

不規則波에 의한 沿岸流의 數值計算 Numerical Simulation on Longshore Current Produced by Random Sea Waves

權 正 坤
Jung Gon Kwon*

要 旨 : 現地海岸의 漂砂移動量을 正確히 豫測하기 위해서는, 漂砂移動의 主外力要素(*agitation force*)인 多方向不規則 波浪의 淺水變形 特性 및 그들에 의해서 發生하는 漂砂輸送 흐름으로서의 海濱流에 대해서 충분히 把握해 둘 必要가 있다. 그러나, 現在 提案되어져 있는 沿岸流 및 離岸流를 포함하는 海濱流 model은 대부분 規則波 理論에 근거를 두고 波浪特性을 表現하고 있기 때문에 波浪의 不規則性 및 方向分散性을 고려한 海濱流에 대한 研究는 極히 제한되어져 있다. 本 研究는 多方向不規則 波浪에 의한 沿岸流速의 算定에 관한 基礎的 研究로서, 主로 波別解析法에 의한 數值計算法을 提案함과 同時에 그들의 數值解析結果를 平面水理實驗과 比較함으로써 그 妥當性을 檢討했다.

Abstract □ To accurately estimate the rate of sediment transport in shallow water bodies, it is necessary to investigate the irregular waves transformation characteristics and nearshore currents produced by random sea waves. Most of studies on numerical models for nearshore currents are based on the theory of monochromatic waves and thus, very few nearshore models take into account the effect of irregularities in the height, period and directional spreading of incident waves. The numerical simulation model for nearshore currents used in this paper considers the effect of irregularities of incident waves, based on Individual Wave Analysis. The computational results are compared and shown in a reasonable agreement with the experimental data.

1. 概 說

現地沿岸에서 일어나는 漂砂移動量을 正確히 豫測하기 위해서는 漂砂移動에 직접관련이 되어 있는 淺海域에 있어서의 多方向不規則 波浪의 淺水變形 特性 및 그로 인해 發生하는 漂砂輸送 흐름(海濱流)에 대해 충분히 把握할 必要가 있다.

그러나 現在에 있어서의 沿岸流 및 離岸流를 포함한 海濱流의 model은 대부분 規則波理論에 근거를 두고 波浪特性을 表現하고 있기 때문에, 入射波浪의 不規則性 및 方向分散性을 考慮한 海濱流의 研究는 많지 않다. 그 中 山口(1986)에 의한 海濱流의 model은 波浪의 淺水, 碎波變形에 근거를 두고 행해졌지만,

非線形性이 卓越한 碎波領域을 포함하는 淺海域에 있어서도 方向分布 함수는 碎波後에도 不變이라는 Vincent(1985)의 假定을 適用하고 있다. 그리고 非定常緩傾斜 方程式에 의해서 不規則波의 淺水, 碎波變形을 행한 渡邊 等(1988)은 不規則波를 正弦의 成分波의 合成으로서 取扱해 波浪의 淺水, 碎波變形을 求하는 方法을 提案하고 있지만 方向分散이 考慮되지 않는 2次元의 波浪變形方法으로서 多方向不規則 波浪場에 대한 理論의 擴張 및 그들에 의해 發生하는 海濱流의 算定에 대한 研究가 必要하다.

本 研究는 多方向不規則 波浪에 의한 沿岸流速 算定の 基礎的 研究로서 不規則 波浪의 傳播特性에 대한 二次元 水理實驗 및 考察을 행한다. 그리고 不

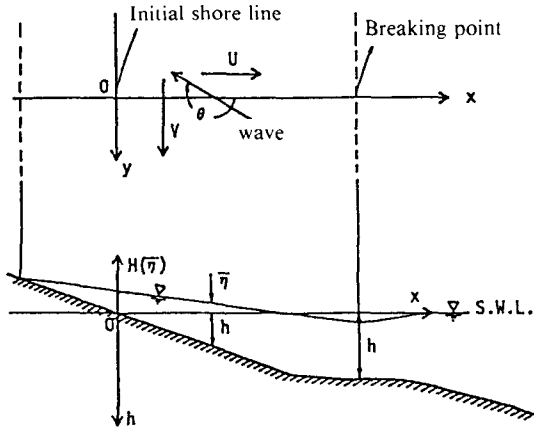


Fig. 1. Coordinate system.

規則波浪의 傳播特性에 대한 研究成果를 토대로 多方向 不規則 波浪場에 있어서의 海濱流의 數值計算法(特히 radiation stress의 評價法)을 提案함과 同時에, 그들의 數值計算結果를 平面水理實驗과 比較함으로써 本 研究에서 提案한 數值解析 model의 妥當性을 檢討한다.

2. 海濱流의 基礎方程式

2.1 基礎方程式

本 研究에서의 海濱流의 數值計算은 流體運動의 連續式 및 Navier-Stokes 方程式을 水深方向에 대하여 積分하고 時間平均을 취함으로써 얻어지는 基礎式에 의해서 행한다.

Fig. 1에서 表示한 바와 같이 靜水面上 汀線方向을 y 軸, 汀線直角方向을 x 軸, 鉛直上方을 z 軸으로 취한 座標系를 취하면 충분히 長한 時間에 걸쳐 平均되어진 平均水位 變動量($\bar{\eta}$) 및 海濱流의 x 및 y 軸 方向流速成分 u, v에 대한 基礎式은 다음과 같이 表現할 수 있다.

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \{U(h+\bar{\eta})\} + \frac{\partial}{\partial y} \{V(h+\bar{\eta})\} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{1}{\rho(h+\bar{\eta})} \left\{ \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \right\} \\ = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\bar{\tau}_x}{\rho(h+\bar{\eta})} + L' \nabla^2 U \end{aligned}$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{1}{\rho(h+\bar{\eta})} \left\{ \frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right\}$$

$$= -g \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{\bar{\tau}_y}{\rho(h+\bar{\eta})} + L' \nabla^2 V \quad (2)$$

여기서, $\bar{\tau}_x, \bar{\tau}_y$, 底面전단력이고, 渦動粘性係數(L')은 Longuet-Higgins(1970)에 의한 다음을 사용한다.

$$L' = \frac{Nh\sqrt{gh}}{\tan \theta} \quad (3)$$

여기서, $\tan \theta$ 는 海底傾斜, N 는 無次元 常數로서 $0 < N < 0.016$ 의 값을 취한다고 알려져 있다. Radiation stress(S_{ij})는 後述할 2.2의 式(7)로서 定義되어 지지만, 일정 方向(θ)를 가지는 單一正弦波의 경우 水位 變動 $\eta(t)$ 및 물 粒子速度 U_w, V_w, W_w 에 대해 微小 振幅波 理論을 適用하면 S_{ij} 는 다음과 같이 表現되어 진다.

$$S_{xx} = E \frac{C_g}{C} \cos^2 \theta + \frac{E}{2} \left(2 \frac{C_g}{C} - 1 \right)$$

$$S_{xy} = E \frac{C_g}{C} \sin \theta \cos \theta$$

$$S_{yy} = E \frac{C_g}{C} \sin^2 \theta + \frac{E}{2} \left(2 \frac{C_g}{C} - 1 \right) \quad (4)$$

여기서 C 는 波速, C_g 는 群速度, $E = \frac{1}{8} \rho g H^2$ 이며, θ 는 Fig. 1에서 定義되어진 波向이다. 또한, 底面전단력은 Sawaragi(1978)에 의해 提案되어진 다음식을 使用한다.

$$\bar{\tau}_x = \frac{\rho}{2} f_w F_c^2 / (U^2 + V^2)^{1/2} * U$$

$$\bar{\tau}_y = \frac{\rho}{2} f_w F_c^2 / (U^2 + V^2)^{1/2} * V$$

$$F_c = \frac{U_w^2}{2} + \frac{(U^2 + V^2)}{4} \quad (5)$$

여기서 U_w 는 波浪에 의한 底面 물 粒子速度 振幅, f_w 는 摩擦係數이고 Swart(1974)의 式을 使用한다.

$$f_w = \exp \{ -5.977 + 5.113 (a_m/k_s)^{-0.194} \} \quad (6)$$

a_m ; 水底에서의 물 粒子軌道の 最大振幅.

k_s ; 粗度 높이

式(1), (2)로부터 radiation stress의 空間的 傾斜가 海濱流의 基因력이 된다.

2.2 方向分散이 없는 不規則 波浪場에서의 radiation stress의 表現方法

Longuet-Higgins(1970)는 波浪의 運動에 따른 過剩運動量 flux로부터, radiation stress를 다음과 같이 定義하고 있다.

$$\begin{aligned} S_{xx} &= \int_{-h}^{\eta} \rho (u_w^2 - w_w^2) dz + 1/2 \rho g \eta^2 (t) \\ S_{xy} &= \int_{-h}^{\eta} \rho (u_w v_w) dz \\ S_{yy} &= \int_{-h}^{\eta} \rho (v_w^2 - w_w^2) dz + 1/2 \rho g \eta^2 (t) \end{aligned} \quad (7)$$

여기서 h 는 水深, η 는 正弦進行波가 存在할 경우의 表面波形 $z = \eta$ 이다.

一般的으로, 方向分散이 없는 不規則波의 水位變動은

$$\eta = \sum_{i=1}^N a_i \cos \phi_i \quad (8)$$

$$\phi_i = k_i x - \sigma_i t + \epsilon_i \quad (9)$$

로서 表現되어 진다. 여기서, 微小振幅波理論을 適用하면, 水平 및 鉛直方向의 물 粒子速度는 다음과 같이 된다.

$$u_w = \sum_{i=1}^N \frac{a_i k_i g \cosh k_i (h+z)}{\sigma_i \cosh k_i h} \cos \phi_i \quad (10)$$

$$w_w = \sum_{i=1}^N \frac{a_i k_i g \cosh k_i (h+z)}{\sigma_i \cosh k_i h} \sin \phi_i$$

式(8) 및 (10)의 각각의 時系列을 自승하여 整理하면 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} \eta^2 &= \sum_{i=1}^N a_i^2 \cos^2 \phi_i + \sum_{m=1}^{N-1} \sum_{n=m+1}^N a_m a_n (\cos(\phi_m - \phi_n) \\ &\quad + \cos(\phi_m + \phi_n)) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} u^2 &= \sum_{i=1}^N A_i^2 \cos^2 \phi_i + \sum_{m=1}^{N-1} \sum_{n=m+1}^N A_m A_n (\cos(\phi_m - \phi_n) \\ &\quad + \cos(\phi_m + \phi_n)) \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} w^2 &= \sum_{i=1}^N B_i^2 \sin^2 \phi_i + \sum_{m=1}^{N-1} \sum_{n=m+1}^N B_m B_n (\cos(\phi_m - \phi_n) \\ &\quad + \cos(\phi_m + \phi_n)) \end{aligned} \quad (11)$$

여기서

$$\begin{aligned} A_i &= -a_i \sigma_i \frac{\cosh k_i (h+z)}{\sinh k_i h} \\ B_i &= -a_i \sigma_i \frac{\sinh k_i (h+z)}{\sinh k_i h} \end{aligned} \quad (12)$$

그러므로, S_{xx} 는 式(11)을 式(12)에 代入하여, 時間平均을 취함으로써 다음과 같이 表現(Jen-Men Lo, 1988)할 수 있다.

$$\begin{aligned} S_{xx} &= \frac{\rho}{2} \sum_{i=1}^N \frac{a_i^2 \sigma_i^2 h}{\sinh^2 k_i h} + \frac{\rho g}{4} \sum_{i=1}^N a_i^2 \\ &\quad + \rho \sum_{m=1}^{N-1} \sum_{n=m+1}^N \frac{a_m a_n \sigma_m \sigma_n \sinh(k_m - k_n) h}{(k_m - k_n) \sinh k_n h \sinh k_m h} \cos(\phi_m - \phi_n) \\ &\quad + \frac{\rho g}{2} \sum_{m=1}^{N-1} \sum_{n=m+1}^N a_m a_n \cos(\phi_m - \phi_n) \end{aligned} \quad (13)$$

또한 式(8) 및 (11)을 利用하여, 單一正弦波를 對象으로서 微小振幅波 近似를 행하면, $S_{xy} = 0$ 가 되어 一般的인 規則波의 radiation stress로서 다음 式이 얻어진다.

$$\begin{aligned} S_{xx} &= E \left(\frac{1}{2} + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right), \quad S_{xy} = 0 \\ S_{yy} &= E \frac{kh}{\sinh 2kh} \end{aligned} \quad (14)$$

以上の 結果로부터 方向分散이 없는 不規則 波浪場의 radiation stress를 推定하는 方法으로서 다음과 같은 解析方法을 假定할 수 있다.

2.2.1 波別解析法

式(14)에 의해서 波別解析되어진 個個波의 radiation stress를 求해 그 出現頻度を 考慮한 加重平均을 행함으로써 radiation stress를 求하는 方法이며 다음 式으로 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} S_{xx} &= \sum_{I=1}^{NGI} \sum_{J=1}^{NGJ} S_{yy}(I, J) p(I, J) \\ S_{yy} &= \sum_{I=1}^{NGI} \sum_{J=1}^{NGJ} S_{yy}(I, J) p(I, J) \end{aligned}$$

여기서 NGI , NGJ 는 각각의 波高, 週期の 分割數, $S_{ij}(I, J)$ 는 波高가 I 열, 週기가 J 열인 경우의 個個波에 대한 式(4)로부터 計算되어진 radiation stress이다.

Table 1. Statistical characteristics of measured waves

Experimental case		Depth (cm)	H _{1/3} (cm)	T _{1/3} (sec)	H _{rms} (cm)	T _{rms} (sec)
1	1.0 Hz	53.0	6.83	1.00	5.93	1.01
2	1.0 Hz+0.5 Hz	54.0	10.08	0.997	7.57	1.02
3	1.0 Hz+0.6 Hz	53.0	5.13	1.48	4.55	1.68
4	1.0 Hz+0.6 Hz	53.0	5.32	1.51	4.56	1.60
5	1.0 Hz+0.65 Hz	53.0	4.40	1.32	3.67	1.52
6	1.0 Hz+0.7 Hz	53.0	4.03	1.29	3.09	1.33
7	1.0 Hz+0.7 Hz	53.0	6.51	1.26	5.04	1.34
8	1.0 Hz+0.8 Hz	53.0	3.56	1.13	2.57	1.13
9	1.0 Hz+0.8 Hz	53.0	4.96	1.13	3.59	1.12
10	irregular wave	54.0	7.27	1.12	5.30	1.08

그리고 p(I, J)는 I, J열의 波浪의 出現確率이다.

2.2.2 成分波法

不規則 波浪의 각각의 成分波에 對해 淺水, 碎波 變形을 行하여, 各 地點에서 的 그들의 成分波에 의한 時系列을 作成해 式(7)에 依해서 水深方向으로 積分 및 時間平均을 취함으로서 radiation stress를 求하는 方法(혹은 式(13)에 成分波의 振幅을 代入함으로서 求하는 方法).

2.2.3 代表波法

波別解析法에 依해서 求해지는 統計波의 諸元(1/10 有義波, 1/3 有義波, rms波 等)을 使用하여 式(14) 로부터 radiation stress를 求하는 方法.

이와 같이 不規則 波浪場이 radiation stress의 表現方法은 不規則 波浪場의 淺水, 屈折 및 碎波變形의 計算手法에 依해서 相異하다. 一般의 2次元 水槽 內에서 淺水, 碎波하는 波浪에 依해서 生기는 平均 水位變動量($\bar{\eta}$)는 式(2)의 x方向 運動量方程式으로부터 다음과 같이 表現할 수 있다.

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} = - \frac{1}{\rho(h + \bar{\eta})} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} \tag{15}$$

本 研究에 依해서 的 外見상의 碎波帶에 依해서 上述한 3가지 方法에 依해서 計算되어진 S_{xx}의 海안에서 水深이 깊은 方向으로의 傾斜(式(15)의 右邊)와 實測되어진 平均水位의 傾斜(式(15)의 左邊)의 相關을 조사함으로서 각각의 表現方法의 妥當性에 對해서 檢討한다.

不規則 波浪變形에 對한 2次元 水理實驗은 길이 30 m, 幅 75 cm, 높이 90 cm의 大阪大學 土木工學科

水理實驗室內의 2次元 水槽에서 行해졌다. 波浪의 測定은 水槽內 斜面上에 設置되어져 있는 8臺의 容量式波高計에 依해서 行했다. 實驗對象波는 1.0 Hz의 單一成分波, 8종류의 2成分 合成波 및 Bretschneider-光易型의 不規則波이고, 그들에 對한 實驗波의 統計諸量은 Table 1에 나타나 있다.

上述한 3가지 方法에 依해서 얻어지는 各 水深別의 推定 radiation stress는 다음과 같은 方法에 依해서 初期值를 入力했다.

(2.2.1)의 波別解析法으로 計算할 경우에는 각각의 水深에서 測定되어진 水位變動을 波別解析(zero-down-cross)함으로서 求해지는 波高와 週期の 結合確率分布를, (2.2.2)의 成分波法으로 計算할 경우에는 實測되어진 水位變動으로부터 얻어지는 成分波의 振幅을, (2.2.3)의 代表波法은 波別解析되어진 個個波의 rms 波高와 rms 週期를 使用했다.

Fig. 2~4는 각각(2.2.1)~(2.2.3)의 方法에 依해서 求해지는 S_{xx}의 空間的 傾斜에 (-1)을 곱한 값(式(15)의 右邊)을 縱軸으로, 實測되어진 $\bar{\eta}$ 의 空間的 傾斜(式(15)의 左邊)를 橫軸으로 取하여 그들의 相關關係를 조사한 것이다. 또한, 그림 中의 symbol은 Table 1에서 나타난 각각의 實驗 case에 對應하고 있고, radiation stress의 傾斜를 計算할 경우의 平均 水位變動量 $\bar{\eta}$ 는 水深에 比해서 미소한 것으로 간주하여 $h + \bar{\eta} \approx h$ 로서 計算했다. 또한 成分波法에 依한 成分波의 振幅으로서 S_{xx}를 計算할 경우에 依해서 基本周波數 및 倍周波數의 振幅을 考慮했다. Fig. 2~4를 보면 波高 및 週期の 結合確率分布로부터 計算된 S_{xx}를 使用한 Fig. 2를 개략적으로 보면 가장 相關이

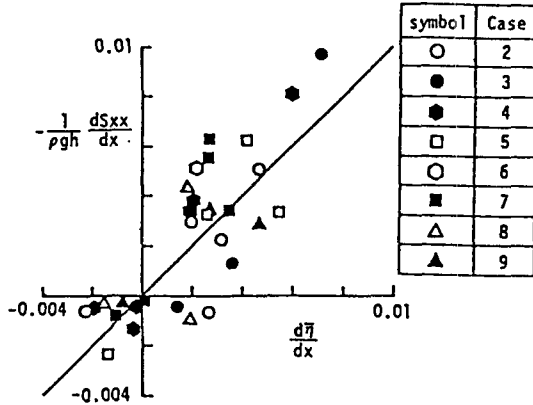


Fig. 2. Relation between measured $\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x}$ and calculated $\frac{1}{\rho(h+\bar{\eta})} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x}$ (individual wave analysis).

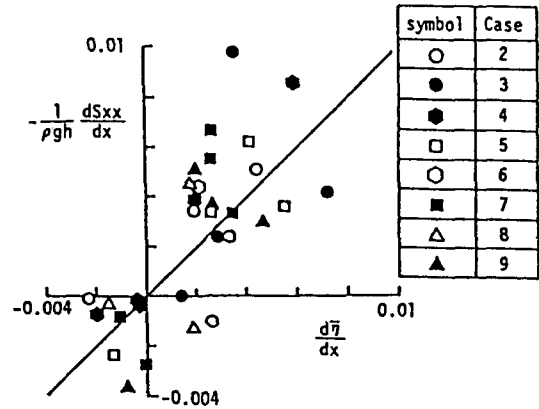


Fig. 4. Relation between measured $\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x}$ and calculated $\frac{1}{\rho(h+\bar{\eta})} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x}$ (representative wave analysis).

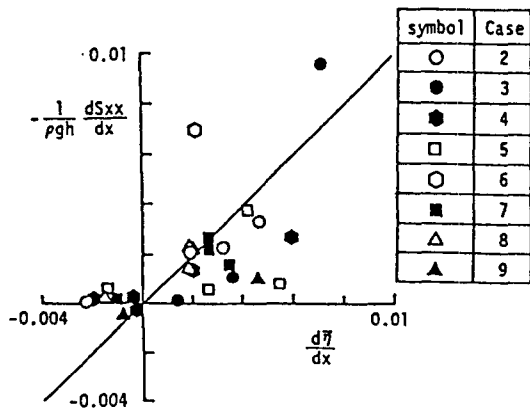


Fig. 3. Relation between measured $\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x}$ and calculated $\frac{1}{\rho(h+\bar{\eta})} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x}$ (component wave analysis).

높고, 實際의 平均水位傾斜와 比較的 잘 一致하고 있다는 것을 알 수 있다. 成分波의 振幅을 사용한 Fig. 3은 周波數成分間의 差 및 合의 振幅을 考慮하지 않았기 때문에 S_{xx} 의 傾斜는 實際의 $\bar{\eta}$ 의 傾斜보다도 過小評價되어 지고 있다. 이것은 入射波浪의 淺水變形에 의해 增加하는 基本周波數 以外的 周波數成分을 考慮하면, 實測되어진 $\bar{\eta}$ 의 傾斜에 가장 近접할 수 있다는 것이 予測되어 지지만, 入射波浪의 淺水, 碎波變形에 따른 周波數間의 energy 移送에 대한 研究가 충분히 解明되어져 있지 않는 現段階에 있어서는, 成分波法에 의한 radiation stress의 推定 및 $\bar{\eta}$ 의 變化를 予測하는것은 困難하다. 또한 rms 統計波에 의해서 計算되어진 S_{xx} 를 사용한 경우의 Fig. 4를 보면

成分波法의 경우보다도 相關은 높으나, 全體의인 산란이 크다. 그러므로 不規則 波浪의 平面的인 radiation의 表現方法으로서는 波高, 週期의 結合分布로부터 얻어지는 波別解析法에 의한 radiation stress의 表現法이 妥當하다는 것을 알 수 있다.

3. 波別解析法에 의한 沿岸流의 數值計算

前述한 바와 같이 radiation stress의 表現方法은 不規則 波浪場의 淺水屈折 및 碎波變形의 計算方法에 따라 相異하며, 平均的으로 보면 波別解析法이 다른 것에 비하여 實測되어진 $\bar{\eta}$ 를 가장 精度 높게 表現할 수 있다는 것을 明白히 했다. 그러므로 本 研究은 이러한 研究成果로부터 主로 波別解析法에 의해 不規則波에 의해서 發行하는 沿岸流 數值 model을 提案했다.

本 研究에서 對象으로 하고 있는 多方向不規則 波浪場에서의 海浜流는 2.2에서 說明한 波高 및 週期の 不規則性 以外에 波向(方向)의 分散을 考慮한 radiation stress를 推定할 必要가 있다. 그러므로 波別解析法에 의한 方向分散이 考慮된 radiation stress는 다음과 같은 式으로 計算할 수 있다.

$$S_{xx} = \sum_{I=1}^{NGI} \sum_{J=1}^{NGJ} \sum_{K=1}^{NGK} S_{xx}(I, J, K) p(I, J, K)$$

$$S_{xy} = \sum_{I=1}^{NGI} \sum_{J=1}^{NGJ} \sum_{K=1}^{NGK} S_{xy}(I, J, K) p(I, J, K)$$

$$S_{yy} = \sum_{I=1}^{NGI} \sum_{J=1}^{NGJ} \sum_{K=1}^{NGK} S_{yy}(I, J, K) p(I, J, K) \quad (16)$$

여기서 NGI, NGJ, NGK는 각각 波高, 週期 및 方向(波向)의 分割數이고, $S_{ij}(I, J, K)$ 는 波高가 I열, 週期가 J열, 波向이 K열의 個個波에 대한 式(4)로부터 計算되어진 radiation stress이다. 그리고 $p(I, J, K)$ 는 I, J, K열의 波浪의 出現確率을 나타낸다. 一般적으로 單一正弦波에 대해서 式(4)를 使用하여 推定한 radiation stress는 碎波帶內에서 實際의 radiation stress S_{ij} 를 過大評價하고 있다고 알려져 있다. 그러므로 本研究는 式(4)로부터 求해지는 個個波의 radiation stress S_{ij} 를 金 등(1984)이 提案한 低減係數 A_s 를 곱함으로써 S_{ij} 를 추정했고, A_s 는 다음과 같다.

$$A_s = \frac{16}{3} (0.075 + 0.45 \frac{h_b}{L_o})$$

여기서, h_b ; 碎波水深, L_o ; 深海波高이다.

3.1 數值計算 scheme

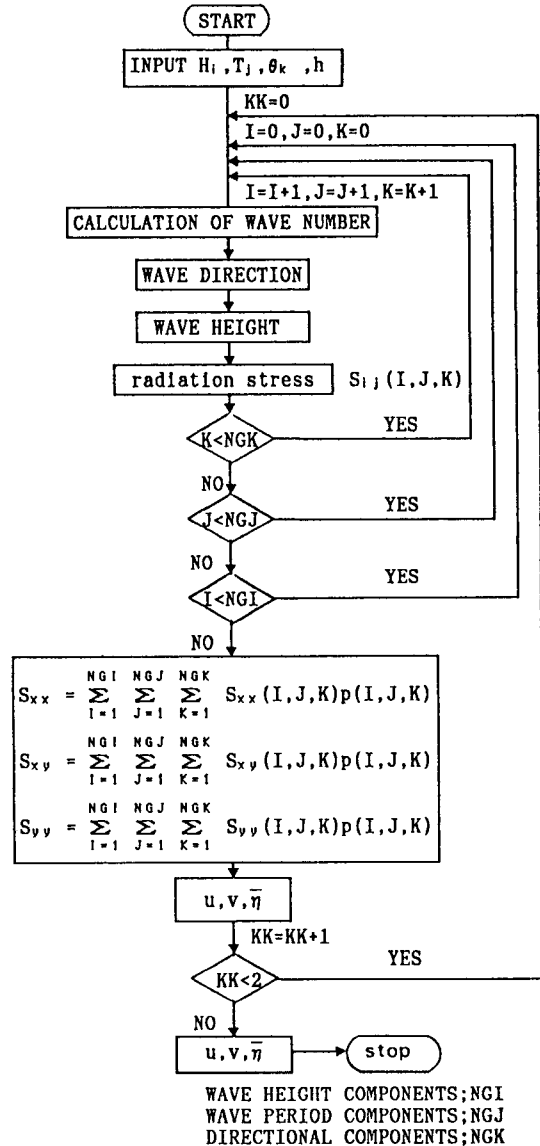
式(1), (2)에 의한 海浜流의 計算에 있어서의 差分近似解法의 한 가지로서 提案된 ADI法(CHOPS Program Library, 1987)을 採用했다. 이 ADI法은 非定常 解析이기 때문에 定常狀態의 判斷 및 構造物 周邊의 境界條件의 決定 등 약간의 問題點이 있지만, 計算式의 簡單性 및 計算의 安定性이 우수하다. 波別解析法에 의한 海浜流의 數值計算을 行할 경우 流通圖는 Table 2에 나타나 있고, 計算에 있어서의 波向 및 波高의 計算은 基本的으로 E. K. Noda 등(CHOP Program Library, 1987)에 의해 提案되어진 格子點法에 의해서 行했다.

3.2 平面水理實驗

3.2.1 實驗方法 및 實驗諸元

沿岸流速에 미치는 不規則 波浪의 影響을 조사하기 위한 平面實驗은 Fig. 5에 表示한 바와 같이 深海의 水深 36 cm, 海底傾斜 1/10, 길이 15 cm, 幅 5.5 m의 平面水槽를 사용했다. 波高의 測定(Fig. 中の ○, △ 表示)은 容量式波高計로서 測定했고, 流速의 측정(Fig. 中の △, ▲ 表示)은 2成分 電子流速計 및 프 로펠라 流速計를 사용했다. 또한, 流況 및 流向을 조사하기 위해 tracer를 水槽內 汀線부근에 投入해 水槽의 上部 5 m 地點으로부터 16 mm Video Camera에

Table 2. Flow chart of longshore current model by individual wave analysis.



의해 撮影했다.

造波裝置는 길이 4.9 m의 flat 型造波板을 가지는 不規則波 發生裝置로서, 方向分布 함수가 Dirac의 δ 함수로서 주어지는 Bretschneider 光易型 周波數 스펙트럼을 가지는 不規則波와 2成分 合成波(0.9 Hz + 1.0 Hz)의 2 種類의 波浪을 발생시켰고, 造波板과 汀線이 이루는 角은 30°이다.

3.2.2 數值計算에서의 入力條件과 計算순서

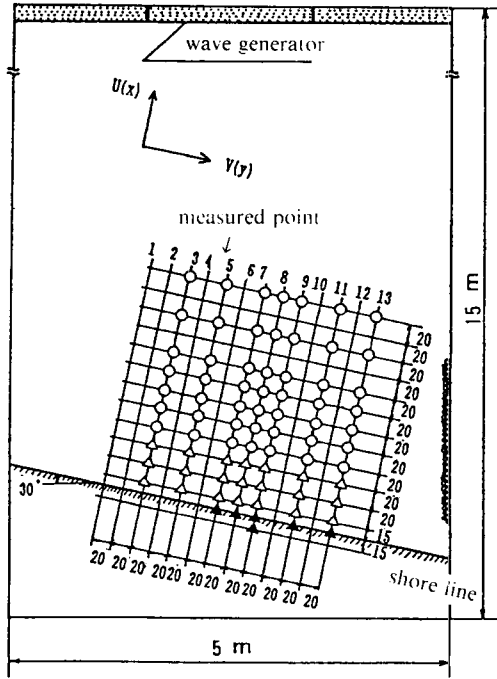


Fig. 5. Outline of experimental apparatus.

波別解析法에 의한 波高 및 波向의 計算과 式(1), (2)에 의한 海濱流의 數值計算에 있어서의 空間差分間隔(ΔS)은 5 cm, 海濱流의 計算에 있어서의 time step은 0.01 sec로서 行했다. 深海에 있어서의 波別解析法에 의한 入射波浪의 入力條件은, 水槽內 深海側에서 測定되어진 水位變動을 zero-down-crossing法으로서 波別解析함으로서 얻어지는 波高 및 週期의 結合頻度와 入射角은 150° 이다.

波別解析法에 의한 具體的인 계산순서는 Table 2에 表示한 것처럼 格子點에 의해 波浪變形 計算을 行한後 式(1), (2)를 ADI法으로 差分化해서 解를 구하고, 計算되어진 平均水位($\bar{\eta}$) 및 平均流速(u, v)를 初期條件으로 했다. 그 다음 그 初期條件을 使用하여 波浪場의 屈折, 淺水, 碎波變形 計算을 行하여 그 結果를 使用하여 다시 $\bar{\eta}$ 및 u, v 의 計算을 行했다. 즉, 波浪場과 흐름場의 干涉은 방대한 計算時間 때문에 1回만 考慮했다.

3.3 平面實驗과의 比較

3.3.1 入射波浪의 統計量의 淺水變形

Fig. 6, 7은 平面水槽深海端에서 測定되어진 2成分

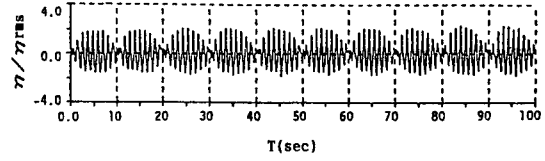


Fig. 6. Time series of 2-component waves.

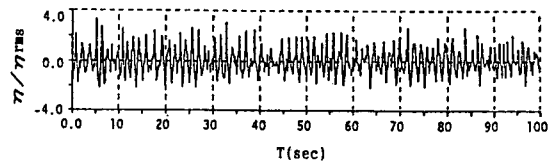


Fig. 7. Time series of irregular waves.

合成波 및 Bretschneider型 不規則 波浪의 時系列을 나타낸 것이고, 이 時系列로부터 波別解析法의 深海入射波 境界條件을 決定했다.

Fig. 8 및 Fig. 9는 Fig. 5의 平面水槽의 中心(Fig. 中の 側線 7의 地點) 側線에 있어서의 波浪의 統計量($H_{1/3}$ 및 H_{rms})과 平均水位($\bar{\eta}$)의 海안에서 심해방향 分布에 대한 實測值 및 數值計算結果를 나타낸 것이다. 그림 中の 點線 및 實線은 波別解析法에 의해 計算되어진 有義 波高($H_{1/3}$), rms 波高(H_{rms})이며, Fig. 中 下側의 點線은 波別解析法에 의해서 計算되어진 平均水位이다.

Fig. 8, 9에서 보여진 바와 같이 碎波前, 2成分 合成波 및 Bretschneider型 不規則波에 의한 計算値는 實測值(Fig. 中の \circ, Δ 表示) 보다 약간 過大, 過小評價 되어지는 傾向이 있지만 全體적으로 양호한 一致를 보여 주고 있다. 또한, 平均水位의 實測值(Fig. 中の \circ 表示)와 波別解析法에 의해 推定된 計算値와 거의 一致하고 있다는 것을 알 수 있다. 2.2에 있어서는 方向分散이 없는 不規則波의 2次元 淺水, 碎波變形 및 平均水位變動量을 予測할 경우, 波別解析法이 충분한 精度로서 適用할 수 있다는 것을 이미 보여 주었다. 또한 上述한 檢討로부터 屈折變化가 생기는 波浪場에 있어서도 波別解析法을 適用할 수 있다는 것을 알 수 있다. 그리고 Fig. 10, 11은 2成分 合成波 및 不規則波에 의한 흐름의 간섭이 고려된 波高의 平面分布($H_{1/3}$)를 나타낸 것이다.

本 研究에서는 平面的인 波浪場의 成分波法의 適用性에 대한 論議는 하지 않았으나, 著者が 行한 別

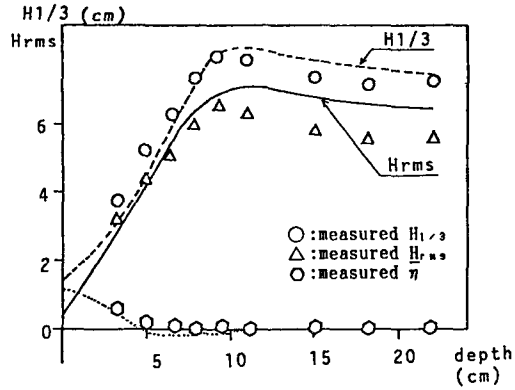


Fig. 8. Comparison between calculated and measured representative waves (2-component waves).

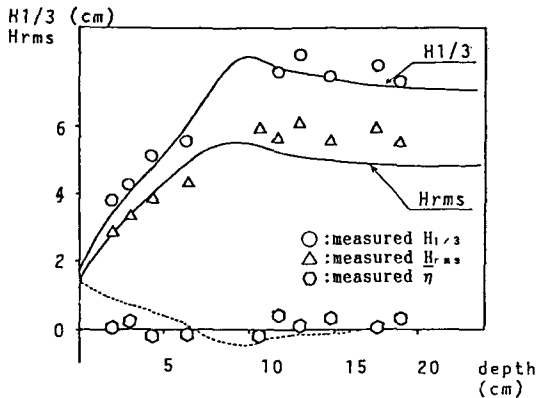


Fig. 9. Comparison between calculated and measured representative waves (irregular waves).

途의 研究(權, 1990)에 의해 다음과 같은 事項을 알 수 있었다. 즉, 水位變動으로부터 求해지는 各 成分波의 波高의 淺水變形에 대해서 調査한 結果, 基本周波數 成分波의 振幅은 明確한 碎波點을 나타내지 않고, 目視觀測된 碎波帶와는 關係없이 水深의 減少에 따라서 거의 一定하게 減衰한다는 것을 알 수 있었다. 이 點에 대한 物理的인 理由로서는 외견상의 波高는 碎波點을 境界로 하여 不連續의 變換하지만, 基本周波數 成分波가 가지고 있는 energy는 外견상의 碎波點과는 關係없이 深海에서부터 連續의 變換하고 外見상의 波高減衰를 일으키는 急激한 energy 逸散은 高周波數 成分(例를 들면, 2成分波의 合의 周波數成分)에서 일어난다는 것을 열거하고 있다.

그러므로 成分波法으로 平面的인 水理現象을 규명할 경우에는 成分波의 力學的 構造 및 性質에 대한

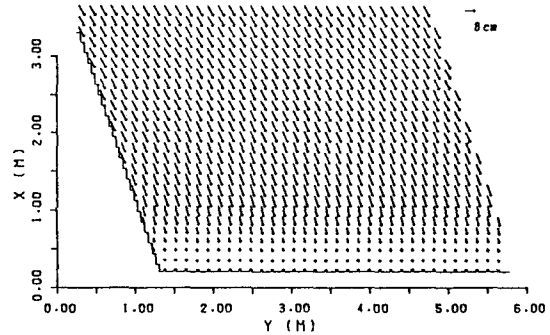


Fig. 10. Distribution of wave height and angle (2-component waves).

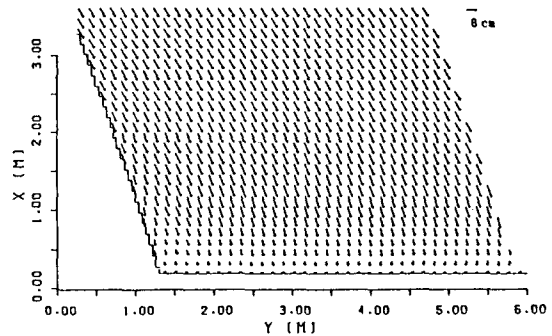


Fig. 11. Distribution of wave height and angle (irregular waves).

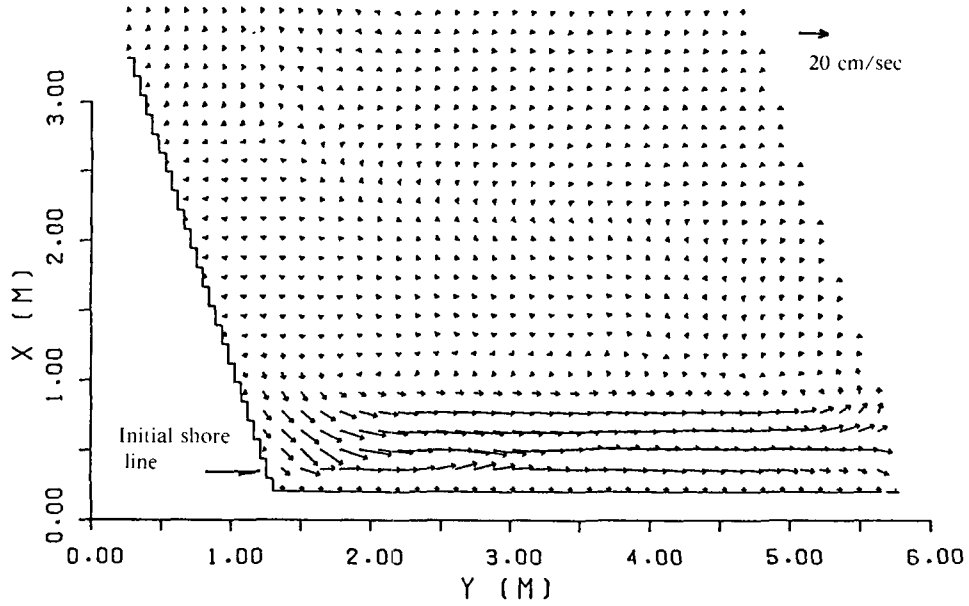
定性的 및 定量的인 研究가 今後 要望되어진다.

3.3.2 沿岸流速에 미치는 入射波浪의 不規則性의 影響

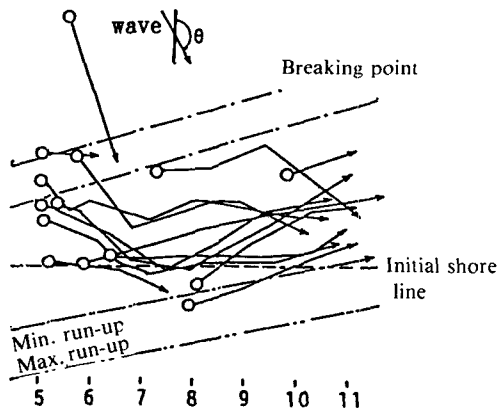
波別解析法에 의해 計算된 沿岸流速과 平面實驗結果를 比較, 檢討하여 波別解析法에 의한 沿岸流速 산정의 妥當性에 대해서 考察한다.

Fig. 12, 13은 2成分 合成波 및 Bretschneider-光易型 不規則波를 發生시킨 경우의 波別解析法에 의해 計算된 海浜流의 流況(Fig.의 (a))과 平面水槽의 中央測線 부근의 沿岸流速의 岸沖方向分布의 計算結果(Fig.(c)의 實線) 및 實測結果(Fig.(c)의 ○, ● 表示)를 比較한 것이다. 또한, Fig.(b)는 Tracer 解析으로부터 얻어지는 實測流況을 나타낸 것이고 Fig. 中の 數字는 Fig.5에서 표시한 測線番號를, 2點鎖線은 run-up point의 最大 및 最小地點을 나타내고 있다.

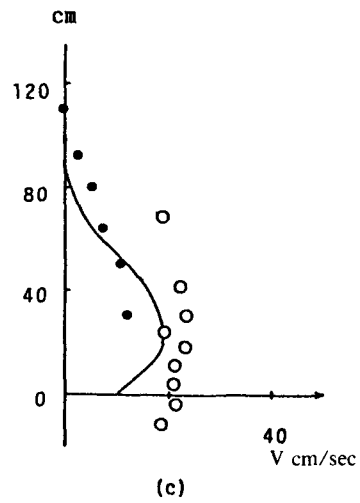
Fig. 12(c)의 ● 表示는 水平方向 2成分 電磁流速計 및 프로펠라 流速計로부터 얻어진 實測沿岸流速을, ○ 表示는 平面水槽의 거의 中央測線上의 Tracer 解析



(a) Calculated nearshore current pattern



(b) Measured nearshore current pattern



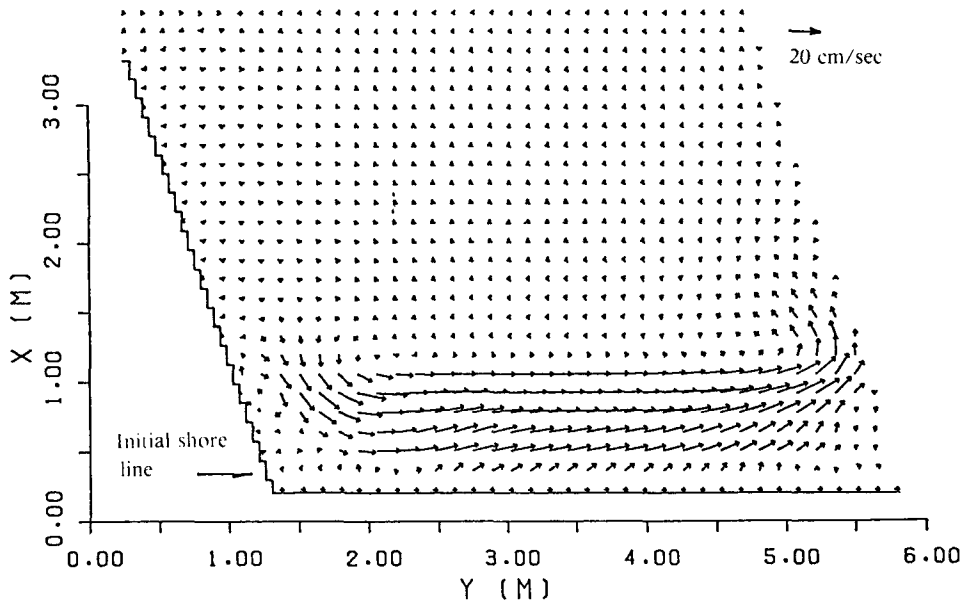
(c) Calculated and measured longshore current velocity distribution

Fig. 12. Comparison between calculated and measured nearshore current (2-component waves).

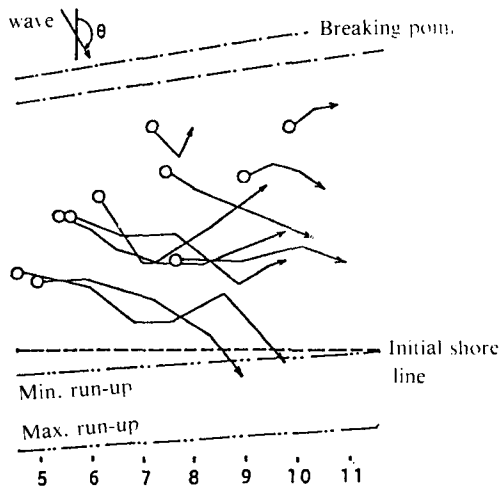
으로부터 얻어진 實測沿岸流速을 表示하고 있다. 이와 같은 計算結果로부터 Fig. 13의 Bretschneider-光易型 不規則波에 의해서 計算되어진 沿岸流速의 海岸-심해 分布는 Fig. 12의 2成分合成波로부터 計算되어진 沿岸流速의 海岸-심해 分布 보다도 水深이 깊은 碎波

點에 가까운 領域에 流速이 큰 成分이 存在한다는 것을 알 수 있다.

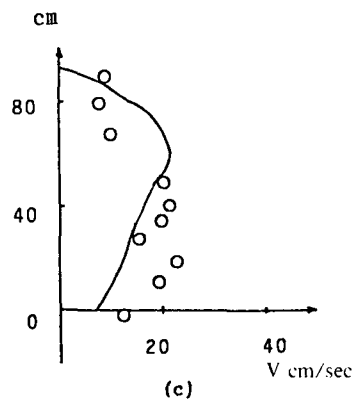
또한 2成分 合成波 및 Bretschneider 不規則波에 의한 沿岸流速의 計算結果(그림(c)의 實線)는 實測 結果(Fig.(c)의 ○ 表示)에 비해, 流速의 絕對值가



(a) Calculated nearshore current pattern



(b) Measured nearshore current pattern



(c) Calculated and measured longshore current velocity distribution

Fig. 13. Comparison between calculated and measured nearshore current (irregular waves).

若干 過小評價되어지고 있다. 이것은 Tracer 解析으로부터 求해진 實測流速(Fig. 12(c)의 ○ 表示)은 表面流速이기 때문에 水深平均된 實測流速(Fig. 12(c)의 ● 表示; 水深의 中央에서 電磁流速計로 測定한 沿岸流速)보다도 過大評價되어 지기 때문이다. 이러한

사항을 고려하면 2成分 合成波 및 Bretschneider型 不規則波에 의해 發生하는 沿岸流速은 本 研究에서 提案한 波別解析法에 의해 충분한 程度로서 예측할 수 있다는 것을 알 수 있다.

4. 結 論

本 研究는 多方向不規則 波浪에 의한 沿岸流速算定에 關한 基礎的 資料를 얻기 위해 주로 波別解析法에 의한 數値波動 計算法(특히, radiation stress의 算定)을 새로히 提案하여, 平面水理實驗과 比較, 檢討함으로써 提案된 手法의 妥當性에 대해서 考察했다. 그 結果 다음과 같은 事項을 알 수 있었다.

(1) 單一 成分波, 2成分 合成波, Bretschneider-光易型의 不規則波를 方向分散이 없는 2次元 水槽內에서 發生시켜 測定된 各 data에 대해서 ① 波別解析法, ② 成分波法, ③ 代表波法에 의한 各 測定點의 radiation stress, S_{xx} 를 計算하여 그들의 空間的 傾斜와 實測되어진 平均水位變動 $\bar{\eta}$ 의 空間的 傾斜의 相關性을 調査함으로써 各 手法의 推定精度에 대해서 比較, 檢討했다. 그 結果 成分波法 및 代表波法 보다도 波高 및 週期的 結合分布로부터 radiation stress를 計算하는 波別解析法이 比較的 양호한 一致를 보여 준다는 것을 알았다.

(2) 2成分 合成波 및 Bretschneider-光易型 不規則波의 統計量의 해안-심해 方向分布에 대해서, 本 研究에서 提案한 波別解析法에 의한 計算結果와 平面水理實驗結果를 比較, 檢討한 바 各各의 case에 대한 有義波高, H_{rms} 波高의 計算値는 전반적으로 實測値와 양호한 一致를 보였다. 또한, 成分波法에 의해 平面的인 波浪變形計算을 행할 경우에 特히, 振幅이 작은 成分波의 energy 逸散 및 成分波間의 energy 移動(干涉) 등에 대한 상세한 研究가 必要하게 되므로 그 점에 대해서는 今後의 課題로서 둔다.

(3) 2成分 合成波 및 Bretschneider-光易型의 不規則波에 의해 發生하는 海濱流에 대해 주로 波別解析法에 의해서 考察한 結果, 沿岸流速의 海안에서 심해 方向分布의 計算値는 實測된 流速과 양호한 一致를 보여주고 있고, 平均水位變動에 대해서도 波別解析法으로 충분히 推定할 수 있다는 것을 알 수 있었다. 그러므로 本 研究에서 提案한 波別解析法에

의한 海濱流算定 model은 충분한 精度로서 沿岸流速 및 平均水位의 予測에 適用할 수 있다는 것을 結論 지을 수 있다. 今後, 多方向不規則 波浪에 의해서 發生하는 沿岸流의 時間變動特性 및 沿岸流에 미치는 波群의 영향에 대해 상세히 研究해 나갈 予定이다.

謝 辭

本 研究는 著者가 大阪大學 大學院에서 행한 博士 論文의 일부분을 발췌한 것인 바, 本 研究를 수행하는데 있어서 指導해 주신 榎木享 教授, 出口一郎 助 教授에게 깊은 謝意를 表한다.

參考文獻

- Jen-Men Lo, M., 1988. Dynamic wave set-up, *Coastal Engineering*, pp. 999-1010.
- Longuet-Higgins, M.S., 1974. Nearshore currents generated by obliquely incident sea waves, *Jour. Geophys. Rev.*, Vol. 75, No. 33, pp. 6778-6789.
- Swart, D.H., 1974. Offshore Sediment Transport Equilibrium Beach Profiles, Deift Univ. Technology Diss., Delft Hydr. Lab. publ. 131.
- Swaragi, T., Deguchi, I. and Kim, Kyoungho, 1984. Energy Loss and Wave Set-up Due to Breaking Waves, Technology Reports of the Osaka University, Vol. 34, No. 1779, pp. 329-338.
- Vincent, C.L., 1985. Depth-controlled wave height, *Proc. ASCE, Jour. Waterways, Prot, Coastal and Ocean Eng.*, Vol. III, No. 3, pp. 459-475.
- 山口正隆, 細野浩司, 川原博滿, 1986. 波の不規則性お考慮した海濱流の數値モデル, 土木學科論文集, 第375号/II-6, pp. 251-259.
- 渡邊見, 磯部雅彦, 泉宮尊司, 中野秀樹, 1988. 非定常緩勾配方程式による不規則波の浅水碎波變形の解析, 第35回海岸工學講演會論文集, pp. 173-177.
- 榎木 享, 出口一郎, 樽野次雄, 1978. 波及び沿岸流による底部摩擦に關する一考察, 第25回 沿岸工學講演會論文集, pp. 42-45.
- 大阪大學工學部土木工科海岸・港灣研究室, 1987. CHOPS 프로그램 라이브러리.
- 權正坤, 1990. 多方向不規則波浪の特性解析及び沿岸流速算定に關する基礎的研究, 大阪大學工學部博士論文.