

## Boussinesq 방정식을 이용한 크노이드파의 Bragg 반사 해석 Analysis of Bragg Reflection of Cnoidal Waves with Boussinesq Equations

조용식\* · 정재상\* · 이종인\*\*

Yong-Sik Cho\*, Jae-Sang Jung\*, and Jong-In Lee\*\*

**요 旨** : 본 연구에서는 Boussinesq 방정식을 이용하여 유도한 한 쌍의 상미분방정식을 이용하여, 수심이 완만히 변하는 일정 경사면의 정현파형 지형 및 복합정현파형 지형에서의 Bragg 반사를 해석하였다. 입사파는 크노이드 파를 사용하였으며, 입사파의 분산성과 해저지형의 형태가 반사에 미치는 영향에 관하여 검토하였다. 해석결과에 의하면 정현파형 지형의 경우에는 입사파 분산성의 크기와 정현파형 지형의 진폭이 증가할수록 반사율이 증가하였으며, 복합정현파형 지형의 경우에는 지형의 진폭이 증가할수록, 해저지형을 구성하는 두 개의 정현성분 파수의 차가 감소할수록 반사율의 크기는 증가하였다.

**핵심용어** : Boussinesq 방정식, Bragg 반사, 크노이드파, 정현파형 지형

**Abstract** □ Numerical analysis for the Bragg reflection due to a sinusoidally and a doubly-sinusoidally varying seabeds was performed by using a couple of ordinary differential equations derived from the Boussinesq equations. Incident waves are a train of cnoidal waves. The effects of the dispersion and shape of seabed were investigated. It is shown that the reflection of a sinusoidally varying seabed is enhanced by increasing the dispersion and the amplitude of a seabed. The reflection of waves over a doubly-sinusoidally varying seabed can also be enhanced by increasing the amplitude of seabed decreasing the difference of wave numbers of seabed components.

**Keywords** : Boussinesq equation, Bragg reflection, Cnoidal waves, Sinusoidally varying seabed

### 1. 서 론

Bragg 반사는 입사된 주기파의 파장이 바닥지형 파장의 두 배가 될 때 공명현상(resonance)에 의해 반사율이 매우 커지는 물리현상을 말한다. 즉, 외해에서 주기성을 띄는 파랑이 입사해 올 때, 특정형태의 해저지형을 이용하면 상당량의 에너지를 다시 외해로 반사시킬 수 있다. 이와 같은 Bragg 반사 개념을 수중방파제(submerged breakwater)에 응용하면 항만이나 방파제 등의 해안구조물을 경제적으로 설계 및 보호 할 수 있고, 해안선 보호 및 불필요한 퇴적 등을 고려한 연안개발계획의 효율적 수립이 가능할

것이다. 또한 해수욕장 등과 같은 편의시설의 경관을 보호할 수 있으며, 일반 중력식 방파제와는 달리 해수소통이 원활하므로 항내오염 문제의 해결에도 어느 정도 기여할 수 있을 것이다.

일반적으로 사런(rippled seabed)은 천해역에서 많이 발견되며, 이에 대한 많은 이론적 및 실험적 연구가 수행되어 왔다(Hara and Mei, 1987; Liu and Cho, 1993). 국내에서는 조 등(1995)에 의해 Bragg 반사에 대한 연구가 시작되었으며, 조 등은 Boussinesq 방정식으로부터 지배방정식을 유도하여, 이를 수치적으로 적분하였다. 입사파는 크노이드파(cnoidal wave)와 정현파(sinusoidal

\*한양대학교 공과대학 토목공학과(Corresponding author: Yong-Sik Cho, Department of Civil Engineering, Hanyang University, Seoul 133-791, Korea. ysc59@hanyang.ac.kr)

\*\*한국건설기술연구원 수자원환경연구부 선임연구원(Water Resources and Environmental Research Division, Korea Institute of Construction Technology)

wave)를 사용하였으며, 주로 천해역을 대상으로 Bragg 반사를 해석하였다. 또한, 이 등(1999)은 조 등(1995)의 연구를 확장하여 경사지형을 고려한 Bragg 반사를 연구하였다.

본 연구에서는 주기를 갖는 해저지형에서의 Bragg 반사를 수치적으로 해석하였다. 해저지형은 정현파형 지형(sinusoidally varying seabed)과 복합정현파형 지형(doubly-sinusoidally varying seabed)을 고려하였으며, 입사파는 크노이드파를 사용하였다. 지배방정식은 조 등(1995)이 Boussinesq 방정식으로부터 유도한 한 쌍의 상미분 방정식을 사용하였으며, 이를 수치적으로 적분하였다. 입사파의 비선형성과 해저지형 사면의 수 및 해저경사가 Bragg 반사에 미치는 영향에 대한 연구는 이 등(1999)에 의해 수행된 바 있으며, 본 연구에서는 해저지형의 형태와 입사파의 분산성이 Bragg 반사에 미치는 영향을 주로 검토하였다.

다음 장에서는 Boussinesq 방정식으로부터 지배방정식을 유도하는 과정을 기술하였고, 제 3장에서는 입사파 및 지형조건과 정현파형 지형 및 복합정현파형 지형에서의 수치해석결과에 대하여 고찰하였다. 마지막으로, 제4장에서는 결론을 기술한다.

## 2. 지배방정식의 유도

외해에서 입사한 파랑이 Fig. 1과 같은 경사 지형과 정현파형 지형을 결합한 지형을 통과할 때 파랑의 특성을 지배하는 지배방정식의 유도과정을 간략히 기술하면 다음과 같다.

Boussinesq 방정식은 약비선형과 약분산 효과를 동시에 포함하며, 비선형 천수방정식에 동수압항을 일부 포함시킨 것이다. 먼저,  $x$ 축 방향만을 고려한 무차원 Boussinesq

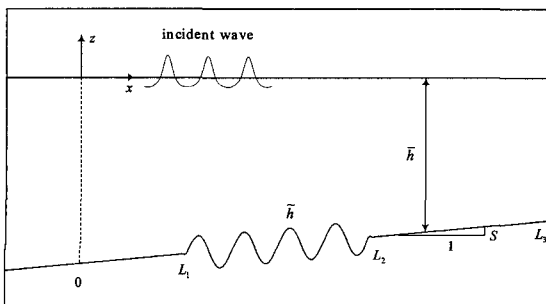


Fig. 1. Definition sketch of a sinusoidal seabed lying on a sloping beach.

방정식은 다음과 같이 쓸 수 있다(조 등, 1995).

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}[(h + \epsilon \zeta)u] = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \epsilon u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \zeta}{\partial x} = \mu^2 \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{h}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} (hu) - \frac{h^2}{6} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right] \tag{2}$$

여기서  $\zeta$ 는 자유수면변위,  $h$ 는 수심,  $u$ 는  $x$ 방향 유속을 나타낸다. 식 (1)과 (2)를 유도하는 과정에서  $O(\epsilon) \approx O(\mu^2) \ll 1$ 이 가정되었다. 식 (1)은 오차가 없는 연속방정식인 반면에 식 (2)는 절삭오차의 크기가  $O(\epsilon^2, \epsilon \mu^2, \mu^4)$ 인 운동량 방정식이다. 식 (1)과 (2)에서 매개변수  $\epsilon$ 와  $\mu^2$ 은 각각 비선형과 분산의 크기를 나타내며, 다음과 같이 주어진다.

$$\epsilon = a/h, \quad \mu^2 = (kh)^2 \tag{3}$$

식 (3)에서,  $a$ 는 파랑의 진폭이고,  $k$ 는 파수이다.

본 연구에서 적용된 지형의 수심은 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$h(x) = \bar{h}(x) + \tilde{h}(x) \tag{4}$$

식 (4)에서  $\bar{h}(x)$ 는 해저지형의 일정한 경사를 고려한 항으로 완변항(slowly varying)이며,  $\tilde{h}(x)$ 는 정현파형 지형을 나타낸 항으로 급변항(fast varying)이다. 식 (4)에서 각 항의 크기는 식 (5)와 같다.

$$\bar{h}(x) \sim O(1), \quad \tilde{h}(x) \sim O(\mu^2) \tag{5}$$

따라서,  $x$ 축에 대한 변화율은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\left| \frac{\partial \bar{h}}{\partial x} \right| \sim O(\mu^2), \quad \left| \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x} \right| \sim O(\mu^2) \tag{6}$$

자유수면 변위와 유속은 조 등(1995)에서와 같이 시간에 대하여 주기성을 갖는 것으로 가정하고, 식 (7)과 같이 표현한다.

$$\zeta(x, t) = \frac{1}{2} \sum_n \zeta_n(x) e^{-int}, \quad u(x, t) = \frac{1}{2} \sum_n u_n(x) e^{-int} \tag{7}$$

식 (7)에서  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 이며, 음수의  $n$ 은 양수의 켈레복소수를 의미한다.

식 (1)과 (2)에서  $u$ 를 소거하고, 식 (4)-(7)을 이용하여 정리하면 파랑의 진행과정을 지배하는 다음과 같은 한쌍의 상미분 방정식을 유도할 수 있다(조 등, 1995; 이 등, 1999).

$$\frac{dA_n}{dx} + \left[ \frac{i n \tilde{h}}{2 \bar{h} \sqrt{\bar{h}}} + \frac{1}{4} \frac{d}{dx} (\ln \bar{h}) + \frac{1}{2 \bar{h}} \frac{d \tilde{h}}{dx} - \frac{i}{6} \mu^2 n^3 \sqrt{\bar{h}} \right] A_n$$

$$\left[ -\frac{i\tilde{h}}{2\tilde{h}\sqrt{\tilde{h}}} + \frac{1}{4} \frac{d}{dx}(\ln\tilde{h}) + \frac{1}{2\tilde{h}} \frac{d\tilde{h}}{dx} + \frac{i}{6} \mu^2 n^3 \sqrt{\tilde{h}} \right] B_n e^{-2in\Theta}$$

$$= \text{NLT1} + O(\epsilon^2) \tag{8a}$$

$$\text{NLT1} = -\frac{i\epsilon}{4\tilde{h}\sqrt{\tilde{h}}} \sum_{s \neq 0, n} (n+s) \left[ \left( A_s A_{n-s} + \frac{n-2s}{n} B_s A_{n-s} e^{-2is\Theta} \right) \right]$$

$$-\frac{i\epsilon}{4\tilde{h}\sqrt{\tilde{h}}} \sum_{s \neq 0, n} (n+s) \left( B_s B_{n-s} + \frac{n-2s}{n} A_s B_{n-s} e^{2is\Theta} \right) e^{-2is\Theta} \tag{8b}$$

$$\frac{dB_n}{dx} + \left[ -\frac{i\tilde{h}}{2\tilde{h}\sqrt{\tilde{h}}} + \frac{1}{4} \frac{d}{dx}(\ln\tilde{h}) + \frac{1}{2\tilde{h}} \frac{d\tilde{h}}{dx} + \frac{i}{6} \mu^2 n^3 \sqrt{\tilde{h}} \right] B_n$$

$$-\left[ \frac{i\tilde{h}}{2\tilde{h}\sqrt{\tilde{h}}} + \frac{1}{4} \frac{d}{dx}(\ln\tilde{h}) + \frac{1}{2\tilde{h}} \frac{d\tilde{h}}{dx} - \frac{i}{6} \mu^2 n^3 \sqrt{\tilde{h}} \right] A_n e^{2in\Theta}$$

$$= \text{NLT2} + O(\epsilon^2) \tag{9a}$$

$$\text{NLT2} = \frac{i\epsilon}{4\tilde{h}\sqrt{\tilde{h}}} \sum_{s \neq 0, n} (n+s) \left[ B_s B_{n-s} + \frac{n-2s}{n} A_s B_{n-s} e^{2is\Theta} \right]$$

$$+ \frac{i\epsilon}{4\tilde{h}\sqrt{\tilde{h}}} \sum_{s \neq 0, n} (n+s) \left( A_s A_{n-s} + \frac{n-2s}{n} B_s A_{n-s} e^{-2is\Theta} \right) e^{-2in\Theta} \tag{9b}$$

식 (8b)와 (9b)의 NLT1과 NLT2는 각각 비선형항을 의미한다. 식 (8)과 (9)로부터 진폭함수  $A_n$ 과  $B_n$ 을 구한 후, 다음 식에 대입하면 자유수면변위를 구할 수 있다.

$$\zeta(x, t) = \frac{1}{2} \sum_n [A_n e^{in\Theta} + B_n e^{-in\Theta}] e^{-int} \tag{10}$$

식 (10)에는 다음 관계식이 사용되었다.

$$\Theta = \int \frac{1}{\sqrt{\tilde{h}}} dx \tag{11}$$

### 3. 경계조건 및 결과 분석

#### 3.1 단일정현파형 지형

본 연구에서는 유도된 지배방정식을 이용하여 Fig. 1과 같은 해저지형을 통과하는 크노이드파의 Bragg 반사를 해석하였다. 해저지형의 형태는 이 등(1999)의 연구를 참조하였으며, 수심  $h$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$h = 1 - Sx, \quad 0 \leq x \leq L_1$$

$$h = 1 - Sx - \rho \sin(\delta x), \quad L_1 \leq x \leq L_2 \tag{12}$$

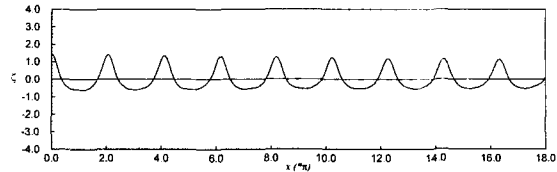


Fig. 2. Profile of incident cnoidal waves due to 5 harmonics.

$$h = 1 - Sx, \quad L_2 \leq x \leq L_3$$

식 (12)에서,  $S$ 는 해저경사,  $\rho$ 와  $\delta$ 는 각각 해저지형의 진폭과 파수를 의미한다. 식 (8)과 식 (9)는 1차 상미분방정식으로 4th-order Runge-Kutta 방법을 사용하여 적분할 수 있다. 크노이드파의 각 성분의 초기조건은 식 (13)과 같이 주어진다(Yoon and Liu, 1987).

$$A_1 = 0.8923, A_2 = 0.4198, A_3 = 0.1568 \tag{13}$$

$$A_4 = 0.0522, A_5 = 0.0163$$

Fig. 2는  $t=0$ 일 때, 식 (13)에 제시된 5개 성분으로 이루어진 크노이드파의 자유수면변위의 성분으로서 파수( $k$ )는 1.0이며, 이를 초기조건으로 사용하였다.

본 연구에서는 입사파의 분산성과 해저지형 진폭의 크기가 파랑의 반사에 미치는 영향을 검토하였으며, 먼저 해저경사가 없는 지형에서의 크노이드파의 반사를 해석하였다. Fig. 3과 Fig. 4는 입사파의 분산성이 Bragg 반사에 미치는 영향을 고려한 것으로서 분산성의 크기가 증가할수록 반사율은 증가하였으며, 최대반사가 일어나는  $\delta$ 도 증가함을 알 수 있다. 분산성과 비선형성은 서로 상반되는 경향을 보이며, 파랑이 심해에서 천해로 전파될수록 비선형성은 커지게 된다. 따라서, 비선형성이 커짐에 따라 반

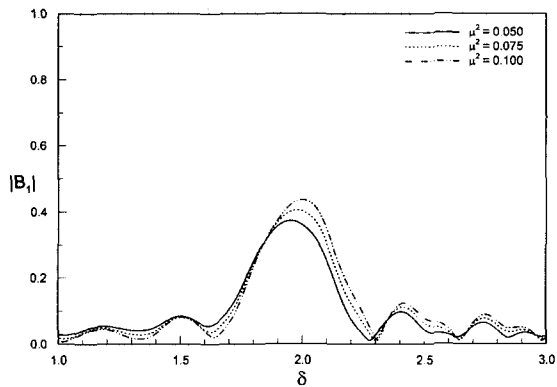


Fig. 3. Reflected amplitude of the first harmonic component ( $L=6\pi, \epsilon=0.0881, \rho=0.10, S=0.0$ ).

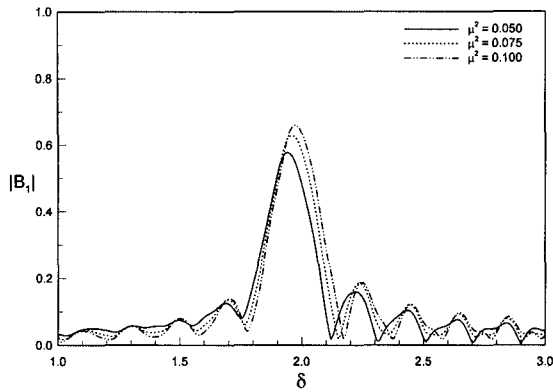


Fig. 4. Reflected amplitude of the first harmonic component ( $L=10\pi$ ,  $\epsilon=0.0881$ ,  $\rho=0.10$ ,  $S=0.0$ ).

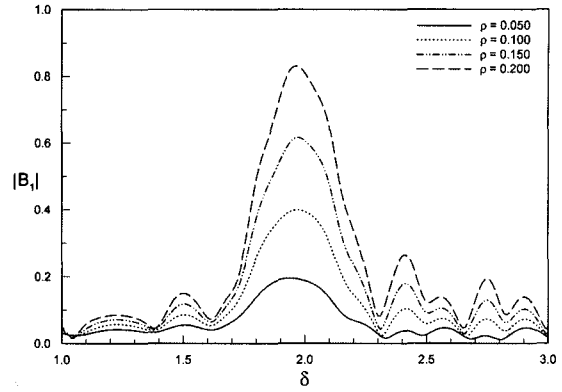


Fig. 7. Reflected amplitude of the first harmonic component ( $L=6\pi$ ,  $\mu^2=0.1067$ ,  $\epsilon=0.0881$ ,  $S=0.01$ ).

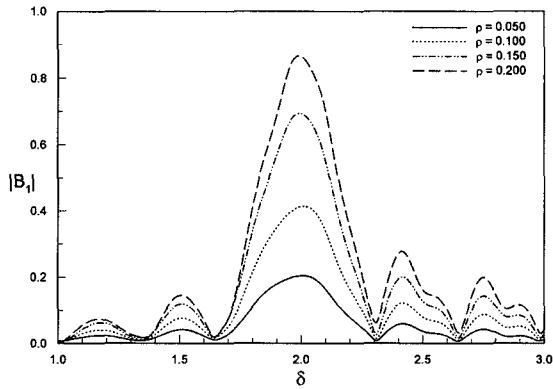


Fig. 5. Reflected amplitude of the first harmonic component ( $L=6\pi$ ,  $\mu^2=0.1067$ ,  $\epsilon=0.0881$ ,  $S=0.0$ ).

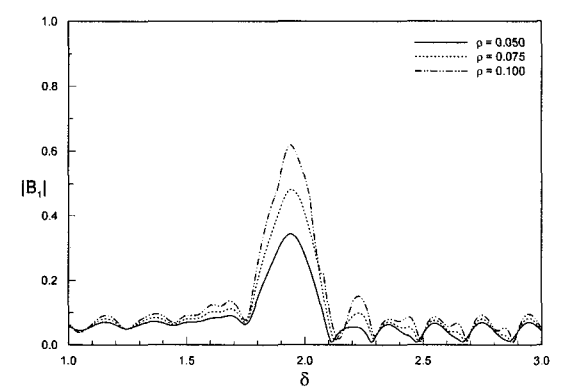


Fig. 8. Reflected amplitude of the first harmonic component ( $L=10\pi$ ,  $\mu^2=0.1067$ ,  $\epsilon=0.0881$ ,  $S=0.01$ ).

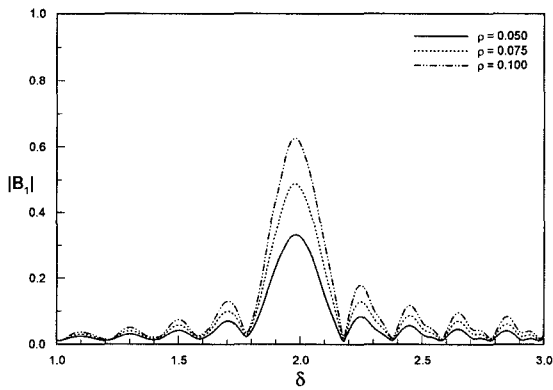


Fig. 6. Reflected amplitude of the first harmonic component ( $L=10\pi$ ,  $\mu^2=0.1067$ ,  $\epsilon=0.0881$ ,  $S=0.0$ ).

사파의 크기와 최대반사가 일어나는  $\delta$  값이 작아진다고 보고한 이 등 (1999)의 연구 결과에 부합한다. 그러나, 분산성의 크기 변화에 의한 파랑의 반사율의 변화는 Fig.

3~6에서 보는 바와 같이 해저지형의 형태에 의한 반사율의 변화에 비해 크지 않았다.

Fig. 5와 Fig. 6은 단일정현파형 지형의 진폭이 파랑의 반사에 미치는 영향을 검토한 것으로서 해저지형의 진폭이 증가함에 따라 반사된 파랑의 크기가 선형적으로 증가함을 알 수 있다. Fig. 7과 Fig. 8은 실제 자연적인 지형에 더욱 가깝게 하기 위해 Fig. 5와 Fig. 6의 해석조건에 해저지형의 경사를 고려한 것이다. 대부분의 정현파형 지형(사런)은  $S \leq 0.005$ 인 지형에서 발견되는 것으로 알려져 있다(Mei and Liu, 1993). 그러나 본 연구에서는 지형의 경사에 대한 효과를 높이기 위해  $S = 0.01$ 으로 설정하였다. 수치해석 결과는 이 등(1999)의 연구와 마찬가지로 경사가 있을 경우에 전반적인 반사율과 최대반사가 일어나는  $\delta$ 가 감소하였으나, 경사를 고려하지 않았을 경우와 비교해 볼 때 큰 차이는 나타나지 않았다.

Fig. 9는 동일 입사파 조건에서 단일정현파형 지형의 진

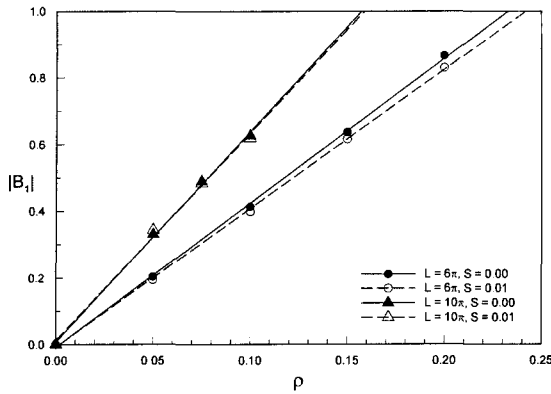


Fig. 9. Maximum reflected amplitude of the first harmonic component with varying  $\rho$ .

폭의 크기와 바닥경사의 효과를 검토한 것으로서 정현파형 지형의 진폭과 길이가 증가할수록 최대반사가 증가함을 알 수 있다. 그리고 바닥경사가 있는 경우( $S = 0.01$ )의 최대반사가 없는 경우( $S = 0.0$ )보다 약간 작음을 알 수 있다. 이는 해저경사로 인해 파랑의 비선형성이 증가하여 입사파 진폭성분( $n = 1, 2, 3, 4, 5$ )간의 상호작용이 활발해져 고차성분으로 파랑 에너지가 이동하기 때문으로 생각되며, 이는 이 등(1999)의 해석결과와 일치하는 현상이다. 또한 해저지형의 진폭의 증가에 따라 최대반사는 선형적으로 증가함을 알 수 있으며,  $L = 10\pi$ 인 경우의 변화율은 6.35이고  $L = 6\pi$ 인 경우의 변화율은 4.19로서 사선의 수가 증가할수록 반사율이 커짐을 알 수 있다.

3.2 복합정현파형 지형

복합정현파형 지형의 형태는 두 개의 정현함수로 이루어진 것으로 가정하였으며, 수심  $h$ 는 식 (14)와 같이 정의된다. 복합정현파형 지형의 해석에서는 바닥경사가 없는 것( $S = 0.0$ )으로 가정하였다.

$$\begin{aligned} h &= 1 - Sx, & 0 \leq x \leq L_1 \\ h &= 1 - Sx - \rho(\sin\delta_1 x - \sin\delta_2 x), & L_1 \leq x \leq L_2 \\ h &= 1 - Sx, & L_2 \leq x \leq L_3 \end{aligned} \quad (14)$$

입사파 조건인 크노이드파 각 성분의 초기조건은 정현파형 지형에서 적용한 식 (13)과 같으며, 입사파의 분산성과 비선형성은 식 (15)와 같다.

$$\mu^2 = 0.1067, \quad \varepsilon = 0.0881 \quad (15)$$

Fig. 10은 본 연구에서 적용한 단일정현파형 및 복합정현파형 지형을 도시한 것으로서 Fig. 10(a)는 단일정현파형 지형, Fig. 10(b)~(d)는 각각  $\delta_2 = 1.2\delta_1$ ,  $\delta_2 = 1.5\delta_1$ ,  $\delta_2 = 2.0\delta_1$ 인 복합정현파형 지형이다. 각각의 경우에 바닥지형의 진폭  $\rho$ 는 최대진폭이 0.1이 되도록 식 (16)과 같이 산정하였다.

$$\begin{aligned} \delta_2 = 1.2 \times \delta_1: & \quad \rho = 0.051 \\ \delta_2 = 1.5 \times \delta_1: & \quad \rho = 0.053 \\ \delta_2 = 2.0 \times \delta_1: & \quad \rho = 0.062 \end{aligned} \quad (16)$$

복합정현파형 지형에서 Bragg 반사는  $2k/\delta_1 = 2k/\delta_2 = 1$ 일 때 발생한다(Guazzelli et al., 1992). 따라서 본 연구에서 사용한 입사파의 파수( $k$ )는 1.0이기 때문에  $\delta_1 = \delta_2 = 2.0$ 일 때 Bragg 반사가 발생하게 된다.

Fig. 11~Fig. 14는 복합정현파형 지형에서  $\delta_1$ 의 변화에 따른 반사율을 도시한 것이다. Fig. 11은  $\delta_2 = 0.0$ 인 경우(Fig. 10(a) 참조)에 대한 해석결과로서  $\delta_1 = 2.0$  근방에서 최대반사가 발생함을 알 수 있다. Fig. 12는  $\delta_2 = 1.2\delta_1$ 인 복합정현파형 지형(Fig. 10(b) 참조)에 대한 해석결과로서  $L = 6\pi$ 인 경우를 기준으로 살펴볼 때  $\delta_1 = 1.6$  및  $\delta_1 = 2.0$  부근에서 최대반사가 발생함을 알 수 있다.  $\delta_1 = 2.0$ 에서 최대반사가 발생하는 것은 이미 언급한 바와 같고,  $\delta_1 = 1.6$  부근에서 최대반사가 발생하는 것은 Fig. 12의 해저지형이  $\delta_2 = 1.2\delta_1$ 인 조건이기 때문에  $\delta_2 = 2.0$ 이 되기 위한  $\delta_1 = 1.67$  조건에서 Bragg 반사가 발생하는 것이다.

Fig. 13과 Fig. 14는 각각  $\delta_2 = 1.5\delta_1$ 와  $\delta_2 = 2.0\delta_1$ 인 경우에 대한 해석결과로서  $\delta_1 = 2.0$  뿐만 아니라 각각의 지형조건에 해당하는  $\delta_1 = 1.33$ 과  $\delta_1 = 1.0$  부근에서 최대반사가 발생한다. 이러한 해석결과는 Guazzelli et al.(1992)의 연구결과와 잘 부합한다. 전반적으로 복합정현파형 지형에서의 최대 반사율은 해저지형의 최대진폭이 일정할 경우, 단일정현파형 지형의 50~60%정도로 나타났다.

Fig. 15는 일정한  $\rho$ 에 대한 복합정현파형 지형 및 단일정현파형 지형에서 발생하는 반사율의 크기를 비교도시한 것이다. 복합정현파형 지형과 단일정현파형 지형에서  $\rho$ 가 같을 경우,  $\delta_2$ 에 의한 최대 반사율은 거의 같은 값을 가진다. 그러나  $\delta_1 = 2.0$ 에서의 반사율은  $\delta_2$ 값이  $\delta_1$ 에 가까울수록 큰 값을 가지며, 이는  $\delta_1$ 과  $\delta_2$ 에 의해 발생하는 반사파의 상호 간섭과 일정한  $\rho$ 에 대해  $\delta_1 - \delta_2$ 의 감소에 따른 해저지형의 최대진폭의 증가에 있는 것으로 판단된다. 복합정현파형 지형에서 Bragg 반사는 해저지형을 구성하는 각 정현성분 사이의 관계와 바닥 지

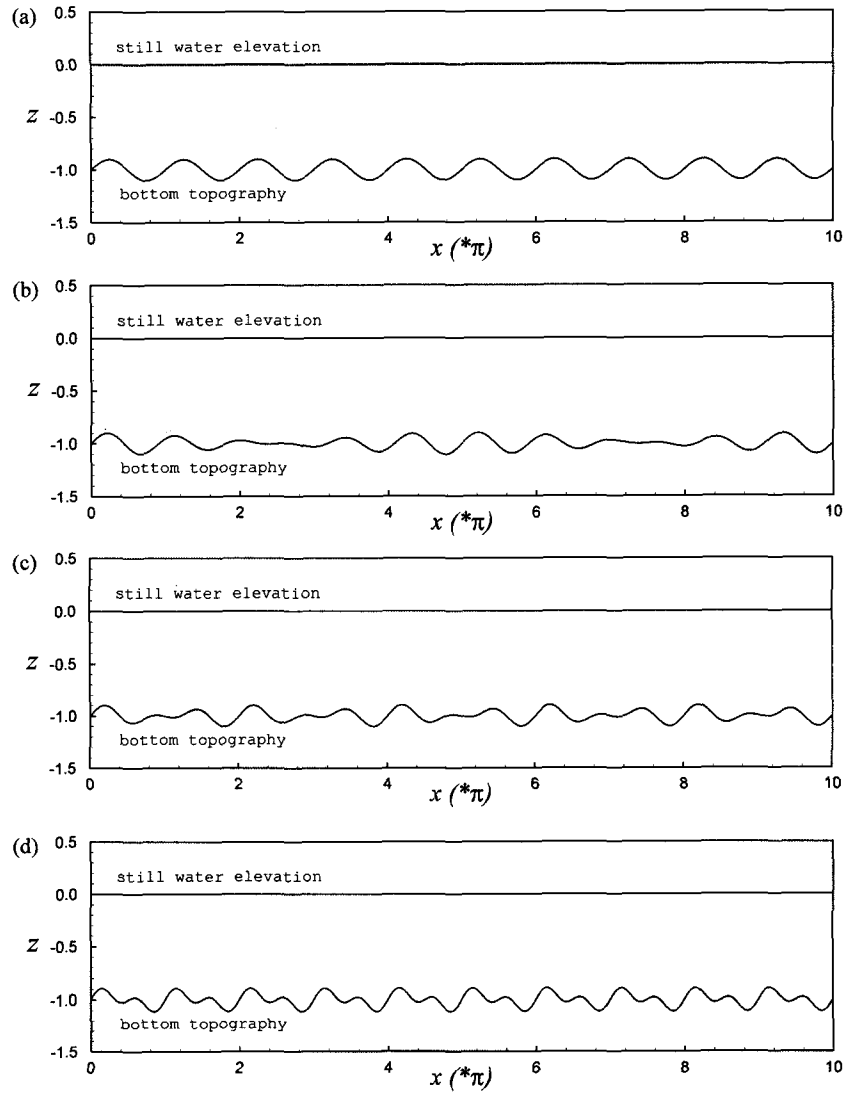


Fig. 10. Profiles of doubly-sinusoidally varying topographies with  $\delta_1=2.0$ ; (a)  $\delta_2=0$ , (b)  $\delta_2=1.2$ , (c)  $\delta_2=1.5$ , (d)  $\delta_2=2.0$

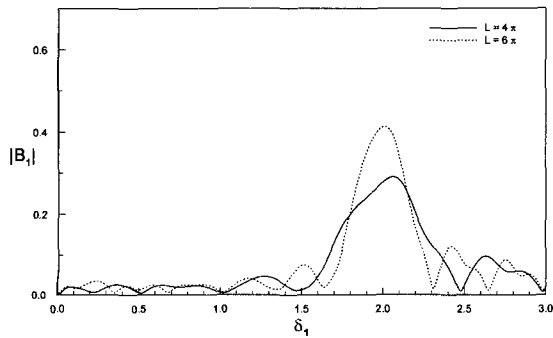


Fig. 11. Reflected amplitude of the first harmonic component ( $\delta_2=0.0$ ,  $\rho=0.10$ ).

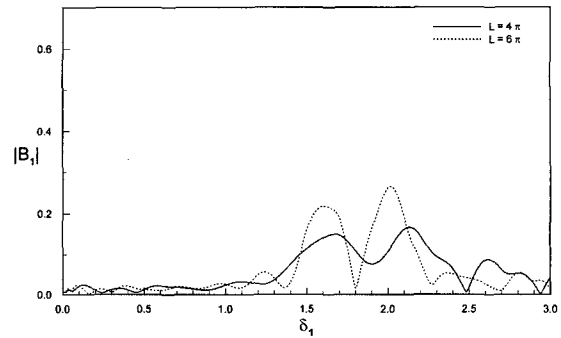


Fig. 12. Reflected amplitude of the first harmonic component ( $\delta_2=1.2$ ,  $\rho=0.051$ ).

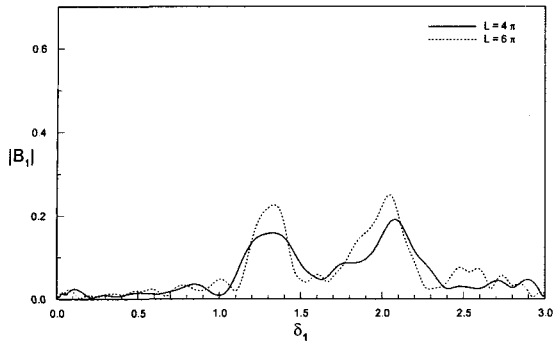


Fig. 13. Reflected amplitude of the first harmonic component ( $\delta_2=1.5, \rho = 0.053$ ).

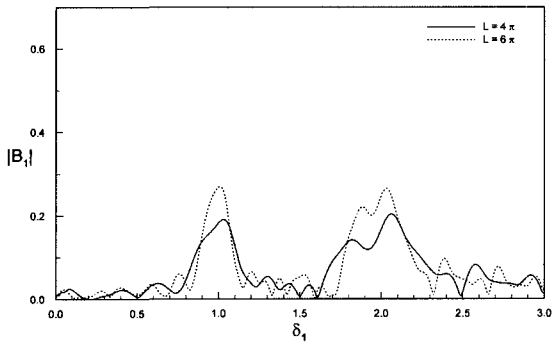


Fig. 14. Reflected amplitude of the first harmonic component ( $\delta_2=2.0, \rho = 0.062$ ).

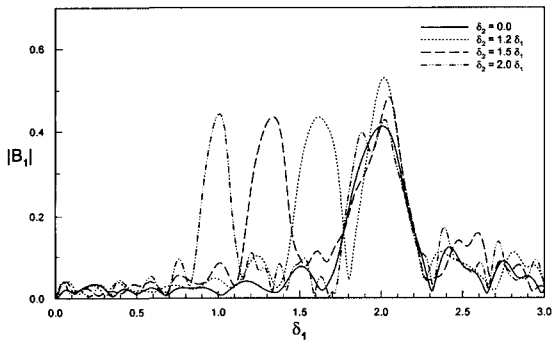


Fig. 15. Reflected amplitude of the first harmonic component ( $\rho = 0.10, L=6\pi$ ).

형의 진폭  $\rho$ 에 영향을 받음을 알 수 있다. 즉, 복합정현파형 지형에서 진폭이 클수록,  $\delta_1 - \delta_2$ 가 작을수록 반사파의 진폭은 증가한다. 이는 김 등(2001)이 밝힌 해저지형의 파장과 진폭이 반사율에 영향을 준다는 결과와 일치한다.

### 4. 결 론

본 연구에서는 Boussinesq 방정식으로부터 유도된 한 쌍의 상미분방정식을 이용하여, 일정 경사면에서의 Bragg 반사에 대하여 연구하였다. 단일정현파형 지형의 경우에 입사파의 분산성의 크기가 증가할수록 반사율은 증가하며, 최대 반사가 발생하는 바닥지형의 파장도 증가함을 알 수 있었다. 해저지형의 진폭과 반사율과의 관계는 서로 비례하였으며, 해저경사에 따른 Bragg 반사율의 변화는 이 등(1999)의 연구와 마찬가지로 크게 나타나지 않았다. 분산성의 크기 역시 해저지형의 형태가 파장의 반사에 미치는 영향과 비교했을 때 그 영향은 크지 않았다. 복합정현파형 지형의 경우, Bragg 반사에 미치는 영향으로 해저지형의 진폭  $\rho$ 와 해저지형의 형태를 정의하는 파수의 차인  $\delta_2 - \delta_1$ 을 고려하였다. 그 결과  $\rho$ 가 증가할수록,  $\delta_2 - \delta_1$ 이 감소할수록 반사율의 크기는 증가함을 알 수 있었다.

현재까지 입사파의 분산성, 비선형성 및 해저지형의 형태 등이 Bragg 반사에 미치는 영향에 대한 많은 연구가 수행되었다. 그러나 심해에서 전파되어 오는 파장은 실제로 매우 불규칙하므로, 이를 고려한 Bragg 반사에 대한 연구가 수행되어야 할 것으로 판단된다.

### 감사의 글

본 연구는 과학기술부 국가지정연구실사업(한양대학교 해양공학연구실)으로 수행되었기에 이에 사의를 표합니다.

### 참고문헌

김영택, 조용식, 이정규, 2001. 복합정현파형 지형에서의 파랑 반사. 한국해양 · 해양공학회지, 13(3): 189-194.  
 이종인, 조용식, 이정규(1999). 경사지형에서의 Bragg 반사. 한국수자원학회논문집, 32(4): 447-455.  
 Cho, Y.S., Lee, J.I., Lee, J.K. and Yoon, T.H., 1995. Bragg reflection of shallow-water waves. 대한토목학회논문집, 15(6): 1823-1832.  
 Guazzelli, E., Rey, V. and Belzons, M., 1992. Higher-order Bragg reflection of gravity surface waves by periodic beds. *J. Fluid Mech.*, 245, pp. 301-317.  
 Hara, T. and Mei, C.C., 1987. Bragg scattering of surface waves by periodic bars: Theory and experiment. *J. Fluid Mech.*, 178, pp. 221-241.

Liu, P.L-F. and Cho, Y.S., 1993. Bragg reflection of infragravity waves by sandbars. *J. Geophys. Res.*, **98**(C12), pp. 22733-22741.

Mei, C.C. and Liu, P.L.-F., 1993. Surface waves and coastal dynamics. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **25**, pp. 215-240.

Yoon, S.B. and Liu, P.L.-F., 1987. Resonant reflection of shal-

low-water waves due to corrugated boundaries. *J. Fluid Mech.*, **180**, pp. 451-469.

---

Received August 5, 2002

Accepted November 1, 2002