

## 時間依存 緩傾斜方程式을 이용한 波浪變形 數值模型의 側方入射境界의 處理

### A Review on Lateral Driving Boundary of the Numerical Model Using Time-Dependent Mild Slope Equation

金仁澈\* · 片宗根\*\*

In Cheol Kim\* and Chong Keun Pyun\*\*

**要 旨** : 波浪變形을 計算하는 여러가지 數值模型이 제안되어 있다. 그 중에서도 線流量과 水面變位로 나타내는 時間依存 緩傾斜方程式을 이용한 數值模型이 反射波가 存在하는 波浪場에서는 지금까지 널리 사용되고 있다. 이 경우 경사지게 入射하는 波에 대하여 波浪場의 外海境界 뿐만 아니라 側方境界 중, 하나는 入射境界로 處理되어야 한다. 본 研究에서는 側方入射境界 處理 方法으로서, Maruyama와 Kajima(1985), Copeland(1985), 그리고 Ohnaka와 Watanabe(1987)의 方法을 考察한 後, 波高比, 波向 그리고 位相의 計算結果值로 各 方法들의 特性을 比較 分析하였다. 그 結果 Ohnaka와 Watanabe(1987)의 方法이 一般的인 海底傾斜를 가진 波浪場에서 가장 적절한 側方入射境界 處理 方法인 것을 알 수 있었다.

**Abstract** □ Various numerical models for predicting wave deformation have been proposed. Among them, a time-dependent mild-slope equation based on the line discharges and surface-elevation changes has been widely used in the wave fields with reflective waves. If applying this model to the case of obliquely-incident waves, not only the open-sea boundary but also one of the lateral boundaries should be treated as incident boundaries. In this study, Maruyama and Kajima (1985), Copeland (1985) and Ohnaka and Watanabe (1987)'s method are reviewed and the characteristics of these methods are analyzed using the normalized wave heights, wave angles and phases obtained from the numerical experiments. It is shown that Ohnaka and Watanabe(1987)'s method provides the most adequate driving boundary is the most suitable in the wave field with a general bottom slope.

## 1. 序 論

지금까지 淺海域에서 波浪變形을 計算하는 여러가지 數值模型이 提案되어 있다. 그 가운데 Berkhoff (1972)가 誘導한 緩傾斜方程式은 屈折, 回折 및 反射를 同時에 考慮할 수 있는 方程式이지만 方程式의 形態가 橢圓型이므로 당연히 境界值 問題가 되어 部分 反射境界나 入射境界 處理가 容易하지 않을 뿐만 아니라 實用的인 觀點에서 計算領域에는 한계가 있다. 그래서 Maruyama와 Kajima(1985), 그리고 Copeland(1985)는 위에서 언급한 橢圓型緩傾斜 方程式과 같은 精度를 가지면서 數值計算이 비교적 쉬운 時間依存 緩傾斜 方程式을 이용한 數值模型을 提案하였다. 이 模型은

全 計算領域에 대하여 水面變位 및 線流量의 定常解가 얻어질 때까지 計算을 해야하기 때문에 많은 計算時間과 計算容量이 필요하므로 不規則 波浪場에 適用하기에 現實적으로 不可能하다. 이러한 短點을 補完하기 위해 Kirby 등(1992) 그리고 Isobe(1993)는 水面變位와 速度포텐셜의 函數로 定義되는 Lagrangian에 變分原理를 適用하여 時間依存 不規則 緩傾斜 方程式을 提案하였다. 그러나 이들 模型들도 아직은 檢證 段階에 있고 現地 適用 經驗은 全無한 狀態이다. 이러한 理由로 規則波만을 適用할 수 있는 時間依存 緩傾斜 方程式을 이용한 數值模型이, 海底地形이 複雜한 波浪場에 適用하면 實際 現象에 비해 過大한 波高分布를 보이는 경우도 있지만, 碎波減衰 및 反射

\*東西工科大學校 土木工學科 (Department of Civil Engineering, Dong-Seo University, Pusan, Korea)

\*\*明知大學校 土木工學科 (Department of Civil Engineering, Myong Ji University, Yongin, Korea)

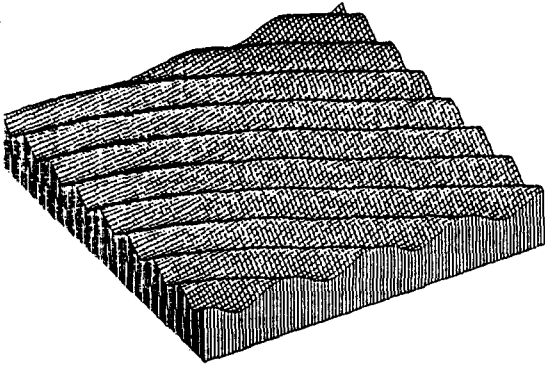


Fig. 1. 3-D perspective of wave propagation without an incident side boundary ( $H=1$  m,  $T=5$  sec,  $\theta=30^\circ$ ).

波의 考慮가 容易하기 때문에 널리 이용되고 있다. 計算對象領域에 波가 비스듬하게 入射하는 경우에는 外海側 境界 뿐만 아니라, 入射하는 側의 側方境界도 入射境界가 될 수 있다. 傾斜入射波를 外海側 境界만으로부터 入射시킬 경우 入射側 側方境界로부터 에너지 공급을 考慮할 수 없기 때문에, 入射된 波가 側方境界쪽으로 回折現象을 일으키게 된다(Fig. 1). 이러한 問題를 解決하기 위해서 지금까지는 일반적으로 入射角과 같은 方向으로 格子網을 構成하거나, 부득이 하면 入射角을 考慮하여 側方境界의 影響이 미치지 않는 範圍까지 沿岸方向의 計算領域을 확장하여 外海側 境界만으로 入射시키는 方法을 이용하여 왔다. 그러나 前者는 여러가지 入射角에 대한 計算이 필요한 경우 여러개의 格子網을 構成해야 하므로 基本資料 作成에 많은 作業량이 要求되며, 後者は 計算對象領域이 넓고 入射角의 變化幅이 클 경우 假想計算領域이 過度하게 設定되어 많은 計算容量과 計算時間이 필요하므로 非實用的이다.

따라서 本 論文에서는 Maruyama와 Kajima(1985), Copeland(1985), 그리고 Ohnaka와 Watanabe(1987)의 側方入射傾界 處理 方法을 考察한 後, Maruyama와 Kajima(1985)의 時間依存 緩傾斜方程式을 基本方程式으로 하고, 波가 對象領域에 入射하는 경우에 대해 위에서 言及한 側方入射傾界를 處理하는 各 方法을 適用시켜 數值實驗을 行하고, 그 計算結果와 解析解의 比較를 통하여 各 方法들의 特性을 살펴보았다.

## 2. 基本方程式 및 差分化

### 2.1 基本方程式

Booij(1981)의 速度포텐셜로 表現된 緩傾斜方程式에서 흐름의 效果를 無視하고 方程式의 解가 定常이고 調和狀態라고 假定한 後, 線流量과 水面變位에 대한 方程式으로 變形하면 다음과 같이 Maruyama와 Kajima(1985)가 提案한 時間依存 緩傾斜方程式인 2개의 1次 線形方程式으로 誘導된다.

$$\frac{\partial \vec{Q}}{\partial t} + C^2 \nabla \eta = 0 \tag{1a}$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{1}{n} \nabla \cdot (n \vec{Q}) = 0 \tag{1b}$$

여기서, 線流量 벡터  $\vec{Q} = (Q_x, Q_y)$ 이고  $Q_x = \int_{-h}^0 u \, dz$ ,  $Q_y = \int_{-h}^0 v \, dz$ ,  $u, v$ 는 水粒子速度의  $x, y$  成分,  $\eta$ 는 水面變位, 그리고  $n = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right)$ 이다.

碎波帶 內에서의 基本式 및 計算方法은 Watanabe와 Maruyama(1984)의 것을 사용하였고, 碎波條件은 McCowan(1891)의 式을 사용하였다.

### 2.2 基本式的 差分化

$x, y$ 의 空間差分은 staggered 格子網을 사용하였으며 時間差분에 대해서는 leap-frog法으로 差分化한다. 變數의 添子  $i, j$ 는 空間隔子點, 添子  $m$ 은 時間計算段階를 의미하며 다음과 같다.

$$\left. \begin{aligned} (Q_x)_{i,j}^m &= Q_x \left[ i \Delta x, \left( j + \frac{1}{2} \right) \Delta y, m \Delta t \right] \\ (Q_y)_{i,j}^m &= Q_y \left[ \left( i + \frac{1}{2} \right) \Delta x, j \Delta y, m \Delta t \right] \\ \eta_{i,j}^m &= \eta \left[ \left( i + \frac{1}{2} \right) \Delta x, \left( j + \frac{1}{2} \right) \Delta y, \left( m + \frac{1}{2} \right) \Delta t \right] \end{aligned} \right\} \tag{2}$$

基本方程式(1a)과 (1b)를 差分式으로 表現하면 다음과 같다.

$$(Q_x)_{i,j}^{m+1} = (Q_x)_{i,j}^m - \frac{\Delta t}{\Delta x} (C_{xi,j})^2 (\eta_{i,j}^m - \eta_{i-1,j}^m) \tag{3a}$$

$$(Q_y)_{i,j}^{m+1} = (Q_y)_{i,j}^m - \frac{\Delta t}{\Delta y} (C_{yi,j})^2 (\eta_{i,j}^m - \eta_{i,j-1}^m) \tag{3b}$$

$$\eta_{i,j}^{m+1} = \eta_{i,j}^m - \frac{\Delta t}{\Delta x} \frac{1}{n_{ij}} [(n_x)_{i+1,j} (Q_x)_{i+1,j}^{m+1} - (n_x)_{i,j} (Q_x)_{i,j}^{m+1}]$$

$$-\frac{\Delta t}{\Delta y} \frac{1}{n_{ij}} [(n_y)_{i,j+1} (Q_y)_{i,j+1}^{m+1} - (n_y)_{i,j} (Q_y)_{i,j}^{m+1}] \quad (3c)$$

여기서,  $C_{xi,j}$ ,  $n_{xi,j}$  및  $C_{yi,j}$ ,  $n_{yi,j}$ 는 各各 線流量  $Q_{xi,j}$ ,  $Q_{yi,j}$ 를 計算하는 格子點에서의 波速  $C$ 와  $n$ 의 값으로 하고  $n_{ij}$ 는  $\eta_{ij}$  計算點 位置에서  $n$ 의 값으로 한다.

### 3. 側方入射傾界 處理에 대한 考察

#### 3.1 Maruyama와 Kajima(1985)의 方法

Maruyama와 Kajima(1985)는 平行等深線을 갖는 一定 傾斜面 위로 波가 비스듬하게 入射하는 경우에 대하여 波向  $\theta$ ( $x$ 軸과 이루는 角)와 深海波의 入射角  $\theta_0$  사이에 成立하는 Snell의 法則式(4)와 傾斜入射波의 水面變位를 나타내는 式(5)를 이용하였다.

$$\frac{\sin\theta}{L} = \frac{\sin\theta_0}{L_0} \quad (L: \text{波場}, L_0: \text{入射波의 波場}) \quad (4)$$

$$\eta = a(x) \sin\left(\int_0^x k \cos\theta dn + \int_0^y k \sin\theta dy - \sigma t\right) \quad (5)$$

윗 式에서  $a(x)$ 는 振幅,  $k$ 는 波數이며,  $k \sin\theta = \beta$ 라 두면 式(4)에서 다음 式이 成立한다.

$$\beta = \beta_0 = \left(2\pi \frac{\sin\theta_0}{L_0}\right) = \text{const.} \quad (6)$$

따라서 式(5)의 位相은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\int_0^x k \cos\theta dx + \int_0^y k \sin\theta dy = \int_0^x \sqrt{k^2 - \beta_0^2} dx + \beta_0 y \quad (7)$$

式 (5), (6), (7)과  $\vec{Q} = C \cdot \vec{\eta}$ 의 關係를 이용하면 側方境界의 線流量  $Q_y$ 는 다음과 같다.

$$Q_y = aC \frac{\beta_0}{k} \sin\left(\int_0^x \sqrt{k^2 - \beta_0^2} dx + \beta_0 y - \sigma t\right) \quad (8)$$

여기서 振幅  $a$ 는 다음 式과 같이 近似的으로 주었다.

$$\begin{aligned} \text{碎波帶 外 } a &= a_0 K_s K_r \\ \text{碎波帶 內 } a &= a_B (x - x_B) / (x_S - x_B) \end{aligned} \quad (9)$$

여기서  $a_0$ 는 外海側 入射波의 振幅,  $K_s$ ,  $K_r$ 은 各各 淺水係數와 屈折계수이고,  $a_B$ 는 碎波點에서의 振幅,  $x_S$ 는 靜水시 海岸線의 位置를 나타낸다.

計算領域內에서 構造物 등에 의한 反射波가 發生할

경우, 境界에서 透過시키려면, 側方入射傾界의 線流量은 다음과 같이 設定할 수 있다.

$$\begin{aligned} Q_y(x_0, y_0)^t &= aC \sin\theta \sin(k \cos\theta x_0 + k \sin\theta y_0 - \sigma t) \\ &\quad + Q_{yR}(x_0, y_0 + \Delta y)^{t-\tau}, \\ \tau &= \sin\theta_n \Delta y / C \end{aligned} \quad (10)$$

$$Q_{yR}(x_0, y_0 + \Delta y)^t = Q_y(x_0, y_0 + \Delta y)^t - aC \sin\theta \sin(k \cos\theta x_0 + k \sin\theta (y_0 + \Delta y) - \sigma t)$$

$$\begin{aligned} Q_{yR}(x_0, y_0 + \Delta y)^{t-\Delta t} &= Q_y(x_0, y_0 + \Delta y)^{t-\Delta t} \\ &\quad - aC \sin\theta \sin(k \cos\theta x_0 \\ &\quad + k \sin\theta (y_0 + \Delta y) - \sigma (t - \Delta t)) \end{aligned} \quad (11)$$

式 (11)에서  $Q_y(x_0, y_0 + \Delta y)^t$ ,  $Q_y(x_0, y_0 + \Delta y)^{t-\Delta t}$ 는 既知量이고  $Q_{yR}(x_0, y_0 + \Delta y)^t$ 로부터  $Q_{yR}(x_0, y_0 + \Delta y)^{t-\tau}$ 를 구하기 위해서는 時間的으로 內插하여야 한다.

#### 3.2 Copeland(1985)의 方法

Copeland(1985)는 側方入射傾界에서의  $Q_y$ 의 計算을 外海側 入射境界上的  $Q_x$ 의 計算과 類似한 方法을 사용하였으며 外海側 入射境界에서  $Q_x$ 를 計算하는 方法을 간단히 紹介하면 다음과 같다.

外海側 入射境界值  $Q_x$ 는 境界쪽으로 反射되어 나오는 波가 再反射되지 않도록 하여야 한다. 이는 入射境界에 隣接한 格子網에서 計算된  $Q_x$ 와 入射值를 비교하여, 그 差異로 境界格子網에서 適用되는 實際 入力值를 調整함으로써 解決할 수 있다.

이것에 대한 物理的인 接近方式은 Engquist와 Majida(1977)의 吸收境界條件式(式 (12))과 同一하다.

$$\frac{\Delta Q_x}{\Delta x} - \left[ \frac{\cos\theta}{C} \right] \frac{\Delta Q_x}{\Delta t} \Big|_{x=0} = 0 \quad (12)$$

$$\frac{\Delta R_x}{\Delta x} - \left[ \frac{\cos\theta}{C} \right] \frac{\Delta R_x}{\Delta t} \Big|_{x=0} = 0 \quad (13)$$

여기서  $Q_x$ 는 入射波와 反射波의 合成波에 대한  $x$ 方向 線流量으로 境界點에서는 既知값이 아니지만 隣接點에서는 既知이며,  $R_x$ 는 入射波만의  $x$ 方向 線流量으로 두 點 모두에서 定義되는 값이다.

式 (12), (13)으로부터 境界值  $Q_{x_0,j}^{t+\Delta t}$ 는 다음과 같이 既知的 값으로 나타낼 수 있다.

$$R_{x_0,j}^{t+\Delta t} = aC \cos\theta \sin(\varepsilon - k \cos\theta \Delta x - \sigma(t + \Delta t)) \quad (14)$$

式 (14)에서  $\varepsilon$ 은  $\theta$ 의 角度로 비스듬이 入射하는 波의  $y$ 方向으로의 位相變化이다. 反射되는 波는 境界에서 吸收되어야 하는데 이렇게 하려면 實際  $Q_x$ 값이 入力值  $R_x$ 와 反射波가 合해져서 構成되어야 한다. 時間  $t$ 에서 境界點과 隣接點에서의  $Q_x$ 값인  $Q'_{x_0,j}$ 와  $Q'_{x_1,j}$ 에서 入射波가 제외된 값들을 比較하게 되는데, 入射量은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} R'_{x_0,j} &= aC \cos \theta \sin[\varepsilon - k \cos \theta \Delta x - \sigma t] \\ R'_{x_1,j} &= aC \cos \theta \sin[\varepsilon - k \cos \theta (2\Delta x) - \sigma t] \end{aligned} \quad (15)$$

時間  $t$ 에서  $(0, j)$ 점과  $(1, j)$ 점에서의 差異를 各各  $E_1$ 과  $E_2$ 로 나타내면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} E_1 &= Q'_{x_0,j} - R'_{x_0,j} \\ E_2 &= Q'_{x_1,j} - R'_{x_1,j} \end{aligned} \quad (16)$$

여기서 이 差異가 바로  $x$ 軸의 陽의 方向으로 傳波되는 反射波의 量이 되며, 時間  $t + \Delta t$ 일 때 점  $(0, j)$ 에서의 差異인  $QE$ 를 式 (12)와 式 (13)의 差로 구할 수 있으며 다음과 같다.

$$QE = E_1 - (E_1 - E_2) \frac{C\Delta t}{\cos \theta \Delta x} \quad (17)$$

$QE$ 를 式 (14)에서 구한  $R_x$ 에 더하면 구하고자 하는 反射가 考慮된  $Q_x$ 를 時間  $t + \Delta t$ 일 때 점  $(0, j)$ 에서 구할 수 있다.

$$Q'_{x_0,j} + \Delta t = Q'_{x_0,j} + \Delta t + QE \quad (18)$$

이러한 過程이 側方入斜傾界에도 適用되었다.

### 3.3 Ohnaka와 Watanabe(1987)의 方法

Ohnaka와 Watanabe(1987)는 側方境界上의 線流量을 주지 않고, 入射側이 되는 實際 計算領域의 外側에 Fig. 2와 같이 平行等深線으로 沿岸方向의 길이  $L_y$  ( $=L/\sin \theta$ )를 갖는 假想의 計算領域을 設定한다.

波數의 非回轉性으로부터

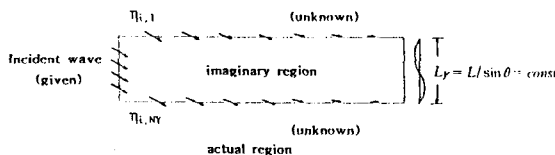


Fig. 2. Imaginary region.

$$\frac{\partial k_x}{\partial x} - \frac{\partial k_y}{\partial y} = 0 \quad (19)$$

을 얻을 수 있다. 여기서  $k_x, k_y$ 는 各各  $x, y$ 方向의 波數를 表示한다. 式 (19)은 假想領域內의 平行等深線을 假定하면,  $\frac{\partial k_y}{\partial y} = 0$ 이 되므로 다음이 成立하게 된다.

$$k_y = k \sin \theta = const. \quad (20)$$

$$L_y = \frac{L}{\sin \theta} = const. \quad (21)$$

여기서  $k, L$ 는 波의 進行方向의 波數 및 波長을 나타내고,  $\theta$ 는 波向角이며,  $L_y$ 는 沿岸方向의 波長이고, 海岸線方向으로 一定한 값을 가지게 됨을 알 수 있다.

假想計算領域의 沿岸方向의( $y$ 方向) 幅을  $L_y$ 와 같게 놓으면 時間依存 緩傾斜方程式에서 計算되는 水面變位  $\eta$ , 線流量  $Q_x, Q_y$ 는 沿岸方向으로 週期성을 갖게 된다. 式(3)을 이용하여 假想領域의 양쪽 側方境界上의  $Q_{y,i,1}, Q_{y,i,NY}$ 를 구하기 위해서는 假想領域 外의 값인  $\eta_{i,0}, \eta_{i,NY}$  값이 필요하게 된다. 여기에 沿岸方向의 週期성을 이용하면

$$\eta_{i,0} = \eta_{i,NY-1}, \eta_{i,NY} = \eta_{i,1} \quad (22)$$

이 되므로 側方境界上의 線流量을 포함한  $Q_x, Q_y$ 는 특별한 境界條件을 주지 않아도 假想領域內의 값으로 구해질 수 있다.

計算順序를 要約해 보면, 假想計算領域에서 沿岸方向의 分割數( $n=L_y/\Delta x$ )을 設定하고, 週期성을 이용한 側方境界條件을 사용하여 假想領域內에서 定常解가 얻어질 때까지 計算을 한다. 計算된  $Q_y$ 의 定常解를 實際計算領域의 側方入斜傾界上의  $Q_y$ 로 사용하면 된다. 만약 실제 計算領域內에 構造物 등에 의한 反射波가 發生하는 경우에는 式 (10)과 式 (11)을 사용하여 反射波를 투과시키면 된다.

## 4. 計算結果 및 檢討

### 4.1 假想領域

入射側이 되는 側方境界의 外側에 假想領域을 設定하여 假想領域內에서 計算된  $Q_y$ 의 振幅 및 位相의 定常解를 實際計算領域의 側方入射境界값으로 사용

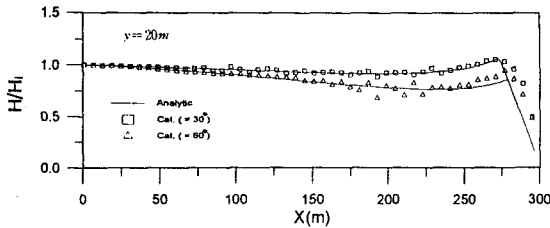


Fig. 3. Cross-shore distribution of the normalized wave heights in an imaginary region.

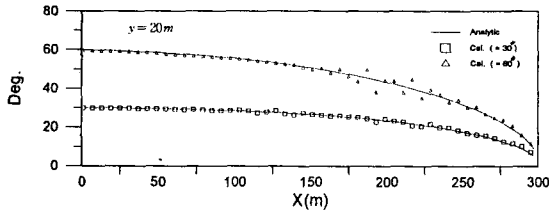


Fig. 4. Cross-shore distribution of the wave angles in an imaginary region.

하는 Ohnaka와 Watanabe(1987) 方法의 適用性을 檢討하기 위하여 設定한 假想領域의 크기는  $300\text{ m} \times L_y\text{ m}$ 이며, 底面傾斜은  $1/20$ 이고, 外海 入力條件으로 外海水深은  $15\text{ m}$ , 入射波高  $1\text{ m}$ , 週期  $5\text{ sec}$  그리고 波向은  $30^\circ$ 와  $60^\circ$ 로 하였다. 計算格子間隔은  $\Delta x = 2\text{ m}$ ,  $n (= L_y / \Delta y) = 20$ , 時間間隔  $\Delta t = 0.1\text{ sec}$ 로 하였다.

計算領域 中央( $y = 20\text{ m}$ )에서 海岸線에 直角方向의 波高 및 波向을 구해 解析解와 比較한 結果는 各各 Fig. 3 및 Fig. 4와 같다. 그림 중의 實線은 式 (9) 및 Snell의 法則을 意味하고, 碎波帶 外에서는 屈折變形의 解析解에 該當한다. 이 그림에서 入射波向이  $30^\circ$ 인 경우 波高 및 波向이 解析解에 거의 一致하고 있으며,  $60^\circ$ 인 경우는 碎波帶 前面領域에서 波高 및 波向이 解析解에 약간 벗어나지만 全般的으로 양호한 結果를 보이고 있다. 이러한 結果로부터 平行等深線으로 이루어진 計算領域에 傾斜지게 入射하는 波의 水面變位 및 線流量이 沿岸方向으로 一定한 週期性을 갖는다는 特性을 이용한 Ohnaka와 Watanabe(1987)의 方法은 計算 全體領域의 波高 및 波向을 效果의 再現할 수 있을 뿐만 아니라 側方入射傾界로서 유용하게 사용할 수 있음을 알 수 있다.

#### 4.2 實際領域

側方入射傾界로서, Maruyama와 Kajima(1985),

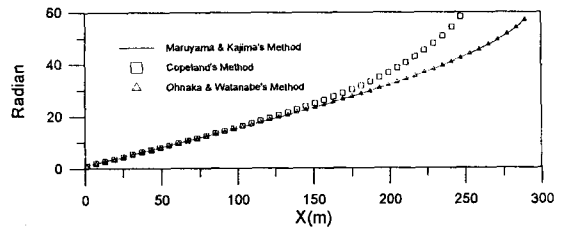


Fig. 5a. Cross-shore distribution of the phases at an incident side boundary( $\theta = 30^\circ$ ).

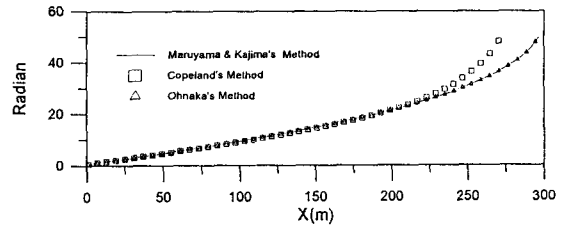


Fig. 5b. Cross-shore distribution of the phases at an incident side boundary( $\theta = 60^\circ$ ).

Copeland(1985) 그리고 Ohnaka와 Watanabe(1987) 方法들의 效果를 比較, 檢討하기 위하여 水深이 一定하게 變化하는 計算領域에 適用시켜 보았다. 計算領域의 크기는  $300\text{ m} \times 200\text{ m}$ 이며 그 밖의 入力條件은 假想境界의 경우와 同一하게 주었고, 計算 格子間隔 및 時間間隔은 CFL條件을 만족시키도록  $\Delta x = 2\text{ m}$ ,  $\Delta y = 2\text{ m}$  그리고  $\Delta t = 0.1\text{ sec}$ 로 하였다.

우선, 水深이 一定하게 變化하는 入射側 側方境界上의 線流量  $Q_y$ 의 位相變化를 計算해 보았다. 그 計算結果는 Fig. 5a, Fig. 5b이다. 여기서 Maruyama와 Kajima(1985)의 位相 結果値는 式 (7)과 같이 一定한 傾斜面을 가진 側方入射傾界上에서 位相의 解析解에 해당된다. Ohnaka와 Watanabe(1987)의 方法으로 假想領域에서 구한 位相은 解析解와 一致하고 있으나, Copeland(1985)의 方法으로 구한 位相은 海岸線으로 갈수록 解析解에 벗어나고 있다. 그 이유는 水深이 變化하는 경우 側方入射傾界上의 入射波의 位相은 外海로부터 入射하는 地點의 位置와 水深에 影響을 받으나 Copeland(1985)는 거리에 따른 位相變化만 考慮하였기 때문이다.

入射波向이  $30^\circ$ 인 경우 計算領域 중앙( $y = 100\text{ m}$ )에서 海岸線에 直角方向의 波高 및 波向을 구해 Snell法則으로 구한 解析解와 比較한 結果는 Fig. 6, Fig. 7과 같고, 入射波向이  $60^\circ$ 인 경우는 Fig. 8, Fig. 9

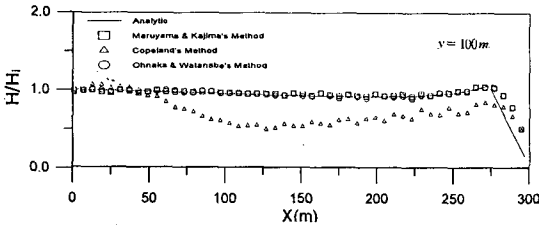


Fig. 6. Cross-shore distribution of the normalized wave heights in an actual region( $\theta=30^\circ$ ).

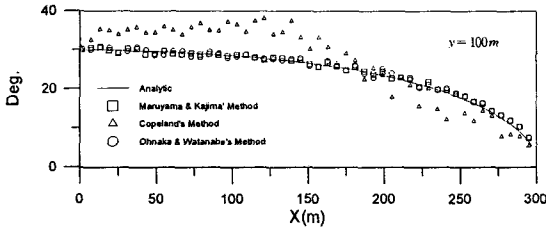


Fig. 7. Cross-shore distribution of the wave angles in an actual region( $\theta=30^\circ$ ).

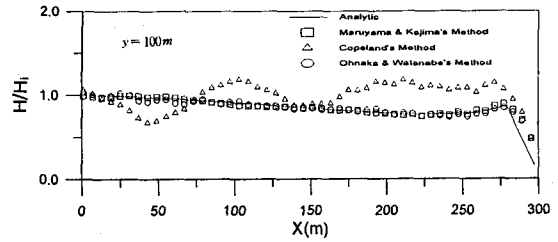


Fig. 8. Cross-shore distribution of the normalized wave heights in an actual region( $\theta=60^\circ$ ).

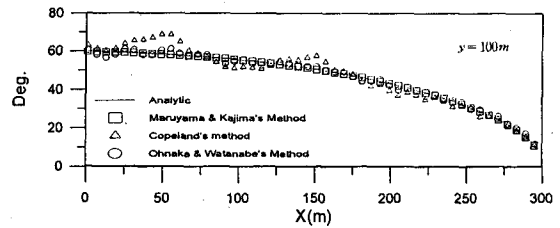


Fig. 9. Cross-shore distribution of the wave angles in an actual region( $\theta=60^\circ$ ).

와 같다. 計算結果를 보면 Maruyama와 Kajima(1985) 그리고 Ohnaka와 Watanabe(1987) 方法으로 側方境界를 處理한 結果値는 解析解와 거의 一致한다. 그러나 前者의 方法은 一定한 傾斜面을 갖는 경우의 解析解에 該當되므로 水深의 變化가 不規則한 波浪場에는 適用할 수 없는 반면에, 後者의 方法은 단순히 入射側이 되는 側方境界의 外側에 平行等深線으로 假定한 假想領域을 設定하여 實際領域의 側方入射境界値를 구하므로 一般的인 海底面을 가진 波浪場에도 適用할 수 있다. 한편, Copeland(1985)의 方法으로 구한 波高 및 波向의 結果値는 解析解에 많이 벗어 나고 있다. 그 理由는 앞서 記述한 바와 같이 側方入射境界의 入力條件인 線流量 振幅, 位相 그리고 波向 計算에서 水深變化의 影響이 考慮되지 않기 때문이라 생각되고, 同一한 水深條件에서 入射波向이 크면 水面變位の 振幅 및 位相의 變化가 작게 나타나기 때문에 入射波向이  $30^\circ$ 보다  $60^\circ$ 인 경우의 計算結果가 더 양호하게 나타난다고 判斷된다.

### 5. 結 論

時間依存 緩傾斜方程式을 이용하여 傾斜지게 入射하는 波浪場을 解析할 때 入射境界 뿐 아니라, 側方

境界 中 하나는 入射境界로 處理하여야 한다.

側方入射境界로서, Maruyama와 Kajima(1985), Copeland(1985) 그리고 Ohnaka와 Watanabe(1985) 方法을 考察한 後, 一定한 傾斜面을 가진 波浪場에 適用시켜 各 方法들의 特性을 살펴본 結果 다음과 같은 結論을 얻을 수 있다.

1) Maruyama와 Kajima(1985)의 方法으로 구한 側方入射境界値는 一定한 海底傾斜面을 갖는 경우의 側方入射境界에서 解析解에 該當하므로 이 方法은 水深의 變化가 不規則한 波浪場에는 適用할 수 없다.

2) Copeland(1985)의 方法은 側方入射境界의 入力條件인 線流量의 振幅, 位相 그리고 波向計算에서 水深變化의 影響이 考慮되지 않았기 때문에 水面變位の 振幅 및 位相變化가 比較的 작게 나타나는 아주 완만한 海底地形을 갖는 波浪場에 比較的 簡便한 方法으로 使用할 수 있다.

3) Onaka와 Watanabe(1987)의 方法은 側方境界의 外側에 平行等深線으로 假定한 假想領域을 設定하여 傾斜지게 入射하는 波의 水面變位 및 線流量의 沿岸方向의 周期性을 이용한 方法으로 計算領域의 波高 및 波向을 效果의 再現할 수 있을 뿐만 아니라 不規則한 海底傾斜를 가진 波浪場의 側方入射境界를 處理하는데 가장 適切한 方法임을 알 수 있다.

4) 水面變位の 振幅 뿐만 아니라 位相分布에 따라 크기와 形態가 決定되는 沿岸構造物 주위에서의 波高 및 海濱流를 計算할 경우에는 對象海域의 側方入射境界 處理로서 側方境界上의 不規則한 水深變化의 影響이 考慮된 水面變位の 振幅 및 位相을 側方入射境界值로 사용하는 Onaka와 Watanabe(1987)의 方法을 사용해야 波高 및 海濱流를 精確히 豫測할 수 있다고 判斷된다.

### 참고문헌

- 郭文秀, 洪吉杓, 片宗根, 1990. 時間依存 緩傾斜方程式을 이용한 港内 波高分布計算, 韓國海岸·海洋工學會誌, 2 (1), 18-27.
- 金仁澈, 1990. 沿岸域 構造物 주위에서의 波浪과 海濱流의 數值模型에 關한 研究, 서울大學校 博士學位論文.
- Berkhoff, J.C.W., 1972. Computation of combined refraction-diffraction, *Proc. 13th ICCE*, ASCE, pp. 471-490.
- Booij, N., 1981. Gravity waves on water with non-uniform depth and current, *Rep. No 81-1*, Civil Eng., Delft University of Technology.
- Copeland, G.J.M., 1985. A practical alternative to the mild slope equation, *Coastal Eng.*, 9, pp.125-149.
- Engquist, B. and Majida, A., 1977. Absorbing boundary condition for the numerical simulation of waves, *Math. of Comp.*, 139(31), pp. 629-651.
- Isobe, M., 1994. Comparative study of equation for analyzing coastal wave transformation, *JSCE*, 491, pp. 1-14. (in Japanese).
- Kirby, J.T., Lee, C. and Rasmussen, C., 1992. Time-dependent solutions of mild-slope wave equation, *Proc. 23th ICCE*, ASCE, pp. 391-404.
- Maruyama, K. and Kajima, R., 1985. Two dimensional wave calculation method based on unsteady mild slope equation, *Rep. Electric Central Res. Inst.*, 384 041.
- McCowan, J., 1891. On the solitary wave, *Philosophical magazine*, 5th Series, 32(134), pp. 45-48.
- Ohnaka, S. and Watanabe, A., 1988. Numerical modeling of wave deformation with a current, *Proc. 21th ICCE*, ASCE, pp. 393-407.
- Watanabe, A. and Maruyama, K., 1986. Numerical modeling of nearshore wave field under combined refraction, diffraction and breaking, *Coastal Eng. in Japan*, 29, pp. 179-184.