

成層せん断流に関する実験的研究

長崎大学工学部 正 藤田広章 正 椿 東一郎
正 古本勝弘 正 一ノ瀬和雄

1. まえがき

一般に流れ方向に密度勾配をもつ流れでは、重力循環流が形成され、この循環流と鉛直混合との釣合いのもとに鉛直方向に連続的な密度分布をもつ成層流が形成される。

このような流れの乱れ特性を実験的に明らかにするために、著者らは棧粗度をつけたベルトコンベアー型水路で成層乱流場を作り、流速2方向及び密度の同一点・同時測定を行った。本文は、これらの実験結果を示すとともに、流速・密度に関する各種特性量について検討を加えたものである。

2. 基礎式と乱流特性量の算定法

水平に設置されたベルトコンベアー型水路において、底面に沿って淡水の流れ方向にx軸、鉛直上方にy軸をとる(図-1)。ベルトの移動速度を V_b 、時間平均の流速を $u(y)$ 、乱れ速度を (u', v', w') とし、さらに u を鉛直線上の平均流速 $\langle u \rangle$ と、それからの偏差 $\hat{u}(y)$ にわけ $u = \langle u \rangle + \hat{u} + u'$ とする。淡水の流量、流速を Q_f, U_f とすると、断面平均流速は $\langle u \rangle = U_f$ である。対象とする流れ場は、流れ方向に一定の密度勾配をもつ2次元流で、平均流速 $\langle u \rangle$ で動く移動座標系 $x_1 = x - \langle u \rangle t$ に対しては、密度 ρ は定常で淡水の密度を ρ_f として、 $\rho = \rho_f + \langle \rho \rangle (1 + \nu \cdot x_1 / h + \hat{\theta}) + \rho'$ とおく。ここに、 ν は流れ方向の無次元密度勾配、 ρ' は乱れによる密度変動、 h は水深である。

Reynolds応力の分布、および $\langle u \rangle$ の速度で動く座標系における密度の拡散方程式は、摩擦速度 u_* 、以下の無次元量 $\sigma = 1/2 \cdot \langle \rho \rangle / \rho_f \cdot \nu / l_w = f_\sigma / l_w$ 、 $\tilde{K}_M = K_M / h u_*$ 、 $\tilde{K}_\rho = K_\rho / h u_*$ 、 $\tilde{\theta} = \hat{\theta} / u_*$ を用いて、無次元形で、

$$-\frac{\overline{u'v'}}{u_*^2} = \tilde{K}_M \frac{d\tilde{\theta}}{d\eta} = (1-\eta) - \sigma(1-\eta)^2 \quad (1) \quad \frac{\overline{\rho'v'}}{\rho_f u_*} / l_w = 2\sigma \int_0^\eta \tilde{\theta} d\eta, \quad \int_0^\eta \tilde{\theta} d\eta = \tilde{K}_\rho \frac{d(\tilde{\theta}/\nu)}{d\eta} \quad (2)$$

となる。ここに、 K_M, K_ρ は渦動粘性係数、密度の渦動拡散係数、 l_w は水面勾配、 $\eta = y/h$ である。

乱れを規定する基礎式の一つは、乱れエネルギー $k = 1/2 \cdot (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ に関する方程式

$$-\overline{u'v'} \cdot (d\hat{u}/dy) - (g/\rho_f) \cdot \overline{\rho'v'} - d(\overline{v'k})/dy - \epsilon = 0 \quad (3)$$

である。本文では、Prandtlの混合距離 l_p に比例する長さ l を導入して、 $K_M = l k^{1/2}$ 、 $K_\rho = \gamma l k^{1/2}$ とおく。一方、式(3)においてその拡散を $\overline{v'k} = -C_s (k/\epsilon) \overline{v'^2} (\partial k / \partial y)$ 、($C_s \approx 0.25$)とおき、Gibson-Launderの表示式 $K_M = \beta (k^2/\epsilon) \cdot (\overline{v'^2}/k)$ 、 $K_\rho = \eta (k^2/\epsilon) \cdot (\overline{v'^2}/k)$ を用いて、 ϵ を l で書き直すと、 $\tilde{l} = l/h$ 、 $\tilde{k} = k/u_*^2$ として、エネルギー方程式は無次元形で次式となる。

$$[(1-\eta) - \sigma(1-\eta)^2]^2 + 2\sigma \tilde{k}^{1/2} \tilde{l} \int_0^\eta \tilde{\theta} d\eta + \tilde{k}^{1/2} \tilde{l} \frac{d}{d\eta} \left(\frac{C_s \tilde{k}^{1/2}}{\beta} \frac{d\tilde{k}}{d\eta} \right) = \beta \frac{\nu^{1/2}}{k} \tilde{k}^2 \quad (4)$$

簡単のため、 $\alpha = (\beta \overline{v'^2}/k)^{-1}$ とおく。拡散項を無視し $\sigma = 0$ のときの α を α_0 において、 k の第1次近似解を求めると、 $k_0 = \sqrt{\alpha_0} (1 - \eta)$ となる。この場合のPrandtl混合距離を l_{p0} とすると、 $l_0 = l_{p0} / (\alpha_0)^{1/4}$ 、($\tilde{l}_{p0} = l_{p0}/h$)となる。流速分布は対数則を用いて、 \tilde{K}_0 、 \tilde{l}_{p0} を第2、3項に代入すると、近似解は、

$$[(1-\eta) - \sigma(1-\eta)^2]^2 + 2\sigma \tilde{l}_{p0} \sqrt{1-\eta} \frac{1}{\tilde{k}} \ell \eta - \frac{C_s \sqrt{\alpha}}{2\beta} \tilde{l}_{p0} \left[2(1-\eta) \frac{d\tilde{k}}{d\eta} - \tilde{l}_{p0} \right] = \beta \frac{\nu^{1/2}}{k} \tilde{k}^2 \quad (5)$$

で与えられ、均一流体の l_{p0} を用いて、 $\tilde{k}^{1/2}$ の鉛直分布が σ をパラメータとして求められる。

3. 実験の装置と方法

実験装置を図-2に示す。流れ方向に密度勾配をもつ定常な成層乱流を作るために、上流側のヘッドタンクか

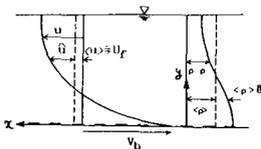


図-1 流れの模式図

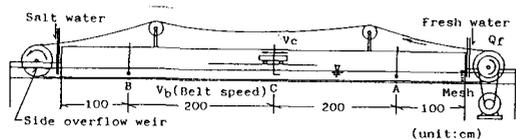


図-2 実験装置

ら適当な流量 Q_1 の淡水を供給し、ベルトを速度 V_b で上流に動かしながら、下流の底面附近に塩水を供給する。流れ測定の前後で、図-2のA、Bおよびその中央C点における鉛直密度分布を測定し、各点の平均密度を求めた。本実験では密度分布はほぼ直線的とみなすことができ、無次元密度勾配 ν および $\sigma = I_p / l_w$ の値が算出された。平均流速や乱れの測定には、x型hot film流速計を使用し、塩分濃度の測定には、4電極電導度式プローブを作成して用いた。本実験における流れは、順・逆流の流速分布をもつので、各々の η における流れの方向に計測用台車を $V_c = 8.3 \text{ cm/s}$ の速度で、中央C点を中心とする1m区間を移動させた。得られた流速、密度のデータはサンプリング間隔 $\Delta t = 0.02 \text{ s}$ 、データ個数 $N = 520$ で統計処理を行った。以上の実験の要目を表-1に示す。表中 D_L は分散係数が次式より求めた。

$$D_L / h u_* = - \int_0^1 \hat{u}(\theta/\nu) d\eta$$

4. 実験の結果と考察

前章の考察から、流れ方向の密度分布をもつせん断乱流においては、偏差流速 $\hat{u} = \hat{u}/u_*$ 、偏差密度 $\hat{\theta}/\nu$ および乱れ特性量はただ一つの無次元量 $\sigma = I_p / l_w$ をパラメータとして η の関数となる。実際、図-3、4に示すように \hat{u} 、 $\hat{\theta}/\nu$ の勾配は、 σ の増加とともに系統的に大きくなる。無次元の渦動粘性係数 $\hat{K}_M = K_M / h u_*$ 、渦拡散係数 $\hat{K}_P = K_P / h u_*$ を求めるために、 σ ごとに \hat{u} 、 $\hat{\theta}/\nu$ の実験曲線をひき、式(1)、(2)から、 \hat{K}_M 、 \hat{K}_P を逆算した結果を図-5にまとめて示した。本実験における \hat{K}_M の値は底面近傍では σ に無関係に均一流体の \hat{K}_M にはほぼ一致するが、 η の増加とともに \hat{K}_M の値は \hat{K}_M の曲線からはずれてゆき、 $\eta = 0.3 \sim 0.4$ で最大値をとった後、緩やかに減少する。この領域における \hat{K}_M の値は σ の増加とともに減少し、浮力のために乱流構造が大きく変化していることが判る。一方、 \hat{K}_P の実験も同図にプロットしているが、 σ については \hat{K}_M とほぼ同様な関係にある。

また、Prandtlの \hat{I}_p としてNikuradseの実験から逆算されるものによく適合する式形として

$$\hat{I}_p = (\kappa/a) \cdot (1 - e^{-a\eta}), \quad a = 2.5$$

を用いる。さらに、 $\sqrt{\alpha_0} = 3.83$ として式(5)から $\hat{k}^{1/2}$ を計算した結果を図-6に点線で示した。 $\eta \geq 0.5$ の実験値は計算結果とほぼ一致しているが、 $\eta \leq 0.5$ では若干小さめである。そこで、底層に重点をおき $\sqrt{\alpha_0} = 2.89$ を用いて、 σ をかえて計算した結果を実線で示した。 \hat{K}_M の特性長 l およびPrandtl的な混合距離 \hat{I}_p は $\hat{I}_p = \hat{K}_M / \hat{k}^{1/2}$ 、 $\hat{I}_p = \hat{K}_M / (\hat{k}^{1/2} / \alpha^{1/4})$ で与えられる。 \hat{I}_p の式の分母は式(5)の左辺の $(1/4)$ 乗である。図-7に以上により逆算した \hat{I}_p の分布を示した。 \hat{I}_p に及ぼす σ の影響は \hat{K}_M へのそれとほぼ同様である。

表-1 実験の要目

	V_b cm/s	U_c cm/s	h cm	l_w $\times 10$	u_* cm/s	dp/dx $\times 10$	$\langle \epsilon \rangle / \rho g$	ν	σ	$D_L / h u_*$
○	18.9	2.77	11.8	2.33	1.64	6.95	.00226	.0392	.175	45.1
□	21.9	1.39	11.4	3.05	1.82	4.78	.00118	.0448	.089	17.4
△	29.8	0.36	11.1	5.41	2.41	2.43	.00170	.0307	.048	4.8
●	19.2	0.34	11.1	2.40	1.40					
●	30.5	2.50	11.8	6.00	2.47					

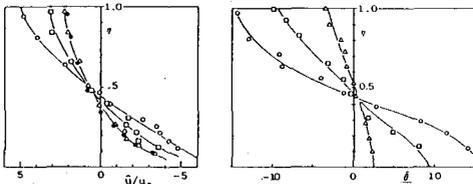


図-3 偏差流速の鉛直分布 図-4 偏差密度の分布

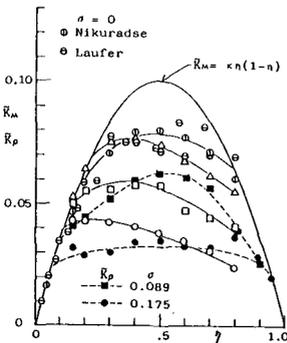


図-5 K_M 、 K_P の分布

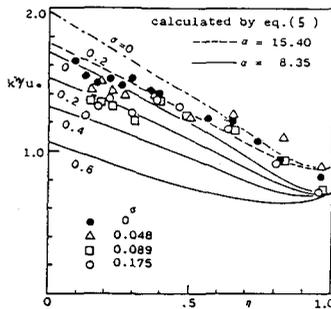


図-6 乱れ強度の分布

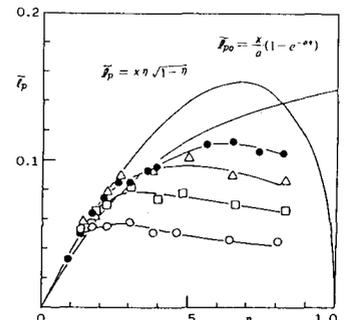


図-7 Prandtl的な混合距離 \hat{I}_p の分布