

淺海域에서 波와 흐름의 相互作用에 의한 波浪變形

Wave Transformation with Wave-Current Interaction in Shallow Water

李 正 圭* · 李 鍾 仁**
Lee, Jong Kyu · Lee, Jong In

Abstract

Based on Boussinesq equation, the parabolic approximation equation is used to analyse the propagation of shallow water waves with currents over slowly varying depth.

Rip currents(jet-like) occur mainly in shallow waters where the Ursell parameter significantly exceeds the range of application of Stokes wave theory. We employ the nonlinear parabolic approximation equation which is valid for waves of large Ursell parameters and small scale currents. Two types of currents are considered; relatively strong and relatively weak currents. The wave propagating over rip currents on a sloping bottom experiences a shoaling due to the variations of depth and current velocity as well as refraction and diffraction due to the vorticity of currents. Numerical analyses for a nonlinear theory are valid before the breaking point.

要 旨

水深이 변하고 흐름이 存在하는 곳에서 淺海波의 波浪變形 解析에는 Boussinesq方程式에 基礎한 拋物形方程式이 이용된다.

離岸流는 Stokes波 理論의 適用限界를 넘어선 곳에서 발생하므로 本 研究에서는 흐름이 존재하는 淺海域에서 적용이 가능한 非線形 拋物形方程式으로 水深變化에 의한 淺水現象과 흐름과의 相互作用에 의한 波의 屈折 및 回折現象을 解析하였고, 흐름은 相對的으로 강한 흐름과 약한 흐름을 발생시켜 흐름의 세기에 의한 影響에 대해 比較 檢討하였으며, 數值解析은 碎波가 일어나기 전까지 遂行하였다.

1. 序 論

波浪이 海底傾斜가 비교적 완만한 淺海域을 전파

해 갈때 沿岸流, 離岸流 및 潮流등과의 相互干涉으로 인해 波浪特性(波高, 波向 등)이 변하게 된다.

Berkhoff⁽³⁾는 回折, 屈折 및 反射現象을 고려할

*正會員 · 漢陽大學校 工科大學 土木工學科 教授

**正會員 · 韓國建設技術研究院 水資源研究室 委囑研究員

수 있는 緩傾斜方程式(mild-slope equation)을 처음으로 제안하였다. 緩傾斜方程式에서 波의 反射現象을 無視할 경우, 解를 效率的으로 구할 수 있는 拋物形方程式으로 近似시킬 수 있다. 拋物形方程式(parabolic approximation equation)은 Yue & Mei⁽¹²⁾, Liu & Tsay⁽⁸⁾, Kirby & Dalrymple⁽⁴⁾, Kirby⁽⁶⁾등이 다양한 波浪場의 解析에 이용하였고, 緩傾斜地形에서의 波浪變形 解析에는 가장 實用的인 방법 중의 하나이며 比較的 正確한 模型이다.

拋物形方程式은 波浪의 進行方向과 座標軸이 이루는 角度가 작은 경우에 매우 유효하며, 角度가 증가하면 精度가 낮아진다.

Stokes波 異論에 基礎한 拋物形方程式은 수심이 얕아지고 흐름(沿岸流, 離岸流, 潮流, 河口 등)이 존재하는 淺海域에서는 正確성이 떨어지므로, 천해역에서의 波浪場은 非線形效果(nonlinear effect)와 分散效果(dispersion effect)를 포함한 Boussinesq 방정식에 기초한 포물형방정식으로 해석할 수 있다. 이 방정식은 非線形項과 分散項을 포함하고 있기 때문에 淺海方程式을 푸는데 여러가지 장점이 있으며, 만약 分散項을 무시한다면 긴 파장의 Airy 淺海方程式이 된다. Boussinesq방정식에 기초한 포물형방정식은 천해역에서 파와 흐름의 相互干涉 문제를 해석하는데 아주 효과적인 식이다.

Yoon⁽¹⁰⁾ 및 李 등⁽¹⁴⁾은 Boussinesq方程式에 基礎한 拋物形方程式으로 흐름이 없는 곳에서 波浪의 회절현상으로 인해 발생하는 Stem wave의 특성을 Conid波를 入射波로 하여 解析하였다. 본 연구에서는 흐름이 존재하는 곳에서 파의 非線形성이 파의 變形에 미치는 영향을 알아보기 위해서 Yoon등⁽¹¹⁾의 연구에 기초를 두고 흐름의 세기를 변화시켜 해석하였다. 해석결과는 Yoon등의 결과와 약간 상이함을 보여주었으며 입사파로 Cnoid파를 사용한 결과는 만족스럽지 못하여 연구내용에 포함시키지 않았다.

2. 基本方程式

Yoon등⁽¹¹⁾은 Boussinesq 方程式에 基礎한 非線形 緩傾斜方程式(nonlinear mild-slope equation)을 誘導하기 위해 다음과 같은 無次元 變數를 정의하였다.

$$f = \omega^* t^*, x_s = \omega^* x_s^* / (g h_0^*)^{1/2}, z = z^* / h_0^*$$

$$h = h^* / h_0^*, \zeta = \zeta^* / (c h_0^*) \quad (1)$$

여기서 위 첨자 '*'가 있는 變數는 次元을 가진 變數이며, ω^* 는 波浪의 角周波數, h_0^* 는 水深, ζ^* 는 自由水面變位이다.

Yoon등은 식(1)의 無次元 變數를 사용하여 다음과 같은 非線形 緩傾斜方程式을 제안했다.

$$\begin{aligned} D \frac{\partial^2 \zeta_n}{\partial x^2} + [i\mu n U + \frac{\partial D}{\partial x}] \frac{\partial \zeta_n}{\partial x} + D [1 + \frac{\mu U}{\sqrt{D}}] \\ \frac{\partial^2 \zeta_n}{\partial y^2} + [\frac{\partial D}{\partial y} + 2i\mu n V + 2\mu \sqrt{D} [\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial y}]] \\ \frac{\partial \zeta_n}{\partial y} - \frac{i\mu D U}{n} \frac{\partial^2 \zeta_n}{\partial x^2} + [n^2 + 2i\mu n \frac{\partial U}{\partial x} \\ - 2i\mu n \frac{V}{D} \frac{\partial D}{\partial y} + \frac{\mu^2 n^4 D}{3} [1 - \frac{4\mu D}{\sqrt{D}}] \\ - i\mu^2 n \frac{V}{\sqrt{D}} \times \frac{\partial U}{\partial y} - \mu^2 n^2 \frac{U^2}{D} [1 - \frac{4\mu D}{\sqrt{D}}]] \zeta_n \\ = \frac{\epsilon}{2D} \sum_{s \neq n} [n(n+s) - \frac{\mu U}{\sqrt{D}} n(n+2s)] \\ \zeta_n \zeta_{n-s} + O(\mu^4) \end{aligned} \quad (2)$$

여기서,

$$\epsilon = \frac{\alpha_0^*}{h_0^*} \quad \langle 1 : \text{非線形性(nonlinearity)} \rangle$$

$$\mu^2 = \frac{\omega^{*2} h_0^*}{g} \quad \langle 1 : \text{分散性(dispersion)} \rangle$$

$$D = h + \mu^2 \zeta_c$$

$$i = \sqrt{-1}$$

x, y : 靜水面上에 취해진 直角座標

ζ : $t=0$ 에서의 自由水面變位

ζ_c : 흐름에 대한 自由水面變位

h : 靜水深

U, V : x, y 方向의 流速

n, s : 任意的 整數(1, 2, 3, …)

식 (2)에서 흐름에 관한 項을 除去하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \zeta_n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta_n}{\partial y^2} + K_1^2 \zeta_n = \frac{1}{h} \left[\frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial \zeta_n}{\partial x} \right. \\ \left. + \frac{\partial h}{\partial y} \times \frac{\partial \zeta_n}{\partial y} \right] = \frac{\epsilon}{2h^2} \sum_{s \neq n} \\ n(n+s) \zeta_n \zeta_{n-s} + O(\mu^4) \end{aligned} \quad (3)$$

여기서,

$$K_n^2 = \frac{n^2}{h} \left[1 + \frac{\mu^2 n^2 h}{3} \right] \quad (4)$$

水深이 一定할때 식(3)은 Helmholtz方程式이 된다.

$$\nabla^2 \zeta_1 + K_1^2 \zeta_1 = 0 \quad (5)$$

식(3)에서 처음 세개항은 파의 전파와 회절현상을 나타내고, 네째, 다섯째 항은 수심변화에 따른 淺水現象과 屈折現象을 나타낸다. 無次元 파수 K_n 은 식(4)의 우변 둘째항으로 표시되는 分散效果를 포함하고 있다.

식(2), (3)에서 自由水面은

$$\zeta_n = \Psi_n(x, y) \exp\left(i n \int \frac{1}{\sqrt{d(x)}} dx\right) \quad (6)$$

이고, $d(x)$ 는 x방향으로 서서히 변하는 基準水深이고, $\Psi_n(x, y)$ 은 振幅이다.

수심이 완만히 변하면 x방향으로 入射한 파의 진행방향은 x방향으로부터 크게 벗어나지 않고, 진폭 Ψ_n 의 x방향 변화가 回折效果에 의한 y방향 변화보다 완만하므로 다음과 같이 假定할 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi_n}{\partial y} &\approx 0(\mu), \quad \frac{\partial^2 \Psi_n}{\partial y^2} \approx 0(\mu^2), \quad \frac{\partial \Psi_n}{\partial x} \approx 0(\mu^2), \\ \frac{\partial^2 \Psi_n}{\partial x^2} &\approx 0(\mu^4), \quad \frac{\partial^3 \Psi_n}{\partial x^3} \approx 0(\mu^6) \end{aligned} \quad (7)$$

식(6)을 식(2)에 대입하고 식(7)의 假定을 이용하여 정리하면

$$\begin{aligned} &2i n \left[\frac{D}{\sqrt{d}} + 2\mu U \right] \frac{\partial \Psi_n}{\partial x} + D \left[1 + \frac{\mu U}{\sqrt{D}} \right] \frac{\partial^2 \Psi_n}{\partial y^2} \\ &+ \left[\frac{\partial D}{\partial y} + 2i\mu n V + 2\mu \sqrt{D} \left[\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial y} \right] \right] \\ &\frac{\partial \Psi_n}{\partial y} + \left[i n \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{D}{\sqrt{d}} + 2\mu U \right] + n^2 \left[1 - \frac{D}{d} \right. \right. \\ &\left. \left. - \mu \frac{U}{\sqrt{d}} \left[1 + \frac{D}{d} \right] + \frac{\mu^2 n^2 D}{3} \left[1 - \frac{4\mu U}{\sqrt{D}} \right] \right. \right. \\ &\left. \left. - \mu^2 \frac{U^2}{D} \left[1 - \frac{4\mu U}{\sqrt{D}} \right] - 2i\mu n \frac{V}{D} \frac{\partial D}{\partial y} \right. \right. \\ &\left. \left. - i\mu^2 n \frac{V}{\sqrt{D}} \frac{\partial U}{\partial y} - \frac{3}{4} i\mu n \frac{U}{\sqrt{d}} \frac{\partial d}{\partial x} \right] \right] \times \Psi_n \\ &= \frac{\epsilon}{2D} \sum_{s \neq n} [n(n+s) - \frac{\mu U}{\sqrt{D}} n(n+2s)] \Psi_s \Psi_{n-s} \\ &+ 0(\mu^4) \end{aligned} \quad (8)$$

이고, 여기서 $D/d = 1 + (\mu^2)$ 이며, 이 식은 수심이 완만히 변하고 흐름이 존재 할때 淺海波의 屈折 및 回折現象을 나타내는 拋物形方程式이다.

식(8)에서 흐름에 관한 項을 제거하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} &2i n \frac{h}{\sqrt{d}} \frac{\partial \Psi_n}{\partial x} + h \frac{\partial^2 \Psi_n}{\partial y^2} + \frac{\partial h}{\partial y} \frac{\partial \Psi_n}{\partial y} \\ &+ \left[i n \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{h}{\sqrt{d}} \right] + n^2 \left[1 - \frac{h}{d} + \frac{\mu^2 n^2 h}{3} \right] \right] \\ &\Psi_n = \frac{\epsilon}{2h} \sum_{s \neq n} n(n+s) \Psi_s \Psi_{n-s} + 0(\mu^4) \end{aligned} \quad (9)$$

이 식은 흐름이 없는 곳에서 水深變化에 의한 波의 特性變化를 나타내는 식이고, 李 등⁽⁴⁾은 식(9)를 이용하여 Stem wave의 특상을 해석하였다. 식(9)에서 수심이 일정하고 非線形項과 高次 Harmonic 項을 무시하면 線形 方程式이 된다.

$$2i \frac{\partial \Psi_1}{\partial x} + \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial y^2} + \frac{\mu^2}{3} \Psi_1 = 0 \quad (10)$$

3. 數值解析

緩傾斜方程式과 같은 타원형方程式은 計算對象 領域 전체에 대한 境界條件이 필요한데, 특히 많은 波浪解析 문제에 있어서 波下端(down-wave side)의 境界조건이 현재로서는 反射波의 영향 때문에 명확하게 정의되어 있지 않다. 이에 반해 拋物形方程式은 波下端의 境界조건이 필요없는 초기치 문제가 되므로 수치해석이 용이하다.

差分方程式은 다음과 같이 x방향으로는 時間變數와 같이 취급(time-like variable)하여 前方差分을 사용하고, y방향으로는 中央差分을 사용하였다.

$$\frac{\partial \Psi}{\partial x} = \frac{\Psi_{j+1}^i - \Psi_j^i}{\Delta x} \quad (11)$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial x} = \delta \frac{\Psi_{j+1}^{i+1} - \Psi_{j+1}^{i-1}}{2\Delta y} + (1-\delta) \frac{\Psi_{j+1}^i - \Psi_{j-1}^i}{2\Delta y} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} &= \delta \frac{\Psi_{j+1}^{i+1} - 2\Psi_{j+1}^i + \Psi_{j+1}^{i-1}}{4y^2} + (1-\delta) \\ &\times \frac{\Psi_{j+1}^i - 2\Psi_j^i + \Psi_{j-1}^i}{4y^2} \end{aligned} \quad (13)$$

差分式은 Crank-Nicolson Implicit Scheme($\delta = 0.5$)을 사용하였으며, 數值計算時 收斂條件은 다음과 같다.

$$\text{Max} | \text{New} - \text{Old} | / \text{Max} | \text{Old} | < 10^{-5} \quad (14)$$

해석에 이용된 식(8)의 상세한 수치해석 방법은 문헌 13의 방법을 이용하였다.

3.1 흐름조건

해안에서는 沿岸流, 離岸流 등에 의해 파랑의 전파가 영향을 받게된다. Arthur⁽²⁾는 線形 波向線理論을 사용하여 海底傾斜가 1/50으로 일정한 곳에서 離岸流가 존재할때 그림 1과 같은 영역에서 파의 전파를 해석하였고, Yoon등⁽¹⁾은 Arthur가 사용한 이안류의 速度成分을 다음과 같은 無次元 速度成分으로 표시했다.

$$U = -C_2(x_0 - x) \exp(-\alpha^2/2) \exp(-\beta^2/2) \quad (15)$$

$$V = -\sqrt{\pi/2} C_1 (2 - \alpha^2) \exp(-\alpha^2/2) \operatorname{erf}(\beta/\sqrt{2}) \quad (16)$$

$$h = (x_0 - x)/x_0 \quad (17)$$

$$C_1 = 6 \frac{l_1 \sqrt{e}}{l_2} \text{Fr}, C_2 = \frac{C_1}{2\pi l_1}, C_3 = 2\pi l_2,$$

$$C_4 = 2\pi l_1 \text{Fr} = \frac{|U_c|_{\max}}{\mu \sqrt{gh_0}}, \alpha = \frac{x_0 - x}{C_3}, \beta = \frac{y}{C_4}$$

윗 식에서 $x=x_0$ 는 汀線의 위치를 나타내고, l_1, l_2 는 離岸流의 形狀函數이다.

그림 1에서 보는 바와 같이 離岸流는 Froude數(Fr), C_3 와 C_4 에 의해 흐름의 세기와 幅이 결정된다. 이안류의 세기는 Froude수에 의해 결정되고, 이안류의 폭은 C_4 에 의해 결정된다. C_3 는 離岸方向

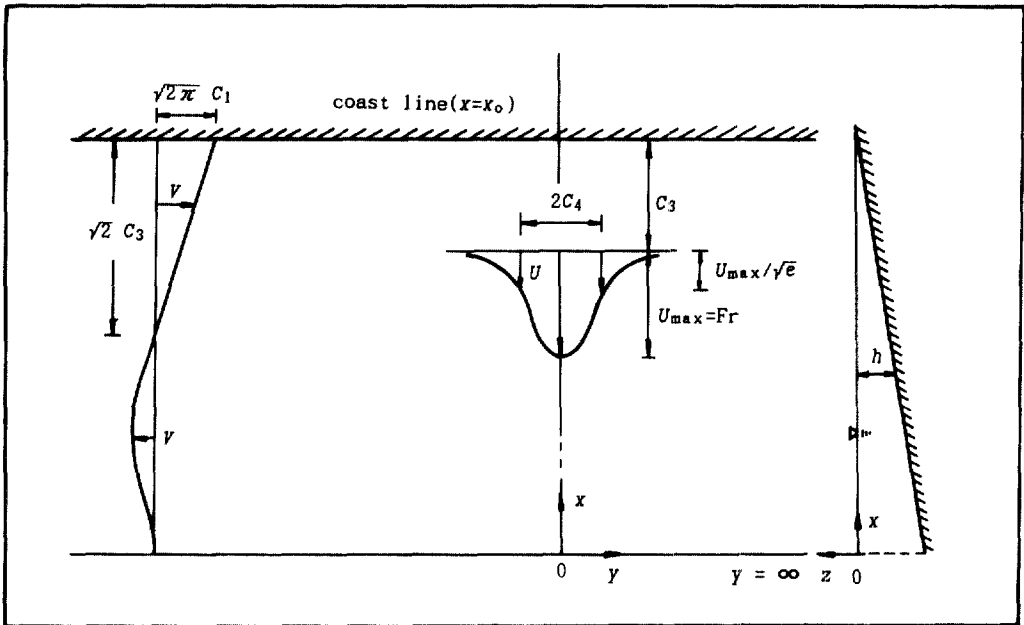
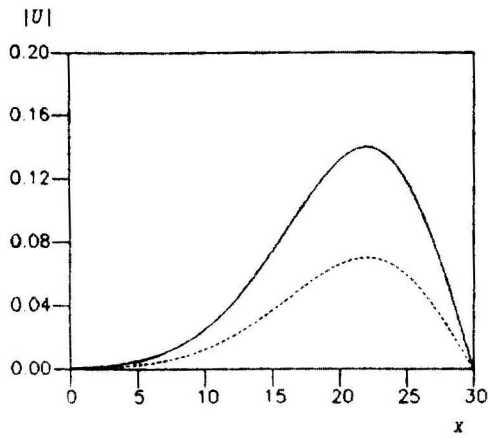


그림 1. Definition sketch for rip currents of Arthur(1950)

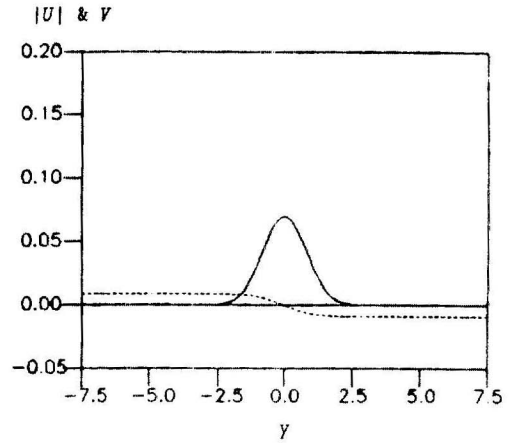
(x 방향)에서 이안류의 유속이 가장 크게 발생하는 위치를 결정하는 변수이며, 본 연구에서는 C_3 를 常數($l_2=1.270$)로 사용하여 最大流速이 발생하는 위치를 같게해서 波浪變形을 해석하였다.

파와 흐름의 相互干涉으로 인한 파랑의 屈折 및 回折解析은 식(8)을 사용하였고, 그림 1과 같은 영역에서 해저경사가 1/50인 경우에 대해 표 1과 같

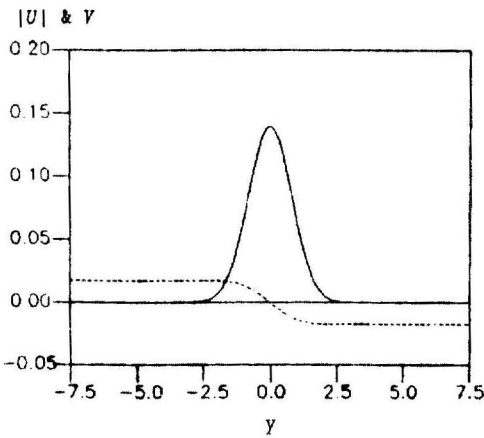
이 相對的으로 흐름이 약하고 이안류의 幅이 좁은 경우(cases 1 & 2), 흐름만 강해지고 이안류의 폭은 좁은 경우(cases 3 & 4)와 흐름이 이안류의 폭이 넓은 경우(cases 5 & 6)에 대해 수치해석을 수행하였다. 그림 2와 그림 3은 해석에 이용된 流速分布圖이며, 그림 4는 $\text{Fr}=0.2353, l_1=0.254$ 일 때 逆方向흐름으로 인한 파랑의 屈折現象을 圖



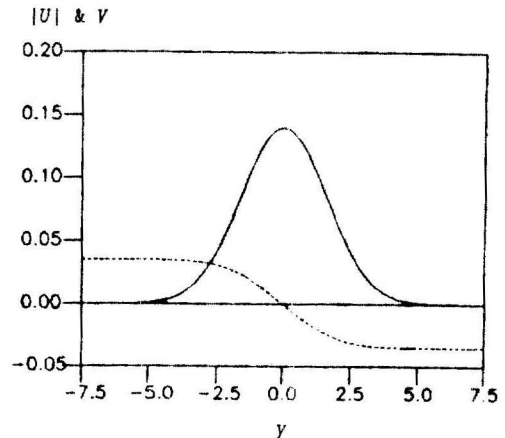
(a)



(b)



(c)



(d)

그림 2. Typical velocity profiles

(a) longitudinal velocity $|U|$ along rip centerline ($y=0$); $\cdots\cdots$, cases 1 & 2; --- , case 3, 4, 5 & 6;
 (b) cases 1 & 2, (c) cases 3 & 4 and (d) cases 5 & 6 in 표 1; --- , longitudinal velocity $|U|$ along $x=30-C_3$; $\cdots\cdots$, lateral velocity V along $x=30-C_3$.

표 1. Parameters of rip current for each case

case	bottom slope	Fr	l_1	ϵ
1	1/50	0.07	0.127	0.01
2	1/50	0.07	0.127	0.02
3	1/50	0.14	0.127	0.01
4	1/50	0.14	0.127	0.02
5	1/50	0.14	0.254	0.01
6	1/50	0.14	0.254	0.02

示한다⁽¹⁾.

3.2 初期條件 및 境界條件

海底傾斜가 1/50일 때 $x^*=0$ 에서의水深(h_0^*)이 5.74m라면 汀線은 $x^*=287\text{m}$ 에 위치한다. 本 研究에서 사용된 식(8)은 無次元化 된 式이기 때문에 식(1)을 사용하여 汀線의 위치를 無次元化시키면 $x_0=30.0$ 이다.

入射波의 주기(T)는 8초($w^*=0.785/\text{sec}$)를 사용하였고, 振幅(a_0^*)은 0.0574m와 0.1148m를 사용하였다. 境界條件은 다음과 같은 No-flux 條件을 사용하

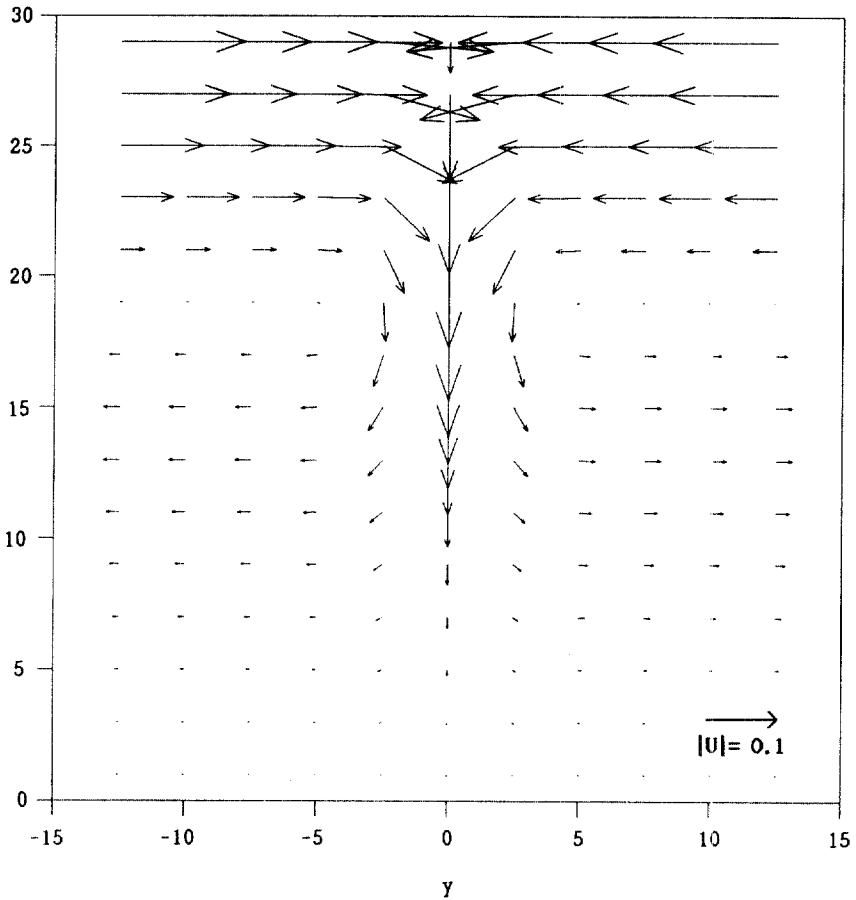


그림 3. Velocity distribution of cases 5 & 6 ($Fr=0.14, I_1=0.254$)

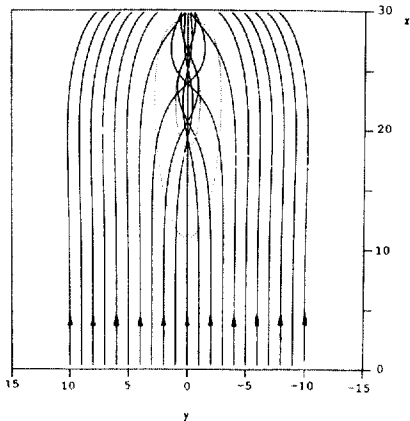


그림 4. Wave ray pattern over rip current for cases 5 & 6 ($Fr=0.2353, I_1=0.254$); ·····, contour line of $|U| = |U|_{max}/\sqrt{e}$ and $|U|_{max}/e$; —→, wave ray (Yoon & Liu, 1989).

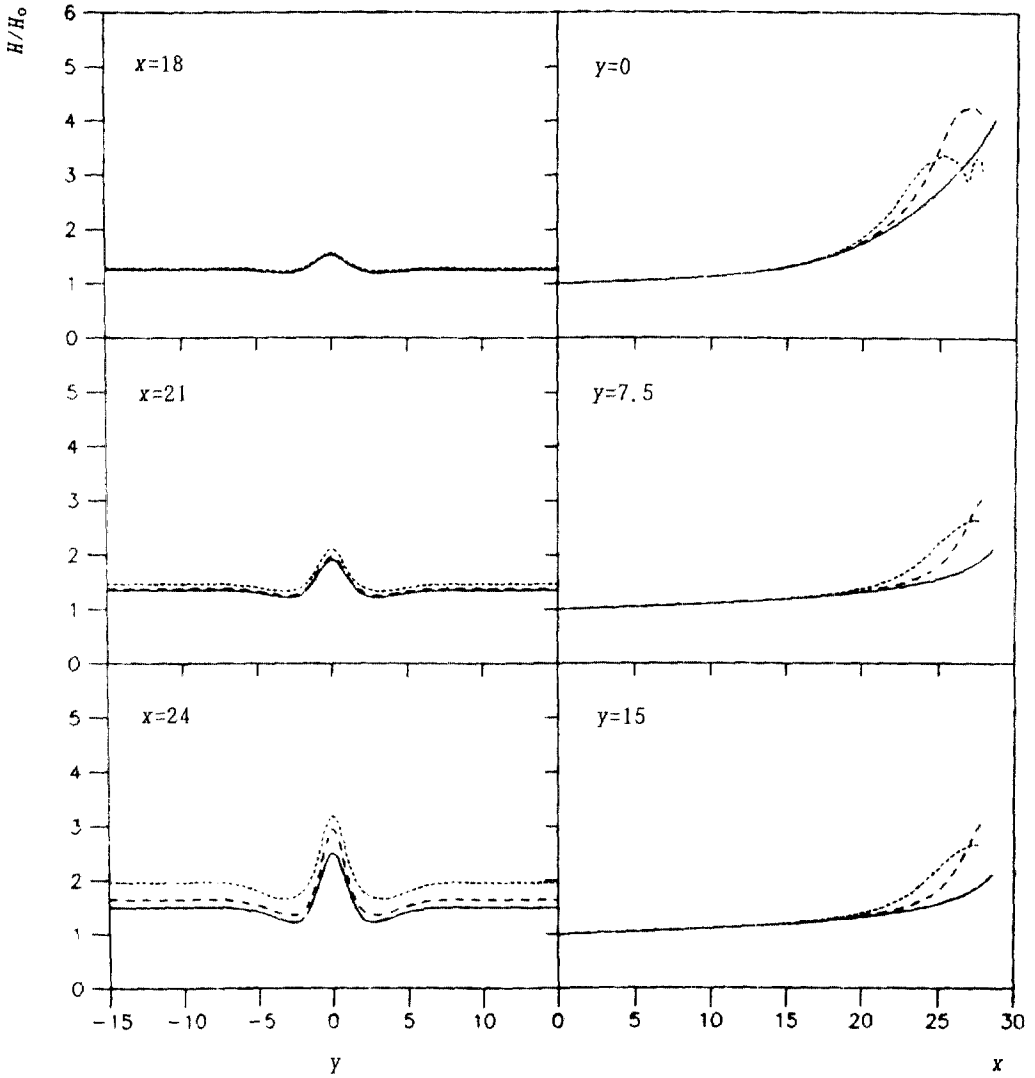
였다.

$$\frac{\partial \mathcal{H}_n}{\partial y} = 0 \text{ at } y \rightarrow \pm \infty \quad (18)$$

波高가 수심의 0.9배 보다 클때(즉 $H/h > 0.9$) 碎波가 발생한다고 보고, 碎波가 발생하기 전까지 해석을 수행하였다.

4. 數値解析 結果 및 考察

그림 5는 線形·非線形理論에 의한 波高의 변화를 圖示한 것으로 非線形理論에 의한 파고가 線形理論에 의한 파고 보다 약간 큼을 알 수 있다. 離岸流 중심부에서 상대적으로 흐름이 강할때(cases 3, 4, 5, & 6)의 파고가 흐름이 약할때(cases 1 & 2)의 파고보다 큼을 알 수 있고, 강한 흐름일 때에는



(a)

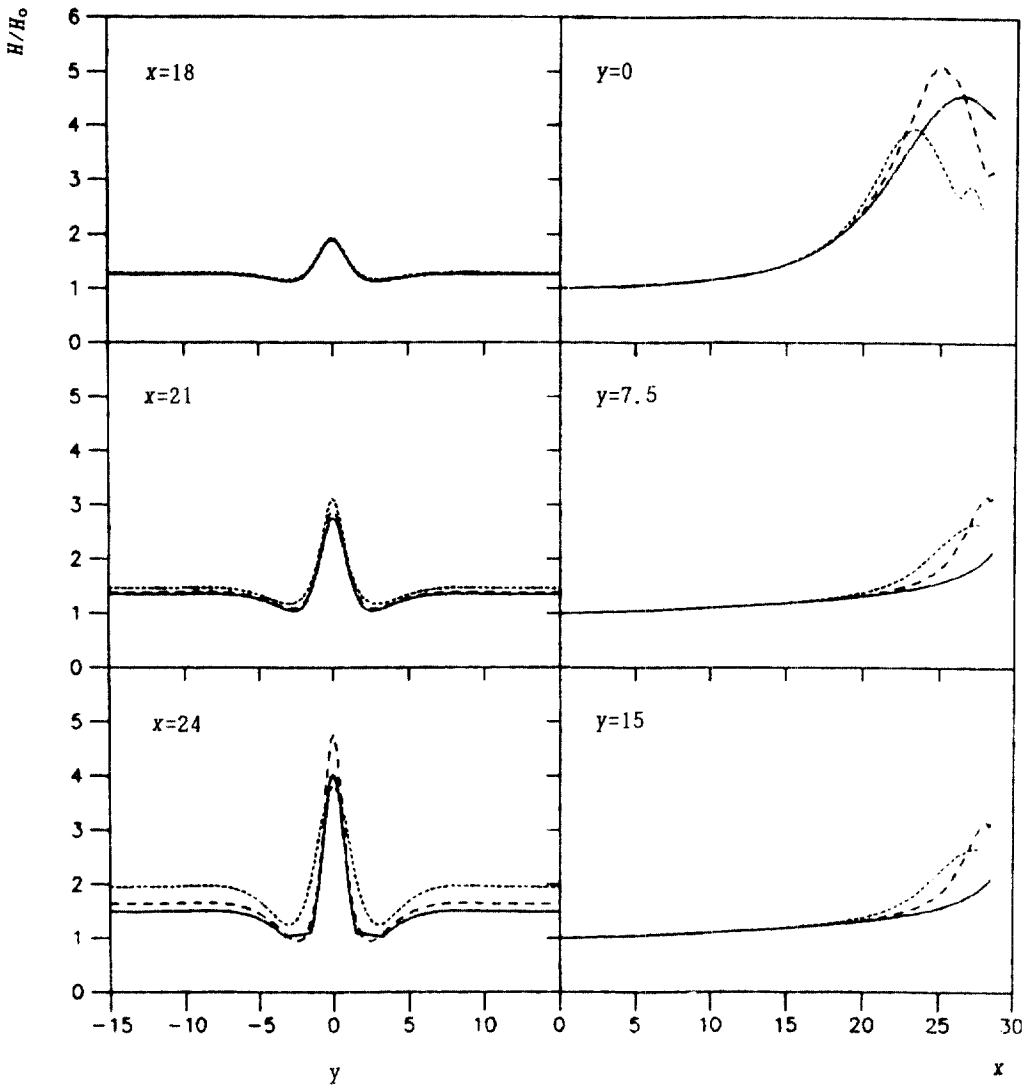
그림 5. Comparison of normalized wave height along $x=\text{const.}$ (left) and $y=\text{const.}$ (right) for linear and nonlinear model result; —, linear; ---, $\epsilon=0.01$; ·····, $\epsilon=0.02$;

(a) cases 1 & 2,

離岸流의 幅이 넓고 좁음에 관계없이 파고가 거의 비슷하다. 이러한 현상은 波 進行방향의 流速變化가 側方向의 流速變化 보다 波高의 上昇과 波의 變

形에 더 큰 영향을 미친다는 것을 의미한다.

이안류의 중심부에서는 파고가 크게 증폭됨을 볼 수 있는데, 이 현상은 흐름의 중심부근에서 逆



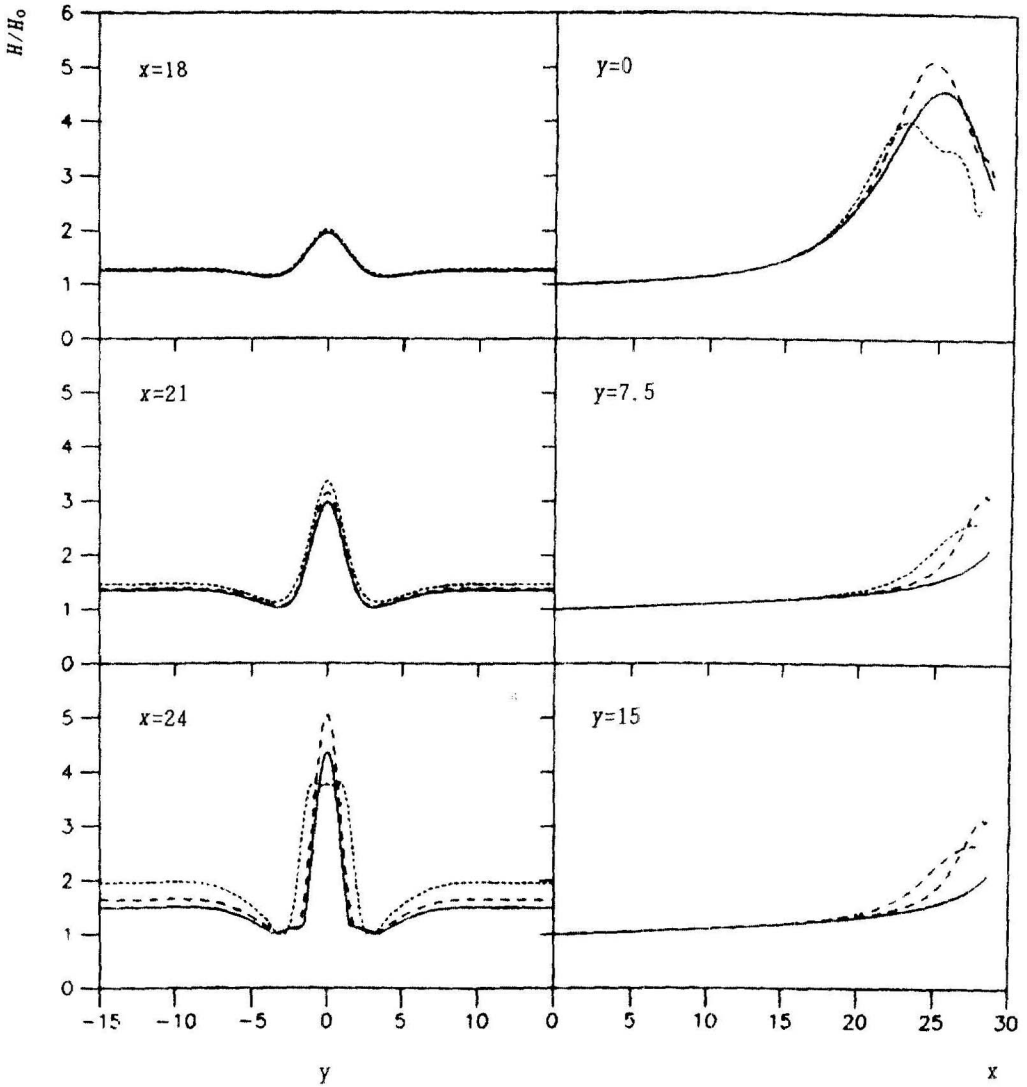
(b)

그림 5. Comparison of normalized wave height along $x=\text{const.}$ (left) and $y=\text{const.}$ (right) for linear and nonlinear model result; —, linear ; ---, $\epsilon=0.01$; ·····, $\epsilon=0.02$;

(b) cases 3 & 4

方向 흐름으로 인해 파의 진행이 느려지고 波長이 작아지며, 파와 흐름의 相互干涉에 의해 波交點(caustic)이 발생하여 파고가 커지기 때문이다. 여기

서는 屈折과 回折現象이 파의변형을 지배한다. 이 안류의 양 옆부분에서는 파고가 감소함을 볼 수 있는데, 이러한 현상은 이안류의 양 옆부분에서는 흐



(c)

그림 5. Comparison of normalized wave height along $x=\text{const.}$ (left) and $y=\text{const.}$ (right) for linear and nonlinear model result; —, linear; ----, $\epsilon=0.01$; ·····, $\epsilon=0.02$;

(c) cases 5 & 6

름의 영향이 약하고 흐름의 중심부분에 파가 모이게 되어 흐름의 옆부분에는 에너지가 적게 분포되기 때문이다. 그러나 回折 및 非線形 效果로 인해

약간의 에너지가 중앙에서 이곳으로 전파한다. 중심부에서 멀리 떨어진 곳($y=7.5$)에서는 파고가 약간 상승하는 현상이 나타나는데, 이는 유속이 작으

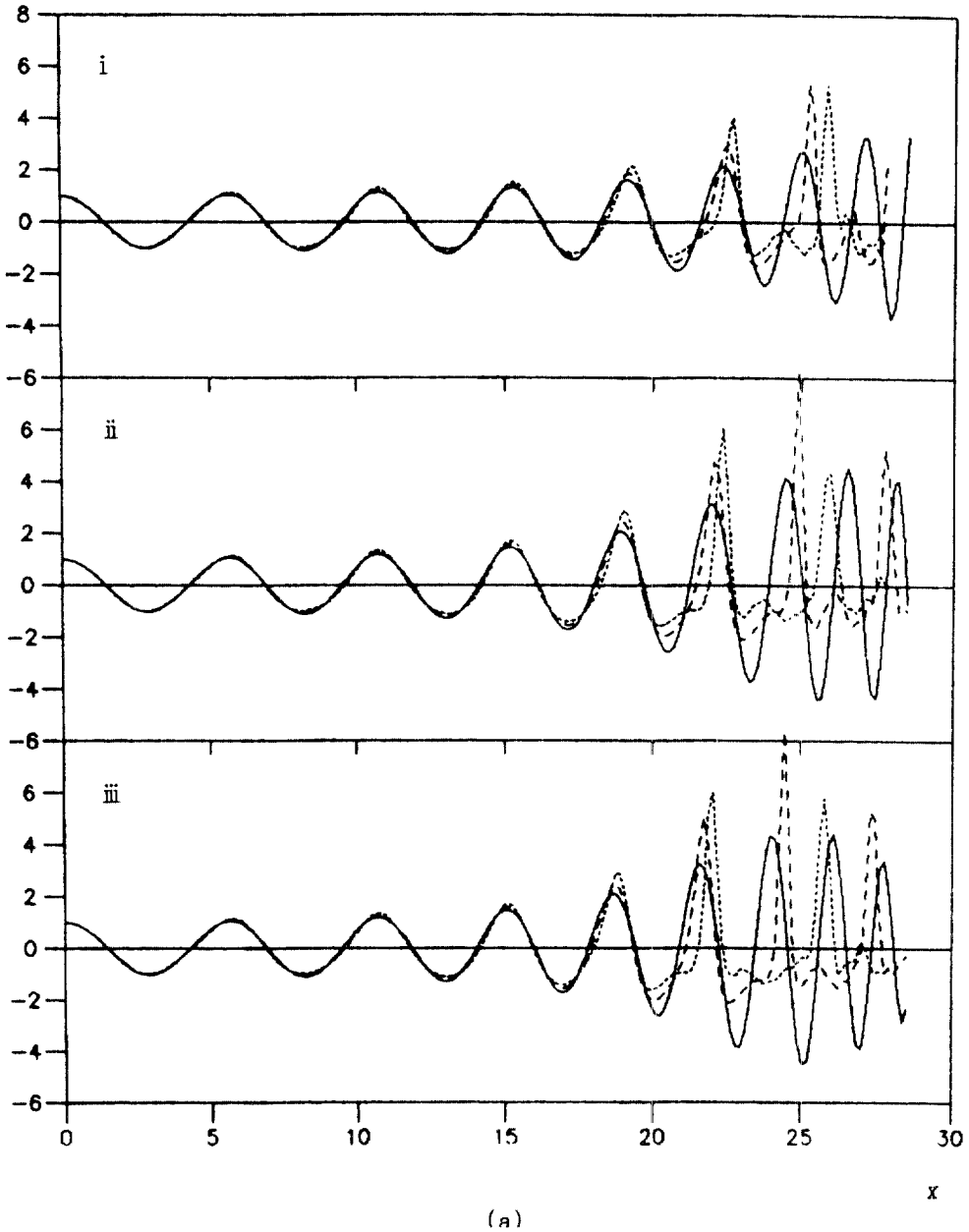


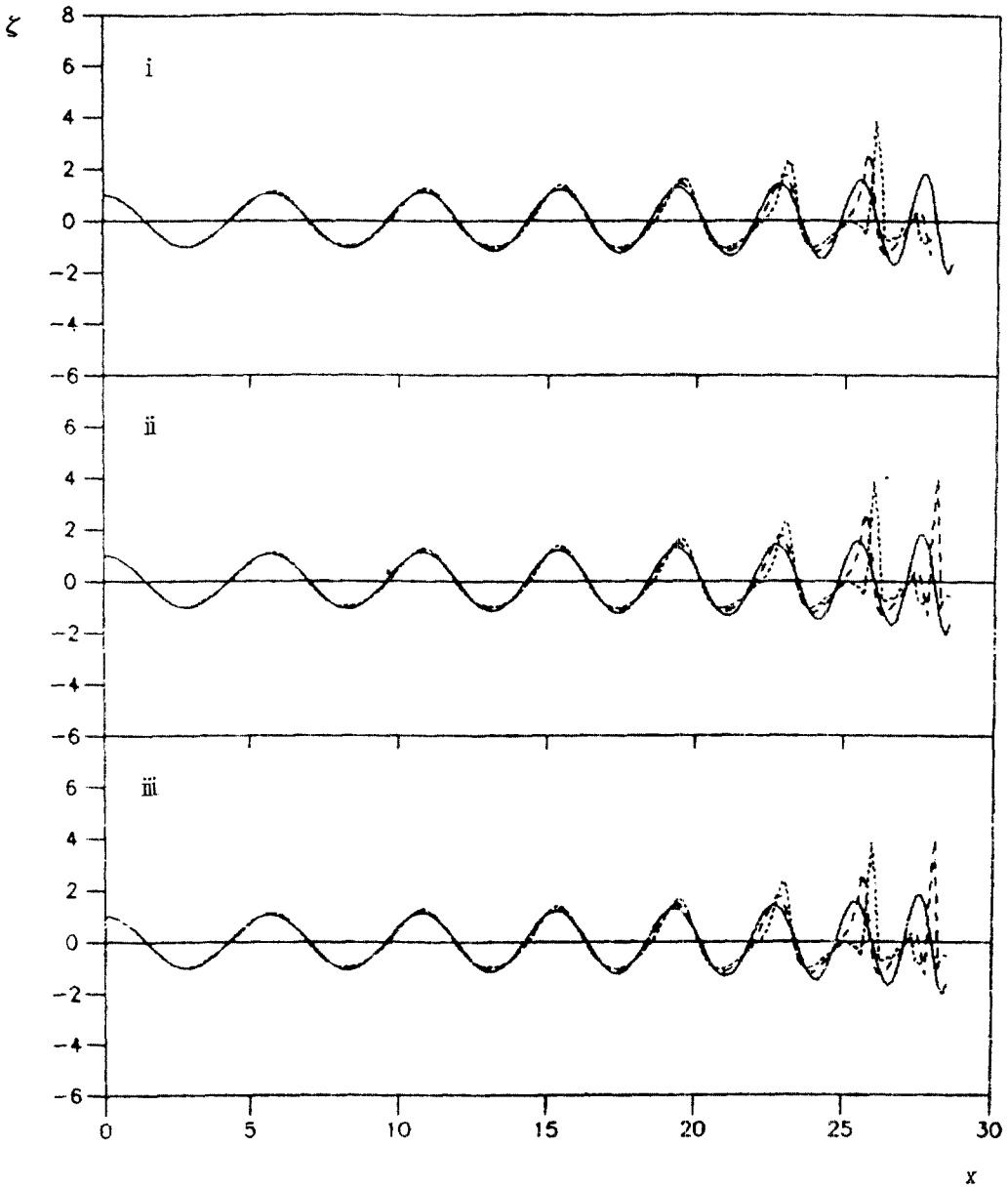
그림 6. Instantaneous free surface profiles ζ along

(a) the centerline of the currents, $y=0$; —, linear; ----, $\epsilon=0.01$; ·····, $\epsilon=0.02$; i, cases 1 & 2; ii, cases 3 & 4, iii, cases 5 & 6

므로 흐름의 영향으로 인한 파고의 상승은 작고 淺水現象(shoaling)으로 인해 파고가 증가한다. 이와 같은 현상은 타원형 방정식을 이용한 蔡 등⁽¹⁵⁾의 해

석에서도 나타나며, 상대파고의 분포는 蔡 등의 결과와 유사하게 나타남을 알 수 있다.

그림 6은 흐름의 중앙($y=0$)과 중앙에서 먼 곳(y



(b)

그림 6. Instantaneous free surface profiles ζ along

(b) $y=15$; —, linear; ----, $\epsilon=0.01$; ·····, $\epsilon=0.02$; i, cases 1 & 2; ii, cases 3 & 4; iii, cases 5 & 6

=15)에서의 자유수면으로 非線形效果가 증가할 수록 碎波가 빨리 발생하고, 같은 비선형효과에서는 흐름이 강할 수록 쇄파가 빨리 발생한다. 그리고 그림 6에서 線形일때와 非線形일때 波形이 큰 차이

를 보임을 알 수 있으며, 非線形성이 클 수록 波峰 (crest)은 증가하고 波谷(trough)은 감소하며, 정현파 과형파의 편기가 현저하게 나타남을 알 수 있다. 그림 7은 흐름 증강에서의 자유수면으로서 흐

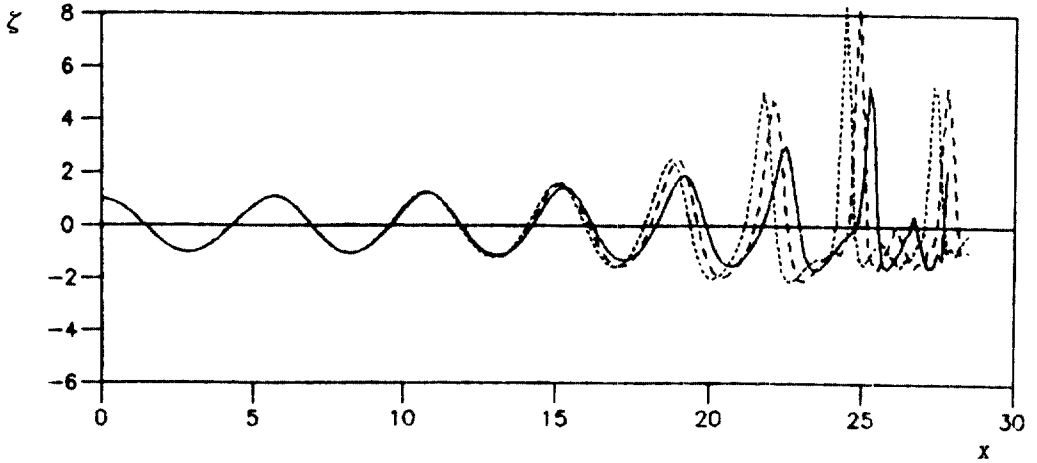


그림 7. Instantaneous free surface profiles ζ for $y=0$; —, case 1; ----, case 3; ·····, case 5

름의 세기에 의한 파고의 변화를 도시한 것이다.

5. 結 論

Stokes파의 적용범위를 벗어나는 淺海域에 Boussinesq방정식에 基礎한 포물형방정식을 적용하여 파랑의 변형을 수치해석 하였으며, 파랑과 흐름의 相互作用에 의한 에너지 증가와 굴절, 회절 및 파의 비선형성이 파의 변형에 미치는 영향을 검토하였다.

해석결과를 요약하면 다음과 같다.

- 1) 파고의 변화는 非線形 理論에 의한 것이 線形의 경우보다 약간 크게 나타났으며 흐름의 영향은 파의 진행방향에서 그 직각방향보다 크게 나타났다.
- 2) 파고점 부근에서는 屈折과 回折현상이 파의 변형을 지배한다.
- 3) 非線形效果가 증가할 수록, 흐름이 강할 수록 쇄파가 빨리 발생한다.
- 4) 비선형성이 클 수록 波峰은 커지고 波谷은 작아지며, 파형은 정현파로 부터 편기가 현저해진다.

본 모형은 흐름의 세기가 크지 않은 정현파의 경우에만 적용이 가능하다. 따라서 본 모형을 개선하기 위해서는 흐름의 세기가 아주 큰 경우와 입사파로서 정현파가 아닌 파의 파랑 변형에 관한 연구 그리고 쇄파의 발생 및 쇄파가 발행한후의 파랑변형에 대한 연구가 절실히 요망된다.

參 考 文 獻

1. Arthur, R. S., "Refraction of Water Waves by Island and Shoals with Circular Bottom-Contours", *Trans. Amer. Geophys. Union*, Vol. 27, No. 2, 1946, pp. 168~177.
2. Arthur, R. S., "Refraction of Shallow Water Waves: The Combined Effect of Currents and Underwater Topography", *Trans. Amer. Geophys. Union.*, Vol. 31, No. 4, 1950, pp. 549~552.
3. Berkhoff, J. C. W., "Computations of Combined Refraction-Diffraction", *Proc. 25th Conf. Coastal Eng. ASCE*, 1972, Chap. 26.
4. Kirby, J. T. and Dalrymple, R. A., "A Parabolic Eq. for the Combined Refraction-Diffraction of Stokes Waves by Mildly Varying Topography", *J. Fluid Mech.*, Vol. 136, 1983, pp. 453~466.
5. Kirby, J. T., "A Note on Linear Surface Wave-Current Interaction over Slowly Varying Topography", *J. Geophys. Res.*, Vol. 89, No.C1, 1984, pp. 745~747.
6. Kirby, J. T., "Rational Approximation in the Parabolic Eq. Method for Water Waves", *Coastal Eng.*, No. 10, 1986, pp. 355~378.
7. Liu, P.L.-F., "Wave-Current Interactions on a Slowly Varying Topography", *J. Geophys. Res.*, Vol. 88, No. C1, 1983, pp. 4421~4426.

8. Liu, P.L.-F, and Tsay, T-K., "Refraction-Diffraction Model for Weakly Nonlinear Water Waves", *J. Fluid Mech.*, Vol. 141, 1984, pp. 265~274.
9. Liu, P.L.-F., et al., "Nonlinear Refraction-Diffraction of Waves in Shallow Water", *J. Fluid Mech.*, Vol. 153, 1985, pp. 185~201.
10. Yoon, S. B., "*Propagation of Shallow-Water Waves over Slowly Varying Depth and Currents*", Ph. D. Thesis, Cornell Univ., 1987.
11. Yoon, S. B. and Liu, P. L. -F., "Interaction of currents and weakly nonlinear water waves in shallow water", *J. Fluid Mech.*, vol. 205, 1989, pp. 397~419.
12. Yue, D. K. P., and Mei, C. C., "Forward Diffraction of Stokes Waves by a Thin Wedge", *J. Fluid Mech.*, Vol. 99, part 1, 1980, pp. 33~52.
13. 이종인, "緩傾斜에서 非線形波의 屈折 및 回折에 관한 數值解析", 碩士學位論文, 漢陽大學校, 1989.
14. 이정규, 이종인, "波의 屈折 및 回折에 미치는 非線形效果에 대한 數值解析", 韓國 海岸·海洋工學會誌, 제 2권 1호, 1990, pp. 51~57.
15. 채장원, 정신택, 염기대, 안수환, "흐름이 存在하는 緩傾斜 海域에서 波浪變形-理論的 考察", 韓國 海岸·海洋工學會誌, 제 1권 1호, 1989, pp. 1~7.

(接受 : 1991. 1. 19)