

波浪과 흐름이 共存하는 領域에서의 平衡 및
非平衡 浮遊砂移動特性
Characteristics of Suspended Sediment Transport
in Wave and Current Co-Existing System

金圭漢* · 出口一郎* · 裴基成*
Kyu Han Kim*, Ichiro Deguchi* and Ki Seong Bae*

要 旨 : 波浪과 흐름이 共存하는 領域에서의 浮遊砂移動特性, 특히 濃度分布形狀 및 擴散係數, 基準點濃도에 미치는 흐름의 影響에 대하여 定量的인 評價를 試圖하였다. 또한, 非定常移流擴散方程式에 기반한 高精度數值計算法을 利用하여 平衡狀態에서의 浮遊砂濃度分布 및 지금까지 豫測하기 곤란했던 非平衡狀態의 浮遊砂濃度分布의 再現을 試圖하여 本 結果, 比較적 만족할만한 再現度를 나타내주었다.

Abstract □ Characteristics of suspended sediment concentration of equilibrium and non-equilibrium state caused by waves and currents are investigated by conducting a movable bed experiments in wave tanks. In the region where a downward flux of suspended sediment is larger than a upward flux, time-averaged vertical distribution of suspended sediment does not indicate logarithmic distribution. A new numerical procedure for predicting time-averaged suspended sediment concentration is also proposed based on two-dimensional advective diffusion equation by applying a split-operator approach. It is found that the proposed procedure can predict measured distribution of suspended sediment satisfactorily.

1. 緒 論

最近, 海濱變形을 豫測함에 있어서는 여러 種類의 다양한 數值모델이 提案되어 있다. 그 中 代表的인 모델이 全沿岸漂砂量의 汀線方向分布만을 사용해서 汀線(代表的인 等深線)의 變動을 豫測하는, 소위 One-line-theory에 의한 數值豫測法이다. 그러나, 이 方法은 海濱의 斷面積과 汀線의 變動量과의 사이에 강한 相關性이 있기 때문에, 實際의 豫測對象인 海濱變形에 있어서 沿岸漂砂가 卓越할 경우에만 적용 가능하다. 또한, 全水深變動量을 汀線變化로써 나타 내고 있기 때문에, 外力으로서의 波와 흐름이 급변 하는 場所(특히 構造物 주변 등)에서의 水深變化의 豫測은 곤란하고, 더욱이 汀線과 直角方向으로 移動 하는 소위 海岸縱斷漂砂에 의해 發生되는 水深變化의 豫測에는 適用이 불가능하다.

이같은 問題點을 해결하기 위해서, 水深變化를 直接

豫測할 수 있는 水深變化豫測모델이 提案되어 있다. 水深變化豫測모델을 크게 나눠보면, 1) 漂砂의 連續 方程式에 平衡狀態로서 定式화된 局所漂砂量을 사용 해 구하는 方法과, 2) 浮遊砂의 移流擴散方程式에 기반해서, 漂砂量 Flux를 計算하여 水深變化를 구하는 方法의 두 種類로 나눠진다. 이 中 漂砂移動의 외력인 波와 흐름이 크게 變化하는 地域에서는 平衡狀態의 漂砂量算定式을 적용할 수 없기 때문에 後者의 方法이 보다 普遍性이 높은 모델이라고 할 수 있다.

從來의 移流擴散方程式에 기반하는 水深變化豫測은 1) 波浪場의 計算 2) 흐름장(海濱流 혹은 潮流 등)의 計算 3) 移流擴散方程式에 기반하는 漂砂量 Flux의 計算 4) 水深變化의 計算의 순서로서 행해진다. 이 과정중 3)의 移流擴散方程式을 풀 경우에는 境界條 件으로서 基準點濃度(혹은 Flux) 및 水平, 鉛直方向의 擴散係數를 결정해주지 않으면 안된다.

그러나, 從來에는 波浪場과 흐름장이 共存하는 領

*日本 大阪大學 土木工學科(Department of Civil Engineering, Osaka University, Osaka, Japan)

域, 특히 河口, 港灣 및 航路에서도, 波浪場에서 얻어진 基準點濃度 및 擴散係數가 그대로 사용되어 졌고, 그 妥當性에 대해서는 단지 現地의 海濱變形을 再現하는가의 정도에 의해서만 결정되어 지고 있다. 또한, 波와 흐름에 기인한 浮遊砂는 地形 혹은 波와 흐름의 空間的인 非一様性 및 非定常性에 의해 非平衡狀態의 濃度分布를 나타내는 것이 일반적이다. 이러한 非平衡狀態의 浮遊砂는, 底質의 浮上 Flux와 沈降 Flux가 平衡을 이루지 못함에 기인하여 발생하므로, 地形變化와 직접 관계하고 있고, 地形變化를 정확히 豫測하기 위해서는, 非平衡狀態에 있어서의 高精度의 浮遊砂 濃度分布를 구할 필요가 있다.

本 研究는, 波浪과 흐름의 共存場에 놓인 浮遊砂 濃度에 관해서, 定常流(흐름)가 時間平均浮遊砂濃度에 대한 擴散係數 및 基準點濃度에 어떠한 影響을 미치는가에 대해서 定量的 評價를 시도하였다. 浮遊砂의 非平衡性에 관해서는 移動狀實驗을 통해 波와 흐름의 共存領域에서 발생하는 非平衡狀態의 浮遊砂 濃度分布에 대해 檢討하고, 數值計算에 의한 再現을 시도해 보았다.

2. 平衡 및 非平衡狀態의 浮遊砂

地形變動, 특히 浮遊砂에 의한 水深變化는 定常狀態를 가정했을 경우 浮上 Flux와 沈降 Flux, 底質의 空隙率에 의해 다음과 같이 表現되어진다.

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{1-\lambda} (Q-P) \tag{1}$$

λ : 底質의 空隙率

P : 浮上 Flux

Q : 沈降 Flux

式 (1)에서 浮上 Flux와 沈降 Flux가 一致할 경우는 平衡狀態라 할 수 있으며, 이때에는 浮遊砂에 의한 地形變化는 發生하지 않는다. 浮遊砂에 의한 地形變動은 浮上 Flux, 沈降 Flux에 의해 크게 좌우되고, 兩 Flux가 均衡을 이루지 못했을 경우, 즉 非平衡狀態에서 發生된다. 浮上 Flux가 沈降 Flux에 비해서 큰 값을 나타낼 경우는 浸蝕現象이 일어나고, 반대의 경우에는 堆積現象이 생긴다. 이러한 非平衡狀態는 일반적으로 水深이 急變하는 場所, 構造物的

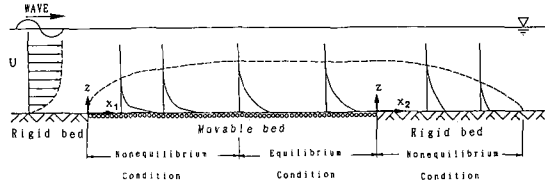


Fig. 1. Equilibrium and non-equilibrium suspended sediment concentration in wave & current.

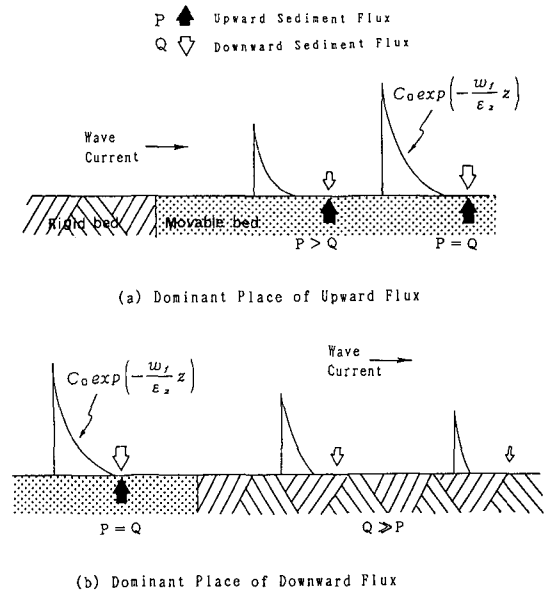


Fig. 2. Explanation of equilibrium & non-equilibrium suspended sediment concentration.

周邊域 등에서 주로 發生된다. 本 研究에서는 우선 Fig.1과 같이, 底質의 浮上 Flux와 沈降 Flux의 卓越領域이 극단적인 差異(固定狀과 移動狀)를 나타내는 空間的 非平衡狀態를 對象區間으로 設定하여 檢討하였다. Fig.2는 浮上卓越領域과 沈降卓越領域에 있어서 浮上 Flux와 沈降 Flux의 關係를 說明해주고 있다.

3. 共存場에서의 底質浮遊에 관한 移動狀實驗

本 研究에서는 波와 흐름의 共存場에서의 浮遊砂 特性을 定量化하는 第1步로서, 波와 흐름은 독립적으로 부여되는 경우를 想定하고, 흐름은 順流(波와 進行方向이 같은 흐름)를 대상으로 하였다.

實驗은 2次元 造波水路를 利用하였으며, 水路 中

中央部에 길이 3m, 두께 5 cm의 水平移動狀을 설치하였다. 實驗에 使用한 底質은 粒徑 $D_{50}=0.012$ cm, $D_{50}=0.035$ cm의 두 種類로 하고, 흐름(定常流)은 造波裝置측으로부터 給水하고, 水路末端에서 配水하는 方法을 취했다. 斷面平均流速 U 는 0 cm/sec(Wave Only)~20 cm/sec의 사이의 네 種類, 實驗波의 波高는 5~7 cm, 週期는 1.0~2.0 sec의 사이에서 變化시켜, 合計 40 Case의 實驗을 수행하였다. 또한 本 實驗에서의 흐름과 波의 相對的인 크기 U/U_b (U_b 는 波에 의한 底部水粒子速度振幅)는 0~1의 범위에 해당한다. 共存場에서의 鉛直流速分布는 양방향 프로펠라식 유속계와 電子流速計를 동시에 사용하여, 底部境界層을 중심으로 間격 5 mm 간격으로 20 point를 測定하였다. 浮遊砂의 時間平均濃度는 Siphon 濃度測定器를 사용하여 砂漣의 頂(crest) 및 谷(trough)上的 0.4~0.8 cm 地點으로부터 鉛直方向으로 7 point(1 cm 間隔)에서 同時 測定하였다. 測定精度는 20 ppm 程度로 하였다. 平衡狀態의 浮遊砂濃度는 移動狀 中央部の 平衡區間에서 測定하고 非平衡狀態의 浮遊砂濃度는, Fig. 1에서 보여지는 바와 같이 浮上卓越領域(浮上 Flux > 沈降 Flux)이라고 할 수 있는 上流移動狀部分 ($X_1=20, 50, 70$ cm의 3地點)과 沈降卓越領域(浮上 Flux < 沈降 Flux)이라고 할 수 있는 下流 固定狀部分 ($X_2=10, 30, 50$ cm의 3地點)에서 測定하였다. 採水 時間은 週期の 16배, 採水量은 180 cc(1 point當)로 하고 採水에 의해 얻어진 結果로부터 重量濃도를 구하여 體積濃度(ppm)로 換算하였다. 또한, 浮遊砂濃度の 時間變化는 光電管式濁度計를 사용하여 同時에 測定하고, 각 點의 濃도에 대한 時間變動 및 平均濃도를 구했다. 여기에서의 AD 變換의 Sampling 間隔은 0.05 sec로 하였고, Data 處理數는 350個로 하였다.

4. 數值計算에 의한 浮遊砂濃度の 解析

波와 흐름의 共存場에서의 平衡, 非平衡狀態의 浮遊砂濃度分布는 式 (2)와 같은 非定常 2次元 移流擴散方程式을 數值計算함으로써 算定할 수 있다.

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u_x \frac{\partial C}{\partial x} - w_y \frac{\partial C}{\partial z} = \epsilon_x \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \epsilon_z \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \quad (2)$$

위의 式 (2)는 浮遊砂의 輸送速度 u_x , 沈降速度 w_y , 水平 및 鉛直方向의 擴散係數 ϵ_x, ϵ_z 가 주어지고, 境

界條件을 잘 설정해 준다면 數值的으로 計算은 가능하다. 그러나 計算機 容量의 制限과 計算時間의 단축이라는 문제 때문에 直接計算에는 無理가 있었고, 種種의 편의적인 方法만이 사용되어져 왔다.

지금까지의 式 (2)를 數值計算하는데 있어서 사용되어졌던 從來의 方法, 즉 樁木 等(1987)의 鉛直으로 積分하는 方法, 혹은 入江 等(1985)의 鉛直方向을 多層으로 分割하는 方法, 難岡 等(1988)의 鉛直方向의 分布形을 가정하는 方法 등에 있어서는, 方程式 次數를 낮추기 위해 여러 가정이 사용되고, 복잡한 實驗係數 및 境界條件 취급 등에 問題點이 존재하였다. 本 研究에서는 이러한 여러 문제점을 해결하고 보다 普遍性있는 계산을 수행하기 위해 高精度 數值解析法에 기반한 Split Operator Approach 方法에 의해 移流擴散方程式의 直接計算을 수행하였다. 이 方法은 흐름에 의한 移流方程式 (3)과 擴散方程式 (4)을 각각 獨立으로 計算하는 方法으로써, 2次元 移流擴散方程式을 단순히 差分化해서 數值計算을 행할 경우 발생하는, 濃度の Damping 및 位相의 差異, 또한 人工分散 등의 過大化 등의 문제점을 해결해준다.

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u_x \frac{\partial C}{\partial x} - w_y \frac{\partial C}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \epsilon_x \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \epsilon_z \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \quad (4)$$

우선 式 (3)의 移流方程式은 x, z 方向 각각 獨立적으로 計算하고, 差分化에 있어서는 高次項까지의 誤差를 소거할 수 있는 6點法을 사용하였다. 式 (4)의 擴散方程式 또한 각 方向을 獨立적으로 計算하고, 差分化에 있어서는 移流方程式과 같은 方法을 사용하였다. 단, 擴散方程式의 경우, 時間微分과 空間微分の 關係式에 있어서 空間微分은 時間微分の 두 배의 次數를 갖는 關係로 포인트의 선정을 奇數로 선택하는 것이 편리하므로 5點法을 사용하였다.

擴散方程式의 差分式은 다음과 같다.

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \epsilon_x \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \quad (5)$$

$$C(i, n+1) = C(i, n) + \frac{\epsilon_x \Delta t}{\Delta x^2} \left[-\frac{1}{12} \{C(i+2, n) \right.$$

$$\begin{aligned}
 &+ C(i-2, n) + \frac{4}{3} [C(i+1, n) + C(i-1, n) \\
 &- 2.5 \times C(i, n)] \\
 &+ \left(\frac{\epsilon_r \Delta t}{\Delta x^2} \right)^2 \left[\frac{1}{2} [C(i+2, n) + C(i-2, n) \right. \\
 &\left. - 2[C(i+1, n) + C(i-1, n)] + 3 \times C(i, n) \right] \quad (6)
 \end{aligned}$$

移流擴散方程式의 計算에 앞서 수행되어야 하는 斷面平均流速의 算定은 連續方程式과 運動方程式을 鉛直方向으로 積分한 式 (7) 과 式 (8)을 支配方程式으로 한다. 計算式의 差分化에 있어서는 2-Step Lax-Wendroff法을 사용하였다.

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \quad (7)$$

$$\begin{aligned}
 &\frac{\partial U(h+\eta)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \{U^2(h+\eta)\} = \\
 &-g(h+\eta) \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \tau_x \quad (8)
 \end{aligned}$$

단, 여기에서 w 는 水深(h)와 水面變動量(η)의 合을 나타내고, Q 는 線流量이며, S_{xx} 는 Radiation Stress ($\frac{3}{16}\rho g H^2$)이고 τ_x 는 底部剪斷力을 나타낸다.

水平流速의 鉛直分布는 對數分布를 假定하여 다음 식에 의해 산정된다.

$$u(z) = \frac{|u_{c*}|^2}{\kappa |u_{cw*}|} \times \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (z < \delta_w) \quad (9)$$

$$u(z) = \frac{|u_{c*}|}{\kappa} \times \ln\left(\frac{z}{\delta_w}\right) + u_{cb} \quad (z > \delta_w) \quad (10)$$

여기에서 u_{c*} , u_{cw*} 는 각각 흐름 및 共存場에서의 摩擦速度, u_{cb} 는 $z = \delta_w$ 에서의 流速, κ 는 카르만상수, δ_w 는 境界층 두께로서 境界層에서의 混合距離 $l (= \kappa \times u_{cw*} / \sigma : \sigma = 2\pi/T)$ 의 4倍로 정의하였다. 흐름에 의한 摩擦速度는 다음 式 (11)에 의해 算定하였고, 波에 의한 摩擦速度의 振幅은 다음의 境界層方程式 (12)을 사용하고, 式 (13)의 형태로서 計算하였다.

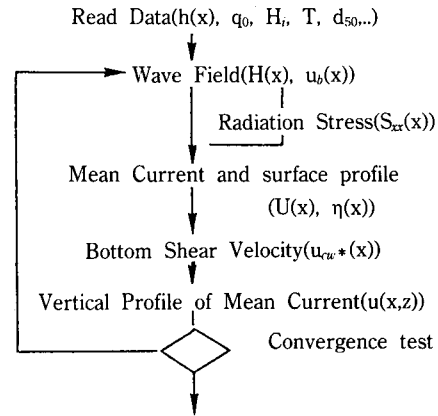


Fig. 3. Flow chart of the numerical model

$$\begin{aligned}
 u_{c*} = \\
 - \frac{|u_{cw*}| \alpha_2 + \sqrt{|u_{cw*}|^2 \alpha_2^2 + 4 \times U \times \kappa |u_{cw*}| (h - z_0) \alpha_1}}{2 \alpha_1} \quad (11)
 \end{aligned}$$

$$\alpha_1 = h \times \ln\left(\frac{\delta_w}{z_0}\right) - (\delta_w - z_0)$$

$$\alpha_2 = h \times \ln\left(\frac{h}{\delta_w}\right) - (h - \delta_w)$$

$$\frac{\partial (u_w - u_{wb})}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \kappa |u_{cw*}| z \frac{\partial u_w}{\partial z} \right\} \quad (12)$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial u_w}{\partial z} \Big|_{z=z_0} = \sqrt{\frac{u_{wb}^2 [\{ker_1(\zeta_b)\}^2 + \{kei_1(\zeta_b)\}^2]}{z_0 l [\{ker(\zeta_b)\}^2 + \{kei(\zeta_b)\}^2]} } \\
 \times \exp(i\sigma t) \quad (13)
 \end{aligned}$$

여기에서 u_{wb} 는 波의 境界層外緣流速, $\zeta_b = 2\sqrt{\frac{z_0}{l}}$, $ker(\)$, $kei(\)$ 는 第2種變形 Bessel 함수의 實數 및 虛數部分으로써 하첨자 1은 z 에 對해서 1회 微分을 나타낸다.

共存場에서의 最大底部剪斷力은 흐름에 의한 底部剪斷力과 波에 의한 底部剪斷力의 振幅의 合으로서 다음 式 (14)로 나타낼 수 있고, 摩擦速度로써 표현해 보면 式 (15)와 같다. 따라서, 式 (15)에 의해 波와 흐름의 共存場에서의 最大摩擦速度가 구해지고, 最終적으로 式 (9)와 式 (10)에 의해 共存場에서의 水平流速의 鉛直分布가 計算되어진다.

$$\frac{|\tau_{cw}|}{\rho} = \frac{|\tau_c|}{\rho} + \frac{|\tau_w|}{\rho} \quad (14)$$

$$|u_{cw*}|^2 = |u_{c*}|^2 + \kappa |u_{cw*}| z_0 \left. \frac{\partial u_w}{\partial z} \right|_{z=z_0} \quad (15)$$

数值計算의 安定性에 關해서는 Peclet數 $\left(\frac{\epsilon_z \Delta t}{\Delta z^2}\right)$ 와 Courant 數 $\left(\frac{W_f \Delta t}{\Delta z}\right)$ 를 사용하였다.

5. 共存場에서의 底質浮游特性

5.1 濃度分布의 形狀

波와 흐름의 共存場에서 얻어진 時間平均濃度를 砂漣의 項(crest)上에서 測定된 濃度分布와 谷(trough)上에서 측정된 濃度分布로 구분하여, 絶對座表로써 나타내고, 流速 0 cm/sec(波浪만 存在하는 case), 流速 15 cm/sec의 경우를 比較해본 것이 Fig. 4 (a)이다. 全 case에서 砂漣의 項과 谷에서의 값이 거의 一致하고 있으며, 濃度分布形狀은 直線分布로 近似가능함을 알 수 있었다. 이것은 종래의 Kennedy, J.F. 等(1987), Nielsen, P.(1986) 등의 波浪場만에서의 結果와 일치하고 있다.

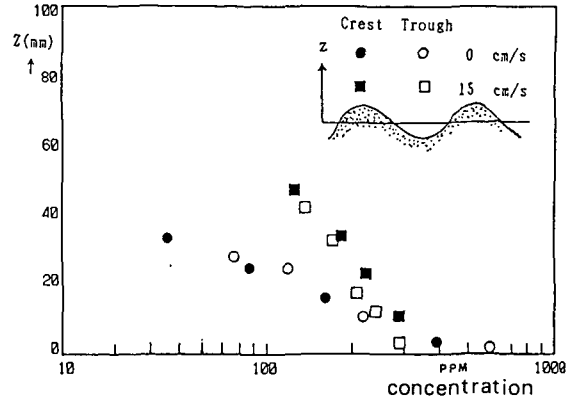
本 研究로부터 얻어진 data에서 波와 흐름의 共存場에서의 濃度分布는 波만이 존재할 경우의 濃度分布에 비해서 明白히 鉛直勾配가 크고 특히 波와 흐름의 共存場에 있어서는, 흐름의 平均流速이 증대함에 따라 鉛直勾配는 더욱 커짐을 알 수 있었다. 이것은 波에 흐름이 부가되면 底部의 剪斷力이 증대되고, 또한 흐름의 크기에 따라 剪斷力의 값도 線形的으로 증가하는 것에 그 原因이 있다고 생각되어진다.

5.2 擴散係數

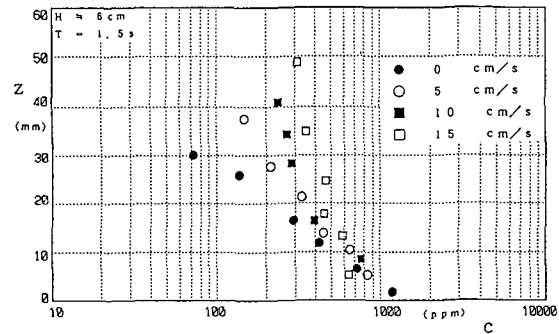
擴散係數(ϵ_z)는 Fig. 4의 浮游砂濃度의 鉛直勾配 形狀으로부터 式 (16)의 정상 1차원 확산방정식을 逆算함에 의해 구할 수 있다.

$$\frac{\partial C}{\partial z} = -\frac{W_f}{\epsilon_z} C \quad (16)$$

Fig. 5는 式 (16)에 의해 구한 ϵ_z/W_f 의 값과 波와 흐름의 共存場에서의 底部最大摩擦速度의 關係를 나타내본 것이다. 그림에서 보여지는 바와 같이, 흐름이 함께 存在하는 共存場에서 생기는 浮游砂濃度의 $\epsilon_z/$



(a) CASE (H = 5.2 cm , T = 1.0 sec)



(b) CASE (H = 6.0 cm , T = 1.5 sec)

Fig. 4. Distribution of suspended sediment concentration.

W_f 값은, 波만 존재할 경우에 비해 명확히 큰 값을 나타내고 있다. 여기에서의 共存場의 底部最大摩擦速度 u_{cw*} 는 實測에 의해 구한 波高 및 斷面平均流速을 사용해서 計算한 값이다. W_f 는 沈降速度이고 Rubey의 式을 사용하였다.

또한 浮游砂의 擴散係數 ϵ_z 와 渦動粘性係數 E_z 와의 關係를 檢討해 보면 Fig. 6과 같은 傾向을 나타낸다. 여기에서 波와 흐름의 共存場에서의 渦動粘性係數는 다음 式 (17)에 의해 計算한 값이다.

$$E_z = \kappa \cdot u_{cw*} \cdot \delta_w \quad (17)$$

δ_w : 境界層 두께 ($= 2 \cdot u_{cw*} / \sigma$)

σ : 角周波數

Fig. 6으로부터 波와 흐름의 共存場에서의 渦動粘性係數 E_z 와 擴散係數 ϵ_z 는 명확한 相關關係가 있음을 알 수 있고, 다음과 같은 關係式으로써 관련지을 수

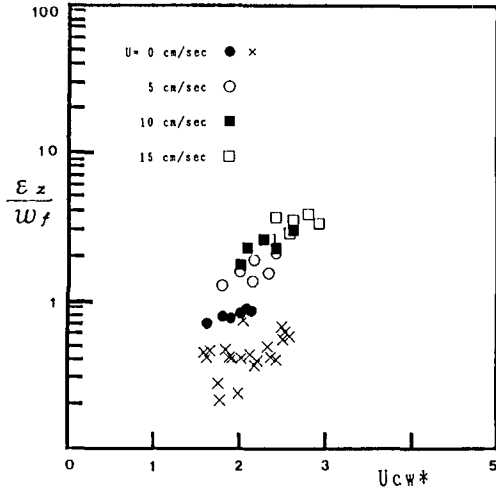


Fig. 5. $\epsilon_z/W_f \sim U_{cw}^*$ (Relation of diffusion coefficient and bottom friction)

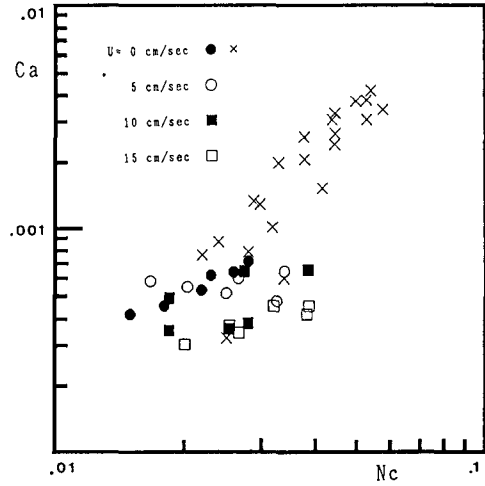


Fig. 7. $C_a \sim N_c$ (Change of reference concentration)

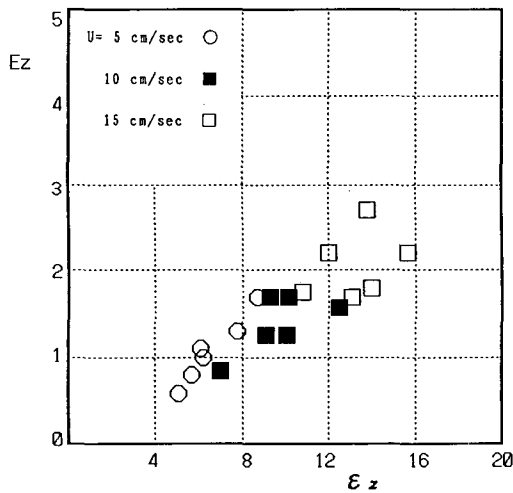


Fig. 6. $E_z \sim \epsilon_z$ (Relation of vertical diffusion coefficient and eddy viscosity in wave & current co-existing boundary layer)

있다.

$$\epsilon_z = \alpha \cdot E_z \quad (\alpha = 5 \sim 8) \quad (18)$$

5.3 基準點濃度

從來에 浮遊砂濃度の 基準點으로는 時間平均濃度の 鉛直分布에서의 折曲點이 사용되어 왔다(野田 등, 1971; 土屋 등, 1970). 그러나 折曲點을 基準點으로 사용하는데 있어서는 명확한 物理的 意味가 없다는

것이 최근 Skafel(1984), Fredsøpe(1985), 出口(1987) 등에 의해 확인되고 있다.

本 研究에서는 從來의 여러 data의 再정리를 통해, 砂漣의 項의 높이(crest level)에서의 濃度を 基準點濃度로 定義하였다. 砂漣에 의해 발생하는 渦가 갖는 運動에너지와 底質이 하나의 渦에 堆積농도, C_a 로 포착될 때의 必要일량과의 관계로부터 구해지는 N_c 를 사용해서 本 研究에서 얻어진 基準點濃度 C_a 와의 關係를 나타낸 것이 Fig. 7이다.

$$C_a = \alpha_{c0} \times \left[0.688 \times (a_m \times \sigma)^2 / \left\{ 1.13 \times \left(\frac{\rho_s}{\rho} - 1 \right) \times g \times w_f \times T \right\} \right]^{1.77} \quad (19)$$

그림에서 알 수 있는 바와 같이 波와 흐름의 共存場에서의 C_a 와 N_c 의 關係는 波만의 結果보다 약간 작은 값을 나타내고 있고, 흐름의 平均流速이 증가함에 따라 基準點濃度는 저하하는 傾向을 보이고 있다. 이것은 波에 흐름이 더해지면 底部剪斷力이 增大되고, 그에 따라 砂漣에서의 基準點濃度 또한 增大될 것이라는 一般적 推測과는 相反되는 새로운 事實이다. 이 傾向은 從來 전혀 檢討되지 않았던, 砂漣上的 亂流特性的 變化에 따른 砂漣의 非對稱性的 증가에 그 主要原因이 있다고 판단된다. 金 등(1991)에 의해서 지적된 바와 같이 共存場에서의 砂漣의 非對稱性은 흐름의 流速의 增加에 따라 線形的으로 增加하므로, 그에 의해 흐름의 增加에 따른 基準點濃度의 저하도

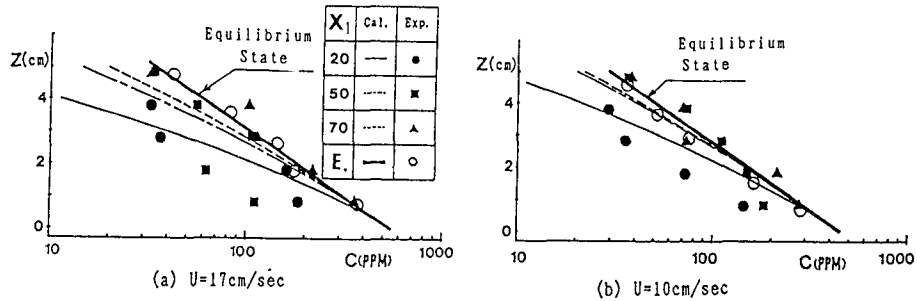


Fig. 8. Distribution of nonequilibrium suspended sediment concentration dominate of upward sediment.

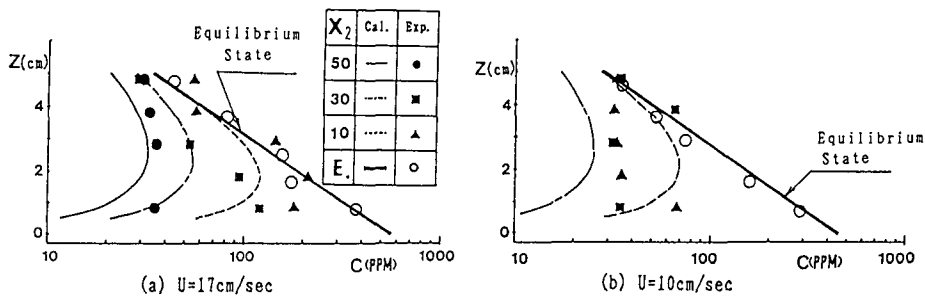


Fig. 9. Distribution of nonequilibrium suspended sediment concentration dominate of downward sediment.

說明되어질 수 있다고 思料된다.

6. 浮遊砂濃度分布의 數值計算結果의 檢討

Fig. 8은 浮上領域에 있어서 非平衡狀態의 浮遊砂濃도에 대한 實驗結果와 計算結果를 비교한 것이다. 여기에서는 固定狀에서 移動狀으로 변화하는 場所로부터 流下方向으로 20, 50, 70 cm 地點에서의 鉛直濃度分布를 나타내고 있으며 縱軸은 砂漣의 頂(crest)으로부터의 鉛直距離, Z를 나타내고 있다.

平衡狀態의 濃度分布는 計算結果와 實驗結果가 완전히 一致하고 있다. 非平衡狀態의 濃度分布에 있어서는, 平衡狀態의 濃度分布에 漸近하는 狀況은 비교적 좋은 一致를 보여주고 있으나, 定量的 豫測에는 문제점을 내포하고 있다. 定量的 豫測의 문제점으로서서는 다음과 같은 事項이 생각되어진다.

實驗室에서의 浮遊砂濃도는 砂漣에 의해 發生하는 渦가 支配的이고, 本 研究에 있어서도 $X < 50$ cm의 非平衡狀態에서의 砂漣과 $X > 70$ cm의 平衡狀態에서의 砂漣의 形狀은 명확히 다르고, 形狀의 差異에 따라 擴散能 또한 달라짐을 알 수 있었다. 그러나, 計算에

있어서는 砂漣의 조건은 고려되어 있지 않다.

따라서, 非平衡狀態의 浮遊砂濃도를 보다 定量的으로 豫測하기 위해서는 砂漣의 空間的인 非一様性を 명확히 파악함과 동시에 掃流砂의 非平衡性에 대해서도 반드시 檢討되어야 할 것으로 思料된다.

또한, 沈降領域에 있어서도 平衡狀態의 濃度分布는 완전한 再現度를 나타내고 있으나, 非平衡狀態의 濃度分布는 定量的 豫測까지에는 아직 달하지 못하고 있다. 이것은 沈降領域의 底部狀態가 固定狀임으로 計算上에는 浮上 Flux를 零으로 산정하고 있으나, 實際의 實測에서는 掃流砂의 Net 漂砂移動으로 인하여 固定狀部分에도 砂漣이 전달되므로써 底部의 濃도가 높아지는 것으로 생각된다.

7. 結 論

本 研究에서는 波와 흐름의 共存場에 있어서 定常流의 流速增加에 따른 浮遊砂 舉動特性을 상세히 檢討하고, 擴散係數와 渦動粘性係數의 사이에는 명확한 相關關係가 있음을 발견할 수 있었다. 이것은 흐름이 存在하는 경우의 擴散係數의 增加는 흐름이 存在함에

따른 底部剪斷力의 增加에 原因이 있음을 說明해주는 것으로 判斷되어진다. 또한, 數值計算에 의해 共存場에서의 平衡 및 非平衡狀態 浮遊砂濃度分布의 豫測을 試圖해본 결과 共存場에서의 平衡狀態 浮遊砂濃度分布는 本 計算法에 의해 完全히 豫測可能함을 알 수 있었다. 단, 非平衡狀態에 있어서는, 定性的인 舉動에 대해서는 거의 豫測可能하지만 定量的豫測을 위해서는 砂漣의 空間的인 非一様性에 의한 擴散現象의 空間的 變化 등을 고려해 주어야 할 것으로 판단되었다. 따라서, 이 計算法은 本 研究와 같은 극단적인 非平衡區間(固定狀) 外에 水深變化에 의한 非平衡區間(港灣 및 航路 等)에 또한 적용해 봄과 동시에 砂漣 및 掃流砂의 非平衡性과 관련해서 今後 계속해서 研究 檢討할 豫定이다.

參考文獻

- 野田英明, 岩佐敏博, 1971. 波による底質의浮遊機構, 第18回 海岸工學講演會論文集, 土木學會.
- 土屋昭彦, 星畑國松, 1970. 浮遊砂의浮上機構について, 第25回 年次學術講演會論文集, 土木學會.
- 小松和光 · 仲數憲加 · 大串浩一郎, 1984. 河川や沿岸部における擴散物質의輸送擴散의計算法, 第31回 海岸工學講演會論文集.
- 入江功 · 栗山善昭, 1985. 底質의移流沈降過程을入れた航路 · 港内埋没의豫測, 港灣技術研究所報告, 第24卷, 第2號
- 榎木亨 · 出口一郎 · 片上貴文, 1987. 河口流出砂의堆積形狀に関する數值豫測モデルと堆積形狀に及ぼす河口處理工の影響, 第34回 海岸工學講演會論文集.
- 出口一郎, 1987. 波による底質의浮遊, 水工學夏期研修論文集, 土木學會.
- 難岡和夫 · 蒲田浩久 · 八木宏, 1988. 非平衡性および三次元性を考慮した簡易浮遊砂計算法の提案, 第35回 海岸工學講演會論文集.
- 金圭漢, 小野正順, 出口一郎, 榎木亨, 1991. 波と流れ共存場における砂漣形狀について, 關西支部年次講演論文集, 土木學會.
- Madsen, O.S., Grant, W.D., 1980. Sediment transport in the coastal enviroment, Rept. No. 209, Dept. No.209, Dept. Civil Eng., MIT.
- Tanaka, H and Shuto, H., 1981. Friction coefficient for a wave-current co-exis ting system. Coastal Engineering in Japan, Vol.24.
- Skafel, M.G. and Krishnappan, B.G., 1984. Suspended Sediment distribution in wave field, Jour. ASCE, Vol.110, No.WW2.
- Fredsøe, J., Andersen, O.H., and Siberg, S., 1985. Distribution of Suspended Sediment in large wave, Jour, ASCE, Vol. 111, No.WW6.
- Nielsen, P., 1986. Suspended sediment concentrations under waves, Coastal Engineering, Vol.10, No.1.
- Kennedy, J.F. and Locher, F.A., 1987. Sediment suspension by water wave, in wave on beaches, R.E. Meyer(ed), Academic Press.