

京都大学工学部 正員 中川 博次
 京都大学工学部 学生員 杉津 家久
 京都大学工学部 学生員 〇為沢 長雄

1° おえがき

ここ数年筆者らは、 Re 数や F_r 数などの水理条件および壁面粗度などの境界条件によって開水路乱流の乱れ特性がいかなる影響を受けるかを系統的に研究しており、前報において¹⁾常流の範囲内では F_r 数の影響は顕著ではなく、摩擦速度 u_* 等て乱れ特性を無次元表示すれば、実験誤差内に収まることを指摘した。一方、若垣は射流の平均流速を対数則分布で表示するとその切片定数は F_r 数によって顕著に変化することを示しており、 F_r 数を射流域まで大幅に変化させることによって乱れ特性がどう影響されるかを研究することは興味深い。本報は射流域を中心に開水路流れの乱れ特性を考察したものである。

2° 実験方法および解析方法

幅50cm, 長さ15mの滑面水路を用い、表-1に示すように Re 数を一定に保ち、 F_r 数のみを5通り変えた実験を行なった。乱れ計測には1成分および2成分hot-film流速計を用い、A-D変換後、電算機によって統計処理を行なった。慣性領域までスペクトルを解析するためにサンプリング周波数を $G-1$ よりそれぞれ100, 250, 500, 500, 1000Hzと増加させ、データ数を4100個に選んだ。

3° 実験結果

F.F.T.法から得られた空間スペクトル $S(k)$ は $5/3$ 乗なる慣性領域の存在を示したから、Bradshaw²⁾に従ってエネルギー-消散率 ϵ を評価した。図-1は ϵ を u_* と水深 h とで無次元表示したものである。 F_r 数の影響は顕著ではなく、常流域の普通流速を射流域に適用しても妥当であると考えられる。壁面領域および平衡領域では $1/h$ 乗の変化を示すが、自由水面領域ではより急激な変化を示し、他の乱流場と若干異なるようである。消散率 ϵ/h^3 スペクトル $S(k)$ の種分から評価されたミクロスケール λ_x を図-2に示したが、ほぼ $1/h$ 乗則に普遍表示されていると考えられる。等方性近似を使って λ_x と u_* ($=\sqrt{u_*^2}$)から評価された $\hat{\epsilon}$ を図-1に併示した。 F_r 数が大きいほど $\hat{\epsilon}h/u_*^3$ の値も大きく、普遍表示は良好ではなく特に壁面領域でそのバラツキは大きい。平衡領域と自由水面領域ではほぼ $\hat{\epsilon} \approx \hat{\epsilon}$ とみなせるが、壁面領域では $\hat{\epsilon}$ の値は F_r 数が小さいほど過小評価されていると考えられ

CASE	h (cm)	Aspect ratio B/h	U_{max} (cm/sec)	U_m (cm/sec)	U_* (cm/sec)	$R_* = U_* h / \nu \times 10^4$	$Re = U_m h / \nu \times 10^4$	$Fr = U_m / \sqrt{gh}$	Slope $S \times 10^3$
G-1	7.92	6.31	52.25	40.12	2.468	1.9	3.0	0.455	0.458
G-2	5.49	9.19	87.36	58.52	3.808	2.1	3.2	0.798	1.876
G-3	4.41	12.09	106.14	77.24	4.954	2.1	3.3	1.213	3.664
G-4	3.15	15.88	128.53	101.20	5.462	1.7	3.2	1.822	8.692
G-5	2.20	22.70	178.97	144.83	9.066	2.0	3.3	3.117	29.314

表-1 実験条件

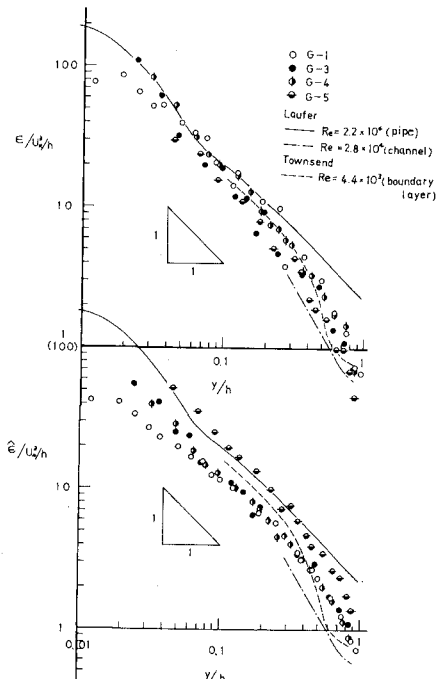


図-1 エネルギー-消散率

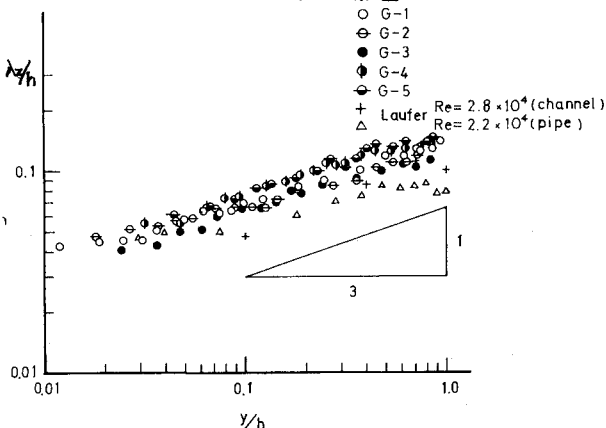


図-2 ミクロスケール

壁面近くほど等方性近似は満たされていぬものと推測される。次に、 $S(\kappa)$ から評価された平均渦径 L_x を図-3に示した。若干のバラツキはあるが、平衡領域までほぼ1/2乗則で変化し、自由水面領域に至ってほぼ定数の水深オーダーになることが認められ、常流域での特性をそのまま保持していると考えられる⁴⁾。

さて、スペクトルの発生領域および慣性領域に $S(\kappa) = 2\kappa \cdot U_*^2 L_x (1 + (\kappa L_x)^2)^{-5/2}$ なる Karman の表示式が適用されると仮定し、Kolmogoroff の普遍スペクトル定数 C を 0.5 に選べば、乱れ特性間に次の関係式が成立する。

$$U/U_* = 1.131 (E L_x / U_*^3)^{1/3} \quad (1)$$

図-4には、以上から得られた実験値を図示しており、若干のバラツキは認められるが式(1)の関係は射流域でもほぼ成立しているものと考えられる。

壁面領域と平衡領域では、図-1と図-3から

$$E/U_*^3 \approx 2 (\gamma/h)^{-1} \quad (2), \quad L_x/h \approx 0.85 (\gamma/h)^{1/2} \quad (3)$$

と普遍関数で近似表現できるから、式(1)を併えれば

$$U/U_* \approx 1.35 (\gamma/h)^{-1/6} \quad \text{であり} \\ \lambda_x/h = \sqrt{15/R_*} \cdot (U/U_*) (E/U_*^3)^{-1/2} \approx 0.083 (\gamma/h)^{1/3} \quad (4)$$

となる。全く ϵ であるから式(4)の係数は図-2の実験値よりかなり小さく問題であるが、普遍関数関係は良好であり、マクロスケールに比べミクロスケールの変化特性が緩やかである点が注目される。最後に、図-5に乱れの3次相関 $\overline{q^2}/2U_*^3$ ($q = u^2 + v^2 + w^2$) の実験値を図示している。斥数の顕著な影響は認められず、平衡領域で平坦なピークに達したのち自由水面領域でほぼ直線的に減少している。したがって、乱れの拡散量 $T = \frac{2}{3} \overline{q^2}/2$ は前者でほぼゼロであり $\epsilon \approx P$ (乱れの発生源) が成立するが、後者では $T/U_*^3 \approx 1$ となり $\epsilon \approx -T$ なる乱れエネルギー収支関係が成立しているものと考えられる。

4° あとがき

筆者らの実験に限る限り、射流状態でも顕著な斥数の影響は認められず、常流域での普遍関数表示を適用しうるものと思われる。これは、平均流速が渦度の項すなわち流速勾配の形でしか直接的には乱れエネルギーに関与しないためと考えられ、乱れ場全体の inactive な成分より局所的に universal な成分の働きが強いのではなかと筆者らが考え、これらよりよくコントロールされた外部から乱れを与えることにより解明されるものと思われ、今後の研究にしたい。

- <参考文献> 1) 中川ら, 水29回年講, II-81, 1974.
2) 岩垣, 京大学位論文, 1955
3) Bradshaw, N.P.L. No.3603, 1967
4) Nakagawa et al, Proc. of J.S.C.E., 1975

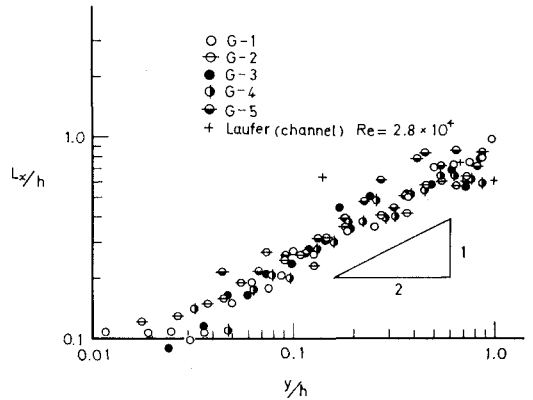


図-3 平均渦径 (マクロスケール)

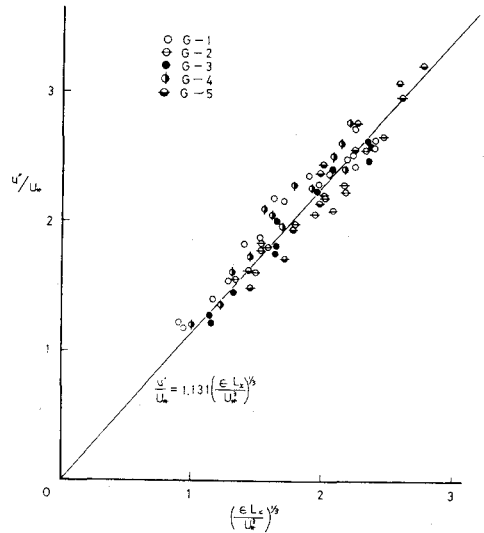


図-4 普遍関数関係

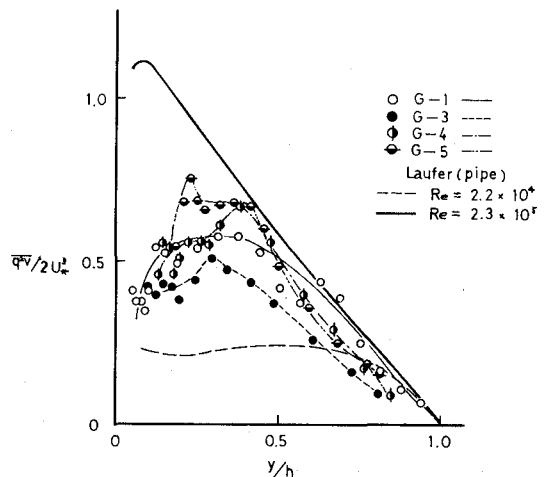


図-5 乱れの3次相関