

浮泥層界面における連行現象と浮泥層の保持機構に関する研究

山西博幸*・楠田哲也**・崎田省吾***・酒井啓範***

1. はじめに

軟弱な底泥は強い波や流れにより巻き上げられる。水表面近くまで巻き上げられた場合、懸濁物質は流れとともに輸送され、やや静穏な水域で非圧密状態で底面近傍まで沈降する。一方、水表面近くまで巻き上げられない場合には、底面上を高濃度で流動する。いずれの場合も底面上に浮泥層が形成される。この浮泥は外力や重力の作用を受けて、その層厚や濃度を变化させながら水平方向に輸送される。この水平輸送速度は一般に小さいが物質輸送フラックスとしては、かなりの大きさになることが知られている。したがって、この浮泥層がその濃度を維持しながら定期的に流動する機構の解明は、河口・沿岸部における微細な粒子群の輸送量を定量化する際に極めて重要となる。また、この粒子群は水中の汚濁物質を吸着しながら移動するので水質学的な物質移動の見地からも重要な問題である。

本研究は、実験結果と理論解析により、振動流下で形成された浮泥層から上層水層への連行現象（質量輸送）と浮泥層が沈積せずに浮泥として存在し、その層厚を保持しつつ水平輸送され続ける機構を明らかにしようとするものである。

2. 浮泥界面における連行量の定式化

(1) 懸濁物質の質量保存式

図-1のような二次元の固定座標系を考える（ x 軸を底面に沿ってとり、上向きに z 軸をとる）。浮泥界面高（浮泥層厚） h は場所的・時間的に変化するが、水槽上面高 H は一定とし、この面を介しての物質の出入りはないものとする。なお浮泥界面高 $h(x, t)$ は濃度勾配の変曲点の高さと定義する。浮泥界面から上層水層中へ輸送される物質量の定式化を行うために、上層水層内に存在する懸濁物質の質量保存式を立てると次のようになる。

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(cu) + \frac{\partial}{\partial z}(cw) = -\frac{\partial}{\partial z}(\overline{c'w'} - cw_s) \quad \cdots (1)$$

ここで u, w は x, z 方向の平均流速成分、 c は懸濁物質濃度、 w_s は懸濁物質の沈降速度、 $\overline{\quad}$ （バー）は時間平均、 $'$ （プライム）は乱流成分を表す。この式を上層水層内（ $z = h(x, t)$ から $z = H$ まで）で積分すると次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} & \int_{h(x,t)}^H \frac{\partial c}{\partial t} dz + \int_{h(x,t)}^H \frac{\partial}{\partial x}(cu) dz + \int_{h(x,t)}^H \frac{\partial}{\partial z}(cw) dz \\ &= - \int_{h(x,t)}^H \frac{\partial}{\partial z}(\overline{c'w'} - cw_s) dz \\ & \frac{\partial}{\partial t} \int_h^H c dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_h^H cudz \\ &= \left[\overline{c'w'} + c(w - w_s) - c \left(\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} \right) \right]_{z=h} \end{aligned} \right\} \quad \cdots (2)$$

(2)式から上層水層中に存在する懸濁物質量は、乱れによる輸送、粒子沈降による輸送及び界面の移動に伴う輸送によって表されることがわかる。すなわち、浮泥界面からの連行現象には、密度流現象では数式上現れない粒子沈降による輸送項が新たに付加されたことになる。

(2)式で x 方向に現象は一樣でかつ鉛直方向の平均流速 w も無視できるとするならば、簡単化された次式となる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_h^H c dz = [\overline{c'w'}]_{z=h} - [cw_s]_{z=h} - \left[c \frac{\partial h}{\partial t} \right]_{z=h} \quad \cdots (3)$$

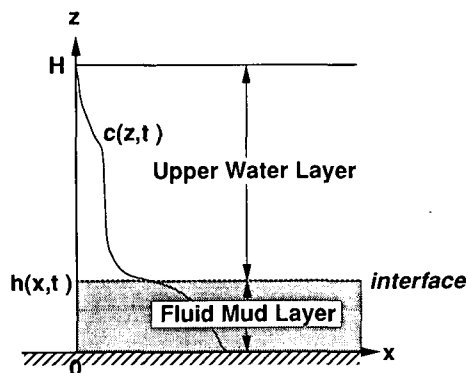


図-1 概念図

* 正会員 工修 九州大学助手 工学部建設都市工学科
 ** 正会員 工博 九州大学教授 工学部建設都市工学科
 *** 学生会員 九州大学大学院工学研究科

ここで、上層水中に存在する総懸濁物質質量 W を次のように定義する。

$$W = \int_h^H c dz \quad \dots\dots\dots (4)$$

(4) 式を用いて (3) 式中の濃度と速度の相関項 $\overline{c'w'}$ を表すと次のようになる。

$$[\overline{c'w'}]_{z=h} = [cw_s]_{z=h} + \left[c \frac{\partial h}{\partial t} \right]_{z=h} + \frac{\partial W}{\partial t} \quad \dots\dots\dots (5)$$

(2) 乱れエネルギー方程式

上層水層における乱れエネルギー方程式を導出する。導出に際しては、水平方向に一樣な乱れ場を考え、鉛直方向の密度変化は小さく、ブーシネスク近似のもと、層内での移流項及び圧力変動項が無視できる (椿, 1974) のものとすれば、次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} k^2 \right) = & -\overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{g}{\rho} \overline{\sigma'c'w'} - \varepsilon \\ & - \frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{w' \frac{1}{2} k^2} \right) \quad \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

ここで、 $(1/2)k^2 = (1/2)(\overline{u'^2} + \overline{w'^2})$ で乱れエネルギー、 g は重力加速度、 ρ は上層水層内平均密度、 $\sigma = 1 - \rho_l/\rho_s$ で ρ_l は水の密度、 ρ_s は土粒子密度である。(6) 式右辺第一項は Reynolds 応力による乱れのエネルギー生成、第二項は粒子群の鉛直輸送に関わるエネルギー消費、第三項の ε は分子粘性によるエネルギーの散逸および第四項は乱れによるエネルギーの鉛直拡散を表している。

いま、乱れエネルギー方程式 (6) 式を浮泥界面 $z = h(x, t)$ 直上に適用する。このとき (6) 式中の濃度・速度相関項 $\overline{c'w'}$ は先に求めた (5) 式を用いて表すことができる。(5) 式を (6) 式に代入すると次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} k^2 \right) = & -\overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{g}{\rho} \sigma \left[cw_s + c \frac{\partial h}{\partial t} \right]_{z=h} \\ & - \frac{g}{\rho} \sigma \frac{\partial W}{\partial t} - \varepsilon - \frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{w' \frac{1}{2} k^2} \right) \quad \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

ここで $\partial W/\partial t$ は上層水中に存在する総懸濁物質質量を単位面積単位時間で割ったもの、すなわちフラックスを表すのでこれを新たに次のように定義する。

$$\frac{\partial W}{\partial t} = C_{z=h} w_e \quad \dots\dots\dots (8)$$

$C_{z=h}$ は浮泥界面での濃度、 w_e は浮泥界面からの連行速度である。(7) 式を適用する際、振動周期 T は連行現象の変化時間と比べ十分に小さいため、左辺の時間変化項は無視することができる。また、代表長さを波動境界層厚 δ ($= \sqrt{\nu T/\pi}$, ν は水の動粘性係数) とする。このとき波動境界層内の代表流速は浮泥層が流動するために、本来であれば波動境界層外縁と浮泥層界面での流速の相対速度でなければならない。しかしながらここでは浮泥層内

の流速が小さいものとして見かけ上これを無視し、代表流速を上層水流速 U とする。以上から (7) 式中の乱れ生成項、拡散項及び粘性散逸項はいずれも U^3/δ の形で表せる。これらを考慮し、(8) 式を (7) 式に代入すると、

$$0 = A \frac{U^3}{\delta} - \frac{g}{\rho} \left[cw_s + c \frac{\partial h}{\partial t} \right]_{z=h} - \frac{g}{\rho} \sigma C_{z=h} w_e \quad \dots\dots\dots (9)$$

ただし、 A は係数である。(9) 式を変形すると次式が得られる。

$$E = AR_i^{-1} - B \quad \dots\dots\dots (10)$$

ただし、

$$E = w_e/U \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$B = \frac{1}{U} \left[w_s + \frac{\partial h}{\partial t} \right]_{z=h} \quad \dots\dots\dots (12)$$

で E を連行係数と呼ぶことにする。また、 R_i は次式で定義され、

$$R_i = \frac{\sigma c g \delta}{\rho U^2} \quad \dots\dots\dots (13)$$

である。(13) 式は波動境界層厚 δ 内での層平均リチャードソン数とみなすことができる。(10) 式が浮泥界面における連行量の無次元表示式であり、連行係数 E を与える式である。一般に密度流現象で取り扱われる連行係数の表示式 (例えば玉井, 1987) と異なり、粒子沈降の影響が加味された形式となっている。

3. 浮泥層厚に関する理論的検討

浮泥層厚における乱れエネルギー方程式を上層水中でのものと同様に考えると (6) 式中の拡散項を除いた形になる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} k^2 \right) = -\overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{g}{\rho} \overline{\sigma'c'w'} - \varepsilon \quad \dots\dots\dots (14)$$

(14) 式を浮泥層全層 ($0 \leq z \leq h(x, t)$) にわたって積分すると

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^h \frac{1}{2} k^2 dz - \frac{1}{2} k^2 \frac{\partial h}{\partial t} \\ = \int_0^h -\overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} dz - \frac{\sigma g}{\rho} \int_0^h \overline{c'w'} dz - \int_0^h \varepsilon dz \quad \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

(15) 式の左辺第一項は振動周期が現象の時間スケールより十分小さいので 0 とおくことができる。したがって (15) 式から浮泥層厚に関する次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\int_0^h -\overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} dz - \frac{\sigma g}{\rho} \int_0^h \overline{c'w'} dz - \int_0^h \varepsilon dz}{(1/2)k^2} \quad \dots\dots\dots (16) \end{aligned}$$

ほぼ定常状態を考えると、(16) 式は、次式となる。

$$-\overline{u'w'} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} = \frac{\sigma g}{\rho} \overline{c'w'} + \varepsilon \quad (17)$$

ここで $\overline{\quad}$ は空間平均を表している。

上式中の濃度・速度の相関項 $\overline{c'w'}$ は定常状態であることから cw_s で置き換えることができる。また、浮泥層内の代表流速 U_f は上層水流速 U に比例するものとする。これらを考慮し(9)式と同様に扱うと(17)式は次のようになる。

$$D \frac{U^3}{h} = \frac{\sigma g}{\rho} cw_s \quad (18)$$

ここで D は係数であり、浮泥層内の代表流速 $U_f = \gamma U$ の係数 γ を含んでいる。 U は上層水流速の最大値を用いることとし、 $U = a\omega$ (a は上層水振幅で $a = \{H/(H-h)\}a_p$ 、 ω は角振動数で $\omega = 2\pi/T$)を(18)式に代入し整理すると、

$$\frac{h}{a} = D \cdot L_h^{*-1} \quad (19)$$

となる。ここで

$$L_h^* = \frac{\sigma c g (w_s / \omega)}{\rho U^2} \quad (20)$$

である。(20)式の L_h^* は粒子沈降によって失われる位置エネルギーと流体運動によって与えられる運動エネルギーの比として表されていることから、浮泥層厚 h はこれらの比によって表されることがわかる。したがって、(19)式が浮泥層厚を規定する無次元表示式である。

4. 実験方法

実験にはU字型振動流水槽を用いた(図-2参照)。試料は有明海に注ぐ六角川河口部で採取した現地浮泥($\rho_s = 2460 \text{ kg/m}^3$, $d_{50} = 2.4 \text{ }\mu\text{m}$)である。これを海水と混合し、所定濃度に設定した後、振動流水槽内へ注入した。周期 $T = 6 \text{ s}$ 、ピストン振幅 $a_p = 0.05 \text{ m}$ の条件のもと、完全混合状態から水槽内の濃度分布がほぼ定常状態となるまで振動流を加えた。この後、周期一定のままで振幅を増加させ連行が生じるまでを観測した。実験中、水路側面から所定時間毎に採水するとともに目視による濃度界面高の経時変化を測定した。また、適宜鉛直方向の流速

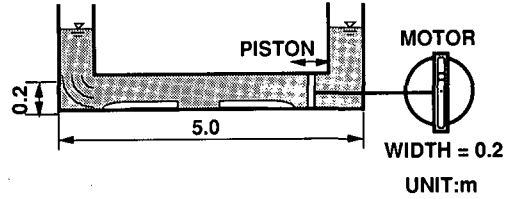


図-2 振動流水槽

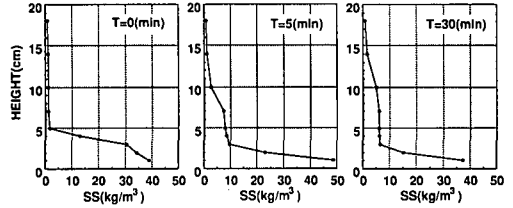


図-3 SS分布の経時変化 (Run 1)

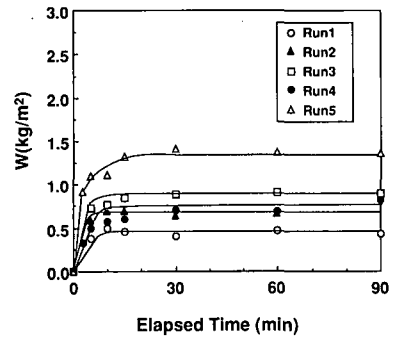


図-4 連行量の経時変化

分布を測定した。水路側面からの目視及び実測した濃度分布から各時間毎の界面位置を決定し、これを基準としてそれより上方に存在する懸濁物質総量を算出し、連行量を求めた。なお実験条件を表-1に示す。

5. 実験結果及び理論の適用

(1) 鉛直方向濃度分布

図-3はRun 1の場合の鉛直方向濃度分布の経時変化の一部を示したものである。濃度分布から求まる浮泥界面と水槽側面からの目視による界面高とはほぼ一致していた。また、電磁流速計による流速測定から上層水層内では一様に近い速度の往復運動を行ない、下層の浮泥は振動剪断流の様相を示していた。図より、時間の経過と共に浮泥層界面から上層水層中へ物質が輸送されていく様子が見てとれる。その様相は(3)式からもわかるように、界面での乱れと沈降による輸送と界面の低下にともなう輸送とによって決定されている。また、界面での

表-1 実験条件

Run No.	初期濃度 $C_0(\text{kg/m}^3)$	周期 $T(\text{s})$	ピストン振幅 $a_p(\text{m})$
1	9.1	6.0	0.05 → 0.08
2	10.8		0.05 → 0.14
3	10.4		0.05 → 0.18
4	19.9		0.05 → 0.08
5	19.3		0.05 → 0.11

乱れが上方へ輸送され、ある高さにおいて上方への輸送と沈降とがバランスし、新たな界面を形成していることが図-3 から容易に読み取れる。

(2) 連行量の算出

各時間毎の界面高さを基準としてそれより上方に存在する物質総量を SS 分布より算出し、これを単位面積当りに換算し直したものを連行量 W とした。この経時変化を図-4 に示す。連行現象は実験開始初期の段階で急速に生じ、実験開始から 30 分程度でほとんど変化しなくなる。これに追従して SS 分布も同様にほぼ定常状態となる。また、同一周期では振幅が大きいほど連行量も大きくなる。

(3) 連行係数 E と浮泥層厚 h について

2. と 3. で求めた (10) 式と (19) 式による連行量と浮泥層厚の評価のため、今回の実験から得られたデータをもとに以下、解析を行った。

まず (11) 式によって定義される連行係数 E は実験から求まる連行量 W の経時変化 (図-4) から各時刻での勾配 $\partial W / \partial t$ を求め、これを $c_{zm} h$ で除して求める。沈降速度 w_s は本来、界面近傍での値を採用すべきではあるがその実測が困難であることや現時点でこれを示しうるものがないことからここでは静水中における沈降実験より求められた実験式 (山西・楠田, 1992) を用いた。界面の時間変化 $\partial h / \partial t$ は実測に基づく、その界面の経時変化より直接求めた。

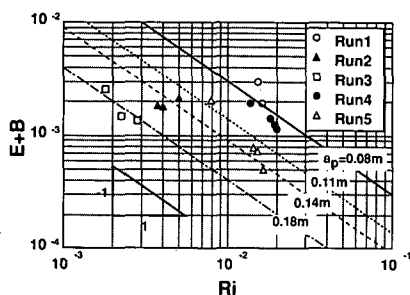


図-5 $(E+B)$ と R_i との関係

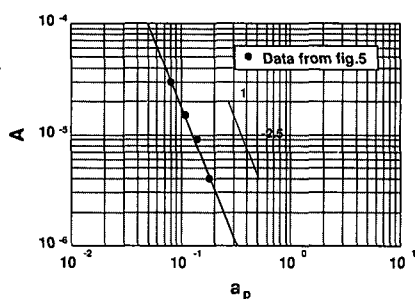


図-6 係数 A と振動振幅 a_p との関係

図-5 は横軸を R_i にとり、縦軸を $(E+B)$ にとったものである。(10) 式より両対数紙上に勾配 -1 の直線がピストン振幅 a_p をパラメータとして描かれる。 ω 固定のもとで、これをもとに係数 A とピストン振幅 a_p との関係を求めたものが次式である。

$$A = \alpha \cdot a_p^\beta \quad (21)$$

図-6 より $\alpha = 5.8 \times 10^{-8}$, $\beta = 2.5$ となる。(21) 式を (10) 式に代入し、次式のように変形する。

$$(a_p^\beta / \alpha) (E+B) = R_i^{-1} \quad (22)$$

図-7 は縦軸に (22) 式左辺の項を横軸に R_i 数をとったものである。図よりすべてのデータがほぼ R_i^{-1} のライン上にのることがわかる。さらに (22) 式中の B は実験結果から $|w_s/U| \gg |(\partial W / \partial t)/U|$ とみなして構わない。したがって、 $B \approx w_s/U (=10^{-3})$ とおける (図-8 参照)。以上から、ピストン振幅 a_p をパラメータとする連行係数 E が

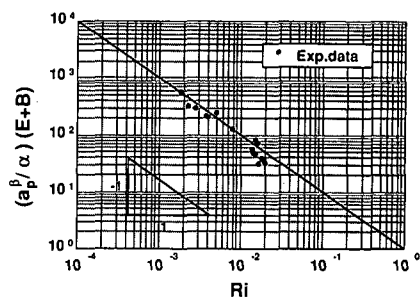


図-7 $(a_p^\beta / \alpha) (E+B)$ と R_i との関係

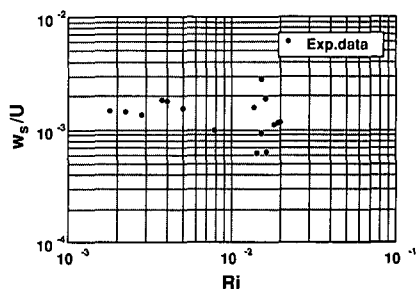


図-8 w_s/U と R_i との関係

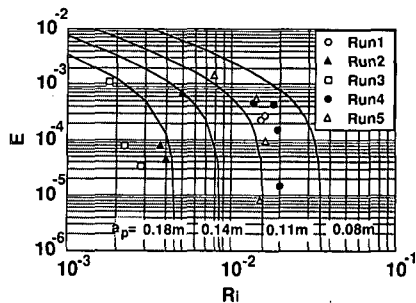


図-9 連行係数 E とリチャードソン数 R_i との関係

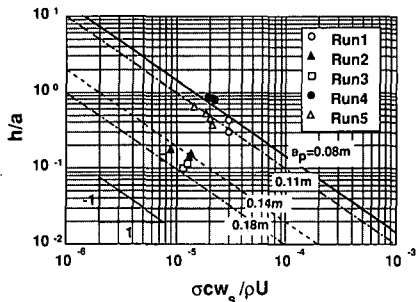


図-10 $\sigma cw_s/\rho U$ と h/a との関係

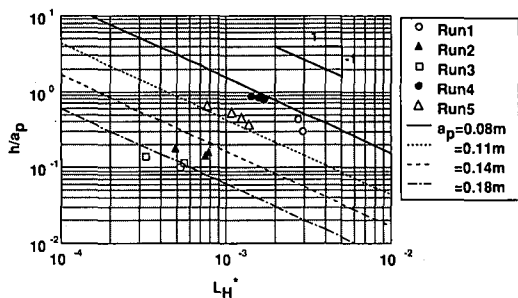


図-12 L_H^* と h/a_p との関係

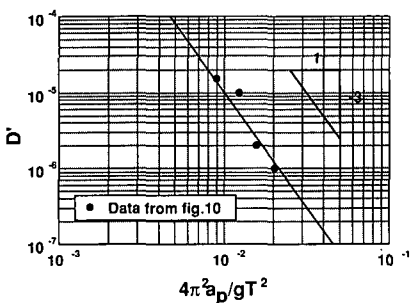


図-11 $4\pi^2 a_p/gT^2$ と D' との関係

次式で表示できる。

$$E = AR_i^{-1} - B = 5.8 \times 10^{-8} a_p^{2.5} R_i^{-1} - 10^{-3} \dots (23)$$

図-9 は (23) 式に基づいて実験データ上にピストン振幅 a_p をパラメータにする曲線を描いたものである。 R_i 数の増加と共に連行係数 E が減少し、ある地点から急激に 0 に近づく。理論値と実験値に多少のバラつきは見られるものの、連行係数 E は (23) 式の形で表示することができる。

次に浮泥層厚 h に関して (19) 式に基づき実験データの整理を行なう。(19) 式を展開すると

$$\frac{h}{a} = D \left(\frac{4\pi^2 a}{gT^2} \right) \cdot \left(\frac{\sigma cw_s}{\rho U} \right)^{-1} = D' \left(\frac{\sigma cw_s}{\rho U} \right)^{-1} \dots (24)$$

が得られる。図-10 は横軸に $(\sigma cw_s)/(\rho U)$ をとり、縦軸に h/a をとったものである。これから得られる D' と $4\pi^2 a_p/gT^2$ との関係は図-11 で示される。これより、

$$D' = 1.0 \times 10^{-11} \left(\frac{4\pi^2 a_p}{gT^2} \right)^{-3} \dots (25)$$

となる。(25) 式を (24) 式に代入し、若干の計算の後に次式を得る。

$$\frac{h}{a_p} = 1.0 \times 10^{-11} \left(\frac{gT^2}{4\pi^2 a_p} \right)^4 L_H^{*-1} \dots (26)$$

図-12 は L_H^* と h/a_p との関係を示したものである。図中には a_p をパラメータとする (26) 式の計算値が同時に描かれている。図より h/a_p は運動エネルギーの増加、すなわち L_H^* の減少と共に増加していることがわかる。また、(26) 式から h/a_p は周期 T 一定のもとでは a_p の増加にともない減少し、逆に a_p が一定のもとでは周期 T の増加にともない h/a_p も増加することがわかる。

6. おわりに

シルテーションの定量化にとって重要な要素である浮泥層に関して、理論的検討を行ない、その妥当性を検証した。理論的検討では各層に対して、懸濁物質の質量保存式と乱れエネルギー方程式を与え、これをもとに浮泥界面からの連行現象を (10) 式で、浮泥層厚 h に関しては (19) 式のような無次元表示式を得た。いずれの場合も実験値との一致はよく、妥当なものと考えられる。また、浮泥界面から上層水中へ輸送される懸濁物質の連行現象は、底泥からの巻き上げとはその機構を異にすることがわかった。

なお本研究の発表に際し、文部省科学研究費奨励研究 (A) および財団法人前田記念工学振興財団の補助を受けた。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- 玉井信行 (1987): 連行概念の統一化と連行係数の評価, 土木学会論文集, 第 381 号/II-7, pp. 1-11.
- 椿 東一郎 (1974): 水理学 II, 森北出版, 272 p.
- 山西博幸・楠田哲也 (1992): 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, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp. 286-290.