

잠제의 형상 변화에 따른 반사파 및 투과파의 거동특성

Behaviors of Reflected and Transmitted Waves for Geometric Change of Submerged Breakwater

이 철 응* 오 원 택**
Lee, Cheol-Eung O, Won-Taek

Abstract

A numerical model is represented to calculate the wave fields such as the reflected waves, the transmitted waves, and depth averaged velocities over submerged breakwaters for the normally incident wave trains of nonlinear monochromatic wave. The numerical model is correctly formulated by using both the finite amplitude shallow water equations with the effects of bottom friction and the explicit dissipative Lax-Wendroff finite difference scheme, also satisfactorily verified by comparison with the other results. The behaviors of reflected and transmitted waves with respect to geometric parameters of submerged breakwater such as the slope, crest depth, and crest width are numerically analyzed in this study. In particular, the reflection and transmission coefficients are quantitatively calculated as the function of geometric parameter of submerged breakwater. It is found that the crest depth among parameters related to practical design may be the most important parameter in designing the submerged breakwater. Therefore, the effective and economic performances of submerged breakwater should be depended on the determination of optimal crest depth.

키워드 : 잠제, 천수방정식, 유한차분법, 반사율, 투과율

Keywords : *submerged breakwater, finite amplitude shallow water equations, finite difference method, reflection coefficient, transmission coefficient*

1. 서론

외해에서 내습하는 파랑에너지를 제어하는 것은 해안선의 침식을 방지하거나 기타 해안시설물을 보호하는데 있어서 필수적이다. 이와 같은 목적으로 현재 연안역 주변에 경사제나 직립제 그리고 혼성제 등 여러 종류의 방파제가 건설되고 있다. 최근에 연안역에서의 환경오염 문제가 크게 대두되면서 해수의 유통을 원활히 하며 파랑 에너지를 효과적으로 제어할 수 있는 여러 형태의

방파제가 개발되고 있는데, 이와 같은 방파제 형식의 하나가 잠제이다. 특히 잠제는 방파제의 천단고가 수중에 위치하기 때문에 공사비를 절약할 수 있을뿐만 아니라 연안역의 해양생태에 미치는 부작용을 최소화하면서 파랑에너지를 효과적으로 차단할 수 있다는 장점을 가지고 있다. 이와 같은 잠제를 효율적으로 설계하기 위하여는 주어진 조건하에서 잠제에 의하여 발생하는 입사파의 반사율과 투과율 그리고 잠제 주변의 흐름특성이 정확히 해석되어야 한다.

현재까지 잠제 주변에서 파랑장의 거동특성을 해석하려는 대부분의 연구들은 모형실험을 통하여 이루어졌다. 대표적으로 Van der Meer와 Daemen[1], Ahrens[2] 그리고 Seelig[3] 등이 모형 실험자료를 이용하여 천단

* 강원대학교 토목공학과 조교수, 공학박사

** 강원대학교 대학원 토목공학과 석사과정

고와 입사파고의 함수로 잠제에 의한 입사파의 반사율과 투과율을 산정할 수 있는 경험식을 제시하였다. 그러나 SPM[4]이나 Bruun[5]에 제시된 경험식을 비롯하여 현재까지 제시된 대부분의 경험식들은 대단히 제한적인 자료를 근간으로 제시된 것이기 때문에 아직 보완되어야 할 많은 문제점들을 내포하고 있다. 또한 대부분의 모형실험에서는 잠제 전면과 후면의 고정된 위치에서 관측된 파고를 이용하여 입사파의 반사율과 투과율을 예측하는데 국한되기 때문에 그 해석범위가 대단히 제한적이다. 따라서 모형실험에서 잠제 주변의 파랑장을 동수역학적으로 정확히 예측하는 것이 불가능하다. 이와 같은 문제점을 해결할 수 있는 방법은 그 현상에 적합한 수학적 모형을 근간으로 임의의 조건하에서도 적용 가능한 수치모형을 개발하는 것이다. 방과 제 등의 연안 구조물과 파랑의 상호작용을 해석할 수 있는 수치모형들이 Kobayashi 등[6], Van Gent [7], Dodd[8] 등에 의하여 개발되었다. 그러나 이들 수치모형의 대부분은 잠제가 아닌 경사제 전면에서 파의 처오름 등과 같은 현상을 해석하는데 국한적으로 적용되었다. Kobayashi와 Wurjantof[9]는 기존의 수치모형에 투과 경계조건을 도입하여 잠제 주변에서의 파랑장을 해석하였다. 다양한 조건의 비선형 규칙파가 수직으로 입사하는 경우에 입사파의 반사율과 투과율 그리고 파랑에너지의 소산율을 수치적으로 계산하였다. 이들은 수치모형의 결과를 Seelig[3]의 실험자료와 비교하여 비선형 규칙파에 대한 수치모형의 적용성을 확인하였다. Losada 등[10]과 Grilli 등[11]은 고립파가 수직으로 입사하는 경우에 대하여 잠제와 고립파의 상호작용에 의하여 발생하는 잠제 주변의 파랑장을 해석하였다. Losada 등[10]의 연구에서는 잠제에 의하여 발생하는 고립파와 투과파에 대한 동수역학적인 거동특성이 해석되지 않았다. 또한 Grilli 등[11]은 마찰의 효과가 고려되지 않은 포텐셜이론을 근간으로 경계요소법을 이용하여 잠제 주변에서 자유수면의 거동특성만을 해석하였다. 이철응[12]은 마찰의 효과를 포함한 유한 진폭 천수방정식으로부터 수립된 Lax-Wendroff 유한 차분 수치모형을 이용하여 잠제 주변에서 파랑의 전반적인 동수역학적 거동특성에 대하여 해석하였다. 비선형 규칙파와 고립파가 입사하는 경우에 대한 해석 결과를 기존의 수치해 및 실험자료와 비교하여 수치모형을 검증하였다.

본 연구에서는 천해영역에서 적용 가능한 마찰의 효과가 고려된 유한 진폭 천수방정식을 이용하여 잠제 주변의 파랑장을 해석하였다. 비선형 규칙파를 대상으로 잠제에 의하여 발생하는 반사파와 투과파의 거동특성뿐만 아니라 시간과 공간에 따른 자유수면 및 흐름의 거동특성을 수치적인 방법으로 계산하였다. 특히, 잠제 체체의 기하학적 형상, 잠제 전면의 경사, 천단고, 그리고 천단폭의 변화에 따른 반사율과 투과율의 변화 특성을 해석하여 잠제의 기능적, 경제적 최적 설계에 필요한 변수결정에 필요한 자료를 제공하고자 한다.

2. 수학적 모형의 수립

잠제 주변은 입사파랑과 구조물이 상호작용하는 영역이기 때문에 대상영역에서 발생하는 파랑장은 대단히 복잡하게 된다. 따라서 이와 같은 복잡한 현상을 해석하기 위해서는 파랑과 구조물의 상호작용에 의하여 발생하는 비선형 효과가 올바르게 고려된 수학적 모형이 수립되어야 한다. 또한 대부분의 잠제가 상대적으로 수심이 얇은 천수영역에 건설되기 때문에 해저면에서의 마찰효과가 반드시 고려되어야 한다. 본 연구에서는 Kobayashi 등[6]이 불투수성 저면을 갖는 일정경사 단면에서 입사파의 반사율과 처오름의 크기를 계산하기 위하여 유도한 마찰효과가 고려된 일차원 유한 진폭천수 방정식(finite amplitude shallow water equation)을 사용하였다. 유한 진폭 천수방정식은 Hibberd와 Peregrine[13] 그리고 Dodd[8] 등 많은 연구자에 의하여 비선형성이 강한 영역에서 파랑 변형특성을 동수역학적으로 해석하는데 만족스럽게 적용되어 왔다.

본 연구에서 사용된 좌표와 변수들을 Fig. 1에 나타내었다. 여기서 d_i' 와 d_e' 는 각각 잠제 전면과 후면 끝단의 수심으로 정수면에서 하상까지의 연직거리이다. 또한 잠제의 기하학적인 형상과 관련된 변수로 h_s' 는 해저면에서 잠제 천단고까지의 높이를, B' 은 천단고의 폭을 의미하며, 정수면에서 잠제 천단고까지의 연직거리는 d_c' 으로 정의하였다. 그러므로 해석하고자하는 대상영역, $0 \leq x' \leq x_e'$ 에서 질량보존법칙과 운동량 방정식을 해저면에서 자유수면까지 수심 적분하면 다음 식(1)과 (2)의 지배방정식을 얻을 수 있다. 이때 잠제를 구성하는 피복제의 입사들 사이에 존재하는 공극의 효과는 고려하지 않았다.

$$\frac{\partial h'}{\partial t'} + \frac{\partial}{\partial x'}(h'u') = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t'}(h'u') + \frac{\partial}{\partial x'}\left(h'u'^2 + \frac{1}{2}gh'^2\right) = -gh' \tan \theta' - \frac{1}{2}f'|u'|u' \quad (2)$$

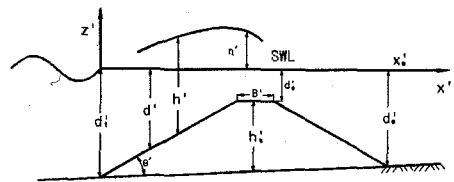


Fig. 1 수학적 모형의 좌표와 변수의 정의

여기서 t' 과 x' 은 각각 시간과 공간에 대한 독립변수이고, g 는 중력가속도, f' 은 해저면에서 발생하는 마찰효과를 고려하기 위하여 도입된 마찰계수로 천 단면에 대하여 일정하다고 가정하였으며, θ' 은 잠제 단면

의 경사를 의미한다. 또한 η' 은 정수면에서 자유수면까지의 연직거리를, k' 은 해저면에서 자유수면까지의 연직 거리를 그리고 u' 은 해저면에서 자유수면까지 수심 적분된 수입자의 평균 유속을 의미한다. 한편 식 (1)과 (2)에 정의된 지배방정식을 간단히 표현하기 다음 식 (3)~(6)과 같은 무차원 변수들을 도입할 수 있다.[9]

$$t = \frac{t'}{T'}; \quad x = \frac{x'}{T'\sqrt{gH'}}; \quad z = \frac{z'}{H'} \quad (3)$$

$$x_e = \frac{x'_e}{T'\sqrt{gH'}}; \quad d_i = \frac{d'_i}{H'}; \quad d_e = \frac{d'_e}{H'} \quad (4)$$

$$u = \frac{u'}{\sqrt{gH'}}; \quad h = \frac{h'}{H'}; \quad \eta = \frac{\eta'}{H'} \quad (5)$$

$$\theta = \sigma \tan \theta'; \quad f = \frac{1}{2} \sigma f'; \quad \sigma = T' \sqrt{\frac{g}{H'}} \quad (6)$$

여기서 H' 과 T' 은 각각 입사점에서 정의된 입사파의 파고와 주기이며, σ 는 파형경사와 관련된 무차원 변수이다. 따라서 식 (3)~(6)을 식 (1)과 (2)에 대입하면 무차원화된 지배방정식인 다음 식 (7)과 (8)을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(hu) = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(hu) + \frac{\partial}{\partial x}\left(hu^2 + \frac{1}{2}h^2\right) = -\theta h - f|u|u \quad (8)$$

그러므로 식 (7)과 (8)을 임의의 수치기법으로 해석하면 잠제 주변에서 주어진 입사파에 의하여 발생되는 파랑장의 거동특성, 즉 시간과 공간에 따른 자유수면의 변화 및 파랑에 의하여 유발되는 수심 적분된 흐름의 크기를 정량적으로 구할 수 있다. 식 (7)과 (8)은 수학적으로 쌍곡선형의 비선형 편미분 방정식이기 때문에 수치적으로 풀기 위해서는 초기조건 및 대상영역의 경계점에서 입사파의 반사와 투과현상을 올바르게 묘사할 수 있는 적절한 경계조건이 부여되어야 한다.

먼저 초기조건은 위에서 잠제로 진행하는 입사파가 $t=0$ 일 때 입사점, $x=0$ 에 도달한다는 가정하에 다음 식 (9)와 같이 정의할 수 있다.

$$\eta = u = 0, \quad t=0, x \geq 0 \quad (9)$$

한편 경계조건은 Hibberd와 Peregrine[13]에 의하여 제시되고 Kobayashi 등[6]과 Titov와 Synolakis[14] 등 많은 연구자들에 의하여 그 적용성이 확인된 특성곡선법을 이용하여 정의할 수 있다. 따라서 먼저 임의의 특성곡선을 따라 Riemann invariant, $\alpha = u + 2c$ 와 $\beta = -u + 2c$ 를 도입하면 식 (7), (8)을 다음 식 (10)과 같이 변형시킬 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha}{\partial t} + (u+c) \frac{\partial \alpha}{\partial x} &= -\theta - \frac{f|u|u}{h}; \\ \text{along } \frac{dx}{dt} &= u+c \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \beta}{\partial t} + (u-c) \frac{\partial \beta}{\partial x} &= \theta + \frac{f|u|u}{h}; \\ \text{along } \frac{dx}{dt} &= u-c \end{aligned} \quad (11)$$

여기서 $c = \sqrt{gh}$ 로 정의되며, α 와 β 는 각각 정의된 좌표에서 양의 방향과 음의 방향으로 진행되는 특성치를 의미한다. 따라서 잠제에 의하여 반사되는 입사파의 반사특성을 묘사하기 위해서는 식 (11)을 이용하면 되고, 대상영역의 끝단에서 잠제의 천단고를 통과한 후의 투과파의 거동을 묘사하기 위해서는 식 (10)을 이용하면 된다. 이때 대상영역에서 상대적으로 수심이 깊은 영역에서는 흐름이 상류가 되며, 반대로 천단고 부근과 같이 수심이 얇은 영역에서는 흐름이 하류가 된다는 개념을 이용하면 입사점의 위치를 올바르게 선택할 수 있다. 또한 대상영역을 통과한 투과파는 다시 잠제로 되돌아오지 않는다는 가정하에 투과점의 위치도 올바르게 결정할 수 있다. 본 연구에서는 위에서 설명한 물리적인 현상에 적합하도록 대상영역을 Fig. 1에 보인 바와 같이 결정하였다. 즉, 입사점의 위치는 잠제 전면의 끝단, $x=0$ 으로 선택하였으며, 잠제를 통과한 파랑이 완전 투과되는 투과점의 위치는 잠제 후면의 끝단, $x=x_e$ 로 정의하였다. 따라서 입사점, $x=0$ 에서 반사파는 β 와 $u = u_i + u_r$ 을 이용하면 다음 식 (12)를 얻을 수 있다. 이때 입사파와 반사파의 수입자 속도는 자유수면의 진폭이 대상지점의 수심 보다 작다는 가정하에 천수 영역에서 적용 가능한 장파이론을 사용하면 된다.

$$\eta_r(t) \approx \frac{1}{2} \sqrt{d_i} \beta(t) - d_i, \quad x=0, t \geq 0 \quad (12)$$

여기서 η_r 은 정수면에서 정의된 반사파의 자유수면을 의미하며, $\beta(t)$ 는 식 (11)로 부터 구할 수 있다. 그러므로 입사점에서 해저면을 기준으로 정의된 전 수심은 다음 식 (13)과 같이 정의될 수 있다.

$$h(t) = d_i + \eta_i(t) + \eta_r(t), \quad x=0, t \geq 0 \quad (13)$$

여기서 η_i 는 입사점에서 부여된 입사파의 자유수면을 의미한다. 동일하게 $x=x_e$ 에 정의된 투과점에서의 경계조건은 α 와 $u = u_t$ 를 이용하면 다음 식 (14), (15)와 같이 구할 수 있다.

$$\eta_t(t) \approx \frac{1}{2} \sqrt{d_e} \alpha(t) - d_e, \quad x=x_e, t \geq 0 \quad (14)$$

$$h(t) = d_e + \eta_t(t), \quad x=x_e, t \geq 0 \quad (15)$$

여기서 η_i 는 투과파의 자유수면을 의미하며, $\alpha(t)$ 는 식 (10)으로 부터 구할 수 있다. 마지막으로 식 (13)에 정의된 입사점에서 입사파를 정의하면 수학적 모형의 수립이 완성된다. 비선형 규칙파의 입사점에서 자유수면은 $U_r < 26$ 는 조건에서 적용 가능한 Stokes 2차 이론을 사용하여 정의하였다.[15] 이때 식 (3)~(6)에서 정의된 무차원 변수를 이용하여 Stokes 2차 이론에서 정의되는 자유수면을 무차원화시키면 다음 식 (16)~(18)과 같은 자유 수면식을 쉽게 얻을 수 있다.

$$\eta_i(t) = \frac{a_1 \cos [2\pi(t+t_o)] + a_2 \cos [4\pi(t+t_o)]}{1}, \quad t \geq 0 \quad (16)$$

$$a_1 = \frac{1}{2} \quad (17)$$

$$a_2 = \frac{1}{16} \frac{\sigma^2}{U_r d_i^3} \left(\frac{3\sigma^4}{4\pi^2 U_r d_i^3} - 1 \right) \quad (18)$$

여기서 t_o 는 $t=0$ 에서 $\eta_i=0$ 이 만족되도록 도입한 변수이다.

다음으로 잠재의 기하학적 형상 변화에 따른 입사파랑의 반사율과 투과율을 계산하기 위하여 Kobayashi와 Wurjanto[9]가 제안한 다음 식 (19)와 (20)을 사용하였다. 식 (19)와 (20)은 평균수면을 고려한 식이며, Seelig[3]의 실험자료와의 비교를 통하여 검증되었다.

$$R = \left[\frac{(\overline{\eta_r} - \overline{\eta_i})^2 / \overline{\eta_i}^2}{1} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (19)$$

$$T = \left[\frac{(\overline{\eta_t} - \overline{\eta_i})^2 / \overline{\eta_i}^2}{1} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (20)$$

지금까지 비선형 규칙파와 고립파가 잠재 전면에서 수직으로 입사하는 경우에 잠재와 입사파의 상호작용에 의하여 발생하는 파랑장을 해석할 수 있는 수학적 모형이 수립되었다. 따라서 식 (7)과 (8)에 정의된 지배방정식과 식 (9)~(18)에서 정의된 초기조건, 경계조건 그리고 입사조건을 이용하면 올바른 수치모형을 수립할 수 있다.

3. 수치모형의 수립

바닥의 마찰효과가 고려된 유한 진폭 천수방정식인 식 (7)과 (8)을 수치적으로 해석하였다. 본 연구에서는 천해의 완경사 영역에서 쇄파와 관련된 현상을 해석하기 위하여 Hibberd와 Peregrine[13]에 의하여 개발되고 Kobayashi 등[6] 등에 의하여 그 적용성이 확인된 부가적인 소산항을 갖는 Lax-Wendroff 유한차분기법(dissipative Lax-Wendroff scheme)을 사용하였다. 이와 같은 수치기법은 수학적으로 종속변수의 기울기가 매우 큰 경우를 해석하는데 많이 이용된다.[16] 또한 차분식에 부가적인 소산항을 부여하여 수치해의 안정성을

도모할 수 있다는 장점을 가지고 있다. 따라서 본 연구에서 해석하려는 잠재 주변에서 발생하는 파랑장과 같은 복잡한 현상을 예측하는데 적합한 수치기법이라 생각된다.

먼저 단위폭당 질량전달율, $m=uh$ 을 도입하여 식 (7)과 (8)을 결합하면 다음 식 (21)과 같은 벡터 형태의 방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + G = 0 \quad (21)$$

여기서 $U=[h, m]^T$, $F=[m, m^2/h + 0.5h^2]^T$, $G=[0, \theta h + f|u|u]^T$ 이다. 따라서 대상영역, $0 \leq x \leq x_e$ 에서 일정한 간격으로 정의된 공간격자 Δx 와 시간격자 Δt 를 이용하여 식 (21)을 Lax-Wendroff 차분기법으로 차분화하면 다음 식 (22)와 같은 차분식을 얻을 수 있다.

$$U_j^{n+1} = U_j^n - \lambda \left\{ \frac{1}{2} (F_{j+1}^n - F_{j-1}^n) + \Delta x G_j^n \right\} + \frac{1}{2} \lambda^2 (g_j^n - g_{j-1}^n - \Delta x S_j^n) + D_j^n ; 2 \leq j \leq J-1, 1 \leq n \leq N \quad (22)$$

여기서 $\lambda = \Delta t / \Delta x$ 로 정의되며, g_j^n , S_j^n 그리고 부가적인 소산항인 D_j^n 은 각각 다음 식 (23), (24) 그리고 (25)와 같이 정의된다.

$$g_j^n = \frac{1}{2} (A_{j+1}^n + A_j^n) \left\{ F_{j+1}^n - F_j^n + \frac{1}{2} \Delta x (G_{j+1}^n + G_j^n) \right\} \quad (23)$$

$$S_j^n = [0, \Delta x e_j^n - 0.5 \theta_j (m_{j+1}^n - m_{j-1}^n)]^T \quad (24)$$

$$D_j^n = \frac{1}{2} \lambda \left\{ Q_{j+1/2}^n (U_{j+1}^n - U_j^n) - Q_{j-1/2}^n (U_j^n - U_{j-1}^n) \right\} \quad (25)$$

여기서 식 (23), (24) 그리고 (25)에 도입된 새로운 변수 A_j^n , e_j^n 그리고 $Q_{j+1/2}^n$ 은 각각 다음 식 (26), (27) 그리고 (28)과 같이 정의된다.

$$A_j^n = \begin{bmatrix} 1, & 0 \\ 2m_j^n/h_j^n, & h_j^n - (m_j^n/h_j^n)^2 \end{bmatrix} \quad (26)$$

$$e_j^n = \frac{2f|u_j^n|}{h_j^n} \left\{ \frac{[(u_j^n)^2 - h_j^n](h_{j+1}^n - h_{j-1}^n)}{2\Delta x} - \frac{u_j^n(m_{j+1}^n - m_{j-1}^n)}{2\Delta x} - \theta_j h_j^n - f|u_j^n|u_j^n \right\} \quad (27)$$

$$Q_{j+1/2}^n = p_{j+1/2}^n I + \frac{1}{2} q_{j+1/2}^n (A_j^n + A_{j+1}^n) \quad (28)$$

식 (28)에서 I는 단위행렬이고 $p_{j+1/2}^n$, $q_{j+1/2}^n$ 는 각각 다음 식 (29), (30)과 같이 정의된다.

$$p_{j+1/2}^n = \frac{\varepsilon_2 |w_{j+1}^n - w_j^n| (v_j^n + v_{j+1}^n)}{2(c_j^n + c_{j+1}^n)} - \frac{\varepsilon_1 |v_{j+1}^n + v_j^n| (w_j^n + w_{j+1}^n)}{2(c_j^n + c_{j+1}^n)} \quad (29)$$

$$q_{j+1/2}^n = \frac{\varepsilon_1 |v_{j+1}^n - v_j^n| - \varepsilon_2 |w_{j+1}^n - w_j^n|}{c_j^n + c_{j+1}^n} \quad (30)$$

여기서 $v_j^n = u_j^n + c_j^n$ 이고, $w_j^n = u_j^n - c_j^n$ 로 정의되며, ε_1 과 ε_2 는 수치해에서 발생할 수 있는 수치진동을 감쇠시키기 위하여 도입된 상수로, 그 크기의 정도는 $O(1)$ 이다.

식 (23)~(30)에 정의된 변수들로 구성된 유한차분방정식 (22)는 진 시간 단계의 값을 가지고 다음 시간 단계의 값을 직접적으로 계산할 수 있는 양해법이다. 따라서 공간격자와 시간격자는 다음 식 (31)에 정의된 CFL(Courant-Friedrichs-Lewy) 조건을 만족하도록 선정되어야 한다.[6]

$$\lambda < \frac{(1 + \varepsilon_m^2/4)^{1/2} - \varepsilon_m/2}{|u_m| + c_m} \quad (31)$$

여기서 u_m 과 c_m 은 해당 변수값의 최대치를 의미하며, ε_m 은 식 (29)와 (30)에서 정의된 상수 ε_1 과 ε_2 중에서 큰 값이다.

식 (7)과 (8)의 지배방정식을 이용하여 식 (22)과 같은 유한차분방정식이 수립되었다. 따라서 초기조건과 입사점, $x=0$ 과 투과점, $x=x_e$ 에서의 경계조건에 대한 유한차분 방정식이 수립되어야 한다. 먼저 식 (9)의 초기조건에 대한 차분방정식은 다음 식 (32)와 같이 쉽게 수립될 수 있다.

$$h_j^1 = u_j^1 = 0; \quad j = 1, 2, \dots, J \quad (32)$$

한편 입사점에서의 차분방정식도 식 (12)를 식 (13)에 대입하면 다음 식 (33)과 같이 쉽게 얻을 수 있다.

$$h_1^{n+1} = \eta_1^{n+1} + \frac{1}{2} \sqrt{d_i} \beta_1^{n+1}; \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (33)$$

여기서 β_1^{n+1} 은 마찰계수 f 가 무시된 식 (11)을 시간과 공간에 대하여 전방 차분하면 다음 식 (34)와 같이 정의할 수 있다. 입사점은 상대적으로 다른 영역보다

수심이 깊기 때문에 마찰계수 f 의 영향이 작다고 가정하였다.

$$\beta_1^{n+1} = 2c_1^n - u_1^n - \lambda(u_1^n - c_1^n) \{u_1^n - u_2^n + 2(c_2^n - c_1^n)\} + \Delta t \theta_1 \quad (34)$$

동일하게 투과점에서의 경계조건은 식 (14)를 식 (15)에 대입하고 식 (10)을 시간에 대하여 전방 차분하고 공간에 대하여 후방 차분하면 다음 식 (35), (36)과 같은 차분방정식으로 표현된다.

$$h_j^{n+1} = \frac{1}{2} \sqrt{d_e} a_j^{n+1}; \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (35)$$

$$a_j^{n+1} = u_j^n + 2c_j^n - \lambda(u_j^n + c_j^n) \{u_j^n - u_{j-1}^n + 2(c_j^n - c_{j-1}^n)\} - \Delta t \theta_j \quad (36)$$

그러므로 잠제와 입사파의 상호작용에 의하여 발생하는 파랑장을 해석할 수 있는 유한 차분 수치모형이 수립되었다. 이상과 같이 수립된 수치모형의 전체적인 해석순서는 다음과 같다. 잠제의 기하학적인 형상이 $d = d_i - \theta x$ 의 함수로 주어지면 식 (32)를 이용하여 $n=1$ 의 시간에서 자유수면 h 와 유속 $u = m/h$ 를 대상영역 전 공간에 대하여 구할 수 있다. 따라서 다음 시간 단계로 진행하여 식 (33)과 (34) 그리고 식 (16)이나 식 (19)에 주어진 해당 입사파의 자유수면식을 이용하여 입사점에서 자유수면과 유속을 계산한다. 이와 같이 계산된 입사점의 자료를 이용하면 식 (22)로 부터 투과점을 제외한 공간상에서 변수들이 계산된다. 마지막으로 식 (35)와 (36)을 이용하여 투과점에서 자유수면과 유속을 계산하면 된다. 따라서 자유수면이 정상상태에 도달될 때까지 이상의 계산과정을 반복적으로 수행하면 된다.

4. 수치모형의 검증

잠제 주변에서 파랑장을 해석할 수 있는 유한차분 수치모형이 Lax-Wendroff 차분기법으로 수립되었다. 특히 수치모형을 수립하기 위하여 사용된 지배방정식이 입사파랑의 파고 및 주기에 의하여 무차원화되었기 때문에 해석의 효용성이 높다. 따라서 본 장에서는 비선형 규칙파를 대상으로 수립된 수치모형의 적용성 여부를 먼저 검증하고, 잠제 주변에서 공간과 시간에 따른 자유수면의 변화 및 흐름 특성에 대하여 해석한다.

비선형 규칙파를 대상으로 잠제 주변에서 시간과 공간의 변화에 따른 파랑장을 관측한 실험자료를 얻을 수 없어서, 수치모형의 검증은 Kobayashi와 Wurjanto[9]에

의하여 계산된 수치결과와 비교하여 수행되었다. 검증에 사용된 입사파의 파고와 주기는 각각 $H' = 7.81$ cm 와 $T' = 2.25$ s 이고, 잠재의 단면 제원은 $d'_i = d'_e = 80$ cm, $d'_c = 5$ cm, $h'_s = 75$ cm, $B' = 30$ cm, $x'_e = 256$ cm 그리고 $\cot \theta' = 1.5$ 이다. 수치계산에 필요한 공간 및 시간격자 간격은 $\Delta x = 0.0035$, $\Delta t = 0.00027$ 을 사용하였으며, $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 1$, 마찰계수 $f' = 0.05$ 로 전 단면에 대하여 일정하다고 가정하였다. 먼저 잠재에 의하여 반사된 반사파의 자유수면이 시간의 함수로 계산되었다. 계산 결과를 Kobayashi와 Wurjanto[9]의 수치해와 함께 Fig. 3에 제시하였다. 실선으로 표시된 결과가 본 연구에서 계산된 반사파이며, ○의 기호로 표시된 결과가 Kobayashi와 Wurjanto[9]의 수치해이다. 그림에서 볼 수 있듯이 진행파의 위상 및 진폭의 크기가 매우 잘 일치하고 있다. 파동장의 변이가 $t = 4$ 이전에 이미 정상상태에 도달되는 현상까지 일치하고 있다. 동일하게 잠재를 통과하여 투과점에 도달한 투과파의 자유수면이 시간의 함수로 Fig. 4에 비교되었다. Fig. 3의 결과와 마찬가지로 투과파의 위상, 진폭, 그리

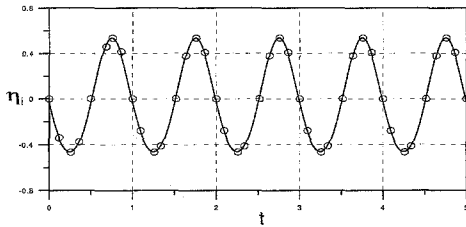


Fig. 2 입사하는 비선형 규칙파의 자유수면의 검증결과

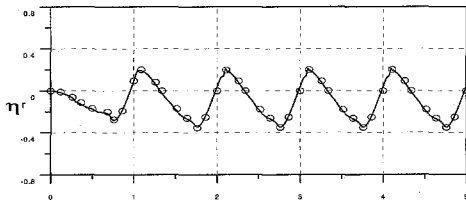


Fig. 3 잠재에 의해 반사된 비선형 규칙파의 자유수면의 검증결과

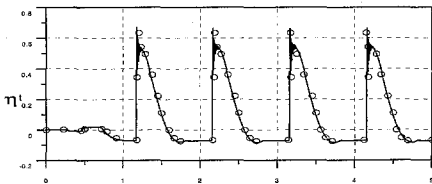


Fig. 4 잠재를 통과한 비선형 규칙파의 자유수면의 검증결과

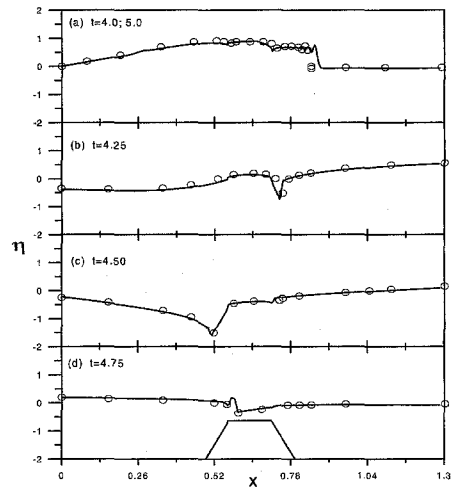


Fig. 5 임의의 시간에 대한 자유수면의 공간적 변화의 검증결과

고 정상상태에 도달되는 시간까지 동일하게 예측되고 있다. 따라서 식 (12)~(18)에 의하여 입사점과 투과점에 부여된 경계조건들이 본 연구에서 수립된 수치모형에 올바르게 고려되었다고 판단된다. 또한 Fig. 3과 Fig. 4로부터 얻을 수 있는 결과는 잠재에 의하여 발생하는 반사파와 투과파의 크기가 같게 나타난다는 사실이다. 따라서 평상시 파랑조건인 경우에는 잠재에 의하여 효율적으로 파랑에너지를 차단할 수 있다고 판단된다. 다음은 잠재 주위의 파동장이 정상상태에 도달된 이후에 무차원화된 한 주기내에서 선택된 임의의 시간에서 자유수면과 유속을 공간의 함수로 계산하여 각각 Fig. 5와 Fig. 6에 비교하였다. 각각의 그림에서 볼 수 있듯이 쇄파가 발생하는 위치가 약간 다르게 예측되는 것을 제외하고는 본 연구에서 수립된 수치모형에 의한 예측 결과가 전반적으로 Kobayashi와 Wurjanto[9]의 계산 결과와 매우 잘 일치하고 있다. 비록 쇄파점 부근에서 약간의 수치진동이 발생되기는 하지만 이와같은 수치진동의 크기는 식 (29)과 (30)에서 정의된 상수 값을 조절하면 완화시킬 수 있다. 본 연구에서는 그 계산 결과를 제시하지는 않았으나, ϵ_1 과 ϵ_2 의 값을 크게 부여하면 수치진동이 상당히 완화되는 것으로 나타났다. 또한 Fig. 5와 Fig. 6을 이용하면 비선형 규칙파가 입사하는 경우 공간에 따른 자유수면과 유속의 거동특성을 해석할 수 있다. 즉, 쇄파가 발생하는 시간과 위치 그리고 공간에 따른 유속의 크기와 진행방향을 알 수 있다. Fig. 5와 Fig. 6에 의하면 쇄파는 잠재 정부의 후면에서 발생되며, 진행방향으로의 최대 유속은 잠재 정부의 끝단에서 발생된다. 또한 반사파의 영향으로 입사파의 진행방향과 반대 방향으로 형성되는 흐름은 잠재 정부에 가까운 전면의 제한된 영역에서 진행방향으로의 최대 유속과 같은 정도로 강하게 나타나고 있다.

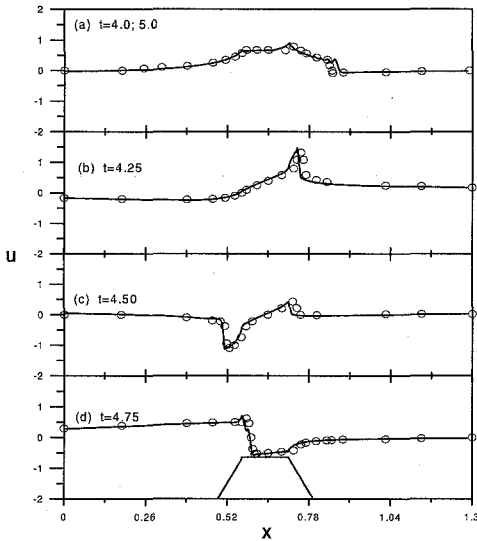


Fig. 6 임의의 시간에 대한 수평방향 유속의 공간적 변화의 검증결과

5. 잠제의 형상변화에 따른 해석

본 장에서는 4장에서 검증된 수치모형을 이용해 잠제의 형상 변화에 따라서 파랑장이 어떻게 변하는지를 파악하고자 하였다. 잠제와 관련된 여러변수 중 제체의 경사, 천단고 그리고 천단폭, 이 세 가지 요소에 변화를 주어 해석하였다. 잠제 저단의 위치가 변함에도 불구하고 세 가지 요소에 대하여 각각 독립적으로 수치모형을 적용하였다. 그 이유는 잠제 저단의 위치를 고정시키려 할 경우 잠제의 경사와 천단고, 경사와 천단폭, 천단고와 천단폭, 이렇게 두 가지 요소가 동시에 변하게 되며, 따라서 한 가지 요소의 변화에 대하여 해석하기가 매우 어려울 뿐만 아니라 동시에 변화하는 두 가지 요소 중에서 한 가지 요소는 필연적으로 그 변화하는 크기가 일정하지 않은 형태가 되기 때문이다. 따라서 본 장에서는 각각의 요소에 등가의 변화를 주었으며 수치모형의 적용에 사용된 입사파는 4장에서 수치모형의 검증을 위해 사용된 입사파의 제원과 같게 하였다. 즉 $H' = 7.81 \text{ cm}$, $T' = 2.25 \text{ s}$ 이고, $L' = 563.2 \text{ cm}$ 이며 $d_i' = d_e = 80 \text{ cm}$ 이므로 $U_r = 4.84$ 이다.

첫 번째로 잠제의 경사를 2.5° 의 일정한 크기로 변화시킨 7가지 경우에 대하여 비교 분석하였으며 각 경우에 대한 잠제의 자세한 제원은 Table 1에 나타내었다. 먼저 Fig. 7을 보면 잠제의 경사가 급해질수록 입사점에 반사파가 도달하는 시간이 짧아짐을 알 수 있는데 이는 단순히 잠제 저단의 폭이 줄어들어 나타나는 현상으로 판단된다. 또한 반사파의 파고가 커지는 경향을 보이는 이유는 경사가 급해질수록 입사파랑이 처오

를 수 있는 잠제의 경사면이 짧아지고 그에 따라 소산되는 파랑 에너지가 적어지기 때문이다. 즉 잠제의 경사가 급해질수록 반사파의 파고는 커지고 시간에 따른 자유수면의 형태는 입사파랑의 형태와 비슷해지려는 경향을 보임을 알 수 있다. 투과파의 경우 Fig. 8을 보면 반사파의 경우와 마찬가지로 잠제 저단의 폭이 줄어들수록 투과점에 파랑이 도달하는 시간이 짧아지는 것파 경사가 급해질수록 파랑의 형태가 완만해지면서 입사파랑의 형태와 비슷해지려는 현상을 보임을 알 수 있으나 파고의 변화는 반사파에 비하여 그다지 크지 않은 것으로 나타났다. 경사변화에 따른 반사파와 투과파를 정량화하기 위하여 식 (19)와 (20)을 이용하여 반사율 및 투과율을 계산하였다. 반사율과 투과율의 정성적인 거동

Table 1 제체의 경사 변화에 따른 제원

Run No.	$\theta' (^{\circ})$	θ	d_c	$x_e' (\text{cm})$	x_e	B
1	37.57	19.38	0.64	255.00	1.30	0.30
2	40.07	21.20	0.64	238.33	1.21	0.30
3	42.57	23.15	0.64	223.30	1.13	0.30
4	45.07	25.26	0.64	209.64	1.07	0.30
5	47.57	27.57	0.64	197.12	1.00	0.30
6	50.07	30.11	0.64	185.56	0.94	0.30
7	52.07	32.92	0.64	174.81	0.89	0.30

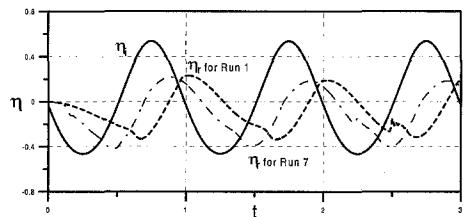


Fig. 7 경사 변화 Run 1과 7에 대한 입사파와 반사파의 비교

특성을 확인하고자 그 결과를 Fig. 9에 제시하였다. 그림에서 보면 제체 전면의 경사가 급해질수록 반사율은 완만히 증가하나, 투과율은 감소하는 경향을 나타내고 있다. 그러나 전반적으로 변화의 크기가 작게 나타나고 있다.

두 번째로 잠제 천단고의 경우 경사 변화 때와 마찬가지로 7가지 경우에 대하여 수치모형을 적용하였으며 그 제원은 Table 2에 나타내었다. Fig. 10을 보면 잠제의 천단고가 줄어들수록 반사파의 파고가 줄어들음을 확인할 수 있으며 이는 곧바로 Fig. 11을 보면 알 수 있듯이 투과파의 파고가 커지는 경향으로 나타난다. 즉 Run 7의 경우를 보면 투과파의 파고는 입사파랑의 파고와 거의 비슷해졌음을 확인할 수 있으며, Run 1의 경우와 비교하였을 때 그 변화폭이 반사파 파고의 변화

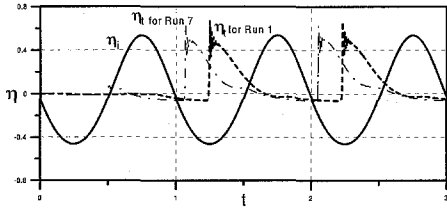


Fig. 8 경사 변화 Run 1과 7에 대한 입사파와 투과파의 비교

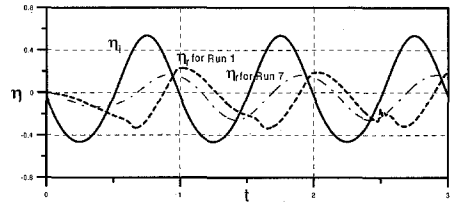


Fig. 10 천단고 변화 Run 1과 7에 대한 입사파와 반사파의 비교

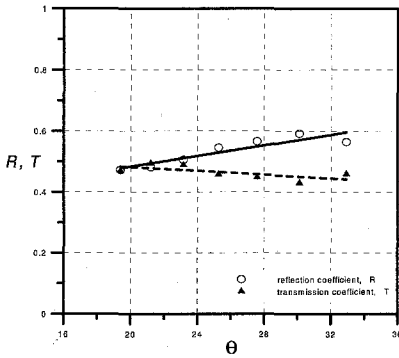


Fig. 9 경사 변화에 따른 반사율과 투과율의 비교

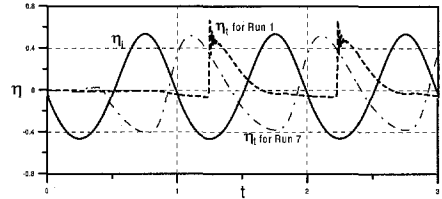


Fig. 11 천단고 변화 Run 1과 7에 대한 입사파와 투과파의 비교

폭에 비하여 상당히 크다는 것을 알 수 있다. 이는 또한 Fig. 12를 보면 확인해진다. 반사율의 변화는 거의 없으나 투과율은 천단고의 변화에 매우 민감하여, Run 7의 경우 투과율이 0.8을 넘고 있음을 보여준다. 즉 천단고가 줄어들수록 잠제는 입사파랑을 제대로 막지 못하고 그 대부분을 흘려보낸다고 할 수 있으며, 경사가 변할 때에는 반대로 반사파보다는 투과파의 거동 변화에 더 큰 영향을 준다고 할 수 있다.

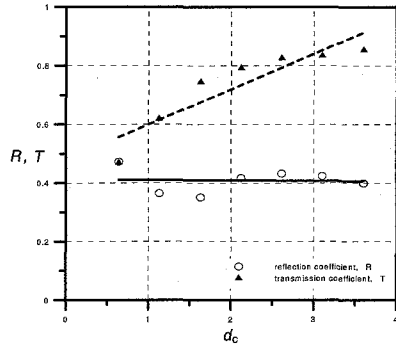


Fig. 12 천단고 변화에 따른 반사율과 투과율의 비교

Table 2 제체의 천단고 변화에 따른 제원

Run No.	θ	d'_c (cm)	d_c	x'_e (cm)	x_e	B
1	19.38	5.00	0.64	255.00	1.30	0.30
2	19.38	8.85	1.13	245.00	1.24	0.30
3	19.38	12.69	1.63	235.00	1.19	0.30
4	19.38	16.54	2.12	225.00	1.14	0.30
5	19.38	20.38	2.61	215.00	1.09	0.30
6	19.38	24.23	3.10	205.00	1.04	0.30
7	19.38	28.08	3.60	195.00	0.99	0.30

마지막으로 잠제의 천단폭 변화에 대하여 6가지 경우에 대한 제원을 Table 3에 나타내었다. 천단폭이 작아지면 반사파의 파고는 약간 증가하나, 투과파의 경우는 파랑의 형태가 완만해지는 것을 제외하고는 거의 변화

가 없다. 파랑의 입사점에서 잠제 천단까지 이르는 거리가 6가지 경우 모두 같기 때문에 Fig. 13을 보면 알 수 있듯이 경사 변화나 천단고 변화에서와는 달리 반사파가 입사점에 도달하는데 걸리는 시간이 모두 거의 동일하다. 그러나 투과파의 경우에는 잠제 저단폭의 감소로 투과점 도달 시간이 조금씩 차이가 났다. Fig. 14를 보면 Run 6의 경우 수면형과 유속분포 모두 잠제의 천단 부근에서 갑작스레 변하는 것을 제외하고는 큰 변화는 보이지 않았다. 즉 잠제 천단의 폭이 매우 작기 때문에 다른 경우에서처럼 천단에서의 마찰로 인한 손실은 거의 일어나지 않는 것으로 해석된다. 이상에 의해 천단폭의 변화에 의한 파랑장의 변화 정도는 다른 경우와 비교하여 상대적으로 작다고 하겠다. 앞의 두 경우, 제체의 경사, 천단고 변화에 따른 반사율과 투과율의 정량적인 산정과 동일하게 천단폭 변화에 따라서도 반

사율 및 투과율이 계산되었다. Fig. 15에서 볼 수 있듯이 천단폭의 변화에 대하여 반사율과 투과율 모두 완만하게 감소하는 경향을 나타내고 있다.

Table 3 제체의 천단폭 변화에 따른 제원

Run No.	θ	d_c	x_e' (cm)	x_e	B' (cm)	B
1	19.38	0.64	255.00	1.30	60.00	0.30
2	19.38	0.64	245.00	1.24	50.00	0.25
3	19.38	0.64	235.00	1.19	40.00	0.20
4	19.38	0.64	225.00	1.14	30.00	0.15
5	19.38	0.64	215.00	1.09	20.00	0.10
6	19.38	0.64	205.00	1.04	10.00	0.05

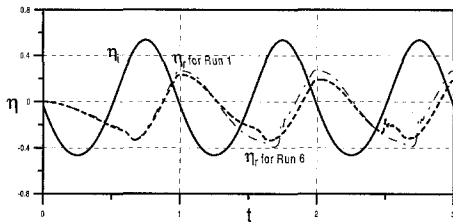


Fig. 13 천단폭 변화 Run 1과 6에 대한 입사파와 반사파의 비교

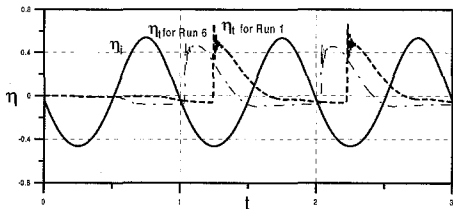


Fig. 14 천단폭 변화 Run 1과 6에 대한 입사파와 투과파의 비교

6. 결론

검증된 수치모형을 이용하여 잠제의 기하학적 형상을 변화시키면서 잠제에 의하여 발생하는 반사파 및 투과파의 동수역학적 특성이 해석되었다. 잠제의 천단폭, 천단고 그리고 잠제 체체의 경사 변화에 따른 입사파의 반사파 및 투과파의 거동특성이 자세히 해석되었다. 그 결과 첫 번째로 잠제의 경사가 완만해짐에 따라 반사율은 완만히 증가하나, 투과율은 상대적으로 더 작게 감소하는 경향을 나타냈다. 두 번째로 잠제의 천단고 변화에 따른 투과율의 거동이 반사율의 거동특성보다 민감하게 반응하고 있음을 알 수 있었다. 특히, 투과율의 크기는 천단고가 감소함에 따라 급격하게 증가하나, 반

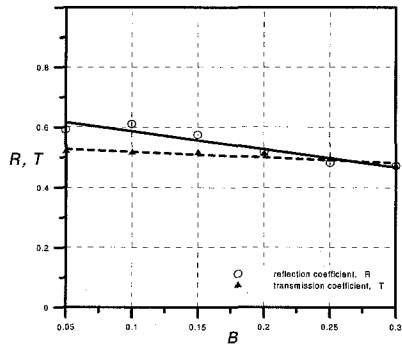


Fig. 15 천단폭 변화에 따른 반사율과 투과율의 비교

사율은 거의 일정하게 나타났다. 이는 천단고가 낮아짐에 따라 제체 정상에서 파랑에너지가 쇄파로 인해 대부분 소산되기 때문이라고 판단된다. 마지막으로 잠제의 천단폭을 일정 간격으로 늘렸을 때 반사율과 투과율 모두 완만하게 감소하는 경향을 나타내었다.

따라서 잠제의 기하학적 형상 변화와 파랑의 상호작용에 대한 해석에서 잠제 체체의 경사와 천단폭에 따른 입사파랑의 반사율 및 투과율의 변화는 작게 나타났다. 그러나 천단고의 변화에 따라서는 투과율의 크기가 민감하게 반응하였다. 따라서 잠제를 효율적으로 설계하기 위해서는 최적의 천단고 결정이 필요하다.

참고 문헌

- [1] Van der Meer, J.W. and Daemen, F.R., "Stability and wave transmission at low-crested rubble mound structures", *J. Wtrway., Port, Coast., and Oc. Engrg.*, ASCE, Vol.120, No.1, pp.1-19, 1994.
- [2] Ahrens, J.P., "Stability of reef breakwaters", *J. Wtrway., Port, Coast., and Oc. Engrg.*, ASCE, Vol.115, No.2, pp.221- 234, 1989.
- [3] Seelig, W.N., "Two-dimensional tests of wave transmission and reflection characteristics of laboratory breakwaters", *Tech. Rept. No.80-1*, U.S. Army Coast. Engrg. Res. Ctr., Fort Belvoir, VA, 1990.
- [4] SPM(*Shore Protection Manual*), U.S. Army Coast. Engrg. Res. Ctr., 2, Government printing Office, Washington, D.C., 1984
- [5] Bruun, P., *Design and Construction of Mounds for Breakwaters and Coastal protection*, Elsevier Science Pub., New York, N.Y., 1985
- [6] Kobayashi, N., Otta, A.K. and Roy, I., "Wave reflection and run-up on rough slopes", *J. Wtrway., Port, Coast., and Oc. Engrg.*, ASCE, Vol. 113, No.3, pp. 282-298, 1987.

- [7] Van Gent, M.R.A., "Wave interaction with berm breakwaters", *J. Wtrway., Port, Coast., and Oc. Engrg.*, ASCE, Vol. 121, No.5, pp. 229-238. 1995.
- [8] Dodd, N., "Numerical model of wave run-up, overtopping, and regeneration", *J. Wtrway., Port, Coast., and Oc. Engrg.*, ASCE, Vol.124, No.2, pp.73-81. 1998.
- [9] Kobayashi, N. and Wurjanto, A., "Wave transmission over submerged breakwaters", *J. Wtrway., Port, Coast., and Oc. Engrg.*, ASCE, Vol.115, No.5, pp.662- 680. 1989.
- [10] Losada, M., Kobayashi, N. and Martin, F.L., "Armor stability on submerged breakwaters", *J. Wtrway., Port, Coast., and Oc. Engrg.*, ASCE, **118** (2), pp. 207-212, 1992.
- [11] Grilli, S.T., Losada, M. and Martin, F.L., "Characteristics of solitary wave breaking induced by breakwaters", *J. Wtrway., Port, Coast., and Oc. Engrg.*, ASCE, Vol.120, No.1, pp.74-92. 1994.
- [12] 이철웅, "잠재 주변의 파랑장 해석", *한국해양안·해양공학회지*, 제11권, 제2호, pp.95-106, 1999.
- [13] Hibberd, S. and Peregrine, D.H., "Surf and run-up on a beach: a uniform bore", *J. Fluid Mech.*, Vol.95, No.2, pp.323-345. 1979.
- [14] Titov, V.V. and Synolakis, C.E., "Modeling of breaking and nonbreaking long-wave evolution and runup using VTCS-2", *J. Wtrway., Port, Coast., and Oc. Engrg.*, ASCE, Vol. 121, No.6, pp. 308-316. 1995.
- [15] Dean, R.G. and Dalrymple, R.A., *Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists*, Prentic-Hall, Englewood Cliffs, NJ., 1984.
- [16] Richtmyer, R.D. and Morton, E.W., *Difference Methods for Initial Value Problems*, John Wiley & Sons, New York, N.Y. 1967.