

沈降性粒子の移流分散に及ぼす密度流の影響

Effect of Density on Longitudinal Dispersion of Sediment Particles

九州工業大学 正員 藤崎 一 裕
 長崎大学 工学部 正員 古本 勝 弘
 九州工業大学大学院 学生員 大浦 芳 弘
 九州大学 工学部 正員 粟谷 陽 一

1. まえがき

開水路流れに関する移流分散現象については、Taylorの理論を開水路流れに応用したElderの研究¹⁾以来、水路断面形状や流路形態が分散現象に及ぼす影響などに至るまで、今日まで実に多くの理論的、実験的検討がなされている。しかし、水路中で拡散していく物質と周囲水との密度差の影響については、円管内層流²⁾や開水路2次元乱流に対する若干の研究³⁾⁴⁾が見られる程度である。しかもこれらの研究は、いずれも沈降速度を有しない物質の移流分散に関するものであり、沈降性を有する物質に関する検討はほとんどなされていないようである。

流れの中に沈降性を有する物質が投入されると、その濁質は、移流、乱流拡散、粒子沈降の3つがバランスした状態で、鉛直方向に一定の濃度分布を有して流下する。この濃度分布は同時に、水深方向に安定な密度分布を生じ、流れの様相もこの密度勾配の影響を受けて変化することになる。一方、沈降性粒子がクラウド状で流下する場合には、クラウド先端部では、より密度の高い濁質部が水面近傍で先行するために、不安定要因が生じ、逆にクラウド後端部では、水路床近傍に高濃度、高密度部分が生じて安定要因が生じる。また、水路断面の平均値でみたときにも、中心部に最大値を有し、上下流部に向って減少する密度分布を有するクラウドの流下ということになる。

本報は、上記のような現象に対して、水路内の密度勾配が濁質の移流分散に及ぼす影響について調べたものである。なお、現象解析の第1段階として、沈降速度が0の場合の物質の分散過程についても、密度流の影響について検討を行った。流れの場は開水路2次元とし、渦動粘性係数と鉛直方向密度勾配との関連については、Monin-Obukhovの理論を用い、流下方向密度勾配が粒子流速に及ぼす影響は、摂動法により求めた。

2. 基礎式

粒子濃度の値は小さい場合を考察の対象とする。したがって、粒子の懸濁によるみかけの密度の増大分は粒子濃度に比例するものとして、次式で近似する。

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha c) \quad (1)$$

ρ および ρ_0 は粒子懸濁水および流体の密度、 c は体積基準濃度、 α は定数である。

濃度の流下方向(図1の x 軸方向)の変化が小さい場合を想定しているから、 x について展開して

$$\begin{aligned} c(x, y) &= c_0(0, y) + Khc_1(y) + K^2h^2c_2(y) + \dots \\ &+ K(c_0(0, y) + Khc_1(y) + K^2h^2c_2(y))x + \dots \\ &\doteq c_0(0, y)(1 + Kx) + Khc_1^+(y) \end{aligned} \quad (2)$$

と表わす。 y は水路床より鉛直上方にとった距離座標であり、定数 K は、流下方向の濃度勾配を断面平均濃度で除したもので

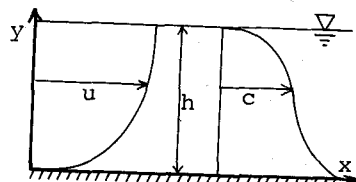


図1 座標系の定義

$$K = \frac{1}{\langle c \rangle} \frac{d\langle c \rangle}{dx}, \quad \langle \quad \rangle \equiv \frac{1}{h} \int_0^h dy \quad (3)$$

と表わされる。 $\langle \quad \rangle$ は全水深についての平均を意味する。上式中の $\langle c \rangle$ は後述するように鉛直方向密度勾配にも関与する物理量である。なお式(2)は以下のような考察から導かれている。流下方向濃度勾配は

$$\frac{\partial c}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\langle c \rangle \frac{c}{\langle c \rangle} \right] = \frac{d\langle c \rangle}{dx} \cdot \frac{c}{\langle c \rangle} + \langle c \rangle \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{c}{\langle c \rangle} \right] = Kc + \langle c \rangle \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{c}{\langle c \rangle} \right] \quad (4)$$

と表わせる。上式の2番目の等号以下の式における $\left[\quad \right]$ 内の値の、Rouse分布からのずれは、密度勾配によって生じるものであるから、その微分は密度勾配について2次の項となる。また、当面の関心事は $x=0$ における粒子流束であるから、式(2)中の x の高次の項も省略されている。クラウドの現象を解析するような場合には、任意の点を x の原点にとり、この原点を x の流下方向に移動させて全体の解を求めればよい。

つぎに、運動方程式と流体および粒子の保存則について記す。前頁図1のように河床流下方向に x 軸、これに垂直上方に y 軸をとり、流れは $x-y$ 面内の2次元等流とする。 x, y 方向の運動方程式は

$$0 = \rho g i - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho \varepsilon \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (5),$$

$$0 = -\rho g - \frac{\partial p}{\partial y} \quad (6)$$

となり、流体および物質の保存則は次式で示される。

$$\frac{d}{dx} \left(\int_0^h u \, dy \right) = 0 \quad (7),$$

$$u \frac{\partial c}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon_* \frac{\partial c}{\partial y} + w_0 c \right) \quad (8)$$

ここに、 p : 圧力、 u : x 方向流速、 w_0 : 粒子沈降速度、 h : 水深、 ε : 渦動粘性係数、 ε_* : 渦拡散係数、 i : 水面勾配である。なお、水路底部への粒子の沈積がない場合を解析の対象とする。

上式中の渦動粘性係数は、鉛直方向密度勾配の影響を受ける。この関係には、Monin と Obukhov の理論を用いる。Monin-Obukhov の理論はもともと気象関連の分野で用いられているものであるが、本報で対象としたような現象にも利用され⁵⁾、実験により開水路流れにもこの理論が適用できることを確認した報告もなされている⁶⁾。Monin-Obukhov 理論によると、渦動粘性係数 ε と密度勾配との関連は

$$\varepsilon = \varepsilon_i (1 - \beta R_f) \quad (9)$$

と表わされる。⁷⁾⁸⁾ R_f : flux Richardson 数、 ε_i : $R_f = 0$ のときの ε である。式(9)は local-Richardson 数 R_i を用いると次式で表わされる。

$$\varepsilon = \varepsilon_i (1 - \gamma \beta R_i) \quad (10), \quad R_i = \frac{-g(\partial \rho / \partial y)}{\rho (\partial u / \partial y)^2}, \quad \gamma = \frac{R_f}{R_i} \quad (11)$$

ε_i と流速分布との関係には混合距離理論を用い、濃度 $C=0$ のときの流速分布に対数則を仮定して

$$\tau = \rho \varepsilon_i \frac{du}{dy}, \quad \varepsilon_i = \ell^2 \frac{du}{dy} \quad (12), \quad \ell = \kappa y / \sqrt{1 - y/h} \quad (13)$$

となる。 τ : 剪断応力、 ℓ : 混合距離、 κ : カルマンの定数である。

以上の関係を運動方程式や保存則に代入することにより、対象としている現象に対する基礎方程式が導かれる。式(2)、(1)を式(6)に代入して圧力 p を求め、これを式(5)に代入して

$$0 = 1 - \frac{d}{dx} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) \frac{g h^2}{u_*^2} \int_{\eta}^1 c_0 \, d\eta + \frac{d}{d\eta} \left(\bar{\varepsilon} \frac{d\bar{u}}{d\eta} \right) = 1 - \frac{\bar{K}}{F_*^2} \int_{\eta}^1 c_0 \, d\eta + \frac{d}{d\eta} \left(\bar{\varepsilon} \frac{d\bar{u}}{d\eta} \right) \quad (14)$$

$$\bar{K} \equiv K h = \frac{1}{\langle c \rangle} \cdot \frac{d\langle c \rangle}{dx} h \quad (15), \quad F_* \equiv \frac{u_*^2}{\alpha \langle c \rangle g h} = \frac{u_*^2}{\langle \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \rangle g h} \quad (16)$$

となる。また、式(2)を式(4)に代入すると、粒子の保存則が次式となる。

$$\hat{u}_s \bar{K} c_0 = \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\varepsilon_* \frac{\partial c}{\partial \eta} + W c \right) \quad (17), \quad \hat{u}_s = \bar{u} - \frac{\langle u c_0 \rangle}{\langle c_0 \rangle} \quad (18)$$

$\hat{u}_s$ は粒子基準の平均流速と実流速との差の無次元表示である。

渦動粘性係数については、式(5)、(6)および式(11)、(12)、(13)などから次式が得られる。

$$\bar{\varepsilon} = \kappa \eta \left\{ 1 - \eta - \frac{\bar{K}}{F_z^2} \int_{\eta}^1 \int_{\eta}^1 c_0 d\eta d\eta \right\} (1 - \beta \gamma R_i) \quad (19)$$

$$\text{ただし } R_i = - \frac{1}{F_z^2} \frac{1}{(d\bar{u}/d\eta)^2} \left\{ \frac{1}{\langle c \rangle} \frac{dc_0}{d\eta} + \bar{K} \frac{dc_1^+}{d\eta} \right\} \quad (20)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{また, } \eta = y/h, \quad \bar{x} = x/h, \quad \bar{K} = K \cdot h, \quad \bar{u} = u/u_* \\ W = w_0/u_*, \quad \bar{\varepsilon} = \varepsilon/(h u_*), \quad \bar{\varepsilon}_* = \varepsilon_*/(h u_*) \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

であり、式の変形の中で、摩擦速度 $u_* = \sqrt{g h i}$ の関係を用いた。

式(14)、(17)、(19)がこの場合の基礎方程式で、これらの式を連立させて $\bar{u}$, c , $\bar{\varepsilon}$ を求め、流下方向の粒子流束の断面積分値を求める。なお、パラメータ $\bar{K}$ は流下方向密度勾配と鉛直方向密度勾配に関連する量であり、 F_z は粒子懸濁による密度差と一般流とが有するエネルギーの比に対応する。また、以下の計算では、 $\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_*$ とし、したがって $\gamma = 1$ とした。

3. 沈降速度 $W = 0$ の場合に対する検討

粒子の沈降速度 $W = 0$ の場合には、式(2)の $c_0(0, y)$ が y に依存しない一定値となる。このため、基礎式は以下のように簡略化される。

$$0 = 1 - 2\sigma(1-\eta) + \frac{d}{d\eta} \left(\bar{\varepsilon} \frac{d\bar{u}}{d\eta} \right) \quad (22)$$

$$\hat{u}_m \langle c \rangle = \frac{d}{d\eta} \left(\bar{\varepsilon} \frac{\partial c_1^+}{\partial \eta} + W c_1^+ \right), \quad \hat{u}_m = \bar{u} - \langle \bar{u} \rangle \quad (23)$$

$$\bar{\varepsilon} = \kappa \eta \left\{ 1 - \eta - \sigma(1-\eta)^2 \right\} (1 - \beta R_i), \quad R_i = -2\sigma \frac{dc_1^+}{d\eta} \quad (24)$$

$$\text{ただし } \sigma = \frac{\bar{K}}{2F_z^2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{d}{dx} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) \cdot \frac{g h^2}{u_*^2} \quad (25)$$

上式の解を σ をパラメータとする摂動法により求める。

$$\bar{u} = \bar{u}_0 + \bar{u}_1 \sigma + \bar{u}_2 \sigma^2 +, \quad c_1^+ = c_1 + c_2 \sigma + c_3 \sigma^2 +, \quad \bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_0 + \bar{\varepsilon}_1 \sigma + \bar{\varepsilon}_2 \sigma^2 + \quad (26)$$

とおくと

$$\sigma^0: \quad \frac{d}{d\eta} \left(\bar{\varepsilon}_0 \frac{d\bar{u}_1}{d\eta} \right) + 1 = 0 \quad (27), \quad \frac{d}{d\eta} \left(\bar{\varepsilon}_0 \frac{dc_1}{d\eta} \right) = \hat{u}_m \langle c \rangle \quad (28), \quad \bar{\varepsilon}_0 = \kappa \eta (1 - \eta) \quad (29)$$

$$\sigma^1: \quad \frac{d}{d\eta} \left(\bar{\varepsilon}_0 \frac{d\bar{u}_1}{d\eta} + \bar{\varepsilon}_1 \frac{d\bar{u}_0}{d\eta} \right) = 2(1 - \eta) \quad (30), \quad \frac{d}{d\eta} \left(\bar{\varepsilon}_0 \frac{dc_2}{d\eta} + \bar{\varepsilon}_1 \frac{dc_1}{d\eta} \right) = \bar{u}_1 \langle c \rangle \quad (31)$$

$$\bar{\varepsilon}_1 = -\kappa \eta (1 - \eta) \left\{ 1 - \eta - 2\beta \frac{d\bar{c}_1}{d\eta} \left(\frac{d\bar{u}_0}{d\eta} \right)^{-2} \right\} \quad (32)$$

などが得られる。これらの式から

$$\bar{\varepsilon}_1 = -\kappa \eta (1 - \eta) \left\{ (1 - \eta) + 2\beta \sum_{n=1}^{\infty} \eta^2 (1 - \eta)^{n-1} \cdot \frac{1}{n} \right\} \quad (33)$$

$$\bar{u}_0 = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{\eta}{\eta_0}, \quad \bar{u}_1 = -\frac{2\beta}{\kappa} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \left\{ (1 - \eta)^n \frac{n\eta + 1}{n+1} \right\} + 9.862 \quad (34)$$

$$c_1 = \frac{1}{\kappa^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(1-\eta)^n}{n} = 4.004, \quad c_2 = \int_0^{\eta} \frac{1}{\xi} \left\{ \int_0^{\eta} \bar{u}_1 d\eta - \bar{\xi}_1 \frac{dc_1}{d\eta} \right\} d\eta \quad (35)$$

などが得られる。このとき、流下方向の粒子束流 q および分散係数 D_L はそれぞれ以下の式で与えられる。

$$q = \langle \hat{u} c \rangle h u_* = h u_* \langle (\bar{u}_0 + \bar{u}_1 \sigma + \dots - \langle \bar{u} \rangle) \cdot (c_0 + \bar{\kappa} c_1 + \bar{\kappa} c_2 \sigma + \dots) \rangle$$

$$\doteq \bar{\kappa} h u_* [\langle \hat{u}_0 c_1 \rangle + (\langle \bar{u}_1 c_1 \rangle + \langle \hat{u}_0 c_2 \rangle) \sigma] \quad (36)$$

$$\frac{D_L}{h u_*} = -\frac{q}{h u_*} \left(\frac{d\langle c \rangle}{dx} \right)^{-1} = 6.25 + 45.7 \sigma \quad (37)$$

$\beta = 5.0^5$), $\kappa = 0.4$ としたときの計算結果を図2～図5に示す。これらの図から、密度勾配が流況に及ぼす影響を知ることができる。流下方向密度勾配により生じる2次流により、鉛直方向密度勾配が c_1, c_2 により付加され、これにともない拡散係数や速度分布が変形する。 $\sigma > 0$ の場合は安定側に対応し、逆に $\sigma < 0$ の場合には不安定要因が付加される。ただし、この場合 Monin-Obukhov 理論が $\sigma < 0$ の場合に対しても延長可能となるということが前提となる。クラウドの場合には、クラウドの密度最大値の前後で flux の差が生じ、分布の skew が出てくる。

図5にプロットした点は、幅30 cm、高さ50 cm長さ600 cmの水路による実験結果で、密度勾配は塩分により作られ、水路底部のペルトをエンドレス方式で移動床として動かすことにより、流速分布と密度勾配が作られている。実験の詳細は文献9)に記されているが式(37)は実験値に比較的よく適合しており、本報での解析の妥当性が示されている。

なお、式(37)右辺第1項は $\kappa = 0.41$ とすると Elder の解¹⁾と一致する。

4. 沈降性粒子 ($W \approx 0$) の場合に対する検討

粒子が沈降速度を有する場合には、流下方向に濃度勾配がない場合でも、鉛直方向に濃度分布が生じる。この濃度勾配のために水路内に安定な密度勾配が形成される。この点が $W = 0$ の場合との最も大きな相違点である。このことは、式(2)の $c_0(0, y)$ が、一定値ではなく文字通り y の関数となることを意味し、これにより以下に記すように、流下方向に濃度勾配がない場合にも、流速分布に対数分布からのずれが生じ、濃度分布にも Rouse 分布からのずれが生じることになる。

基礎式の数値解を $\bar{\kappa}$ をパラメータとする摂動法により求める。

$$\bar{u} = \bar{u}_0 + \bar{u}_1 \bar{\kappa} + \bar{u}_2 \bar{\kappa}^2 + \dots \quad (38.1)$$

$$c = c_0 + c_1 \bar{\kappa} + c_2 \bar{\kappa}^2 + \dots \quad (38.2)$$

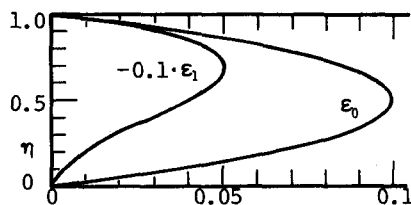


図2 渦動粘性係数 ε_0 および ε_1 ($W = 0$)

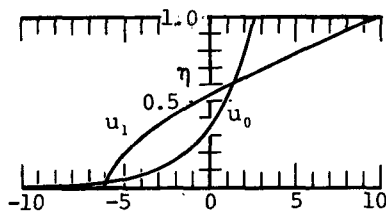


図3 流速分布 u_0 および u_1 ($W = 0$)

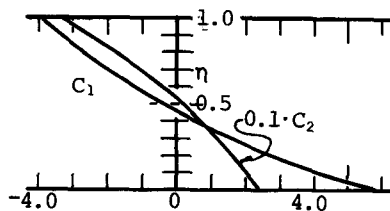


図4 濃度分布の付加項 c_1, c_2 ($W = 0$)

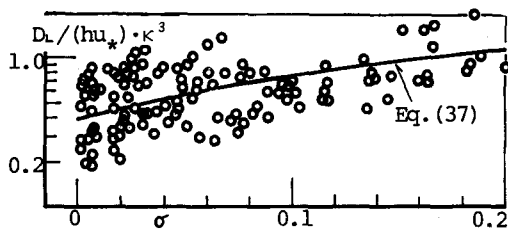


図5 分散係数 D_L と σ との関係 ($W = 0$)

$$\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_0 + \bar{\varepsilon}_1 \bar{K} + \bar{\varepsilon}_2 \bar{K}^2 + \dots \quad (38.3)$$

$$R_i = R_{i0} + R_{i1} \bar{K} + R_{i2} \bar{K}^2 + \dots \quad (38.4)$$

とおき、上式を基礎式に代入して

$$\bar{K}^0: 1 + \frac{d}{d\eta} \left(\bar{\varepsilon}_0 \frac{d\bar{u}_0}{d\eta} \right) = 0 \quad (39)$$

$$\frac{d}{d\eta} \left(\bar{\varepsilon}_0 \frac{dc_0}{d\eta} + W c_0 \right) = 0 \quad (40)$$

$$\bar{\varepsilon}_0 = \kappa \eta (1-\eta) (1-\beta R_{i0}) \quad (41)$$

$$R_{i0} = \frac{-1}{F_z^2} \left(\frac{d\bar{u}_0}{d\eta} \right)^{-1} \cdot \frac{d}{d\eta} \left(\frac{c_0}{\langle c \rangle} \right) \quad (42)$$

$$\bar{K}: -\frac{1}{F_z^2} \int_{\eta}^1 c_0 d\eta + \frac{d}{d\eta} \left(\bar{\varepsilon}_0 \frac{d\bar{u}_1}{d\eta} + \bar{\varepsilon}_1 \frac{d\bar{u}_0}{d\eta} \right) = 0 \quad (43)$$

$$\frac{d}{d\eta} \left(\bar{\varepsilon}_0 \frac{d\bar{c}_1}{d\eta} + W c_1 \right) = \left(\bar{u} - \frac{\langle \bar{u} c_0 \rangle}{\langle c_0 \rangle} \right) c_1 \quad (44)$$

$$\bar{\varepsilon}_1 = -\frac{\kappa \eta}{F_z^2} \int_{\eta}^1 C_0 d\eta (1-\beta R_{i0}) - \kappa \eta (1-\eta) \beta R_{i1} \quad (45)$$

$$R_{i1} = \frac{-1}{F_z^2} \frac{1}{\bar{u}_0'^2} \left\{ \frac{d}{d\eta} \left(\frac{c_1}{\langle c \rangle} \right) - 2 \left(\frac{\bar{u}_1'}{\bar{u}_0'} \right) \frac{dc_0}{d\eta} \right\} \quad (46)$$

$$\bar{K}^2: \frac{d}{d\eta} \left(\bar{\varepsilon}_0 \frac{d\bar{u}_2}{d\eta} + \bar{\varepsilon}_1 \frac{d\bar{u}_1}{d\eta} + \bar{\varepsilon}_2 \frac{d\bar{u}_0}{d\eta} \right) = 0 \quad (47)$$

$$\frac{d}{d\eta} \left\{ \bar{\varepsilon}_1 \frac{dc_1}{d\eta} + \bar{\varepsilon}_0 \frac{dc_2}{d\eta} + W c_2 \right\} = \bar{u}_1 c_0 \quad (48)$$

$$\bar{\varepsilon}_2 = -\kappa \eta \left\{ (1-\eta) \beta R_{i2} - \frac{\beta}{F_z^2} R_{i1} \int_{\eta}^1 \int_{\eta}^1 c_0 d\eta d\eta \right\} \quad (49)$$

$$R_{i2} = \frac{-1}{F_z^2} \frac{1}{\bar{u}_0'^2} \left\{ \left[3 \left(\frac{\bar{u}_1'}{\bar{u}_0'} \right)^2 - 2 \left(\frac{\bar{u}_2'}{\bar{u}_0'} \right) \right] \frac{dc_0}{d\eta} + \frac{dc_2}{d\eta} - 2 \left(\frac{\bar{u}_1'}{\bar{u}_0'} \right) \frac{dc_1}{d\eta} \right\} \quad (50)$$

などがえられる。' は η に関する微分を意味する。

図6～図10に流下方向に濃度勾配がない場合の解を示す。図中の破線は水深方向密度勾配を考慮しない場合の解で、図6中の破線は対数速度分布を、図7中の破線は Rouse の濃度分布

$$c(\eta) = \frac{\sin \pi z}{\pi z} \left(\frac{1-\eta}{\eta} \right)^z, \quad Z = \frac{w_0}{\kappa u_*} \quad (51)$$

を表す。図9の値は粒子雲の平均流速との差を示す。これらの図から、 u_* を一定にして考えると、 F_z が小さいほど ($\langle c \rangle$ が大きいほど)、 Z が大きいほど (w_0 が大きいほど) 鉛直方向の密度勾配が大きくなり、流況に及ぼす影響が顕著になっている。

次頁の図11～図12は $\bar{K}$ の1次に比例する項の解である。これらの図は、流下方向濃度勾配が流れに及ぼす影響を示すもので、例えば図8と図12とを比較参照することにより、沈降性粒子を含む水路内における渦動拡散係数の水深方向の変化の様子を知ることができる。

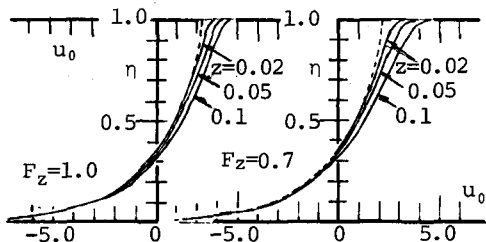


図6 流速分布 u_0 (0次)

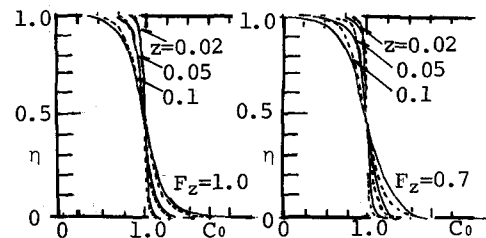


図7 濃度分布 c_0 (0次)

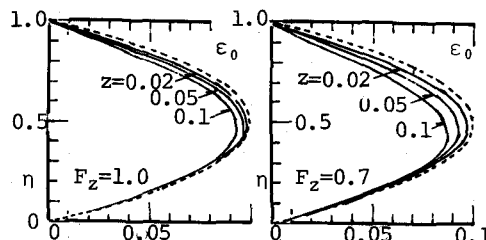


図8 渦動粘性係数 ε_0 (0次)

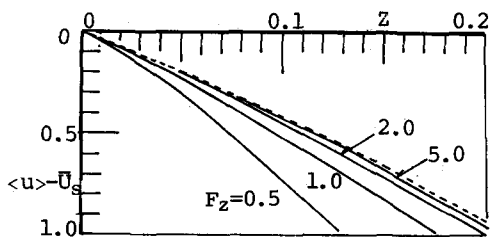


図9 流体と粒子群との平均流速差

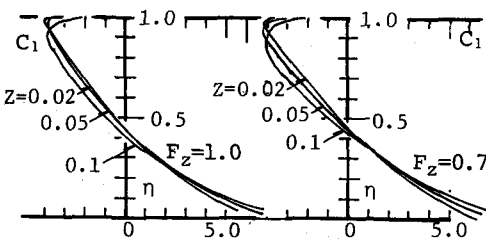


図10 濃度分布 c_1 (1次)

粒子雲の中心と共に動く座標からみた、流下方向の粒子流束 q および、この場合の分散係数 D_L は次の式で与えられる。

$$\frac{q}{hu_*} = \langle \hat{u}_{s0} c_0 \rangle + \{ \langle \bar{u}_1 c_0 \rangle + \langle \hat{u}_{s0} c_1 \rangle \} \bar{K} + \{ \langle \hat{u}_{s0} c_2 \rangle + \langle \bar{u}_1 c_1 \rangle + \langle \bar{u}_2 c_0 \rangle \} \bar{K}^2 \quad (5)$$

$$\frac{D_L}{hu_*} = - \left(\frac{d\langle c \rangle}{dx} \right)^{-1} \cdot q \equiv \bar{D}_{L0} + \bar{D}_{L1} \cdot \bar{K} \quad (5)$$

ただし $\bar{D}_{L0} = \langle \hat{u}_{s0} c_1 \rangle + \langle \bar{u}_1 c_0 \rangle$
 $\bar{D}_{L1} = \langle \hat{u}_{s0} c_2 \rangle + \langle \bar{u}_1 c_1 \rangle + \langle \bar{u}_2 c_0 \rangle$
 $\hat{u}_{s0} = \bar{u}_0 - \bar{U}_s, \bar{U}_s = \frac{\langle \bar{u}_0 c_0 \rangle}{\langle c_0 \rangle}$

である。 $\bar{D}_{L0}$, $\bar{D}_{L1}$ と Z , F_z との関係を図 13 と図 14 に記す。図 13 中の破線は密度流効果を考慮していない場合の解¹⁰⁾で、 $F_z=5$ 程度になると密度流の影響が無視できるようである。また、 $\bar{D}_{L1}$ が分布の歪みの発達に関与する頃であるが、摂動法の適用可能範囲については、実験値等にもとづいた検討が必要である。

5. あとがき

沈降性粒子の開水路中の移流分散現象について調べた。まず、沈降速度 = 0 の場合について流下方向密度勾配と移流分散係数との関係を導いた。次に沈降速度のある場合について類似の検討を行なった。

粒子が沈降速度を有する場合、現象は流下方向密度勾配、鉛直方向密度勾配と平均流による作用の 3 つの要因の相互作用の結果として生じる。前二者の比を摂動のパラメータに用い、混合距離理論や Monin - Obukhov の理論を用いて、流下方向粒子流束と密度流諸要因との関連を検討した。

参 考 文 献

- 1) Elder, J.W., J. Fluid Mech., Vol. 5, part 4, pp. 544 ~ 560, 1959
- 2) Erdogan, M.E. and Chatwin, P.C., J. Fluid Mech., Vol. 29, part 3, pp. 465 ~ 484, 1967
- 3) Smith, R., J. Fluid Mech., Vol. 78, part 4, pp. 677 ~ 688, 1976
- 4) 栗谷陽一、古本勝弘、長崎大学工学部研究報告、第 4 号, pp. 73 ~ 80, 1973
- 5) Itakura, T. and Kishi, T., Proc. of A.S.C.E., Vol. 106, No. HY8, pp. 1325 ~ 1343, 1979
- 6) Hino, M. and Hung, N.S., Jour. of Hydro. and Hydro. Eng. Vol. 1, No. 1, pp. 1 ~ 7, 1983
- 7) 谷一郎編：流体力学の進歩—乱流, 丸善, p. 195 ~ , 1979
- 8) Turner, J.S., Buoyancy Effects in Fluids, Cam. Univ. Press, p. 130 ~ , 1973
- 9) 栗谷陽一、古本勝弘、土木学会第 30 回年講概要集, II, pp. 452 ~ 453, 1975
- 10) Sumer, B.M., J. Fluid Mech., Vol. 65, part 1, pp. 11 ~ 28, 1974

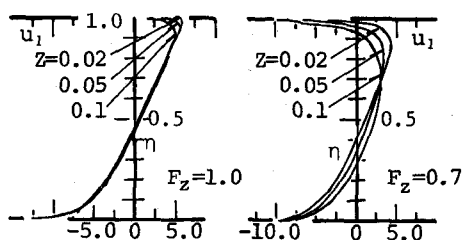


図 1.1 流速分布 u_1 (1 次)

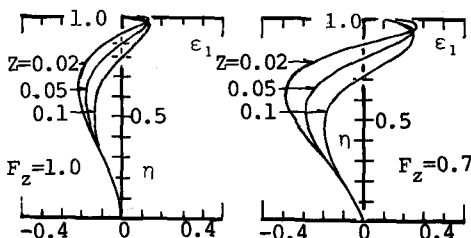


図 1.2 渦動粘性係数 ϵ_1 (1 次)

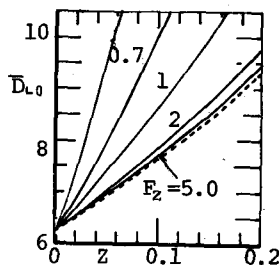


図 1.3 分散係数 $\bar{D}_{L0}$

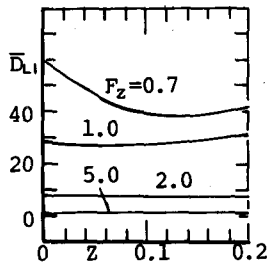


図 1.4 $\bar{D}_{L1}$