

土砂投入に伴う汚濁の拡散過程に関する数値シミュレーション

蔣 勤*・国栖 広志*・渡 辺 晃**

1. はじめに

航路や泊地の浚渫、あるいは人工島建設などの埋立工事を行う際に、底開バージによる浚渫土また土砂を海域に直接投入する工法が一般的に行われている。この時工事管理および環境に与える影響を評価するために、海洋投入土砂の沈降挙動およびそれに伴う汚濁物質の拡散過程をより正確に把握することが重要となる。従来の研究において、直投土砂の初期運動に関する数値予測モデルがいくつか提案されているが、その多くは捨石や砂礫など粗粒径の物質の落下運動や底面での土砂の堆積形状に着目したものであり、浚渫土のような細粒径砂を含有する土砂の沈降分散過程や誘起流れに伴う濁りの拡散を同時に再現できるモデルは少ない。

そこで、本研究はまず直投土砂の沈降および初期拡散機構を把握する目的で、水理模型実験を行った。実験結果から、投入土砂の運動は高濃度沈降粒子団とその周囲に拡散する浮遊懸濁物質雲の二つに分けられると仮定し、土砂運動の鉛直2次元の数値モデルを構築した。土砂粒子団の落下運動および周囲水の誘起流れ、またそれに伴う浮遊懸濁物質雲の移流拡散に関して計算を行い、水理模型実験結果と比較することにより検証を行った。

2. 直投土砂の沈降及び拡散機構

(1) 水理模型実験

底開バージによる直投土砂の沈降時の挙動および濁りの拡散機構を把握することを目的に、フルード相似則に基づき1/100の縮尺模型で水理模型実験を行った。実験は図-1に示すように、長さ400 cm、高さ100 cm、奥行き200 cmの亚克力製水槽を用いた。水深は10 cm刻みで20 cm～70 cmと変化させ、投入土砂が投入開始から静止状態に至るまでに水中を沈降する一連の過程を調べた。投入土砂として表-1に示す物性値を持つ浚渫土砂を使用した。模型バージ船の投入土砂量は1000 cm³で一定とした。

模型バージから投下した土砂の水中での挙動は水槽の

表-1 浚渫土砂の物理特性

比重	粒径	中央粒径	化学組成
2.65	1.0～60.0 (μm)	10.0 (μm)	SiO ₂ (≥90.0%) Al ₂ O ₃ (≤3.0%) Fe ₂ O ₃ (≤1.0%)

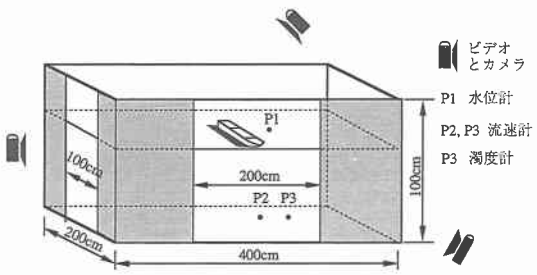


図-1 実験装置の概略図

前面、側面および上方に設置したカメラとビデオを用いて記録した。また、土砂投入に伴う水位、流速および濁り濃度の経時変化は図-1に示した測定点において、水位計、流速計および濁度計を設置して測定した。

(2) 実験結果および考察

図-2～図-5は水深40 cmの場合の土砂を投入してから2秒、8秒および20秒後の落下状況を示している。

図-2は土砂が水中での落下を経て、底面と衝突する直前の様子である。この状況から、土砂は高濃度混相粒子団の形で、水中を沈降しながら水平方向に広がり、周囲水との密度差によって中心軸に関して左右対称に回転する流れを誘起することが分かる。また、高濃度粒子団の周囲には濃度の比較的薄い濁りが形成されている。これは水とのせん断応力によって粒子団の表層から細粒径砂が剥離されることにより、発生するものと推察される。

図-3は底面に衝突した後の土砂の挙動を示している。底面への衝突によって、高濃度粒子団は水平方向の運動エネルギーを獲得し、ジェットフロー状に中心軸の両側に対称に分かれ、底面に沿って水平方向に分散する様子が示されている。さらに、高濃度粒子団の周囲には大量の濁りが発生し、巻き上がりながら、発達した誘起流れによって拡散することが明らかとなった。

* 正会員 工博 五洋建設(株)技術研究所
** 正会員 工博 東京大学教授 工学系研究科社会基盤工学専攻

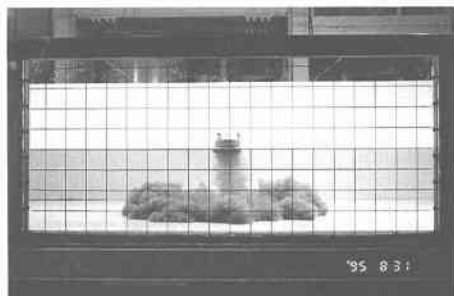
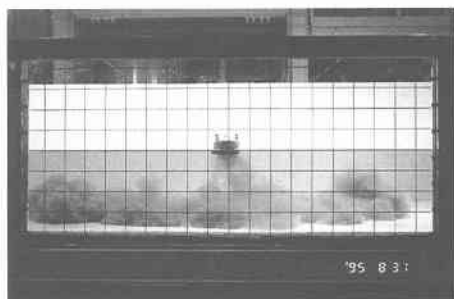
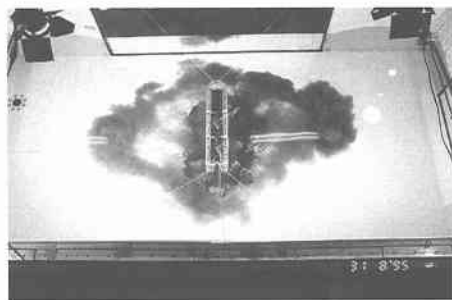
図-2 投入土砂挙動の実験写真 ($t = 2$ 秒)図-3 投入土砂挙動の実験写真 ($t = 8$ 秒)図-4 投入土砂挙動の実験写真 ($t = 20$ 秒)

図-4と図-5は乱流 surge による濁りの水平拡散状況および土砂の底面上での沈降、堆積の状況を示している。これらの写真から、粗砂粒子は誘起流れの低減に伴い、模型バージの直下の領域に沈降、堆積することが分かる。また、乱流 surge が発達すると、それによって土砂は遠方まで輸送されて行くことが分かる。

以上に示した土砂粒子の挙動は水深が 20 cm, 30 cm, 50 cm および 70 cm のいずれの場合においてもほぼ同じ現象が観察された。ただし、水深が深いほど周囲水に誘起された環状流れが十分に発達する傾向が見られる。

これらの実験結果から、投入土砂は水中を落下する際、次の 4 つの挙動を示すことが明らかとなった。

- 1) 自由沈降—土砂粒子団は自重によって水中を自由落下し、密度差により周囲水に環状の流れを誘起

図-5 投入土砂挙動の実験写真 ($t = 20$ 秒)

する。また、水とのせん断応力により沈降土砂粒子団の表層から濁りが発生する。

- 2) 崩壊分解—底面での衝突力によって、土砂粒子団は崩壊し、周囲に大量の濁りが巻き上がる。
- 3) 水平分散—底面衝突に伴って、土砂粒子は水平方向の運動エネルギーを獲得し、発達した乱流 surge により底面に沿って水平に分散する。また、運動エネルギーの減衰、消散に伴って土砂粒子は沈降あるいは底面上に堆積する。
- 4) 移流拡散—高濃度土砂粒子団の落下運動に伴い、粒子団から剥離した濁りは誘起流れおよび乱流 surge により輸送される。

以上より、投入土砂の水中での初期運動は二つの過程に分けることができると考えられる。一つは自重による高濃度粒子団の落下運動で、他方は誘起流れによる浮遊懸濁物質の移流拡散である。また、高濃度沈降粒子団によって誘起される流れは浮遊懸濁物質の移流拡散の原動力である。

3. 直投土砂運動の数値解析

直投土砂の沈降挙動に関して現在までにいくつかの予測モデルが提案されている。その代表的な手法は、a) 拡散方程式を用いた移流拡散モデル (矢内ら, 1990), b) 乱流サーマル理論に基づいた乱流サーマル法 (室田ら, 1988) および c) 粒子を含む流体の運動を密度流的に解析する MAC 法 (堀江, 1981) あるいは DEMAC 法 (小田ら, 1992) である。しかし、移流拡散モデルは元来細粒径浮遊粒子の拡散現象に適用した解析手法であり、瞬時投入により生ずる土砂粒子の集団的な沈降挙動を再現することができない。一方、乱流サーマル法では、土砂粒子群の沈降挙動が乱流混合作用を受ける単一球体あるいは楕円体の落下、分散として近似しているため、着底した後の土砂の運動を評価することができない。また、MAC 法および DEMAC 法は捨石や砂礫など粗粒径砂の落下運動およびその底面堆積形状に着目したものであり、土粒子の落下によって誘起された流れによる濁りの

拡散およびその周囲水との境界面を算定することができないなどと言った問題点がある。

前節に述べたように、浚渫土のような大量の細粒径砂を含有する土砂を投入する場合に、土砂の沈降に伴う浮遊懸濁物質の拡散は非常に顕著である。そこで、本研究では、直投土砂の沈降挙動とそれに伴う浮遊懸濁物質の拡散過程を評価する鉛直 2 次元数値モデルを次のように構築した。

(1) 数値解析モデル

水理実験で示したように、水中を落下する土砂の挙動は典型的な水-砂の混相流問題である。しかしながら、土砂粒子と周囲流体との相互作用は非常に複雑であり、まだ不明な点が多く残されている。そこで、本研究において、対象とする土砂粒子の粒径は比較的小さいものと仮定して、水と砂の二相混合流としてモデル化を試みた。

提案した解析モデルでは、投入土砂を高濃度沈降粒子団と浮遊懸濁物質雲の二つに分けることにより、土砂の沈降挙動およびそれに伴う濁りの拡散過程を評価した。

すなわち、高濃度土砂粒子団の沈降による周囲流体の誘起流れに関して、水と砂の混合によって形成される密度流として、圧縮流体のナビエ・ストークス方程式に関して MAC 法を用いて計算を行った。一方、浮遊懸濁物質の拡散過程は、算定された誘起流れ場を用いて、移流拡散方程式を使って計算した。

したがって、鉛直二次元の流れ場として水と砂の混合流体の運動は以下に示す連続式および非定常圧縮流体のナビエ・ストークス運動方程式によって表すことができる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial z} = 0 \quad \cdots \cdots (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u}{\partial t} + u \frac{\partial \rho u}{\partial x} + v \frac{\partial \rho u}{\partial z} = - \frac{\partial p}{\partial x} \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left(2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] \quad \cdots \cdots (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho v}{\partial t} + u \frac{\partial \rho v}{\partial x} + v \frac{\partial \rho v}{\partial z} = - \frac{\partial p}{\partial z} - \rho g \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left(2\mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad \cdots \cdots (3) \end{aligned}$$

ここに、 p は圧力、 u と v はそれぞれ水平 x および鉛直 z 方向の流速、 μ は水と砂の混合流体の粘性係数である。

また、浮遊懸濁物質の拡散過程は次の物質輸送方程式を適用した。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho C}{\partial t} + u \frac{\partial \rho C}{\partial x} + v \frac{\partial \rho C}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_x \frac{\partial C}{\partial x} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left(D_z \frac{\partial C}{\partial z} \right) + \omega_0 \frac{\partial \rho C}{\partial z} \quad \cdots \cdots (4) \end{aligned}$$

ここに、 C は浮遊懸濁物質の濃度、 ω_0 は浮遊粒子の沈降速度、 D_x および D_z はそれぞれ水平 x および鉛直 z 方向の拡散係数である。

以上の方程式の中で、 ρ は水と砂の混合流の密度であり、投入土砂の水中運動によって時間的、空間的に変化する。また、その勾配は周囲の流体に流れを誘起する駆動力である。

(2) 境界条件

水理模型実験を対象として、物理座標での解析領域における u, v, p および C に対する境界条件は次のように与える。

まず、自由水面において、時間的に変動する水表面の位置は次の運動学および力学的境界条件で定める。

$$v = \frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} \quad \cdots \cdots (5)$$

$$p = 0 \quad \cdots \cdots (6)$$

式中の $h(x, t)$ は全水深である。また、水表面での水平流速と懸濁物質の濃度は次式により求める。

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial C}{\partial z} = 0 \quad \cdots \cdots (7)$$

次に、底面では固定床上での non-slip 条件を与える。

$$u = v = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g, \quad \frac{\partial C}{\partial z} = 0 \quad \cdots \cdots (8)$$

側面境界においては、以下の固定壁条件を課す。

$$u = v = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \quad \cdots \cdots (9)$$

また、数値計算に際しては、高濃度沈降粒子団と浮遊懸濁物質をそれぞれマーカー粒子および初期濃度として所定の場所に配置して計算を始める。

4. 計算方法

(1) 座標変換

自由水面の時間、空間的な変動を簡単に取り扱うため

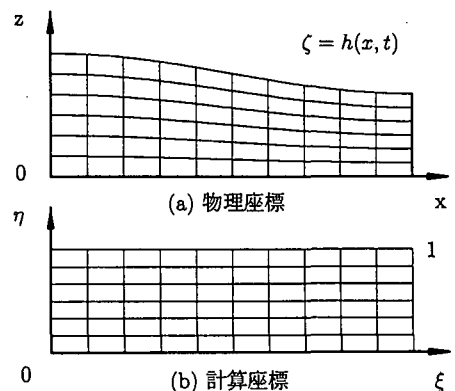


図-6 座標変換

に、図-6 に示すように、境界適合座標により物理空間上の解析領域を直交格子からなる長方形領域に変換を行う。

物理空間の座標系 (x, z, t) に対して写像空間の座標系 (ξ, η, τ) を次式のように定義することにより

$$\xi = x, \quad \eta = \frac{z}{h(x, t)}, \quad \tau = t \quad \cdots (10)$$

物理座標における基礎方程式、式 (1)～式 (4) は計算座標において式 (11)～式 (14) のように変換できる。

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial \rho h u}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\rho v - \eta \frac{\partial h}{\partial \xi} \rho u - \eta \frac{\partial h}{\partial \tau} \rho \right) = 0 \quad \cdots (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u}{\partial \tau} + u \frac{\partial \rho u}{\partial \xi} + \left(v - \eta \frac{\partial h}{\partial \xi} u - \eta \frac{\partial h}{\partial \tau} \right) \frac{\partial \rho u}{\partial \eta} = & - \frac{\partial p}{\partial \xi} \\ & + \frac{\eta}{h} \frac{\partial h}{\partial \xi} \frac{\partial p}{\partial \eta} + \left(\frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\eta}{h} \frac{\partial h}{\partial \xi} \frac{\partial}{\partial \eta} \right) \left(2\mu \frac{\partial u}{\partial \xi} \right) \\ & - \left(\frac{2\eta}{h} \frac{\partial h}{\partial \xi} \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{1}{h^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \right) \left(2\mu \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) + \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial \xi} \right) \\ & - \frac{\eta}{h^2} \frac{\partial h}{\partial \xi} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) + 2\mu \frac{\eta}{h} \frac{\partial^2 h}{\partial \xi^2} \frac{\partial u}{\partial \xi} - \mu \frac{1}{h^2} \frac{\partial h}{\partial \xi} \frac{\partial v}{\partial \eta} \end{aligned} \quad \cdots (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho v}{\partial \tau} + u \frac{\partial \rho v}{\partial \xi} + \left(v - \eta \frac{\partial h}{\partial \xi} u - \eta \frac{\partial h}{\partial \tau} \right) \frac{\partial \rho v}{\partial \eta} = & - \frac{1}{h} \frac{\partial p}{\partial \eta} - \rho g \\ & + \mu \left(\frac{2}{h} \frac{\partial}{\partial \eta} - \eta \frac{\partial h}{\partial \xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \right) \frac{\partial v}{\partial \eta} + \left(1 - \frac{\eta}{h} \frac{\partial h}{\partial \xi} \right) \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) \\ & - \left(\frac{\eta}{h^2} \frac{\partial h}{\partial \xi} \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial \xi} \right) \left(2\mu \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) - \mu \frac{\partial h}{\partial \xi} \frac{\partial v}{\partial \eta} \end{aligned} \quad \cdots (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho C}{\partial \tau} + u \frac{\partial \rho C}{\partial \xi} + \frac{1}{h} \left(v - \eta \frac{\partial h}{\partial \xi} u - \eta \frac{\partial h}{\partial \tau} \right) \frac{\partial \rho C}{\partial \eta} = & \frac{D_x \eta}{h} \left(\frac{h}{\eta} \frac{\partial^2 C}{\partial \xi^2} - 2 \frac{\partial h}{\partial \xi} \frac{\partial^2 C}{\partial \xi \partial \eta} - \frac{\partial^2 h}{\partial \xi^2} \frac{\partial C}{\partial \eta} \right) + \frac{D_z}{h} \frac{\partial^2 C}{\partial \eta^2} \end{aligned} \quad \cdots (14)$$

これに対して、境界条件について同様な変換が必要である。

(2) 数値計算法

以上より得られた写像空間での方程式を使って、与えられた密度場に対する水深 h 、流速 u, v 、圧力 p および濁り濃度 C を数値解析により解くことができる。

一方、水と砂の混合流れ場の密度分布は周囲水の密度 ρ_w と高濃度沈降粒子団の運動による密度変動 $\Delta \rho_m$ および浮遊懸濁物質の拡散による密度変動 $\Delta \rho_c$ との和により求めることができる。

$$\rho = \rho_w + \Delta \rho_m + \Delta \rho_c \quad \cdots (15)$$

浮遊懸濁物質の拡散による密度変動は計算された濁り濃度から算定することができる。これに対して、高濃度沈降粒子団の運動による密度変動は、堀江 (1981) に倣い、一定の質量を持たせた適当な数のマーカー粒子を利用して MAC 法により算定する。

土砂粒子と周囲流体の相対運動が無視できると言った仮定のもとに、新しい時間ステップにおけるマーカー粒子の位置は次式により計算できる。

$$\xi_p^{n+1} = \xi_p^n + u^{n+1} \Delta t \quad \cdots (16)$$

$$\eta_p^{n+1} = \eta_p^n + \frac{\Delta t}{h^{n+1}} \left(v^{n+1} - \eta \frac{\partial h^{n+1}}{\partial x} u^{n+1} - \eta \frac{\partial h^{n+1}}{\partial \tau} \right) \quad \cdots (17)$$

式 (16)～式 (17) により、各メッシュに含まれるマーカー粒子の数から高濃度沈降粒子団による密度変動が計算できる。

したがって、 n 時間レベルでの各メッシュの密度は式 (18) により求められる。

$$\rho_{i,j}^n = \rho_w + \frac{(1-\alpha) W_p N_{i,j}^n}{\Delta \xi \Delta \eta} + C_{i,j}^n \quad \cdots (18)$$

式 (16)～式 (18) において、 ξ_p と η_p はマーカー粒子の座標、 α は全投入土砂量に対する浮遊懸濁物質の体積比、 $W_p (= \rho_m V_m / \sum N_{i,j}, \rho_m$ および V_m はそれぞれ投入土砂の密度と体積、 $N_{i,j}$ はメッシュ (i, j) におけるマーカー粒子の数である。) は 1 個のマーカー粒子当たりの重量、 Δt は時間ステップ、 $\Delta \xi$ と $\Delta \eta$ はそれぞれ ξ および η 方向のメッシュの長さ、 $G_{i,j}$ はメッシュ (i, j) における浮遊懸濁物質の濃度である。また、右上脚注は時間レベルを表す。

そこで、繰り返し計算によって直投土砂運動の全過程が以上のモデルにより計算できる。最後に、物理領域での流速 u, v 、圧力 p および濁り濃度 C は逆変換により求めることができる。

5. 計算結果と実験結果の比較

直投土砂運動の解析モデルの妥当性を確認するめ

表-2 計算条件

水深	長さ	土砂量	含水率	体積比	粒子数
h_0 (cm)	L (cm)	V_m (cm ³)	W (%)	α (%)	N (個)
50.0	400.0	1000.0	145.0	2.0	600

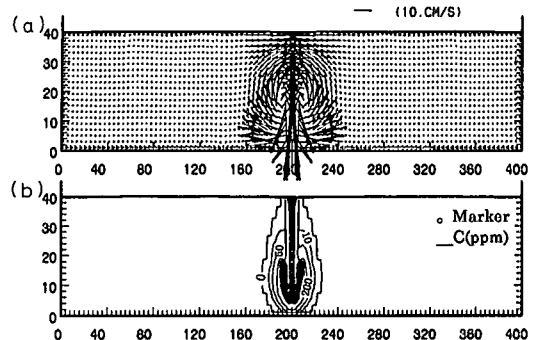
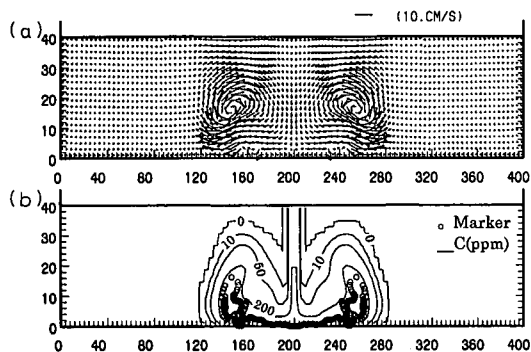
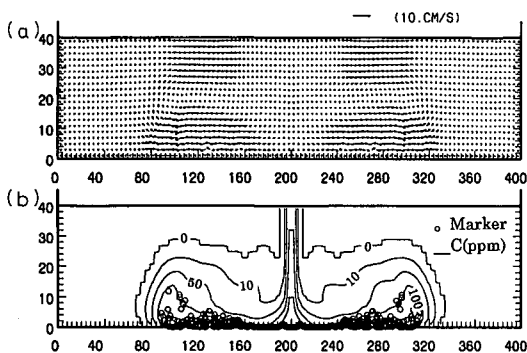


図-7 計算した流速及び濁り濃度の空間分布 ($t = 2$ 秒)

図-8 計算した流速及び濁り濃度の空間分布 ($t = 8$ 秒)図-9 計算した流速及び濁り濃度の空間分布 ($t = 20$ 秒)

めに、表-2に示す条件のもとで、計算した流速および濁り濃度の空間分布及び経時変化に対して実験結果による検証を行った。図-7～図-9に示すのは図-2～図-4の実験写真に対応して周囲の水の誘起流れおよび濁り濃度の空間分布の計算結果である。また、図-10～図-11に示すのは点 P_2 , P_3 の位置での流速および濁り濃度の経時変化の計算値と計測値を比較したものである。これらの図から、本モデルにより計算した流速および濁り濃度は実験結果をよく再現しているものと考えられる。

6. おわりに

底開バージによる直投土砂の沈降挙動および初期拡散に関する広範な条件での室内実験から、投入土砂は水中で自由落下、崩壊分解、水平分散及び移流拡散と言った一連の複雑な挙動を有することが明らかとなった。また、投入土砂は高濃度沈降粒子団とその周囲における浮遊懸濁物質の二つに分けられ、高濃度粒子団の落下運動による誘起流れは濁り拡散の原動力であることが判明した。さらに、実験結果に基づいて、高濃度沈降粒子団と浮遊懸濁物質のそれぞれの運動特性を考慮して、直投土砂の沈降および初期拡散を予測する鉛直2次元数値モデルを構築した。高濃度粒子団の沈降また誘起流れをMAC法

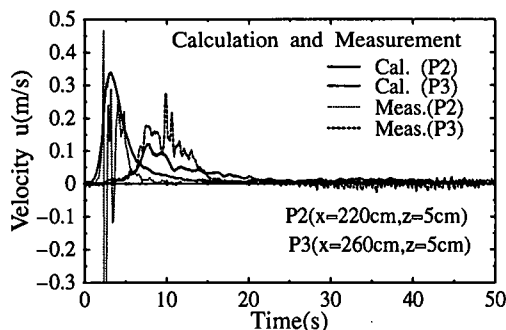


図-10 流速の比較

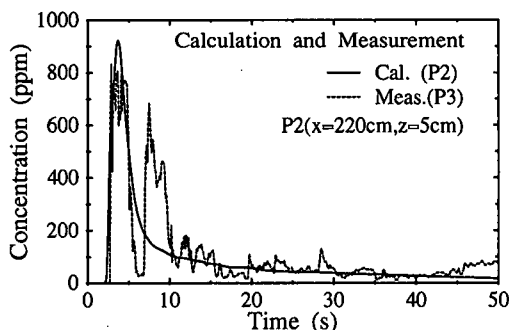


図-11 濃度の比較

と圧縮流体のナビエ・ストークス運動方程式を用いて、浮遊懸濁物質の運動を移流拡散方程式により計算した結果、本モデルは実験結果を良好に再現できることが明らかとなった。

謝辞：本研究を行うに当たり、運輸省港湾技術研究所村上和男氏及び鶴谷広一氏より有益な助言を得た、また、大新土木(株)田村良和氏からは貴重な資料を頂きました。記して謝意を表します。

参考文献

- 小田一紀・重松孝昌・大西伸幸・井上雅夫 (1992): 改良 DEMAC 法による粒子群の沈降・分散挙動の解析, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp. 971-975.
- 堀江 毅 (1981): MAC 法による直投土砂の初期拡散に関する数値解析, 港湾資料, No. 471, pp. 1-34.
- 室田 明・中辻啓二・玉井昌宏・町田博紀 (1988): 海域での土砂投下における密度流現象, 第 35 回海岸工学講演会論文集, pp. 777-781.
- 矢内英二・加藤 謙 (1990): 外洋投棄した底泥の拡散過程, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp. 774-778.
- Johnson, B. H. et al. (1993): Physical model tests of dredged material disposal from a split-hull barge and multiple bin vessel, Technical Report DRP-93-1, US Army Engineering Waterways Experiment Station, Washington, DC.