

경사면에 작용하는 고립파의 특성 Characteristics of Solitary Waves Acting on Slopes

전 찬 후* / 이 봉 희** / 조 용 식***
Jeon, Chan Hoo / Lee, Bong Hee / Cho, Yong Sik

Abstract

A boundary element method with a Lagrangian approach and B-spline technique is employed to investigate characteristics of solitary waves attacking on beach slopes. By comparing numerical solutions with available laboratory measurements, it is shown that the maximum run-up heights of the present model are more agreeable than those of the existing numerical model. Variations of run-up heights and velocity vectors for different slopes are also described. Characteristics of hydrodynamic pressure acting beach slopes are investigated in detail.

Keywords : boundary element method, Lagrangian approach, B-spline technique, solitary wave, run-up height, hydrodynamic pressure

요 지

Lagrange 방법과 B-spline 기법을 이용한 경계요소법으로 경사면에 작용하는 고립파의 특성을 연구하였다. 최대 처오름높이는 실험자료와 비교한 결과, 기존의 경계요소법에 의한 결과에 비해 높은 정확도를 나타냈다. 또한, 벽면 경사각의 변화에 따른 최대 처오름높이와 속도벡터의 변화를 나타내었으며, 경사면에 작용하는 동수압의 특성을 조사하였다.

핵심용어 : 경계요소법, Lagrange 방법, B-spline 기법, 고립파, 처오름높이, 동수압

* 한양대학교 대학원 토목공학과 석사과정
Graduate Student, Dept. of Civil Engrg., Hanyang Univ., Seoul 133-791, Korea
(E-mail : wjscksgn@ihanyang.ac.kr)

** 한양대학교 대학원 토목공학과 박사과정
Graduate Student, Dept. of Civil Engrg., Hanyang Univ., Seoul 133-791, Korea

*** 교신저자, 한양대학교 공과대학 토목공학과 부교수
Associate Prof., Dept. of Civil Engrg., Hanyang Univ., Seoul 133-791, Korea
(E-mail : ysc59@hanyang.ac.kr)

1. 서론

방파제 및 호안, 제방 등과 같이 시설규모가 크고 공사비가 많이 투자되는 해안구조물은 외해로부터 진입하는 파랑에 대해 경제적이면서도 안전한 구조물이 되도록 설계되어야 한다. 따라서, 다양한 경사의 구조물 사면에 작용하는 파랑의 특성을 정확히 파악하여 설계에 적용하는 것이 매우 중요하다. 일반적으로, 파랑의 최대 처오름높이, 구조물 사면에 작용하는 동수압 특성은 입사파의 특성, 구조물의 형상 또는 해저경사 등에 의해 많은 영향을 받는다. 해안 구조물의 사면경사가 급하고 주된 입사파가 단파일 경우, 구조물 근처에서 쇄파가 일어나기 때문에 이론적인 해석이 매우 복잡하다. 따라서, 입사파의 파고, 구조물의 사면경사 등과 같은 여러 요소를 고려한 수리모형실험을 통해 처오름높이, 구조물 사면에 작용하는 동수압 특성을 해석해야 한다.

고립파는 지진해일의 처오름높이를 가장 잘 재현하는 파랑으로 알려져 있을 뿐만 아니라, 파고만 주어지면 파형이 결정되기 때문에 많은 연구에서 입사파로 사용되어 왔다. 또한, 조용식과 이봉희(1997)에 의하면 대부분의 파랑 중에서 고립파가 가장 큰 처오름을 나타내며, Synolakis(1991)에 따르면 해안에 도달하는 지진해일의 75%는 쇄파하지 않는 것으로 알려져 있다. 따라서, 본 연구에서는 쇄파가 되지 않는 고립파(non-breaking solitary wave)를 수치모형 대상으로 하였다.

지금까지 고립파에 대한 연구는 국외에서 주로 이루어졌다. Grilli와 Svendsen(1990)과 Maiti와 Sen(1999)이 고립파의 생성과 진행, 처오름에 대해 연구하였으며, Wood 등(2002)은 급경사 고립파의 처오름에 관해 연구하였다. Maiti와 Sen(1999)은 경사면에 처오름이 일어나는 동안의 고립파에 대한 수치해석 방법을 제시하면서 압력을 계산할 때 베르누이(Bernoulli) 방정식을 이용할 것을 제안하였다. 국내에서는 조용식(1995)이 20° 경사에서의 고립파의 처오름에 대해 연구하였고, 10° 와 45° 경사에서의 고립파의 최대 처오름높이를 조용식과 이봉희(1997)가 계산하였다. 그러나, 45° 보다 큰 경사에서 고립파의 처오름높이에 대한 연구는 아직 많이 수행되지 않았다.

본 연구에서는 B-spline 기법을 이용한 경계요소법으로 다양한 경사에서의 처오름높이를 산정하였고, 파랑의 진행에 따른 내부속도벡터의 변화를 알아보았다. 또한, 계산된 속도포텐셜과 속도포텐셜의 1차 도함수를

베르누이 방정식에 적용하여 경사면에 작용하는 동수압의 특성에 대해 연구하였다.

2. 경계요소법

경계요소법은 Laplace 방정식을 지배방정식으로 하는 파랑의 변형 및 처오름, 지하수흐름과 같이 자유수면을 갖는 흐름의 해석에 있어 매우 효과적이고 비교적 정확한 수치해를 제공하는 수치기법이다(Liggett, 1977). 지배방정식이 2차원 Laplace 방정식일 경우 경계요소법에서의 적분방정식은 Green의 2차 정리와 free space Green함수를 이용하여 다음과 같이 유도된다.

$$\alpha \Phi(p) = \int_{\partial D} \left[\Phi(q) \frac{\partial}{\partial n} (\ln r) - \ln r \frac{\partial \Phi(q)}{\partial n} \right] ds \quad (1)$$

식 (1)에서 α 는 특이점이 인접한 양쪽의 요소에 의하여 이루는 각을 의미하고, q 는 경계에 있는 임의의 점을 나타내며 r 은 특이점(p)과 대상점(q) 사이의 거리이다.

식 (1)은 다음과 같이 경계를 선형요소(linear element)로 이산화하여 수치적분함으로써 보다 정확한 수치해를 얻을 수 있다. 즉, 속도포텐셜(Φ)과 Φ 의 1차 도함수($\partial \Phi / \partial n$)는 요소 내에서 다음과 같이 선형적으로 변화한다.

$$\Phi = [(\Phi_{j+1} - \Phi_j)\xi + (\xi_{j+1}\Phi_j - \xi_j\Phi_{j+1})]/(\xi_{j+1} - \xi_j) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = \left\{ \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)_{j+1} - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)_j \right] \xi + \left[\xi_{j+1} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)_j - \xi_j \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)_{j+1} \right] \right\} / (\xi_{j+1} - \xi_j) \quad (3)$$

식 (2)와 식 (3)에서 ξ 는 이산화로 인한 새로운 축이다.

3. 지배방정식과 경계조건

유체는 비점성이고 흐름은 비압축성 및 비회전으로 가정하면 다음과 같이 속도포텐셜을 정의할 수 있다.

$$\vec{v} = \nabla \Phi \quad (4)$$

식 (4)에서 \vec{v} 는 유체의 속도벡터를 나타내며, Φ 는 속도포텐셜이다. 연속방정식 $\nabla \cdot \vec{v} = 0$ 에 속도포텐셜을 대입하면 다음과 같은 2차원 Laplace 방정식을 유

도할 수 있다.

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (5)$$

자유수면의 좌표를 Lagrange 형태로 나타내면 다음과 같다.

$$x = \xi(t, x_0), \quad z = \zeta(t, z_0) \quad (6)$$

운동학적 자유수면 경계조건은 식 (7)과 같이 나타낸다.

$$u = \frac{\partial \xi}{\partial t}, \quad w = \frac{\partial \zeta}{\partial t} \quad (7)$$

여기서, u 와 w 는 각각 x 방향과 z 방향의 속도 성분이다.

바닥경계와 경사면은 고체경계조건(solid boundary condition)이라 가정하면 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0 \quad (8)$$

식 (8)에서, $\partial/\partial n$ 는 $\vec{n} \cdot \nabla$ 이고, \vec{n} 은 경계에서 연직으로 외부로 향하는 단위벡터를 나타낸다.

입사조건인 고립파의 파형은 식 (9)와 같이 나타낸다.

$$\zeta(x, t) = H \operatorname{sech}^2 \left[\sqrt{\frac{3H}{4}} (x - ct) \right] \quad (9)$$

여기서, ζ 는 고립파의 파형, H 는 파고를 나타내며, c 는 파속이다.

동수압은 다음과 같은 베르누이(Bernoulli) 방정식으로부터 구할 수 있다.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} |\nabla \Phi|^2 + \frac{P}{\rho} + gz = 0 \quad (10)$$

식 (10)에서 정수압을 제외하면, 동수압에 관한 다음과 같은 식을 구할 수 있다.

$$P = -\rho \left[\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 \right\} \right] \quad (11)$$

본 연구에서는 자유수면을 표현하기 위해 Lagrange 방법을 사용하였다. 이 방법은 Euler 방법에서 나타나는 다중치 문제에 의한 어려움 없이 쇄파에 적용하기 쉬운 장점을 갖고 있다. 물론, 이 장점을 얻기 위해서는 좌표계의 변화와 적절한 적합곡선이 필요하다(Liu 등, 1992).

시간 t 에서 지점 (ξ, ζ) 의 유체 입자가 Δt 시간 후에 지점 (ξ', ζ') 로 이동한다면, Δt 가 작을 경우에 Taylor 급수 전개를 이용하여 다음과 같이 새로운 좌표 ξ' 와 ζ' 뿐만 아니라 속도포텐셜 Φ' 을 구할 수 있다.

$$\xi' = \xi + \frac{d\xi}{dt} \Delta t + \frac{d^2\xi}{dt^2} \frac{(\Delta t)^2}{2} + O((\Delta t)^3) \quad (12)$$

$$\zeta' = \zeta + \frac{d\zeta}{dt} \Delta t + \frac{d^2\zeta}{dt^2} \frac{(\Delta t)^2}{2} + O((\Delta t)^3) \quad (13)$$

$$\Phi' = \Phi + \frac{D\Phi}{Dt} \Delta t + \frac{D^2\Phi}{Dt^2} \frac{(\Delta t)^2}{2} + O((\Delta t)^3) \quad (14)$$

본 연구에서 사용한 시간에 대한 정확도는 $O((\Delta t)^2)$ 이다.

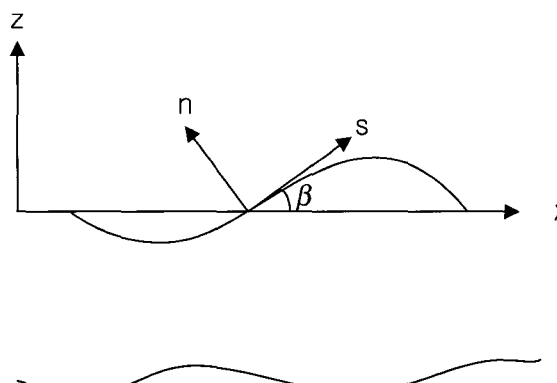


그림 1. 새로운 좌표 (s, n)의 개념도

자유수면에 Lagrange 방법을 적용하기 위해서는 ξ 와 ζ 의 2차 미분항을 식 (15)와 식 (16)과 같이 국부 좌표계 (s, n)으로 나타내야 한다. 여기서, s 와 n 은 그림 1에 나타난 것과 같이 각각 한 지점에서의 접선방향과 연직방향을 의미하고, β 는 x 축과 s 축 사이의 각도이다.

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} = \left(\frac{\partial\Phi_t}{\partial s} + \Phi_s\Phi_{ss} + \Phi_n\Phi_{ns} \right) \cos\beta + \left[\Phi_n\Phi_{ss} - \Phi_s\Phi_{ns} - \frac{\partial\Phi_t}{\partial n} - \frac{\partial\beta}{\partial s}(u^2 + w^2) \right] \sin\beta \quad (15)$$

$$\frac{d^2\zeta}{dt^2} = \left(\frac{\partial\Phi_t}{\partial s} + \Phi_s\Phi_{ss} + \Phi_n\Phi_{ns} \right) \sin\beta + \left[-\Phi_n\Phi_{ss} + \Phi_s\Phi_{ns} + \frac{\partial\Phi_t}{\partial n} - \frac{\partial\beta}{\partial s}(u^2 + w^2) \right] \cos\beta \quad (16)$$

그리고, 접선방향에 관한 미분값을 얻기 위해 B-spline 기법을 사용하였다. B-spline 기법에서 적합 곡선은 각 절점을 통과한다. 또한, 모든 요소에 대해 C^2 -연속성을 갖는다. 3차 B-spline 기법은 그림 2에 나타난 것과 같이 각 요소에 대해 네 개의 점을 이용하는데, 인접한 요소는 세 점을 공유하고 다른 한 점을 갖게 된다(Cabral 등, 1990).

따라서 표현하고자 하는 N 개의 물리변수 A_i 는 $N+2$ 개의 점 B_j 가 필요하다. 3차 B-spline의 일반적인 행렬 형태는 식 (17)과 같다(Gerald와 Wheatley, 1989).

$$A_i(a) = \frac{1}{6} \begin{pmatrix} a^3 & a^2 & a & 1 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} -1 & 3 & -3 & 1 \\ 3 & -6 & 3 & 0 \\ -3 & 0 & 3 & 0 \\ 1 & 4 & 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} B_{i-1} \\ B_i \\ B_{i+1} \\ B_{i+2} \end{Bmatrix} \quad (17)$$

식 (17)은 변수 a 가 구간 $[0,1]$ 에서 적용되며, 이는 (A_i, A_{i+1}) 에 대응된다. 상수 $1/6$ 을 B 에 포함시키면 N 개의 요소를 갖는 곡선은 식 (18)과 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{Bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ \vdots \\ A_{N-1} \\ A_N \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 4 & 1 & 0 & 0 & \cdot & \cdot & \cdot & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 4 & 1 & 0 & \cdot & \cdot & \cdot & 0 & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdot & \cdot & \cdot & 0 & 1 & 4 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \cdot & \cdot & \cdot & 0 & 0 & 1 & 4 & 1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} B_0 \\ B_1 \\ B_2 \\ \vdots \\ B_{N-1} \\ B_N \\ B_{N+1} \end{Bmatrix} \quad (18)$$

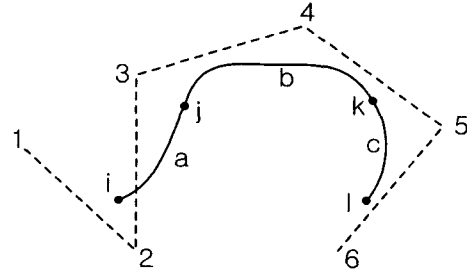


그림 2. B-spline 기법의 개념도

4. 고립파의 최대 처오름높이

Hall과 Watts(1953)는 고립파를 이용하여 콘크리트 급경사에서 처오름높이에 관한 수리모형실험을 수행하였다. 수리모형실험 관측자료는 여러 경우의 급경사에서 수행되었을 뿐만 아니라 상대적인 정확도가 매우 높은 것으로 평가되어 많은 수치모형 및 해석적 방법의 검정자료로 이용되고 있다. 또한, 이들은 수리실험 관측 자료를 회귀분석하여 고립파의 최대 처오름높이에 관한 다음과 같은 공식을 제안하였다.

$$\begin{aligned} R &= 3.43 H^{1.042}, \quad \theta = 10^\circ \\ R &= 3.75 H^{1.120}, \quad \theta = 15^\circ \\ R &= 3.10 H^{1.150}, \quad \theta = 45^\circ \end{aligned} \quad (19)$$

Liu와 Cho(1994)는 경계요소법을 이용하여 고립파의 처오름높이를 계산하였다. 특히, 경계층 이론을 이용하여 바닥마찰저항을 고려하였으며, 경사각이 20° 보다 작으면 바닥마찰저항을 고려해야한다고 보고하였다. 아울러, 여러 경사 지형에서 고립파의 처오름높이를 계산하였으며, 바닥마찰저항을 고려한 다음과 같은 고립파의 최대 처오름공식을 제안하였다.

$$\begin{aligned} R &= 3.561 H^{1.109}, \quad \theta = 15^\circ \\ R &= 3.530 H^{1.133}, \quad \theta = 20^\circ \\ R &= 2.906 H^{1.129}, \quad \theta = 45^\circ \end{aligned} \quad (20)$$

그림 3은 경사각이 45° 일 때 고립파의 최대 처오름높이를 비교한 것이다. 여기서, experiment는 Hall과 Watts(1953)의 수리모형실험에 의한 관측자료이며, Cho는 조용식과 이봉희(1997)가 수행한 선형요소 경계요소법에 의한 수치해석 결과이다. H 는 입사파의 파고를 나타내고, R/h 는 무차원화된 최대 처오름높이를 의미한다. 그림에 나타난 것과 같이 이번 연구에 의한

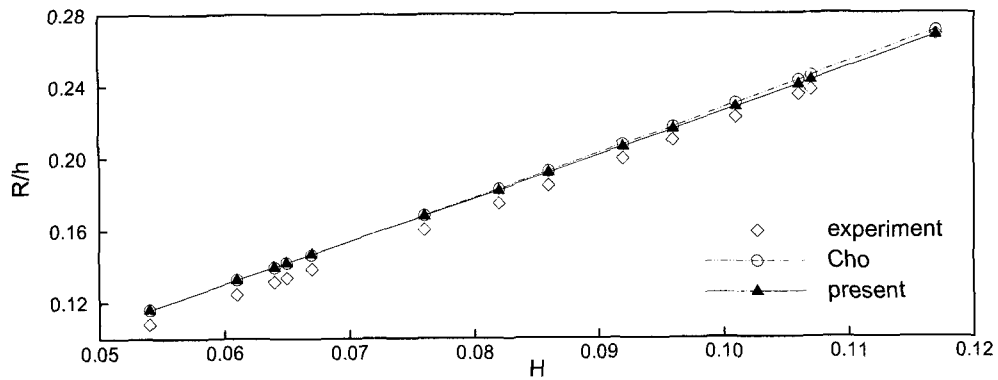


그림 3. 입사파고에 따른 최대 처오름높이($\theta=45^\circ$)

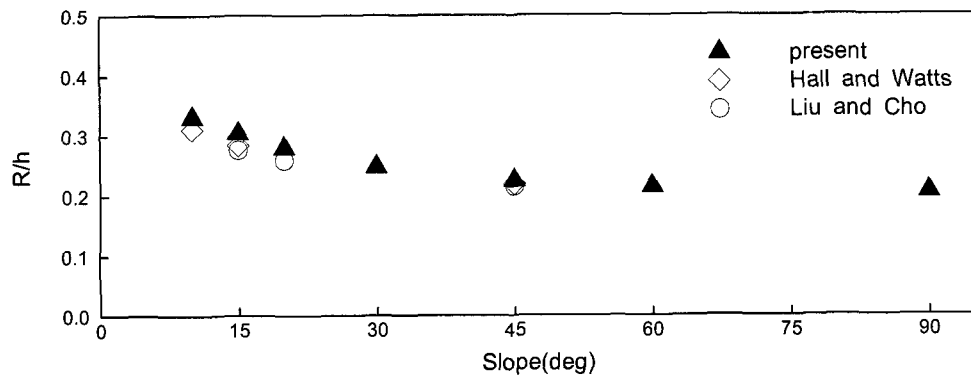


그림 4. 구조물 벽면 경사에 따른 최대 처오름높이 비교

수치해석 결과는 수리실험 관측자료와 전체적으로 잘 일치하고 있으며, 선형요소 경계요소법보다 높은 정확도를 나타내고 있다.

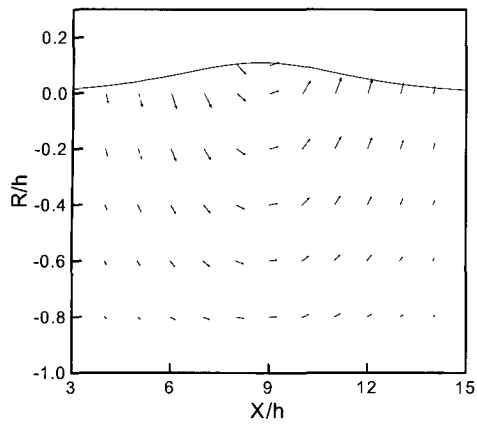
그림 4는 구조물의 벽면 경사각을 변화시켜가며 계산한 고립파의 최대 처오름높이를 Hall과 Watts (1953)의 실험결과에 근거한 처오름 공식 및 Liu와 Cho(1994)의 제안식에 의해 계산된 값과 비교한 것이다. 전체적으로 수치해석 결과가 다른 예측 결과와 매우 잘 일치하는 것을 볼 수 있다. 그림을 보면, 낮은 경사로부터 경사각이 커질수록 최대 처오름높이는 다소 큰 폭을 갖고 감소하지만, 경사각이 45° 보다 커지면 그 감소폭이 크지 않다는 것을 알 수 있다. 이는 경사각이 커질수록 경사부분의 길이가 짧아져 입사파가 쳐오르는데 소요되는 운동량이 감소하기 때문이다.

5. 속도벡터와 동수압 특성 해석

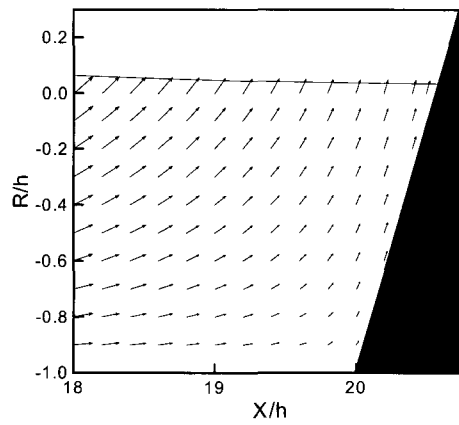
그림 5는 60° 의 경사면에서의 수면 및 내부 속도벡

터 변화를 나타낸 것이다. 그림에서의 실선은 수면의 변화를, 화살표는 속도벡터의 변화를 나타내며, 최대 처오름이 발생하는 부분을 전후하여 시간대별로 나타내었다. (a)는 경사면에 도달하기 전에 진행 중인 파랑의 속도벡터이고, (b)는 최대 처오름높이에 도달하기 바로 전의 속도벡터, (c)는 최대 처오름높이에 도달하는 순간의 속도벡터이며, (d)는 최대 처오름높이에 도달한 후의 속도벡터를 나타낸다. R/h 는 무차원화된 처오름높이를 의미하고, X/h 는 조파기로부터 수평방향 거리를 의미한다.

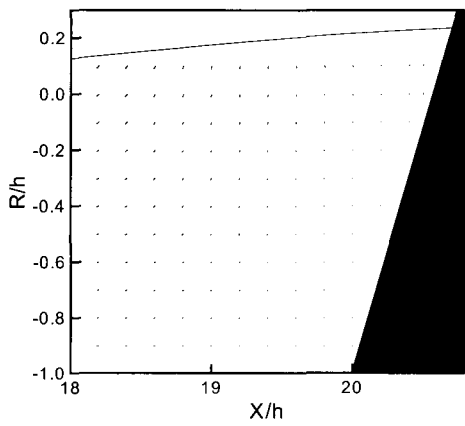
바닥에 가까운 부분의 흐름 방향은 크게 변화가 없으며, 흐름이 최대 쳐오르는 순간에 근접할수록 속도가 작아짐을 알 수 있다. 또한, 자유수면 부근에서는 주변보다 속도가 다소 빨라진다. 최대 처오름이 발생하는 순간에서의 속도벡터는 여전히 경사면을 향하고 있으나 최상단 부근에서의 속도는 거의 0을 나타낸다. 수면이 내려가기 시작할 때 경사면에 가까운 부분의 물입자는



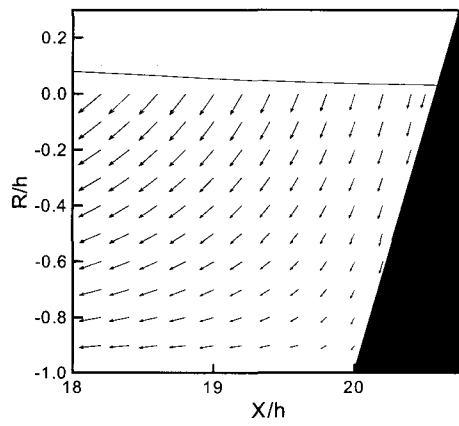
(a) 파랑이 전파 중



(b) 최대 처오름높이 도달 직전



(c) 최대 처오름높이 도달



(d) 최대 처오름높이 도달 직후

그림 5. 내부속도벡터 ($\theta=60^\circ$)

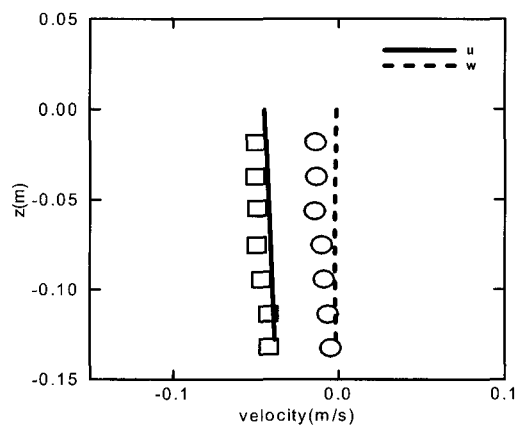


그림 6. 속도 분포 ($\theta=30^\circ$)

멈추게 되지만 파랑의 끝부분은 여전히 수면까지 흐름을 수렴시키게 된다. 이는 반사파가 경사면을 벗어나는 시점이다. 다음으로 수렴대를 벗어나면서 경사면에 가까운 부분의 물은 가속되기 시작하고 가장자리 유체의 흐름 형태와 유사하게 된다. 입자의 최대속도는 벽을 따라 파봉(crest)위치에서 나타난다(Losada 등, 1995).

그림 6은 경사각 30°의 지형에서 고립파가 최대 처오름높이에 도달한 직후의 속도 분포를 나타낸다. 수치해석의 결과는 Lin 등(1999)에 의해 수행된 실험 결과 값과 비교하였다. 실험에서 사용된 고립파는 수심과 파고의 비(H/d)가 0.17이고 사면 바로 앞부분에서 측정되었다. 그림에서 선은 경계요소법 모델에 의한 수치해석 결과이고, 부호(symbol)는 PIV(Particle Image Velocimetry)에 의해 측정된 값이다. 그림에서 실선은 수평방향 속도 성분을 나타내고, 점선은 수직방향 속도 성분을 나타낸다. 경계요소법에 의한 수치해석 결과와 PIV에 의해 측정된 값은 정확하게 일치하지는 않으나, 전체적으로 매우 유사한 경향을 나타냄을 알 수 있다.

그림 7은 경사가 다른 두 경사벽에 작용하는 압력의

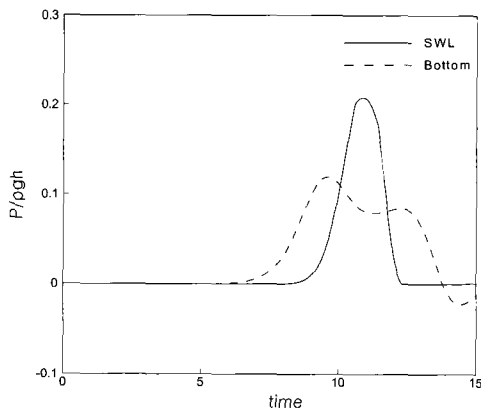
변화를 나타낸 것이다. 그림에서 알 수 있듯이 경사가 작을 경우 사면의 바닥에서는 압력의 상승이 두 부분에서 나타나는데, 경사가 커짐에 따라 그 경향이 감소하는 것을 볼 수 있다. 또한 직립벽에서는 정지수면과 바닥에서의 동수압 변화가 거의 없으나 경사가 완만할 경우에는 차이를 보이고 있다.

표 1은 벽의 경사에 따라 최대 처오름이 발생하는 시간과 최대 동수압이 나타나는 시간을 나타낸 것이다. 이를 보면 동수압이 최대가 되는 시점은 최대 처오름이 발생하는 시점과 거의 같다는 것을 알 수 있다. 이는 벽 주위의 유체 속도가 최대 처오름을 기준으로 해서 방향이 바뀌기 때문이라고 판단된다.

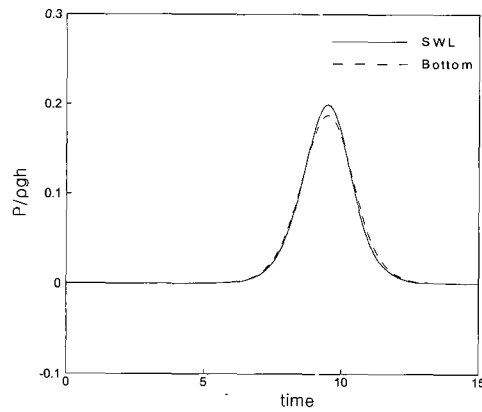
6. 결 론

본 연구에서는 다양한 경사를 갖는 경사면에 쇄파가 일어나지 않는 고립파가 작용했을 때 최대 처오름높이, 내부속도벡터 및 동수압의 특성을 조사하였다.

첫째, 계산된 최대 처오름높이는 Hall과 Watts (1953)의 실험자료와 비교한 결과, 조용식과 이봉희



(a) $\theta = 20^\circ$



(b) $\theta = 90^\circ$

그림 7. 시간의 경과에 따른 동수압 변화 ($\theta = 20^\circ, 90^\circ$)

표 1. 최대 처오름높이와 최대 동수압 발생 시간(sec)

구 분	최대 동수압	최대 처오름높이
10°	12.81	12.90
20°	10.91	11.04
30°	10.32	10.37
45°	9.95	9.93
60°	9.73	9.73
90°	9.51	9.46

(1997)의 선형요소 경계요소법보다 잘 일치하였다. 또한, 다양한 경사에 따른 최대 처오름높이의 수치해석 결과가 이론식들과 매우 잘 일치하는 것을 볼 수 있었다. 작은 경사로부터 경사각이 커질수록 최대 처오름높이는 다소 크게 감소하지만, 경사각이 45° 보다 커지면 그 감소폭이 크지 않다는 것을 알 수 있다.

둘째, 수면 아래의 속도벡터에서 흐름이 최대 처오름의 순간에 근접할수록 속도 크기가 작아진다. 그리고 최대 처오름높이가 발생하는 시점에서 속도는 여전히 벽을 향하는 방향을 갖지만 최상단 부근에서는 0이 된다. 다음으로 수렴대가 벗어나면서 벽에 가까운 부분의 파랑은 처오름 때의 방향과 반대방향으로 가속되기 시작한다. 또한, 최대 처오름이 발생한 직후에 사면의 앞부분에서 얻은 속도 성분의 크기는 PIV에 의해 측정된 값과 전반적으로 일치하였다.

셋째, 경사가 작을 경우 바닥에서의 압력은 두 부분에서 상승이 나타나고, 경사가 커짐에 따라 그 경향이 현저히 줄어드는 것을 볼 수 있다. 또한, 경사가 작을 경우는 정수면에서의 압력과 바닥에서의 압력과의 차이가 크지만 경사가 커짐에 따라 현저히 줄어드는 것을 알 수 있다. 그리고 최대 동수압은 최대 처오름높이가 발생하는 시점에서 발생하며, 이는 유체속도 방향의 변화로 인한 것이다.

감사의 글

본 연구는 한양대학교 건설연구소의 연구비 지원으로 수행되었습니다.

참고 문헌

조용식 (1995). "급경사에서 고립파의 처오름과 진행 과정." **한국수자원학회논문집**, 한국수자원학회, 제28권, 제6호, pp. 159-168.

조용식, 이봉희 (1997). "단일파의 최대 처오름높이." **한국수자원학회논문집**, 한국수자원학회, 제30권, 제5호, pp. 487-493.

조용식 (1999). "주기파의 최대 처오름높이에 관한 연구." **한국수자원학회논문집**, 한국수자원학회, 제32권, 제6호, pp. 649-655.

Cabral, J.J.S.P., Wrobel, L.C. and Brebbia, C.A. (1990). "A BEM formulation using B-splines: I-uniform blending functions." *Engineering Analysis with Boundary Elements*, Vol. 7, No. 3.

Gerald, C.F. and Wheatley, P.O. (1989). *Applied numerical analysis*. 4th ed., Addison-Wesley.

Grilli, S.T. and Svendsen, I.A. (1990). "Computation of nonlinear wave kinematics during propagation and runup on a slope." *NATO ASI Series*, E. Kluwer Academic, Amsterdam, pp. 378-412.

Hall, J.V. and Watts, J.W. (1953). "Laboratory investigation of the vertical rise of solitary waves on impermeable slopes." *Technical Memorandum 33*, Beach Erosion Board, US Army of Corps of Engineers, USA.

Liggett, J.A. (1977). "Locations of free surface in porous media." *Journal of Hydraulics Division*, ASCE, Vol. 103, pp. 353-365.

Lin, P., Chang, K.-A. and Liu, P.L.-F. (1999). "Runup and rundown of solitary waves on sloping beaches." *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, ASCE, Vol. 125, No. 5, pp. 247-255.

Liu, P.L.-F. and Cho, Y.-S. (1994). "An integral equation model for wave propagation with bottom frictions." *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, ASCE, Vol. 120, pp. 594-608.

Liu, P.L.-F., Hsu, H.-W. and Lean, M. H. (1992). "Applications of boundary integral equation methods for two-dimensional non-linear water wave problems." *Int. J. for Num. Meth. in Fluids*, 15, pp. 1119-1141.

Losada, M.A., Martin F.L. and Medina, R. (1995). "Wave Kinematics and Dynamics in Front of Reflective Structures." *Wave Forces on Inclined and Vertical Wall Structures*, pp. 282-310.

Maiti, S. and Sen, D. (1999). "Computation of solitary waves during propagation and runup on a slope." *Ocean Engineering*, Vol. 26, pp. 1063-1083.

Synolakis, C.E. (1991). "Tsunami runup on steep slopes: How good linear theory really is." *Natural Hazards*, Vol. 4, pp. 221-234.

Wood, D.J., Pedersen, G.K. and Jensen, A. (2002). "Modelling of run up of steep non-breaking waves." *Ocean Engineering*, in press.

(논문번호:02-85/접수:2002.10.12/심사완료:2002.11.18)