

## 碎波帶에서 undertow에 관한 數學的 模型

## A Mathematical Model of Undertow in the Surf Zone

李宗燮\* · 朴一欽\*\*

Lee, Jong Sup · Park, Il Heum

## Abstract

An analytical model of undertow is presented in the surf zone. Each term of the derived governing equation is evaluated by the ordering methods. Then the turbulent normal stresses and the streaming velocity terms are neglected. The driving force of undertow is derived from the wave profile which is approximated by the 4th order Chebyshev polynomials. The three types of vertical distribution of eddy viscosity are assumed and the coefficient of eddy viscosity is decided from the new boundary condition. So the input parameters for the calculation of undertow become very simple. The theoretical solutions of the present model are compared with the various experimental results. This model shows a good agreement with the experimental results in the case of mild slope and linear type eddy viscosity.

## 要 旨

碎波帶에서 undertow에 관한 解釋的 模型을 提示하였다. 誘導된 基礎方程式의 各 項은 크기 比較로서 評價되었으며, 이에 따라 亂流法線應力과 streaming velocity 項이 無視될 수 있었다. undertow의 起動力이 되는 波動成分의 各 項은 Chebyshev 4次 多項式으로 近似한 波形으로 算定하였다. 그리고 渦動粘性係數의 鉛直分布를 3가지 形態의 函數로 假定하였으며, 渦動粘性係數의 常數는 새로운 境界條件을 導入하여 決定하였다. 그 結果, undertow의 解를 구하는데 필요한 入力 媒介變數가 簡單化 되었다. 여러가지 水理實驗資料와 本 模型의 解를 比較한 結果, 底面傾斜가 緩慢할수록 그리고 渦動粘性係數의 鉛直分布를 線形函數로 假定하였을 때 좋은 結果를 나타내었다.

## 1. 序 論

碎波帶에서 흐름장의 鉛直構造는 掃流砂 및 浮遊砂의 移動과 地形變動 等の 漂砂移動問題에 있어서 重要하다. 특히 底面 近方에서 流速分布豫測은 底面摩擦力의 評價와 關聯하여 매우 重要하다. 一般

的으로 海岸에서 漂砂移動과 地形變化의 計算에 있어서는 水深平均된 흐름速度를 利用하는 것으로 充分하지만, 砂洲 또는 砂連의 形成問題에 있어서는 3次元의인 流動構造의 把握이 必要하다. 砂洲의 形成過程을 說明하기 위하여 많은 假說이 提案되었지만, 가장 滿足스러운 說明은 碎波帶의 鉛直 2次元 平面에서 波에 의한 循環流 즉 undertow와 關聯이 있다는 것이다(Deigaard 等<sup>(1)</sup>).

\* 正會員 · 釜山水產大學校 海洋科學大學 海洋工學科, 副教授

\*\* 正會員 · 釜山水產大學校 大學院 海洋工學科, 博士過程

$$\frac{\partial \bar{w}^2}{\partial x} \sim 0.691 \frac{h}{L} \frac{gh}{L} \sim 0.0691 \frac{gh}{L} \quad (16)$$

여기서 碎波帶에서 水深과 波長比  $h/L$ 은 0.1로서 近似하였으며, 式 (16)에서  $\zeta$ 는 中間水深 깊을 使用하였다. 右邊 二번째 wave set-up에 의한 水面傾斜項은 radiation 應力  $S_{xx}$ 와 關聯지어 다음과 같이 나타낸다.

$$g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} = \frac{1}{\rho d} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} \sim 0.12 \frac{gh}{L} \quad (17)$$

여기서  $d$ 는 平均水深이다. 그리고 亂流와 關聯된 右邊 세번째와 네번째 項은 等方性 亂流를 假定하고 Prandtl의 混合長理論(Tennekes and Lumley<sup>(10)</sup>)을 導入하여 다음과 같이 나타낸다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}'^2}{\partial x} &\sim \frac{\partial}{\partial x} \left\{ l^2 \left( \frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 \right\} \sim \frac{\partial}{\partial x} \left\{ K^2 \frac{(\partial U / \partial x)^4}{(\partial^2 U / \partial x^2)^2} \right\} \\ &\sim 0.0016 \frac{gh}{L} \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}'w'}{\partial z} &\sim \frac{\partial}{\partial z} \left\{ l^2 \left( \frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 \right\} \sim \frac{\partial}{\partial z} \left\{ K^2 \frac{(\partial U / \partial z)^4}{(\partial^2 U / \partial z^2)^2} \right\} \\ &\sim 0.0016 \frac{gh}{L} \end{aligned} \quad (19)$$

여기서 von Karman 常數  $K=0.4$ .

이상과 같은 式 (10)~(19)에서 式 (9)의 各 項의 크기에 대한 比較結果를 整理하면 表 1과 같다. 表 1에서 式 (9)의 各 項의 크기비를 살펴보면, 左邊의 네번째 streaming velocity에 의한 質量輸送項이 zero로 가장 작게 나타났으며, 또한 左邊 첫번째 및 두번째의 移流項에 대하여 右邊의 세번째 亂流의 法線應力項이 0.16倍 程度로 작게 나타났다. 그리고 左邊 세번째 項과 右邊 첫번째 項 및 두번째 水面

傾斜項이 각각 8.0倍, 6.9倍 및 12.0倍로 크게 나타났으며, 나머지 項들은 비슷한 크기를 나타내었다.

上記의 크기 比較로 부터 式 (9)의 左邊 네번째 및 右邊 세번째 項을 無視하고, 右邊 네번째 項을 渦動粘性係數  $\nu_t$ 로 近似하여 나타내면 式 (20)과 같은 undertow에 관한 基礎方程式을 얻는다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu_t \frac{\partial U}{\partial z} \right) &= g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} - \frac{\partial \bar{w}^2}{\partial x} \\ &\quad + \frac{\partial U^2}{\partial x} + \frac{\partial UW}{\partial z} \end{aligned} \quad (20)$$

## 2.2 碎波帶에서 波動成分의 評價

碎波帶에서 波動에 關聯된 項을 評價하기 위하여 波는 準定常狀態를 假定한다. 그리고 波形은 第1種 Chebyshev 4次 多項式을 導入하여 式 (21)과 같이 簡單하게 나타낼 수 있다.

$$\eta(t) = a \left\{ \frac{(\sigma t)^4}{2\pi^4} - \frac{2(\sigma t)^2}{\pi^2} + 1.1 \right\} \quad (21)$$

여기서  $0 \leq t \leq T$ 이다. 그리고 線形波 理論으로부터 波에 의한 水粒子의 速度  $u(t)$ ,  $w(t)$ 는 각각 式 (22), (23)으로 쓸 수 있다(Deigaard and Fredsøe<sup>(11)</sup>).

$$u(t) = \frac{c}{h} \eta(t) \quad (22)$$

$$w(t) = \frac{\zeta}{h} \frac{\partial \eta(t)}{\partial t} \quad (23)$$

위 式에 式 (21)을 代入하면  $u(t)$ 와  $w(t)$ 는 각각 式 (24), (25)와 같이 된다.

$$u(t) = \frac{ca}{h} \left( \frac{\sigma^4 t^4}{2\pi^4} - \frac{2\sigma^2 t^2}{\pi^2} + 1.1 \right) \quad (24)$$

表 1. undertow 誘導式에서 各 項의 크기 比較

구 분	$\frac{\partial U^2}{\partial x}$	$\frac{\partial UW}{\partial z}$	$\frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x}$	$\frac{\partial \bar{u}w}{\partial z}$	$\frac{\partial \bar{w}^2}{\partial x}$	$g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x}$	$\frac{\partial \bar{u}'^2}{\partial x}$	$\frac{\partial \bar{u}'w'}{\partial z}$
크기 $\left( \times \frac{gh}{L} \right)$	0.01	0.01	0.08	0	0.0691	0.12	0.0016	0.016
크기비	1.0	1.0	8.0	0	6.9	12.0	0.16	1.6

$$P_e(x, z, t) = P(x, z) + p(x, z, t) + p'(x, z, t) \quad (4c)$$

任意的  $U_e(x, z, t)$ ,  $W_e(x, z, t)$  및  $P_e(x, z, t)$ 에 대하여 定常流成分을  $Y(x, z)$ , 波動成分을  $y(x, z, t)$  그리고 亂流成分을  $y'(x, z, t)$ 라 한다면 각 成分은 式 (5)로 정의된다(You 等<sup>(8)</sup>).

$$Y(x, z) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t Y_e(x, z, t) dt \quad (5a)$$

$$y(x, z, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \{Y_e(x, z, t+iT) - Y(x, z)\} \quad (5b)$$

$$y'(x, z, t) = Y_e(x, z, t) - Y(x, z) - y(x, z, t) \quad (5c)$$

여기서  $N$ 은 波의 總數,  $T$ 는 波의 週期이다.

式 (4)를 式 (3)에 代入하여 時間平均操作을 행하면, 다음의 式 (6)의 條件이 얻어지며 이로부터 式 (7)이 誘導된다.

$$\bar{y}' = \bar{y} = 0, \quad \bar{Y} = Y \quad (6)$$

$$\frac{\partial U^2}{\partial x} + \frac{\partial UW}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} - \left( \frac{\partial \bar{u}'^2}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}'w'}{\partial z} \right) \quad (7)$$

式 (7)의 壓力項에서 wave set-up과 波動成分을 考慮하면 式 (8a)와 같으며, 이 式을  $x$ 에 관하여 微分하면 式 (8b)와 같다(Svendensen<sup>(3)</sup>, Stive and Wind<sup>(9)</sup>).

$$P = \rho g(\bar{\eta} - z) - \rho \bar{w}^2 \quad (8a)$$

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \rho g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \rho \frac{\partial \bar{w}^2}{\partial x} \quad (8b)$$

여기서  $g$ 는 重力加速度,  $\bar{\eta}$ 는 平均水位上昇量이다. 式 (8b)를 式 (7)에 代入하여 다시쓰면 式 (9)와 같다.

$$\frac{\partial U^2}{\partial x} + \frac{\partial UW}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}w}{\partial z} = \frac{\partial \bar{w}^2}{\partial x} - g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \left( \frac{\partial \bar{u}'^2}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}'w'}{\partial z} \right) \quad (9)$$

式 (9)에서 각 項의 定量的 크기를 比較하면 다음과 같다. 우선 平均流의 流速  $U$ 는 水深平均된 流速으로 定義하며,  $W$ 는 連續方程式으로부터 각각 式 (10)과

같이 나타낸다. 이 때 碎波帶에서 波高·水深比  $\gamma$ 가 0.8으로 一定하며 底面에서 波谷까지의 距離  $d_t$ 는 水深의 0.8倍라고 假定한다. 그리고  $x$  및  $z$ 方向의 길이 scale은 각각 波長  $L$ 과 水深  $h$ 로서 近似한다.

$$U \sim \frac{gH^2/(8c)}{d_t} \sim \frac{\gamma^2 gh^2}{6.4(gh)^{1/2}h} \sim 0.1(gh)^{1/2} \quad (10a)$$

$$W \sim \frac{h}{L} U \quad (10b)$$

여기서  $H$ 는 波高,  $c$ 는 波速이다. 式 (10)에 의하여 式 (9)의 左邊 첫번째와 두번째 項은 다음과 같이 評價된다.

$$\frac{\partial U^2}{\partial x} \sim \frac{\partial}{\partial x} \{0.1(gh)^{1/2}\}^2 \sim 0.01 \frac{gh}{L} \quad (11)$$

$$\frac{\partial UW}{\partial z} \sim \frac{U^2}{L} \sim 0.01 \frac{gh}{L} \quad (12)$$

그리고 式 (9)의 左邊 세번째, 네번째 및 右邊 첫번째와 같은 波動成分項들은 第1種 Chebyshev 多項式을 利用하여 評價하는데, 이것에 대한 자세한 事項은 2.2節에서 言及하기로 한다. 이에 따라 水粒子速度와 關聯된 變數들은 다음과 같이 나타낸다.

$$\bar{u}^2 \sim \frac{gH^2}{8h} \sim 0.08 gh \quad (13a)$$

$$\bar{u}w = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{ca}{h} \left( \frac{\sigma^4 t^4}{2\pi^4} - \frac{2\sigma^2 t^2}{\pi^2} + 1.1 \right) \frac{\zeta a}{h} \left( \frac{2\sigma^4 t^3}{\pi^4} - \frac{4\sigma^2 t}{\pi^2} \right) dt = 0 \quad (13b)$$

$$\bar{w}^2 \sim \frac{27H^2 \zeta^2}{4T^2 h^2} \sim \frac{27\gamma^2 \zeta^2}{4T^2} \quad (13c)$$

여기서  $a$ 는 波의 振幅,  $\sigma$ 는 角周波數,  $\zeta$ 는 底面에서 부터 鉛直距離이다. 따라서 각 項은 式 (14)~(16)과 같다.

$$\frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} \sim 0.08 \frac{gh}{L} \quad (14)$$

$$\frac{\partial \bar{u}w}{\partial z} \sim 0 \quad (15)$$

一定傾斜의 浸蝕形 底面에 波의 來襲이 있을 경우, 砂洲는 碎波點 附近에서 形成된다. 이것은 碎波帶 內에서 漂砂移動이 所謂 undertow에 의해 海岸에서 深海쪽으로 일어나기 때문이다(Longuet-Higgins<sup>(2)</sup>, Svendsen<sup>(3)</sup>). 이러한 undertow는 약한 循環流로서 底面에서는 深海方向을 向하고, 水面에 가까워지게 되면 海岸쪽을 향한다. 砂洲의 形成을 記述하는 模型에서 循環流를 導入한 것은 1984년 Dally and Dean<sup>(4)</sup>에 의하여 행해졌으며, 이들은 循環流를 簡略化한 模型으로서 適用시켰다. 1984년 Svendsen<sup>(3)</sup>은 Dally and Dean의 模型<sup>(4)</sup>을 擴張하여 spilling breaker 및 碎波된 波의 surface roller의 效果를 包含하였다. Svendsen의 模型<sup>(3)</sup>은 1987년 Svendsen等<sup>(5)</sup> 및 1988년 Svendsen and Hansen<sup>(6)</sup>에 의하여 底面 近方의 境界條件을 改善하는 등의 擴張이 이루어졌다. 그리고 1988년 Okayasu等<sup>(7)</sup>은 碎波帶에서 流速場의 測定을 통한 平均 Reynolds 應力과 平均渦動粘性係數의 鉛直分布를 評價하여 undertow의 鉛直分布를 算定하는 實驗的 模型을 提示하였으며, 1991년 Deigaard等<sup>(1)</sup>은 one-equation 模型으로서 渦動粘性係數를 算定하여 undertow의 鉛直分布를 구하는 數值模型을 提案하였다.

그러나 지금까지의 研究에서는 undertow의 起動力이 되는 波動에 위한 項을 處理하는데 水理實驗의 測定值를 그대로 代入하여 正確한 값의 算定이 困難하였으며, 또한 Deigaard等<sup>(1)</sup>의 one-equation 數值模型과 Okayasu等<sup>(7)</sup>의 實驗的 模型을 除外한 解釋的 研究에서는 渦動粘性係數를 一義的으로 決定하지 못하고 敏感度 test로서 模型을 檢證하는 등 實際的으로 undertow의 鉛直分布를 決定하는데 많은 어려움이 있었다.

따라서 本 研究에서는 誘導된 基礎方程式의 各 項의 크기 比較를 행하여 各 項이 차지하는 比重을 評價한다. 그리고 碎波帶에서 波形을 Chebyshev 4次 多項式으로 近似하여 波動에 의한 項을 算定하고, 이에 따라 波高, 週期, 水深 및 底面傾斜 등의 簡單한 入力 媒介變數만으로 undertow의 鉛直分布를 구하는데 焦點을 맞추고자 한다. 그리고 undertow의 基礎方程式을 積分하는데 필요한 既存의 境界條件의에 別途의 境界條件을 追加하여 渦動粘性係數를 一義的으로 定할 수 있도록 하고, 渦動粘性係數의 鉛直分布를 몇 가지 形態로 假定하여 各 境遇에 대한

解釋結果를 討議하고자 한다.

## 2. undertow에 관한 基礎方程式

### 2.1 基礎方程式의 誘導

2次元 非正常狀態의 Navier-Stokes 方程式과 連續方程式은 그림 1의 座標系로부터 각각 式 (1), (2) 와 같다.

$$\frac{\partial U_e}{\partial t} + U_e \frac{\partial U_e}{\partial x} + W_e \frac{\partial U_e}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_e}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 U_e}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_e}{\partial z^2} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial U_e}{\partial x} + \frac{\partial W_e}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

여기서 x와 z는 水平 및 鉛直軸, t는 時間,  $U_e$ 와  $W_e$ 는 각각 x 및 z方向의 流速,  $P_e$ 는 壓力,  $\rho$ 는 물의 密度, 그리고  $\nu$ 는 動粘性係數이다.

式 (1)에서 分子粘性項을 無視하고, 式 (2)를 式 (1)에 代入하면 式 (3)과 같다.

$$\frac{\partial U_e}{\partial t} + \frac{\partial U_e^2}{\partial x} + \frac{\partial U_e W_e}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_e}{\partial x} \quad (3)$$

$U_e$ ,  $W_e$  및  $P_e$ 는 式 (4)와 같이 각각 定常流, 波動 및 亂流成分으로 分解할 수 있다.

$$U_e(x, z, t) = U(x, z) + u(x, z, t) + u'(x, z, t) \quad (4a)$$

$$W_e(x, z, t) = W(x, z) + w(x, z, t) + w'(x, z, t) \quad (4b)$$

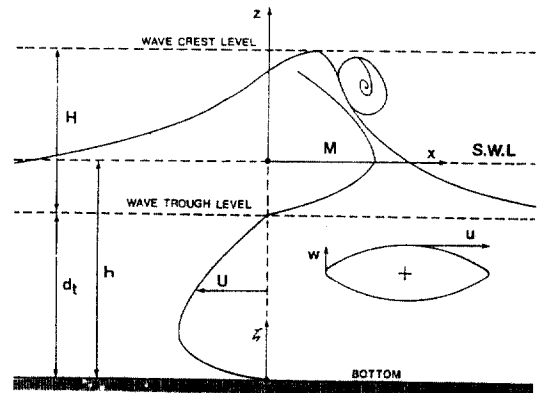


그림 1. 座標系의 定義

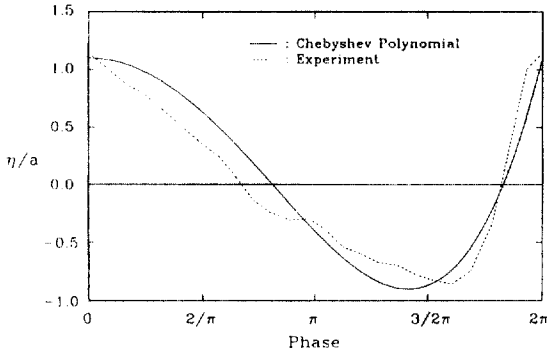


그림 2. 碎波帶에서 Chebyshev 多項式에 의한 波形의 近似

$$w(t) = \frac{\zeta a}{h} \left( \frac{2\sigma^4 t^3}{\pi^4} - \frac{4\sigma^2 t}{\pi^2} \right) \quad (25)$$

위 結果에서 波形을 1982년 服部·上原<sup>(12)</sup>의 實驗結果와 比較한 것은 그림 2와 같다. 그림에서 처럼 簡單한 4次式으로 碎波帶에서 波形을 近似한 것이 比較的 好 一致함을 알 수 있다.

따라서 undertow의 基礎方程式 式 (20)에서 起動力으로 作用하는 水粒子速度의 供給項은 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\bar{u}^2(t) = \frac{c^2}{h^2} \bar{\eta}^2(t) = \frac{gH^2}{8h} \quad (26)$$

$$\bar{w}^2(t) = \frac{\zeta^2}{h^2} \left( \frac{\partial \eta(t)}{\partial t} \right)^2 = \frac{27H^2 \zeta^2}{4T^2 h^2} \quad (27)$$

여기서,

$$\bar{\eta}^2(t) = \frac{1}{T} \int_0^T \eta^2(t) dt = \frac{3079a^2}{6300} \approx \frac{a^2}{2} \quad (28)$$

$$\left( \frac{\partial \eta(t)}{\partial t} \right)^2 = \frac{2816a^2}{105T^2} \approx \frac{27a^2}{T^2} \quad (29)$$

碎波帶에서 波高·水深比  $\gamma$ 가 一定하다고 假定하면 波高의 x方向의 變化는 式 (30)으로서 表現可能하며, 海底傾斜  $\tan\beta$ 가 一定하면 式 (31)의 關係를 얻는다.

$$\frac{\partial H}{\partial x} = \gamma \frac{\partial h}{\partial x} \quad (30)$$

$$\frac{\partial h}{\partial x} = -\tan\beta \quad (31)$$

따라서 水粒子速度 供給의 x方向의 變化는 각각 式 (32), (33)과 같다.

$$\frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} = \frac{gH}{4h} \left( \frac{H}{2h} - \gamma \right) \tan\beta \quad (32)$$

$$\frac{\partial \bar{w}^2}{\partial x} = \frac{27H}{2T^2 h^2} \left( \frac{H}{h} - \gamma \right) \tan\beta \zeta^2 - \frac{27H^2}{2T^2 h^2} \tan\beta \zeta \quad (33)$$

한편, 碎波帶에서 平均水面 變化에 따른 壓力傾斜는 運動量 變化와 均衡을 이루므로 이러한 關係는 式 (34)와 같다(Longuet-Higgins and Stewart<sup>(13)</sup>).

$$\frac{dS_{xx}}{dx} + \rho g d \frac{\bar{\eta}}{dx} = 0 \quad (34)$$

여기서  $S_{xx} = 3\rho g H^2 / 16$ 이다. 式 (34)에 式 (30), (31)을 代入하면, 碎波帶에서 wave set-up의 x方向의 變化를 式 (35)와 같이 구할 수 있다(Komar<sup>(14)</sup>).

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} = \left( \frac{1}{1 + 8/3\gamma^2} \right) \tan\beta \quad (35)$$

따라서 undertow의 起動力이 되는 式 (20)의 右邊 첫번째에서 세번째 項은 각각 式 (35), (32) 및 (33)으로서 評價될 수 있다.

undertow에 관한 基礎方程式 式 (20)에서 右邊의 네번째 및 다섯번째의 移流項은 平均流에 대한 非線形項으로서 式 (20)을 積分하여 解釋的으로 平均流의 分布를 구하는데 어려움이 있으며, 底面傾斜가 아주 緩慢한 경우 無視할 만한 項이다. 實際로 Svendsen<sup>(3)</sup>과 Stive and Wind<sup>(9)</sup> 등은 이 項을 考慮하지 않았으며, 數值解를 구하는 몇몇 研究에서 適用된 바 있다. 따라서 本 研究에서는 解釋解를 구하기 위하여 移流項을 無視하고자 한다. 그리고 式 (20)에서는 微小量으로 無視되었지만 底面摩擦에 의한 streaming velocity인 質量輸送項은 底面 層流 境界層에서 탁월하게 나타난다(Phillips<sup>(15)</sup>). Svendsen<sup>(3)</sup> 및 Okayasu 등<sup>(7)</sup>에 의한 實驗에 의하면 碎波點 附近에서 몇번 觀測된 바 있으나, 碎波帶에서 undertow의 鉛直分布에는 큰 影響을 미치지 않는 것으로 나타났다.

이상과 같은 假定과 式 (32), (33) 및 (35)를 式 (20)에 代入하면 undertow의 基礎式은 다음과 같이 簡單하게 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( v_t \frac{\partial U}{\partial z} \right) = \alpha_1(x) + \alpha_2(x) + \alpha_3(x)\zeta - \alpha_4(x)\zeta^2 \quad (36)$$

여기서,

$$\alpha_1(x) = \frac{g \tan \beta}{1 + 8/3\gamma^2} \quad (37)$$

$$\alpha_2(x) = \frac{gH}{4h} \left( \frac{H}{2h} - \gamma \right) \tan \beta \quad (38)$$

$$\alpha_3(x) = \frac{27H^2}{2T^2h^2} \tan \beta \quad (39a)$$

$$\alpha_4(x) = \frac{27H}{2T^2h^2} \left( \frac{H}{h} - \gamma \right) \tan \beta \quad (39b)$$

그리고 식 (36)을 적분할 경우  $z$ 를 독립변수로 사용하는 것 보다  $\zeta$ 를 이용하는 것이 수식의 처리에 상당히 편리하므로 앞으로  $\zeta$ 를 독립변수로 사용한다. 따라서 식 (40)의關係를 식 (36)에代入하면 식 (41)과 같다.

$$z = \zeta - h, \quad dz = d\zeta \quad (40)$$

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left( v_t \frac{\partial U}{\partial \zeta} \right) = \alpha_1(x) + \alpha_2(x) + \alpha_3(x)\zeta - \alpha_4(x)\zeta^2 \quad (41)$$

### 2.3 渦動粘性係數 $v_t$ 의 評價

Stive and Wind<sup>(9)</sup>는  $v_t$ 를 다음과 같이 評價하였다. 後流渦에서  $v_t$ 는 식 (42)와 같다(Tennekes and Lumley<sup>(10)</sup>).

$$v_t = \frac{U_s l}{R_T} \quad (42)$$

여기서 缺損流速  $U_s$ , 길이 scale  $l$  및 亂流 Reynolds 數  $R_T$ 는 각각 다음과 같이 評價될 수 있다.

$$U_s \sim (0.2 \sim 0.4) (gh)^{1/2} \quad (43a)$$

$$l = (0.25 \sim 0.5) h \quad (43b)$$

$$R_T = 12.5 : \text{for wake flow} \quad (43c)$$

따라서 식 (43)을 식 (42)에代入하면,  $v_t$ 는 식 (44)와 같이 近似的으로 쓸 수 있다.

$$v_t = (0.004 \sim 0.016) (gh)^{1/2} h \quad (44)$$

Okayasu 等<sup>(7)</sup>은 2次元 造波水槽에서 LDV로서 平均流의 流速과 亂流成分을 測定하여, 線形回歸分析을 통하여 식 (45)와 같은 實驗式을 提案하였다. 2가지 底面傾斜에 대한 實驗에 의하여 底面傾斜項을 考慮하려는 努力을 하였으나, 制限된 實驗條件에 의한 것이 問題點으로 指摘된다.

$$v_t = 0.30 \tan \beta c \zeta \quad (45)$$

한편, Svendsen<sup>(3)</sup>은 解釋的 模型에서  $v_t$ 를 식 (44)와 類似하게 常數形의 境遇와 自然指數函數의 增加하는 變數形의 2가지 境遇에 대하여 研究를 行하였다. 變數形에 대한 것은 식 (46)과 같다.

$$v_t = N \exp\{a(z - \eta_1)\}, \quad a > 0 \quad (46)$$

여기서  $N$ 은 常數이고,  $\eta_1$ 는 平均海面에서 波谷까지의 距離이다.

이상의 結果에서 처럼 지금까지의 研究에서는 undertow 鉛直流速分布를 決定하는데 있어서 대개 식 (44)~(46)과 같은 3가지 정도의 評價式이 使用되고 있다. 그러나 實際로 計算을 行할 경우 不確定的인 각 常數를 어떻게 評價하느냐에 따라 計算精度가 相當히 差異가 나고 그 基準을 삼을 만한 媒介變數에 관한 研究가 未洽하므로, 本 研究에서는 식 (41)을 積分하여 積分常數를 구하는데 필요한 2가지 境界條件 외에 한가지의 境界條件을 더 追加하여 渦動粘性係數  $v_t$ 를 一義的으로 決定하는 方法을 使用하고자 한다. 따라서 식 (44)~(46)은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$v_{t1} = S_1 v_0 \quad (47)$$

$$v_{t2} = S_2 v_0' \zeta \quad (48)$$

$$v_{t3} = S_3 v_0 \exp(\zeta/d_1) \quad (49)$$

여기서  $v_0 = ch$ ,  $v_0' = c \tan \beta$ ,  $S_1$ ,  $S_2$  및  $S_3$ 는 常數이다.

### 2.4 境界條件

앞에서 言及한 것처럼 식 (41)을 풀기 위하여는 2가지 境界條件이 필요하며, 또한 不確定的인  $v_t$ 의 常數값을 결정하기 위하여 한가지의 境界條件이 더 필요하다. 따라서 本 研究에서 使用하고자 하는 境界條件은 다음과 같다.

첫째, 傳統的으로 사용된 底面에서 no-slip 條件이다. 底面에서 境界層을 考慮하거나 streaming velocity에 의한 質量輸送을 考慮하는 境遇 이 條件은 다소 修正되지만 本 研究에서는 底面 境界層 및 簡單化를 위하여 streaming velocity 項을 考慮하지 않으므로 本 條件이 有用할 것으로 判斷된다. 또한 底面에서는 粗度の 影響 때문에  $\zeta=0$ 에서  $U=0$ 가 되지 않고,  $\zeta=k_N/30$ ( $k_N$ =Nikuradse equivalent roughness) 附近에서 no-slip 條件이 쓰이나 計算의 簡單化를 위하여  $v_t$ 를 式 (47)과 式 (49)로 表現할 境遇에는  $\zeta=0$ 에서 no-slip 條件을 適用한다.

$$U=0, (\zeta=0 \text{ or } \zeta=k_N/30) \quad (50)$$

둘째, 波頂과 波谷 사이에서 일어나는 質量輸送과 이에 반한 return flow에 관한 連續條件이다. 이 때 streaming velocity에 의한 質量輸送은 無視한다.

$$\int_0^{d_t} U(\zeta) d\zeta = -M = -\frac{gH^2}{8c} \quad (51)$$

여기서  $M$ 은 質量輸送量이다.

세째, 式 (51)과 같이 흐름方向이 逆轉하는 層은 波谷點으로 한다. 그러나 지금까지의 研究에서는 碎波時 roller에 의한 亂流量을 境界條件(Svendensen<sup>(3)</sup>)으로 주로 使用하여 왔으며, 式 (52)와 같은 條件은 거의 使用하지 않았다. 本 研究의 目標가 간단한 入力 媒介變數로서 undertow 鉛直流速分布를 精度 높게 얻고자 하는 것이므로 이와 같은 境界條件을 使用하는 것이 바람직한 것으로 여겨진다.

$$U=0, (\zeta=d_t) \quad (52)$$

### 3. undertow의 解釋

#### 3.1 $v_t$ 가 常數인 境遇

式 (47)과 같이  $v_t$ 가 常數形인 境遇 式 (41)을 積分하면 다음과 같다.

$$U = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)}{2S_1v_0} \zeta^2 + \frac{\alpha_3}{6S_1v_0} \zeta^3 - \frac{\alpha_4}{12S_1v_0} \zeta^4 + \frac{C_1}{S_1v_0} \zeta + C_2 \quad (53)$$

式 (53)에 2가지 境界條件 즉 式 (50)과 式 (52)를 適用하면 積分常數  $C_1$ 과  $C_2$ 는 다음과 같다.

$$C_1 = \frac{\alpha_4 d_t^3}{12} - \frac{\alpha_3 d_t^2}{6} - \frac{(\alpha_1 + \alpha_2) d_t}{2} \quad (54)$$

$$C_2 = 0 \quad (55)$$

式 (54), (55)를 式 (53)에 代入하여 다시쓰면 다음과 같다.

$$U = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)}{2S_1v_0} (\zeta^2 - d_t \zeta) + \frac{\alpha_3}{6S_1v_0} (\zeta^3 - d_t^2 \zeta) - \frac{\alpha_4}{12S_1v_0} (\zeta^4 - d_t^3 \zeta) \quad (56)$$

그리고 連續條件인 式 (51)을 適用하면,  $v_t$ 의 常數  $S_1$ 은 다음과 같이 구할 수 있다.

$$S_1 = \frac{\{10(\alpha_1 + \alpha_2) + 5\alpha_3 d_t - 3\alpha_4 d_t^2\} d_t^3}{120v_0 M} \quad (57)$$

#### 3.2 $v_t$ 가 線形的으로 增加하는 境遇

式 (48)과 같이 底面에서  $v_t$ 가 zero이고 水面까지 線形的으로 增加하는 境遇, 式 (41)을 積分하면 다음과 같다.

$$U = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)}{S_2v_0'} \zeta + \frac{\alpha_3}{4S_2v_0'} \zeta^2 - \frac{\alpha_4}{9S_2v_0'} \zeta^3 + \frac{C_1}{S_2v_0'} \ln \zeta + C_2 \quad (58)$$

3.1節과 같은 方法으로 境界條件을 適用하여 積分常數를 구한 結果는 式 (59), (60)과 같으며 積分常數를 式 (58)에 代入하여 구한 結果式은 式 (61)과 같다.

$$C_1 = \frac{\alpha_4(d_t^3 - \zeta_0^3)}{9 \ln(d_t/\zeta_0)} - \frac{\alpha_3(d_t^2 - \zeta_0^2)}{4 \ln(d_t/\zeta_0)} - \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)(d_t - \zeta_0)}{\ln(d_t/\zeta_0)} \quad (59)$$

$$C_2 = \frac{\alpha_4 \zeta_0^3}{9S_2v_0'} - \frac{\alpha_3 \zeta_0^2}{4S_2v_0'} - \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)\zeta_0}{S_2v_0'} - \frac{C_1 \ln \zeta_0}{S_2v_0'} \quad (60)$$

$$U = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)}{S_2v_0'} \left\{ \zeta - \zeta_0 - \frac{(d_t - \zeta_0) \ln(\zeta/\zeta_0)}{\ln(d_t/\zeta_0)} \right\} + \frac{\alpha_3}{4S_2v_0'} \left\{ \zeta^2 - \zeta_0^2 - \frac{(d_t^2 - \zeta_0^2) \ln(\zeta/\zeta_0)}{\ln(d_t/\zeta_0)} \right\}$$

$$-\frac{\alpha_4}{9S_2v_0'} \left\{ \zeta^3 - \zeta_0^3 - \frac{(d_t^3 - \zeta_0^3) \ln(\zeta/\zeta_0)}{\ln(d_t/\zeta_0)} \right\} \quad (61)$$

여기서  $\zeta_0 = k_N/30$ 이다.

한편, 連續條件에 의한  $S_2$  값은 다음과 같다.

$$S_2 = \frac{[d_t \ln(d_t/\zeta_0) - d_t + \zeta_0]}{36v_0'M \ln(d_t/\zeta_0)} \{36(\alpha_1 + \alpha_2)(d_t - \zeta_0) + 9\alpha_3(d_t^2 - \zeta_0^2) - 4\alpha_4(d_t^3 - \zeta_0^3)\} + \frac{1}{36v_0'M} \{\alpha_4(d_t^4 - 4d_t\zeta_0^3 + 3\zeta_0^4) - 3\alpha_3(d_t^3 - 3d_t\zeta_0^2 + 2\zeta_0^3) - 18(\alpha_1 + \alpha_2)(d_t - \zeta_0)\} \quad (62)$$

### 3.3 $v_t$ 가 自然指數函數의 으로 增加하는 境遇

$v_t$ 가 式 (49)와 같이 底面으로 부터 自然指數函數의 으로 增加하는 形態를 가질 때, 위와 같은 方法으로 式 (41)을 積分한 結果는 다음과 같다.

$$U = \frac{\alpha_4 d_t}{3S_3 v_0} (\zeta^3 + 3d_t \zeta^2 + 6d_t^2 \zeta + 6d_t^3) \exp(-\zeta/d_t) - \frac{\alpha_3 d_t}{2S_3 v_0} (\zeta^2 + 2d_t \zeta + 2d_t^2) \exp(-\zeta/d_t) - \frac{(\alpha_1 + \alpha_2) d_t}{S_3 v_0} (\zeta + d_t) \exp(-\zeta/d_t) - \frac{C_1 d_t}{S_3 v_0} \exp(-\zeta/d_t) + C_2 \quad (63)$$

여기서,

$$C_1 = \frac{2\alpha_4(8e^{-1}-3)d_t^3}{3(e^{-1}-1)} - \frac{\alpha_3(5e^{-1}-2)d_t^2}{2(e^{-1}-1)} - \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)(2e^{-1}-1)d_t}{(e^{-1}-1)} \quad (64)$$

$$C_2 = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)d_t^2}{S_3 v_0} + \frac{\alpha_3 d_t^3}{S_3 v_0} - \frac{2\alpha_4 d_t^4}{S_3 v_0} + \frac{C_1 d_t}{S_3 v_0} \quad (65)$$

式 (64), (65)를 式 (63)에 代入하여 다시쓰면 式 (66)과 같다.

$$U = \frac{\alpha_4 d_t}{3S_3 v_0} [(\zeta^3 + 3d_t \zeta^2 + 6d_t^2 \zeta) \exp(-\zeta/d_t) + 2d_t^3 \left\{ 3 - \frac{(8e^{-1}-3)}{(e^{-1}-1)} \right\} \{\exp(-\zeta/d_t) - 1\}]$$

$$-\frac{\alpha_3 d_t}{2S_3 v_0} [(\zeta^2 + 2d_t \zeta) \exp(-\zeta/d_t) + d_t^2 \left\{ 2 - \frac{(5e^{-1}-2)}{(e^{-1}-1)} \right\} \{\exp(-\zeta/d_t) - 1\}] - \frac{(\alpha_1 + \alpha_2) d_t}{S_3 v_0} \left[ \zeta \exp(-\zeta/d_t) + d_t \left\{ 1 - \frac{(2e^{-1}-1)}{(e^{-1}-1)} \right\} \{\exp(-\zeta/d_t) - 1\} \right] \quad (66)$$

그리고 連續條件에 의한  $S_3$ 의 값은 다음 式과 같다.

$$S_3 = \frac{\alpha_4 d_t^5}{v_0 M} \left\{ 49e^{-1} - 18 - \frac{2e^{-1}(8e^{-1}-3)}{(e^{-1}-1)} \right\} - \frac{\alpha_3 d_t^4}{2v_0 M} \left\{ 11e^{-1} - 4 - \frac{e^{-1}(5e^{-1}-2)}{(e^{-1}-1)} \right\} - \frac{(\alpha_1 + \alpha_2) d_t^3}{v_0 M} \left\{ 3e^{-1} - 1 - \frac{e^{-1}(2e^{-1}-1)}{(e^{-1}-1)} \right\} \quad (67)$$

## 4. 模型의 檢證

### 4.1 水理實驗

1992년 著者<sup>(16)</sup>가 행한 實驗에서 使用한 2次元 造波水槽는 길이 18.5m, 폭 0.6m, 깊이 1.0m이며, 斜面의 傾斜는 1/20로 一定하게 두었다. 波高의 測定은 容量式 波高計를 使用하였으며, 波高計의 誤差가 크게 나타나는 極淺海域에서는 video camera를 使用하여 測定하였다. 또한 流速의 測定은 propeller型 電子流速計를 使用하였다. 이 때, 波高 및 undertow 流速값은 約 50波 程度의 平均値를 使用하였다.

實驗에 대한 자세한 事項은 李宗燮·朴一欽<sup>(16)</sup>에 記述되어 있다. undertow의 鉛直流速分布에 대한 解釋的 接近方法은 아직까지 海底地形이 複雜한 形態에서는 解決하기 어려우므로 이와 關聯지어 本論文에서는 一定傾斜의 實驗結果만 紹介한다. 이에 따른 概略的인 實驗條件은 表 2와 같다.

碎波帶 附近의 undertow 流速의 測定結果는 그림 3과 같다. 그림에서 流速값은 碎波點에서 波의 位相速度로 無次元化한 Froude 數의 形態로 圖示하였다. 碎波帶에서 undertow 流速은 底層 附近에서 外海쪽으로 크게 나타나며 上層으로 갈수록 急激한 質量輸送의 影響으로 거의 波谷部에서는 海岸方向을 나타낸다. 그리고 碎波點 바깥쪽에서는 質量輸送量



표 2. 水理實驗 및 計算條件

CASE	$\tan\beta$	$H_0^*(\text{cm})$	T(sec)	$x/x_b^*$	H(cm)	h(cm)	$d_s(\text{cm})$	비 고
LP-1	1/20	7.2	1.5	0.75	6.9	9.0	7.2	李宗燮· 朴一欽 <sup>(16)</sup>
LP-2				0.63	6.0	7.5	5.7	
LP-3				0.50	4.7	6.0	4.9	
LP-4				0.33	3.6	4.0	3.5	
OE-1	1/20	8.7	2.0	0.60	7.1	7.8	0.8h	Okayasu 等 <sup>(7)</sup>
OE-2		5.7	2.0	0.80	8.4	8.3		
OE-3		10.7	1.2	0.70	5.9	9.5		
OE-4		7.0	0.9	0.50	3.0	5.0		
OE-5	1/30	9.4	1.6	0.80	6.6	10.3	0.8h	
OE-6		9.4	1.6	0.60	5.1	8.3		
OE-7		8.4	2.0	0.50	5.2	7.0		
OE-8		8.9	1.1	0.80	5.5	9.0		
SE-1	1/34.3	12.0	2.0	0.74	11.1	14.9	12.0	Svendsen 等 <sup>(5)</sup>
SE-2				0.59	8.1	12.0	9.7	
SE-3				0.47	6.7	9.5	8.0	
SE-4				0.38	5.2	7.6	6.7	

\*: 下添字 0와 b는 각각 深海와 碎波時的 값이다.

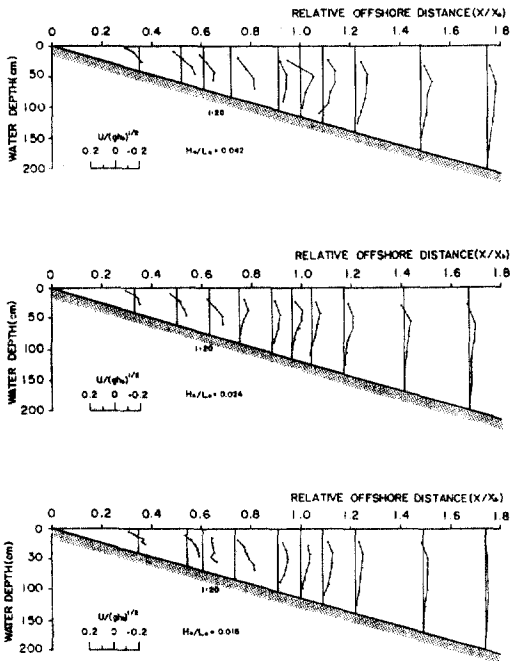


그림 3. undertow 鉛直流速分布의 測定結果

이 碎波帶보다 작으므로 return flow의 크기가 작게 나타난다.

한편, 지금까지 發表된 研究에서 자주 引用되며, 底面 가까이 的 undertow 流速의 測定值가 收錄된 것은 Svendsen 等<sup>(5)</sup>과 Okayasu 等<sup>(7)</sup>(e.g. 平山<sup>(17,18)</sup>)의 結果가 있다. 이들의 實驗 中 結果의 圖式化가 可能한 境遇의 實驗條件은 표 2와 같다.

#### 4.2 計算結果 및 考察

undertow 流速分布를 구하기 위하여 本 研究에 서는 몇가지 假定을 하였다. 첫째, 基礎方程式 各 項의 크기 比較를 행하여, 微小量인 streaming velocity 項과 亂流法線應力項을 無視하였다. 둘째, 基礎 方程式의 積分을 행하기 위하여 아주 緩慢한 底面 傾斜를 假定하여 移流項을 無視하였다. 셋째, 碎波 帶에서 波形은 第1種 Chebyshev 4次 多項式으로 近似하였고, 碎波帶에서 波高·水深比가 一定하다고 假定하여 波動에 의한 起動力을 解釋하였다. 넷째, 一義的으로 정하기 어려운  $v_1$ 의 絕對값을 구하기

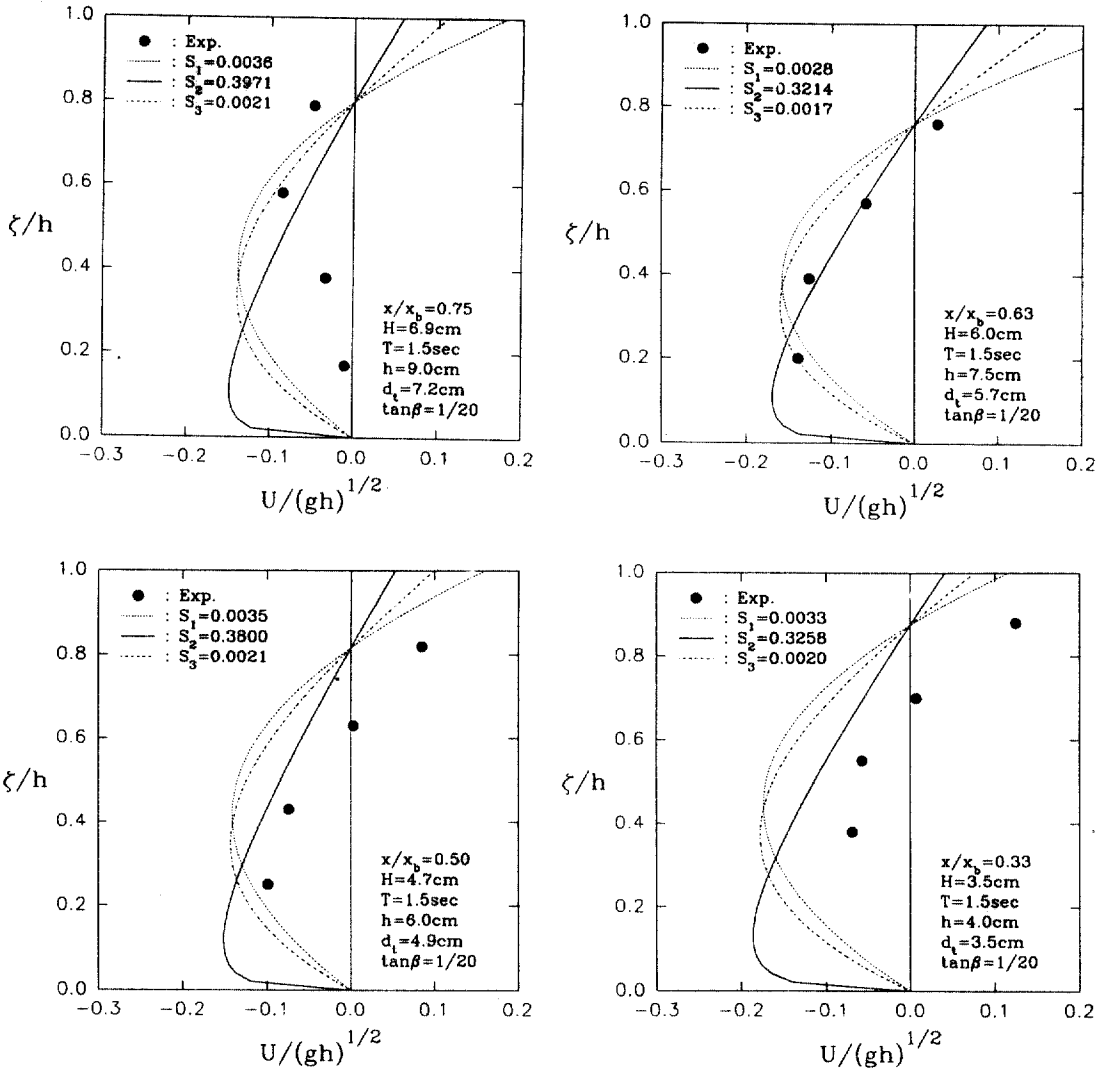


그림 4. undertow의 계산값과 著者<sup>(16)</sup>의 實驗值와의 比較(CASE LP-1~LP-4,  $\tan\beta = 1/20$ )

위하여 傳統적으로 使用된 境界條件 외에 波谷點에서 undertow 流速값이 zero라는 새로운 境界條件을 導入하였다. 이상과 같은 條件으로 計算된 undertow 鉛直流速分布를 표 2에 나타난 實驗值와 比較한 것은 그림 4~7과 같다.

그림 4는 著者<sup>(16)</sup>의 實驗結果와의 比較이며, 이때에 底面傾斜는  $1/20$ 로서 가파른 편이다. 그림 5는 Okayasu 等<sup>(7)</sup>의 實驗結果 중에서 底面傾斜가  $1/20$ 인 경우의 結果이다. 이들의 實驗條件에서  $d_t$ 값이 明示되지 않아 本 研究에서는  $d_t = 0.8h$ 로서 近似하여

計算하였다. 또한 그림 6은 Okayasu 等<sup>(7)</sup>의 實驗結果 중 底面傾斜가  $1/30$ 인 比較的 緩慢한 境遇의 結果이다. 그리고 그림 7은 Svendsen 等<sup>(5)</sup>의 實驗結果로서 底面傾斜가  $1/34.3$ 로서 가장 緩慢한 境遇의 結果이다.

그림에서 가만 圓은 實驗值이고, 짧은 點線은  $v_t$ 의 鉛直分布를 常數形, 實線은 線形函數形, 그리고 긴 點線은 指數函數形일 때의 計算結果이다. 常數形일 때는 거의 半圓에 가까운 拋物線 形態의 鉛直分布를 나타내고, 指數函數形일 때는 常數形과 類似하게

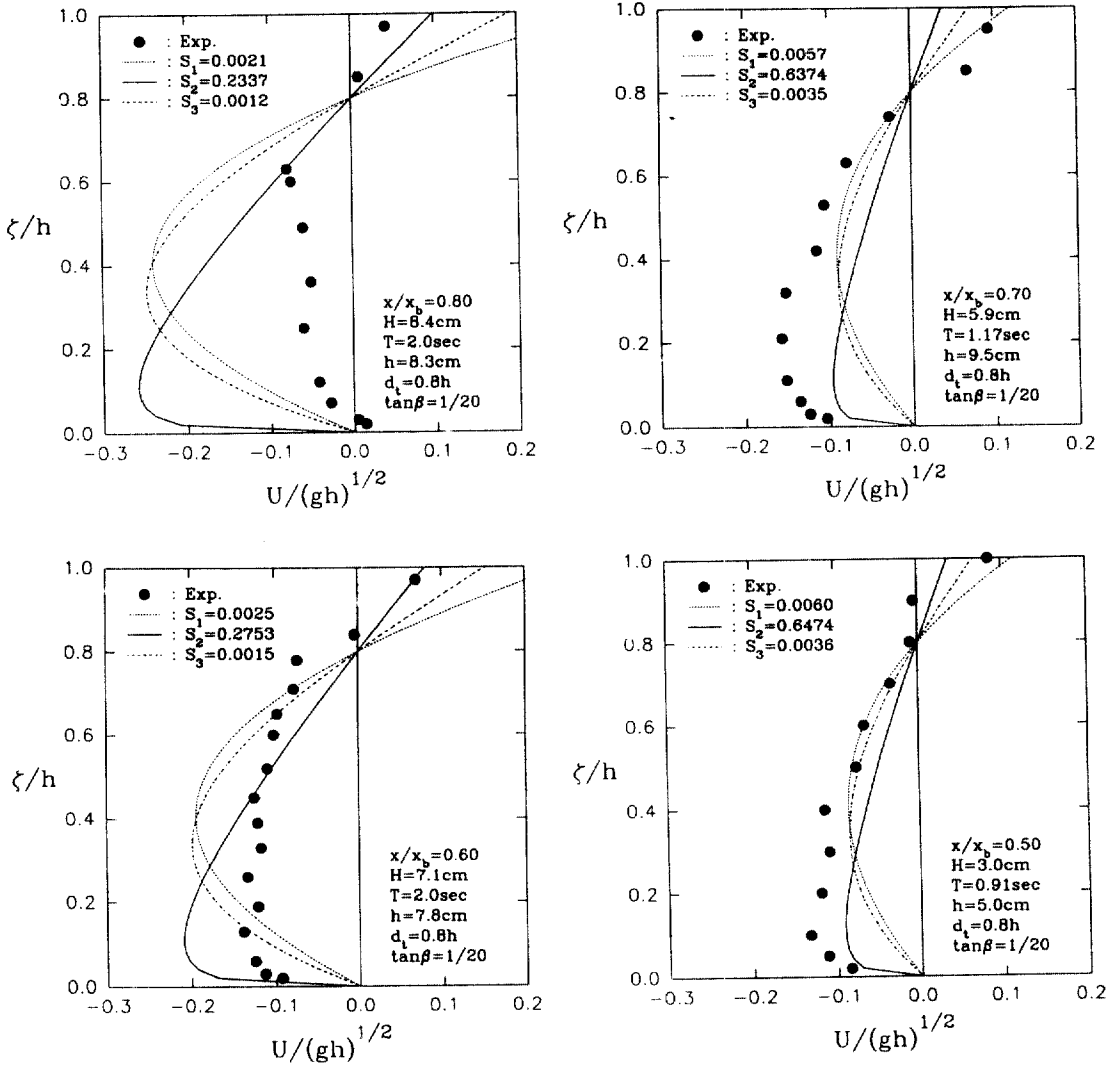


그림 5. undertow의 計算値와 Okayasu 等<sup>(7)</sup>의 實驗値와의 比較(CASE OE-1~OE-4,  $\tan\beta = 1/20$ )

아래로 약간 처진 拋物線 形態를 나타내고 있다. 그리고 線形函數形일 때는 底面 近方에서 流速이 크고 水面으로 갈수록 緩慢하게 減少하는 典型的인 undertow의 形態를 圖示하고 있으며, 특히 底面 近方의 流速分布를 잘 記述하고 있는 것으로 보인다. 또한 底面에서 波谷點까지 流速 積分値는 式 (51)과 같은 境界條件으로 3가지 境遇에 대하여 모두 同一하게 나타나며, 流速의 最大값은 線形函數形일 때가 나머지 두 境遇보다 약간 크게 나타남을 알 수 있다.

그림 4~7에서 처럼 底面傾斜가 緩慢할수록 實

驗値와 計算値가 잘 一致하는 傾向을 보이는데 이것은 基礎方程式에서 底面傾斜가 아주 緩慢하다고 假定하여 移流項을 無視한 것 때문인 것으로 思料된다. 그리고 底面傾斜가 큰 境遇에도 碎波帶 中心部에서는 實驗値와 計算値가 接近하는 것으로 여겨진다. 또한 底面傾斜에 關係없이 碎波點 附近에서 undertow 流速 測定値는 底面 近方보다 波谷點 附近에서 流速값이 크게 나타나는데 이것은 streaming velocity에 의한 質量輸送의 影響으로 보이며 碎波點 附近에서 undertow 鉛直流速分布를 計算할 경우, 이 項을 考慮하는 것이 바람직할 것으로 여겨진다. 全

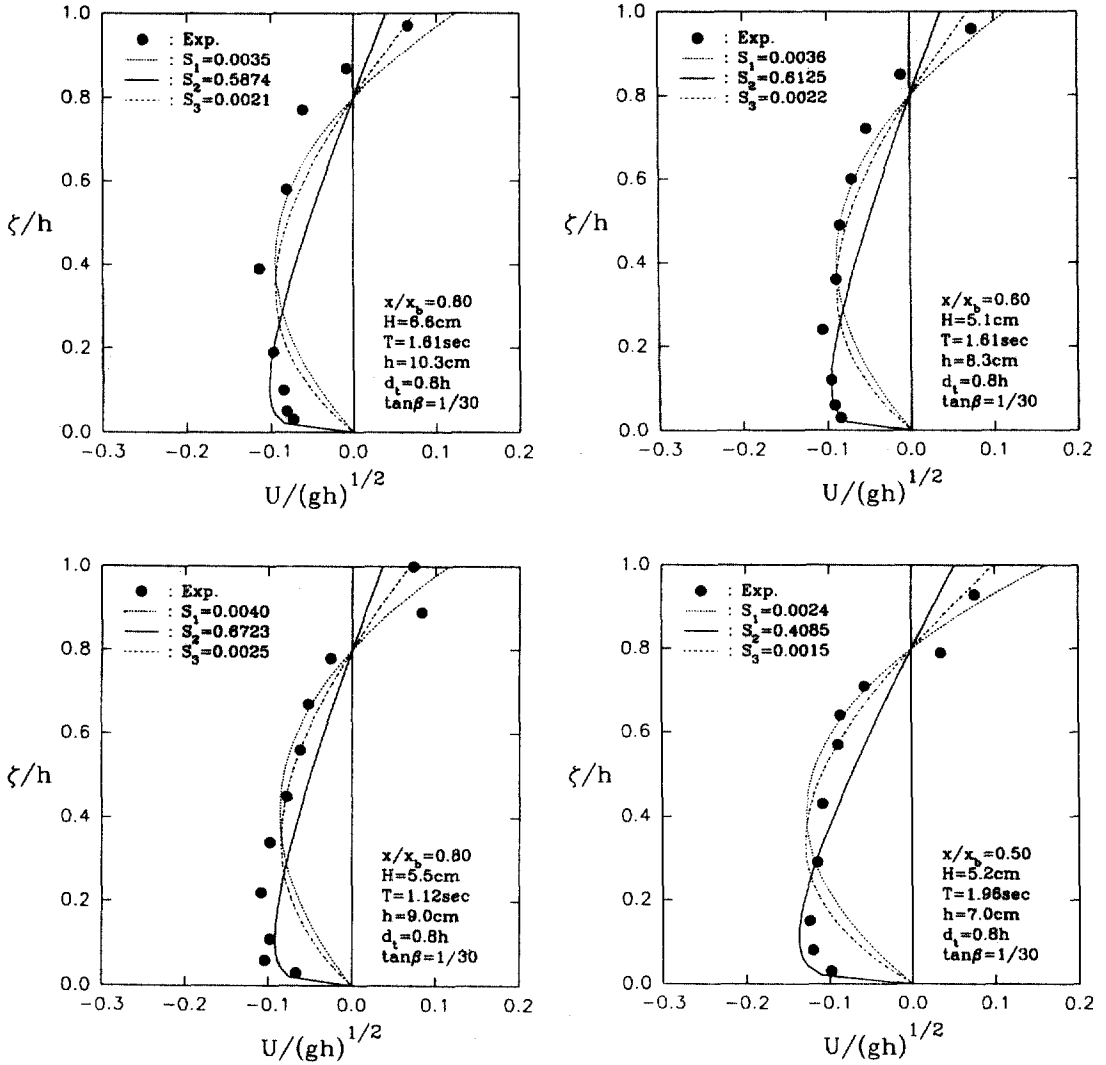


그림 6. undertow의 計算値와 Okayasu 等<sup>7)</sup>의 實驗値와의 比較(CASE OE-5~OE-8,  $\tan\beta = 1/30$ )

境遇에 걸쳐 波谷點 附近의 undertow 鉛直流速分布는  $v_t$ 가 線形函數形인 境遇 보다 常數形 혹은 指數函數形일 때가 現象을 잘 나타내는 것으로 여겨 지는데 앞으로  $v_t$ 의 鉛直分布에 관한 보다 많은 研究가 必要할 것으로 여겨진다.

## 5. 結 論

解釋의으로 undertow 鉛直流速分布를 구하는 數學的 模型을 提示하고 討議하였다. 이상의 結果를 要約하면 다음과 같다.

1) 基礎方程式의 積分을 行하기 위하여 아주 緩慢한 底面傾斜를 假定하여 移流項을 無視하였다. 그 結果, 底面傾斜가 緩慢할수록 計算値는 實驗値와 잘 一致하였다.

2) 碎波帶에서 波形을 第1種 Chebyshev 4次 多項式으로 近似하고 碎波帶에서 波高·水深比가 一定하다고 假定하여 波動에 의한 起動力을 評價하였다. 따라서 undertow의 鉛直流速分布를 計算하는데 必要한 入力 媒介變數가 簡單하게 되었다.

3) 一義의으로 정하기 어려운  $v_t$ 의 常數값을 구하기 위하여 傳統의으로 使用된 境界條件 외에 波

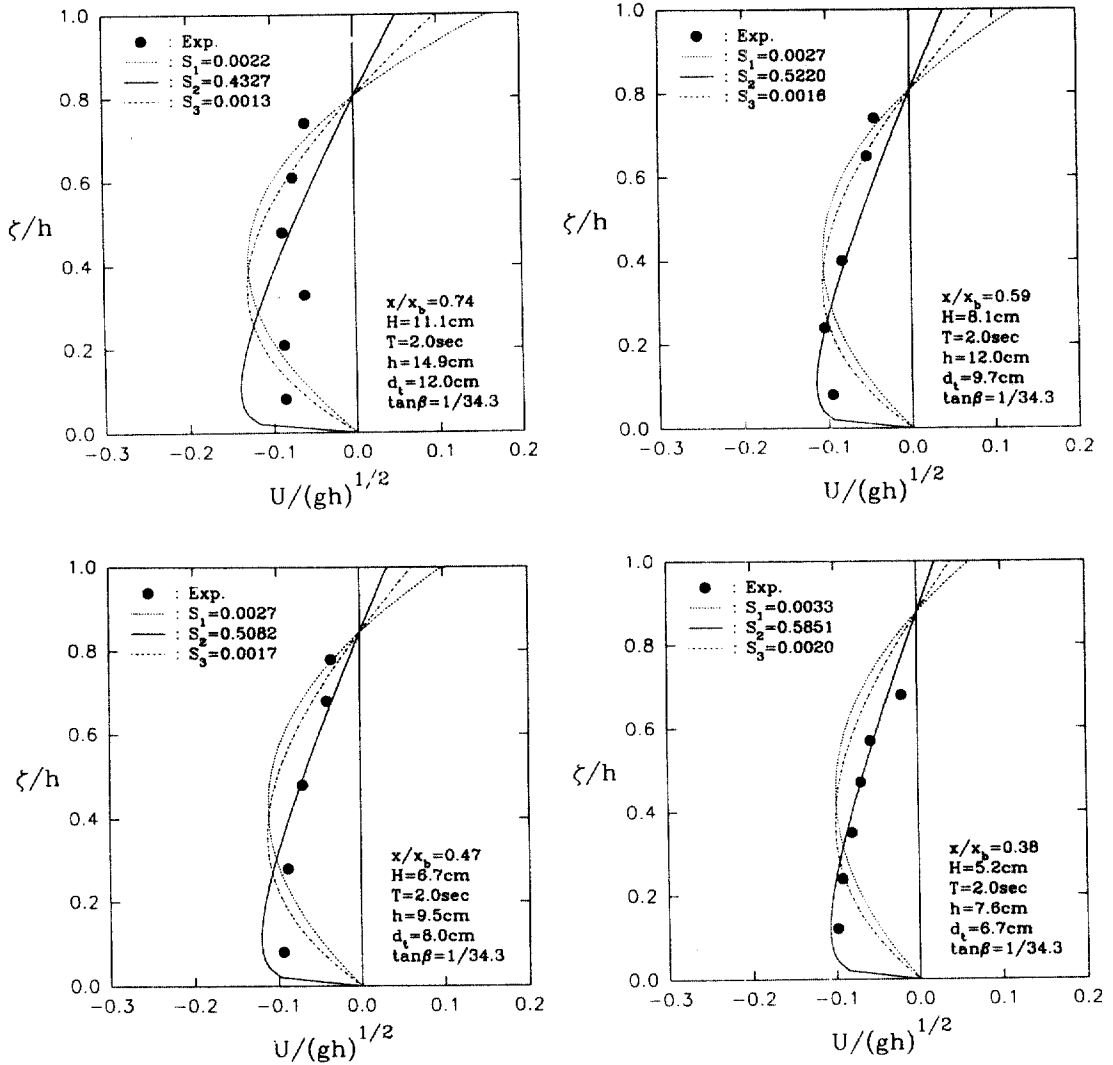


그림 7. undertow의 計算値와 Svendsen 等<sup>6)</sup>의 實驗値와의 比較(CASE SE-1~SE-4,  $\tan\beta = 1/34.3$ )

谷點에서 undertow 流速값이 zero라는 새로운 境界條件을 導入하여  $v_t$ 값의 定量的 評價를 기하였다.

4)  $v_t$ 의 鉛直分布를 常數形, 線形函數形 및 指數函數形으로 假定하여 計算한 結果, 線形函數形일 때가 計算値와 實驗値는 比較的 잘 一致하였으며, 특히 底面 近方에서 流速의 크기를 잘 나타내었다.

5) 全 境遇에 걸쳐 碎波點 附近에서 計算値는 過大評價되었는데, 이것은 本 研究에서 無視된 移流項과 底面境界層 內에서의 streaming velocity 項의 影響으로 보이므로 碎波點 附近에서는 이 項을 考慮해야 할 것으로 여겨진다.

6) 波谷點 附近에서 undertow 鉛直流速分布는 常數形 혹은 指數函數形의 境遇 그 傾向을 잘 나타내었다.

### 感謝의 글

本 論文은 1990年度 文敎部支援 韓國學術振興財團의 地方大學育成 學術研究造成費에 의하여 研究된 것으로 同 財團에 깊은 感謝를 드립니다.

## 참 고 문 헌

1. Deigaard, R., Justesen, P. and Fredsøe, J., "Modelling of undertow by a one-equation turbulence model", *Coastal Eng.*, Vol. 15, 1991, pp. 431-458.
2. Longuet-Higgins, M.S., "Wave set-up, percolation and undertow in the surf zone". *Proc. R. Soc., London, Ser. A*, Vol. 390, 1983, pp. 283-291.
3. Svendsen, I.A., "Mass flux and undertow in a surf zone", *Coastal Eng.*, Vol. 8, 1984, pp. 347-365.
4. Dally, W.R. and Dean, R.G., "Suspended sediment transport and beach profile evolution", *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng.*, Vol. 110, No. 1, 1984, pp. 15-33.
5. Svendsen, I.A., Schäffer, H.A. and Hansen, J.B., "The interaction between the undertow and the boundary layer flow on a beach", *J. Geophys. Res.*, Vol. 92, No. C11, 1987, pp. 11845-11856.
6. Svendsen, I.A. and Hansen, J.B., "Cross-shore currents in surf zone modelling", *Coastal Eng.*, Vol. 12, 1988, pp. 23-42.
7. Okayasu, A., Shibayama, T. and Horikawa, K., "Vertical variation of undertow in the surf zone", *Proc. 21st Inter. Conf. Coastal Eng.*, Vol. 1, 1988, pp. 478-491.
8. You, Z.-J., Wilkinson, D.L. and Nielsen, P., "Velocity distribution of waves and currents in the combined flow", *Coastal Eng.*, Vol. 15, 1991, pp. 525-543.
9. Stive, M.J.F. and Wind, H.G., "Cross-shore mean flow in the surf zone", *Coastal Eng.*, Vol. 10, 1986, pp. 325-340.
10. Tennekes, H. and Lumley, J.L., *A first course in turbulence*, MIT Press, 1972, pp. 300.
11. Deigaard, R. and Fredsøe, J., "Shear stress distribution in dissipative water waves", *Coastal Eng.*, Vol. 13, 1989, pp. 357-378.
12. 服部昌太郎, 上原義和, "戻り流れを考慮した岸沖漂砂量の評価モデル", 日本土木學會 海岸工學論文集, Vol. 29, 1982, pp. 223-227.
13. Longuet-Higgins, M.S. and Stewart, R.W., "Radiation stresses in water waves; a physical discussion, with applications", *Deep-Sea Res.*, Vol. 11, 1964, pp. 529-562.
14. Komar, P.D., *Beach processes and sedimentation*, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1976, pp. 429.
15. Phillips, O.M., *The dynamics of the upper ocean*, 2nd Ed., Cambridge Univ. Press, 1977, pp. 336.
16. 李宗燮, 朴一欽, "碎波帶에서 波高減衰 및 return flow에 관한 水理實驗", 韓國海岸·海洋工學會 定期學術講演會 發表論文 草錄集, 1992, pp. 173-178.
17. 平山秀夫, "碎波帶内における戻り流れと水面渦度の推定法に関する研究", 日本土木學會 海岸工學論文集, Vol. 38, 1991, pp. 76-80.
18. 平山秀夫, "碎波帶内における水面渦度の推定式とそれに基づく戻り流れの鉛直分布の理論", 日本土木學會 海岸工學論文集, Vol. 39, 1992, pp. 71-75.

(接受: 1993. 3. 2)