

부분 반사 반무한 방파제 또는 방파제 개구부에 사각으로
입사하는 파의 산란
Scattering of Obliquely Incident Waves by a Semi-infinite Breakwater
or a Breakwater Gap of Partial Reflection

김한나* · 서경덕**
Hanna Kim* and Kyung-Duck Suh**

요 지 : 본 논문에서는 부분 반사 반무한 방파제 또는 방파제 개구부에 사각으로 입사하는 파의 산란에 대한 해석 해를 유도하였다. 유도된 해의 타당성을 검토하기 위하여, 완전 반사의 경우에 대하여, McIver 및 Bowen and McIver가 1999년과 2002년에 각각 반무한 방파제와 방파제 개구부에 대하여 유도한 식의 결과와 비교하였다. 또한 유도된 해석 해를 이용하여 방파제의 반사계수와 파의 입사각이 항 입구에서의 정온도에 미치는 영향을 조사하였다. 방파제의 반사계수가 증가함에 따라, 그리고 파가 사각으로 입사함에 따라, 반사파의 영향으로 항 입구의 정온도가 악화된다.

핵심용어 : 방파제, 파의 산란, 해석 해, 사각 입사

Abstract : In the present paper, analytic solutions are derived for scattering of obliquely incident waves by a semi-infinite breakwater or a breakwater gap of partial reflection. In order to examine the appropriateness of the derived solutions, they are compared with the solutions derived by McIver in 1999 and Bowen and McIver in 2002 for a semi-infinite breakwater and a breakwater gap, respectively, in the case of perfect reflection. The derived analytic solutions are used to investigate the effect of reflection coefficient of the breakwater and wave incident angle upon the tranquility at harbor entrance. The tranquility is deteriorated by the reflected waves as the reflection coefficient increases and as the waves are incident more obliquely.

Keywords : breakwaters, wave scattering, analytic solutions, oblique incidence

1. 서 론

방파제에 의한 파의 산란은 오랫동안 해안공학자들에 의해 연구되어져 왔다. Penney and Price(1952)는 Sommerfeld (1896)의 빛의 회절에 대한 연구 결과에 근거하여 불투과성 방파제에 의한 파의 산란에 대한 해석 해를 제안하였다. Yu(1995)는 Sollitt and Cross(1972)가 유도한 투과성 구조물에 대한 경계조건에 근거하여 얇은 투과성 반무한 방파제에 직각으로 입사하는 파에 대한 해석 해를 제안하였다. 이 후 McIver(1999)는 Wiener-Hopf 기법을

사용하여 투과성 반무한 방파제에 사각으로 입사하는 파의 산란을 해석하였으며, Bowen and McIver(2002)는 개구부가 있는 투과성 방파제에 의한 파의 산란에 대하여 해석 해를 유도하였다.

Penney and Price(1952)의 해는 직립 케이슨 방파제에 적용할 수 있으며, Yu(1995), McIver (1999) 및 Bowen and McIver(2002)의 해는 사석 방파제, 커튼월 방파제, 파일 방파제 등 투과성 방파제에 적용 가능하다. 최근에는 직립 케이슨 방파제에 의해 발생하는 반사파를 줄이기 위해 케이슨 앞에 콘크리트 블록을 쌓거나 케이슨 전면에

*서울대학교 건설환경공학부(Department of Civil and Environmental Engineering, Seoul National University; presently, Climate Change & Coastal Disaster Research Department, Korea Ocean Research & Development Institute)

**서울대학교 건설환경공학부(Corresponding author: Kyung-Duck Suh, Department of Civil and Environmental Engineering, Seoul National University, 599 Gwanang-no, Gwanak-gu, Seoul 151-744, Korea, kdsuh@snu.ac.kr)

유수실을 설치한 부분반사 방파제를 많이 사용한다. 이러한 부분반사 방파제는 방파제 전면뿐만 아니라 항 입구 부근에서의 선박 항해 조건을 개선시켜 줌으로써, 선박이 항 입구에 안전하게 접근하여 통과할 수 있도록 해준다 (McBride et al. 1994 참조). 서와 김(2007)은 이러한 부분 반사 방파제에 직각으로 입사하는 파의 산란에 대하여 Penney and Price(1952)의 접근 방법을 이용하여 해석 해를 구하였다. 본 연구에서는 이들의 해를 확장하여 사각 입사에 대한 해를 유도한다. 또한 유도된 해석 해를 이용하여 방파제의 반사계수와 파의 입사각의 변화가 항 입구에서의 정온도에 미치는 영향을 조사한다.

2. 수학적 모델

2.1 반무한 방파제

Fig. 1과 같이 수심이 h 로 일정한 2차원 x - y 평면 상에 전·후면이 부분반사인 방파제가 양의 x 축을 따라 위치하고 있다. x 축의 양의 방향으로부터 시계반대방향으로 θ_0 의 각도를 가지고 파가 입사한다. 지배방정식은 속도 포텐셜 $\Phi(x,y,z,t)$ 에 대한 Laplace 방정식이다. 경계조건은 바닥에서의 불투수 조건과 수면에서의 선형화된 운동학적, 역학적 경계조건이다.

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad \text{at } z = -h \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad \text{at } z = 0 \quad (3)$$

$$-\frac{\partial \Phi}{\partial t} + g\eta = 0 \quad \text{at } z = 0 \quad (4)$$

여기서 z 는 정수면을 기준으로 연직 상방으로 양이 되는 연직좌표이고, g 는 중력가속도이며, $\eta(x, y, t)$ 는 자유수면을 나타낸다. Fig. 1에서 $A_1(0 < \theta < \theta_0)$ 은 회절파가 존재하는 영역, $A_2(\theta_0 < \theta < 2\pi - \theta_0)$ 는 방파제의 영향을 직접적으로 받지 않는 영역, 그리고 $A_3(2\pi - \theta_0 < \theta < 2\pi)$ 는 입사파와 반사파가 공존하는 영역이다.

우선 방파제에 파가 직각으로 입사하는 경우($\theta_0 = \pi/2$)에 대하여 해석 해를 구한다. 사각으로 입사하는 파에 대한 해는 직각으로 입사하는 파의 해로부터 좌표계 변환을 통하여 구할 수 있다. 시간 t 에 대하여 주기성을 갖고 식 (2)의 바닥 경계조건을 만족시키는 해는 다음 형태로 나

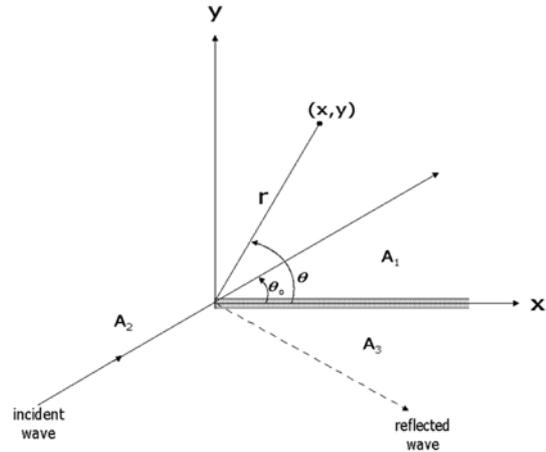


Fig. 1. Definition sketch of wave motion around a semi-infinite breakwater.

타내진다.

$$\Phi(x, y, z, t) = A \cosh k(z+h) F(x, y) e^{i\omega t} \quad (5)$$

여기서 k 는 파수, ω 는 각주파수이다. 이 식을 식 (3)과 (4)에 대입하면

$$\omega^2 = gk \tanh(kh) \quad (6)$$

의 분산관계식을 얻는다. 한편 식 (5)를 식 (1)에 대입하여 정리하면 $F(x, y)$ 에 대한 Helmholtz 식을 얻는다.

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + k^2 F = 0 \quad (7)$$

위 식은 Sommerfeld(1896)가 빛의 회절에 대한 문제를 풀 것 같고 같이, 포물선 좌표계(parabolic coordinates)로 변환하고 매개변수를 사용하여 상미분 방정식으로 변환하여 풀 수 있다. 자세한 풀이 과정은 Lamb(1945, p. 538)에도 주어져 있다. 위 식의 일반 해는 다음과 같이 두 해의 합으로 나타낼 수 있다.

$$F(x, y) = e^{-iky} F_1(x, y) + e^{iky} F_2(x, y) \quad (8)$$

매개변수 $kx = \xi^2 - \psi^2$, $ky = 2\xi\psi$, $kr = \xi^2 + \psi^2$ 를 사용하여 위 식을 $e^{-iky} F_1(x, y)$ 와 $e^{iky} F_2(x, y)$ 에 대하여 풀면,

$$F_1 = \alpha + \beta \int_0^{\xi - \psi} e^{-i\rho^2} d\rho \quad (9)$$

$$F_2 = \gamma + \delta \int_0^{\xi + \psi} e^{-i\rho^2} d\rho \quad (10)$$

를 얻는다. 미지수 α, β, γ 와 δ 는 방파제에서의 부분 반사 경계조건을 사용하여 구할 수 있다.

$$\frac{\partial F}{\partial \mathbf{n}} + bF = 0 \tag{11}$$

여기서 \mathbf{n} 은 물에서 방파제 쪽으로 직각으로 향하는 단위 벡터이고, $b = b_1 + ib_2$ 는 복소수 반사계수이다. 입사파와 반사파의 위상 차가 없다고 가정하면 다음과 같은 관계가 성립한다.

$$b_1 = 0, b_2 = k \sin \theta_0 \frac{1 - C_r}{1 + C_r} \tag{12}$$

여기서 C_r 은 방파제의 반사계수이다. 방파제에 파가 직각으로 입사하는 경우, 방파제 전면에서는 \mathbf{n} 의 방향이 y 축의 양의 방향이고 $\theta_0 = \pi/2$ 가 된다. 방파제 후면에서는 \mathbf{n} 의 방향이 y 축의 음의 방향이고 입사파의 방향은(회절 현상에 의해) 방파제에 나란하므로 $\theta_0 = 0$ 이 된다. 이렇게 주어진 경계조건을 이용하여 α, β, γ 와 δ 를 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\alpha = \frac{1}{2}, \beta = \frac{e^{\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{\pi}}, \gamma = \frac{C_r}{2}, \delta = \frac{C_r e^{\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{\pi}} \tag{13}$$

이를 식 (8)에 대입하여 정리하면 다음과 같은 결과를 얻을 수 있다.

$$F(x, y) = \frac{1}{2}(1+i) \left(e^{-iky} \int_{-\infty}^{\sigma} e^{-\frac{\pi}{2}iu^2} du + C_r e^{iky} \int_{-\infty}^{\sigma'} e^{-\frac{\pi}{2}iu^2} du \right) \tag{14}$$

여기서

$$\sigma^2 = \frac{4}{\lambda}(r-y), \sigma'^2 = \frac{4}{\lambda}(r+y), \lambda = \frac{2\pi}{k} \tag{15}$$

이며, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 이다.

입사파가 Fig. 1에서와 같이 x 축에 대하여 임의의 각도 θ_0 로 입사할 때, 해석 해를 구하기 위해 식 (14)의 직교 좌표 (x, y) 를 극좌표 (r, θ) 로 변환한다. $x = r \cos \theta, y = r \sin \theta$ 를 식 (14)에 대입하여 정리하면, 다음 식을 얻을 수 있다.

$$F(r, \theta) = \frac{1}{2}(1+i) \left(e^{-ikr \sin \theta} \int_{-\infty}^{\sigma} e^{-\frac{\pi}{2}iu^2} du + C_r e^{ikr \sin \theta} \int_{-\infty}^{\sigma'} e^{-\frac{\pi}{2}iu^2} du \right) \tag{16}$$

여기서

$$\sigma^2 = \frac{4}{\lambda}(r - r \sin \theta), \sigma'^2 = \frac{4}{\lambda}(r + r \sin \theta), \lambda = \frac{2\pi}{k} \tag{17}$$

이다. 파가 방파제에 직각으로 입사하는 경우의 해인 식 (14)를 이용하기 위하여, Fig. 2(a)와 같이 입사파의 방향이 y' 축과 일치하도록 (x', y') 좌표축을 잡는다. 그러면 임의의 점 (x, y) 에 대한 y' 값은 $y' = r \sin(\theta + (\pi/2 - \theta_0)) = r \cos(\theta - \theta_0)$ 가 된다. 한편 Fig. 2(b)와 같이 반사파의 방향이 $-y'$ 축과 일치하도록 (x', y') 좌표축을 잡으면 점 (x, y) 에 대한 y' 값은 $y' = r \sin(\theta - (\pi/2 - \theta_0)) = -r \cos(\theta + \theta_0)$ 가 된다. 이와 같이 구한 y' 값을 식 (16)의 입사파 항과 반사파 항의 $y = r \sin \theta$

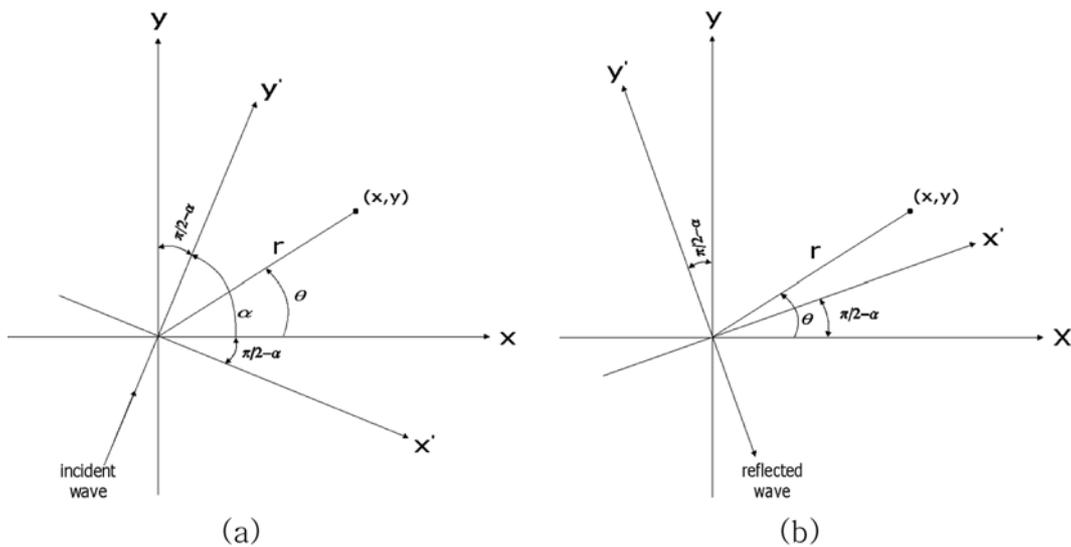


Fig. 2. Definition sketch of rotation of axes of coordinates.

대신 사용하면 다음 식을 얻게 된다.

$$F(r, \theta) = \frac{1}{2}(1+i) \left(e^{-ikr\cos(\theta-\theta_0)} \int_{-\infty}^{\sigma} e^{-\frac{\pi}{2}iu^2} du + C_r e^{-ikr\cos(\theta+\theta_0)} \int_{-\infty}^{\sigma'} e^{-\frac{\pi}{2}iu^2} du \right) \quad (18)$$

여기서

$$\sigma^2 = \frac{4kr}{\pi} \sin^2 \frac{1}{2}(\theta - \theta_0), \sigma'^2 = \frac{4kr}{\pi} \sin^2 \frac{1}{2}(\theta + \theta_0) \quad (19)$$

이다. 그리고 σ 와 σ' 은 x - y 평면 상에서 다음과 같은 값을 가진다. Fig. 1에 표시한 영역 $A_1(0 < \theta < \theta_0)$ 에서는 σ 와 σ' 모두 음수, 영역 $A_2(\theta_0 < \theta < 2\pi - \theta_0)$ 에서는 σ 는 양수, σ' 은 음수, 영역 $A_3(2\pi - \theta_0 < \theta < 2\pi)$ 에서는 σ 와 σ' 모두 양수의 값을 가진다.

2.2 개구부가 있는 방파제

Fig. 3과 같이 방파제에 폭 B 의 개구부가 있는 경우의 파의 산란에 대한 해석 해를 유도한다. Penney and Price (1952)는 파가 방파제에 직각으로 입사하는 경우 개구부의 폭이 파장보다 클 때는 반무한 방파제에 대한 해를 중첩하여 비교적 정확한 해를 얻을 수 있음을 보였다. 본 연구에서도 개구부의 폭이 파장보다 큰 경우에 대하여 $x > B/2, y = 0$ 에 위치한 반무한 방파제와 $x < -B/2, y = 0$ 에 위치한 반무한 방파제에 대한 해석 해를 각각 구하여 이를 중첩한다. 문제를 보다 일반화 시키기 위하여 두 방파제의

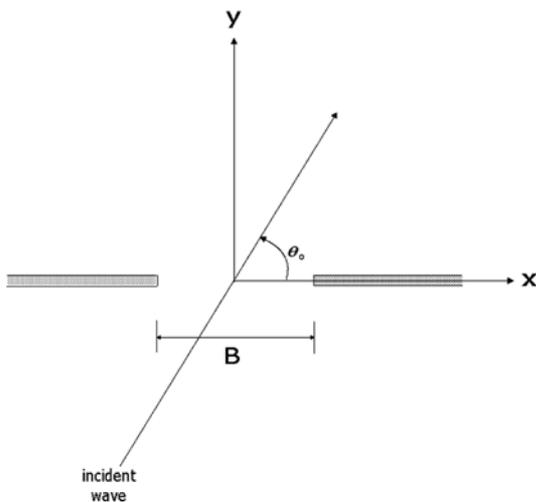


Fig. 3. Definition sketch of wave motion around a breakwater gap.

반사율을 각각 C_r^+ 와 C_r^- 로 표시한다.

우선 $x > B/2, y = 0$ 에 위치한 반무한 방파제에 대한 해석 해는 식 (18)과 (19)에 r 대신 $r_1 = \sqrt{(x - B/2)^2 + y^2}$ 을 대입하여 구할 수 있다. 이 때 편의상 A_1, A_2, A_3 영역에서 부호가 달라지는 σ 와 σ' 이 모든 영역에서 음의 값을 갖도록 식을 변환한다. 식 (18)에서 $\int_{-\infty}^{\sigma} e^{-\frac{\pi}{2}iu^2} du$ 는 Fresnel 적분으로서, 피적분함수 $e^{-\frac{\pi}{2}iu^2}$ 는 $u = 0$ 에 대하여 대칭이며 $\int_{-\infty}^0 e^{-\frac{\pi}{2}iu^2} du = \int_0^{\infty} e^{-\frac{\pi}{2}iu^2} du = (1-i)/2$ 이다. 이러한 점을 이용하여 식 (18)을 변환하면 영역별로 다음과 같이 표현된다.

$$F_1(r_1, \theta_1) = \begin{cases} e^{-ikr_1 \cos(\theta_1 - \theta_0)} - f_1 + C_r^+ g_1 & \text{at } \theta_0 < \theta_1 \leq 2\pi - \theta_0 \\ e^{-ikr_1 \cos(\theta_1 - \theta_0)} + C_r^+ e^{-ikr_1 \cos(\theta_1 + \theta_0)} - f_1 - C_r^+ g_1 & \text{at } 2\pi - \theta_0 < \theta_1 \leq 2\pi \\ f_1 + C_r^+ g_1 & \text{at } 0 < \theta_1 \leq \theta_0 \end{cases} \quad (20)$$

여기서 r_1 은 방파제 끝부터 임의의 점까지의 거리, θ_1 은 방파제 끝을 중심으로 x 축의 양의 방향으로부터 반시계방향으로 켄 각이며,

$$f_1 = \frac{1+i}{2} e^{-ikr_1 \cos(\theta_1 - \theta_0)} \int_{-\infty}^{\sigma_1} e^{-\frac{\pi}{2}iu^2} du \quad (21)$$

$$g_1 = \frac{1+i}{2} e^{-ikr_1 \cos(\theta_1 + \theta_0)} \int_{-\infty}^{\sigma'_1} e^{-\frac{\pi}{2}iu^2} du \quad (22)$$

이고,

$$\sigma_1^2 = \frac{4kr_1}{\pi} \sin^2 \frac{1}{2}(\theta_1 - \theta_0), \sigma'_1{}^2 = \frac{4kr_1}{\pi} \sin^2 \frac{1}{2}(\theta_1 + \theta_0) \quad (23)$$

이다. 이때 σ_1 과 σ'_1 은 전 영역에서 음수의 값을 가진다. 마찬가지로 방법으로 $x < -B/2, y = 0$ 에 위치한 반무한 방파제에 대한 해석 해를 다음과 같이 구할 수 있다.

$$F_2^0(r_2, \theta_2) = \begin{cases} e^{-ikr_2 \cos(\theta_2 - \theta_0)} - f_2^0 + C_r^- g_2^0 & \text{at } 0 < \theta_2 \leq \theta_0, 2\pi - \theta_0 < \theta_2 \leq 2\pi \\ e^{-ikr_2 \cos(\theta_2 - \theta_0)} + C_r^- e^{-ikr_2 \cos(\theta_2 + \theta_0)} - f_2^0 - C_r^- g_2^0 & \text{at } \pi < \theta_2 \leq 2\pi - \theta_0 \\ f_2^0 + C_r^- g_2^0 & \text{at } \theta_0 < \theta_2 \leq \pi \end{cases} \quad (24)$$

여기서도 $r_2 = \sqrt{(x+B/2)^2 + y^2}$ 는 방파제 끝부터 임의의 점까지의 거리, θ_2 는 방파제 끝을 중심으로 x 축의 양의 방향으로로부터 반시계방향으로 잰 각이며,

$$f_2^0 = \frac{1+i}{2} e^{-ikr_2 \cos(\theta_2 - \theta_0)} \int_{-\infty}^{\sigma_2} e^{\frac{\pi}{2} i u^2} du \quad (25)$$

$$g_2^0 = \frac{1+i}{2} e^{-ikr_2 \cos(\theta_2 + \theta_0)} \int_{-\infty}^{\sigma_2'} e^{\frac{\pi}{2} i u^2} du \quad (26)$$

이고

$$\sigma_2^2 = \frac{4kr_2}{\pi} \sin^2 \frac{1}{2} (\theta_2 - \theta_0), \sigma_2'^2 = \frac{4kr_2}{\pi} \sin^2 \frac{1}{2} (\theta_2 + \theta_0) \quad (27)$$

이다. 식 (24)-(26)에서 위 첨자 0는 해석 해 $F_1(r_1, \theta_1)$ 과 의 위상의 일치 여부를 고려하지 않은 해임을 나타낸다.

다음으로 두 반무한 방파제에 대한 해석 해를 중첩하기 위해서는 두 해의 위상이 일치해야 한다. Fig. 3에 나타난 오른쪽 방파제 끝($r_1 = 0$)에서의 등위상선(equiphaseline)과 왼쪽 방파제 끝($r_2 = 0$)에서의 등위상선 사이의 거리는 $B \cos \theta_0$ 이다. 따라서 이 두 지점 사이의 위상 차는

$$\varepsilon = 2\pi \left\{ \frac{B \cos \theta_0}{L} - \left\langle \frac{B \cos \theta_0}{L} \right\rangle \right\} \quad (28)$$

이다. 여기서 L 은 파장이며, $\langle a \rangle$ 는 a 의 정수 부분을 나타낸다. 이제 왼쪽 방파제에 대한 해석 해, $F_2^0(r_2, \theta_2)$ 는 오른쪽 방파제에 대한 해석 해, $F_1(r_1, \theta_1)$ 과 위상이 일치하도록 다음과 같이 변형된다.

$$F_2(r_2, \theta_2) = \begin{cases} e^{-i[kr_2 \cos(\theta_2 - \theta_0) - \varepsilon]} - f_2 + C_r^- g_2 \\ e^{-i[kr_2 \cos(\theta_2 - \theta_0) - \varepsilon]} + C_r^- e^{-i[kr_2 \cos(\theta_2 + \theta_0) - \varepsilon]} - f_2 - C_r^- g_2 \\ f_2 + C_r^- g_2 \end{cases}$$

$$\begin{aligned} & \text{at } 0 < \theta_2 \leq \theta_0, 2\pi - \theta_0 < \theta_2 \leq 2\pi \\ & \text{at } \pi < \theta_2 \leq 2\pi - \theta_0 \\ & \text{at } \theta_0 < \theta_2 \leq \pi \end{aligned} \quad (29)$$

$$f_2 = \frac{1+i}{2} e^{-i[kr_2 \cos(\theta_2 - \theta_0) - \varepsilon]} \int_{-\infty}^{\sigma_2} e^{\frac{\pi}{2} i u^2} du \quad (30)$$

$$g_2 = \frac{1+i}{2} e^{-i[kr_2 \cos(\theta_2 + \theta_0) - \varepsilon]} \int_{-\infty}^{\sigma_2'} e^{\frac{\pi}{2} i u^2} du \quad (31)$$

마지막으로 $F_1(r_1, \theta_1)$ 과 $F_2(r_2, \theta_2)$ 를 중첩하면 개구부가 있는 방파제에 대한 해석 해를 얻을 수 있다.

$$F = \begin{cases} F_1 + F_2 - e^{-i[kr_2 \cos(\theta_2 - \theta_0) - \varepsilon]} \\ F_1 + F_2 - e^{-ikr_1 \cos(\theta_1 - \theta_0)} \\ F_1 + F_2 - (e^{-ikr_1 \cos(\theta_1 - \theta_0)} \text{ or } e^{-i[kr_2 \cos(\theta_2 - \theta_0) - \varepsilon]}) \end{cases}$$

$$\begin{aligned} & \text{at } 0 < \theta_1 \leq \theta_0 \\ & \text{at } \theta_0 < \theta_2 \leq \pi \\ & \text{at other area} \end{aligned} \quad (32)$$

이를 그림으로 나타내면 Fig. 4와 같다.

3. 결과 및 토의

3.1 결과 및 해의 타당성 검토

반무한 방파제에서 방파제의 반사계수가 0.5이고 입사각이 45° 또는 135° 일 때의 해석 해를 Fig. 5에 나타내었다. 입사파와 반사파가 공존하는 영역에서 파고가 입사파고의 1.5배까지 증가하는 것을 볼 수 있다.

본 연구에서 유도된 해석 해의 타당성을 검토하기 위하여 McIver(1999)의 해석 해와 비교하였다. 원래 McIver의 해는 투과성 방파제에 대하여 유도되었지만 그의 해에서

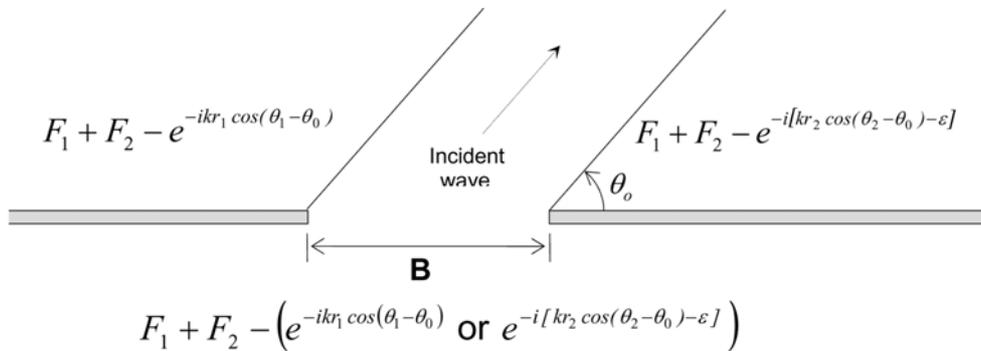


Fig. 4. Solutions around a breakwater gap.

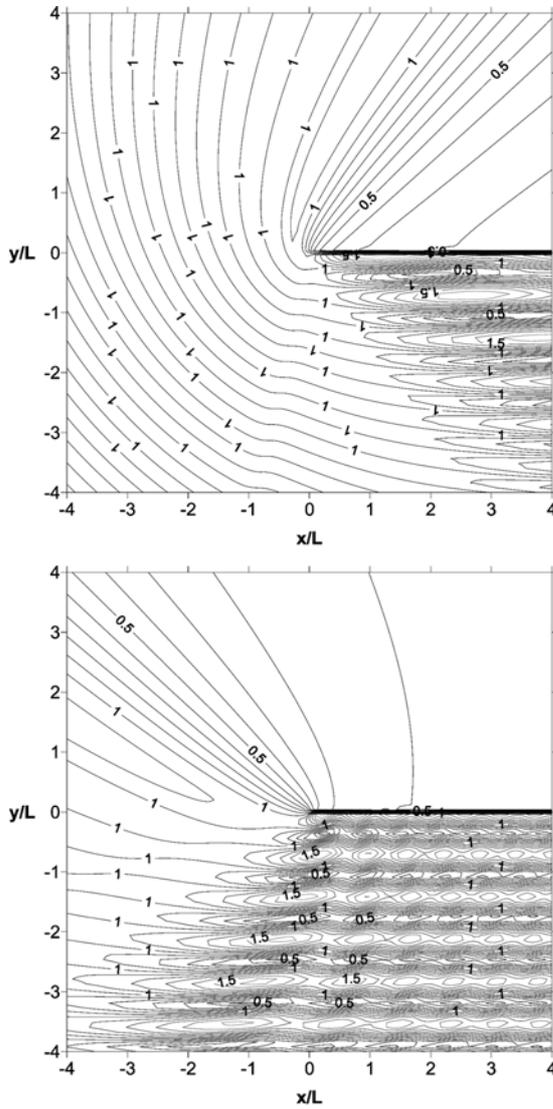


Fig. 5. Contours of diffraction coefficients around a semi-infinite breakwater: (a) $C_r = 0.5$ and $\theta_0 = 45^\circ$; (b) $C_r = 0.5$ and $\theta_0 = 135^\circ$.

$\beta=0$ 으로 가정하면 불투과성 완전반사 방파제가 된다. 따라서 $\beta=0$ 인 McIver의 해와 $C_r = 1.0$ 인 본 연구의 해를 여러 입사각에 대하여 비교, 검토하였다. Figs. 6~8은 방파제의 반사계수가 1.0이고 입사각이 $30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ 일 때 방파제 전·후면 네 좌우 방향 거리($y = \pm 4L$)에서 본 연구의 해석 해와 McIver(1999)의 해석 해의 회절계수, K_d 를 비교한 것이다. 두 해석 해의 결과가 전반적으로 잘 일치함을 볼 수 있다.

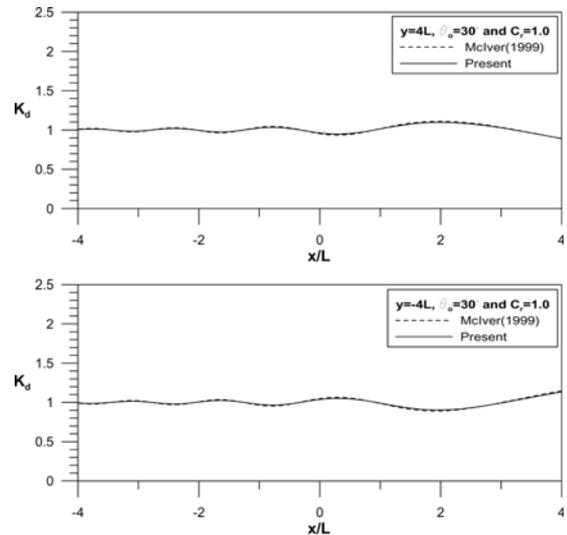


Fig. 6. Comparison of diffraction coefficients between present and McIver (1999) solutions for $k = \pi$, $\theta_0 = 30^\circ$ and $C_r = 1.0$: (a) $y = -4L$; (b) $y = 4L$.

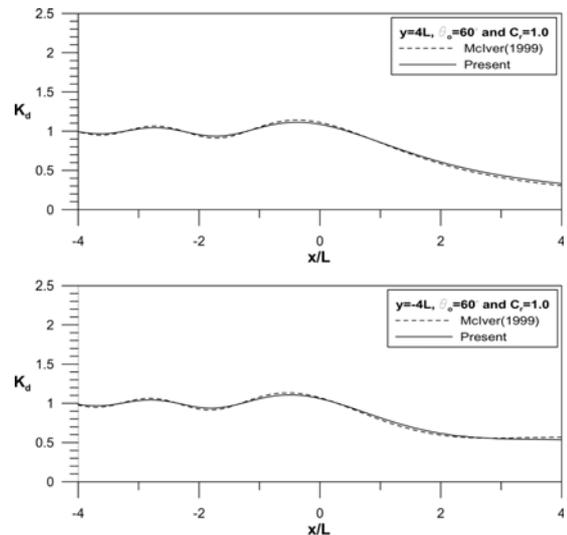


Fig. 7. Same as Fig. 6, but for $\theta_0 = 60^\circ$.

다음으로 폭 $B = 2L$ 의 개구부가 있는 방파제에 대하여 방파제의 반사계수가 0.5이고 입사각이 45° 인 경우의 해석 해를 Fig. 9에 나타내었다. 방파제 전면에서 중복파가 형성되는 것을 확인할 수 있으며 방파제 후면에서도 회절도가 매끄럽게 나타나는 것을 확인할 수 있다.

개구부가 있는 방파제에 대한 해석 해의 타당성을 검토하기 위해서는 Bowen and McIver(2002)의 해석 해와 비교하였다. Bowen and McIver의 해 역시 투과성 방파

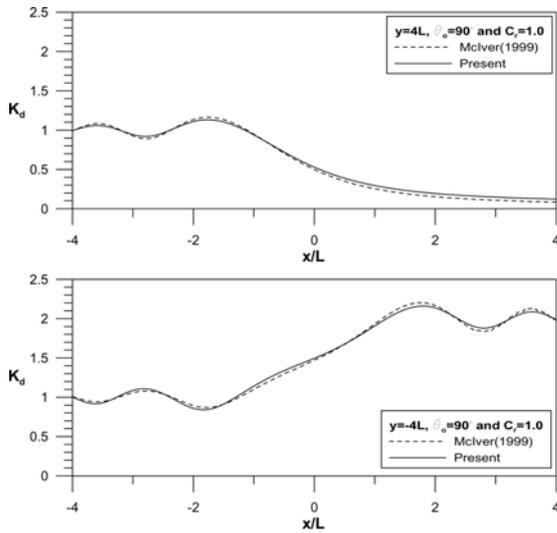


Fig. 8. Same as Fig. 6, but for $\theta_0 = 90^\circ$.

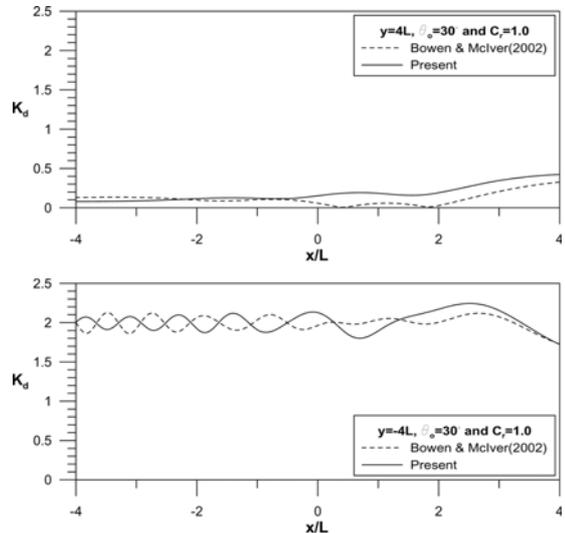


Fig. 10. Comparison of diffraction coefficients between present and Bowen and McIver (2002) solutions for $k = 2\pi$, $\theta_0 = 30^\circ$ and $C_r = 1.0$: (a) $y = -4L$; (b) $y = 4L$.

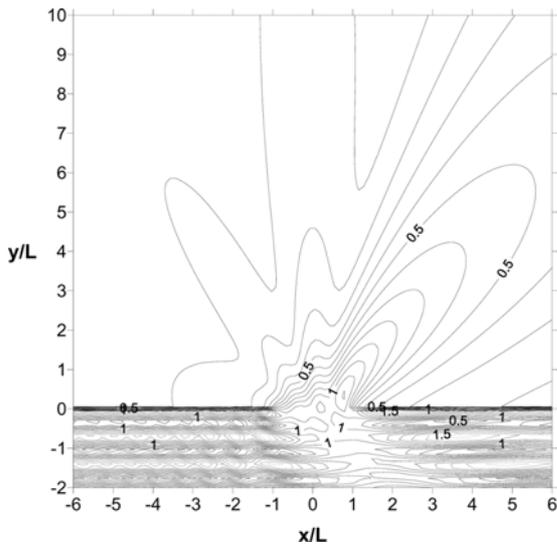


Fig. 9. Contours of diffraction coefficients around a breakwater gap of $B = 2L$, $C_r = 0.5$ and $\theta_0 = 45^\circ$.

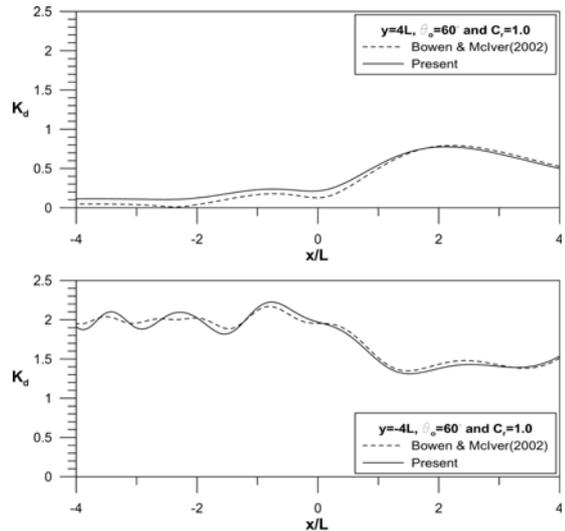


Fig. 11. Same as Fig. 10, but for $\theta_0 = 60^\circ$.

제에 대하여 유도되었지만 그들의 해에서 $\beta = 0$ 으로 가정하면 불투과성 완전반사 방파제가 된다. 따라서 $\beta = 0$ 인 Bowen and McIver의 해와 $C_r = 1.0$ 인 본 연구의 해를 여러 입사각에 대하여 비교, 검토하였다. Figs. 10~12는 개구부 폭이 $2L$ 이고 입사각이 $30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ 일 때 방파제 전·후면 네 파장 거리($y = \pm 4L$)에서 본 연구의 해석 해와 Bowen and McIver(2002)의 해석 해의 회절계수를 비교한 것이다. 입사각이 작아지면서 두 해석 해의 차이가 커지는 경향을 보이지만, 전체적으로 두 해가 잘 일치

한다. 특히 입사각이 90° 인 경우 방파제 후면에서는($y = 4L$) 두 해가 거의 일치하여 그림 상에서 차이를 볼 수 없다. 입사각이 작아질수록 두 해의 차이가 커지는 것은 반무한 방파제에 대한 해를 중첩시키기 위해서 개구부가 넓다고 가정했기 때문이라고 생각되며, 파의 입사각이 작아질수록 이러한 가정이 위배된다.

본 연구에서는 개구부가 있는 방파제에서 왼쪽과 오른쪽 방파제의 반사계수를 서로 다르게 두고 해를 유도하였다. Fig. 13은 왼쪽 방파제는 반사계수 0.5의 부분반사, 오

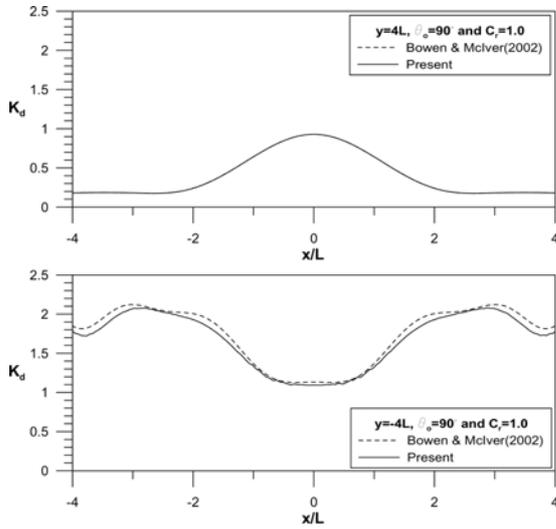


Fig. 12. Same as Fig. 10, but for $\theta_0 = 90^\circ$.

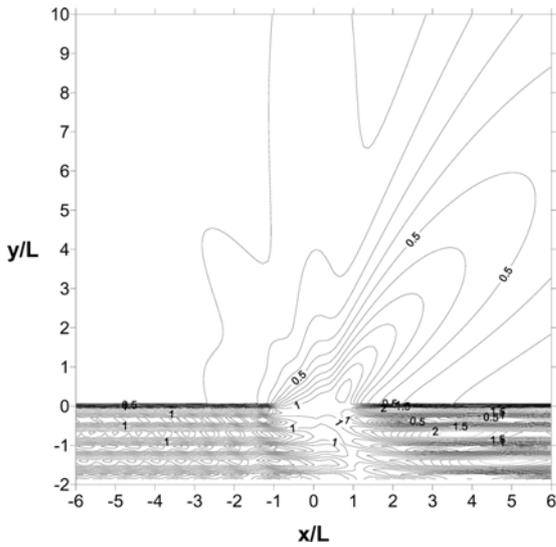


Fig. 13. Contours of diffraction coefficients around a breakwater gap of $B = 2L$, $C_r^+ = 1.0$, $C_r^- = 0.5$ and $\theta_0 = 45^\circ$.

른쪽 방파제는 반사계수 1.0의 완전반사로 했을 때의 회절계수를 보여준다. 이를 두 방파제의 반사계수가 공히 0.5인 Fig. 9와 비교해 보면, 방파제 후면과 반사계수가 0.5인 왼쪽 방파제 전면에서는 거의 차이가 없지만 반사계수가 1.0인 오른쪽 방파제 전면에서는 회절계수가 2.0 까지 증가하는 것을 볼 수 있다. Fig. 14는 방파제 전면 두 파장 거리($y = -2L$)에서 여러 가지 조합의 반사계수에 대한 회절계수를 비교한 것이다. 두 방파제의 반사계수가 0.5와 1.0으로 서로 다른 경우의 결과를 나타내는 실선을

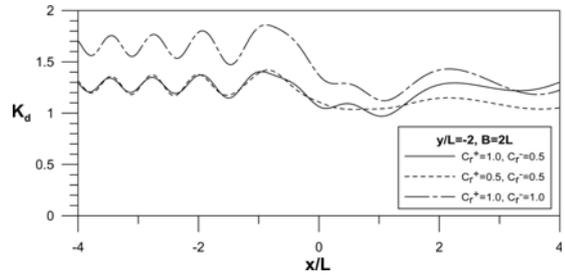


Fig. 14. Comparison of diffraction coefficients among various combination of reflection coefficients along the transect of $y/L = -2$ in front of a breakwater gap of $B = 2L$ and $\theta_0 = 45^\circ$.

관찰해 보면, 왼쪽 방파제 앞에서는($x/L < -1$) 두 방파제의 반사계수가 공히 0.5인 해와 일치하며 오른쪽 방파제 앞으로 가면서($x/L > 1$) 두 방파제의 반사계수가 1.0인 해에 접근함을 알 수 있다.

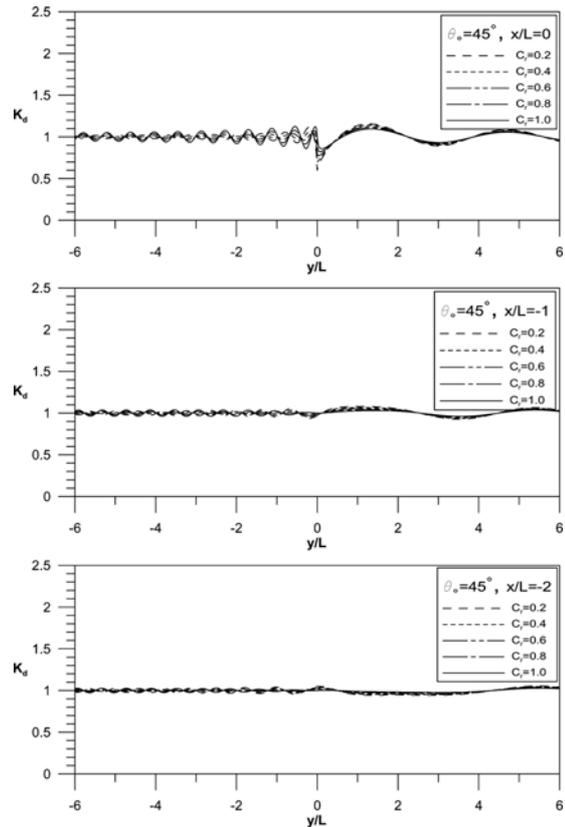


Fig. 15. Comparison of diffraction coefficients along different transects parallel to y -axis of semi-infinite breakwaters with different reflection coefficients and $\theta_0 = 45^\circ$: (a) $x/L = 0$; (b) $x/L = -1$; (c) $x/L = -2$.

3.2 반사계수와 입사각이 항입구 정온도에 미치는 영향

여기서는 방파제의 반사계수와 파의 입사각이 변함에 따라 항 입구 정온도에 어떠한 영향을 미치는 지 살펴보고자 한다.

Figs. 15~17은 반무한 방파제의 바다 쪽 끝, 즉 원점에서 x 축의 음의 방향으로 $0, L$ 및 $2L$ 만큼 떨어진 지점에서 y 축에 평행한 횡단면들을 따라 방파제의 반사계수 및 입사각의 변화에 따른 회절계수의 변화를 보여준다. 반사계수 C_r 은 0.2부터 1.0까지 0.2 간격으로 증가시켰다. Fig. 15, 16 및 17은 각각 입사각이 $45^\circ, 90^\circ$ 및 135° 일 때이다. 세 경우 모두 반사계수가 감소함에 따라 회절계수의 변화도 감소한다. 입사각이 45° 인 Fig. 15의 경우, 반사파의 영향을 직접적으로 받는 영역이 작기 때문에 반사계수의 변화에 따른 차이가 비교적 작다. 그러나 Fig. 16 및 17에서 보듯이, 입사각이 $90^\circ, 135^\circ$ 로 증가하면서, 반사파의 영향을 받는 영역이 커져서 모든 횡단면에서 반사계수의 변화에 따른 차이가 뚜렷이 나타난다. 파가 직각으로 입사하는 Fig. 16을 살펴보면, 방파제의 끝을 지나

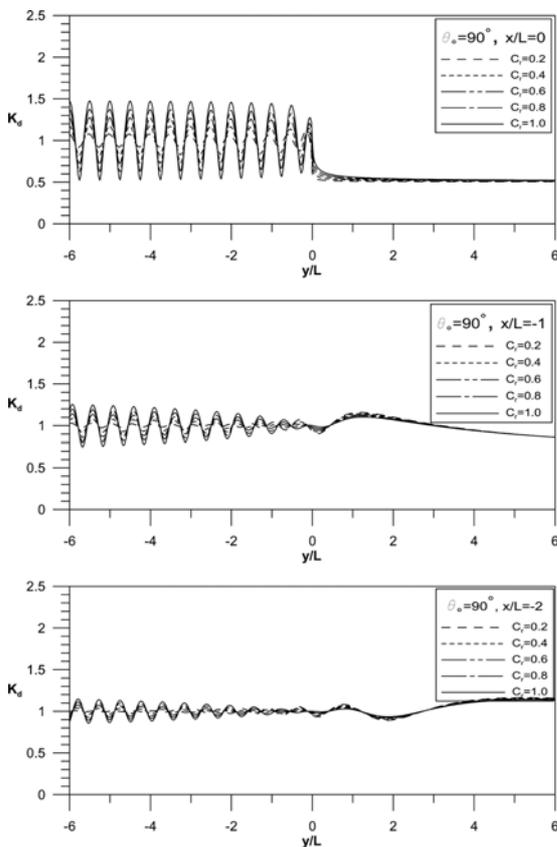


Fig. 16. Same as Fig. 15, but for $\theta_0 = 90^\circ$.

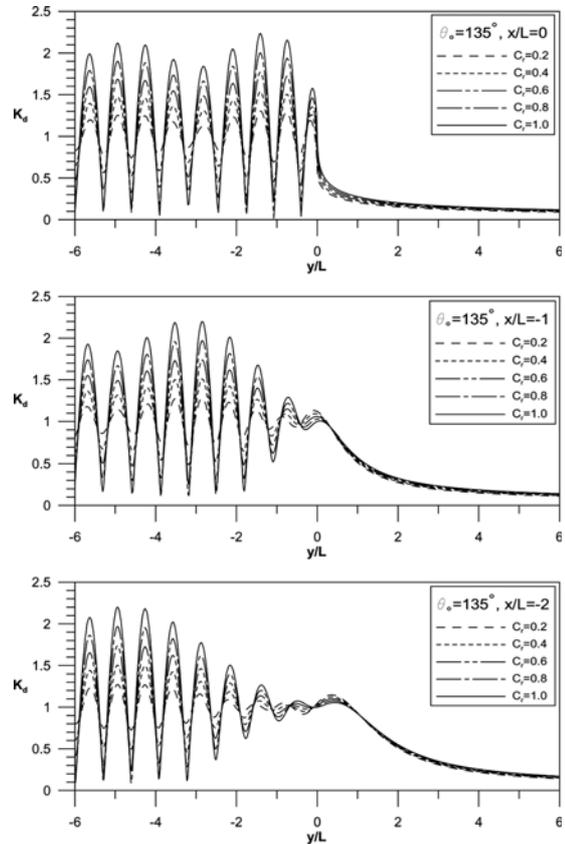


Fig. 17. Same as Fig. 15, but for $\theta_0 = 135^\circ$.

횡단면($x/L = 0$)의 경우, 방파제 전면에서, 반사계수가 1.0 일 때 최대 1.5 정도의 값을 보이는 회절계수가 반사계수 0.2일 때는 1.1 이하로 줄어든다. 방파제에서 멀리 떨어진 곳에서도 반사계수의 감소에 따른 절대적인 파고 감소는 작지만, 상대적인 감소는 여전히 큼을 알 수 있다. 예를 들어, $x/L = -2$ 인 횡단면에서, 반사계수 1.0일 때는 최대 1.15 정도인 회절계수가 반사계수 0.2일 때는 거의 일정한 1.0의 값을 보인다. 파의 입사각이 135° 인 Fig. 17을 살펴보면, 방파제 전면($y/L < 0$)에서, 반사계수가 1.0일 때 회절계수의 피크가 2.0을 기준으로 진동하고 있으며 반사계수가 감소함에 따라 피크 값이 감소한다. 또한 피크의 최대값이 나타나는 위치가 횡단면에 따라 달라진다.

Figs. 18~20은 폭 $B = 2L$ 의 개구부를 갖는 방파제의 경우 개구부의 왼쪽 끝($x/L = -1$), 중심($x/L = 0$), 그리고 오른쪽 끝($x/L = 1$)을 지나는 횡단면들을 따라 방파제의 반사계수 및 입사각의 변화에 따른 회절계수의 변화를 보여준다. 입사각이 작아질수록 반사파가 항 입구에 미치는

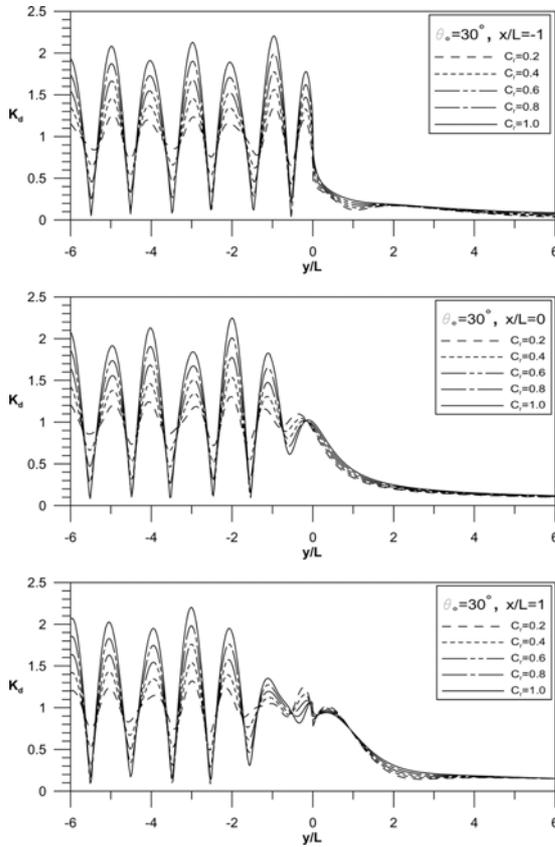


Fig. 18. Comparison of diffraction coefficients along different transverse sections parallel to y -axis of breakwater gap of $B = 2L$ with different reflection coefficients and $\theta_0 = 30^\circ$: (a) $x/L = -1$; (b) $x/L = 0$; (c) $x/L = 1$.

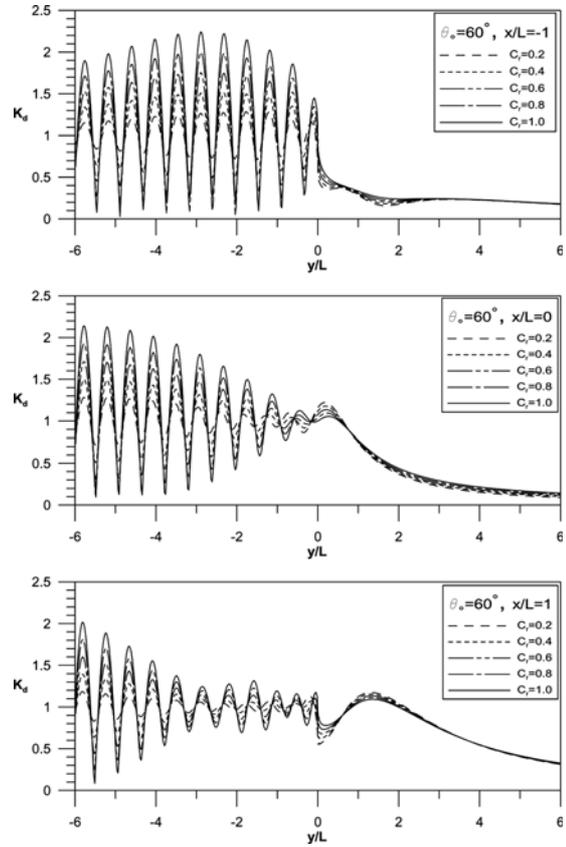


Fig. 19. Same as Fig. 18, but for $\theta_0 = 60^\circ$.

영향이 커지기 때문에 반사계수의 피크 값이 전반적으로 증가하는 반면, 피크의 개수는 감소한다. 파가 직각으로 입사하는 Fig. 20을 살펴보면, 개구부의 중심을 지나는 횡단면에서는 개구부로부터 멀어짐에 따라 회절계수의 변화가 점점 커지는데, 이는 방파제에서 반사된 파가 회절되어 가운데 쪽으로 들어오기 때문이다. 반면에 방파제 끝을 지나는 횡단면에서는 방파제 가까운 곳에서는 방파제로부터의 거리가 증가함에 따라 회절계수의 변화가 커지다가 y/L 이 대략 -2 보다 작아지면 다시 감소하여 비교적 일정한 값이 된다. 또한, 반무한 방파제의 경우와 마찬가지로, 반사계수가 감소함에 따라 회절계수의 변화가 작아진다. 개구부의 중심을 지나는 횡단면($x/L = 0$)의 경우, $y/L = -6$ 부근에서, 반사계수가 1.0일 때 최대 1.5 이상의 값을 보이는 회절계수가 반사계수 0.2일 때는 1.1 이하로 줄어든다. 방파제 끝을 지나는 횡단면($x/L = \pm 1$)에서도 y/L

$L = -2$ 부근에서, 반사계수가 1.0일 때 최대 1.5 이상이던 회절계수가 반사계수 0.2일 때는 1.1 이하로 줄어든다.

4. 결 론

본 연구에서는 부분 반사 반무한 방파제 또는 방파제 개구부에 의한 파의 산란 현상에 대하여 파가 사각으로 입사하는 경우에 대한 해석 해를 유도하였다. 본 연구에서 유도된 해석 해를 McIver(1999) 및 Bowen and McIver(2000) 해석 해의 결과와 비교하여 해의 타당성을 검토하였다. 또한 유도된 해석 해를 이용하여 방파제의 반사계수와 파의 입사각이 항 입구의 정온도에 미치는 영향을 검토하였다. 우선 방파제의 반사계수가 감소함에 따라 항 입구에서 파고가 감소하는 것을 확인함으로써 부분 반사 방파제가 항 입구의 정온도에 유리하다는 사실을 알 수 있었다. 다음으로 방파제에 파가 사각으로 입사하면 반사파의 영향으로 항 입구에서의 파고가 증가하여 항 입구 정

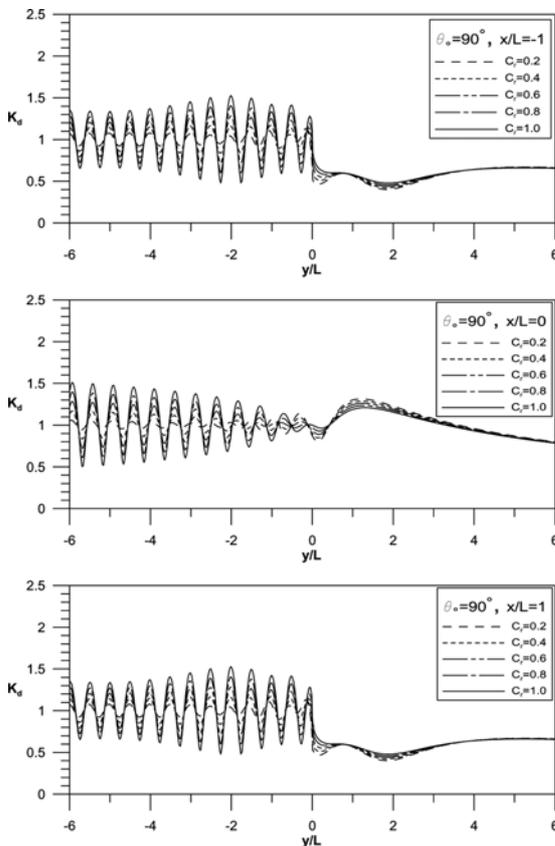


Fig. 20. Same as Fig. 18, but for $\theta_0 = 90^\circ$.

온도에 불리하다는 사실을 알 수 있었다.

감사의 글

본 논문은 해양수산부의 해양한국발전프로그램(KSGP) 연구개발사업과 서울대학교 BK21 안전하고 지속가능한 사회기반건설 사업단의 지원을 받았습니다. 본 연구는 서울대학교 공학연구소에서 수행되었습니다.

참고문헌

- 서경덕, 김한나 (2007). 부분반사 전면 및 완전반사 후면을 갖는 반무한 방파제 또는 방파제 개구부에 의한 파의 산란. 한국해양·해양공학회지. 19(3). 183-193.
- Bowen, M.K. and McIver, P. (2002). Diffraction by a gap in an infinite permeable breakwater. *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng.* 128(1), 2-9.
- Lamb, H. (1945). *Hydrodynamics*, 6th ed., Dover, New York, 538-540.
- McBride, M.W., Smallman, J.V. and Allsop, N.W.H. (1994). Design of harbour entrances: Breakwater design and vessel safety. *Proc. Int. Conf. on Hydro-Technical Eng. for Port and Harbor Construction*, PHRI, Yokosuka, Japan, 525-541.
- McIver, P. (1999). Water-wave diffraction by thin porous breakwater. *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng.* 125(2), 66-70.
- Penney, W.G. and Price, A.T. (1952). The diffraction theory of sea waves and the shelter afforded by breakwaters. *Philosophical Transactions of Royal Society, Series A* 244, 236-253.
- Sollitt, C.K. and Cross, R.H. (1972). Wave transmission through porous breakwaters. *Proc. 13th Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE, Vancouver*, 1827-1846.
- Sommerfeld, A. (1896). *Mathematische theorie der diffraction*. *Mathematische Annalen* 47, 317-374.
- Yu, X. (1995). Diffraction of water waves by porous breakwaters. *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng.* 121(6), 275-282.

원고접수일: 2009년 6월 22일

수정본채택: 2009년 8월 11일

게재확정일: 2009년 8월 12일