos k(x-L) f(y) & \text{with wall} \end{cases}$$

여기서 $f(y) = \frac{\cosh k(y+h)}{\cosh kh}$ 이며, 파수 k 는

선형분산식($\omega^2/g = k \tanh kh$)을 만족한다. R, T 는 미지수들로서 각각 반사율과 투과율을 뜻한다.

식 (2)에 나타난 미지수인 반사율과 투과율을 구하기 위하여 두 영역이 만나는 슬릿판($x=0$)에서 정합조건식(matching condition)이 필요하다. 먼저 $x=0$ 에서 영역 ①, ②의 수평방향 속도가 서로 같다는 연속방정식을 적용하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial x} = \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \equiv u(y), \quad x=0, \quad -h < y < 0 \quad (3)$$

식 (2)을 식 (3)에 대입한 후 양변에 $f(y)$ 을 곱하여 $-h$ 부터 0 까지 적분하면 미지수 R, T 을 슬릿판에서의 속도분포 함수로 표현할 수 있다.

$$R = 1 + \frac{i}{kN_o} \int_{-h}^0 u(y) f(y) dy$$

$$T = \begin{cases} -\frac{i}{kN_o} \int_{-h}^0 u(y) f(y) dy \text{ without wall} \\ \frac{1}{kN_o \sin kL} \int_{-h}^0 u(y) f(y) dy \text{ with wall} \end{cases} \quad (4)$$

여기서 $N_o = \int_{-h}^0 f(y)^2 dy$ 이다. 식 (4)을 식 (2)에 대입하여 정리하면 영역 ①, ②에서의 속도포텐셜은 다음과 같다.

$$\phi_1(x, y) = (e^{ikx} + e^{-ikx}) f(y) + \frac{ie^{-ikx} f(y)}{kN_o} \int_{-h}^0 u(y) f(y) dy$$

$$\phi_2(x, y) = \begin{cases} -\frac{ie^{ikx} f(y)}{kN_o} \int_{-h}^0 u(y) f(y) dy \text{ without wall} \\ \frac{\cos k(x-L) f(y)}{kN_o \sin kL} \int_{-h}^0 u(y) f(y) dy \text{ with wall} \end{cases} \quad (5)$$

2.2 내부영역의 해

식 (5)에서 미지수로 남아있는 수평방향 속도분포를 구하기 위해서는 추가적인 정합조건식이 필요하다. 슬릿판에 적용할 나머지 정합조건식을 구하기 위하여 슬릿판 내부영역에서의 유동장을 풀어야 한다. 슬릿판 내부영역 안으로 들어간 관찰자의 시야에는 파형은 보이지 않고 슬릿 주위에 형성된 흐름만이 보일 것이다. 따라서 Fig. 2 와 같이 흐름이 존재하는 2

차원 수로문제(channel flow)에 대한 경계치 문제를 풀어 내부영역의 해를 구한다(부록 1). 슬릿이 없는 2차원 수로에서의 속도포텐셜의 일반식은 $\Phi = U(y, t)(x+C)$ 로 표현된다. 이때 C 는 일정한 값을 갖는다. 그러나 슬릿의 존재로 인해 유동의 변화가 생기며 슬릿에서 멀리 떨어진 위치에서의 속도포텐셜은 아래식으로 표현된다.

$$\Phi_1 \approx U(y, t)(x-C) \quad \text{as } x \rightarrow -\infty$$

$$\Phi_2 \approx U(y, t)(x+C) \quad \text{as } x \rightarrow \infty \quad (6)$$

여기서 C 는 슬릿의 곡부형상과 밀접한 관련이 있는 함수로 차단계수(blockage coefficient)라 부른다. 사각형과 원형 실린더와 같은 단순한 형태의 슬릿에 대한 차단계수의 해석에는 Flagg and Newmann(1971), Kakuno and Liu(1993) 등에 의해 구해졌다. 사각형 실린더가 일정한 간격을 가지고 배열된 경우(Fig. 2 참조), 공극율 $P(= a/B)$ 가 작을 때 차단계수는 다음과 같다(Flagg and Newmann, 1971).

$$\frac{C}{B} = \frac{b}{2B} \left(\frac{B}{a} - 1 \right) + \frac{2}{\pi} 91 - \log \left(\frac{4a}{B} \right) + \frac{1}{3} \left(\frac{a}{B} \right)^2 + \frac{281}{180} \left(\frac{a}{B} \right)^4 \quad (7)$$

여기서 b 는 사각형 실린더의 두께이다. 원형 실린더가 일정한 간격을 가지고 배열되었을 때, 차단계수는 다음식과 같다(Kakuno and Liu, 1993).

$$\frac{C}{B} = \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{a}{B} \right)^2 \frac{1}{1-\xi}, \quad \xi = \frac{\pi^2}{12} \left(1 - \frac{a}{B} \right)^2 \quad (8)$$

슬릿판 전후에서의 압력 차는 Bernoulli 방정식을 이용하여 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$P_2 - P_1 = \rho \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial t} - \frac{\partial \Phi_2}{\partial t} \right) - h < y < 0 \quad (9)$$

속도포텐셜의 시간 미분값의 차이는 식 (6)을 적용하여 구할 수 있다.

$$\frac{\partial \Phi_2}{\partial t} - \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} = 2C \frac{\partial U}{\partial t} \quad (10)$$

식 (10)은 점성의 영향을 포함하지 않은 결과이다. 내

부영역에서 점성의 영향을 포함시키면 갑작스런 형상의 변화로 격자 후면에 박리현상이 발생한다. 이러한 박리현상으로 와류가 형성되어 에너지의 일부는 소멸된다. 식 (10)에 박리에 의한 에너지 손실을 포함시키면 다음과 같다(Mei, 1974).

$$\frac{\partial \Phi_2}{\partial t} - \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} = 2C \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{F}{2} |U| U \quad (11)$$

여기서 F는 에너지 손실 계수(energy loss coefficient)로 유체의 점성, 슬릿의 곡부형상, 거칠기(roughness), 공극율 등의 함수이다. Mei(1974) 등이 제시한 에너지 손실 계수의 경험식은 다음과 같다.

$$F = \left(\frac{B}{ca} - 1\right)^2 = \left(\frac{1}{cP} - 1\right)^2 \quad (12)$$

여기서 c는 배출계수(discharge coefficient)로 일반적으로 아래와 같은 경험식을 사용한다.

$$c = 0.6 + 0.4P^2 \quad (13)$$

2.3 적분방정식

식 (1)과 (5)를 정합조건식인 식 (11)에 대입하여 정리하면 아래와 같은 비선형 적분방정식을 유도할 수 있다. 이때 비선형항에 등가선형화 적용하였다.

$$\int_b^0 W(y, y_0) u(y_0) dy_0 + i\alpha |u(y)| u(y) + 2Cu(y) + 2f(y) = 0 \quad (14)$$

여기서

$$W(y, y_0) = \begin{cases} \frac{2i}{kN_0} f(y) f(y_0) & \text{without wall} \\ \frac{(i - \cot kL)}{kN_0} f(y) f(y_0) & \text{with wall} \end{cases}$$

이며, $\alpha = \frac{4AFg}{3\pi\omega^2}$ 이다.

식 (14)에 주어진 비선형 적분방정식을 수치적으로 풀기 위하여 슬릿판을 N개의 선분으로 분할하고, 각 선분에서 수평방향 속도가 일정하다고 가정하면, 식 (14)는 아래식과 같이 대수방정식으로 바뀐다.

$$X_i(u_i) = \sum_{j=1}^N W_{ij} u_j + i\alpha |u_i| u_i + 2Cu_i + 2f_i = 0 \quad (15)$$

($i=1, 2, \dots, N$)

여기서 $W_{ij} = \int W(y_i, y_j) d\Gamma_j$ 이며, Γ_j 는 분할 요소의 길이를 뜻한다. 위식을 행렬식으로 바꿔 정리하면

$$\bar{X} = [W]\bar{u} + i\alpha |\bar{u}^T| [I][\bar{u}] + 2C\bar{u} + 2\bar{f} = 0 \quad (16)$$

이다. 여기서 $\bar{u} = u(y_j)$ 이며, $[I]$ 는 단위 행렬이다. 위에 주어진 대수방정식은 비선형 방정식이므로 해석적으로 풀기가 불가능하다. 본 연구에서는 이러한 비선형 방정식을 푸는 대표적인 수치해법인 Newton Raphson의 축차법(iteration method)을 사용하였다. 이 수치해법을 사용하면 미지수는 다음식으로 표현된다.

$$\bar{u}_{m+1} = \bar{u}_m - \bar{X}_m \left[\frac{\partial \bar{X}_m}{\partial \bar{u}_m} \right]^{-1} \quad (17)$$

여기서 m은 축차수(iteration number)를 나타낸다. 식 (17)에서 속도분포에 대한 초기치(\bar{u}_1)를 주고 허용오차 범위내 일정한 값을 가질 때까지 위의 계산을 반복한다. 슬릿판에서의 속도분포가 구해지면 식 (5)를 사용하여 슬릿판 전후의 파형을 구할 수 있다.

슬릿판 전후의 압력 차를 슬릿판에 따라 적분하면, 슬릿판에 작용하는 파력을 구할 수 있다.

$$F_x = -\rho g A \int_b^0 [\phi_2(0, y) - \phi_1(0, y)] dy = \begin{cases} -\rho g A (T - R - 1) \int_b^0 f(y) dy & \text{without wall} \\ -\rho g A (T \cos kL - R - 1) \int_b^0 f(y) dy & \text{with wall} \end{cases} \quad (18)$$

3. 모형실험

계산 결과의 타당성을 검증하기 위하여 길이 20m, 깊이 1m, 폭 0.6m인 2차원 수조에서 모형실험을 수행하였다. 수조 전면에 설치된 조파기는 피스톤(Piston) 타입이며, 수조 후면에 스텐레스 칩을 채운 경사진 소파제를 설치하여 반사파를 제거하였다. 모형실험에 사용한 슬릿판의 재질은 아크릴이며, 슬릿

판의 공극율은 0.286 이다. 후면에 벽이 있는 경우와 없는 경우에 대하여 실험을 수행하였다. 모형실험에서 사용된 규칙파의 총 개수는 8 개이며, 진동수는 0.5Hz 부터 1.2Hz 까지 0.1Hz 간격으로 선택되었다. 모형 전면에 3 개의 파고계를 설치하여 계측된 신호로부터 입사파와 반사파를 분리하였다. 입사파와 반사파를 분리하는 기법은 계측된 파형과 가정된 파형 사이의 오차의 제곱의 합을 최소화하여 미지수를 구하는 최소자승법(least square method)을 사용하였다 (Mansard and Funke, 1980). 슬릿판 전면에 설치된 파고계의 위치는 조파기로부터 각각 6.82, 7.11, 7.38m 이다. 슬릿판 후면에 벽이 없는 경우, 투과된 파를 계측하기 위하여 조파기로부터 15.61m 떨어진 위치에 한 개의 파고계를 설치하였으며, 후면에 벽이 있는 경우는 벽면에서 파형을 계측하였다. 이때 슬릿판과 벽과의 거리는 0.4m 로 고정시켰다. 수심은 0.6m 이며, 슬릿사이의 거리(2B)는 7cm 이며, 뚫린 폭(2a)은 2cm, 판의 두께(b)는 1.9cm 이다. 후면에 벽이 없는 경우의 실험에서는 진동수 0.8Hz 을 기준으로 장파일 때는 파 기울기(H/λ)가 0.02 가 되도록, 단파일 때는 파 기울기가 0.04 가 되도록 입사파의 파고를 정하였다. 또한 후면에 벽이 있는 경우의 실험에서는 진동수 0.8Hz 을 기준으로 장파일 때는 파 기울기(H/λ)가 0.01 이 되도록, 단파일 때는 파 기울기가 0.02 가 되도록 입사파의 파고를 정하였다. 이론계산 결과와 실험 결과를 비교하여 두 결과가 서로 잘 일치되도록 배출 계수(c)을 결정하였는데, 배출계수가 0.75 일 때 비교적 두 결과는 서로 잘 일치하였다.

4. 계산결과 및 고찰

Fig. 4a,b는 후면에 벽이 없을 때 3 가지 공극율에 대하여 투과율과 반사율을 계산하였다. 여기서 x 축은 수심과 파장의 비인 kh 로 잡았다. 수심과 슬릿사이의 거리의 비(h/B)는 10.0 이며, 파의 기울기(H/λ)는 0.01 이다. 슬릿판의 두께와 수심의 비(b/h)는 0.05 이다. 여기서 배출계수 c는 0.75 로 고정시켰다. 예상했던 바와 같이 공극율이 작을수록 투과율은 감소되고 반사율이 커지는 것을 알 수 있다. 공극율이 0.1 일 때 투과율은 전주파수에 걸쳐서 0.6 보다 작은 값을 준다. 즉, 1 개의 슬릿판만 설치하여도 방파제로서의 역할을 충분히 하는 것을 알 수 있다. Fig. 4c 는 슬릿판에서의 에너지 손실율($EL=1-R^2-T^2$)을 계산하였다. 에너지 손실율이 1 이면 입사파의 모든 에너지가 슬릿판에서 소멸되

었다는 것을 의미하며, 손실율은 0 이면 에너지 손실이 없다는 것을 의미한다. 3 개의 공극율을 비교한 결과 공극율이 작은 경우가 저주파수와 고주파수의 일부 영역을 제외하곤 에너지 손실이 가장 큰 것을 알 수 있다. 공극율이 0.1 일 때 에너지 손실이 가장 큰 주파수 영역은 $kh=0.5$ 근처이다. 또한 공극율이 커질수록 가장 큰 에너지 손실을 나타내는 주파수가 저주파수 영역으로 이동하는 것을 볼 수 있다.

슬릿판 대신에 막혀있는 수직판을 설치하였을 때, 완전반사로 수직판 앞에 중첩파(standing waves)가 형성된다. 이러한 경우 단위 폭 당 판에 작용하는 파력은 $F_o = 2\rho g A \tanh kh / k$ 이다. 슬릿판에 작용하는 단위 폭 당 수평방향 파력의 절대값을 F_x 로 무차원시킨 값을 입사파의 주파수 따라 그린 그림이 Fig. 4d 이다. 입사파가 장파일 때 대부분 에너지는 반사된다. 따라서 $|F_x|/F_o$ 는 1.0 에 수렴한다. Fig. 4d 는 이러한 현상을 잘 보여주고 있다. 3 가지 공극율에 대하여 비교하면 예상대로 공극율이 클수록 파력은 상대적으로 작아지는 것을 알 수 있다. Fig. 4d 의 수평방향 파력 곡선은 Fig. 4a 의 반사율 곡선과 비슷한 경향을 보여주고 있으며 반사율이 최소가 되는 주파수와 파력이 최소가 되는 주파수는 거의 일치하고 있음을 알 수 있다. 이러한 사실로 슬릿판에 작용하는 파력은 슬릿판에 의한 반사율과 밀접한 관계가 있음을 유추할 수 있다.

Fig. 5 는 공극율을 0.2 로 고정시키고 수심과 슬릿간격의 비($h/B=5,10,15$)를 바꿔가면서 투과율과 반사율을 계산하였다. 다시 말하여 같은 공극율에 대하여 슬릿의 형상을 바꿔가면서 주파수 변화에 따른 투과율과 반사율의 변화를 살펴보았다. 여기서 파 기울기와 두께와 수심의 비(b/h)는 Fig. 4 와 동일하다. kh 가 0.5 보다 작을 때 슬릿판의 국부형상 변화는 투과율과 반사율에 거의 영향을 주지 않는 것을 알 수 있다. 그러나 입사파의 파장이 짧아질수록 슬릿형상의 영향이 점점 크게 나타나는 것을 볼 수 있다.

Fig. 6 은 후면에 벽이 설치되었을 때 반사율을 슬릿판과 벽면사이의 거리를 파장으로 나눈 값(L/λ)에 대하여 그렸다. 계산은 3 가지 공극율($P=0.1,0.2,0.3$)에 대하여 수행되었고, 슬릿간격과 슬릿판과 벽면사이의 거리의 비(B/L)는 0.1 이며, 나머지 무차원된 값들은 Fig. 4 와 동일하다. 3 개의 곡선 모두 특정 L/λ 에서 반사율이 가장 작은 것을 알 수 있다. 이러한 L/λ 의 특정수치는 슬릿판과 벽면사이에서 발생하는 공진현상과 밀접한 관련이 있다. Fig. 7 은 공극율을 고정시키고 국부형상에 밀접한 관

계가 있는 계수인 B/L 을 변화시키면서 반사율을 계산하였다. B/L 이 가장 작은 경우가 전 주파수에 걸쳐서 반사율이 상대적으로 작음을 볼 수 있다. Fig. 6과 유사하게 공진 주파수에서 반사율이 최소값을 갖는 것을 볼 수 있으며, B/L 이 커질수록 최소 반사 계수를 주는 공진 주파수가 저주파수 영역으로 이동한다. Fig. 8은 파의 기울기를 변화시키면서 반사율을 살펴보았다. 파 기울기가 크다는 것은 비선형 효과가 크게 작용한다는 것을 의미한다. 이러한 비선형 효과는 박리현상을 나타내는 점성항에서 발생한다. 다시 말하여 파 기울기가 클수록 박리현상이 더 크게 일어나 에너지 손실로 반사에너지가 감소됨을 뜻한다. 그림에서도 이러한 경향을 뚜렷이 보여주고 있다.

Fig. 9는 후면에 벽이 없을 때, 이론계산 결과와 실험결과를 비교하였다. 여기서 x 축은 파의 진동수를 뜻하며, 실선과 점선은 이론계산에 의해 얻은 투과율과 반사율을 나타낸다. 원형 기호는 실험결과이다. 대상 슬릿판의 공극율은 0.286이고, h/B 는 17.14, b/h 는 0.0317이다. 이론계산 결과는 실험 결과를 잘 따라가고 있음을 알 수 있다. 특히 반사율에서 두 결과가 서로 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

Fig. 10은 후면에 벽이 있을 때 반사율과 벽면에서 파형의 절대값을 입사파의 진폭으로 무차원시킨 값을 보여주고 있다($|\eta|/A$). B/L 은 0.088이며 나머지 무차원 값들은 Fig. 9와 같다. 이론계산 결과와 실험 결과는 전 주파수 범위에 걸쳐 서로 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 벽면에서의 파형은 진동수 1.28Hz와 1.36Hz에서 정량적인 값 차이가 난다. 이러한 값 차이는 슬릿판에서 반사된 파와 벽면에서 반사된 파의 위상차로 슬릿판 전면에 설치된 파고계로부터 측정된 파 신호가 깨끗한 규칙파로 이뤄지지 않아 입사파와 반사파를 분리할 때 발생한 오차라 여겨진다. 또한 슬릿판과 벽면에서 반사된 파가 조파기에 다시 반사되어 생기는 다중반사(multiple-reflection)도 오차를 유발하는 또 하나의 원인으로 판단된다. 그러나 전반적으로 두 결과는 상당한 일치를 보여주고 있으며 이론계산 결과의 타당성을 어느 정도 입증할 수 있었다.

5. 결 론

이상의 이론계산과 실험결과로부터 다음과 같은 결론을 내릴 수 있다.

1) 후면에 벽이 없는 경우 공극율이 작을수록 투과율은 감소되고, 반사율이 커짐을 알 수 있었다. 공극율이 같을 때, 극부형상 변화의 영향은 저주파수 영역에서는 크게 나타나지 않았으나 고주파수 영역에서는 크게 나타났다. 공극율이 작을수록 에너지 손실율은 상대적으로 커지며, 특정 주파수 범위에서 가장 큰 손실율을 보이고 있었다. 슬릿판에 작용하는 파력은 슬릿판에 의한 반사율과 밀접한 관계가 있음을 확인하였다.

2) 후면에 벽이 있는 경우 공극율이 작을수록 반사율이 작아지는 경향이 나타나며, 이는 벽이 없는 경우와 정반대 현상이다. 이러한 현상은 공극율이 작으면 슬릿을 통과하여 벽에서 반사된 파가 슬릿을 쉽게 통과하지 못하기 때문이다.

3) 파 기울기가 클수록 박리에 의한 에너지 손실이 커져 반사율이 감소된다.

4) 이론계산 결과와 실험결과는 서로 잘 일치하고 있음을 보여주고 있으며, 이로부터 해석방법의 타당성을 검증할 수 있었다. 그러나 다소간의 정량적인 값 차이는 슬릿판과 벽면에서 반사된 파의 위상차로 슬릿판 전면에 설치한 3개의 파고계로부터 나오는 신호를 가지고 정확히 입사파와 반사파를 분리하지 못했기 때문이라 사료된다.

5) 슬릿 소파제는 투과된 파 에너지를 줄이면서 해수의 교환을 허용하므로 항만내 수질개선에 큰 효과가 있을 것으로 생각되며, 반사파 에너지를 크게 줄일 수 있어 소파제 주위에서 운항하는 선박의 안정성 측면을 고려할 때 큰 장점을 가지고 있다. 또한 슬릿판을 여러 개 배열하면 투과율과 반사율을 더욱 줄일 수 있으므로 차세대 방파제로 활용 가치가 높다고 판단된다.

사 사

본 연구는 2000년에 한국건설기술연구원이 지원하여 수행한 "친수성 항만공간 확보를 위한 해수교환형 방파제 설계기술 개발" 사업의 결과중 일부를 발췌하여 수록한 것임을 밝히며 연구비의 지원에 심심한 감사를 표합니다.

참고문헌

- Bennett, G.S., McIver, P. and Smallman, J.V., 1992. A mathematical model of a slotted wavescreeen breakwater, *Coastal Eng.*, 18, pp. 231-249.

- 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.
- 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.
- Madsen, P.A., 1983. Wave reflection from a vertical permeable wave absorber, *Coastal Eng.*, 7, pp. 381-396.
- Mansard, E.P.D., and Funke, E.R., 1980. The measurement of incident and reflected spectra using a least squares method, *Proc. 17th Coastal Engrg. Conf.*, pp. 154-172.
- Mei, C. C., Liu, Philip L-F., Ippen, A.T., 1974. Quadratic loss and scattering of long waves, *J. Waterways Harbors and Coastal Eng.*, 100, pp. 217-239.
- Mei, C. C., 1985. *The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves*, John Wiley and Sons.
- Newman, J. N., 1965. Propagation of water waves past long two dimensional obstacles, *J. Fluid Mech.*, 23, pp. 23-29.
- Suh, K. D. and Park, W. S., 1995. Wave reflection from perforated-wall caisson breakwaters, *Coastal Eng.*, 26, pp. 177-193.
- Taylor, P.J., 1973. The blockage coefficient for flow about an arbitrary body immersed in a channel, *J. Ship Research*, 17, pp. 97-105.

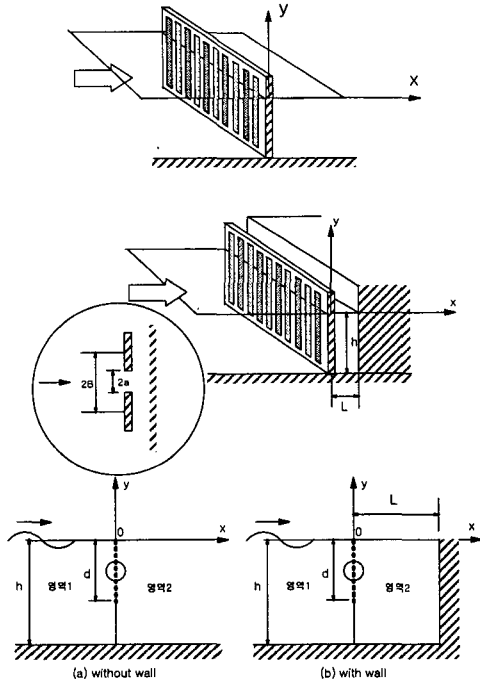


Fig. 1. Far-field sketch of slit-type wave absorber

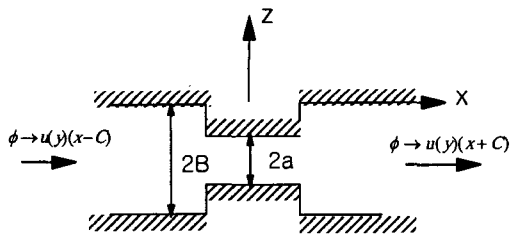


Fig. 2. Near-field sketch of slit-type wave absorber

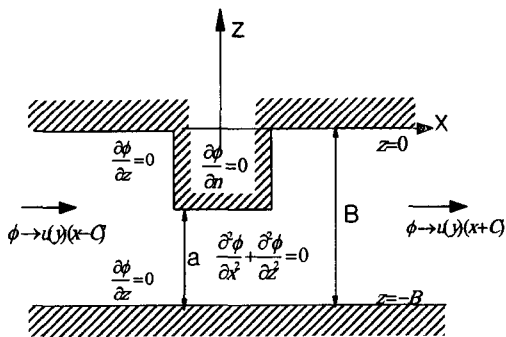
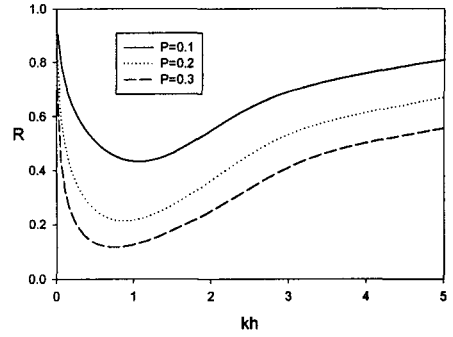
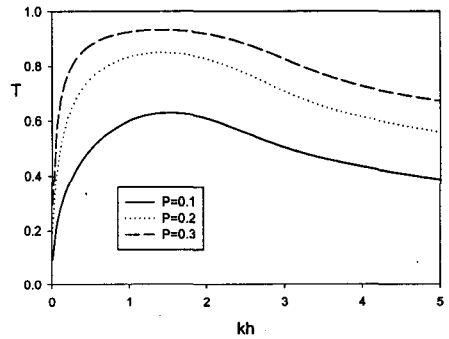


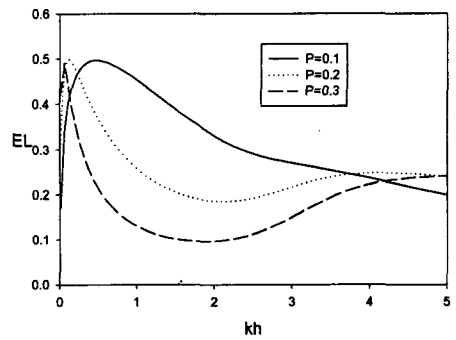
Fig. 3. Boundary value problem



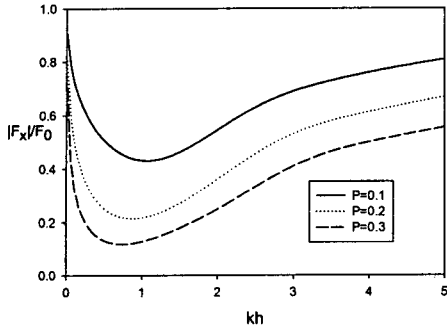
(a) reflection coefficient



(b) transmission coefficient

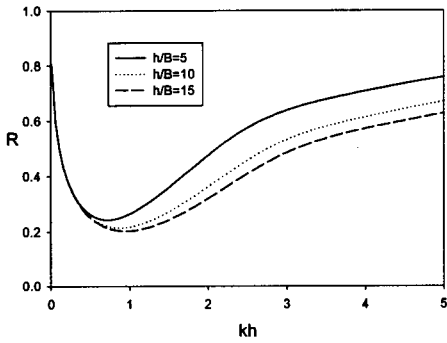


(c) energy loss coefficient

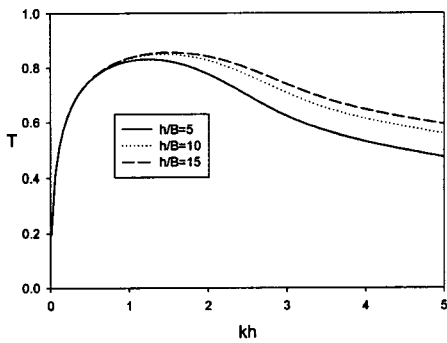


(d) horizontal wave force

Fig. 4. Reflection, transmission, energy loss coefficients and horizontal force of vertical slit-type wave absorber without rear wall as function of non-dimensional wavelength and porosity for $P=0.2, H/\lambda=0.01, c=0.75, b/h=0.05$



(a) reflection coefficient



(b) transmission coefficient

Fig. 5 Transmission and reflection coefficient of vertical slit-type wave absorber without rear wall as function of non-dimensional wavelength and porosity for $B/L=0.1, h/B=10, H/\lambda=0.01, c=0.75$

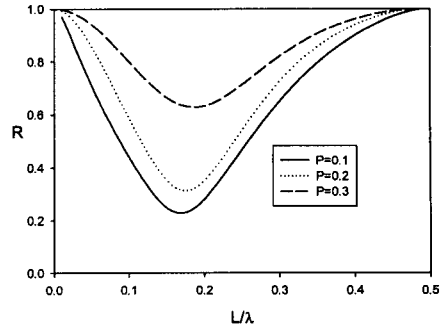


Fig. 6. Reflection coefficient of vertical slit-type wave absorber with rear wall as function of non-dimensional wavelength and porosity for $P=0.2, H/\lambda=0.01, c=0.75, h/B=10$

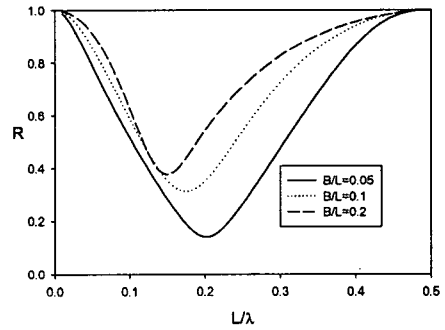


Fig. 7. Reflection coefficient of vertical slit-type wave absorber with rear wall as function of non-dimensional wavelength and wall separation ($P=0.2, h/B=10, H/\lambda=0.01, c=0.75, b/h=0.05$)

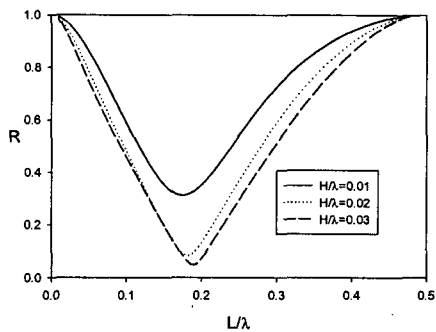


Fig. 8. Reflection coefficient of vertical slit-type wave absorber with rear wall as function of non-dimensional wavelength and wave steepness ($P = 0.2, B/L = 0.1, h/B = 10, c = 0.75, b/h = 0.05$)

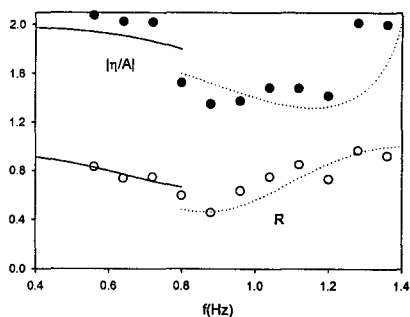


Fig. 10. Comparison of theoretical and experimental results for vertical slit-type wave absorber with rear wall $P = 0.286, B/L = 0.088, h/B = 17.14, b/h = 0.0317$

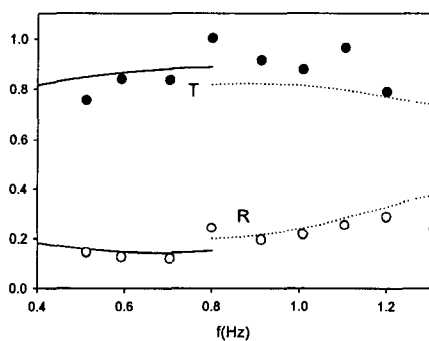


Fig. 9. Comparison of theoretical and experimental results for vertical slit-type wave absorber without rear wall $P = 0.286, c = 0.75, h/B = 17.14, b/h = 0.0317$