

中立浮遊粒子を含む開水路水流の乱流特性について

ON THE TURBULENT CHARACTERISTICS OF OPEN CHANNEL FLOW
WITH SUSPENSIONS OF NEUTRALLY BUOYANT PARTICLES

中央大学理工学部 正員 林 泰造
中央大学大学院 学生員○大山好永

1. 序説

浮遊粒子を含む流れにおいて見かけのカルマン定数が減少することは、Vanoni(1944)の実験に始まる多くの開水路並びに管路の実験的研究において明らかとされてきている。

この見かけのカルマン定数の問題をはじめに理論的に取り扱ったのは Einstein and Chien(1952)であるが、この現象の理論的研究としてわが国においても殆ど同じ時期に行なわれた室田(1953)の研究にはじまり椿(1955)、志村(1957)の優れた業績がある。これらの研究においてはいずれも浮遊砂の鉛直方向の濃度勾配の分布を定常的に維持している乱れの機構がカルマン定数の減少を生じていることを理論的に示している。

しかし、その後Elata - Ippen(1961)は鉛直方向に濃度勾配をつくらない(すなわち濃度が一様となる)中立浮遊粒子を浮遊する流れにおいても見かけのカルマン定数は減少することを実験的に明らかにしたのであるが、この研究がまた新たな問題を理論的研究になげかけることとなった。日野(1963a, 1963b)はこの問題につき研究しこの現象についての新しい理論的解釈を与えた。

中立ではない一般の浮遊粒子を含む流れの場合に記述が戻るが、近年、岸・板倉等(1975, 1976)はこの問題を別の角度からとり上げ、気象の分野で使われている Monin - Obukhov(1954)の相似則にこの場合のための修正を加えればこれに適用しうることを示し、この研究により粒子浮遊流の流速分布が log-linear 則で表わされるものであることを示した。この考えに基づき、林、山田(1976)は Monin - Obukhov の相似則をさらに拡張して中立浮遊粒子を含む流れにも適用しうる式を導き Elata - Ippen の実験結果をかなりよく説明しうる結果をえたが、この場合にも Monin - Obukhov の相似則を適用することができるかどうかについての検討はまだ不十分であった。本研究ではこの相似則の適用上の問題点を検討し、多少別の角度から再びこの問題を取り上げてみる。

次節においては、中立浮遊粒子を含む流れに関する代表的な理論としての日野の理論並びに Monin - Obukhov の相似則の適用に関する各要点の review を行うが、これにより末だ研究が残されていると思われる方向を探ることとする。

2. 日野の理論と Monin - Obukhov の相似則の適用に関する簡単な review

(a) 日野の理論

日野の理論はつぎの3本の式に基づいて樹てられている。

$$\begin{aligned} \rho_a u_*^2 \frac{du}{dz} \frac{1}{D} \int_z^D \frac{\rho_0 \{1+(s-1)c\}}{\rho_a} dz \\ \cong a_1 (1-\alpha^3 c) \frac{\tilde{u}^3}{L} + \rho_0 (s-1) c g w_f \dots\dots\dots(1) \end{aligned}$$

$$\ell \left(\frac{du}{dz} \right)^2 = f_n(c) \ell_0 \left(\frac{du}{dz} \right)^2 - B_g \ell c (s-1) \frac{\rho_0}{\rho} \frac{dc}{dz} \dots\dots\dots(2)$$

$$1/\overline{f_n(c)} \cong 1 + \beta c_a \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 ρ_0 = 水の密度， ρ_a = 断面平均の見かけの密度， $u_* = \sqrt{\tau_0 / \rho_a}$ ， D = 水深， s = 粒子の比重， c = 浮遊体積濃度， a_1 = 比例定数， α = 粒子の影響範囲の径/粒径， wf = 粒子の沈降速度， $\tilde{u} = \sqrt{\frac{u^2}{2}}$ ， L = 平均渦径； ℓ ， ℓ_0 ， ℓ_c = それぞれ、水・粒子混合体の混合距離，機械的応力による混合距離，濃度勾配による混合距離， B = 比例定数， $f_n(c)$ = 移動する流体塊と固体粒子群との衝突による加速度の減殺効果を表す c の関数； $\overline{f_n(c)}$ = $f_n(c)$ の断面平均値， β = 定数である。

これらの式(1)，(2)，(3)はそれぞれ乱れのエネルギー平衡方程式，加速度平衡方程式，および経験式である。これらの式の形は複雑であるが、中立浮遊粒子のとき ($s = 1$) には、これらはそれぞれ次のようになる。

$$\rho_0 u_*^2 \frac{du}{dz} \cong a_1 (1 - \alpha^2 c) \frac{\tilde{u}^3}{L} \dots\dots\dots (4)$$

$$\ell = f_n(c) \ell_0 \dots\dots\dots (5)$$

$$1/\overline{f_n(c)} \cong 1 + \beta c_a \dots\dots\dots (6)$$

いま、壁面剪断力を同じくする清水流の数量に添字₀を付して記すと、(4)から

$$\rho_0 u_*^2 \left(\frac{du}{dz} \right)_0 \cong a_1 \frac{\tilde{u}_0^3}{L_0} \dots\dots\dots (7)$$

また、流速分布は粒子流、清水流ともに同じ分布形 $f(z)$ で変化するものとする、

$$\frac{du}{dz} / \left(\frac{du}{dz} \right)_0 = \frac{u_*}{\ell} / \frac{u_*}{\ell_0} = \frac{u_*}{\kappa f(z)} / \frac{u_*}{\kappa_0 f(z)} = \frac{\kappa_0}{\kappa} \dots\dots\dots (8)$$

ただし、 κ_0 ， κ = 清水および中立粒子浮遊流のカルマン定数，とする。

そこで、(4)を(7)で辺々割った式に(8)を代入し、

$$\ell_0 / \ell = L_0 / L \dots\dots\dots (9)$$

の関係式を使うと次式をうる。

$$\tilde{u}^3 / \tilde{u}_0^3 = 1 / (1 - \alpha^2 c) \dots\dots\dots (10)$$

また、(5)と(6)および(9)，(8)からそれぞれ平均渦径の変化・およびカルマン定数の変化を表す次式をうる。

$$L_0 / L = 1 + \beta c_a \dots\dots\dots (11)$$

$$\kappa / \kappa_0 = 1 / (1 + \beta c_a) \dots\dots\dots (12)$$

(b) Monin - Obukhov の相似則の解釈

説明の簡単化のためにまず浮遊粒子を含まない単なる成層密度流（単相成層密度流）について考える。

この流れの中の任意の点における乱れの運動エネルギーの平衡方程式は次のようである。

$$\tau_t \frac{du}{dz} = \epsilon + \partial + g \overline{\rho' w'} \dots\dots\dots (13)$$

ここに、 τ_t = レイノルズ応力， ϵ = 乱れ運動エネルギーの逸散率， ∂ = 乱れ運動エネルギーの拡散項
一方、これと底面剪断力の値を同じくする单相均質流体中の乱れエネルギーの平衡方程式は

$$\tau_{t0} \left(\frac{du}{dz} \right)_0 = \epsilon_0 + \partial_0 \dots\dots\dots (14)$$

よって

$$\tau_t \frac{du}{dz} - \tau_{t0} \left(\frac{du}{dz} \right)_0 = (\varepsilon - \varepsilon_0) + (\partial - \partial_0) + \overline{\rho w} \dots\dots\dots (15)$$

ところで、

$$(du/dz)_0 = u_* / \kappa z \dots\dots\dots (16)$$

であり、また wall layer を考えて

$$\tau_t \cong \tau_{t0} = \rho u_*^2 \dots\dots\dots (17)$$

と考えると、(15)はつぎのようになる。

$$\frac{\kappa z}{u_*} \frac{du}{dz} = 1 + \frac{\kappa z}{u_* \tau_{t0}} \left\{ (\varepsilon - \varepsilon_0) + (\partial - \partial_0) + \overline{\rho w} \right\} \dots\dots\dots (18)$$

そこで、いま $(\varepsilon - \varepsilon_0) + (\partial - \partial_0)$ の値を $\overline{\rho w}$ の大きさに関係づけて、

$$(\varepsilon - \varepsilon_0) + (\partial - \partial_0) = (\alpha - 1) \overline{\rho w} \dots\dots\dots (19)$$

と仮定すると、(18)から次式をうる。

$$\frac{\kappa z}{u_*} \frac{du}{dz} = 1 + \alpha \frac{\kappa \overline{\rho w}}{\rho u_*^3} z \dots\dots\dots (20)$$

$$= 1 + \alpha \frac{z}{L} \dots\dots\dots (20a)$$

ただし

$$L = \rho u_*^3 / \kappa \overline{\rho w} \dots\dots\dots (21)$$

式(20a)を積分して流速の log-linear 式が得られる。式(19)から見られるように、 α は当然いろいろなパラメーターの関数であり、いろいろな factor がこの係数 α の中に封じこめられているものといえる。

固液混相流においては式(13)に流体と粒子との間の interaction による乱れエネルギーの余分の逸散量 ε_s が加わり乱れエネルギーの平衡式はつぎのようになる。

$$\tau_t \frac{du}{dz} = \varepsilon + \partial + \overline{\rho w} + \varepsilon_s \dots\dots\dots (22)$$

また、従って、式(18)に対応する式はつぎのようになる。

$$\frac{\kappa z}{u_*} \frac{du}{dz} = 1 + \frac{\kappa z}{u_* \tau_{t0}} [(\varepsilon - \varepsilon_0) + (\partial - \partial_0) + \overline{\rho w} + \varepsilon_s] \dots\dots\dots (23)$$

中立浮遊粒子 ($s = 1$) のときには $\rho' = 0$ であるから上式は

$$\frac{\kappa z}{u_*} \frac{du}{dz} = 1 + \frac{\kappa z}{u_* \tau_{t0}} [(\varepsilon - \varepsilon_0) + (\partial - \partial_0) + \varepsilon_s] \dots\dots\dots (24)$$

となる。そこで

$$(\varepsilon - \varepsilon_0) + (\partial - \partial_0) = (\alpha' - 1) \varepsilon_s \dots\dots\dots (25)$$

と仮定すると、(24)から次式をえる。

$$\frac{\kappa z}{u_*} \frac{du}{dz} = 1 + \alpha' \frac{z}{L_s} \dots\dots\dots (26)$$

$$\text{ただし、} Ls = \rho u^3 / \kappa \varepsilon_s \dots\dots\dots (27)$$

α' = 新しい定数

式 (26) を積分すると流速の log - linear 式がえられる。林、山田は

$$\varepsilon_s = (1 + 2.5 \alpha a) \varepsilon_0 \dots\dots\dots (28)$$

と仮定し、これを (27) に代入し、(26) により計算した。

この場合の一番の問題点は式 (25) の仮定にある。 $s \approx 1$ の場合についての式 (19) の仮定は $g \overline{\partial \dot{w}}$ が

$$g \overline{\partial \dot{w}} = \rho_0 (s - 1) c w_f \dots\dots\dots (29)$$

として理論的に明確に定められる量であるからまだ許されるとしても、 $s = 1$ の場合についての式 (25) は、左辺の未知の量 $(\varepsilon - \varepsilon_0) + (\partial - \partial_0)$ を末だ実験結果の確立されていないしかも非常に小さい量 ε_s に比例するとして結んでいることに検討すべき問題が残されていると思われる。

3. 筆者等の理論

前節の検討に基づき、ここでは中立浮遊粒子を含む流れのみを取り扱う。この流れにおける乱れ運動エネルギーの平衡式はつぎのように表わされると考える。

$$\tau_t \frac{du}{dz} = \varepsilon + \partial \dots\dots\dots (30)$$

一方、これと底面剪断力の値を同じくする清水の流れにおける乱れエネルギーの平衡方程式は

$$\tau_{t_0} \left(\frac{du}{dz} \right)_0 = \varepsilon_0 + \partial_0 \dots\dots\dots (31)$$

で表わされる。

τ_t についてはつぎのように表わされるものとする。

$$\tau_t = \tau - \mu \frac{du}{dz} + \Delta \tau \dots\dots\dots (32)$$

ここに、 τ = 全剪断力、 μ = 水の粘性係数、 $\Delta \tau$ = Bagnold¹⁰⁾ が考えたような固体粒子相互の interaction によって生ずる剪断力の増加分、である。

一方、清水流においては

$$\tau_{t_0} = \tau_0 - \mu_0 \left(\frac{du}{dz} \right)_0 \dots\dots\dots (33)$$

である。 $\Delta \tau$ について Bagnold (1954) は、回転同軸円筒のクエット乱流中に径 1.3 mm の中立浮遊粒子を混入して実験を行ないつぎのような実験結果をえている。

$$\Delta \tau \propto \rho_s (\lambda d)^2 (du/dz)^2 \quad \left(\frac{du}{dz} \text{ の大きい場合} \right) \dots\dots\dots (34)$$

$$\Delta \tau \propto \lambda^{3/2} \mu_0 du/dz \quad \left(\frac{du}{dz} \text{ の小さい場合} \right) \dots\dots\dots (35)$$

ここに、 ρ_s = 粒子の密度 $\approx$ 水の密度、

λ = 線型濃度 = (粒子の径) / (粒子間の距離)、 d = 粒径、 μ_0 = 流体粘性係数

である。

Elata - Ippenの実験においては、使用された粒子の径は0.100 ~ 0.155 mmであるが、式(34)をこれに対しても適用すると $\Delta \tau$ の値は極めて小さいものとなり、粒径の点でこの式の適用限界をこえているように思われる。しかし、他に $\Delta \tau$ を与える式が見当らなかったため、本研究においては式(34)に代えて次式を仮定した。

$$\Delta \tau = b \lambda \rho \ell d \left(\frac{du}{dz} \right)^2 \dots\dots\dots (36)$$

ここに、 b = 定数、 ℓ = 混合距離、である。次の式は式(36)の1つの説明づけのために記すものである。

$$\begin{aligned} \Delta \tau &\cong \rho (\ell + b_1 \lambda d)^2 \left(\frac{du}{dz} \right)^2 - \rho \ell^2 \left(\frac{du}{dz} \right)^2 \\ &= 2 \rho b_1 \lambda \ell d \left(\frac{du}{dz} \right)^2 \dots\dots\dots (37) \end{aligned}$$

なお、線型濃度 λ と体積濃度 c との関係は、完全球型粒子の場合には簡単な幾何学からつぎのように与えられることがBagnoldにより示されている。

$$\lambda = \frac{1}{(c m / c)^{1/3} - 1} \dots\dots\dots (38)$$

ここに $c_m = 0.74$ (最大可能体積濃度)。

式(30)と式(31)との辺々引き算をすると、

$$\tau_t \frac{du}{dz} - \tau_{t0} \left(\frac{du}{dz} \right)_0 = (\varepsilon - \varepsilon_0) + (\theta - \theta_0) \dots\dots\dots (39)$$

ここで(39)の右辺の大きさはつぎのように表わされるものと仮定する。

$$(\varepsilon - \varepsilon_0) + (\theta - \theta_0) \propto \lambda \cdot [\text{production}]$$

すなわち

$$(\varepsilon - \varepsilon_0) + (\theta - \theta_0) = \alpha_1 \lambda \tau_t \frac{du}{dz} \dots\dots\dots (40)$$

ここに、 α_1 = 定数、である。

式(40)および(32)、(33)を(39)に代入すると次式をうる。

$$\begin{aligned} (\tau - \mu \frac{du}{dz} + \Delta \tau) \frac{du}{dz} - \{ \tau_0 - \mu_0 \left(\frac{du}{dz} \right)_0 \} \left(\frac{du}{dz} \right)_0 \\ = \alpha_1 \lambda (\tau - \mu \frac{du}{dz} + \Delta \tau) \frac{du}{dz} \dots\dots\dots (41) \end{aligned}$$

この式の中の $\Delta \tau$ に(36)の表現式を代入すると、上式は

$$\begin{aligned} (1 - \alpha_1 \lambda) \frac{du}{dz} &= \left(\frac{du}{dz} \right)_0 + \frac{\mu_0}{\rho u_*^2} \left\{ \left(\frac{du}{dz} \right)^2 - \left(\frac{du}{dz} \right)_0^2 \right\} \\ &- \frac{\mu}{\rho u_*^2} (\alpha_1 \lambda - \frac{\Delta \mu}{\mu}) \left(\frac{du}{dz} \right)^2 - b \lambda (1 - \alpha_1 \lambda) \frac{\kappa d}{u_*^2} z \left(\frac{du}{dz} \right)^3 \dots\dots\dots (42) \end{aligned}$$

となる。ただし、 $\Delta \mu = \mu - \mu_0$ である。

ところで、いま流れの粘性底層の厚さを δ とおくと、

$$\delta \sim 11.6 \nu / u_* \quad \dots\dots\dots (43)$$

この δ を用いると

$$\frac{\mu}{\rho u_*^2} = \frac{\delta}{11.6 u_*}$$

と書かれる。そこで (42) の中に現われている $\mu / \rho u_*^2$ の値は非常に小さいものであることがわかる。

式 (42) は du/dz についての 3 次式であり、3 次式をとりて du/dz の expression を求めることはできるが、ここでは

$$\left(\frac{du}{dz} \right)_0 = \frac{u_*}{\kappa z} \quad \dots\dots\dots (44)$$

を du/dz の値の第 1 近似として、(44) を (42) に代入し小さい項を無視する逐次近似法により du/dz の expression を求めると次式をうる。

$$(1 - \alpha_1 \lambda) \frac{du}{dz} = \frac{u_*}{\kappa z} - b \lambda (1 - \alpha_1 \lambda) \frac{u_*}{\kappa^2} \frac{d}{z^2} \quad \dots\dots\dots (45)$$

これを積分して、

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{(1 - \alpha_1 \lambda) \kappa} \ln z + b \lambda (1 - \alpha_1 \lambda) \frac{1}{\kappa^2} \frac{d}{z} + C \quad \dots\dots\dots (46)$$

をうる。ただし、 C = 積分定数、上式を速度欠損則で表現すれば、

$$\frac{u_m - u}{u_*} = \frac{1}{(1 - \alpha_1 \lambda) \kappa} \ln \frac{D}{z} - b \lambda (1 - \alpha_1 \lambda) \frac{d}{\kappa^2 D} \left(\frac{D}{z} - 1 \right) \quad \dots\dots\dots (47)$$

となる。これらが中立浮遊粒子流のときの流速式である。これらの式から、見かけのカルマン定数 κ' は

$$\kappa' = (1 - \alpha_1 \lambda) \kappa \quad \dots\dots\dots (48)$$

で表わされ、線型濃度の増加とともに直線的に減少すること、並びに流速分布は対数則だけでは表わせなくなり、(46) の右辺第 2 項のような d/z に比例する項が付加された分布になることが、特に注目される。

つぎに乱れ強さ $\tilde{u}$ については、まず日野と同じように

$$\varepsilon \propto (1 - \alpha^3 c) \rho \frac{\tilde{u}^3}{\ell} \quad \dots\dots\dots (49)$$

と考える。つぎに式 (40) において $(\partial - \partial_0)$ の値を $(\varepsilon - \varepsilon_0)$ の値に比べて無視すると (40) は

$$\varepsilon - \varepsilon_0 = \alpha_1 \lambda \tau_t \frac{du}{dz} \quad \dots\dots\dots (50)$$

となる。この式に (49) を代入すると

$$(1 - \alpha^3 c) \alpha_2 \rho \frac{\tilde{u}^3}{\ell} = \alpha_2 \rho \frac{\tilde{u}_0^3}{\ell_0} + \alpha_1 \lambda \tau_t \frac{du}{dz}$$

ただし、 $\alpha_2 =$ (49) の比例定数で、中立粒子流と清水流とは同じ値とする。上式から

$$\left(\frac{\tilde{u}}{\tilde{u}_0} \right)^3 = \frac{1}{1 - \alpha^3 c} \frac{\ell}{\ell_0} \left[1 + \frac{\alpha_1 \lambda \ell_0}{\alpha_2 \rho \tilde{u}_0^3} \tau_t \frac{du}{dz} \right] \quad \dots\dots\dots (51)$$

をうる。そこで

$$\frac{\ell}{\ell_0} = \frac{\kappa'}{\kappa} = \frac{\kappa (1 - \alpha_1 \lambda)}{\kappa} = 1 - \alpha_1 \lambda$$

を上式に代入すると

$$\left(\frac{\tilde{u}}{\tilde{u}_0} \right)^3 = \frac{1 - \alpha_1 \lambda}{1 - \alpha^3 c} \left[1 + \frac{\alpha_1 \lambda \ell_0}{\alpha_2 \rho \tilde{u}_0^3} \tau_t \frac{du}{dz} \right] \quad \dots\dots\dots (52)$$

となる。 λ と c との関係は (38) で表わされるが、 $c/c_m \ll 1$ の範囲では近似的に

$$\lambda \cong (c/c_m)^{1/3} \quad \dots\dots\dots (49a)$$

で表わされる。さらに

$$\ell_0 = \kappa z, \quad \tau_t = \tau = \tau_0 \left(1 - \frac{z}{D}\right)$$

$$\frac{du}{dz} = \frac{u_*}{\kappa (1 - \alpha_1 \lambda) z}$$

とおけるので、これらの関係式を (49) に代入すると

$$\left(\frac{\tilde{u}}{u_0}\right)^3 = \frac{1 - \alpha_4 c^{1/3}}{1 - \alpha^3 c} \left[1 + \frac{\alpha_4 c^{1/3}}{\alpha_2 (1 - \alpha_4 c^{1/3})} \left(\frac{u_*}{\tilde{u}_0}\right) \left(1 - \frac{z}{D}\right) \right] \dots\dots\dots (49b)$$

ただし、 $\alpha_4 = \alpha_1 / c_m^{1/3}$. (49c)

ところで、既述のように $c_m \cong 0.74$, また α_1 の値は次節で記するように $\alpha_1 = 0.15$, よって

$$\alpha_4 \cong 0.17$$

となる。従って c が小さくなると

$$1 - \alpha_4 c^{1/3} < 1 - \alpha^3 c$$

となるが、この場合にも中立浮遊粒子流の方が乱れエネルギーが大きくなるのは (49b) 式の大カッコ内の項の影響であると考ええる。しかし、次節における Elata - Ippen の実験との対比はこの部分については時間的に間に合わず未だできていない。

4. 理論と実験との比較

中立に近い浮遊粒子を含む開水路流れについてなされた Elata - Ippen の実験 (1961) と理論式との比較を行なった。

(a) Elata - Ippen の実験

実験は長さ 40 ft 、幅 2½ ft 、高さ 15 in. で底面は¼ in. 厚のアルミニウム板、側面は½ in. 厚のガラス板の水平水路によって行なわれた。利用した粒子は Koppers 社製の dylene Polystyrene Particles No 60 で、その特性は以下のようである。

粒径：100～155 μ，形状：球，比重：1.05，均等係数： $d_{60}/d_{10} = 1.20$ ，沈降速度：0.1 cm/s
流速はブラントル管により水路中央と水路前端から 28 ft 6 in. の位置で測定された。また、浮遊粒子濃度 c はサイフォンで Sample を取って測定した。

実験結果の一覧を表-1に示す。実験値は水路の 28 ft 6 in. の位置で測定されたものである。ただし、 c = 体積濃度， λ = 線型濃度， q = 単位巾当りの流量， D = 水深，である。

表-1 Elata - Ippen の実験結果一覧

Run No	c (%)	λ	q (cm ² /s)	D (cm)	k	u _* (cm/s)
39	0	0	624	4.12	.376	6.78
4	1.3	0.35	607	4.39	.355	6.59
38	4.96	0.68	619	4.25	.339	6.53
37	10.5	1.09	619	4.19	.318	6.44
28	12.4	1.23	619	4.13	.309	6.72
25	13.2	1.29	593	3.75	.290	7.21
35	18.6	1.71	619	4.17	.276	6.45
34	21.5	1.92	619	4.24	.270	6.46
33	21.4	1.95	612	4.16	.263	6.37
32	25.1	2.30	612	4.30	.250	6.39
31	26.6	2.46	602	4.39	.248	6.55

(b) 理論と実験との比較

図-1は欠損流速を示したものである。実線は (47) の理論値であるが、係数 α_1 は

$$(1 - \alpha_1 \lambda) \kappa = \kappa'$$

より求めた。 κ の値は清水のとき (Run No 39) の実験値 $\kappa = 0.376$ として計算した。また、係数 b は式 (47) に α_1 および実験値を代入することにより求めた。その結果、係数 α_1 および b は表-2 のようになり、かなり一定した値をとる。そこで、 α_1 , b の全体的な平均値として

$$\alpha_1 = 0.15, \quad b = 4.5 \dots\dots\dots (53)$$

ととり、式 (47) により計算される流速の理論値を図示したものが図-1の実線である。

図-2は流速分布を図示したものである。

理論流速分布式 (46) で表わされるが、定数としては α_1 , b の他にさらに積分定数 C が入っている。そこでこの C の値を、各 Run の流速の理論曲線が実験値と best fit するように各 Run ごとの C の値を求め

ると表-2の記載のものとなり、 $C = 17.7 \sim 20.7$ の範囲内に収まっている。このように求められた各 Run ごとの C の値と、すべての Run に対して (53) の値の α_1 , b を用いて計算した理論曲線が図-2に実験と示される。理論と実験の一致の度合の全般的に良好である。同図より、流速分布は Run No. 39 の清水流に比べて濃度が増大するほど底面付近の流速が減少し、水面側での流速が増加する傾向をもつことがよく認められる。

5. 今後の問題点とむすび

中立浮遊粒子を含む流れの乱流構造の変化についての理論的解析を行った。解析に用いられた主な基本式は1) 乱れ運動エネルギーの平衡方程式、2) 乱れ運動エネルギーの逸散率の増加分に対する式 (40) の仮定、3) 固体粒子相互の interaction により生ずる剪断力の増加分に対する式 (36) の仮定、の3つである。このうち、2) と 3) の仮定については $\varepsilon - \varepsilon_0$ を測定するためのより直接的な実験的検討が必要であると思われる。今後そのような実験を行ない、中立浮遊粒子流の乱流構造を明らかにしていくとともに、さらに中立でなく一般的な粒子浮遊流の乱流特性の研究に進んでいきたい。

引用文献

- 1) Vanoni, V.A., Transportation of suspended sediment by water, ASCE Trans. by water, Trans, Vol. 70, 1944, pp67-133. 2) 室田明, 浮砂濃度と流速分布の関連について, 土木学会誌, 38巻, 11号, 1953, pp478-481. 3) 椿東一郎, 浮流流砂が流れに及ぼす影響について, 土木学会誌, 40巻, 9号, (1955), pp449-454. 4) 志村博康, 浮遊砂を有する水流の諸特性について, 土木学会論文集, 第46号, (1957), pp22-29. 5) 野村雄, 固体粒子を浮遊した流れの乱流構造の変化, 土木学会論文集, 第92号, 1963, pp11-20. 6) Hino, M., Turbulent flow with suspended particles, Pros. ASCE, Vol. 189, HY-4pp161-185. 7) 岸力・板倉忠典・中山隆, 浮遊砂を含む流れの水理特性, 土木学会年次学術講演会講演概要1957, pp318-320. 8) 板倉忠典・岸力・篠田美樹, 浮遊砂流の水理特性と浮遊砂量, 土木学会年次講演概要, 1976, pp311-312. 9) 林泰造・山田正, 浮遊粒子を含む開水路水流の乱流特性, 東大宇宙航空研究所乱流シンポジウム講演集1976, pp27-34. 10) Bagnold, R.A., Experiments in a Gravity Free Dispersion of Large Solid Spheres in Newtonian Fluid under Shear, Proc. Roy. Soc. A225, 1954, p49

付 記

本研究の遂行にあたって昭和52, 53年度文部省科学研究費総合研究A「固液混相流の乱流特性とその計測」の補助を受けた。

表-2 α_1 , b , C の値

Run No.	39	4	38	37	28	25	35	34	33	32	31
α_1		0.16	0.14	0.14	0.14	0.17	0.16	0.15	0.15	0.15	0.14
b		47	45	40	37	40	51	51	50	65	58
C	20.6	19.0	20.4	20.7	20.1	19.9	20.5	19.8	20.4	19.1	17.7

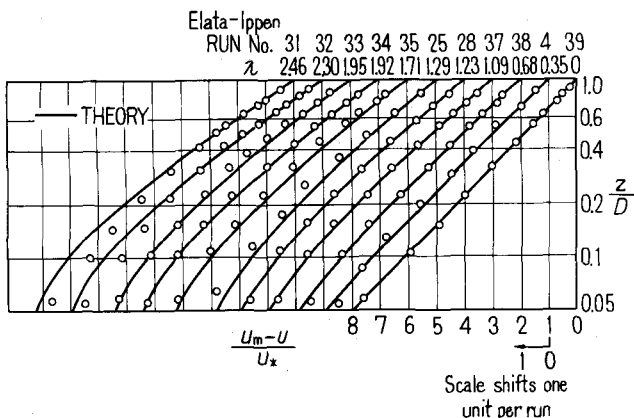


図-1 中立浮遊粒子の欠損流速 (Elata-Ippen) と理論

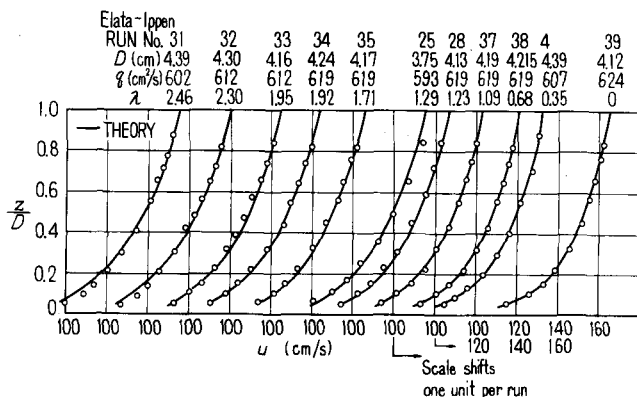


図-2 中立浮遊粒子流の流速分布 (Elata-Ippen) と理論