

## 海底砂漣形을考慮한 海岸域의 底質浮遊特性 Suspended Sediment Mechanism above Rippled Bed

金 圭 漢\*  
Kyu Han Kim\*

**要 旨** : 여러 종류의 多樣한 外力條件에 의해서 形成되는 浮遊砂濃도에 대한 綜合的 解析을 수행하고, 浮遊砂量 Flux의 算定에 있어서 매우 중요한 역할을 차지하는 擴散係數와 基準點濃도에 관한 實用적 評價式을 提案하였다. 浮遊砂濃도의 鉛直擴散係數는 砂漣形狀을 考慮한 底部摩擦速度 및 粗度要素를 사용하여 計算되는 渦動粘性係數에 대해 明確한 比例關係가 成立됨이 확인되었다. 또한, 흐름이 波에 附加 되었을 경우 발생하는 基準點濃도의 低下現象은 波와 흐름의 共存領域에서 形成되는 砂漣의 非對稱性에 起因됨이 확인되었다.

**Abstract** □ The suspended sediment mechanism was systematically investigated by analyzing existing data together with new data obtained under several wave fields. A simple empirical formula has been developed to predict the time-averaged suspended sediment concentration above movable bed, by the effect of wave and current interaction. The present study shows linear dependency of the diffusion coefficient of suspended sediment on the eddy viscosity coefficient obtained by considering the ripple geometry. Furthermore, it is proved that reference sediment concentration is reduced by the effect of ripple asymmetry.

### 1. 緒 論

海濱變形을 豫測하는 方法은 數值 simulation, 移動床水理模型實驗, 또는 兩者를 折衷한 hybrid法으로 大別할 수 있으나, 移動床水理模型實驗에 있어서는 相似法則 등의 問題點 때문에 豫測 困難한 點이 多數 存在하여 왔다. 따라서 最近에는 海濱變形을 豫測하는 方法으로써 數值 simulation model이 종종 利用되어 지고 있다. 그러나, 數值 model에 있어서도 使用하고 있는 基本公式이나 여러가지의 係數들은 實驗室에서 얻어진 經驗的公式과 係數들이 대부분이다. 더우기 現在 model 妥當性的 關鍵을 左右하는 漂砂量公式은 普遍的으로 適用可能한 式이 確立되어져 있다고 할 수 없는 상황이다.

또한 豫測의 對象인 海濱變形 자체가 浮遊漂砂가 卓越하고, 漂砂移動의 外力인 波와 흐름이 空間的으로 크게 變化할 경우에는, 平衡狀態의 漂砂量公式은 適用할 수 없기 때문에, 通常 浮遊砂의 移流擴散方程

式을 利用하여 解를 구하는 Flux model이 使用되어 진다. 이와 같이 Flux model을 使用할 경우, 境界條件으로는 浮遊砂의 基準點濃度, 浮上Flux 및 水平, 鉛直方向의 擴散係數를 設定해 주어야만 한다. 그러나 지금까지는 波動場에 흐름이 함께 共存할 경우에도 波動場만에서 얻어졌던 基準點濃度, 擴散係數를 그대로 使用하는 경우가 많았다. 한편, 現地와 實驗室과의 漂砂移動에 관한 Scale의 差 中에는 波의 不規則性 및 海底砂漣이 매우 重要的 要素로 作用하는 것이 알려져 있다.

近年, 不規則波水槽 혹은 任意波形振動流裝置등에 의한 實驗結果가 蓄積되어, 보다 現地に 가까운 檢討가 이루어지게끔 되었다. 그럼에도 불구하고, 底質 浮遊特性에 미치는 波의 不規則性 影響에 대해서는 檢討한 例를 찾아 보기가 어렵다. 또한 이와 같은 浮遊등의 理論的 解析은 砂漣이 存在한다고 하는 前提下에서 遂行되어져야 할 必要가 있고, 砂漣의 形狀特性과 浮遊現狀과의 關係에 대한 解析이 必須的

\*日本테트라포드 應用水理研究所 (Applied Hydraulic Lab. Nippon Tetrapod Co. Ltd., Tsuchiura, 300, Japan)

이라 할 수 있다.

本 研究는 以上과 같은 觀點에 立脚하여, 不規則 波動場 혹은 波와 흐름의 共存領域에서 發生하는 底質 浮游特性에 대해서, 특히 底部에 形成되는 砂漣形狀 과의 關係에 焦點을 두고 檢討를 遂行하였다.

## 2. 浮游砂濃도에 대한 理論的 背景

海濱에서 發生하는 浮游砂는 海底에 砂漣이 存在 하고 海底附近에서의 亂流變動이 클 경우, 혹은 碎 波에 의한 亂流變動, 構造物 周圍의 亂流變動이 클 경우에 海底로부터 底質이 浮上되는 現狀이다. 즉 浮游砂의 浮上機構에 있어서는 海底附近의 流體亂流 變動이 起動力이 되는 것이다.

이러한 底質의 浮游擴散現狀은 擴散方程式을 誘導 하는 過程에서 物理的으로 說明될 수 있고, 物質擴 散係數로써 數學的으로 定義된다고 할 수 있다. 다 음과 같은 漂砂의 連續方程式(1)에 式(2)와 같은 底 質濃도 및 輸送速度를 代入하고 긴 時間 Scale로 時 間平均을 取하면 式(3)을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial cu}{\partial x} + \frac{\partial cw}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} c &= \bar{c} + c' \\ u &= \bar{u} + u' \\ w &= \bar{w} + w' \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{c}\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{c}\bar{w}}{\partial z} = \frac{\partial \bar{c}'u'}{\partial x} - \frac{\partial \bar{c}'w'}{\partial z} \quad (3)$$

式(3)의 右邊은 物質의 水平 鉛直方向의 擴散을 나 타내고 있으며, 流體의 變動成分과 底質濃도의 變動 成分에 의해 物質의 擴散이 이루어지고 있음을 나타내 준다. 여기에서 Boussinesq形의 近似를 遂行하면 式 (4)를 얻을 수 있다.

一般的으로 浮游砂濃도는 다음과 같은 2次元 移送 擴散方程式에 의해 論議되어진다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} - W_f \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial x} \left\{ K_{xx} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} \right\} \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \left\{ K_{zz} \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right\} \end{aligned} \quad (4)$$

但, 여기에서의 z軸은 海底로부터 鉛直上向으로 取하

고,  $\bar{c}$ 는 時間平均濃度,  $K_{xx}$  및  $K_{zz}$ 은 다음 式에서 定 意되는 擴散係數이다. ('은 時間평균치와의 位相差로 써 計算되는 變動成分이다.)

$$K_{xx} = \frac{-\overline{c'u'}}{\partial c / \partial x} \quad (5)$$

$$K_{zz} = \frac{-\overline{c'w'}}{\partial c / \partial z} \quad (6)$$

지금까지의 浮游砂濃도에 관한 研究의 대부분은 定常平衡狀態에서의 時間平均濃도의 鉛直分布에 관한 研究였고, 이 때 式(4)에서의 水平方向變動 및 時間 變動項은 無視되어져, 式(4)는 다음의 鉛直一次元 擴散方程式으로 歸着된다.

$$-W_f c = K_{zz} \frac{\partial c}{\partial z} \quad (7)$$

式(7)의 物理的 意味는 海底로부터 任意的 높이 z에 있어서는 鉛直方向 Flux(浮上 Flux  $K_{zz}(\partial c / \partial z) = -w'c'$  및 沈降 Flux  $\bar{c}\bar{W}_f$ )가 均衡을 이루고 있는 것을 나타내 주는 것이라 할 수 있다. 式(7)에 의해 時 間平均濃도를 解析할 경우에는, 擴散係數 및 境界條 件을 부여할 必要가 있다.

擴散係數는 一般的으로 渦動粘性係數  $\epsilon_z$ 과 Schmit 數  $S_m$ 을 통해서 說明되어질 수 있다.

$$S_m \epsilon_z = K_{zz} \quad (8)$$

또한, 渦動粘性係數에 관해서는 亂流境界層의 解析과 關係되어져 여러가지의 model이 提案되어져 있다. 그 代表的인 model로써 다음과 같은 model을 들 수 있다 (Madsen과 Grant, 1980).

$$\epsilon_z = \alpha \kappa u^* \delta_w \quad (9)$$

$$\epsilon_z = \alpha \kappa u^* z \quad (10)$$

여기에서,  $u^*$ 는 마찰속도,  $\delta_w$ 는 境界層 두께,  $\kappa$ 는 Karman常數,  $\alpha$ 는 比例常數이다.

擴散係數에 대해서는 鉛直方向으로 單一分布를 取 하는지, 아니면 z의 一次函數로 나타내는지의 두 가지 議論으로 나뉘어져 있다. 前者의 경우  $c$ 는 半對數紙 上에서 直線分布를 取하고, 後者の 경우  $\bar{c}$ 는 z의 指 數函數로 되어 全對數紙上에서 直線分布로 나타난다. 그러나 Kennedy과 Locher(1987)와 出口(1987)는 多

數의 浮遊砂濃度分布에 관한 實驗結果를 再整理하고, 時間平均浮遊砂濃度  $\bar{c}$ 는 半對數紙에서 直線分布를 갖고 있음을 確認하고 있다. 이것은 浮遊砂濃도에 대한 鉛直擴散係數가 鉛直方向으로 一定傾斜를 지닌 分布를 갖고 있음을 나타내 주는 것이다.

또한 式 (7)에 대한 境界條件으로서, 海底로부터의 浮上Flux를 생각해 주는 것이 合理的이며, 이러한 경우는 底質의 濃도와 浮上速度, 혹은 海底로부터의 pick up rate를 推定할 필요가 있다(Nielsen, 1986). 한편, 境界條件을 底質의 濃도로 나타내 주는 경우는, 浮遊砂層의 下部에서 생기는 掃流砂濃도와 連續하는 形態의 定式化, 또는 砂連周邊에서 形成되는 standing vortex에 의해 支配되는 漂砂量을 energy로써 評價해주는 形態의 定式化가 存在한다(Skafel과 Krisnapan, 1984; 出口, 1987; Fredsoe 등 1985).

### 3. 底質浮游特性에 관한 移動床水理實驗

#### 3.1 流速分布의 測定

流速分布는 外徑 5 mm의 正逆프로펠라 流速計와 電子流速計를 使用하여 測定하였다. 測定點은 移動床의 中央部에서 底面으로부터 3 cm까지는 2.5 mm 間隔, 3 cm부터 10 cm까지는 5 mm 間隔, 그리고 10 cm 以上の 높이에서는 1 cm 間隔으로 配置하였다. 測定值는 Multi recorder DAA100(KYOWA製)를 使用하여 收錄하고, 10週期平均을 遂行한 뒤의 값을 平均流速으로 使用하였다. 流速分布의 測定을 보다 詳細하게 遂行하기 위해, 水素氣泡發生裝置를 使用하여 可視化의 實驗을 同時에 遂行하였다. 水素氣泡發生裝置는 陰極에는 白金線을 設置하고, 陽極에는 銅板을 設置하였다. 또한 直流펄스 發生裝置에 의해 適當한 電壓(本 實驗에서는 300v)를 供給하고, 陰極線으로부터 發生하는 水素氣泡의 움직임을 스트로보 사진기 및 高速 비디오를 使用하여 撮影하였다. 또한 撮影에 있어서는 水素氣泡에만 강한 빛이 도달할 수 있도록 슬릿트를 考案하여 使用하였다.

#### 3.2 浮遊砂濃度の 測定

浮遊砂濃度の 測定은 從來부터 實驗室뿐만이 아니라 現地에서의 浮遊砂觀測에 있어서도 높은 實效性을 갖고 있는 Syphon式 採水法을 採用하였다. 時間에 따른 浮遊砂濃度の 變化는 光電管式 濁度計를 使用

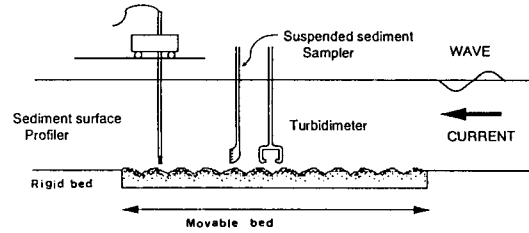


Fig. 1. Experimental set-up.

하였다. 濃度分布는 造波開始後 底面の 砂漣이 充分히 安定된 狀態에서 測定하였다. 砂漣이 충분한 安定 狀態에 도달할 때까지의 必要時間은 波週期の 약 2000~3000倍 程度 였다.

浮遊砂濃度の 測定位置는 砂漣의 Crest 및 Trough 위에서 鉛直方向으로 12 point를 測定하였다. Syphon에 의한 浮遊砂濃度の 測定時는 乾燥重量計 測을 마친 뒤의 採水桶을 使用하였다. 또한 採水時 間은 週期 T의 약 16倍를 채택하였다.

採水量은 180 cc(1 point當)로 하고, 採水에 의해 얻어진 물과 모래로부터, 重量濃도를 구하고, 다시 體積濃度(ppm)로 換算하여 使用하였다.

浮遊砂濃度の 時間變化를 測定하기 위해 使用한 光電管式 濁度計는 發光다이오드와 포트 트랜지스터 로 構成되어 있고, 水中을 透過하는 빛을 모래粒子가 차단하는 比率에 의해 濃도를 把握하는 原理를 갖고 있다. 測定值에 관한 AD變換의 샘플링 間隔은 0.05 sec, 데이터 處理數는 350~512個로 하였다. 浮遊現 狀의 撮影은 高速비디오카메라를 使用하고, 波의 1週 期를 6~10等分, 즉 0.1~0.15秒 間隔으로 畫面 情報를 解析하였다.

### 4. 浮遊漂砂에 미치는 흐름과 砂連의 影響

波動場(Fig. 2(a))과 波 흐름 共存場(Fig. 2(b), (c), (d))에서 測定된 時間平均浮遊砂 濃도에 대한 鉛直分布의 代表的인 例를 Fig. 2에 나타내었다. 그림 중의 ● 表示는 砂漣波峯(Crest), ○ 表示는 砂漣波谷 (Trough)에서 測定된 濃度이고, 從軸의  $z=0$ 는 砂漣의 Crest-level을 基準으로 取하였다. 그림의 濃度分布로 부터 알 수 있듯이 흐름의 有無에 關係없이 半對數 紙에서 直線分布를 나타낸다. 따라서, 擴散係數는  $z$  에는 依存치 않고, 鉛直方向으로 一定值를 갖는 것이 再確認 될 수 있다.

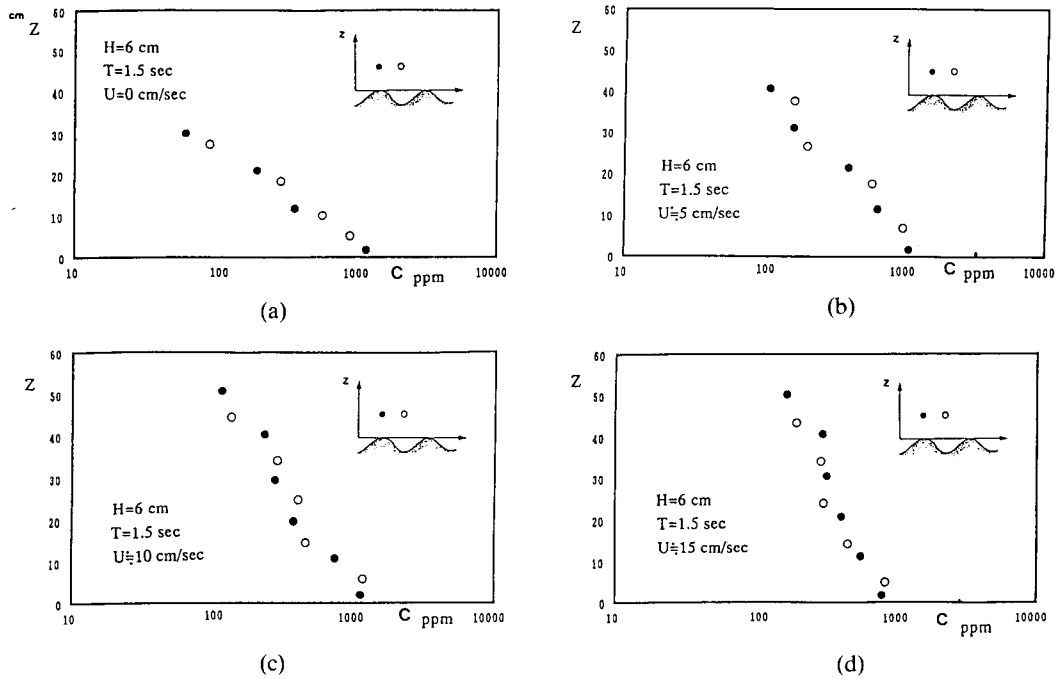


Fig. 2. Vertical profiles of time-mean concentration of suspended sediments by combined wave and currents  
 ((a)  $U \approx 0$  cm/sec, (b)  $U \approx 5$  cm/sec, (c)  $U \approx 10$  cm/sec, (d)  $U \approx 15$  cm/sec)

$$W_j = \sqrt{(\rho_s/\rho - 1)gD} \left\{ \left( \frac{2}{3} + \frac{36v}{(\rho_s/\rho - 1)gD^3} \right)^{1/2} - \left( \frac{36v}{(\rho_s/\rho - 1)gD^3} \right)^{1/2} \right\} \quad (11)$$

Fig. 2(a)~(d)를 比較해 보면 알 수 있듯이, 흐름의流速이 增加함에 따라서鉛直方向의 濃度傾斜는 急하게 되고, 擴散係數도 크게 된다. 但, 沈降流速  $W_j$ 는 式 (11)에 나타낸 Rubey式을 使用해서 計算하였다. 이와 같이 波에 흐름이 附加됨에 따라 擴散係數가 增加되는 現狀은, 波와 흐름의 共存領域에서의 渦動粘性係數의 흐름에 關한 依存性을 調査해 봄으로써 檢討 可能하다. 波와 흐름의 共存領域에서의 最大 底部 摩擦速度  $u_{cw}^*$  및 定常成分의 흐름에 대한 摩擦速度  $u_c^*$ 는 亂流境界層方程式을 풀어 얻어지는 다음 關係를 使用하였다.

$$\frac{u_{cw}^*}{\hat{u}_b} = \frac{u_c^*}{\hat{u}_b} + \sqrt{\kappa \frac{z_0}{d_0} \left( \frac{u_{cw}^*}{\hat{u}_b} \right)} (R'_{up} + I'_{up})^{1/2}$$

$$R'_{up} = \frac{k'_{er}k_{er}q_0 + k'_{ei}q_0k_{ei}q_0}{(k_{er}q_0)^2 + (k_{ei}q_0)^2}$$

$$I'_{up} = \frac{k'_{ei}q_0k_{er}q_0 + k'_{er}k_{ei}q_0}{(k_{er}q_0)^2 + (k_{ei}q_0)^2} \quad (12)$$

$$q_0 = 2 \left\{ \frac{z_0}{(\kappa u_{cw}^*/\sigma)^{1/2}} \right\}$$

$$\frac{u_c^*}{\hat{u}_b} = \frac{1}{2} \left\{ - \left( \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right) \left( \frac{u_{cw}^*}{\hat{u}_b} \right) + \sqrt{\left( \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right)^2 \left( \frac{u_{cw}^*}{\hat{u}_b} \right)^2 + 4\kappa \left( \frac{U}{\hat{u}_b} \right) \left( \frac{u_{cw}^*}{\hat{u}_b} \right) \frac{(h-z_0)}{\alpha_1}} \right\}$$

$$\alpha_1 = h \ln(\delta_w/z_0) - \delta_w + z_0$$

$$\alpha_2 = h \ln(h/\delta_w) - h + \delta_w \quad (13)$$

여기에서,  $\hat{u}_b$ 는 波에 의한 底部水粒子速度 振幅이고,  $\kappa$ 는 Karman常數,  $z_0$ 는 粗度要素이고,  $\delta_w$ 는 境界層 두께이다.  $z_0$ 와  $\delta_w$ 는  $k_u$  및  $u_{cw}^*$ 와 함께 다음 式으로 表現될 수 있다.

$$k_s = (20 \sim 30)z_0 \quad (14)$$

$$\delta_w = 4\kappa u_{cw}^*/\sigma \quad (15)$$

또한, 定常流 및 波動運動에 대한 渦動粘性係數  $\epsilon_z$

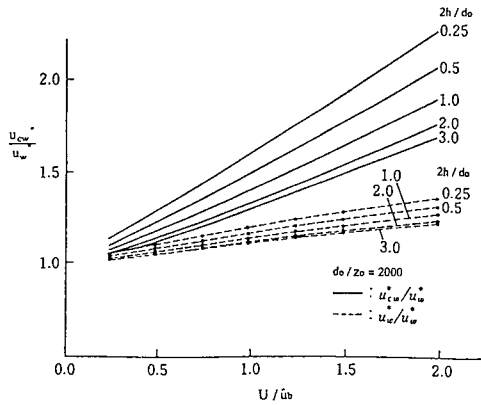


Fig. 3. Effect of currents on bottom shear stress.

및  $\epsilon_{uz}$ 는  $z$ 의 위치에 따라 다음과 같이 표현된다(Madsen과 Grant, 1980).

$$\begin{aligned} z \geq \delta_w : \epsilon_{uz} &= 0, \quad \epsilon_{cz} = \kappa u_{cw}^* z \\ z_0 \leq z \leq \delta_w : \epsilon_{uz} &= \epsilon_{cz} = \kappa u_{cw}^* z \end{aligned} \quad (16)$$

渦動粘性係數와 擴散係數는 앞서 說明한 바와 같이 Schmit數를 使用하여 關係지을 수 있고, 擴散係數는 Fig. 2에 表示된 時間平均濃度分布의 鉛直分布로부터, 鉛直方向으로 一定值를 取한다. 따라서 앞의 式 (16)에서 나타나는 渦動粘性係數와 鉛直方向으로 一定한 擴散係數를 關係짓기 위해, 境界層 外緣  $z=z_0$ 에서의 渦動粘性係數를 代表值로 하고 다음 式처럼 생각한다.

$$K_z \sim S_m \epsilon_{zz} = S_m \kappa u_{cw}^* z_0 \quad (17)$$

Fig. 3은 式 (12)~(15)에 의해 計算된 波와 흐름의 共存領域에서의 底部最大摩擦速度  $u_{cw}^*$ 가  $U/u_b$ 에 의해 어떠한 關係로 變化되는지를 나타내 본 것이다. 여기에서  $U$ 는 흐름의 斷面平均流速이고,  $u_b$ 는 波에 대한 底部水粒子速度이다.  $U/u_b$ 의 값의 增加에 따른  $u_{cw}^*$ 의 增加는, 水深 ( $h/d_0$ ) 혹은 相當粗度 ( $d_0/z_0$ )에도 依存하지만,  $d_0/z_0=10^3$ ,  $h/d_0=1.0$ 으로 設定했을 경우,  $U/u_b=0.5 \sim 1.0$ 에 대해  $u_{cw}^*$ 는 흐름이 存在치 않고, 波만이 存在할 경우의 摩擦速度에 대해 1.2~1.4倍의 값을 나타내 준다. 여기서  $d_0$ 는 底部水粒子軌道 振幅이다.

從來에는 實測된 擴散係數와 各各의 實驗條件에 있어서 앞서 說明한 바와 같이 計算되는 底部最大摩擦速度를 使用하여 그 關係式을 評價하였다. 그러나

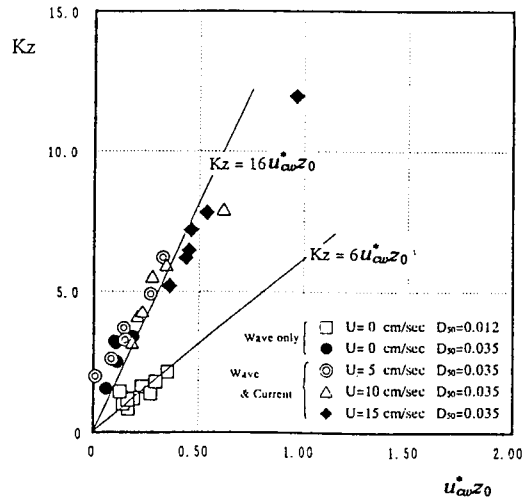


Fig. 4. Relation between diffusion coefficient  $K_z$  and the parameter  $u_{cw}^* z_0$ .

그 結果 얻어지는 擴散係數와  $u_{cw}^* z_0$ 의 關係는 底質粒徑 혹은 平均流速 別로 分類되어 統一된 傾向을 찾기 어려웠다. 本 研究에서는 이러한 問題를 解決하는 方法으로 砂漣의 形狀을 考慮한 粗度係數  $k_s$ 를 評價하여  $u_{cw}^* z_0$ 를 再 計算하였다.

이제, 이러한 方法에 의해 計算된 最大摩擦速度  $u_{cw}^*$ 를 使用해서 구해지는  $u_{cw}^* z_0$ 의 값과 그 때에 얻어지는 擴散係數 값의 關係를 살펴보면 Fig. 4와 같다.

그 結果 Fig. 4에서 알 수 있듯이 擴散係數  $K_z$ 는 平均流速과는 關係없이 底質粒徑에 의해서만 分類되고 있다. 그림 중에는 다음 式 (18)의 關係를 나타내는 直線도 表示되어 있다. 즉, 이들의 結果로부터 Schmit數  $S_m$ 은 浮遊砂粒徑  $D$ 에 依存하고  $D=0.035$  cm의 경우는  $S_m \approx 40$ ,  $D=0.012$  cm의 경우는  $S_m \approx 15$ 程度의 값을 取한다고 推定된다.

$$\begin{aligned} K_z &\approx 16 u_{cw}^* z_0 \quad (D=0.035 \text{ cm}) \\ &\approx 6 u_{cw}^* z_0 \quad (D=0.012 \text{ cm}) \end{aligned} \quad (18)$$

이러한 浮遊砂粒徑의 影響을 擴散係數算定에 考慮시켜 주기 위해 浮遊砂 粒徑의 效果를 浮上에 대한 抵抗力을 代表하는 沈降速度  $W_s$ 로 表現하고, 擴散係數  $K_z$ 를  $W_s$ 로 나눈 길이 Scale  $K_z/W_s$ 와  $u_{cw}^{*2}/\sigma$ 의 關係를 살펴본 것이 Fig. 5이다. 그림으로부터 若干의 微小變動은 있으나, 흐름의 有無, 浮遊砂 粒徑에 關係없이 다음 關係가 成立함을 알 수 있다.

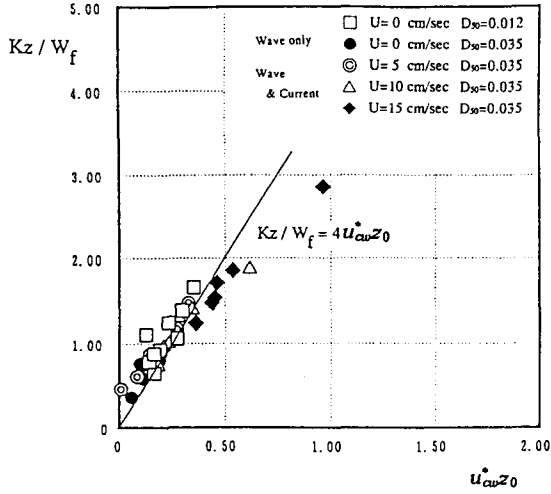


Fig. 5. Relation between the parameter  $k_z/W_f$  and  $u_{cw}^* z_0$ .

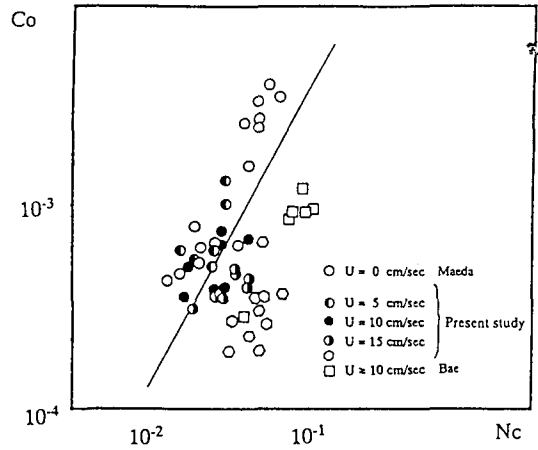


Fig. 7. Relation between reference sediment concentration  $C_0$  and the parameter  $N_c$ .

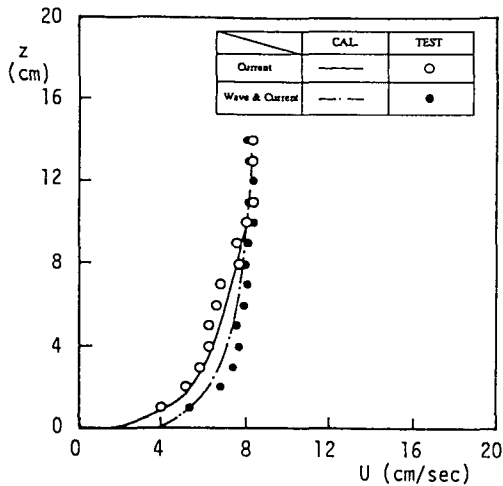


Fig. 6. Velocity distribution by wave and current interaction.

$$K_z/W_f \approx 4 u_{cw}^* z_0 \quad (19)$$

또한, Fig. 6에는 測定에 의해 얻어진 流速分布의 一例를 나타내었다. 그림중의 ○는 波가 存在하지 않을 경우, ●는 波가 存在할 경우의 結果이고, 實線과 波線은 各各의 경우에 대해 斷面 平均流速  $U$ 를 使用하여 式 (12)~(16)으로부터 얻어지는 諸量에 根據하여 計算되는 流速의 鉛直分布이다. 여기에서 實測結果와 計算結果는 잘 一致함을 알 수 있다.

한편, 一次元 擴散方程式의 경우, 境界條件은 앞에서 言及한 바와 같이 海底에서의 浮上 Flux 혹은

濃度로 부여해야만 한다. 이 중 浮上 Flux를 表現하기 위해서는 浮上速度 혹은 Pick-up rate를 구해야 하지만, 이러한 값들을 直接 測定하는 것은 一般적으로 不可能하다. 따라서 本 研究에서는 直接 測定되어 있는 浮遊砂 濃度の 鉛直分布로부터 基準點 濃度  $C_0$ 를 定義하고, 그의 定式化에 대해 생각한다. 또한 基準點 높이에 대해서는, 從來의 研究成果를 參照하여 crest level로 設定하였다. 그리고 基準點 높이에서의 濃도에 해당되는 基準點濃度는 濃度分布의 鉛直分布를 砂鏈의 Crest level까지 外插 함으로써 決定했다.

Fig. 7은 이와 같은 方法으로 決定한 基準點 濃度  $C_0$ 와 波만에 의해 얻어지는 浮遊砂 濃도에 대한 Parameter  $N_c$ 의 關係를 나타낸 것이다.

$$N_c = \frac{0.688u_b^2}{1.13(\rho_s/\rho - 1)gW_fT} \quad (20)$$

砂鏈上에서 形成되는 standing vortex가 갖고 있는 에너지의 一部分이 底質을 浮上시키는 데에 消費된다는 생각에서 얻어진  $N_c$  Parameter는 波만이 存在할 경우, 浮遊砂 基準點 濃도에 대해 다음 式으로 表現되었다.

$$C_0 = 0.347N_c^{1.77} \quad (21)$$

그림에서 波만이 存在할 경우 ( $U=0$ 의 경우)에 發生되는 浮遊砂 濃度は 全對數紙上에서  $C_0 \sim N_0^{1.9}$ 라고 하는 明確한 關係가 成立됨을 알 수 있다, 그러나 흐름이 存在할 경우는 式 (20)에서 보여지는 바와 같이, Parameter 自體에 흐름의 影響을 考慮 할 餘

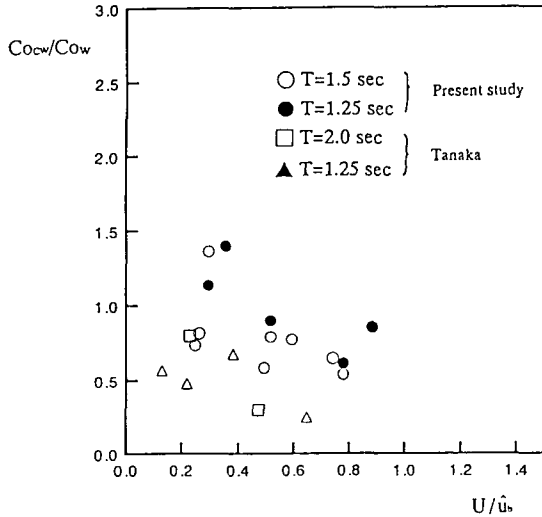


Fig. 8. Effect of currents on reference sediment concentration.

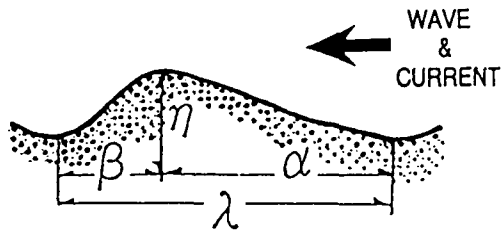


Fig. 9. Schematic diagram of an asymmetric ripple.

다가 없기 때문에,  $U=0$ 의 경우에 대한  $C_0$ 와는 다른  
 傾向을 나타내고, 流速이 增加함에 따라서  $C_0$ 는 減  
 少함을 알 수 있다.

Fig. 8은  $C_0$ 가 流速의 增加에 따라 어느 정도 減少  
 하는가를 檢討하기 위해, 흐름이 存在하는 경우에  
 測定된 基準點 濃度  $C_{0cw}$ 를 같은 波浪特性을 갖는  
 波만이 存在할 경우 發生하는 浮遊砂의 基準點 濃度  
 $C_{0c}$ 로 無次元한  $C_{0cw}/C_{0c}$ 의 값과 無次元 流速  $U/W_f$ 의  
 關係를 나타낸 것이다. 그림 중에는 田中(1973)의 結  
 果도 함께 나타내고 있다.

이와같은 基準點 濃度の 底下現象을 砂漣上의 浮  
 遊에 關한 畫上 解析結果에 根據하여 考察하면 다음과  
 같다.

波에 의해 發生하는 砂漣은 比較的 對稱한 形狀을  
 나타내고, 波에 의한 水粒子 速度의 位相變化에 對  
 應해서 砂漣의 兩 斜면에 一週에 2번 渦가 形成된

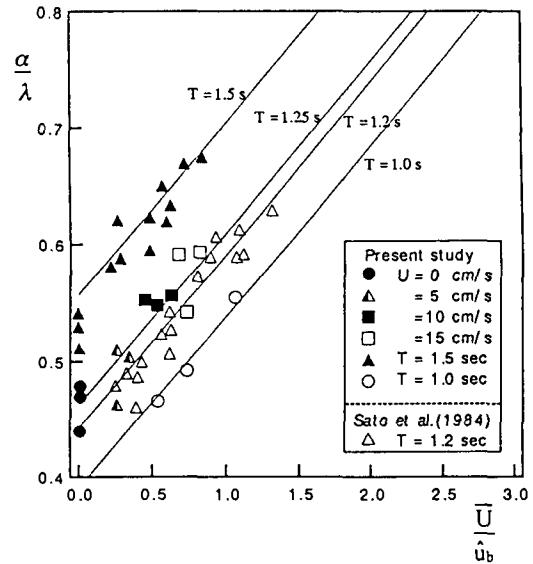


Fig. 10. Effect of mean velocity on ripple asymmetry.

다. 그러나 앞서 說明한 바와 같이 波에 흐름이 重  
 疊하면, 砂漣形狀이 우선 非對稱으로 된다(흐름에 대  
 한 上流측 斜面이 緩傾斜로 되고, 下流側 斜面이 急  
 傾斜로 된다). 波와 흐름의 共存場에서 形成되는 砂  
 漣의 非對稱성은 Fig. 10에 나타내는 바와 같다. 이와  
 같은 非對稱砂漣上에서는, 그 上下流側에서 發生하는  
 渦 또한 非對稱하게 되고, 흐름이 강한 경우에는 흐  
 림의 流向과 같은 波에 의한 水粒子 運動이 생기는  
 位相에서, 砂漣의 下流側 急斜面上에서만 顯著한 渦가  
 形成되고, 그 渦에 빨려 들어간 底質이 浮遊砂의 Source로  
 된다. 즉, 강한 非對稱 砂漣上에서는 波의 一  
 週期間에 한번만 浮遊砂가 底面으로부터 渦에 의해  
 上方으로 供給된다.

이처럼 흐름이 波에 重疊했을 경우, 海底에서 發  
 生하는 浮遊砂는 砂漣의 非對稱에 의해 생기는 渦의  
 非對稱성에 크게 依存한다.

### 5. 底質의 浮遊特性에 미치는 入射波의 不規則性

Fig. 11은 3次元 砂漣 및 不規則波에 의해 發生한  
 2次元 砂漣上의 時間平均濃度の 鉛直分布를 나타낸  
 것이다. 이들로부터 3次元 砂漣上, 혹은 不規則波에  
 의해 發生한 砂漣上에서 浮遊砂의 時間平均濃도는

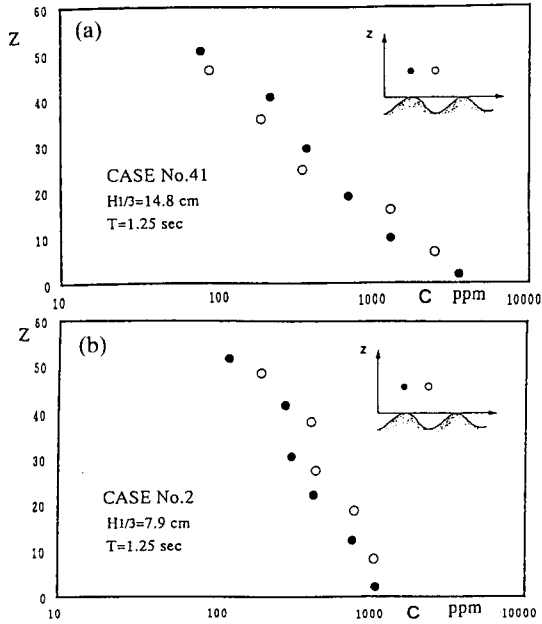


Fig. 11. Vertical profiles of time-mean concentration of suspended sediment. (a) on 3-D ripples, (b) in irregular waves

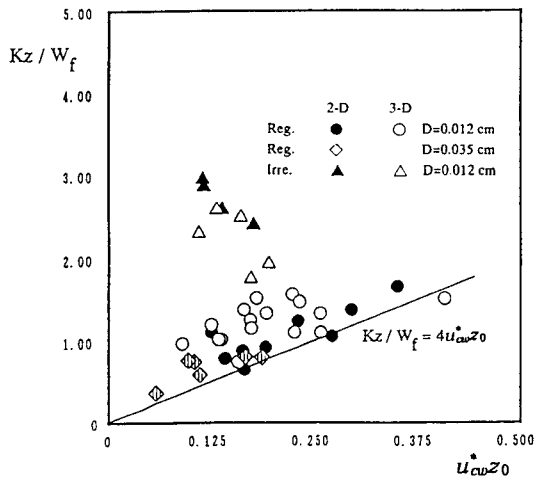


Fig. 12. Relation between  $K_z/W_f$  and  $u_{*cz0}$  over 2-D ripples and 3-D ripples.

앞서 살펴본 2次元 砂漣上 혹은 規則波에 의해 發生된 砂漣上의 浮游砂特性과 半對數紙上에서 直線分布를 이루는 것을 알 수 있다.

Fig. 12는 2次元 및 3次元 砂漣 그리고 不規則 波動場에서 測定된 擴散係數에 대해 整理한 것이다. 여기서 3次元 砂漣의 경우, 波高 및 波長은 波別解

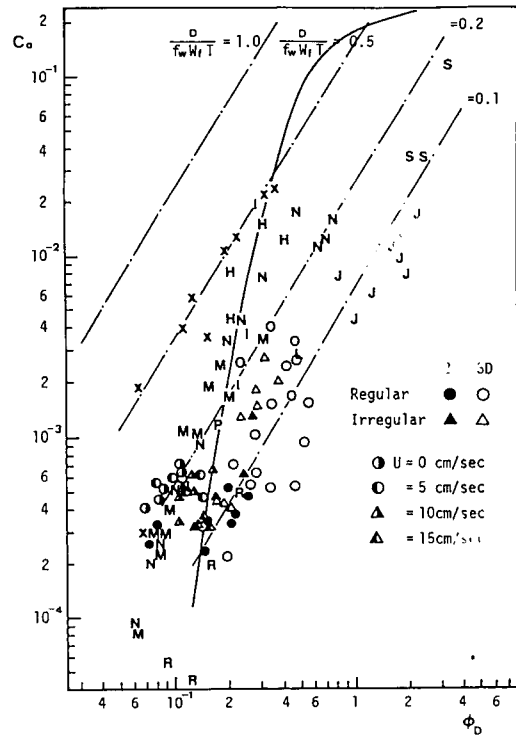


Fig. 13. Relation between reference sediment concentration and Shields parameter.

析에 의해 決定된 有義波有義砂漣에 대한 값을 使用하고, 不規則波動場에서의 Shield數 값 또한 有義波의 諸元을 使用하여 計算한 값이다.

그림으로부터, 우선 不規則 波動場에서의 浮游砂 濃度の 擴散係數는 規則波에 의한 浮游砂의 擴散係數 보다 몇 배 큰 값을 나타내고 있다. 또한 3次元 砂漣上에서의 浮游砂 擴散係數도 2次元 砂漣上에서 얻어진 擴散係數보다 큰 값을 나타내고 있다.

不規則 波動場에서는 不規則하게 入射하는 一連의 波群중 어느 波가 底質浮游에 支配的인 役割을 하고 있는가 라고 하는 問題와 關聯해 有義波의 概念이 반드시 底質浮游을 說明하는 要因은 아닌 것을 나타내준다. 不規則波動場에서는 一定值 以上の 波浪이 通過하는 경우에만 渦에 의한 底質의 浮游가 發生한다. 이와 같은 波가 여러번 계속된다면 高濃度の 浮游砂가 形成되지만, 그 보다 작은 波浪이 계속될 경우는 掃流砂 밖에 存在하지 않았다. 특히, 有義波高가 작은 경우 이러한 傾向은 顯著했고, 有義波高가 크게 되면 보다 많은 波에 의해 계속적인 底質의 浮上이



Table 1. Experimental condition of Fig. 13

Symbol	Author	T(sec)	Regime
X	Homma <i>et al.</i> (1965)	1.0-1.8	Ripples
I	Nakato <i>et al.</i> (1977)	1.2-2.4	Ripples
N	Nielsen (1979)	1.7	Ripples
L	Nielsen (1979)	1.7	Ripples
O	Nielsen (1979)	13.03.0	Ripples
P	Nielsen (1979)	1.7	Ripples
M	Nielsen (1979)	1.7	Ripples
R	Sleath (1982)	3.0-3.0	Ripples
J	Horikawa <i>et al.</i> (1982)	2.0-6.0	Sheet flow
H	Hayakawa <i>et al.</i> (1983)	4.0-6.0	Ripples
S	Staub <i>et al.</i> (1984)	6.8-9.1	Sheet flow
●○▲△	Present Study	1.25-2.5	Ripples
●●▲▲△△	Present Study	1.25-1.5	Ripples

생기게끔 된다.

Fig. 13은 Nielsen(1984)이 정리했던 기준점농도와 Shields數  $\phi_D$ 의 관계를 보다 廣範圍한 實驗條件을 利用하여 再整理한 것이고, 그림 중에는 本 研究에서 얻어진 기준점농도 또한 함께 定理되어져 있다. 그리고 그림중의 實線은 Fredsoe 등(1985)에 의해 提案 되어진 기준점농도이고, --點碎線은 式 (17)으로 表現되는 기준점농도를 Shield數의 函數로 바꿔,  $D/(f_w \cdot W_f \cdot T)$ 를 Parameter로 해서 나타낸 것이다.

$$C_0 = 0.49 \phi_D^{0.77} \{D_{50}/(W_f T f_w)\}^{1.77} \quad (22)$$

Fig. 12는 다음과 같은 事項을 나타내 주고 있다.

우선, Shields數  $\phi_D$ 의 값이 같더라도, 底質粒徑이 크면 클수록 기준점농도의 값이 크다는 것을 알 수 있고, 흐름이 存在하면 기준점농도는 底下됨을 알 수 있다.

Sheet flow 狀態 및 2次元 砂漣에서 Sheet flow로 遷移하는 過程에서 出現하는 3次元 砂漣上的 기준점농도는 2次元 砂漣上的 기준점농도보다 작은 값을 나타내 주고 있다.

또한, 實測된 sheet flow를 포함한 모든 領域에서의 기준점농도는  $D/(f_w \cdot W_f \cdot T)$ 의 값 중 0.5~0.1의 範圍 안에 들어 있고, 이것은 기준점농도가 Shields數  $\phi_D$  만에 의해 一般的으로 決定되지 않음을 說明해 주는 것이며, 따라서 底質粒徑  $D$ , 沈降速度  $W_f$ , 週期  $T$  등의 影響을 함께 考慮해서 決定하지 않으면 안된다는 것을 나타내 준다고 할 수 있다.

## 6. 結 論

底質의 浮遊特性을 境界條件인 同時에 source의 役割을 하는 海底의 砂漣을 통해서, 不規則波를 包含한 波動 및 波와 흐름의 共存領域, 그리고 2次元 砂漣上과 3次元 砂漣上에서 各各 檢討하고 統一의인 考察을 遂行하였다. 그 結果 擴散係數는 砂漣形狀을 考慮한 摩擦速度( $u_{*c}^*$  혹은  $u_{*w}^*$ )에 의해 整理하는 것이 바람직하며, 더욱이 그에 의해 波와 흐름의 共存領域에서의 擴散係數도 推定 可能함을 확인할 수 있었다. 따라서 砂漣形狀은 底部摩擦速度의 決定에 重要한 要素임을 알 수 있었다.

또한, 實測된 濃度分布로부터 計算되는 擴散係數  $K_s$ 는 砂漣形狀을 考慮해 推定되는 渦動粘性係數  $\epsilon_s$ 와 Schmit數를 통해 매우 높은 相關關係를 갖고 있는 것이 確認 되었다.

흐름이 附加되었을 경우의 基準點 濃度는 흐름의 流速에 隨伴하여 減少되는 것이 確認되었고, 이 現狀은 波와 흐름의 共存領域에서 形成되는 砂漣의 非對稱性에 의해 發生하는 砂漣上的 薄利渦의 강한 非對稱性에 기인된 것임이 證明되고, 底感率은 흐름의 平均流速과 底部의 水粒子 振幅을 통해 推定可能함을 알 수 있었다.

本 研究에서 얻어진 擴散係數의 推定式은 浮遊砂의 Flux를 推定하는데에 有效하게 使用될 것으로 思料되며, 그 외에 확인되어진 浮遊砂 特性에 관한 多數의 知見은 앞으로 檢討되어져야 할 數值移動床모델 및 移動床을 고려한 新漂砂量公式의 決定에 중요한 役割을 할 것으로 기대되어진다.

## 謝 辭

本 研究는 著者의 大阪大學에서 수행된 學位論文의 一部分을 要約한 것이며, 성심껏 指導해준 大阪大學 教授 榎木亨, 助教授 出口一郎께 감사하는 바이다.

## 參考文獻

- 佐藤 功, 田中 仁, 首藤伸夫, 1984. 波 流れ共存場における 岸沖漂砂量, 第31回海岸工學講演會論文集, 日本土木學會, pp. 311-315.  
 出口一郎, 1987. 波による底質의 浮遊, 水工學夏期研修論文

- 集, 日本土木學會, B-9.
- 田中則夫, 1973. 波と流れによる砂移動に関する實驗, 港灣技術研究所報告, 第12巻, Vol. 4, pp. 7-21.
- 金丰漢, 榑木 亨, 出口一郎, 1992. 波によって形成される砂連の履歴効果と浮遊砂濃度分布について, 第38回海岸工学講演會論文集, 日本土木學會, pp. 271-275.
- 早川典夫, 辻本剛三, 森下憲治, 1983. 砂澁上の渦運動による浮遊砂輸送機構, 第31回海岸工学講演會論文集, 日本土木學會, pp. 291-295.
- 沢本正樹, 1983. 砂澁上の亂れ強度分布と浮遊砂濃度分布, 第28回海岸工学講演會論文集, 日本土木學會.
- Fredsoe, J., O.H. Andersen and S. Siberg. 1985. Distribution of suspended sediment in large waves, Jour., ASCE, Vol. 111, No. WW6, pp. 1041-1095.
- Homma, M., Horikawa, K. and Kajima, R., 1965. A study of suspended sediment due to wave action, Coastal Eng. in Japan., 8: 85-103.
- Horikawa, K., Watanabe, A. and Katori, S., 1982. Sediment transport under sheet flow conditions., Proc. 18th Int. Conf. on Coastal Eng., pp. 1335-1352.
- Kennedy, J.F. and Locher, F.A., 1987. Sediment suspension by water wave, in wave on beaches, R.E. Meyer(ed), Academic Press.
- Madsen, O.S. and Grant, W.D., 1980. Sediment transport in the coastal environment, Rept. No. 209, Dept. Civil Eng., MIT.
- Murry, S.P., 1979. Settling velocities and vertical Diffusion of Particles in turbulent water, J.G.R., Vol. 75, No. 9, pp. 1647-1654.
- Nakato, T. et al., 1977. Wave entrainment of sediment from rippled beds. Proc. ASCE 103, pp. 83-100.
- Nielsen, P., 1979. Some basic concepts of wave sediment transport, Inst. Hydro-dynamics and Hydraulic Eng., Series paper 20, Tech. Univ. of Denmark, pp. 160.
- Nielsen, P., 1984. Field measurements of time-averaged suspended sediment concentration under waves, Coastal Eng., Vol. 8, No. 1, pp. 51-72.
- Nielsen, P., 1986. Suspended sediment concentration under waves, J. Coastal Eng. Vol. 10 No. 1 pp. 23-32.
- Skafel, M.G and B.G. Krishnappan, 1984. Suspended sediment distribution in wave field, Jour., ASCE, Vol. 110, No. WW2, pp. 215-230.
- Sleath, J.F.A., 1982. The suspension of sand by waves, J. Hydraul. Res. 20 (5), pp. 439-451.
- Staub, C. et al, 1984. Variation of sediment suspension in oscillatory flow, Proc. 19th Int. Conf. on Coastal Eng.