

잠제 주변의 파랑장 해석 Analysis of Wave Fields over Submerged Breakwaters

이 철 응*
Cheol-Eung Lee*

요 旨 : 마찰의 효과가 고려된 유한 진폭 천수방정식을 이용하여 잠제 주변의 파랑장, 잠제에 의하여 발생하는 반사파와 투과파 뿐만 아니라 시간과 공간에 따른 자유수면 및 흐름의 동수역학적인 거동특성을 해석할 수 있는 Lax-Wendroff 유한차분 수치모형이 수립되었다. 비선형 규칙파와 고립파가 입사하는 경우에 대한 해석 결과를 기존의 수치해 및 실험자료와 비교하여 수치모형이 만족스럽게 검증되었다. 규칙파에 대한 해석에서 잠제 전면에서 발생하는 반사파와 관련된 시간과 공간에 따른 자유수면의 변화나 흐름특성이 투과파의 그것보다 강하게 발생하는 것으로 나타나, 본 연구에서 해석된 제한적인 조건하에서는 잠제가 외해에서 내습하는 파랑에너지 효율적으로 차단하는 것으로 밝혀졌다. 그러나 고립파의 경우는 대부분의 파랑에너지가 잠제에 의하여 차단되지 않고 투과되는 것으로 나타났다. 마지막으로 파랑장의 동수역학적인 거동특성으로부터 잠제를 피복하고 있는 피복재의 안정성과 관련된 해석이 간접적으로 수행되었다.

핵심용어 : 잠제, 유한차분법, 고립파, 반사파, 투과파

Abstract □ A numerical model is represented to calculate the wave fields such as the reflected waves, the transmitted waves and the depth-averaged velocities over submerged breakwaters for the normally incident wave trains of nonlinear mono-chromatic wave and solitary wave. The finite amplitude shallow water equations with the effects of bottom friction are solved numerically in time domain using an explicit dissipative Lax-Wendroff finite difference method. The numerical model is verified by comparisons with the other numerical results and the measured data. It is found that the submerged breakwater may be more useful for protecting the energies of monochromatic waves rather than solitary waves. Finally, the armor stability on submerged breakwater is indirectly analyzed using the hydrodynamic characteristics of flow fields.

Keywords : submerged breakwater, finite difference method, solitary waves, reflected waves, transmitted waves

1. 서 론

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 있다. 이와 같은 방파제 형식 중이 하나가 잠제이다. 특히 잠제는 방파제의 천단고가 수중에 위치하기 때문에

공사비를 절약할 수 있을 뿐만 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 Seelig(1980), Ahrens(1989) 그리고 Van der Meer and Daemen(1994) 등이 모형 실험자료를 이용하여 천단고와 입사파고의 함수로 잠제에 의한 입사파의 반사율

*강원대학교 토목공학과 (Department of Civil Engineering, Kangwon National University, Chunchon 200-701, Korea)

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

여기서 t 와 x 은 각각 시간과 공간에 대한 독립변수이고, g 는 중력가속도, f' 은 해저면에서 발생하는 마찰효과를 고려하기 위하여 도입된 마찰계수로 전 단면에 대하여 일정하다고 가정하였으며, θ' 은 잠제 단면의 경사를 의미한다. 또한 η' 은 정수면에서 자유수면까지의 연직거리를, h' 은 해저면에서 자유수면까지의 연직거리를 그리고 u' 은 해저면에서 자유수면까지 수심 적분된 수입자의 평균유속을 의미한다. 한편 식 (1)과 (2)에 정의된 지배방정식을 간단히 표현하기 다음 식 (3)~(6)과 같은 무차원 변수들을 도입할 수 있다(Kobayashi and Wurjanto, 1989).

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

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

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

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

여기서 H' 과 T' 은 각각 입사점에서 정의된 입사파의 파고와 주기이며, σ 는 파형경사와 관련된 무차원변수이다. 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 발생하는 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 편미분방정식이기 때문에 수치적으로 풀기 위해서는 초기조건 및 대상영역의 경계점에서 입사파의 반사와 투과현상을 올바르게 묘사할 수 있는 적절한 경계조건이 부여되어야 한다.

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

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

한편 경계조건은 Hibberd and Peregrine(1979)에 의하여

제시되고 Kobayashi *et al.*(1987)과 Titov and Synolakis (1995) 등 많은 연구자들에 의하여 그 적용성이 확인된 특성 곡선법을 이용하여 정의할 수 있다. 먼저 임의의 특성곡선을 따라 Riemann 불변수(Riemann invariant), $\alpha = u+2c$ 와 $\beta = -u+2c$ 를 도입하면 식 (7), (8)을 다음 식 (10), (11)과 같이 변형시킬 수 있다.

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

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

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 $u=u_r+u_e$ 를 이용하면 다음 식 (12)를 얻을 수 있다. 이때 입사파와 반사파의 수입자 속도는 자유수면의 진폭이 대상 지점의 수심보다 작다는 가정하에 천수영역에서 적용 가능한 장파이론을 사용하면 된다.

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

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.

$$h(t) = d_r + \eta_r(t) + \eta_e(t), \quad x=0, \quad t \geq 0 \quad (13)$$

여기서 η_e 는 입사점에서 부여된 입사파의 자유수면으로 다음 식 (16)의 비선형 규칙파와 식 (19)의 고립파에 대하여 각기 다른 자유수면식으로 주어진다. 동일하게 $x=x_e$ 에 정의

된 투과점에서의 경계조건은 α 와 $u=u_e$ 를 이용하면 다음 식 (14), (15)와 같이 구할 수 있다.

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

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

여기서 η_i 는 투과파의 자유수면을 의미하며, $\alpha(t)$ 는 식 (10)으로 부터 구할 수 있다. 마지막으로 식 (13)에 정의된 입사점에서의 입사파를 정의하면 수학적 모형의 수립이 완성된다. 서론에서 언급된 바와 같이 본 연구에서는 두 개의 입사파, 즉 비선형 규칙파와 고립파를 대상으로 잠체에 의한 반사파와 투과파의 거동특성 뿐만 아니라 시간에 따른 공간상의 자유수면과 흐름의 거동특성이 해석되었다. 먼저 비선형 규칙파의 입사점에서 자유수면은 $U_e < 26$ 는 조건에서 적용 가능한 Stokes 2차 이론을 사용하여 정의하였다(Dean and Dalrymple, 1984). 이때 식 (3)~(6)에서 정의된 무차원 변수를 이용하여 Stokes 2차 이론에서 정의되는 자유수면을 무차원화시키면 다음 식 (16)~(18)과 같은 자유수면식을 쉽게 얻을 수 있다.

$$\eta_i(t) = a_1 \cos[2\pi(t+t_0)] + a_2 \cos[4\pi(t+t_0)], \quad t \geq 0 \quad (16)$$

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

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

여기서 t_0 는 $t=0$ 에서 $\eta_i=0$ 이 만족되도록 도입한 변수이다. 또한 $c = \sqrt{g(d+H)}$ 의 위상속도로 진행되는 고립파의 자유수면도 동일하게 무차원화시키면 다음 식 (19) 및 (20)과 같은 자유수면식을 얻을 수 있다(Kobayashi and Karjadi, 1994).

$$\eta_i(t) = \text{sech}^2[K(t-t_c)], \quad t \geq 0 \quad (19)$$

$$K = \frac{\sqrt{3}\sigma}{2 d_i} \left(1 + \frac{1}{d_i} \right)^{1/2} \quad (20)$$

여기서 t_c 는 $t=t_e$ 에서 $\eta_e=1$ 이 되도록 도입된 변수로서, 고립파의 파봉이 도달되는 시간을 무차원화하여 나타낸 변수이다. 고립파인 경우에는 비선형 규칙파와는 달리 파랑 조건으로부터 파형경사와 관련된 변수인 식 (6)의 σ 를 미리 알 수 없다. 따라서 t_c 를 중심으로 단위 시간 동안의 자유수면이 임의의 작은 변수 δ 보다 크다는 조건, $\eta_i(t) \geq \delta$ 을 이용하면 식 (20)에 정의된 함수 K 는 다음 식 (21)과 같이 δ 의 함수로 정의된다.

$$K = 2 \ln \left[\frac{1}{\sqrt{\delta}} + \left(\frac{1}{\delta} - 1 \right)^{1/2} \right] \quad (21)$$

식 (21)을 이용하면 고립파의 정점을 중심으로 형성되는 고립파의 폭을 임의로 결정할 수 있다. 따라서 임의의 δ 에 대하여 식 (21)을 이용하여 K 가 결정되면 식 (20)을 이용하여 입사점에서 정의된 고립파의 파고와 수심을 가지고 고립파의 쇄파여부를 정의하는데 유용하게 사용되는 파형경사와 관련된 변수 σ 와 쇄파계수(surf similarity parameter) $\xi = \tan\theta / \sqrt{2\pi H / (gT^2)}$ 를 역으로 구할 수 있다.

지금까지 비선형 규칙파와 고립파가 잠체 전면에서 수직으로 입사하는 경우에 잠체와 입사파의 상호작용에 의하여 발생하는 파랑장을 해석할 수 있는 수학적 모형이 수립되었다. 따라서 식 (7)과 (8)에 정의된 지배방정식과 식 (9)~(21)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 Hibberd and Peregrine(1979)에 의하여 개발되고 Kobayashi et al.(1987) 등에 의하여 그 적용성이 확인된 부가적인 소산항을 갖는 Lax-Wendroff 유한차분기법(dissipative Lax-Wendroff finite-difference method)을 사용하였다. 이와 같은 수치기법은 수학적으로 종속변수의 기울기가 매우 큰 경우를 해석하는데 많이 이용된다(Richtmyer and Morton, 1967). 또한 차분식에 부가적인 소산항을 부여하여 수치해의 안정성을 도모할 수 있다는 장점을 가지고 있다. 따라서 본 연구에서 해석하려는 잠체 주변에서 발생하는 파랑장과 같은 복잡한 현상을 예측하는데 적합한 수치기법이라 생각한다.

먼저 단위폭당 질량전달율, $m=uh$ 을 도입하여 식 (7)과 (8)을 결합하면 다음 식 (22)와 같은 벡터 형태의 방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + G = 0 \quad (22)$$

여기서 $U=[h, m]^T$, $F=[m, m^2/h+0.5h^2]^T$, 그리고 $G=[0, \theta h + f u l u]^T$ 이다. 따라서 대상영역, $0 \leq x \leq x_e$ 에 일정한 간격으로 정의된 공간격자 Δx 와 시간격자 Δt 를 이용하여 식 (22)를 Lax-Wendroff 차분기법으로 차분화하면 다음 식 (23)과 같은 차분식을 얻을 수 있다.

$$U_j^{n+1} = U_j^n - \lambda \left\{ \frac{1}{2}(F_{j+1}^n - F_{j-1}^n) + \Delta x G_j^n \right\} + \quad (23)$$

$$\frac{1}{2} \lambda^2 (g_j^n - g_{j-1}^n - \Delta x S_j^n) + D_j^n; \quad 2 \leq j \leq J-1, 1 \leq n \leq N$$

여기서 $\lambda = \Delta t / \Delta x$ 로 정의되며, g_j^n, S_j^n 그리고 부가적인 소산항인 D_j^n 은 각각 다음 식 (24), (25) 그리고 (26)과 같이 정의된다.

$$g_j^n = \frac{1}{2}(A_{j+1}^n + A_j^n) \left\{ F_{j+1}^n - F_j^n + \frac{1}{2} \Delta x (G_{j+1}^n + G_j^n) \right\} \quad (24)$$

$$S_j^n = [0, \Delta x e_j^n - 0.5 \theta_j (m_{j+1}^n - m_{j-1}^n)]^T \quad (25)$$

$$D_j^n = \frac{1}{2} \lambda \{ Q_{j+1/2}^n (U_{j+1}^n - U_j^n) - Q_{j-1/2}^n (U_j^n - U_{j-1}^n) \} \quad (26)$$

여기서 식 (24), (25) 그리고 (26)에 도입된 새로운 변수 A_j^n, e_j^n 그리고 $Q_{j+1/2}^n$ 은 각각 다음 식 (27), (28) 그리고 (29)와 같이 정의된다.

$$A_j^n = \begin{bmatrix} 1, & 0 \\ 2m_j^n/h_j^n, & h_j^n - (m_j^n/h_j^n)^2 \end{bmatrix} \quad (27)$$

$$e_j^n = \frac{2f|u_j^n|}{h_j^n} \left\{ \frac{[(u_j^n)^2 - h_j^n](h_{j+1}^n - h_{j-1}^n) - u_j^n(m_{j+1}^n - m_{j-1}^n) - \theta_j h_j^n - f|u_j^n|}{2\Delta x} \right\} \quad (28)$$

$$Q_{j+1/2}^n = p_{j+1/2}^n I + \frac{1}{2} q_{j+1/2}^n (A_j^n + A_{j+1}^n) \quad (29)$$

식 (29)에서 I 는 단위행렬이고 $p_{j+1/2}^n, q_{j+1/2}^n$ 는 각각 다음 식 (30), (31)과 같이 정의된다.

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

$$q_{j+1/2}^n = \frac{\varepsilon_1 |v_{j+1}^n - v_j^n| - \varepsilon_2 |w_{j+1}^n - w_j^n|}{c_j^n + c_{j+1}^n} \quad (31)$$

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 (24)~(31)에 정의된 변수들로 구성된 유한차분방정식 (23)은 전 시간 단계의 값을 가지고 다음 시간 단계의 값을 직접적으로 계산할 수 있는 양해법이다. 따라서 공간격자와 시간격자는 다음 식 (32)에 정의된 CFL(Courant-Friedrichs-Lewy) 조건을 만족하도록 선정되어야 한다 (Kobayashi et al., 1987).

$$\lambda < \frac{\left(1 + \frac{\varepsilon_m^2}{4}\right)^{\frac{1}{2}} - \frac{\varepsilon_m}{2}}{|u_m| + c_m} \quad (32)$$

여기서 u_m 과 c_m 은 해당 변수값의 최대치를 의미하며, ε_m 은 식 (30)과 (31)에서 정의된 상수 ε_1 과 ε_2 중에서 큰 값이다.

식 (7)과 (8)의 지배방정식을 이용하여 식 (23)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 (33)과 같이 쉽게 수립될 수 있다.

$$h_j^1 = u_j^1 = 0; \quad j=1, 2, \dots, J \quad (33)$$

한편 입사점에서의 차분방정식도 식 (12)를 식 (13)에 대입하면 다음 식 (34)와 같이 쉽게 얻을 수 있다.

$$h_1^{n+1} = \eta_1^{n+1} + \frac{1}{2} \sqrt{d_1} \beta_1^{n+1}; \quad n=1, 2, \dots, N \quad (34)$$

여기서 β_1^{n+1} 은 마찰계수 f 가 무시된 식 (11)을 시간과 공간에 대하여 전방 차분하면 다음 식 (35)와 같이 정의할 수 있다. 입사점은 상대적으로 다른 영역보다 수심이 깊기 때문에 마찰계수 f 의 영향이 작다고 가정하였다.

$$\beta_1^{n+1} = 2c_1^n - u_1^n - \lambda(u_1^n - c_1^n) \{ u_1^n - u_2^n + 2(c_2^n - c_1^n) \} + \Delta t \theta_1 \quad (35)$$

동일하게 투과점에서의 경계조건은 식 (14)를 식 (15)에 대입하고 식 (10)을 시간에 대하여 전방차분하고 공간에 대하여 후방차분하면 다음 식 (36), (37)과 같은 차분방정식으로 표현된다.

$$h_j^{n+1} = \frac{1}{2} \sqrt{d_e} \alpha_j^{n+1}; \quad n=1, 2, \dots, N \quad (36)$$

$$\alpha_j^{n+1} = u_j^n + 2c_j^n - \lambda(u_j^n + c_j^n) \{ u_j^n - u_{j-1}^n + 2(c_j^n - c_{j-1}^n) \} - \Delta t \theta_j \quad (37)$$

그러므로 잠재와 입사파의 상호작용에 의하여 발생하는 파랑장을 해석할 수 있는 유한차분 수치모형이 수립되었다. 이상과 같이 수립된 수치모형의 전체적인 해석순서는 다음과 같다. 잠재의 가화확적인 형상이 $d = d_e - \theta x$ 의 함수로 주어지면 식 (33)을 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 (34)와 (35) 그리고 식 (16)이나 식 (19)에 주어진 해당 입사파의 자유수면식을 이용하여 입사점에서 자유수면과 유속을 계산한다. 이와 같이 계산된 입사점의 자료를 이용하면 식 (23)으로 부터 투과점을 제외한 공간상에서 변수들이 계산된다. 마지막으로 식 (36)과 (37)을 이용하여 투과점에서 자유수면과 유속을 계산하면 된다. 따라서 자유수면이 정상상태에 도달될 때까지 이상의 계산과정을 반복적으로 수행하면 된다.

4. 규칙파에 대한 해석

잠재 주변에서 파랑장을 해석할 수 있는 유한차분 수치 모형이 Lax-Wendroff 차분기법으로 수립되었다. 특히 수치 모형을 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, 잠재 주변에서 공간과 시간에 따른 자유수면의 변화 및 흐름 특성에 대하여 해석한다.

비선형 규칙파를 대상으로 잠재 주변에서 시간과 공간의 변화에 따른 파랑장을 관측한 실험자료를 얻을 수 없어서, 수치모형의 검증은 Kobayashi and Wurjanto(1989)에 의하여 계산된 수치결과와 비교하여 수행되었다. 검증에 사용된 입사파의 파고와 주기는 각각 $H=7.81$ cm와 $T=2.25$ s이고, 잠제의 단면 제원은 $d'_1=d'_2=80$ cm, $d'_3=5$ cm, $h'_1=75$ 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 Kobayashi and Wurjanto(1989)의 수치해와 함께 Fig. 2에 제시하였다. 실선과 파선으로 표시된 결과가 본 연구에서 계산된 입사파와 반사파이며, \diamond 와 \circ 의 기호로 표시된 결과가 Kobayashi and Wurjanto(1989)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

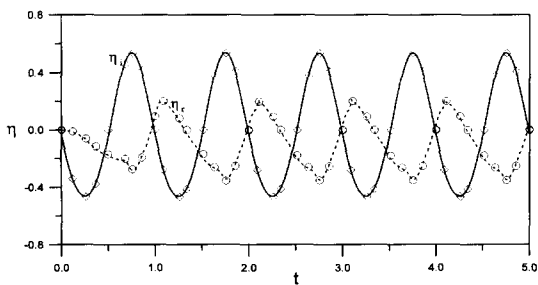


Fig. 2. Comparison of the present numerical results with Kobayashi and Wurjanto's (1989) results for the incident wave train of nonlinear monochromatic wave and the reflected wave profile at seaward boundary.

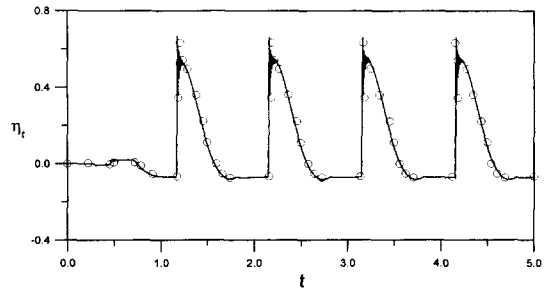


Fig. 3. Comparison of the present numerical result with Kobayashi and Wurjanto's (1989) result for the transmitted wave profile of nonlinear monochromatic wave at landward boundary.

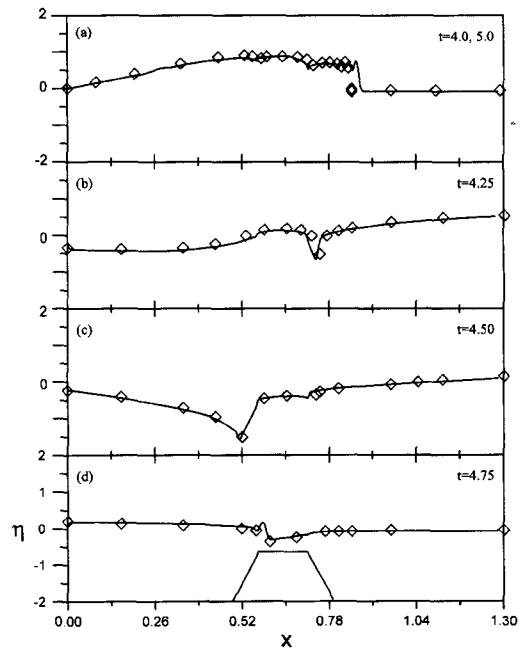


Fig. 4. Comparison of the present numerical results with Kobayashi and Wurjanto's (1989) results for spatial variations of free surface elevation at (a) $t=4.0; 5.0$, (b) 4.25, (c) 4.50 and (d) 4.75

Fig. 3에 비교되었다. Fig. 2의 결과와 마찬가지로 투과파의 위상, 진폭 그리고 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. 2와 Fig. 3으로 부터 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. 다

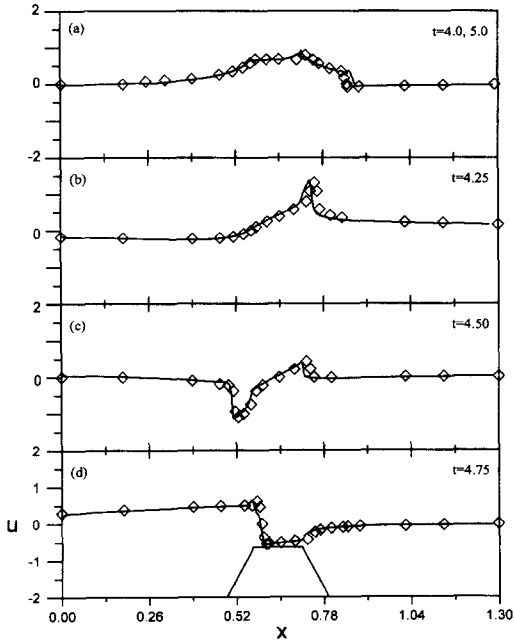


Fig. 5. Comparison of the present numerical results with Kobayashi and Wurjanto's (1989) results for spatial variations of horizontal velocity at (a) $t = 4.0; 5.0$, (b) 4.25, (c) 4.50 and (d) 4.75

음은 잠제 주위의 파동장이 정상상태에 도달된 이후에 무차원화된 한 주기내에서 선택된 임의의 시간에서 자유수면과 유속을 공간의 함수로 계산하여 각각 Fig. 4와 Fig. 5에 비교하였다. 각각의 그림에서 볼 수 있듯이 쇄파가 발생하는 위치가 약간 다르게 예측되는 것을 제외하고는 본 연구에서 수립된 수치모형에 의한 예측 결과가 전반적으로 Kobayashi and Wurjanto(1989)의 계산 결과와 매우 잘 일치하고 있다. 비록 쇄파점 부근에서 약간의 수치진동이 발생되기는 하지만 이와 같은 수치진동의 크기는 식 (30)과 (31)에서 정의된 상수 ϵ_1 과 ϵ_2 의 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. 4와 Fig. 5를 이용하면 비선형 규칙파가 입사하는 경우 공간에 따른 자유수면과 유속의 거동특성을 해석할 수 있다. 즉, 쇄파가 발생하는 시간과 위치 그리고 공간에 따른 유속의 크기와 진행 방향을 알 수 있다. Fig. 4와 Fig. 5에 의하면 쇄파는 잠제 정부의 후면에서 발생되며, 진행방향으로의 최대 유속은 잠제 정부의 끝단에서 발생된다. 또한 반사파의 영향으로 입사파의 진행방향과 반대 방향으로 형성되는 흐름은 잠제 정부에 가까운 전면의 제한된 영역에서 진행방향으로의 최대 유속과

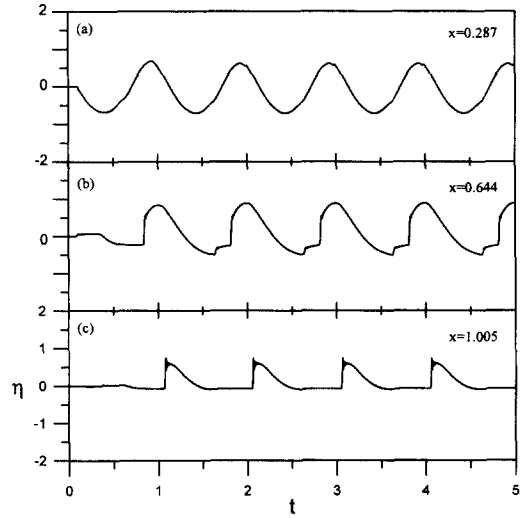


Fig. 6. Predicted time series of free surface elevations at (a) $x = 0.287$, (b) 0.644 and (c) 1.005

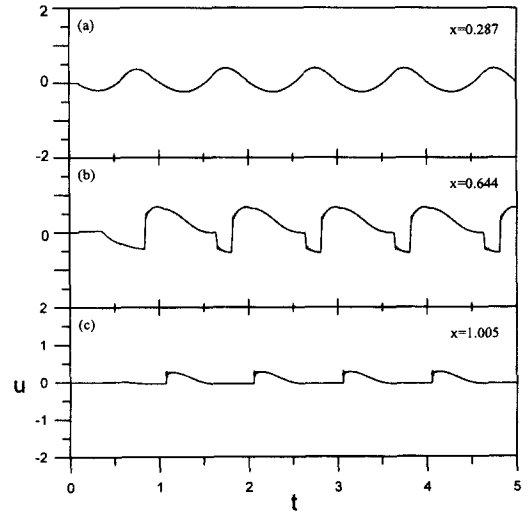


Fig. 7. Predicted time series of horizontal velocities at (a) $x = 0.287$, (b) 0.644 and (c) 1.005

같은 정도로 강하게 나타나고 있다.

이하에서는 잠제의 단면을 따라 선정된 세 개의 위치, 즉 잠제 전면의 중앙과 잠제 정점의 중앙 그리고 잠제 후면의 중앙점에서 자유수면과 유속의 시간에 따른 거동특성이 해석되었다. 각각의 계산 결과를 Fig. 6과 Fig. 7에 나타내었다. 전반적으로 잠제 정점과 배후면의 파랑장에서 강한 비선형성을 보이고 있다. 먼저 Fig. 6에 제시한 결과를 보면 비선형 규칙파가 진행하면서 잠제와 상호작용을 일으켜 잠제 배후면에서는 자유수면의 형태가 거의 고립파와

유사한 형태로 변화되고 있음을 알 수 있다. 또한 Fig. 7의 결과를 보면 잠제 정부에서의 유속이 상당히 심하게 변화되고 있다는 사실을 알 수 있다. 잠제 정부에서는 입사파의 진행방향으로 향하는 흐름이 지배적이나 반대방향으로 진행하는 흐름도 무시할 수 없을 정도의 크기를 갖는다. 또한 잠제 전면과 후면의 중앙점에서 계산된 유속의 크기를 비교하면, 잠제 후면에서의 유속이 전면에서의 유속보다 상당히 작게 나타나고 있어, 규칙파인 경우에는 잠제에 의하여 많은 파랑 에너지가 차단되는 것으로 해석할 수 있다. 마지막으로 Fig. 6과 Fig. 7의 결과를 Fig. 4와 Fig. 5에 제시한 결과와 함께 고려하면 입의의 사석재로 피복된 잠제 피복재의 안정성 해석에 유용하게 이용될 수 있다고 판단된다. 피복재의 안정성에 영향을 주는 항력, 양력 그리고 관성력 등의 작용력이 유속과 가속도의 함수로 표현되기 때문이다. 쇄파가 발생하는 잠제 정부의 직후방과 강한 흐름이 형성되는 잠제 정부와 정부에 인접한 전면의 제한된 영역이 단면의 구조적 안정성과 관련하여 중요한 부분이 되리라 판단된다.

5. 고립파에 대한 해석

파랑조건에 대한 해석으로 비선형 규칙파가 입사할 때 잠제에 의하여 발생하는 시간과 공간에 따른 자유수면과 흐름의 자세한 특성들이 만족스럽게 해석되었다. 따라서 Goring (1978)에 의하여 제시된 바와 같이 해저 지진에 의하여 발생하는 진파와 같은 대규모 장주기파가 입사하는 경우에 대한 수치모형의 적용성을 해석하기 위하여 고립파에 대한 해석이 수행되었다. 비선형 규칙파에 대한 해석과는 달리 고립파인 경우에는 잠제 주변에서 공간의 변화에 따른 고립파의 자유수면과 평균유속의 최대치를 관측한 실험자료가 있어 Losada *et al.*(1992)의 수치해 뿐만 아니라 실험자료와 비교하여 검증이 수행되었다.

검증에 사용된 고립파의 파고 $H = 0.087$ m이고, 잠제의 단면 제원으로 $d'_i = d'_e = 0.43$ m, $d'_c = 0.03$ m, $h'_i = 0.4$ m, $B = 0.4$ m 그리고 $\cot \theta' = 2.0$ 이며, 마찰계수와 시간과 공간의 격자간격은 비선형 규칙파 해석시에 사용된 값과 동일하다. 그 외 식 (21)의 $\delta_i = 0.05$, 식 (19)에 정의된 고립파의 파봉이 입사점에 도달되는 시간인 t_c 의 값은 2.0으로 부여하였다. 따라서 식 (21)에 의하여 $K = 4.36$ 이 된다. 이상에서 정의된 변수와 식 (19)와 (20)에 의하여 부여된 고립파가 잠제로 진행하는 경우 입사점에서 입사파와 잠제에 의하여 반사되는 반사파의 자유수면을 시간의

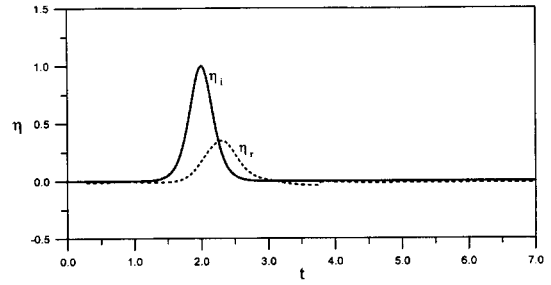


Fig. 8. Incident wave train of solitary wave and the reflected wave profile at seaward boundary.

함수로 Fig. 8에 제시하였다. 또한 잠제를 통과하여 투과점에 도달된 투과파의 자유수면은 Fig. 9에 제시하였다. 그러나 Losada *et al.*(1992)이 이에 대한 결과를 제시하지 않아 직접적인 비교를 수행하지 못하고 각각의 결과를 정성적으로 해석하였다. 먼저 입사점에 부여된 입사파에 대한 자유수면은 식 (19)와 (20)에서 언급된 제반조건을 정확하게 만족한다. 즉, 고립파의 파봉이 입사점에 도달하는 시간으로 $t_c = 2.0$ 이 부여되었는데 Fig. 8을 보면 입사파가 이와 같은 조건을 정확하게 만족하고 있다. 또한 잠제에 의해 반사되어 다시 입사점에 도달되는 반사파의 거동특성이 Synolakis(1987)와 Zelt(1991)가 경사제의 전면에서 계산한 반사파의 거동특성과 동일하게 나타나고 있다. 다만 반사되는 양이 작게 나타날 뿐이다. 따라서 이상의 간접적인 해석으로 부터 고립파가 잠제로 입사하는 경우에도 본 연구에서 사용된 입사점의 경계조건이 올바르게 적용될 수 있다고 판단된다. 또한 투과점에 도달한 투과파는 Fig. 8에 제시한 입사파나 반사파와는 달리 자유수면의 형태가 대칭의 형태로 나타나지 않고 있음을 Fig. 9로부터 쉽게 알 수 있다. 이는 고립파가 잠제를 통과할 때 발생하는 비선형성에 기인한 것이라고 판단된다. 잠제에 의하여 유발되는 고립파의 반사특성과 투과특성에 대한 이상의 해석에서는 정량적인 검증이 아직 이루어지지 않았다. 이것을

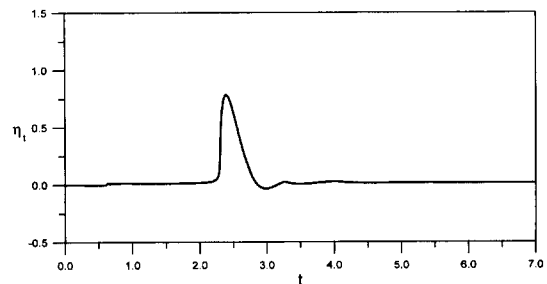


Fig. 9. Transmitted wave profile of solitary wave at landward boundary.

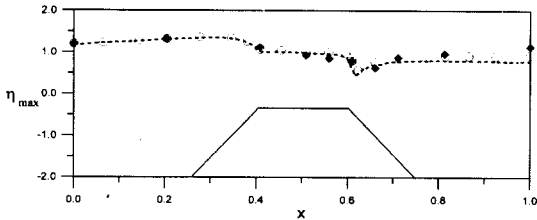


Fig. 10. Comparison of the present numerical results with Losada *et al.*'s (1992) results and measured data for maximum free surface elevations over submerged breakwater.

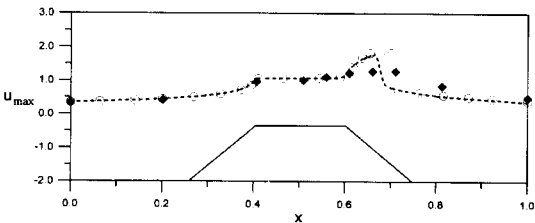


Fig. 11. Comparison of the present numerical results with Losada *et al.*'s (1992) results and measured data for maximum horizontal velocities over submerged breakwater.

보완하기 위하여 Losada *et al.*(1992)의 수치결과와 관측 자료가 있는 공간에 따른 자유수면과 유속의 최대치를 계산하여 각각 Fig. 10과 11에 비교하였다. 자유수면과 유속의 최대치는 계산되는 전 시간 동안에 주어진 공간에서 발생하는 최대값을 의미한다. 각각의 그림에서 파선으로 표시된 결과가 본 연구에서 수립된 수치모형에 의한 결과이고, 기호 ○는 Losada *et al.*(1992)에 의하여 계산된 수치해이다. 또한 기호 ◆는 관측치로 Losada *et al.*(1992) 논문의 Fig. 1로 부터 얻었다. 먼저 주어진 공간에서 발생하는 자유수면의 최대치를 비교한 Fig. 10을 보면 투과점에서 약간 작게 예측되는 것을 제외하고는 본 연구의 결과가 다른 두 개의 결과와 매우 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 마찬가지로 잠제 정부의 직 후방 부근에서 수치해가 관측치보다 크게 예측하는 것을 제외하고는 유속에 대한 최대치를 비교한 Fig. 11로 부터도 세 개의 결과가 비교적 잘 일치하고 있다는 사실을 알 수 있다. Fig. 10과 11의 결과들은 입사점과 투과점이 포함된 것이기에 전 절에서 정량적으로 검증되지 못했던 부분들이 마무리되었다. 따라서 이하에서는 공간과 시간에 따른 자유수면 및 유속의 거동특성들이 해석된다.

동일한 단면과 입사파 조건하에서 두 개의 각기 다른 입사파, 비선형 규칙파와 고립파가 입사하는 경우를 비교

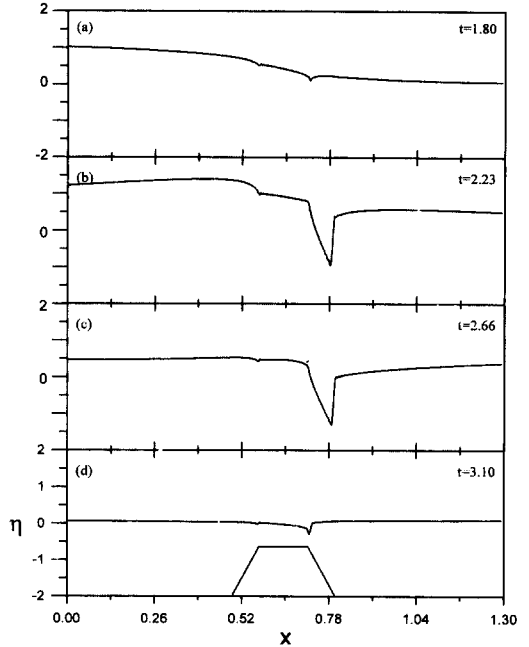


Fig. 12. Spatial variations of free surface elevations at (a) $t = 1.80$, (b) 2.23, (c) 2.66 and (d) 3.10

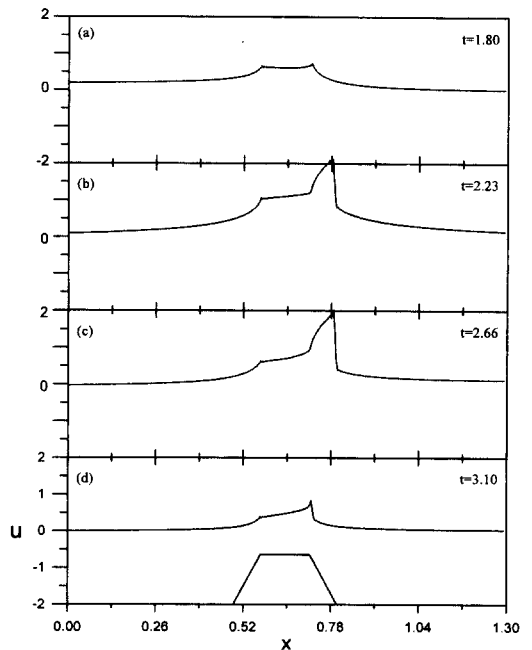


Fig. 13. Spatial variations of horizontal velocities at (a) $t=1.80$, (b) 2.23, (c) 2.66 and (d) 3.10

하기 위하여 전 장의 규칙파에 적용된 단면과 동일한 단면에 대하여 해석하였다. 따라서 식 (19)~(21)에 의하여

$K=2.23$ 이고 $\delta_i=0.35$ 가 되며, $t_c=2.0$ 으로 부여되었다. 규칙파인 경우에는 일정한 파고와 주기를 갖는 파랑이 연속적으로 입사할 때 발생하는 정상상태를 해석하면 되나, 고립파인 경우에는 정상상태가 아닌 파봉이 대상영역을 통과하는 시간대에서 자유수면과 흐름의 거동특성이 해석되어야 하기 때문에 동일한 입사파고를 갖더라도 두 결과를 직접적으로 비교하기가 어렵다. 따라서 본 연구에서는 동일한 단면에서 발생하는 시간과 공간에 따른 자유수면 및 흐름의 거동특성이 정성적으로 비교되었다. 먼저 입의의 시간에서 잠제 주변에서 공간에 따른 자유수면의 거동특성과 유속을 계산하여 Fig. 12와 Fig. 13에 제시하였다. 고립파의 파봉이 아직 입사점에 도달되지 않은 시간(a)부터 파봉이 잠제 정부의 후방에 도달하는 시간(b), 파봉이 투과점을 지난 시간(c) 그리고 완전히 대상영역을 통과한 후의 시간(d)까지 일정한 간격으로 계산되었다. 고립파의 파봉이 통과되면서 발생하는 공간에 따른 자유수면과 흐름의 전반적인 거동특성이 Fig. 4와 Fig. 5에 제시된 비선형 규칙파와 다르게 형성되고 있다. 규칙파의 Fig. 4(c)와 같이 잠제 전면에서 자유수면이 정수면 아래로 하강되는 현상이 고립파에서는 발생되지 않고 있다. 그러나 천수효과에 의하여 잠제 정부에서 증가된 파가 잠제 후면에서 쇠파되어 자유수면이 정수면 아래로 내려 갔다가 갑작스럽게 증가되는 거동특성은 유사하다.

한편 고립파에 의하여 발생하는 흐름특성과 관련하여 Fig. 13을 해석하면 수심이 상대적으로 깊은 잠제 전면에서는 상류상태의 흐름이 형성되나, 잠제 정부와 직 후방에

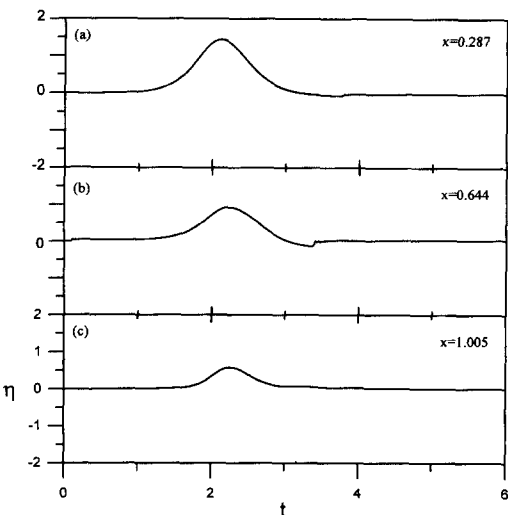


Fig. 14. Predicted time series of free surface elevations at (a) $x=0.287$, (b) 0.644 and (c) 1.005

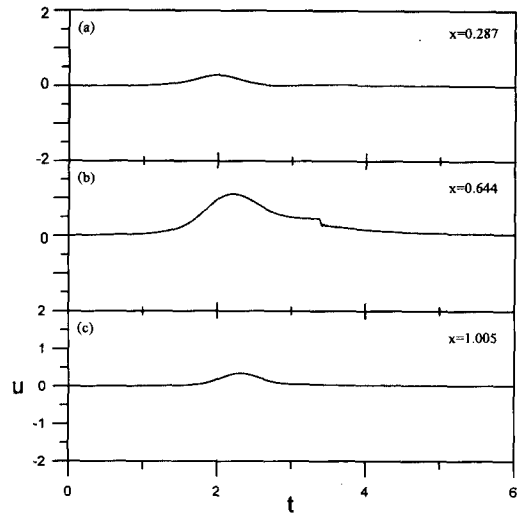


Fig. 15. Predicted time series of horizontal velocities at (a) $x=0.287$, (b) 0.644 and (c) 1.005

서 사류 상태의 흐름이 형성되다가 다시 수심이 증가함에 따라 상류상태의 흐름으로 변화는 거동특성은 규칙파의 그것과 유사하게 나타나고 있다. 그러나 고립파에 의하여 발생하는 흐름의 강도가 규칙파에 의하여 발생하는 흐름의 강도보다 훨씬 크게 나타나고 있으며, 규칙파와는 다르게 입사파의 진행 반대방향으로 향하는 흐름은 발생되지 않는다. 또한 고립파의 파봉이 대상 영역안에 존재하는 경우에 유속은 쇠파가 발생하는 잠제 정부 직 후방에서 최대가 된다. 따라서 고립파가 입사하는 경우에는 잠제의 구조적 안정성과 관련하여 가장 중요한 부분은 흐름이 강한 난류 상태로 변하는 잠제 정부와 직 후방이 되리라 판단된다.

마지막으로 대상영역내에서 잠제 전면과 정부 그리고 잠제 후면의 중앙점에서 시간에 따른 자유수면과 유속을 계산하여 Fig. 14와 Fig. 15에 나타내었다. 고립파의 시간과 공간에 따른 이동을 Fig. 14로 부터 쉽게 알 수 있다. 또한 입사파와 잠제에 의하여 반사된 반사파가 어떻게 합성되고 분해되어 투과파로 형성되는지에 대한 해석도 Fig. 14를 이용하면 가능하다. 비록 투과파가 발생되지 않는 경사제 전면에서의 입사파와 반사파의 합성 과정과 같이 그 현상이 명확하게 나타나지는 않으나 Fig. 14의 결과에서도 고립파의 전면부에서 생기는 기울기의 변화와 파형의 변화로부터 그와 같은 사실을 확인할 수 있다. 한편 고정된 공간에서 시간에 따른 유속의 거동특성을 해석하기 위하여 제시한 Fig. 15의 결과에서는 이미 Fig. 13에서 알 수 있었던 사실, 잠제의 정부에서 강한 흐름이 형성된다는 사실을 다시 한번 확인할 수 있다. 그러나 고립파의 파봉이

위치하는 시간에서 잠제 전면이나 후면에서 유속의 크기가 거의 같게 나타나고 있어, 고립파가 입사하는 경우에는 비선형 규칙파에서 얻을 수 있었던 Fig. 6과 Fig. 7의 결과와는 다르게 입사파의 에너지가 잠제에 의하여 효과적으로 차단되지 못하고 있는 것을 알 수 있다.

6. 결 론

천해영역에서 적용 가능한 마찰의 효과가 고려된 유한 진폭 천수방정식을 이용하여 잠제 주변의 파랑장을 해석하였다. 두 개의 입사파, 비선형 규칙파와 고립파를 대상으로 잠제에 의하여 발생하는 반사파와 투과파의 거동특성 뿐만 아니라 시간과 공간에 따른 자유수면 및 흐름의 동수역학적인 거동특성이 본 연구에서 수립된 수치모형을 이용하여 해석되었다. 두 개의 입사조건에 대한 예측 결과를 기존의 수치해 및 실험자료와 비교하여 본 연구에서 수립된 수치모형이 만족스럽게 검증되었다. 특히 평상시 파랑 조건에 대한 잠제의 효율성을 해석하기 위하여 적용된 비선형 규칙파의 해석에서는 반사파와 관련된 시간과 공간의 자유수면의 변화나 흐름특성이 투과파의 그것들보다 강하게 발생하는 것으로 나타났다. 따라서 본 연구에서 해석된 잠제의 단면제원이나 파랑조건에서는 잠제가 외해에서 내습하는 파랑 에너지를 효율적으로 차단할 수 있다고 판단된다. 그러나 해저 지진에 의하여 발생하는 장주기파와 잠제의 상호작용을 해석하기 위하여 적용된 고립파의 해석에서는 규칙파와는 다른 결과가 나타났다. 입사되는 고립파 에너지의 대부분이 잠제에 의하여 차단되지 않고 투과되는 현상을 보였다.

마지막으로 파랑장의 동수역학적인 거동특성을 이용하여 잠제를 피복하고 있는 피복재의 안정성과 관련된 해석이 간접적으로 수행되었다. 먼저 규칙파가 입사하는 경우에는 반사파 및 쇄파에 의하여 강한 흐름이 발생하는 잠제의 정부에 인접한 전면과 후방이 전체 단면에서 가장 중요한 부분이 된다. 그러나 고립파인 경우에는 반사파의 영향이 상대적으로 작아 쇄파가 발생하는 잠제 정부의 직 후방 부분이 안정성과 관련하여 가장 중요한 부분이 된다. 이에 대한 정량적인 연구가 더 수행되어야 한다.

참고문헌

Ahrens, J.P., 1989. Stability of reef breakwaters, *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engrg.*, ASCE, **115**(2), pp. 221-

234.
 Bruun, P., 1985. *Design and Construction of Mounds for Breakwaters and Coastal protection*, Elsevier, New York, N.Y.
 Dean, R.G. and Dalrymple, R.A., 1984. *Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ.
 Dodd, N., 1998. Numerical model of wave run-up, overtopping, and regeneration, *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engrg.*, ASCE, **124**(2), pp. 73-81.
 Goring, D.G., 1978. Tsunamis-the propagation of long waves onto a shelf, *Rept. No. KH-R-38*, W. M. Keck Lab. of Hydr. and Water Resour., California Inst. of Tech., Pasadena, CL.
 Grilli, S.T., Losada, M. and Martin, F.L., 1994. Characteristics of solitary wave breaking induced by breakwaters, *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engrg.*, ASCE, **120**(1), pp. 74-92.
 Hibberd, S. and Peregrine, D.H., 1979. Surf and run-up on a beach: a uniform bore, *J. Fluid Mech.*, **95**, pp. 323-345.
 Kobayashi, N. and Karjadi, E.A., 1994. Surf-similarity parameters for breaking solitary-wave runup, *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engrg.*, ASCE, **120**(6), pp. 645-650.
 Kobayashi, N. and Wurjanto, A., 1989. Wave transmission over submerged breakwaters, *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engrg.*, ASCE, **115**(5), pp. 662- 680.
 Kobayashi, N., Otta, A.K. and Roy, L., 1987. Wave reflection and run-up on rough slopes, *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engrg.*, ASCE, **113**(3), pp. 282- 298.
 Losada, M., Kobayashi, N. and Martin, F.L., 1992. Armor stability on submerged breakwaters, *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engrg.*, ASCE, **118**(2), pp. 207-212.
 Richtmyer, R.D. and Morton, E.W., 1967. *Difference Methods for Initial Value Problems*, John Wiley & Sons, New York, N.Y.
 Seelig, W.N., 1980. 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.
Shore Protection Manual, 1984. U.S. Army Coast. Engrg. Res. Ctr., 2, Government Printing Office, Washington, D.C.
 Synolakis, C.E., 1987. The runup of solitary waves, *J. Fluid Mech.*, **185**, pp. 523-545.
 Titov, V.V. and Synolakis, C.E., 1995. Modeling of breaking and nonbreaking long-wave evolution and runup using VTCS-2, *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engrg.*, ASCE, **121**(6), pp. 308-316.
 Van der Meer, J.W. and Daemen, F.R., 1994. Stability and

- wave transmission at low-crested rubble mound structures, *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engrg.*, ASCE, **120**(1), pp. 1-19.
- Van Gent, M.R.A., 1995. Wave interaction with berm breakwaters, *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engrg.*, ASCE, **121**(5), pp. 229-238.
- Zelt, J.A., 1991. The run-up of nonbreaking and breaking solitary waves, *Coastal Engrg.*, **15**, pp. 205-246.
-
- Received January 30, 1999
Accepted April 7, 1999