

振動流下における高濃度層の形成・保持機構に関する研究

山西博幸*・楠田哲也**

1. はじめに

粘土—シルト系からなる底泥の輸送に関する一連の室内実験（例えば、楠田ら，1988，など）から波や流れの場で得られる鉛直方向の濃度分布の構造は，比較的低濃度の上層水層と底面に沈積せず浮遊した状態で粒子群が高密度で存在する高濃度水層とからなっていることが知られている．この高濃度層の層内濃度は上層水濃度に比して1～2オーダー以上高く，したがって，その移動速度は小さくとも物質の輸送量としてはかなりの量となることが予想される．熊本港における試験トレンチ内の埋没量の経時変化によると，潜堤の有無によって有意な差がみられ，これより海底面上を流動する高濃度水塊の存在が示唆されている（運輸省第四港湾建設局八代工事事務所，1987；鶴谷，1989）．また，Odd and Owen (1972) や Smith and Kirby (1989) も，現地調査での鉛直濃度分布より高濃度領域の存在を確認している．これらのことより，底泥面上に存在する高濃度層の挙動を把握し，この層がどのような条件で生成，安定，消滅するのか，あるいは，安定した状態で沈積してしまわずに流動するのかを解明することは，シルテーションの定量的評価にとって極めて重要である．

本研究は振動流下における高濃度層の形成・保持機構の解明を最終目的とするものであり，本報では，①懸濁物の供給源としての上層水中の微細粒子群の沈降特性，②底面近傍に形成される高濃度層の流動機構，③振動流下における高濃度層内の剪断状況を理解するための流体運動のシミュレーション，④高濃度層内の粒子が沈積せずに浮遊した状態で保持される機構の検討等を行い，これらの結果をもとに，振動流下における高濃度層の形成及び保持機構の解明を行なわんとするものである．

2. 実験方法

本研究で用いた実験装置は，楠田ら（1991）と同一のU字型振動流水槽である．試料には有明海に注ぐ佐賀県六角川水系の現地泥（牛津泥，中央粒径 $d_{50}=6.0\mu\text{m}$ ，

表—1 実験条件

T (sec) ¹⁾	C_0 (kg/m ³) ²⁾	τ_{bmax} (Pa) ³⁾
3.0	11.0	0.126
		0.201
		0.277
		0.352
		0.453
	20.0	0.126
		0.201
		0.277
		0.352
		0.402
		0.453

1) 周期，2) 初濃度，3) 最大理論底面剪断応力

土粒子密度 $\rho_s=2570\text{ kg/m}^3$ ）を用い，これを所定の濃度に設定した後，振動流水槽の水路片端よりすばやく注入し実験を開始した．実験開始後は，水路側面に設置した採水装置（鉛直方向11点）から所定時間毎に採水を行い，また，高濃度層内に存在する目視可能な粒子の運動をビデオカメラや連続写真撮影によって観測を行った．この時の実験条件を表—1に示す．

3. 高濃度層の挙動のモデル化

(1) 基礎式

振動流下で高濃度層が保持されているときの流動状況と高濃度層の力学的特性を知るために，高濃度層の挙動のモデル化を行う．楠田ら（1991）や後述する今回の実験結果をもとに，振動流水槽内の運動を上層水と高濃度層とに分け，さらに時間的・空間的に変化する粘度を考慮するために，波動下における底泥内の質量輸送現象に着目した従来の研究（例えば，Mehta et al., 1986；中野ら，1987など）と同様に高濃度層を多層に分割した粘性流体多層モデルを用いることとする（図—1参照）．

本モデルにおける仮定を以下に示す．

- 波動境界層厚は上層水水深に比して薄い．
- 高濃度層内の鉛直運動は，上層水の往復流によって生成される界面波によって生じ，上層水中には鉛直方

* 正会員 工修 九州大学助手 工学部水工土木学科

** 正会員 工博 九州大学教授 工学部水工土木学科

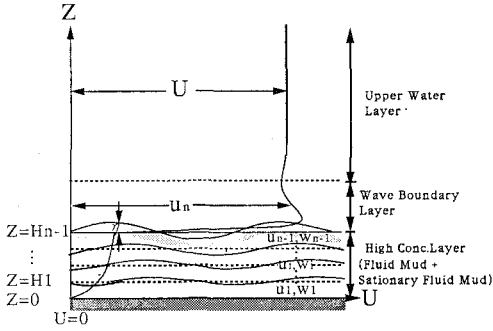


図-1 モデルの概念図

向流速はない。

c) 界面波の振幅は小さい。

d) 慣性項は無視しうる。

e) 高濃度層はべき乗則流体で近似できる。

f) 高濃度層内の各層では、見かけ粘性係数、見かけ密度は一定である。

以上の仮定より慣性項を無視した Navier-Stokes の運動方程式と連続式は以下の通りである。

上層水層 ($z > H_{n-1}$)

$$\frac{\partial U_n}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_n} \frac{\partial P_n}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_n}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_n} \frac{\partial P_n}{\partial x} + \frac{\mu_n}{\rho_n} \frac{\partial^2 u_n}{\partial z^2} \quad (2)$$

高濃度層 ($0 \leq z \leq H_{n-1}$)

$$\frac{\partial u_j}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_j} \frac{\partial P_j}{\partial x} + \frac{\mu_j}{\rho_j} \left(\frac{\partial^2 u_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_j}{\partial z^2} \right) \quad (3)$$

$$\frac{\partial w_j}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_j} \frac{\partial P_j}{\partial z} + \frac{\mu_j}{\rho_j} \left(\frac{\partial^2 w_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_j}{\partial z^2} \right) \quad (4)$$

$$\frac{\partial u_j}{\partial x} + \frac{\partial w_j}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

なお、 U_n : 上層水水平流速、 u : 波動境界層、高濃度層内の水平流速、 w : 鉛直方向流速、 t : 時間、 P : 圧力、 μ : 見かけ粘性係数、 ρ : 見かけ密度、 j : 第 j 層 ($j=1 \sim n-1$)、 n : 上層水層、を表す。

また、この基礎式の解を次のように仮定する。

$$\left. \begin{aligned} U_n &= \tilde{U}_n e^{-i\sigma t} \\ \eta_j &= \hat{\eta}_j(z) e^{i(kx - \sigma t)} \\ u_m &= \hat{u}_m(z) e^{i(kx - \sigma t)} \\ w_m &= \hat{w}_m(z) e^{i(kx - \sigma t)} \\ P_m &= \hat{P}_m(z) e^{i(kx - \sigma t)} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

ただし、 $m=1 \sim n$ 、 η : 界面振幅、 σ : 角振動数、 k : 波数、 i : 虚数単位、である。

(2) 境界条件

上層水と高濃度層との界面における運動学的境界条件、流速及び応力の連続条件は、 $z=H_{n-1}$ において

$$w_{n-1} = \frac{\partial \eta_{n-1}}{\partial t} \quad (7)$$

$$u_n = u_{n-1} \quad (8)$$

$$\mu_n \frac{\partial u_n}{\partial z} = \mu_{n-1} \left(\frac{\partial u_{n-1}}{\partial z} + \frac{\partial w_{n-1}}{\partial x} \right) \quad (9)$$

高濃度層を分割した際の各層の界面における運動学的境界条件、流速及び応力の連続条件は、 $z=H_j$ において

$$u_j = u_{j+1} \quad (10)$$

$$w_j = w_{j+1} \quad (11)$$

$$P_j - 2\mu_j \frac{\partial w_j}{\partial z} - \rho_j g \eta_j = P_{j+1} - 2\mu_{j+1} \frac{\partial w_{j+1}}{\partial z} - \rho_{j+1} g \eta_j \quad (12)$$

$$\mu_j \left(\frac{\partial u_j}{\partial z} + \frac{\partial w_j}{\partial x} \right) = \mu_{j+1} \left(\frac{\partial u_{j+1}}{\partial z} + \frac{\partial w_{j+1}}{\partial x} \right) \quad (13)$$

底面 ($z=0$) での non-slip 条件より、

$$u_1 = w_1 = 0 \quad (14)$$

(3) 計算法

高濃度層の構成則の見かけ粘性係数に相当する部分は

$$\mu = K [4|\Pi_e|]^{(n-1)/2} \quad (15)$$

$$4|\Pi_e| = 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \quad (16)$$

ここで、 K : 擬塑性粘度、 Π_e : エネルギー散逸に関する剪断歪の二次の不変量、 n : レオロジー定数、である (富田, 1972)。計算に際して、中野ら (1987) と同様、まず、ニュートン流体としての流れ場を計算し、得られた流れ場から式 (15) を用いた場合の流れ場を再び計算し、見かけ粘性係数を求める。この計算を見かけ粘性係数が収束するまで繰り返し行い、最終的にその状態での見かけ粘性係数を求めた。

4. 実験結果及び考察

(1) 鉛直方向濃度分布の構造と高濃度層の形成過程
水槽側面からの目視観測による界面の発現時間とほぼ

表-2 層厚データ

C_0 (kg/m ³)	$\tau_{0,\max}$ (Pa)	d_0 ($\times 10^{-2}$ m)	d_f ($\times 10^{-2}$ m)	d_{sf} ($\times 10^{-2}$ m)
11	0.126	20	1.3	0.7
	0.201		1.5	0.6
	0.277		2.2	0.2
	0.352		2.9	0.3
	0.453		3.8	0
20	0.126	20	2.8	0.6
	0.201		3.4	0.3
	0.277		4.3	0.2
	0.352		4.9	0.1
	0.402		6.4	0.1
	0.453		6.3	0

d_0 : 初期泥層厚 (= 全水深)、 d_f : 浮泥層厚、 d_{sf} : 底泥層厚

同時刻において、底面付近に界面が形成され始めた。このとき、上層水と高濃度層との間に Lutocline が生じた (Ross et al., 1989)。この Lutocline は初期には不明瞭であったが、時間経過とともに明瞭になった。また、高濃度層は流動している浮泥層と流動しない底泥層に分かれていた。本実験での測定結果を表-2 に示す。

(2) 微細粒子群の沈降特性

対象としている現象では水平方向よりも鉛直方向の物質輸送が支配的なので質量保存式として鉛直方向一次元のものと考え、

$$\frac{\partial C}{\partial t} - \frac{\partial F_a}{\partial z} = 0 \quad (17)$$

$$F_a = w_s C - F_e = w_{as} C \quad (18)$$

ただし、 F_a : 見かけ沈降フラックス、 w_s : 沈降速度、 C : 濃度 ($w_s C$ は実質沈降フラックス)、 F_e : 拡散フラックス (巻き上げフラックス)、 w_{as} : 見かけ沈降速度、 z : 座標、鉛直上向き正、である。

一方、図-2 は沈降筒を用いて求めた静水中における w_s と $w_s C$ である。ここでは、 w_s として式 (17) を z 方向に積分したものを用いて算出しており (小林ら、

1990)、濃度 C はフラックス算出面の値である。従来の研究 (Smith et al., 1989) に従い、 w_s を C の関数として表すと次式となる。

$$\left. \begin{aligned} w_s &= 0.4C^{4/3} \quad (\text{mm/s}) & C \leq 1 \quad (\text{kg/m}^3) \\ &= 0.4 & 1 < C \leq 2 \\ &= 0.42(1 - 0.005C)^5 & C > 2 \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

図中のデータに少しばらつきがあるのは、沈降速度が濃度以外に、剪断応力やフロック径の関数にもなっていることによる。また、沈降フラックスは 10 kg/m^3 付近で最大となっている。上述した静水中での沈降速度の算出方法と同じように、鉛直方向濃度分布の経時変化から振動流下における上層水中の見かけ沈降速度 w_{as} を求めたものが図-3 である。図-2 と同様、沈降フラックスは $C=10 \text{ kg/m}^3$ 付近で最大値を示しているが、沈降フラックスが小さくなるのがかなりあることがわかる。高濃度層の上側界面近傍の濃度分布について考察を加えるために、式 (17) において w_{as} を C のみの関数と仮定し、式 (18) を用いて、

$$\frac{\partial C}{\partial t} - \frac{d(w_{as} C)}{dC} \cdot \frac{\partial C}{\partial z} = 0 \quad (20)$$

式 (20) は一階の波動方程式を示しており、左辺第二項の $d(w_{as} C)/dC$ は等濃度面の伝播速度を表す。この速度は図-2, 3 中における沈降フラックスの勾配に等しい。振動流中では、濃度は上方に単調減少するので数学的には Lutocline が濃度不連続面となり 10 kg/m^3 の濃度は初期にしか存在し得ないことになる。本実験においても、高濃度層形成過程の初期には穏やかな濃度勾配のもとで、 10 kg/m^3 の濃度部分が観測された。後期にはかなり急な濃度勾配となり、やはり 10 kg/m^3 の濃度部分が観測されたが、これは Lutocline のところでの剪断応力による鉛直混合により見かけ沈降フラックスが 0 でも、実質的な沈降と再浮上が存在していることによる。

(3) 高濃度層内の流体運動シミュレーション

水平流速の鉛直分布計算結果の例を図-4 に示す。た

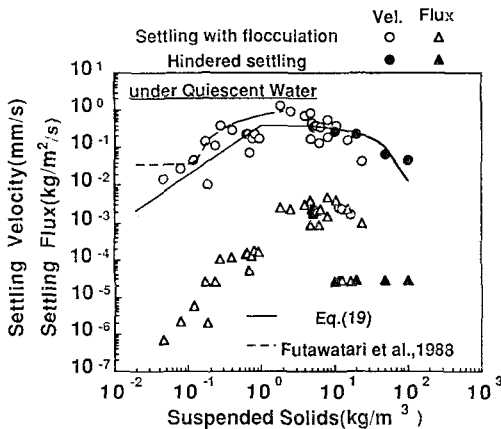


図-2 沈降速度と濃度 (静水中)

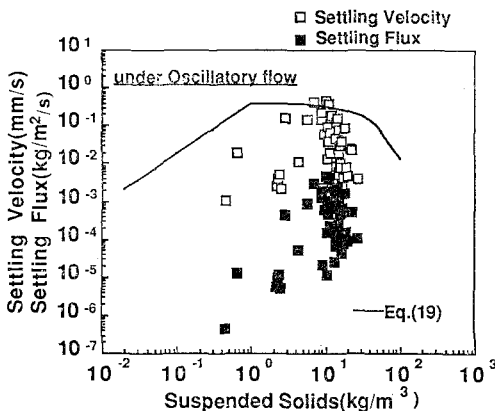


図-3 沈降速度と濃度 (振動流中)

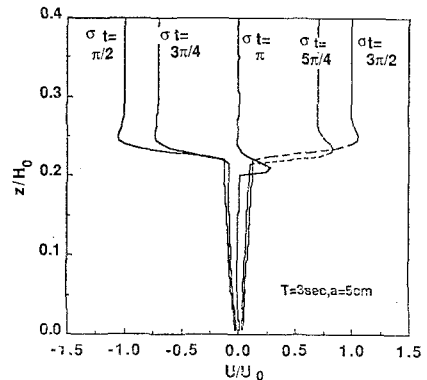


図-4 水平流速の鉛直分布

だし、この計算の際、底面近傍で剪断層が存在し、この層を境に浮泥層と底泥層に分かれていたという観測結果をもとに、下方境界条件として振幅を与えている。図-5 は高濃度層内における最大水平振幅の鉛直分布を示したものである。比較のために同一条件下での実測値も併せて示している。ただし、この実測値には水槽壁面の壁効果による速度の低下分を実験データを基に補正した値を用いている。計算結果は実測値とその水平方向分布を考慮してもほぼ一致し、本モデルの妥当性が伺える。この結果から高濃度層のずり速度はオーダーとして $0.1 (1/s)$ となることがわかる。

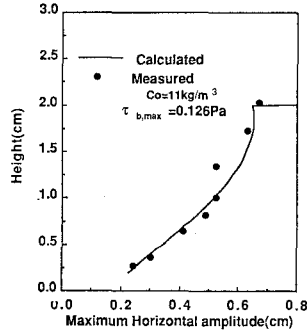


図-5 高濃度層内の最大水平振幅

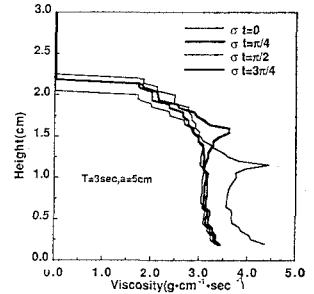


図-6 見かけ粘性係数の鉛直分布

5. 高濃度層の保持機構について

図-8 は静水中と振動流中（どちらも同一初濃度）の沈降界面の高さを水深 H_0 で無次元化したものである。静水中では時間経過とともに圧密沈降が生じているが、振動流中では圧密沈降までには至らず、最終的に粒子が浮遊した状態の一定層厚の浮泥層の存在が認められる。このことから、浮泥層がある厚さを保持しながら変形や流動をするためには、重力に対抗する上向きの力が生じていなければならないことになる。

Saffman (1965) は粘性流体中の剪断場を運動する球体に作用する揚力を、Rubinow and Keller (1961) は粘性流体中を回転しながら移動する球体に作用する揚力を求めている。いずれも揚力 $\sim$ (相対速度) $\times$ (ずり速度) $\times$ (直径) $\times$ (表面積)となっている。対象とする場の流れ Re の数は小さいが、いずれも何らかの形で流体の慣性項を考慮しており、この慣性項が揚力を作り出している。また、高濃度層を保持するためには有効応力が存在してもさしつかえないが、静水中より剪断場の方がフロックが破壊され易いので、有効応力の作用とは考えづらい。以上のことから高濃度層の保持には層の剪断、いいかえれば、剪断を作り出す剪断応力が不可欠となる。そこで、高濃度層に作用する剪断応力を上層水の最大速度 $\dot{U}_n$ を用いて $\rho_n \dot{U}_n^2$ で代表し、浮泥層厚 d_f との関係

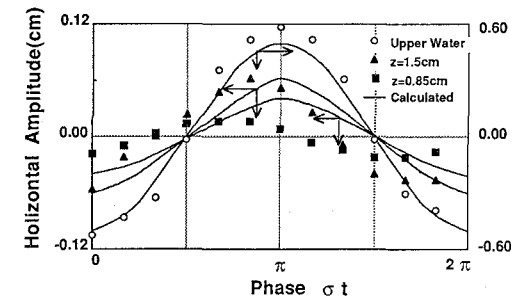


図-7 水平移動距離の位相変化

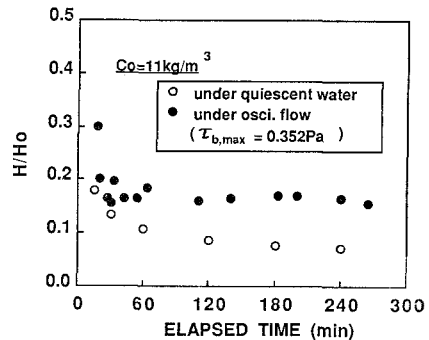
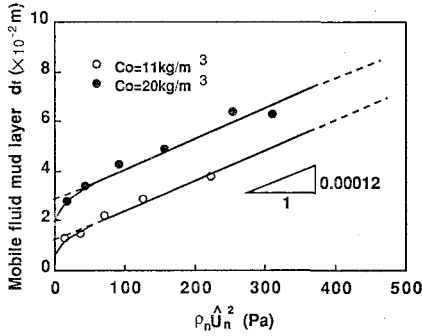
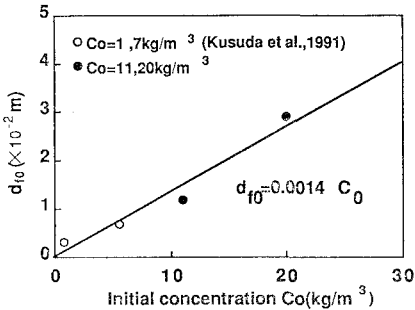


図-8 無次元沈降界面高の経時変化

図-9 $\rho_n \hat{U}_n^2$ と d_f との関係図-10 C_0 と d_{f0} との関係

を求めると 図-9 のようになり,

$$(d_f - d_{f0}) \sim \rho_n \hat{U}_n^2 \quad (21)$$

となる。 d_{f0} は剪断力が作用しないときの浮泥層厚を示し、ここでは便宜上、図-9 上の直線部が d_f 軸に交わる点と定義する。実験によれば、

$$d_{f0} = 0.0014 C_0 \quad (22)$$

(d_{f0} , C_0 の単位はそれぞれ, m, kg/m^3 である) となっている (図-10 参照)。前述のシミュレーション結果と併せて考えると、剪断が加えられることにより増加する浮泥層厚分が剪断力に比例していることは明らかであり、しかも、この増加分は初濃度にも依存していない。したがって、剪断により粒子が周囲の流体に対して何らかの相対運動を行い、その結果として揚力が生じている可能性が大きい。

6. まとめ

(1) 明瞭な Lutocline を形成する高濃度層の上側界面近傍での濃度は 10 kg/m^3 のオーダーである。また、高濃度層は、流動する浮泥層と流動しない底泥層とに分けられる。

(2) 静水中、振動流中での (見かけ) 沈降フラックスはいずれも 10 kg/m^3 で極大となる。

(3) 高濃度層内の流動を多層モデルによって数値計算した結果、計算値は実測値とほぼ一致した。また、計算によって求めた高濃度層の見かけ粘性係数は水のおよそ 100 倍となった。また、この値は粒子がフロックを形成していないとして理論的に求めた値より 1~2 桁大きい。

(4) 高濃度層の保持には剪断により生ずる揚力が主要な役割を果たしている可能性が大きい。

参考文献

- 運輸省第四港湾建設局八代工事事務所 (1987): 熊本港埋立対策調査報告書, p. 386.
- 楠田哲也・山西博幸・川添正寿・二渡 了 (1988): 波による底泥の浮遊及び挙動に関する研究, 第35回海岸工学講演会, pp. 353-356
- 楠田哲也・山西博幸・末次敏弘 (1991): 振動流下における高濃度層の形成過程とその特性, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 231-235.
- 小林正樹・山川 匠・小川富美子 (1990): 沈降過程を考慮した超軟弱粘土の自重圧密解析, 港湾技研資料, No. 680, pp. 1-21.
- 鶴谷広一 (1989): シルテーションによる航路埋没の予測手法, 平成元年度港湾技術研究所講演会講演集, pp. 101-153.
- 富田幸雄 (1972): レオロジー—非線形流体の力学—, 機械工学大系 12, コロナ社, 444 p.
- 中野 晋・鶴谷広一・鷹濱 潤 (1987): 波と底泥の相互干渉による波高減衰と底泥の流動について, 港湾技術研究所報告, 第26巻, 第2号, pp. 171-212.
- 二渡 了・楠田哲也・野正博之・古賀憲一・荒木宏之・古本勝弘 (1988): 感潮河川における懸濁物質輸送現象のモデル化に関する研究, 衛生工学研究論文集, 第24巻, pp. 139-148.
- Einstein, A. (1906): Ann. Phys., [4] 19, p. 289.
- Mehta, A. J. and Maa, P. Y. (1986): Wave over mud: Modeling erosion, Third Int. Sympo. on River Sedimentation, pp. 588-601.
- Odd, N. V. M. and Owen, M. W. (1972): A two-layer model of mud transport in the Thames Estuary, Paper 7517s, Proc. the Institution of Civil Eng., pp. 175-205.
- Ross, M. A. and Mehta, A. J. (1989): On the Mechanics of Lutoclines and Fluid Mud, J. Coast. Res., Special Issue, No. 5, pp. 51-62.
- Rubinow, S. I. and Keller, J. B. (1961): The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous fluid, J. Fluid Mech., Vol. 11, pp. 447-459.
- Saffman, P. G. (1965): The lift on a small sphere in a slow shear flow, J. Fluid Mech., Vol. 22, pp. 385-400.
- Smith, T. J. and Kirby, R. (1989): Generation, Stabilization and Dissipation of Layered Fine Sediment Suspensions, J. Coast. Res., Special Issue, No. 5, pp. 63-73.