

파랑에 의한 연안류의 수치모델에 관한 연구

이정만* · 김재중** · 박정철***

(98년 5월 29일 접수)

A Study on the Numerical Models of Wave induced Currents

Jung-Maan Lee* · Jae-Joong Kim** · Jung-Chul Park***

Key Words : Wave Induced Current(해빈류), Wave-Current interaction(파와 흐름의 상호작용), Radiation stress(잉여응력)

Abstract

A finite difference model for predicting time-dependent, wave-induced nearshore current is studied. The model includes wave refraction, wave-current interaction, bottom friction and wind effect. This model iteratively solved the linear set of conservation of both mass and momentum, which were time averaged (over one wave period) and depth integrated, for mean velocities and free surface displacement.

Numerical simulations of nearshore current under oblique wave attack, and for wave and wind induced current on a longshore periodic beach are carried out. Longshore velocities tend to zero in some distances outside the breaker line. And the peak velocity is shifted shoreward at the breaker line. The results represent the general characteristics of the nearshore current induced by wave.

1. 서론

근시안적인 연안해역 개발에 의해서 해안선의 변화에 따른 우려가 심화되어 연안 주변의 환경을 보전하기 위하여 과학적인 연구, 조사가 시작된 것은 최근의 일이며 주로 유사이동에 관한 연구가 활성화되기 시작했다.

Johnson(1919)은 연안류나 이안류는 파랑류라는

인식하에 이들의 흐름을 매체로 하여 해빈에 있어서의 토사이동 상황을 설명하고 해안과정을 해명하였다.

파랑과 연안류에 의한 표사이동과 관련된 다양한 연구는 비교적 많지 않고, 하천수리에 사용되는 하상물질 수송방정식이 일반적으로 연안역의 표사이동 문제에 적용된다. 천해역에서의 파랑변형과 그로 인한 연안류를 추산하기 위한 많은 수치모델

* 동아대 대학원

** 정회원, 동아대

*** 동아대 대학원

들이 개발되어 오고 있다. 파랑 모델링은 특히 천해역에서의 파랑변형과 관련되어 있으며, 쇄파대에서는 해빈류가 발생하므로 연안류 연구를 위한 파랑모델은 파랑의 반사, 천수변형 뿐만아니라 회절, 굴절, 쇄파, 저면마찰 및 바람의 영향까지도 고려해야 할 것이다.

따라서 해빈류 묘사를 위해 가능한 기구들을 모두 포함하여 수치모델을 개발하는 것이 본 연구의 목적이다.

2. 지배방정식의 유도

본 연구는 파와 흐름의 상호작용에 의한 파랑변형과 해빈류의 발생에 관련되는 쇄파, 쇄파대, 표면마찰응력, 저면마찰응력을 고려한 수치모델을 구현하였다. 식의 유도과정에서 흐름은 비회전류라고 가정하였다.

2-1. 경계조건

운동학적 자유표면 경계조건(KFSBC)은

$$w_\eta = \frac{\partial \eta}{\partial t} + u_\eta \frac{\partial \eta}{\partial x} + v_\eta \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (1)$$

바닥경계조건(BBC)는 다음과 같다.

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u_{-h} \frac{\partial h}{\partial x} + v_{-h} \frac{\partial h}{\partial y} + w_{-h} = 0 \quad (2)$$

여기서 u, v, w 는 x, y, z 방향의 속도 항이고 η 는 자유수면변위, h 는 수심이다.

2-2. 연속방정식

연속방정식을 $z = -h(x, y, t)$ 에서 $z = \eta(x, y, t)$ 까지 수심적분을 하면 다음과 같다.

$$\int_{-h(x,y,t)}^{\eta(x,y,t)} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} \right] dz = 0 \quad (3)$$

운동학적 자유표면 경계조건과 바닥경계조건을 이용하여 정리하면 연속방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\eta} \rho dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} \rho u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\eta} \rho v dz = 0 \quad (4)$$

ρ 는 유체의 밀도이며, u 와 v 는 시간에 대해 독립인 평균류 (\bar{U}, \bar{V}), 파에 의해 발생된 흐름 (\hat{u}, \hat{v}), 임의적인 난류성분 (u', v')가 각각 포함되어 있다.

$$\begin{aligned} u &\equiv \bar{U} + \hat{u} + u' \\ v &\equiv \bar{V} + \hat{v} + v' \end{aligned} \quad (5)$$

여기서, 난류성분 u', v' 가 매우 높은 진동수이거나 시간에 대한 평균으로 정의 할때는 u', v' 는 각각 zero이다.

그리고 파에 의해 발생된 속도의 시간에 대한 평균값을 의미하는 \tilde{u} 와 \tilde{v} 는 식(6)과 같이 된다.

$$\tilde{u} = \frac{\int_{-h}^{\eta} \rho \hat{u} dz}{\rho(h+\bar{\eta})}, \quad \tilde{v} = \frac{\int_{-h}^{\eta} \rho \hat{v} dz}{\rho(h+\bar{\eta})} \quad (6)$$

$(h+\bar{\eta})$ 를 전체수심 D 로 치환하고 밀도는 시간과 공간에 대해 일정하다고 가정하여 다음과 같은 정의를 사용하여 정리하면 식(4)은 식(8)과 같이 된다.

$$U \equiv \bar{U} + \tilde{u} \quad (7)$$

$$V \equiv \bar{V} + \tilde{v}$$

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(UD) + \frac{\partial}{\partial y}(VD) = 0 \quad (8)$$

2-3. 운동방정식

X방향의 운동방정식은 다음과 같고

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} + \frac{\partial uw}{\partial z} = \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (9)$$

Y 방향의 운동방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial v^2}{\partial y} + \frac{\partial vw}{\partial z} = \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (10)$$

여기서, P 는 압력.

난류성분의 진동수는 파의 진동수보다 월등히 크다. 또한 파에 의해 발생된 흐름은 난류성분과

기본적으로 일정한 관계에 있다. 따라서 난류성분의 곱을 포함하거나 난류성분의 적분은 시간평균을 하면 zero가 된다.

잉여응력(radiation stress)는 Noda et. el.(1974)이 사용한 식으로 다음과 같다.

$$S_{xx} = \frac{\int_{-h}^{\eta} (P + \rho \hat{u}^2) dz - \frac{1}{2} \rho g (h + \bar{\eta})^2}{\frac{1}{\rho(h + \bar{\eta})} \left[\int_{-h}^{\eta} \rho \hat{u} dz \right]^2} \quad (11)$$

$$S_{xy} = \frac{\int_{-h}^{\eta} \rho \hat{u} \hat{v} dz}{\frac{1}{\rho(h + \bar{\eta})} \left[\int_{-h}^{\eta} \rho \hat{v} dz \right] \left[\int_{-h}^{\eta} \rho \hat{u} dz \right]} \quad (12)$$

$$S_{yy} = \frac{\int_{-h}^{\eta} (P + \rho \hat{v}^2) dz - \frac{1}{2} \rho g (h + \bar{\eta})^2}{\frac{1}{\rho(h + \bar{\eta})} \left[\int_{-h}^{\eta} \rho \hat{v} dz \right]^2} \quad (13)$$

위의 식은 다음과 같은 가정들을 사용 하였다.

- a) 파에 의해 발생된 바닥에서의 압력과 바닥경사의 곱은 무시할 수 있다.
- b) 난류성분에 의해서 생기는 압력경사

$$-\frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} \rho \hat{u}^2 dz \text{ 는 무시할 수 있다.}$$

x방향의 운동 방정식을 수심에 대해 적분하고 시간에 대해 평균한 결과는 식(14)와 같다. 이류 가속항(convective acceleration)의 영향은 경미하다고 가정하고 무시하였다.

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho(h + \bar{\eta})} \left[\frac{\partial S_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} - \overline{\tau_{sx}} + \overline{\tau_{bx}} \right] \quad (14)$$

y 방향의 운동 방정식 또한 위와 같은 방법으로 구해보면 다음과 같다.

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} - \frac{1}{\rho(h + \bar{\eta})} \left[\frac{\partial S_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial x} - \overline{\tau_{sy}} + \overline{\tau_{by}} \right] \quad (15)$$

여기서 $\overline{\tau_{sx}}, \overline{\tau_{sy}}, \overline{\tau_{bx}}, \overline{\tau_{by}}$ 는 각각 표면, 저면에서의 마찰 응력.

2-4. 파와 흐름의 상호작용에 의한 파랑 변형

Fig. 1은 파랑변형 계산을 위한 좌표계를 나타낸 것이고, 파랑의 비회전성($\nabla \times \vec{k} = 0$)과 파수보존식으로 해석하면 파와 흐름의 상호작용에 의한 파의 굴절은 각각 식(16), (17)과 같이 나타낼 수 있다.

$$\cos \theta \left[\frac{\partial \theta}{\partial x} - \frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial y} \right] + \sin \theta \left[\frac{\partial \theta}{\partial y} + \frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial x} \right] = 0 \quad (16)$$

$$[gk \tanh(kh)]^{1/2} + uk \cos \theta + vk \sin \theta = \frac{2\pi}{T} \quad (17)$$

여기서, θ 는 파랑의 입사각, k 는 파수, T 는 파랑의 주기이다.

파의 천수변형 또한 파와 흐름의 상호작용에 따라서 영향을 받는다. 파에 의한 영향은 에너지방정식의 해에서 결정된다. 본 모델에서 사용된 에너지 방정식의 형식은 연안류가 $\vec{u} = u\vec{i} + v\vec{j}$ 로 주어진 진행파에 대하여 수심적분되고 시간평균된 것이다. 난류효과와 분산은 Phillips(1969)의 연구결과에 따라 무시하였다. 본 연구에서 사용한 에너지 방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & \frac{2}{H} \frac{\partial H}{\partial t} + (U + C_g \cos \theta) \frac{2}{H} \frac{\partial H}{\partial x} + (v + C_g \sin \theta) \frac{2}{H} \frac{\partial H}{\partial y} \\ & + \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} - C_g \sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial x} + \cos \theta \frac{\partial C_g}{\partial x} + C_g \cos \theta \frac{\partial \theta}{\partial y} \\ & + \sin \theta \frac{\partial C_g}{\partial y} + Q = 0 \end{aligned} \quad (18)$$

여기서,

$$Q = \frac{1}{E} \left[S_{xx} \frac{\partial u}{\partial x} + S_{xy} \frac{\partial u}{\partial y} + S_{xy} \frac{\partial v}{\partial x} + S_{yy} \frac{\partial v}{\partial y} \right] \quad (19)$$

본 모델에서 파고 H를 시간에 대해 일정하다고 가정하면 $\frac{\partial H}{\partial t} = 0$ 이다.

2-5. 잉여 응력(Radiation Stress)

잉여응력은 파랑의 존재 때문에 생기는 과잉운동량 플럭스(Flux)로 정의되고 이것은 파향선방향의 수직응력인 S_{xx} , 파봉선에 평행한 방향의 수직응력인 S_{yy} , 그리고 전단응력인 S_{xy}, S_{yx} 의 성분을 각각 다음과 같이 정의하였다. 그리고 Longuet-Higgins와 Stewart(1962)는 선형진행파에 적용하기

위하여 다음과 같이 2차항까지 근사시켰다.

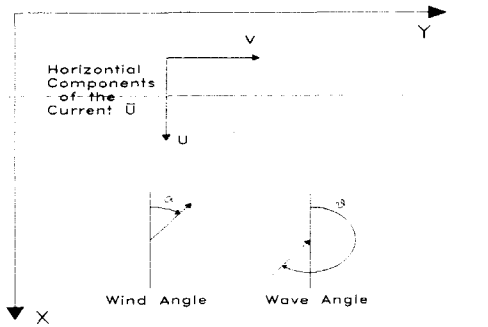


Fig. 1 Definition Sketch for the Wave Transformation Equations.

$$S_{xx} = E \left[\frac{2n-1}{2} \cos^2 \theta + \frac{n-1}{2} \sin^2 \theta \right]$$

$$S_{xy} = En \cos \theta \sin \theta \quad (20)$$

$$S_{yy} = E \left[\frac{2n-1}{2} \sin^2 \theta + \frac{n-1}{2} \cos^2 \theta \right]$$

여기서, E는 에너지, n 균속도와 파속의 비이다.

2-6. 표면마찰응력

표면마찰응력은 Birkemeier와 Dalrymple (1975)이 사용한 것을 적용하였다.

$$\overline{\tau_{xx}} = \rho \kappa |W| W_x, \quad \overline{\tau_{yy}} = \rho \kappa |W| W_y \quad (21)$$

여기서 W는 풍속의 크기이며 W_x, W_y 는 풍속의 x 및 y방향 성분이다. κ 는 바람응력계수로서 Van Dorn (1953)이 다음과 같은 식(22)와 식(23)으로 가정하였다.

$$\kappa = \kappa_1 \quad \text{for } W \leq W_c \quad (22)$$

$$\kappa = \kappa_1 + \kappa_2 \left(1 - \frac{W_c}{W}\right)^2 \quad \text{for } W \geq W_c \quad (23)$$

W_c 는 임계풍속으로 14 knot로 보았고, 계수 κ_1, κ_2 를 각각 $1.1 \times 10^{-6}, 2.5 \times 10^{-6}$ 으로 두었다. Pearce (1972)는 계수 κ 와 실제 풍속을 비교하였으며 Fig. 2는 이것을 나타낸 것이다.

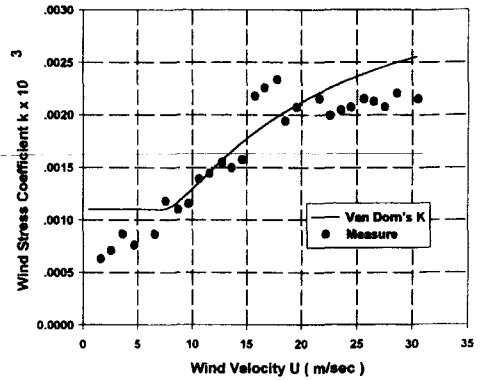


Fig. 2 Comparison of Van Dorn Wind Stress Coefficient and Experiment Data. [from Pearce (1972)]

2-7. 저면마찰응력

Noda et. al.(1974)이 제안한 다음과 같은 2차 방정식을 사용하였다.

$$\overline{\tau_b} = \rho C_f |U| U \quad (24)$$

여기서, U는 수심평균한 유속

Longuet-Higgins(1970)는 저면마찰응력이 평균 유속과 저면 부근의 물입자 속도에 관계됨을 보여 주었으며, C_f 는 바닥의 형태에 의존하는 마찰계수로서 이 값이 대략 0.01이 됨을 보였다. 식(25)의 U_{max} 는 선형파이론에서 유도된 물입자의 최대 유속이며, U, V는 평균류를 의미한다.

$$\overline{\tau_{bx}} = \frac{4\rho C_f}{\pi} U_{max} U, \quad \overline{\tau_{by}} = \frac{2\rho C_f}{\pi} U_{max} V \quad (25)$$

$$\text{여기서, } U_{max} = \frac{\pi H}{T \sinh(kh)}$$

3. 지배방정식의 차분화

Fig. 3과 같이 대상지역에서 원해쪽 방향을 x, 연안선 방향을 y로 두었고, x방향을 첨자 i, y방향을 첨자 j로 표시하였다. 격자의 간격을 x방향은 Δx , y방향은 Δy 로 두었다. 또한 Fig. 4와 같이 x

및 y방향의 i, j번째 격자 중앙에서의 속도를 $U_{i,j}$, $V_{i,j}$ 로 정의하였다.

연속방정식 식(8)의 차분은 FTFS(Forward in Time and Forward in Space)방식을 사용하였다. 차분식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} = \frac{\bar{\eta}_{i,j}^{k+1} - \bar{\eta}_{i,j}^k}{\Delta t} \quad (26)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} [U(h + \bar{\eta})] = \left\{ \begin{aligned} & \frac{U_{i+1,j} \left\{ \frac{D_{i,j} + D_{i+1,j}}{2} \right\}}{\Delta x} \\ & - \frac{U_{i,j} \left\{ \frac{D_{i,j} + D_{i-1,j}}{2} \right\}}{\Delta x} \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} [V(h + \bar{\eta})] = \left\{ \begin{aligned} & \frac{V_{i,j+1} \left\{ \frac{D_{i,j+1} + D_{i,j}}{2} \right\}}{\Delta y} \\ & - \frac{V_{i,j} \left\{ \frac{D_{i,j-1} + D_{i,j}}{2} \right\}}{\Delta y} \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

여기서, $D_{i,j} = (h + \bar{\eta})_{i,j}$

전수심 $D_{i,j}$ 는 두 격자 사이의 평균값을 사용하였으며, 식(8)에 식(26) ~ (28)을 대입하면 평균수면변위 $\bar{\eta}_{i,j}^{k+1}$ 의 최종 차분식은 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} \bar{\eta}_{i,j}^{k+1} = & \bar{\eta}_{i,j}^k + \Delta t \left\{ \frac{1}{2\Delta x} [U_{i,j}(D_{i,j} + D_{i-1,j}) \right. \\ & - U_{i+1,j}(D_{i,j} + D_{i+1,j})] + \frac{1}{2\Delta y} [V_{i,j}(D_{i,j-1} + D_{i,j}) \\ & \left. - V_{i,j+1}(D_{i,j+1} + D_{i,j}) \right\}^k \quad (29) \end{aligned}$$

그리고 x, y방향의 운동방정식 식(14), 식(15)를 FTBS(Forward in Time and Backward in Space)방식으로 차분하였다.

x 방향의 운동방정식을 차분하면 다음과 같다

$$\begin{aligned} \frac{U_{i,j}^{k+1} - U_{i,j}^k}{\Delta t} = & -g \left[\frac{\bar{\eta}_{i,j} - \bar{\eta}_{i-1,j}}{\Delta x} \right]^k - \frac{1}{\rho D} \left\{ \frac{S_{xx,j} - S_{xx,i-1,j}}{\Delta x} \right. \\ & + \frac{1}{2} \left[\frac{S_{xy,i,j} - S_{xy,i-1,j}}{2\Delta y} + \frac{S_{xy,i-1,j} - S_{xy,i-1,j-1}}{2\Delta y} \right] \\ & \left. - \frac{\bar{\tau}_{sx,i} + \bar{\tau}_{sx,i-1,j}}{2} + \frac{\bar{\tau}_{bx,i} + \bar{\tau}_{bx,i-1,j}}{2} \right\}^k \quad (30) \end{aligned}$$

여기서, $\bar{D} = \frac{1}{2}(D_{i,j} + D_{i-1,j})^k$

y 방향의 운동방정식을 차분하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{V_{i,j}^{k+1} - V_{i,j}^k}{\Delta t} = & -g \left[\frac{\bar{\eta}_{i,j} - \bar{\eta}_{i,j-1}}{\Delta y} \right]^k - \frac{1}{\rho D} \left\{ \frac{S_{xy,i} - S_{xy,i-1}}{\Delta y} \right. \\ & + \frac{1}{2} \left[\frac{S_{xy,i+1,j} - S_{xy,i-1,j}}{2\Delta x} + \frac{S_{xy,i-1,j} - S_{xy,i-1,j-1}}{2\Delta x} \right] \\ & \left. - \frac{\bar{\tau}_{sy,i} + \bar{\tau}_{sy,i-1}}{2} + \frac{\bar{\tau}_{by,i} + \bar{\tau}_{by,i-1}}{2} \right\}^k \quad (31) \end{aligned}$$

여기서, $\bar{D} = \frac{1}{2}(D_{i,j} + D_{i,j-1})^k$ 또한 S_{xy} 는 중앙차분을 사용하였고, 표면마찰응력과 바닥마찰응력은 각각 격자점 (i,j)와 (i-1,j)의 평균값을 사용하였다.

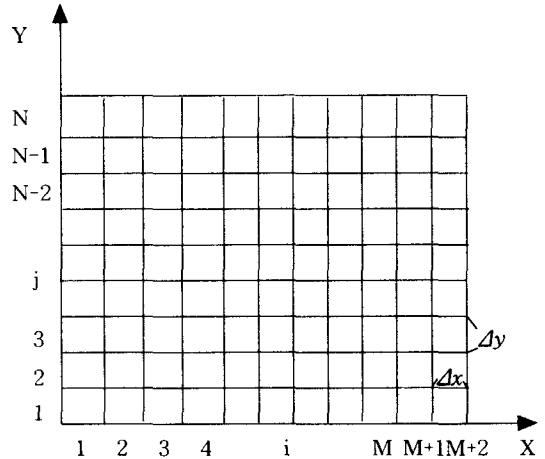


Fig. 3 Grid Scheme Definitions.

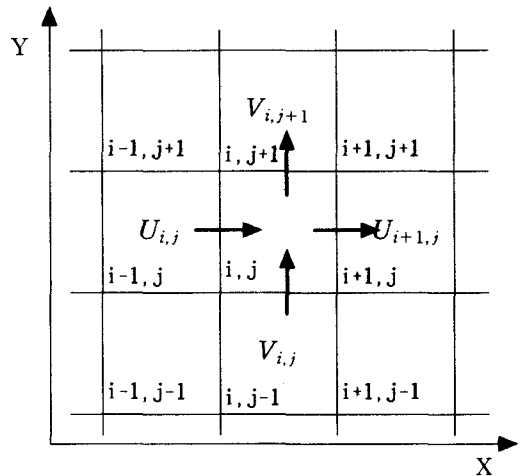


Fig. 4 Differencing Coordinate (i,j) Sketch.

위의 식들은 Fig.4와 같은 x, y좌표계에서 정량적으로 해를 구한 것이다. 예를 들어 x방향의 운동량방정식은 x, y좌표계에서 $U_{i,j}$ 로 정의된 속도 U를 계산한 것이고, 연속방정식의 수면변위 η 는 x, y좌표계에서 격자중앙을 $\eta_{i,j}$ 로 정의하여 계산한 것이다.

3-1. 파향 및 파수의 계산

식(17)를 x에 대하여 $\frac{\partial k}{\partial x}$, y에 대하여 $\frac{\partial k}{\partial y}$ 를 얻을 수 있도록 미분하고 식(16)를 대입하여 정의하면 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$A \frac{\partial \theta}{\partial x} + B \frac{\partial \theta}{\partial y} = C \quad (32)$$

여기서 A, B, C는 $\sin \theta$, $\cos \theta$, k , h , U , V 들에 관한 함수로 구성되어 있다. $\frac{\partial \theta}{\partial x}$ 를 x축에 대하여 전방차분을 하고, $\frac{\partial \theta}{\partial y}$ 를 y축에 대하여 후방차분을 하면 식(32)는 다음과 같이 된다.

$$\theta_{i,j} = D + E\theta_{i,j-1} - F\theta_{i+1,j} \quad (33)$$

여기서 D, E, F는 $\sin \theta_{i,j}$, $\cos \theta_{i,j}$, $k_{i,j}$, $h_{i,j}$, $U_{i,j}$, $V_{i,j}$ 들의 함수로 구성되어 있으며, $\sin \theta_{i,j}$, $\cos \theta_{i,j}$ 는 주위 네 개의 격자점 $(i+1,j)$, $(i-1,j)$, $(i,j+1)$, $(i,j-1)$ 의 평균값을 사용하였다.

기존의 파수 k_{old} 를 Newton-Raphson 방법을 이용하여 다음과 같이 새로운 파수 k_{new} 를 구한다.

$$k_{new} = k_{old} - \frac{E(k_{old})}{E'(k_{old})} \quad (34)$$

여기서,

$$E(k) = gk \tanh(kh) - \left[\frac{2\pi}{T} - uk \cos \theta - vk \sin \theta \right]^2$$

$$E'(k) = g[kh \operatorname{sech}^2(kh) + \tanh(kh)] + 2[u \cos \theta + v \sin \theta] \left[\frac{2\pi}{T} - uk \cos \theta - vk \sin \theta \right]$$

파수 k_{new} 가 $|k_{new} - k_{old}| \leq 0.001 |k_{new}|$ 의 조건이 만족될 때까지 반복하여 계산한다.

3-2. 파고 및 쇄파파고의 계산

식(18)에 $\frac{H}{2}$ 를 곱하고 $\frac{\partial H}{\partial t}$ 를 zero로 둔 다음 에너지 방정식을 간단히 표현하면 다음과 같다.

$$A' \frac{\partial H}{\partial x} + B' \frac{\partial H}{\partial y} = CH \quad (35)$$

여기서, A' , B' , C 는 u , v , $\cos \theta$, $\sin \theta$, C_g , Δx , Δy 와 잉여응력들의 함수로 구성되어 있다.

$\frac{\partial H}{\partial x}$ 를 x방향에서 전방차분을 하고, $\frac{\partial H}{\partial y}$ 를 y방향에서 후방차분을 하면 $H_{i,j}$ 는 다음과 같이 구해진다.

$$H_{i,j} = D' H_{i,j-1} - E' H_{i+1,j} \quad (36)$$

여기서, D' , E' 또한 A' , B' , C 와 같은 종류들의 함수로 구성되어 있다.

파고의 값은 $|H_{new} - H_{old}| \leq 0.01 H_{new}$ 가 될 때까지 반복 계산하였다. 허용 쇄파파고는 다음 식(37)과 같은 Noda et. al.(1974)이 Miche공식을 변형하여 사용한 식을 이용하였다.

$$\left(\frac{H}{L} \right)_b = 0.12 \tanh(kh)_b \quad (37)$$

만약 계산된 $H_{i,j}$ 가 허용쇄파파고 보다 높다면 $H_{i,j}$ 를 허용 쇄파파고로 치환하여 계산하였다.

4. 초기조건 및 경계조건

본 모델에서 초기조건 및 경계조건은 정상상태라고 가정하였다. 속도장에서의 속도 U, V와 평균 자유수면 변위 η 를 모두 zero로 두고 계산하였다. 수심은 초기에 본 모델에 입력시키고 파랑 특성 및 파의 입사각도, 파고는 Snell 법칙을 이용하여 계산하였다.

경계조건은 Fig. 3의 격자망에서 M번째 행은 zero로 두었다. 즉 원해에서의 흐름은 없는 것 ($U_{m,j} = 0$)으로 두었다. 정상상태에는 만약 열 m이 충분히 원해쪽이라면 이안류와 연안류의 효과는 무시할 수 있다. 그리고 식(38)과 같이 첫번째 열 즉, 해안쪽의 격자에서는 속도가 없는 것으로

로 하였다.

$$V_{i,j} = 0 \quad \left(\begin{array}{l} i=1 \text{ to } M \\ j=1, N+1 \end{array} \right) \quad (38)$$

또한 연안쪽 방향 즉, 측면에서의 경계조건은 다음과 같은 주기성을 갖도록 한다.

$$\begin{aligned} Q(i,1) &= Q(i,M) \\ Q(i,2) &= Q(i,N+1) \\ Q(i,3) &= Q(i,N+2) \end{aligned} \quad (39)$$

여기서, Q는 U, V, η .

초기조건 하나인 수심(h)은 Fig. 5와 같이 주기적인 형태를 가지는 Noda et. al.(1974)에 의해 개발된 다음과 같은 수심을 사용하였다.

$$D_{i,j} = \begin{cases} m(4-i)\Delta x & i=1, 2, 3, 4 \\ -m\Delta x \left(1 + a \sin^{10} \frac{\pi}{\lambda} (y - x \tan \beta) \right) & i > 4 \end{cases} \quad (40)$$

여기서, $a = A \exp[-3(\frac{x}{20})^{1/3}]$

x, y : 격자점(i,j)

m : average beach slope = 0.025

λ : length of beach period = 170m

A : amplitude of bottom variation = 20

β : angle of rip channel to beach normal = 30°

Δx : 10m

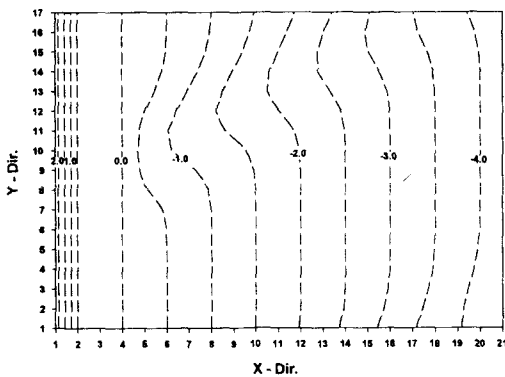


Fig. 5 Depth Contours for the Periodic Bottom Tests.(Depths in Meters)

5. 계산결과 및 고찰

등심선이 평행한 연안에 파가 입사하여 들어 올 경우 수심의 변화에 따라 파랑의 변형이 발생한다. 이에 의해 잉여 응력(Radiation stress)의 불균형으로 평균해면의 변화를 일으켜 연안류가 발생하게 된다. 연안에 입사하는 파랑은 천수변형에 의해 서서히 그 파고가 증가하고 이 과정에서 평균 해수위가 약간 하강한다. 쇄파대에 이른 후에는 파가 정선을 향하여 비교적 급격히 감쇠하지만 반대로 평균수위는 상승한다(Fig. 6 참조).

따라서 평균해수면은 쇄파대 근처에서는 점점 낮아지고, 정선 부근에서는 평균해수면보다 높아진다. 이러한 평균해수면의 상승과 하강을 wave set-up과 wave set-down이라고 한다.

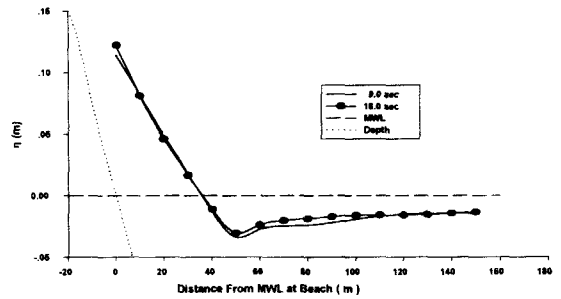


Fig. 6 Comparison of Set-up and Set-down ($\bar{\eta}$) Cross-Sections for the 9 and 18 seconds.

본 연구에서 초기조건을 표1과 같이 두었다.

Table 1 Initial Condition

Variable	Value
주기, T	4.0 sec
심해파고, H	1.0 m
DX	10 m
DY	10 m
DT	0.9 sec
M	21
N	17
파랑의 입사각, θ	210°
마찰계수, C_f	0.01

본 모델에서는 초기 정상상태에서부터 시간간격 DT를 0.9초로 하여 반복해서 계산하여 반복횟수가 2000번 일때까지 계산하였다.(시간1800초) Fig. 7 ~8는 반복횟수를 증가시키면서 격자점(5,1)과 (20,1)에서 시간의 증가에 따른 평균자유수면변위의 변화를 나타낸 것이다. 약 800초 이후에서부터 안정되는 것을 볼 수 있다.

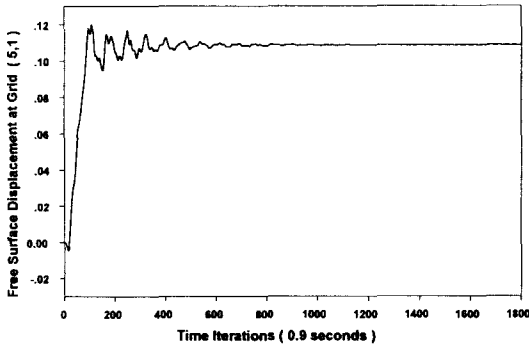


Fig. 7 Plot of Inshore Mean Free Surface Displacement Versus Time.

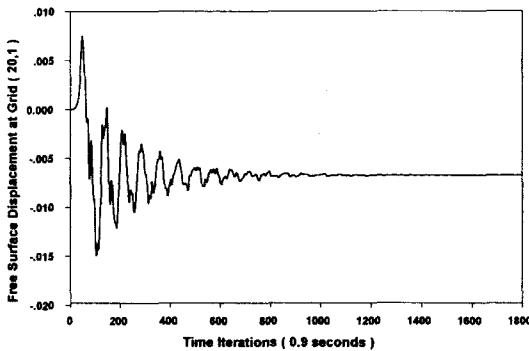


Fig. 8 Plot of Offshore Mean Free Surface Displacement Versus Time.

Fig. 9 ~10은 반복횟수를 증가시키면서 쇄파대 내에서의 격자점(5,1)과 (6,1)에서 x 및 y 방향의 속도변화를 나타낸 것이다. 이 또한 대략 800초 이후에서는 안정화 되는 것을 보여 준다. Fig. 11은 안정화된 뒤의 x 및 y방향의 연안류 유속분포를 나타낸 것으로 대상지역에서의 해빈류의 전체적인

속도분포를 나타낸 것이다. 연안류는 쇄파대외에서 보다 쇄파대내에서 강하게 나타나며 쇄파대내에서 연안류가 회전하는 형태를 보여주고 있다. 또한 Fig. 11은 Fig. 12와 같이 Noda(1974)가 연안에서 직접 관측한 연안류의 형태와 유사한 형태를 나타내고 있다. Fig. 13에서와 같이 쇄파대내에서는 연안류가 존재하지만 원해쪽으로 나갈수록 y방향의 유속이 현저하게 줄어들다가 zero에 가까워지고 있다. 이것은 쇄파대 내에서는 잉여 응력의 작용으로 쇄파대 밖의 유속분포 보다 훨씬 크게 나타난 것이다.

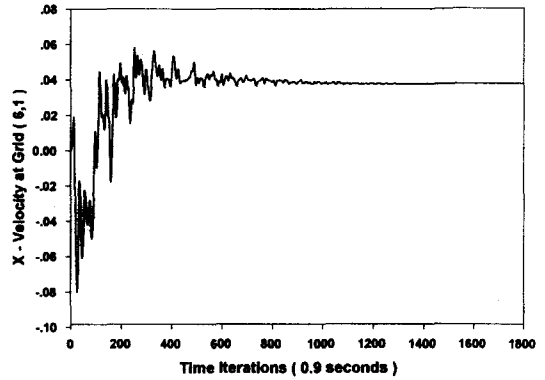


Fig. 9 Plot of Inshore x-Velocity Component Versus Time.

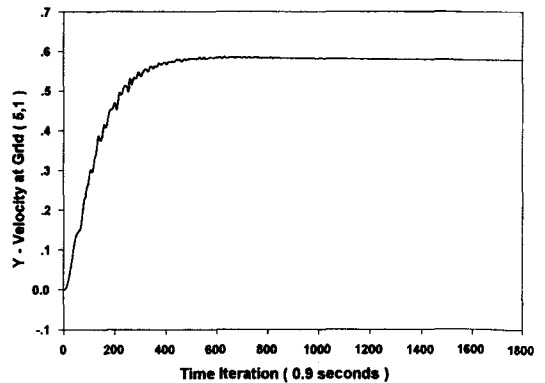


Fig. 10 Plot of Inshore y-Velocity Component Versus Time.

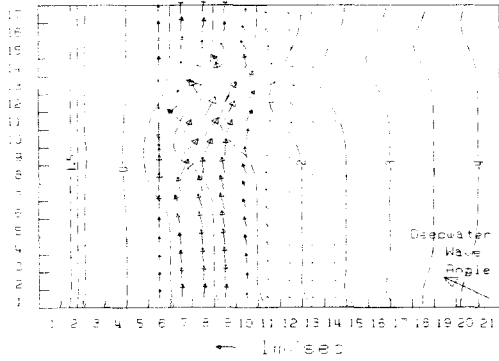


Fig. 11 Velocity Vectors Over Periodic Beach After 800 sec. of Wave Action. Note the Presence of a Longshore Current Due to Oblique Wave Attack. ($\Delta x = \Delta y = 10$ m, $H_0 = 1$ m, $T = 4$ sec.)

Fig. 14는 파향을 연안방향과 직각으로 두었을 경우를 나타낸 것으로 Fig. 11과 같은 쇄파대 내에서의 대략 1m/sec 정도의 연안류 형태는 보이지 않고 이안류 형태를 보이고 있다. 이것은 잉여 용력의 구배가 안충방향의 평균해수면 변화만 일으키기 때문이다.

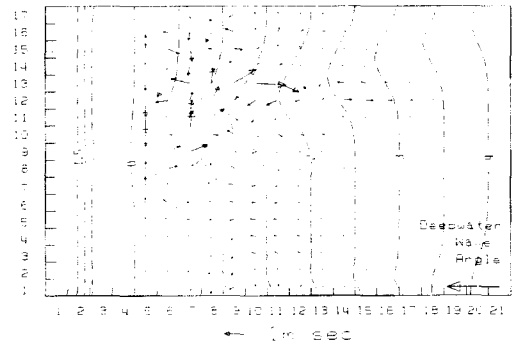


Fig. 14 Velocity Vectors Over Periodic Beach After 800 sec. of Wave Action. Note the Presence of a Longshore Current Due to Orthogonal Wave Attack. ($\Delta x = \Delta y = 10$ m, $H_0 = 1$ m, $T = 4$ sec.)

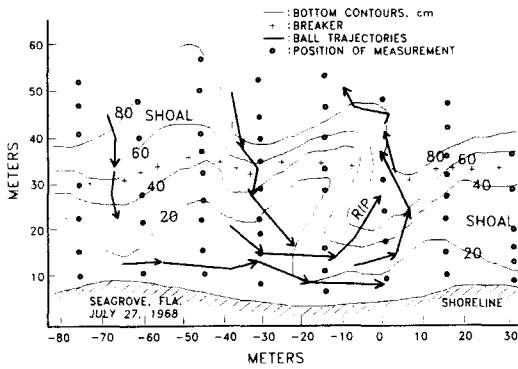


Fig. 12 Experimental Data of Meandering Longshore Current, Rip and Rip Channel (From Noda et.al. 1974).

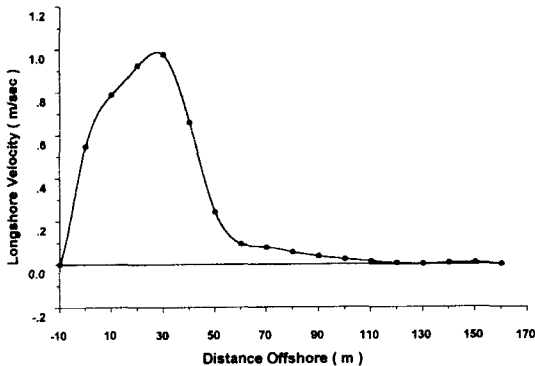


Fig. 13 Longshore Current Profile for Periodic Beach.

Fig. 15는 풍속이 50Knots이고 풍향이 30° 일때 격자점 (7,10)과 (9,10)에서의 연안류를 측정 한 것이다. 약 600초 이후부터는 안정화되고 있는 것을 보여주고 있다. Fig. 16은 안정화된 뒤의 연안류 유속분포를 나타낸 것이다. 바람의 영향에 의한 연안류의 유속분포를 잘 보여 주고 있다.

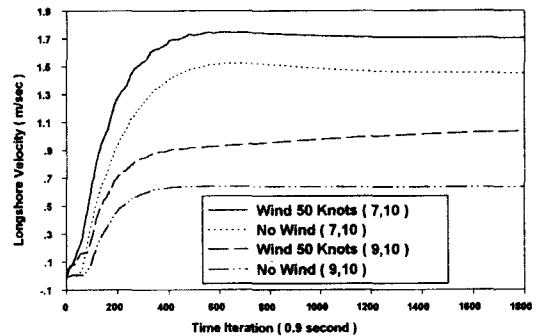


Fig. 15 Wave and Wind Induced Longshore Velocity at Grid (7,10), (9,10) Versus Time.

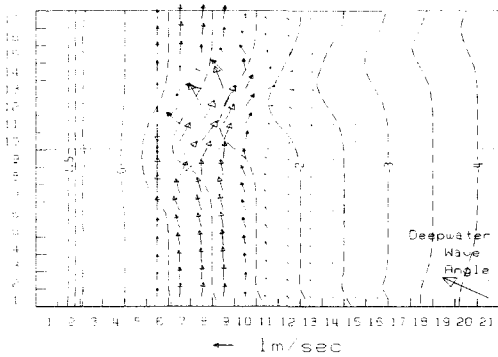


Fig. 16 Wave and Wind Induced Circulation Over the Periodic Topography After 800sec. of a 50 Knots Wind Blowing in the Direction of the Waves $H=1.0$, $T=4$ sec., $\theta=30^\circ$.

6. 결론

외해에서 발생한 파가 연안에 들어오면서 수심의 변화에 따른 파랑변형을 일으키고 쇄파대 부근에서 평균해수면의 상승과 하강이 발생하는 것을 잘 재현하여 주었다. 평균해면의 변화로 잉여 응력의 불균형으로 연안류가 발생하는 것을 Noda et.al(1974)가 측정된 결과와 비교하였을 때 잘 일치하는 것을 보여 주었다. 또한 외해에서 입사하는 파향이 210° 일때와 180° 즉 연안방향과 직각으로 파가 들어 올 경우를 비교하여 보았다. 210° 일때는 연안류가 잘 발생하고 있는 것을 보여 주었으나 180° 일때는 안중방향의 평균해수면 변화만을 발생시켜 연안류의 형태는 보이지 않고 이안류의 형태를 보이는 것을 알 수 있었다.

풍속이 50Knots일 때 연안류의 형태를 분석하였다. 그 결과 본 모델이 표면마찰응력 또한 잘 고려해 줄 수 있음을 알았다.

7. 참고문헌

1. Johnson, D.W. 'Shore Processes and Shoreline Development', John Wiley & Sons, Inc., 1919.
2. Noda, E., Sonu, C.J., Repert, V. C. and Collins, J.L., 'Nearshore Circulations Under

Sea Breeze Conditions and Wave-Current Interactions in the Surf Zone', Tetra Tech Report, TC-149-4, Feb., 1974.

3. Phillips, O.M., 'The Dynamics of the Upper Ocean', Cambridge University Press, 1969, pp. 45-48.
4. Longuet-Higgins, M. S. and Stewart, R. W., 'Radiation Stress and Mass Transport in Gravity Waves with Application to Surf Beats', Journal of Fluid Mechanics, Vol. 13, 1962, pp. 481-504.
5. Birkemeier, W.A. and Dalrymple, R.A., 'Nearshore Water Circulation Induced by Wind and Waves', Proc. of the Symposium on Modeling Technique, ASCE, 1975, pp. 1062-1081. Also, 'Numerical Models for the Prediction of Wave Set-Up and Nearshore Circulation', ONR Tech. Rept. No. 1 and Ocean Eng. Rept. No. 3, Dept. of Civil Eng., Univ. of Del., Jan. 1976.
6. Pearce, B.R., 'Numerical Calculation of the Response of Coastal Waters to Storm Systems with Application to Hurricane Camille of August 17-22, 1969', College of Eng., Univ. of Florida, Technical Report 12, Aug., 1972, 149 p.
7. Longuet-Higgins, M.S., 'Longshore Currents Generated by Obliquely Incident Sea Waves, 1', Journal of Geophysical Research, Vol. 75, No. 33, November, 1970, pp. 6778-6789.
8. Longuet-Higgins, M.S., 'Longshore Currents Generated by Obliquely Incident Sea Waves, 2', Journal of Geophysical Research, Vol. 75, No. 33, November, 1970, pp. 6790-6801.
9. Blumberg, A.F., 'Numerical Tidal Model of Chesapeake Bay', Journal of the Hydraulics Division, ASCE, Vol. 103, No. HY1, January, 1977, pp. 1-9.
10. Holland, W.R. and Lin, L.B., 'On the Generation of Mesoscale Eddies and Their Contribution to the Oceanic General

- Circulation. I. A Preliminary Numerical Experiment', Journal of Physical Oceanography, Vol. 5, October, 1975, pp. 642-657.
11. Yoo, D.H., 'Mixing Length Model of Combined Flow Bed Friction', J. Korean Society of Coastal and Ocean Eng., 1-1 1989, pp. 8-14
12. Yoo, D.H., 'Numerical Models of Wave-Induced Currents', Korean J. Hydrosociences 1. 1990, pp. 73-97.