

1. はじめに

乱流現象の解明における乱れ計測の重要性についてはいまさら指摘するまでもないが、水流における乱れ計測には未だ多くの困難性が伴い、完全な乱れ計測法が確立されるに至っていない。開水路流れにおける乱れ計測の困難性は

1) 乱れ計測器自体の問題

2) データ処理上の問題

とに大別される。1)は乱れ計測器の応答性を意味するものであって、ホットフィルム流速計の発展により飛躍的な計測精度の向上がもたらされるようになったが、実用に際してはかなりの問題点が残されている。とくに、流水の温度変化ならびに流水中に含まれる微細粒子のプロープへの付着による応答特性の変化は計測結果に重大な影響をもたらすため、これらの影響を考慮した検定がなされない計測はほとんど無意味といっても過言ではない¹⁾。

また、2)には計測スケールの選定と乱れ特性量の解析の問題とが含まれる。一般に、乱流場には種々のスケールの乱れが混在しており、乱流場の構造を解明するには瞬間値評価時間は小さくかつ平均値評価時間は大きく選定されることが望ましい。しかしながら、このような計測スケールの選定は乱流場の構造を支配するスケールがただ1種と見なされる単重構造性の乱れに対してのみ有効であって、数種の支配スケールが存在する多重構造性の乱れについては適用されない。開水路流れの乱流構造を支配するスケールとしては、一般に、水深、水路幅など各種のものが挙げられ多重構造性として取り扱う必要があるため²⁾、水深が支配スケールとなる2次元開水路流れの乱流構造を解明するには平均値評価時間を大きく取り過ぎることは許されず、支配スケールに応じた適正な計測スケールを選定する必要がある。

多重構造性としての特性は乱れ特性量の解析にも重大な影響をもたらす。たとえば、平均スケールの解析は、通常、相関係数にもとづいてなされるが、相関係数は平均値評価時間により大きく変化するため、解析結果が正しい値を表わすとは限らず、エネルギー逸散率についてもスペクトルの積分操作によるDrydenの方法は単重構造の等方性乱れについては有効であるが、多重構造性の場合には常に適用されるとは限らない。乱れの強さについても同様であって、他の乱れ特性量についてほど計測スケールの影響は著しくないが、計測スケールの選定が不適確な場合、信頼性は低下する。したがって、乱れ特性量の解析においては、適切な計測スケールの選定に努めるとともに、できるだけ計測スケールに支配されない解析法を用いねばならない。

以上のように、乱れ計測には多くの困難性が存在し、これらの困難性を克服してはじめて有効なデータが得られることになるが実験的検討により乱れ特性量と水理条件との関係を明らかにするにはさらに水理条件の選定に留意しなければならない。すなわち滑面上の流れの水理条件は Reynolds 数あるいは抵抗係数および Froude 数の2量、粗面上の流れについては Reynolds 数、Froude 数および相対粗度高あるいは抵抗係数の3量によって規定されるため、それぞれの量の効果を実験的に解明するには対象とする水理量のみを独立にかつ広範囲に変化させた実験が必要とされる。

本研究は、以上の事項を配慮した系統的な実験にもとづき、開水路流れにおける乱れの普遍的特性を明らかにしようとしたもの

であって、乱れ計測器としては流水中に含まれる微細粒子が比較的付着しにくいコニカルプローブを用いたホットフィルム流速計を使用するとともに、計測精度の向上をはかるため平均値評価時間を一定に保った計測を繰り返し、その平均値を計測値として採用する方法が用いられている。

2. 乱れ特性量の分布則

Reynolds 数が十分大きい場合、幾何的形の相似な場の流れの構造は互いに相似となるということは Reynolds 数相似則としてよく知られている。この相似則を定常等流状態の2次元開水路流れに適用し、乱れ特性量の分布則の普遍関数表示を試みるとつぎのようになる^{3,4)}。

2次元開水路流れの構造を支配する要素としては水路の幾何的形を代表する水深 H と境界面の特性を代表する摩擦速度 U_τ とが挙げられる。いま、乱れ特性量として乱れの強さ u' 、平均スケール L およびエネルギー逸散率 ε を取り上げると、これらの特性量の間には、Taylor⁵⁾ によって示されたように、つぎの関係式が成立する。すなわち、

$$\varepsilon = C \frac{u'^3}{L} \quad (1)$$

ここに、 C は普遍定数を表わす。

日野⁶⁾は、 u' については Monin-Obukhov⁷⁾ の相似則より導かれる関係式、すなわち、

$$\frac{u'}{U_\tau} = \phi_u(z/H) \quad (2)$$

を用いるとともに、 ε については、逸散率は内部領域 ($0 < z/H < 0.5$) では生成率と釣り合い⁸⁾、外部領域 ($0.8 < z/H < 1$) では拡散率と釣り合うという Lauffer⁹⁾ の実験結果に着目し、生成率および拡散率がいずれも U_τ^3/H で無次元化すれば相対水深 z/H のみの関数となるということから

$$\frac{\varepsilon}{U_\tau^3/H} = \phi_\varepsilon(z/H) \quad (3)$$

と表わし、以上の3式より L についてつぎの表示式を導いている

$$\frac{L}{H} = \phi_L(z/H) \quad (4)$$

ここに、 z は路面からの高さ、 ϕ は普遍関数を表わす。

(2)~(4)の表示式は乱れ特性量の分布を表わすのに一般に広く用いられているが、種々の水理条件のもとでの普遍的成立性について確認されるに至っていない。

一方、Engelund¹⁰⁾は、時間的平均スケール T を H と U_τ との2量より形成される時間の次元を有する量 H/U_τ で無次元化したものが z/H のみの普遍関数になるという提案をしているが、凍結乱流を仮定するとこれはつぎのように表わされる。

$$\frac{T}{H/U_\tau} = \frac{L}{H(U_\tau/U_\tau)} = \psi_L(z/H) \quad (5)$$

したがって、(5)と(1)および(3)の3式より u' についての普遍関数表示式を導くと、(2)の代りに

$$\frac{u'}{U_\tau(U_\tau/U_\tau)^{1/3}} = \psi_u(z/H) \quad (6)$$

が得られる。ここに、 ψ は普遍関数を表わす。

(2)と(6)あるいは(4)と(5)との比較より知れるように、両者の

差異は平均・摩擦速度比 U/U_f という量に依存しており、いずれの表示式がより普遍的であるかを判定するには U/U_f を広範囲に変化させた実験的検討が必要である。

なお、 ψ_u , ψ_L および ψ_ε の具体的な関数形としてつぎのものが提案されている³⁾⁴⁾

$$\psi_u = \frac{u'}{U_f (U/U_f)^{1/3}} = 0.36 (z/H) \quad (7)$$

$$\psi_L = \frac{\tau_B}{H/U_f} = \frac{L}{H (U/U_f)} = 0.15 \quad (8)$$

$$\psi_\varepsilon = \frac{\varepsilon}{U_f^3/H} = 0.35 (z/H)^{-1} \quad (9)$$

これらの関数形はいずれもきわめて簡潔でかつ従来の実験結果と比較的よく一致するという長所を有するが、半理論・半経験的に導かれたものであるため、その適用性についてはより広範囲な水理条件のもとでの実験的研究がさらに必要である。

3. 開水路流れにおける実験的検討

3.1 実験装置および方法

実験水路は長さ13mで幅40cm、深さ20cmの長方形断面を有する可動勾配の滑面直線水路であるが、路床面に砂粒を貼り付けることにより固定床粗面についての実験も可能である。本実験では砂粒として4種の一様砂を用いたが、それぞれの平均粒径はほぼ0.20, 0.28, 0.75, 1.53mmと推定される。

乱れ計測器としてはホットフィルム流速計を用いたが、この流速計の使用に際しては、1.において述べたように、流水の温度変化ならびに流水中に含まれる微細粒子のプロープへの付着による応答特性の変化に対する考慮が必要であるが、本実験ではつぎの方法による補正が施されている。

温度補正：ホットフィルム流速計の出力電圧 E は速度 U およびセンサーと流体との温度差 T によって定まるが、静水中でプロープを移動させる方法により得られた E と U との関係を示すと 図1 のようである。図より明らかなように、 E と U との関係は直線的とはみなされず、本実験ではこの関係を6次式、すなわち、

$$U = \sum_{i=0}^6 A_i E^i \quad (10)$$

によって近似した。ここに A_1 は T の関数であって、 A_1 が T に関係しないとする温度補正を無視した取扱いはかなりの誤差を含むことになる。

定温作動時におけるセンサーの温度はつねに所定の値に保たれているため、 T は水温のみによって定まり、 T に対応した A_1 を (10) に用いると E より温度補正された U が得られる。本実験では一定時間ごとに 10^{-2}°C まで水温を計測し、内そう法により 10^{-3}°C まで温度補正を行なった。

以上のように、 A_1 と T との関係が知れば温度補正が可能となるが、計測時の水温変化をできるだけ一定に保てるよう予じめ流水を長時間循環させ、水温を平衡状態に近づける努力がなされていることはもちろんである。

微細粒子の付着：ホットフィルム流速計は、本来、清水中で使用されるべきものであって、室内実験においてすら十分な清浄性を保つことは困難なため、流水中に含まれる微細粒子のプロープへの付着による応答特性の変化は避けられない。この種の応答特性の変化は、粒子の付着量を定量化できないため、定量的に評価することができず、応答特性の変化が無視されるような状態で乱れ計測を行なわざるを得ない。本実験では計測開始の直前に注意深くプロープを洗浄するとともに、計測時の出力電圧を監視し、応答特性の変化が認められた場合には計測をやり直す方法が用いられている。

なお、本実験における実験ケースは、水理条件の変化のささ方

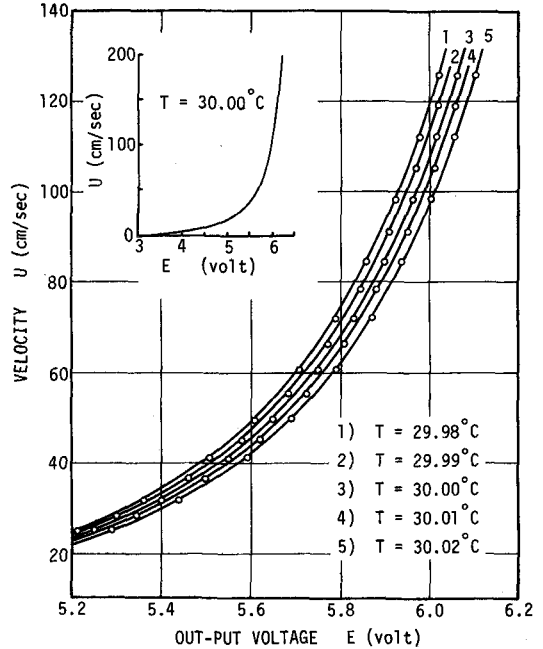


図1

により、つぎの3種に分類される。

- 1) シリーズ R：滑面水路において路床勾配を一定に保ち流量を変えることにより Reynolds 数を変化させたもので、Froude 数はほぼ一定に保たれている。
- 2) シリーズ F：滑面水路において流量を一定に保ち、路床勾配を変えることにより Froude 数を変化させたもので、Reynolds 数は一定に保たれている。
- 3) シリーズ K：砂粒粗度をつけた粗面水路において流量を一定に保ち、種々の砂粒径に対して水深が一定となるよう路床勾配をそれぞれ調節して相対粗度高のみを変化させたもので Reynolds 数と Froude 数は一定である。

3.2 データ処理

ホットフィルム流速計の出力電圧を一旦データレコーダに記録したのち A-D 変換器により数値化し、電子計算機により処理されて種々の乱れ特性量が解析されている。

標準処理における数値化のサンプリング周波数 f_s 、データ数 N および繰り返し回数 N_R としてはつぎの3種、すなわち、

- 1) $f_s = 20 \text{ Hz}$, $N = 500$ 個, $N_R = 3$ 回
- 2) $f_s = 200 \text{ Hz}$, $N = 500$ 個, $N_R = 10$ 回
- 3) $f_s = 2000 \text{ Hz}$, $N = 500$ 個, $N_R = 30$ 回

であるが、2次元流れの特性が把握されるよう上記以外の数値化が必要に応じてなされている。

平均速度および乱れ特性量の解析法はつぎのようである。すなわち、平均速度については平均値評価時間の大きな 1) に重点をおくとともに、乱れ特性量については計測スケールがほぼ適切であれば計測スケールにほとんど関係しないつぎのような方法が用いられている。

まず、エネルギー逸散率 ε は、Kolmogorov のスペクトル相似則より導かれる

$$S(f) = S_\varepsilon \left(\frac{U_\varepsilon}{2\pi} \right)^{2/3} f^{-5/3} \quad (11)$$

ここに、 f は周波数、 S_ε は普遍定数であって $S_\varepsilon \approx 0.47$ 、という関係式を水深スケールの乱れに支配された周波数領域のスペク

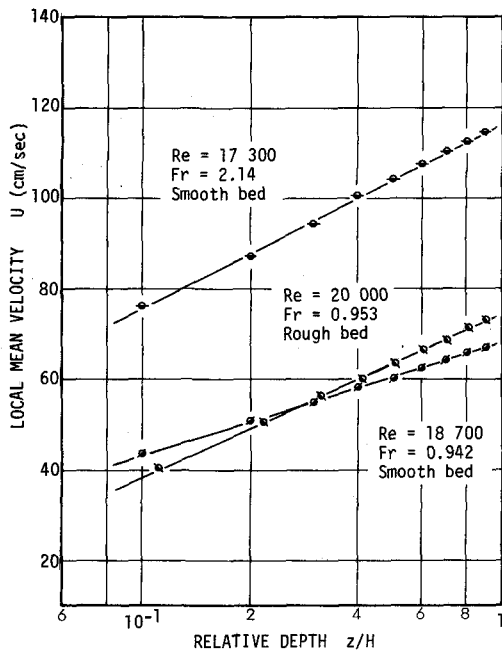


図 2

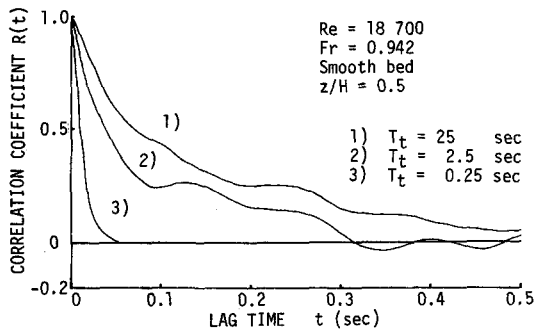


図 3

トルに適用し、平均スケールについては、後述のような相関係数に認められる mild maximum の発生遅れ時間 T_d が時間的平均スケール T_B に対応すると仮定して算定している。2 次元流れの乱流構造が路床面近傍から間欠的に発生される burst 現象に支配されることから T_d と T_B とは一致するものと推測されるが、詳細についてはさらに厳密に検討されねばならない。

また、乱れの強さ u' に対する計測スケールの効果はそれほど顕著でなく、計測スケールが極端に不適切でなければ、速度変動の r.m.s. を u' として差し支えない。本実験では平均値評価時間を T_d の 10 倍程度に選び、r.m.s. より u' を算定している。

3.3 平均速度分布

平均速度分布の計測例として、図 2 に Reynolds 数が一定に保たれた滑面常流、滑面射流および粗面常流の 3 種の流れにおける水路中央部の鉛直分布が示されているが、いずれについても対数則がよく適用されることが知れる。なお、粗面上の流れについては、路床面として砂粒頂部より 1/4 粒径下側にとり平均速度と高さとの関係が対数則にしたがうよう路床面の高さを若干修正している。

対数則の適用性は本実験のすべてについて確かめられ、平均速度分布より Kármán 定数 $\kappa = 0.4$ として摩擦速度 U_τ を決定した。

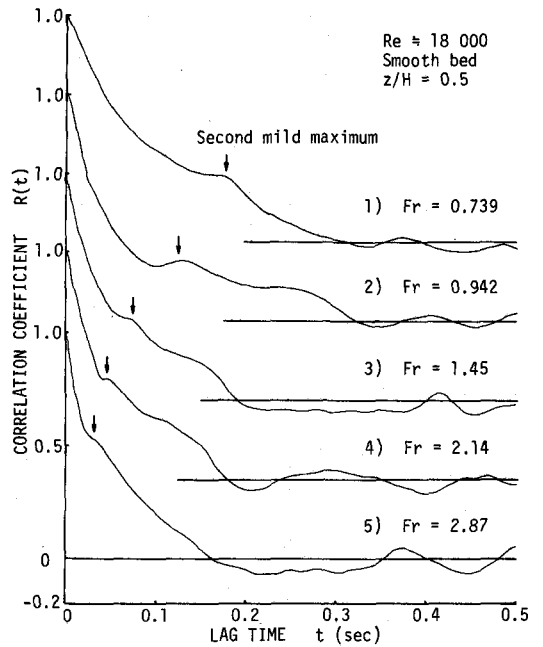


図 4

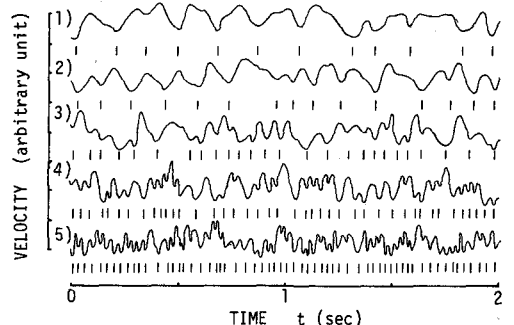


図 5

3.4 相関およびスペクトル特性

一般に、相関係数は計測スケールとくに平均値評価時間により大きく変化し、多重構造性の乱れについては平均値評価時間の大きいものほど相関係数の値もまた大きくなると考えられる。図 3 は同一の速度変動記録を対象とし 3.2 に示した 3 種の数値化による相関係数 $R(t)$ の計測結果を示したものであるが、平均値評価時間 T_t が大きくなるほど $R(t)$ も大きくなる傾向が確かめられる。したがって、時間的平均スケール T_B を $R(t)$ にもとづいて算定する方法は平均値評価時間を大きくするほど正しい相関係数の得られる単重構造性の乱れにはよく適用されるが、多重構造性の乱れにはよほどうまく計測スケールが選定されていない限りほとんど適用されないことが理解される。

一方、図 3 に示された 3 種の相関係数の比較より知れるように 1) の $R(t)$ は遅れ時間も大きくなるにしたがって急激にほぼ一様に減少し、 $R(t) \approx 0$ となる領域でわずかに振動する傾向がみられるのに対し、2) のものには t の増加に伴って減少する間にいくつかのゆるやかなピークの発生がかなり明確に認められる。また、3) のものには、 t の増加に伴う減少が t の小さな領域では急激であるが、 t の大きな領域では緩慢となる多重構造性的特性がよく現われている。

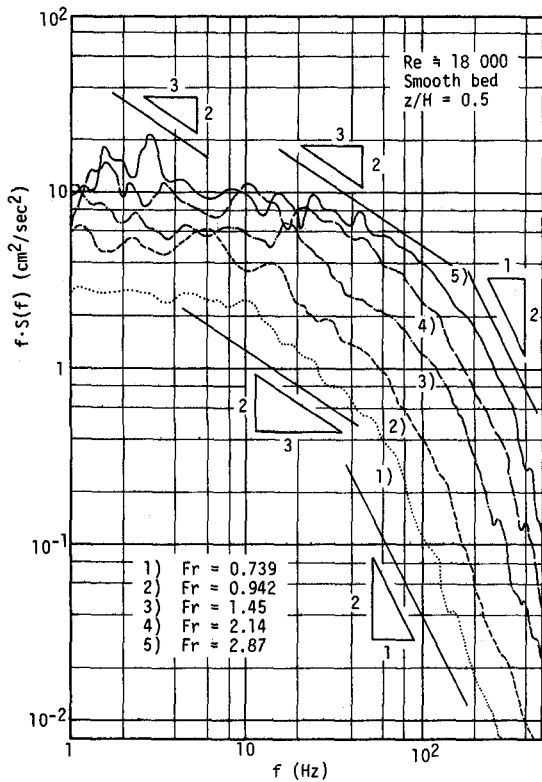


図 6

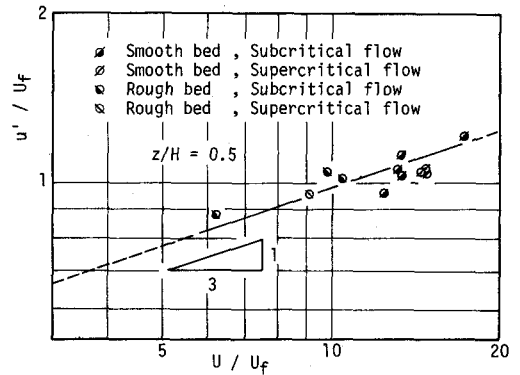


図 7

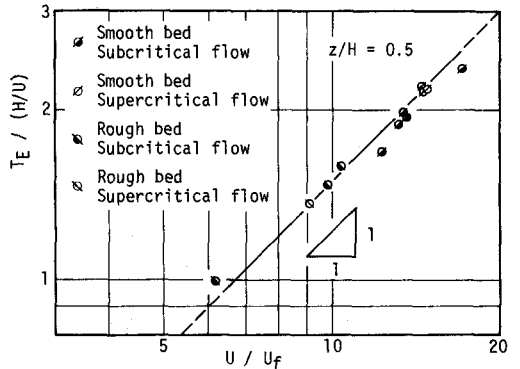


図 8

このようなピークの存在を水理条件を変えた流れについて検討するため、滑面水路において流量を一定に保ち路床勾配を変化させた場合の半水深の高さでの乱れ速度について 2) の数値化による相関係数の計測結果を示すと図 4 のようである。この図より明らかに、相関係数におけるピークの存在はいずれについても認められ、その発生遅れ時間が水理条件によって変化することが知れる。ただし、計測スケールの選び方によりピークの発生は不明確となるため、試行的にある計測スケールのもとの相関解析を行ない、いくつかの繰り返しに共通するピークを見出したのち、そのピークがより明確に現われるような計測スケールを用いるなどの方法による必要がある。なお、相関係数におけるピークの発生遅れ時間は図 5 に示されるような乱れ速度に含まれる卓越成分の平均周期には一致するから、ピーク発生遅れ時間を乱れ速度記録に含まれる卓越周期より直接推定することも可能である。

なお、 τ の増加に伴う $R(\tau)$ の減少過程でみられるピークのうち $\tau=0$ における最大値 1 を最初のピークと勘定し 2 番目に現われるものを second mild maximum と名づけ、その発生遅れ時間より卓越周期が算定されているが、同様の手法が Kim ら¹¹⁾ により burst の発生周期の解析に用いられている。

つぎに、乱れ速度のスペクトル特性について検討する。図 6 は図 4 に示されたと同じ 5 種の水理条件のもとのスペクトルの計測結果を示したもので、スペクトル解析における数値化としては 3.2 に示された 3 種のものが用いられている。図 6 より明らかに、Froude 数の増加に伴いスペクトル密度は大きくなるとともにスペクトルピークの発生周波数もまた大きくなり、全体的にスペクトルの形が相似に保たれたまま斜め右上方に平行移動する傾向が認められる。

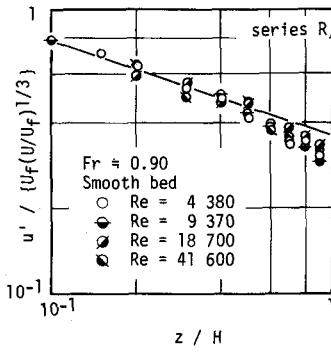
また、慣性領域のスペクトル相似則として Kolmogorov により提案された $-5/3$ 乗則 (図に示されたスペクトルは縦軸として周波数を乗じたものが用いられているため勾配 $-2/3$ の領域に相当する、以下同じ) の成立する領域の存在が認められる。ただし、 $-5/3$ 乗則の成立する領域として図に示されたスペクトルには低および高周波数領域における 2 種のものが認められることに注意しなければならない。これは本実験で対象としている乱流場がいわゆる多重構造性であることによるものであって、図 6 に示された周波数領域では、低周波数側の慣性領域を支配する水路幅スケールの乱れと高周波数側の慣性領域を支配する水深スケールの乱れとによって定められる 2 重構造性の乱れとしての取扱いが必要であることを意味している。なお、本実験では 2 次元流れの特性を抽出するため水深スケールに支配された高周波数側の慣性領域のスペクトルにもとづいてエネルギー逸散率が求められている。

高周波数側の慣性領域よりさらに高周波数の領域でのスペクトルは -3 あるいは -7 乗則にしたがう傾向が認められ、粘性領域のスペクトル相似則に一致するが、これらについては別の機会に論ずる予定である。

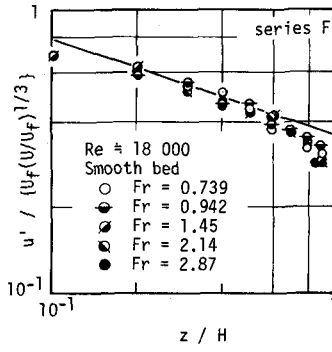
3.5 乱れ特性量の分布

すでに 2. において述べたように、乱れの強さ u' および時間的 평균スケール T_E の普遍分布則として 2 種の表示法が提案されているが、(2) および (4) によるもの、すなわち u'/U_f および $T_E/(H/U)$ が相対水深 z/H のみの普遍関数として表わせるとするもので従来より多くの研究者に慣用されてきた、について本実験値により検討するとつぎのようである。

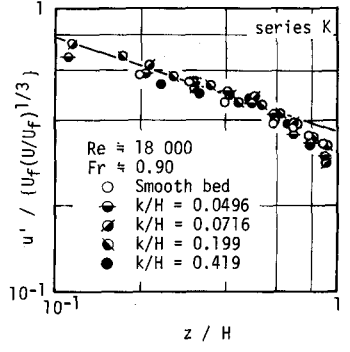
図 7 は、本実験でなされた R , F , K シリーズ のすべての実験ケースについて計測点が半水深のもののみを取り上げ、 u'/U_f と平均・摩擦速度比 U/U_f との関係を示したものであるが、これよ



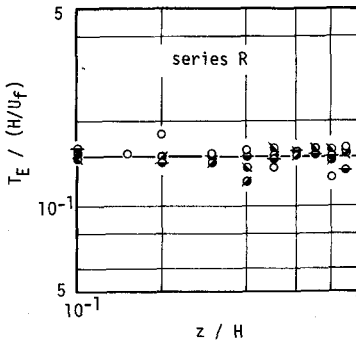
9(a)



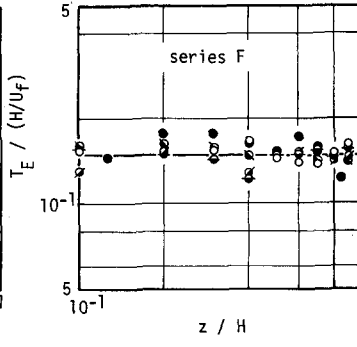
9(b)



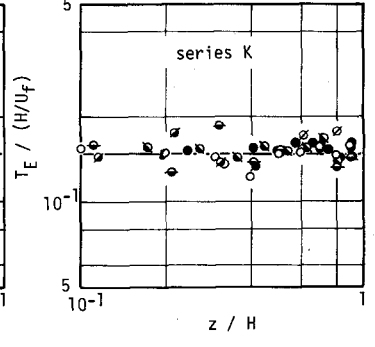
9(c)



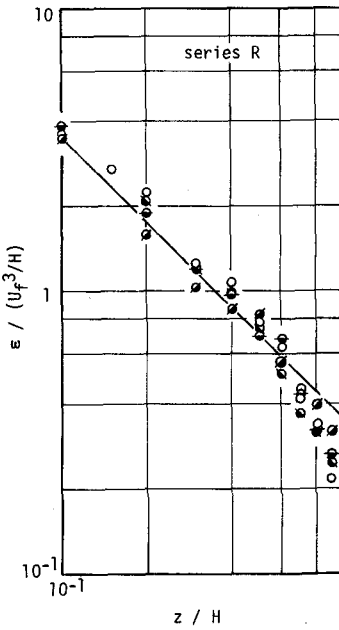
10(a)



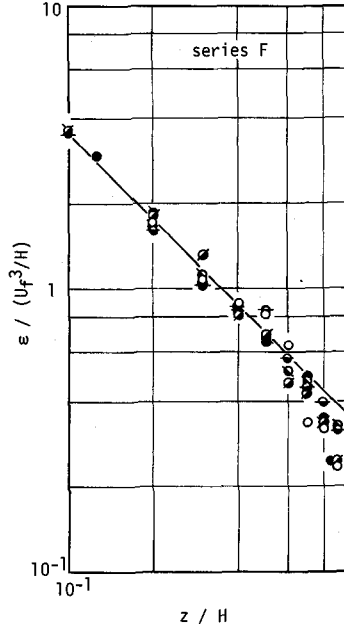
10(b)



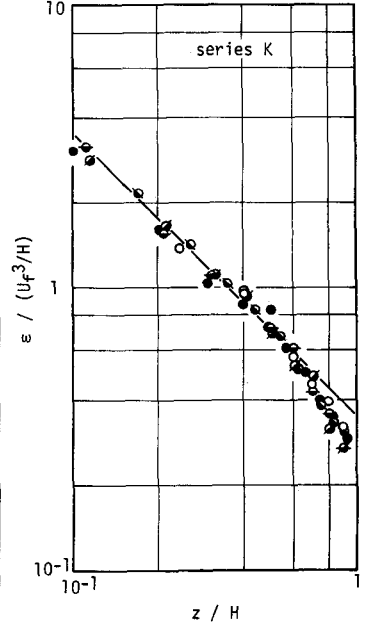
10(c)



11(a)



11(b)



11(c)

り u'/U_f は U/U_f によって若干変化し、 U/U_f のほぼ $1/3$ 乗に比例して増加する傾向がみられ、 $u'/\{U_f(U/U_f)^{1/3}\}$ が z/H のみの普遍関数になるとする (6) の表示法の優位性が類推される。

また、相関係数における second mild maximum より 算定される卓越周期 T_d が時間的平均スケール T_B に等しいと仮定し、 T_B を T_d で置き換えたもので、 $T_B/(H/U)$ と U/U_f との関係を示すと図8のようになる。図8にみられるように、 $T_B/(H/U)$ は明らかに U/U_f によって変化し、 U/U_f のほぼ1乗に比例して増加する傾向が認められるとともに、その比例定数は (8) の 0.15 という値にほぼ一致しており、 T_d と T_B が等しいという仮定の妥当性が確かめられる。

以上の結果、乱れ特性量の分布則としては $u'/\{U_f(U/U_f)^{1/3}\}$ および $T_B/(H/U_f)$ が z/H のみの普遍関数とする表示法がより妥当であると考えられ、以下においては、この表示法により乱れ特性量の分布則について検討することにする。

図9、図10および図11は、乱れの強さ、時間的平均スケールおよびエネルギー逸散率の計測結果を実験シリーズ R, F, K ごとに示したものである。

まず、乱れの強さ u' について示した図9によると、計測値はいずれのシリーズについても実線で示した (7) の関数形がよく適用されるようであるが、自由表面近傍での相対高さの増加に伴う乱れの強さの減少の割合は (7) によるものより若干大きく、 z/H のほぼ $-2/3$ で減少するようである。また、時間的平均スケール T_B については、図10にみられるように、計測値にかなりのバラツキがあるものの路床面近傍から自由表面近傍まで (8) の関数形によりほぼ説明されることが知れる。さらに、エネルギー逸散率 ε について示した図11によると、図9でみられたと同様に自由表面近傍を除くと (9) の関数形がよく適用されるが、自由表面近傍ではむしろ z/H の -2 乗に比例して減少している。

以上により、計測値のバラツキを考慮して乱れ特性量の分布則を書き直すつぎのようである。すなわち、

1) $0.1 < z/H < 0.6$ については

$$\frac{u'}{U_f(U/U_f)^{1/3}} = (0.36 \pm 0.03) \cdot (z/H)^{-1/3} \quad (12)$$

$$\frac{L}{H(U/U_f)} = \frac{T_B}{H/U_f} = 0.15 \pm 0.03 \quad (13)$$

$$\frac{\varepsilon}{U_f^3/H} = (0.35 \pm 0.05) \cdot (z/H)^{-1} \quad (14)$$

2) $0.6 < z/H < 1.0$ については

$$\frac{u'}{U_f(U/U_f)^{1/3}} = (0.30 \pm 0.03) \cdot (z/H)^{-2/3} \quad (15)$$

$$\frac{L}{H(U/U_f)} = \frac{T_B}{H/U_f} = 0.15 \pm 0.03 \quad (16)$$

$$\frac{\varepsilon}{U_f^3/H} = (0.20 \pm 0.05) \cdot (z/H)^{-2} \quad (17)$$

また、(1) における普遍定数 C を以上の関係式より求めると

$$C = 1.1 \pm 0.3 \quad (18)$$

が得られる。

(12)~(18) における実験定数についてはさらに詳細な検討が必要である。

4. おわりに

水流用乱れ計測器としてホットフィルム流速計が実用化されるようになってからすでに久しく、この流速計を用いて多くの実験的検討が国内・外でなされているにもかかわらず、ホットフィルム流速計の信頼性についてはいまだに疑問視される向きも多いようである。事実、この流速計の使用に際しては、流水の温度変化ならびに流水中に含まれる微細粒子の影響により流速計の応答特性に変化がもたらされ、場合によっては、計測そのものを無意味にすることがある。

このようなホットフィルム流速計の本質的な欠陥のうち流水の温度変化については、現在のところ、速度計測と同時に別のプローブにより水温の変化を検出し、計測中の温度変化を補正する方法を用いるか、あるいは本実験のように検定により補正することが可能であるが、微細粒子のプローブへの付着に伴う応答特性の変化については適切な補正法がなく、流速計の出力 E と速度 U との関係において $(dE/dU) U : \text{const}$ は微細粒子が付着しても変化しないとする取扱いが提案されているが¹²⁾、この場合 U を別に計測せねばならず不便である。したがって、流水をできるだけ清浄に保つとともに可能な限りプローブの洗浄をひんばんに行ない応答特性に変化が認められた場合には新たに計測をやり直すのが賢明である。

乱れ計測の信頼性を低下させるもう一つの問題点として、データ処理における計測スケールの選定と乱れ特性量の解析法の問題が挙げられる。対象とする乱れがただ1種のスケールのみに支配される単重構造性の場合、この問題は理論的に取り扱うことができ大きな支障とはならないが、多重構造性の場合にはきわめて重大な問題となる。すなわち、開水路流れとしてもっとも単純な十分に長い長方形断面の一樣水路における定常等流状態の流れを対象とする場合でも、その乱流構造は水深スケールおよび水路幅スケールの乱れに支配される2重構造性の性質を有するため、本研究で対象としたような2次元流れの乱れ特性を解明するには、水路幅・水深比が大きく両スケールの効果がスペクトル的に分離可能とするともに、乱れ特性量の解析においても計測スケールにできるだけ支配されない方法によらねばならない。

以上のように、実際の乱れ計測には多くの問題点が残されており、他研究者間のデータを直接的に比較することは困難である。したがって、乱れ計測における標準手法の確立が必要であり、多くの研究者による計測結果にもとづいた普遍的な乱れ特性の解明がのぞまれる。

参考文献

- 1) 今本博健、浅野富夫：ホットフィルム流速計の静的応答特性に関する検定について、昭和49年度土木学会関西支部年次学術講演会講演概要、II 7, 1974.
- 2) 余越正一郎：河川の大規模乱れ、京都大学防災研究所年報、10B, pp.199~206, 1967.
- 3) 今本博健：開水路流れにおける乱れ特性量の普遍関数表示について、京都大学防災研究所年報、14B, pp.189~203, 1971.
- 4) 今本博健：開水路流れにおける乱れの基本的特性について、土木学会論文報告集、197, pp.83~91, 1972.
- 5) Taylor, G. I.: Statistical theory of turbulence, Proc. Roy. Soc., A151, pp.421~478, 1935.
- 6) Hino, M.: The structure and diffusion coefficient of turbulent shear flows, Tech. Rep. C6103, Central Research. Inst. Electric Power Industry, 1961.
- 7) Monin, A. S., and Obukhov, A. M.: Basic regularity in turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere,

Trudy Geophys. Inst. ANSSSR, 24, 1954.

- 8) Laufer, J.: Investigation of turbulent flow in a two-dimensional channel, NACA Rep.1053, 1951.
- 9) Laufer, J.: The structure of turbulence in fully developed pipe flow, NACA Rep.1174, 1954.
- 10) Engelund, F.: Dispersion of floating particles in uniform channel flow, Proc. ASCE, 95, HY4, pp.1149~1162, 1969.
- 11) Kim, H. T., Kline, S. J. and Reynolds, W. C.: The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer, Jour. Fluid Mech., 50-1, pp.133~160, 1971.
- 12) Richardson, E. V. and McQuivey, R. S.: Measurement of turbulence in water, Proc. ASCE, 94, HY2, pp.411~430, 1968.