

開水路断面変化部における流れの水理特性について (3)

—段上り部および段落ち部に関する実験的検討—

今本博健・藤井義文・西尾 誠・田中一彦

ON THE CHARACTERISTICS OF AN OPEN CHANNEL FLOW THROUGH PASSAGE OF CROSS- SECTIONAL VARIATION (3)

—Experimental Investigation of an Open Channel Flow through
Passage of an Abrupt Bed-Ascension or Depression—

By *Hirotake* IMAMOTO, *Yoshifumi* FUJII, *Makoto* NISHIO
and *Kazuhiko* TANAKA

Synopsis

This paper deals with an open channel flow through an abrupt bed depression or ascension. Characteristics of the length of separation region, velocity distribution, dominant period of turbulence, turbulent energy balance and bed shear stress are investigated experimentally. The measurement of velocity and bed shear stress are made by hot-film flowmeter.

Main experimental results obtained are follows; For a flow through abrupt bed depression, 1) The length of separation region under submerged transition depends on the ratio of depression height and up-stream depth, and Reynolds number defined by depression height and mean velocity of approaching flow. 2) The distribution of bed shear stresses depends on the kind of flow transitions and existence of hydraulic jump. For a flow through abrupt bed ascension, 3) The flow after ascension is divided into four regions, that is, potential core region, mixing region, developing region and wall shear layer. The flow of mixing region is similar to the two-dimensional wake. 4) The normalized distribution of bed shear stresses at up-stream does not depend on the flow conditions.

1. はじめに

著者らは、開水路断面変化部における流れの水理特性を明らかにするため、路床高急変部、および水路幅急変部を対象として、遷移水面形、剝離長、平均および乱れ速度分布、乱れ速度のスペクトルなどについて実験的検討を加えてきた^{1),2)}。本報告は、第1報に続き路床高急変部を対象とし、その周辺における流れの内部構造および底面せん断応力について実験的検討を加えたものであって、いくつかの興味ある結果が得られている。

本実験に使用された水路は、既報^{1),2)}と同じく、宇治川水理実験所に設置された幅 40 cm、深さ 20 cm、長さ 13m の合成樹脂製滑面直線水路であって、速度計測には 2 成分 ホットフィルム流速計を使用するとともに、底面せん断応力の計測には水路床上に固定されたフラッシュ・マウンティング・プローブを用い、段上り部あるいは段落ち部として水路床上に置かれたアクリル樹脂板を移動させることにより変化部と計測点との距離が変化されるようになっている。

2. 剝離長の特性

開水路路床高急変部周辺に形成される剝離域の長さは、底面せん断応力分布、移動床上における洗掘や堆積などの河床の変動現象などを明らかにする場合に重要な問題となり、従来より多くの研究が行われている。例えば、段落ち部について芦田³⁾は剝離長 l と段落ち高 Δh との比 $l/\Delta h$ と、圧力上昇率との関係について、また Allen⁴⁾、今本ら¹⁾は上流側あるいは下流側の水深 h_1 (or h_2) と Δh との比 h_1 (or h_2)/ Δh との関係について検討しているが、いずれも明確な関係を見出すには至っていない。

Fig. 1 は、常流遷移における $l/\Delta h$ と $Re_h (= U_1 \cdot \Delta h / \nu)$ との関係を片対数表に示したものであり $Re_h < 2000$ の低レイノルズ数領域では $l/\Delta h$ は Re_h とともにほぼ直線的に減少し、 $2000 < Re_h < 4000$ の遷移領域を越えた $4000 < Re_h < 10000$ の中間レイノルズ数領域では $\Delta h/h_1$ によって異なり $\Delta h/h_1$ が大きいほど $l/\Delta h$ も大きくなり、また $Re_h > 10000$ の高レイノルズ数領域では、 $l/\Delta h$ は $\Delta h/h_1 = 1.0$ で約 8.9、 $\Delta h/h_1 = 0.5$ で約 7.8、 $\Delta h/h_1 = 0.33$ で約 7.3 の一定値をとることが知れる。静止流体中に噴出される平面せん断層における Tollmien 解の値は 6.0 であり、段落ち部下流側に形成される逆流域によって主流域の広がり方がゆるやかになることを考慮すると、本実験において得られた値は妥当であると考えられる。なお、 $\Delta h/h_1$ が大きい場合の実験値がばらつくのは主流域に比し逆流域が大きいことによる流れの不安定性が原因と思われる。

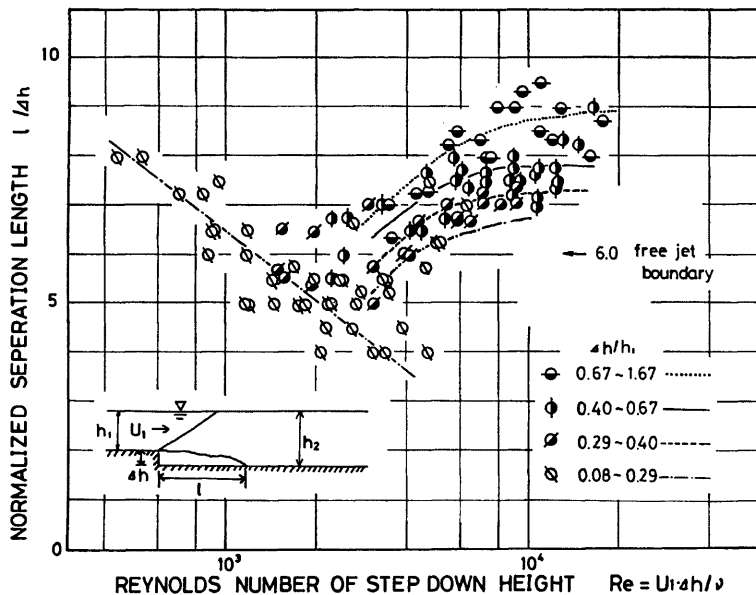


Fig. 1. Characteristics of downstream separation length under submerged transition of a step-down.

3. 速度場の特性

開水路段上り部上流側の流れは、急変部のせき上げ効果によりゆるやかなものとなるが、下流側で断面の急縮による剝離とともに流体の激しい混合が行われ、Fig. 2 に示されるような3つの領域、すなわち、上流側の流れが保存されるポテンシャル・コア領域 (potential core region)、自由乱流的要素をもつ混合領域

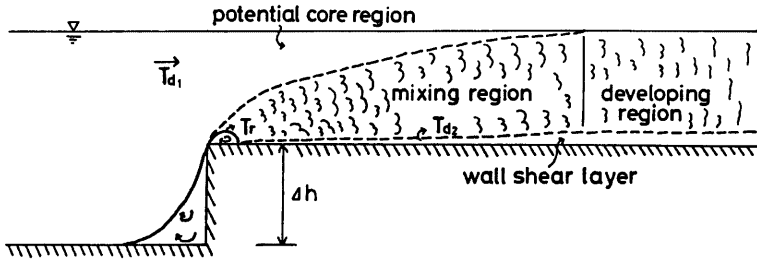


Fig. 2. Schematic illustration of flow through a step-up.

(mixing region), ポテンシャル・コアの消滅する断面より下流側で二次元流れへの遷移区間である発達領域 (developing region) に分けられる。また、路床からは新たな底面境界層の発達も見られる。

一方、開水路段落ち部の常流遷移における下流側の流れは、Fig. 3 に示されるように2種類、すなわち、ポテンシャル・コアの長さを l_p とした場合、(a) $l_p \leq l$ および、(b) $l_p \geq l$ の2種に分けられ、(a) において Δh が h_1 よりも十分大きい場合の段落ち部下流

側の流れは平面噴流、(b) において h_1 が十分大きい場合の再附着点より下流側の流れは後流に類似したものとなる³⁾。なお、剝離域を含めた段落ち部下流側の流れは Fig. 4 に示されるように分けられる。すなわち、剝離域は、段落ち部の下流側直下で流体の動きがほとんどない死水域 (dead region)、路床近傍の流体は常に上流側に流れ、剝離域内部では大きな渦をとまうとともに剝離境界を通して主流域への流体補給が行われる再循環環 (recirculating region)、その領域より上流側の流体は上流側へ、下流側の流体は下流側

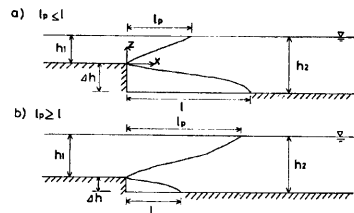


Fig. 3. Schematic classification of step-down flow pattern under submerged transition.

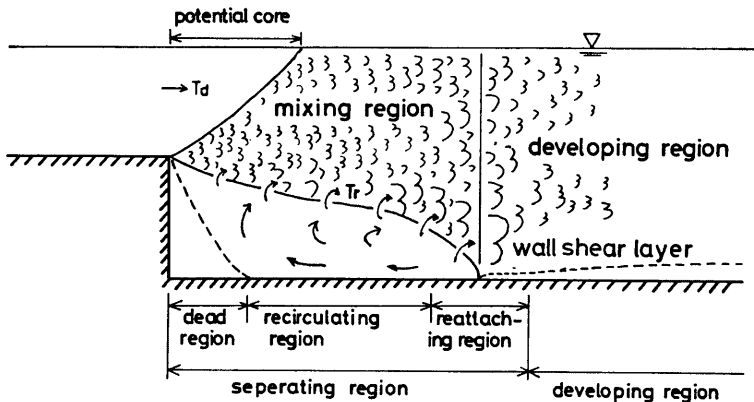


Fig. 4. Schematic illustration of flow through a step-down under a flow pattern of Fig. 3(a).

へと動く流れの不安定な再付着域 (reattaching region) に分けられる。また、主流域は、平均流に比し乱れの少いポテンシャル・コア領域 (potential core region), 激しい流体の混合が行われる混合領域 (mixing region), 再付着点より下流側の発達領域 (developing region) に分けられる。また、再付着点より下流側の路床近傍に底面境界層が新たに生じる。

以下においては、開水路段上部および同段落ち部の下流における流れを対象とし、前者については主として混合領域への後流理論の適用性について、後者については、種々の水理特性の流下とともになう変化と各領域における相違点について実験的検討を行う。

3.1 平均および乱れ速度分布

Fig. 5 は、段上り部下流側の流れの平均速度 U の鉛直方向分布をいくつかの断面について示したものであって、 $x/h_2=0$ および 1.11 の断面を除けば水面近傍の速度は流下方向にはほとんど変化がないのに対し、路床近傍での速度は段上り部上端の直下流に生じる剝離のために $x/h_2=1.11$ で大きな速度欠損が生じるが、流下とともに欠損領域は鉛直方向に広がり、最大欠損速度は小さくなっている。Fig. 6 は、乱れ速度 $\sqrt{w'}$ の鉛直方向分布を示したものであって、 $\sqrt{w'}$ が最大となる位置は路床近傍よりいくぶん水面側にあり、流下とともに最大値は減少し、乱れの大きい領域は水面方向へと広がり、さらに下流側では路床近傍の乱れの方が大きくなり、開水路一様流れの分布へと近づいていく。

Fig. 7 は、レイノルズ応力 $-u'w'$ の鉛直方向分布を示したものであり、乱れ速度と同様、分布形は流下とともに水面方向へ広がり、その最大値は小さくなっていく。

このような速度分布特性は円柱後流のそれと類似しており、ある流下距離までは代表的な長さスケールおよび速度スケールで無次元化することにより、速度分布を記述できるものと予測される。

一般に、2次元円柱後流における基礎式および連続式は、次のように書ける⁹⁾。

$$U \frac{\partial U}{\partial x} = - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} \dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial x} = 0 \dots\dots (2)$$

また後流内の欠損速度分布は次式で表される。

$$\frac{u}{u_m} = f(\eta) \dots\dots (3)$$

ここに、 u : 欠損速度、 u_m : 断面内の最大欠損速度、 $\eta = x/b_{1/2}$ ($b_{1/2}$: 半値半幅) である。式 (1), (2) および (3) と運動量積分式より、半値半幅および最大欠損速度に関する次式が得られる。

$$b_{1/2} \propto x^{1/2} \dots\dots (4)$$

$$u_m \propto x^{-1/2} \dots\dots (5)$$

さらに関数 $f(\eta)$ として Reichardt の式

$$f(\eta) = \exp \{ (-1.25 \eta^2) \} \dots\dots (6)$$

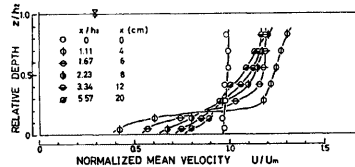


Fig. 5. Vertical distribution of normalized mean velocity in several downstream sections of a step-up, where U_m is sectional mean velocity.

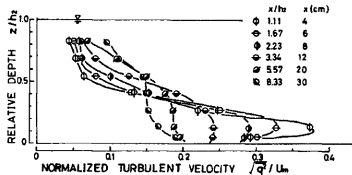


Fig. 6. Vertical distribution of normalized turbulent velocity in several downstream sections of a step-up.

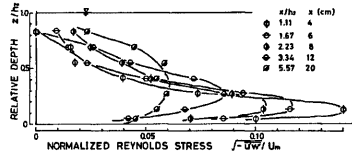


Fig. 7. Vertical distributions of normalized Reynolds stress in several downstream sections of a step-up.

を用いると、レイノルズ応力の分布式として

$$-\frac{u'w'}{u_m z^2} = -\frac{c_2}{2c_1} \eta f(\eta) \dots\dots\dots (7)$$

が得られる。ここに、 c_1 および c_2 は式 (4) および (5) の半値半幅および最大欠損速度に関する比例定数であり、一般に、 $c_1=1.44$ および $c_2=0.34$ が用いられている。

以下においては、段上り部下流側の混合領域の後流としての取扱いの可能性について検討するため Fig. 8 に示される記号を用いるが、混合領域の広がり、すなわち混合領域とポテンシャル・コアとの境界の位置 h_{20} については、平均速度 U の変化が小さくその境界が判別できないため、段上り部における乱れ速度 $\sqrt{q^2}$ と平均速度 U との比 $\sqrt{q^2}/U=0.06$ となる位置とし、そこでの平均速度を U_{20} としている。また式 (6) から欠損速度分布がガウス分布となることが知られているから、Fig. 9 に示されるように欠損速度 ($U_{20}-U$) と位置 z との関係を対数・自乗表示を用いてプロットし、外挿法により $z=0$ での値を推定し最大欠損速度 ($U_{20}-U_{22}$) を得るとともに、 $(U_{20}-U)=(U_{20}-U_{22})/2$ となる z の値から半値半幅 h_{21} が得られる。なお混合領域と底面境界層との境界 h_{22} の位置は明確ではないため、ここでは欠損速度分布がもはやガウス分布に近似し得なくなる位置として h_{22} が求められている。

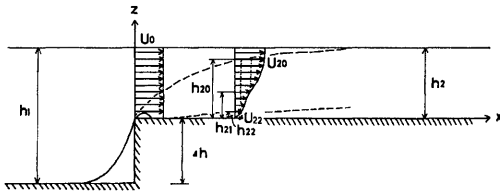


Fig. 8. Definition sketch around a step-up.

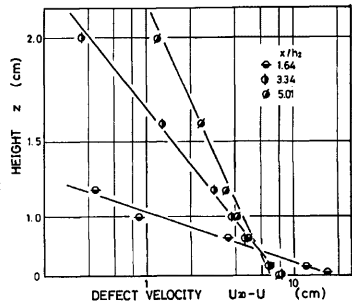


Fig. 9. Relation between defect velocity and vertical height in a mixing region.

Fig. 10 は、このようにして求められる最大欠損速度と乱れ速度およびレイノルズ応力の最大値の流下方向分布を示したものであり、それらはいずれも x の $-1/2$ 乗に比例して減少し、後流理論における最大欠損速度に関する式 (5) と同じ特性を示している。また、Fig. 11 に示されるように h_{20} および h_{21} は x の $1/2$ 乗に比例して増加し、後流幅の広がりに関する式 (4) の適用性がうかがわれるとともに、 h_{22} もまた x の $1/2$ 乗に比例して増加する傾向が見られ、底面境界層が流下とともに発達されることが知られる。

最大欠損速度 ($U_{20}-U_{22}$) および半値半幅 h_{21} を用いて、混合領域における速度の鉛直分布について検討すると Fig. 12~15 のようになる。すなわち、Fig. 12 より、 U の鉛直分布はガウス分布とかなりよく一致することが知られる。また Fig. 13 および 14 より、乱れ速度の鉛直分布は Townsend⁷⁾ が気流において得た 2 次元円柱後流の結果と非常によく似ているが、その値は若干大きくなっていることが知られる。さらに Fig. 15 より、レイノルズ応力分布も理論式 (7) とよく似た形状を示すが、その値は式 (7) に比し若干小さくなっている。

このように、開水路段上り部下流側における混合領域の流れは、後流とかなり類似した特性を示すことが知られる。

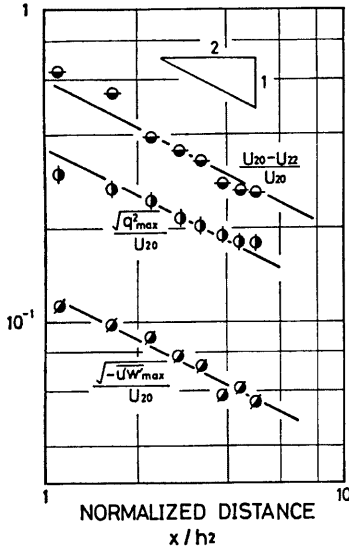


Fig. 10. Longitudinal characteristics of normalized defect velocity, maximum turbulent velocity and maximum Reynolds stress in a mixing region.

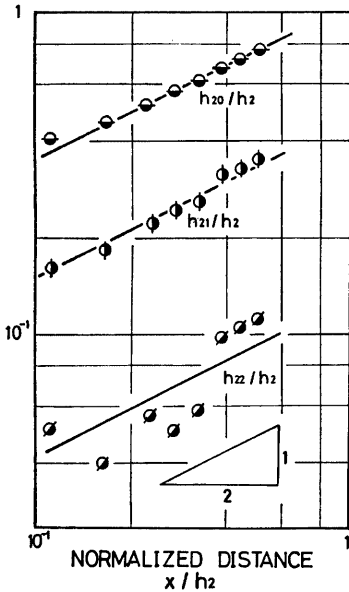


Fig. 11. Longitudinal characteristics of length scale h_{20} , h_{21} , h_{22} in a mixing region.

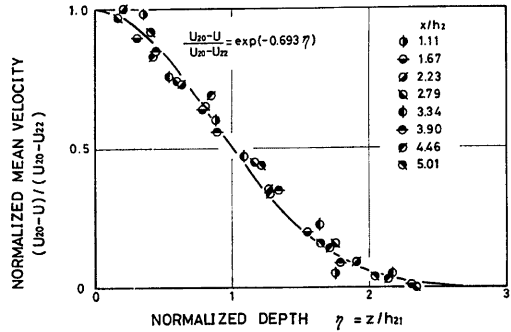


Fig. 12. Relation between normalized mean velocity and depth in a mixing region.

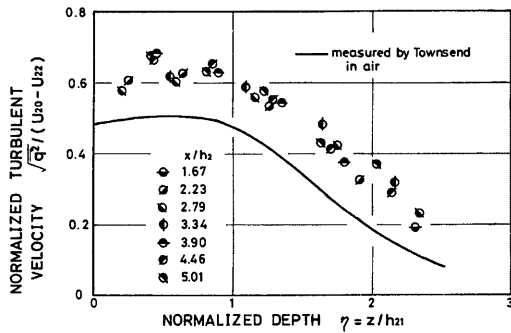


Fig. 13. Relation between normalized turbulent velocity and depth in a mixing region.

一方、Fig. 16 および 17 は、段落ち部下流側の平均速度 U および W の鉛直分布をポテンシャル・コア領域内の表面近傍の平均速度 U_{20} で無次元化したものを示したものであり、剥離域内の計測値は除かれている。図より、 U は流下とともに水面近傍では小さくなるのに対し、路床近傍では逆に大きくなり、全体として速度の鉛直勾配は緩やかになることが知れるとともに、 W の鉛直分布はいずれの断面においても負の値すなわち鉛直下向きの流れが存在することを示しており、上流側路床の延長線 $z/h_1=0$ 付近で極値をもち、水面および路床近傍ではほぼ 0 となる特性を示している。このよ

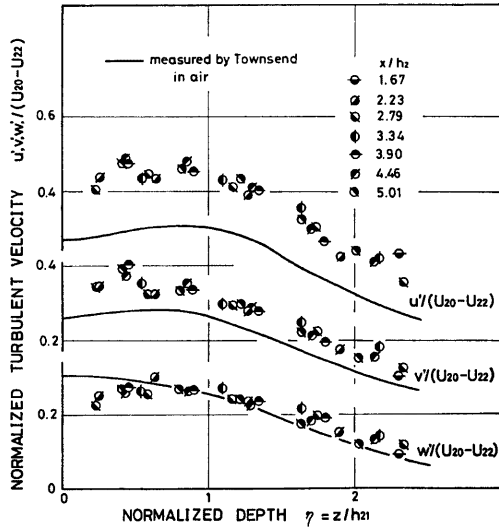


Fig. 14. Relation between normalized turbulent velocities and depth in a mixing region.

うな W の分布特性は U の流方向の変化 $\partial U/\partial x$ と連続式 $(\partial U/\partial x) + (\partial W/\partial z) = 0$ とから推定されるものとも一致する。

また方向成分ごとの乱れ速度の大きさについては、いずれの断面においても $u' > v' > w'$ の関係が成立し、その分布形も相似形となるため、 $\sqrt{q^2} = \sqrt{u'^2 + v'^2 + w'^2}$ により鉛直分布特性について検討すると Fig. 18 のようになる。図より、 $z/h_1 = 0$ 付近で $\sqrt{q^2}$ は最大値を示し、水面および路床近傍で小さくなる凸形の分布形が流下とともに一樣になる様子がうかがえる。

Fig. 19 は、 U の流下方向分布を $z/h_1 = 0.87 \sim 0.97$ の鉛直方向の 7 点について両対数紙に示したものであり、 $z/h_1 \geq 0.20$ において U/U_{s0} が一定となるポテンシャル・コア領域の存在が認められる。なお、その長さ l_p/h_1 は約 5.0 となっているが、平面噴流に関して得られた Albertson ら⁹⁾: 5.20 Miller・Comings⁹⁾: 6.18, Heskestad¹⁰⁾: 5.76~5.90, Mih¹¹⁾: 5.71 などの値と比較すると、本実験値は若干小さい。

Fig. 20 は、乱れ速度 $\sqrt{q^2}$ の最大値 $\sqrt{q_{m}^2}$ 、水面近傍における値 $\sqrt{q_s^2}$ および路床近傍での値 $\sqrt{q_b^2}$ の流下方向特性を示したものであって、混合領域では、 $\sqrt{q_m^2}$ はほぼ一定であるのに対し、 $\sqrt{q_s^2}$ は徐々に大きくなっていく。しかし、発達領域では、いずれの値も流下とともに急激に減少する様子がうかがえる。

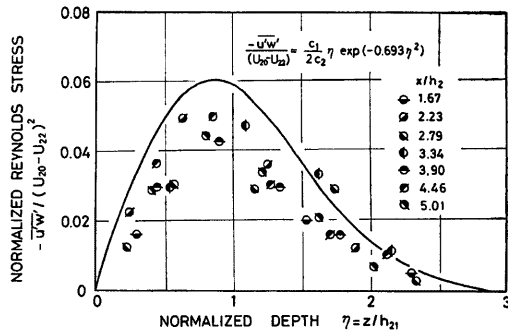


Fig. 15. Relation between normalized Reynolds stress and depth in a mixing region.

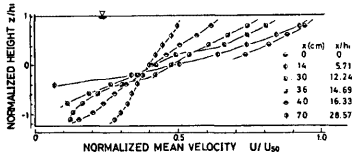


Fig. 16. Vertical distribution of mean velocity U in flow through a step-down, where U_{s0} is mean velocity near a surface in a potential core region.

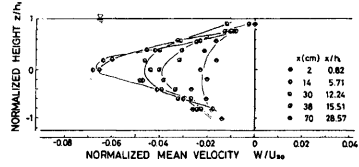


Fig. 17. Vertical distribution of mean velocity W in flow through a step-down.

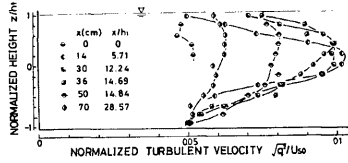


Fig. 18. Vertical distribution of normalized turbulent velocity in several downstream sections of a step-down.

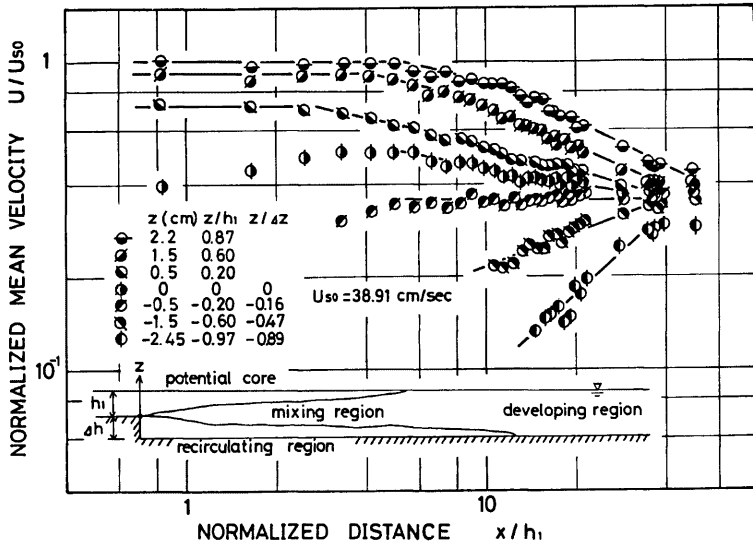


Fig. 19. Longitudinal distribution of normalized mean velocity in flow through a step-down.

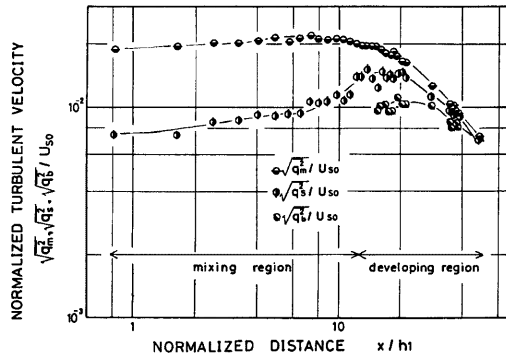


Fig. 20. Longitudinal characteristics of normalized turbulent velocity in flow through a step-down.

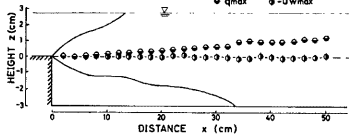


Fig. 21. Longitudinal characteristics of height of maximum turbulent velocity and Reynolds stress in downstream sections of a step-down.

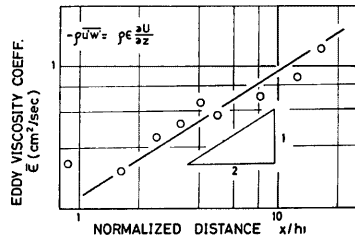


Fig. 22. Longitudinal characteristics of eddy viscosity coefficient in flow through a step-down.

さらに、 $\sqrt{q'_{max}}$ 、 $\sqrt{-u'w'_{max}}$ の最大となる位置の流下方向の変位を示したものが Fig. 21 であり、レイノルズ応力が最大となる位置がほぼ段落ち部上流側の路床延長線上にあるのに対し、乱れ速度のそれは流下とともに水面方向に上昇する傾向が見られる。これは、管路急拡部下流側の流れにおいて、乱れ速度の最大となる位置が流下とともに中心軸方向に変位するという Johnston⁽²⁾ の実験結果とよく類似している。

また、混合領域において $-\rho u'w' = \rho \epsilon (\partial U / \partial z)$ から求められる渦動粘性係数 ϵ は、断面内でのばらつきが大きく、横断面内で一定という傾向は認められなかったが、その断面平均値 $\bar{\epsilon}$ は、Fig. 22 に示されるように流下とともに x の $1/2$ 乗で増加する傾向が見られ、平面噴流における $\epsilon \propto x^{1/2}$ という仮定と同一の特性を示している。

3.2 離脱渦の周期

開水路路床高急変部下流側の再付着点付近における砂の移動や流れにおける乱流構造は、主流域と剝離域との境界面から生ずる渦と密接に関係している⁽³⁾。開水路流れの乱流構造を支配するバースティング現象の発生周期 T_d の推定法として相関係数の減衰過程で生ずる second mild maximum の発生遅れ時間に基づく方法が用いられているが、以下においては同様の手法により路床高急変部周辺における乱れの卓越周期について検討する。

Fig. 23 は、段上り部下流側 $x=4\text{ cm}$ における断面内の4点での流下方向の乱れ速度 u' の自己相関係数を示したものであり、いずれについても顕著なピークが存在が認められる。いま相関係数を繰返し計測し、各相関係数ごとのピークの発生遅れ時間より乱れの卓越周期 T_d を推定し、その鉛直分布を流下方向の5断

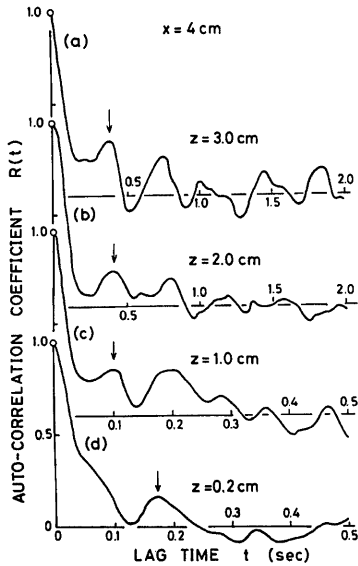


Fig. 23. Auto-correlation coefficient of turbulent velocity in downstream section $x=4$ cm of a step-up.

面について示すと Fig. 24 のようになる。図より、ポテンシャル・コア領域内の T_d は上流の流れの T_d とほぼ同じ値を示しているのに対し、剥離域直下流の $x=2$, および 4 cm における $z=1$ cm での T_d は約 0.08 秒と他の高さにおけるものよりもかなり小さく、段上り部流側に形成される剥離面から生ずる離脱渦に支配されていると考えられる。さらに、 $x=4, 12$ および 18 cm における路床近傍 ($z=0.2$ cm) での T_d は約 0.2 秒であり、流下方向にあまり変化しないことから、段上り部下流側の底面から生ずる新たなパースティングに関するものと考えられる。

このように、段上り部下流側における混合領域内では、上流側から運ばれてくる比較的大きな卓越周期をもつ乱れ、剥離面から生じる小さな周期をもつ渦、路床から新たに生じる乱れなど、種々の卓越周期をもつ乱れが混在していることが知れる。

一方、段落ち部下流側についても同様の方法により T_d を推定し、その流下方向特性を示すと Fig. 25 のようである。図より、 T_d はかなりのばらつきがあるものの流下とともに増加し、再付着点近傍で最も大きくなる傾向をもつことが知れるが、これは2次元鉛直噴流において混合層中の大スケールの渦の周期が流下とともに

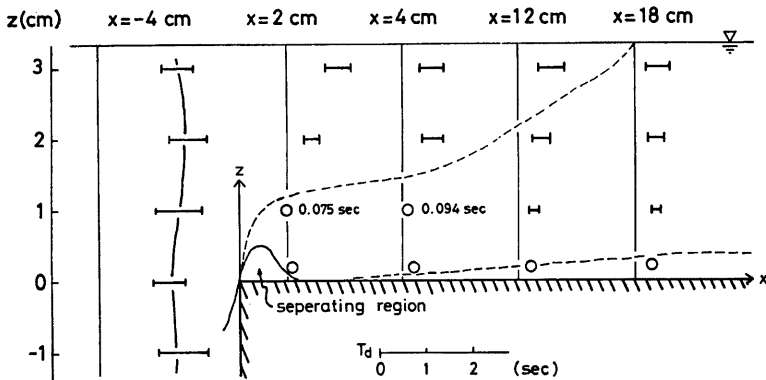


Fig. 24. Vertical distribution of dominant period of turbulence T_d in a mixing region.

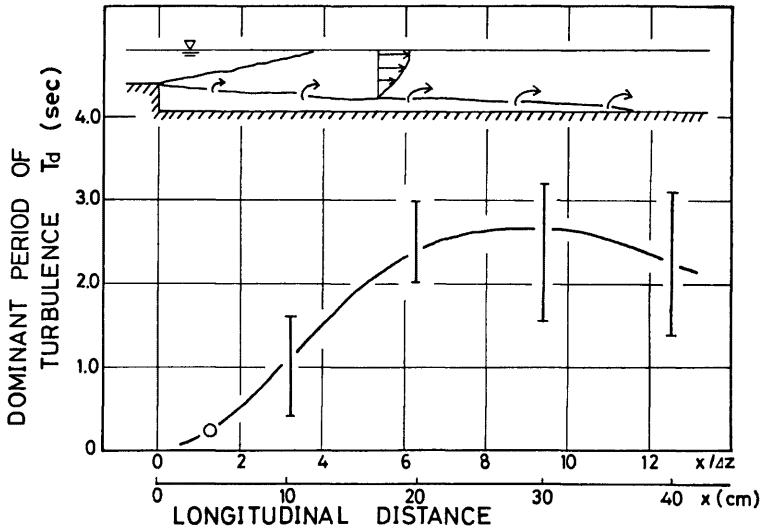


Fig. 25. Longitudinal characteristics of dominant periods of turbulence T_d from a separation region.

段状に変化して長くなるという福岡ら¹⁴⁾の実験結果とよく似ている。

3.3 乱れ速度のスペクトル

Fig. 26(a),(b) は、段上り部下流側の $x=2$ および 18 cm の断面内のいくつかの点における乱れ速度 u' のスペクトルを示したものであって、自由乱流境界層内あるいは開水路急変流についてと同様に¹¹⁾¹⁵⁾、本実験においても $-5/3$ 乗則にしたがう慣性領域の存在が認められるとともに、生成領域 (0 乗則) および粘性領域 (-3 乗則) の存在が認められる。なお、(a) における $x=3.0$ および 2.0 cm はポテンシャル・コア領域内にあり、乱れは小さいためスペクトル密度もかなり小さくなっているのに対し、(b) における測定点はすべて混合領域内にあり、それらは低周波数領域および高周波数領域においても相似性が成り立つものの、スペクトル密度は顕著なピークをもたず、生成領域と慣性領域との間に $f \cdot S(f)$ が一定となる遷移領域の存在が認められる。これは、上流側から運ばれてくる乱れ、剝離面から生ずる渦、路床から生ずる新たな乱れなどの影響によるものと考えられる。

Fig. 27(a), (b) および (c) は、段落ち部下流側の混合領域の (a) $x=4$ cm, (b) $x=20$ cm, 発達領域の (c) $x=40$ cm の各断面内のいくつかの点におけるスペクトルを示したものであって、これらより次の事項が知れる。すなわち、(a) における3つのスペクトルは相似形をなしており、 $x=0.5$ cm の点は混合領域内に、 $x=1.5, 2.0$ cm の点はポテンシャル・コア領域内にある。また、(b) において、水面近傍の3つのスペクトルがほぼ相似形であるのに対し、剝離面近傍の $x=-1.5$ cm でのスペクトルは、低周波数領域で密度が高く、高周波数領域で低くなり、低周波数の乱れエネルギーの大きいことが知れるとともに、この断面内の各スペクトルは、段上り部と同様、大きな遷移領域をもち、この傾向は水面近傍ほど強くなっている。これは、剝離面から生ずる種々の大きさの渦や混合領域内で発生する乱れの影響によるものと考えられる。(c) における3つのスペクトルは、中間および高周波数領域では水面近傍ほど密度は高く、低周波数領域では逆に低くなり、水面近傍のエネルギー逸散が大きくなることが知れる。

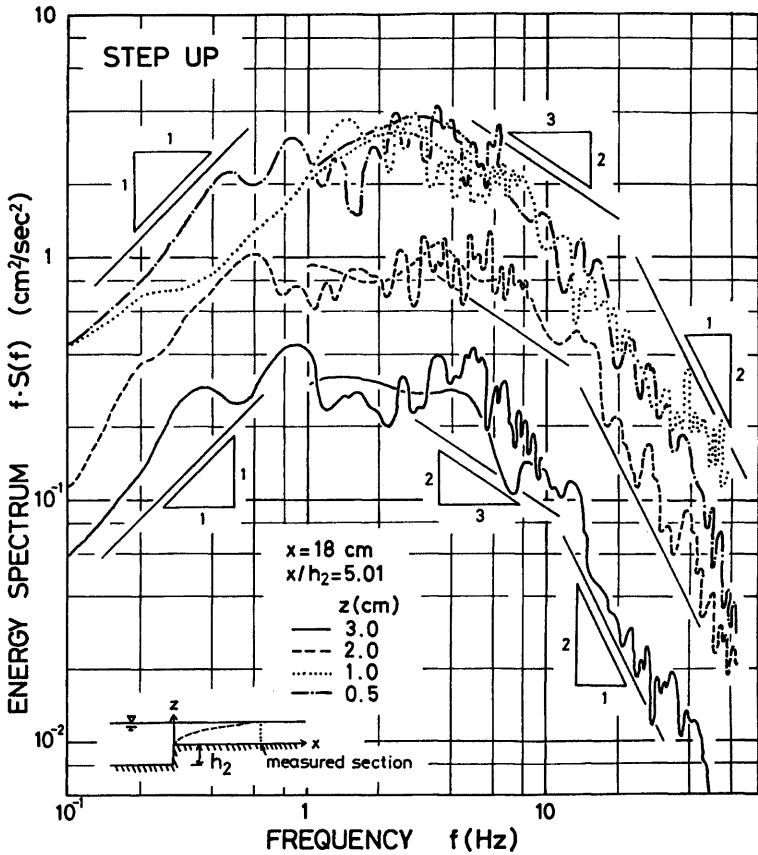


Fig. 26 (b). Spectrum of turbulent velocity u' in flow through a through a step-up.

$$\frac{1}{2} \left(U \frac{\partial q^2}{\partial x} + w \frac{\partial q^2}{\partial z} \right) - \left(-\overline{u'w'} \frac{\partial U}{\partial z} \right) + \varepsilon + \frac{\partial}{\partial z} \left[w' \left(\frac{q^2}{z} + \frac{P'}{\rho} \right) \right] = 0 \quad \dots \dots \dots (8)$$

ここに、左辺第1項は乱れ運動エネルギーの平均流による輸送量 (advection)、第2項はレイノルズ応力による平均流からの乱れエネルギーの生成量 (production)、第3項は粘性応力による乱れエネルギーの逸散率 (dissipation)、そして第4項は乱れのエネルギーの乱れ速度 w' による拡散量 (diffusion) を、それぞれ単位時間単位面積当たりについて表わしたものである。

生成量は、実験結果より得られる平均速度およびレイノルズ応力分布から、また輸送量も平均および乱れ速度分布から算定され、逸散量については、第1報と同様、計測された中間周波数領域のスペクトルに慣性領域の相似則、

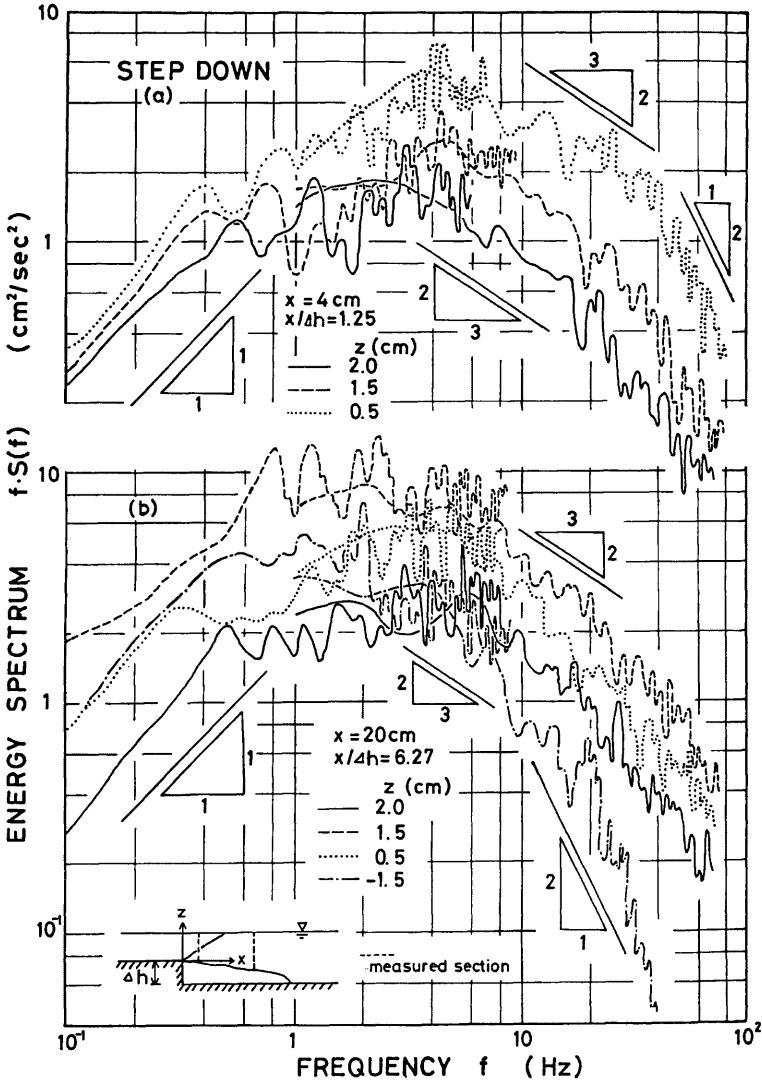


Fig. 27 (a), (b). Spectrum of turbulent velocity u' in flow through a step-down.

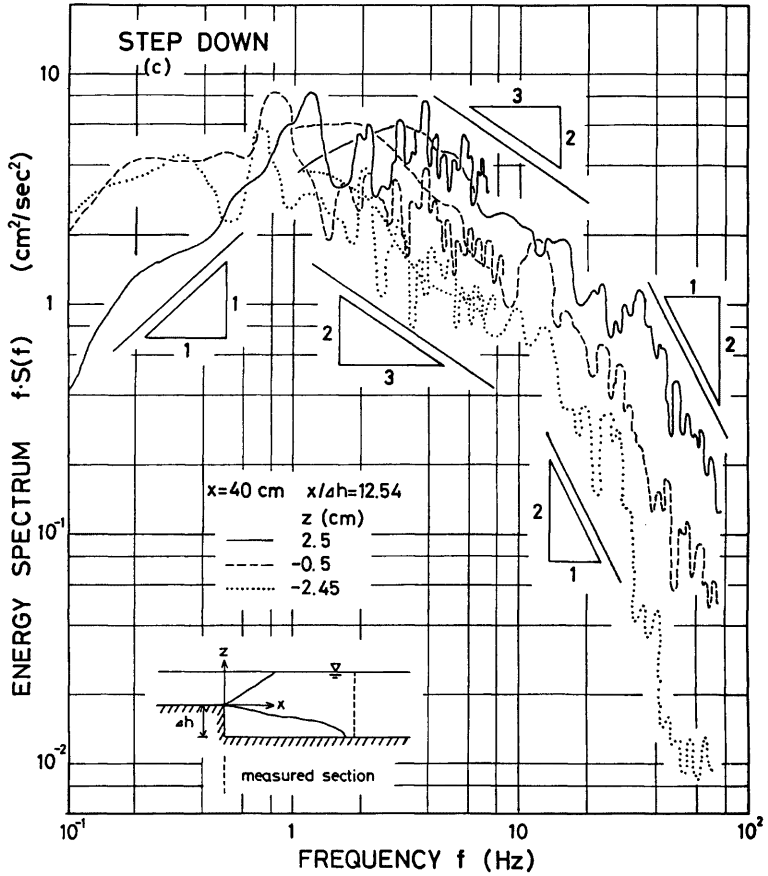


Fig. 27 (c). Spectrum of turbulent velocity u' in flow through a step-down.

$$S(f) = S_z \left(\frac{U_\varepsilon}{2\pi} \right)^{\frac{2}{3}} f^{-\frac{5}{3}} \dots\dots\dots (9)$$

を適用し、スペクトル定数 $S_z=0.47$ を用いて求められる。また、拡散量については、計測により求めることが困難なため、他の3量の残差として算定されている。

段上り部下流側の剥離域近傍においては、乱れエネルギーの生成量は逸散量より多いが、流下とともに生成量は少なくなり、熱へと逸散される量が多くなる。Fig. 28 は代表的な3断面について、乱れエネルギーの輸送量、生成量、逸散量および拡散量の鉛直方向分布を示したものである。輸送量で、 W は U にくらべて、十分小さく評価が難しいため、 $(W/2)(\partial q^2/\partial x)$ の項は無視されている。図より、輸送量は、(a)の断面において、水面側では損失すなわち上流側から運ばれてくるエネルギーよりも下流に運ばれるエネルギーの方が多く、路床側ではこの逆になっていることが知れる。この傾向は (b)の断面においても見られるが、

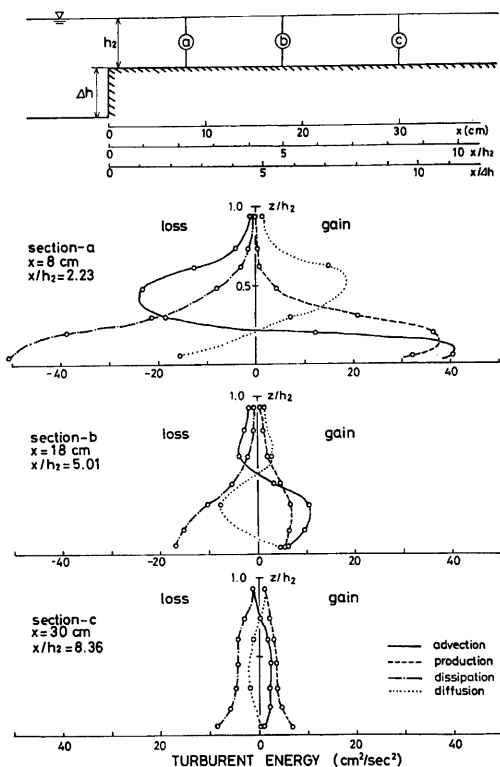


Fig. 28. Vertical distribution of turbulent energy balance in several downstream sections of a step-up.

損失から獲得へと遷移する位置は流下とともに水面方向に移動し、発達領域における(c)では、ほぼ全断面にわたり獲得となる。生成量および逸散量は、どの断面においても水面近傍ではほとんど0で、路床近傍で大きくなるが、(a)の断面より上流側で生成され輸送されてくる乱れエネルギーとともに逸散され、その積分値は生成量より大きくなっていく。また、拡散量は水面側で獲得、路床側では損失となり、路床近傍で生成された乱れエネルギーが乱れによる拡散によって水面方向に運ばれる。

このような乱れエネルギーの各項の混合領域の分布形は、Townsend⁷⁾による2次元後流における実験結果と非常によく似ていることが知れる。

また Fig. 29 は、段落ち部下流側の代表的な3断面における各量の鉛直方向分布を示したものであり、各量の分布形はいずれも段上り部におけるものとよく似ている。また、生成量はどの断面においても水面近傍ではほとんど0であるのに対し、逸散量はポテンシャル・コア領域内にある(a)の断面を除いて、水面近傍でも多くなっており、それらの断面積分値は、剥離域の存在する混合領域においては生成量の方が大きく、発達領域になると逆に逸散量の方が大きくなることが知れる。したがって、これらの特性より、混合領域を生成および輸送領域、発達領域を逸散領域と呼ぶことができる。

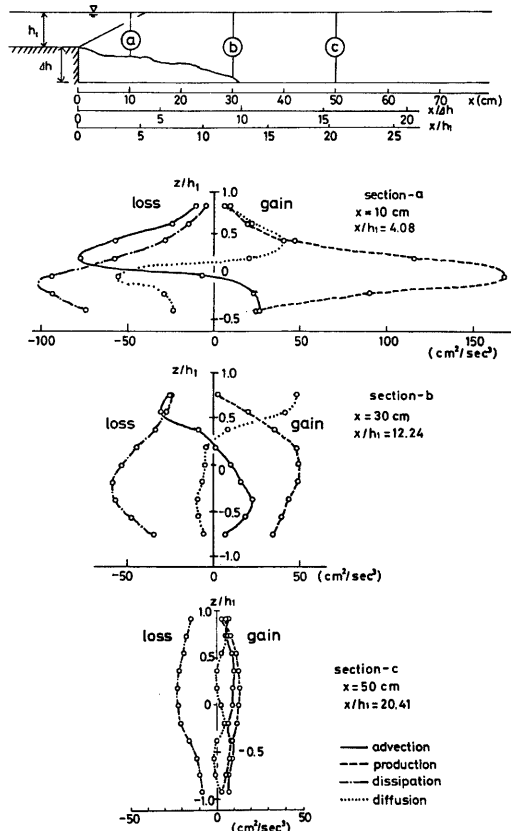


Fig. 29. Vertical distribution of turbulent energy balance in several downstream sections of a step-down.

以上のように、乱れエネルギー収支に関する興味ある結果が得られたが、その特性について、計測誤差や勾配を実測値から求める時の読み取り誤差などのため、量的な信頼性には若干欠けるものの、分布形状や相対的な大きさについては十分表されていると思われる。

4. 底面せん断応力の特性

開水路路床高急変部周辺における流れは、既述のように局所的な変化を呈しており、流れによって河床には局所洗掘および堆積などの変動現象が生じるため、底面せん断応力の大きさや分布形などの解明は重要な問題となっている。

本研究では、段上り部上流側および段落ち部下流側の滑面固定床上の底面せん断応力の平均値および標準偏差を求め、その分布形および流れとの関係について実験的に検討されている。なお、水力条件は Table 1 および 2 に示されるとおりである。

Table 1. Hydraulic conditions around a step-up in bed shear stress measurements.

Step-Up	Δh (cm)	Q (l/sec)	I	h_1 (cm)	h_2 (cm)
Run-1	3.19	6.179	1/200	7.50	2.39
Run-2	2.10	6.179	1/400	6.53	3.47
Run-3	2.10	6.179	1/400	7.17	4.99
Run-4	1.05	6.179	1/400	5.08	3.15

Table 2. Hydraulic conditions around a step-down in bed shear stress measurements.

Step-Down		Δh (cm)	Q (l/sec)	I	h_1 (cm)	h_2 (cm)
Submerged transition	Run-1	2.17	3.399	1/400	2.30	4.77
	Run-2	1.09	2.960	1/800	4.64	5.74
Shooting transition	Run-3	2.17	3.399	1/400	2.12	1.10
	Run-4	2.17	3.399	1/400	2.13	3.46

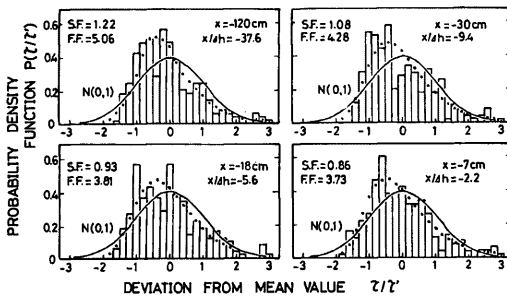


Fig. 30. Histogram of upstream bed shear stress of a step-up.

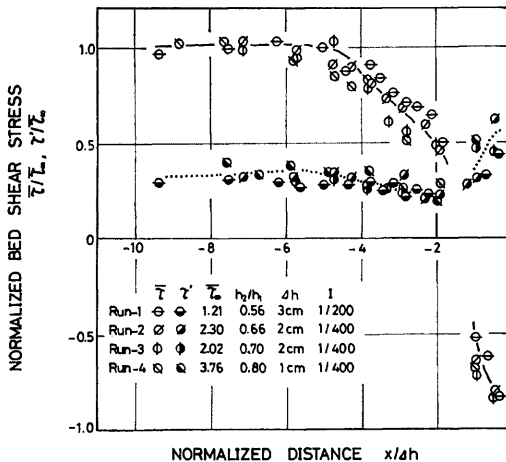


Fig. 31. Longitudinal distribution of normalized bed shear stress upstream of a step-up.

フラッシュ・マウンティング・ブローブは、原理上流れ方向の正逆にかかわらず正電圧しか出力されず、また剝離域内の流れは大きな渦をともしない常に一定方向とは限らないが、路床近傍では常に上流側に向いている領域の存在が知られているので、剝離域内の流れの観察あるいは特性などを考慮して上流方向と考えられるところは負の値として示されている。その値の大きさについては若干の問題があるものの、分布形の特徴はよく示されていると思われる。また、流れの方向が激しく変化する逆流域と順流域との境界近傍の値は、その信頼性が乏しいため削除されている。

Fig. 30 は Run-1 における段上り部上流側の底面せん断応力のヒストグラムの一例を示したものであり、図より、ヒストグラムはひずみ度 $S.F.=0$ 、とがり度 $F.F.=3.0$ の正規分布より対数正規分布に近い形状をしていることが知れるが、流下方向における変化はそれほど顕著でない。

Fig. 31 は、段上り部上流側のせん断応力の平均値 $\bar{\tau}$ および標準偏差 τ' を十分下流側のせん断応力の平均値 $\bar{\tau}_0$ で無次元化して示したもので、どの水理条件においても $\bar{\tau}/\bar{\tau}_0$ は同じような分布形状、すなわち、

流下とともに $x/\Delta h = -5$ 付近から小さくなり、流れの離脱点付近で0となったのち、段上り部前面直下の逆流域で大きな負の値をもつようになる。また、逆流域では τ'/τ_∞ も大きくなることが知れる。

次に、このような底面せん断応力の平均値 $\bar{\tau}$ とその流れとの関係について、摩擦速度 $U_f (= \sqrt{\bar{\tau}/\rho})$ を用いた2次元開水路一様流れにおける平均速度 U の鉛直方向の分布式

$$\frac{U}{U_f} = \frac{U_{f,z}}{\nu} \quad \left(0 < \frac{U_{f,z}}{\nu} \leq 11.6\right) \dots\dots\dots (10)$$

$$\frac{U}{U_f} = A_s + \frac{1}{\kappa} \ln \frac{U_{f,z}}{\nu} \quad \left(11.6 < \frac{U_{f,z}}{\nu}\right) \dots\dots\dots (11)$$

を用いて検討を行う。なお、定数 A_s , κ の値については、 $A_s=5.5$, $\kappa=0.4$ が用いられている。

Fig. 32 は、Run-1 における段上り部上流側における平均速度 U の鉛直分布を、同時計測による平均せん断応力より算定される U_f を用いて無次元化して示したものである。図より、 $x/\Delta h = -9.40$, -4.39 の断面において実測値は粘性底層および乱流域で式 (10), (11) とよく一致するものの、段上り部に接近するにつれ、乱流域の $U_{f,z}/\nu$ の大きい水面近傍で徐々に対数則からはずれていくことが知れる。

一方、Fig. 33 は、Run-1 における段落ち部下流側の底面せん断応力のヒストグラムの一例であるが、段上り部と同様、その流下方向における変化はそれほど顕著でない。

また、段落ち部下流側のせん断応力分布は、流れの遷移状態によってかなり異なるため、常流遷移と射流遷移とに分けて検討する。

Fig. 34 は、常流遷移における底面せん断応力分布を示しており、剥離域内における死水域では τ および τ' はほとんど0であり、再循環域では τ は流下とともに負の値が大きくなるが、再付着点付近では符号が逆転し、 τ/τ_∞ の値がほぼ1になるまで急激に大きくなる。発達領域になると τ/τ_∞ はほぼ1となったまま変化しなくなるが、このような分布形は Bradshaw⁽⁹⁾ や石川⁽⁵⁾ らの実

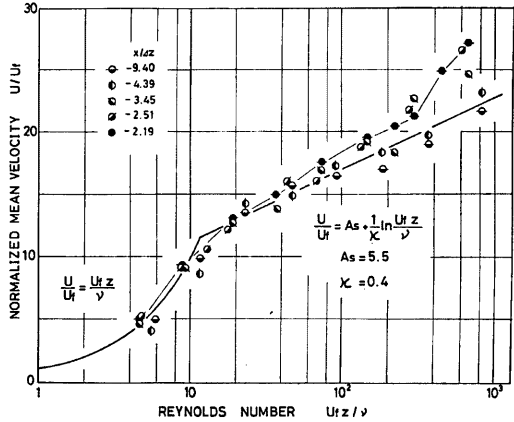


Fig. 32. Relation between normalized mean velocity U/U_f and Reynolds number $U_{f,z}/\nu$ in upstream flow of a step-up.

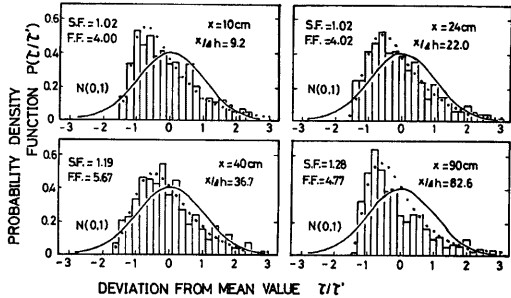


Fig. 33. Histogram of downstream bed shear stress of a step-down.

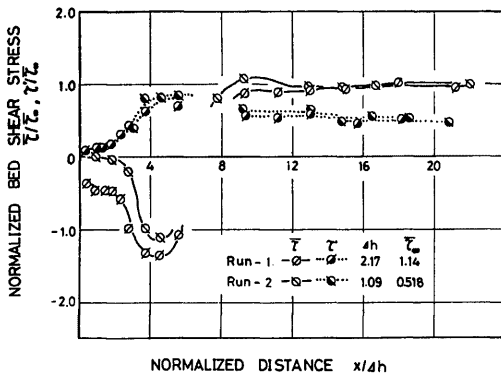


Fig. 34. Longitudinal distribution of normalized bed shear stress under submerged transition flow of a step-down.

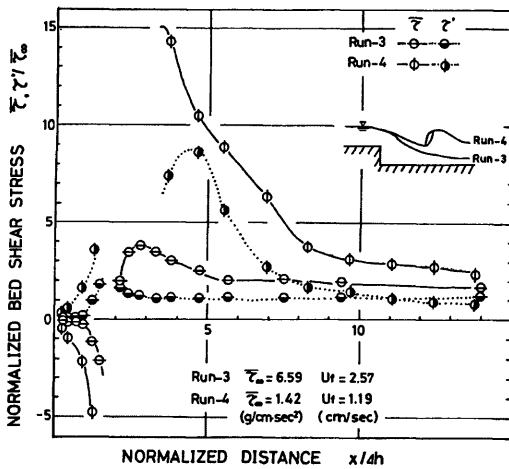


Fig. 35. Longitudinal distribution of normalized bed shear stress under shooting transition flow of a stepdown.

り、どの断面においても実験値は粘性底層内の式 (10) とほぼ一致しているものの、乱流域内における式 (11) とはかなり異なっている。すなわち、 $x/dh=7.34$ の再付着点近傍において、 $U_f \cdot z/\nu$ が小さい乱流域内では U/U_f は小さく、 $U_f \cdot z/\nu$ が大きい領域では大きくなり、流下とともにそれらが式 (11) に近づく様子がうかがえる。

このように、段落ち部下流側の流れと底面せん断応力は粘性底層内においては式 (10) の関係が成り立つものの、乱流域においては式 (11) の関係は成り立たず、今後この領域におけるさらに詳細な検討が必要である。

験結果とも一致する。また、 τ' は再付着点付近で最も大きく流下とともに減少していくことが知れる。

Fig. 35 は、射流遷移で跳水の生じない場合 (Run-3) と生じる場合 (Run-4) におけるせん断応力分布を示したものであり、 $\tau/\bar{\tau}_{\infty}$ は再付着点下流側で大きなピークをもつとともに、1 に回復するにはかなりの距離が必要となる。特に跳水の生じる場合、 $\tau/\bar{\tau}_{\infty}$ の値は跳水位置 $x/dh=4.6$ の少し上流側の水深の最も小さくなる場所で、 $\tau'/\bar{\tau}_{\infty}$ の値は跳水位置で最も大きくなり、それらの値は $\tau/\bar{\tau}_{\infty}=15$ 、 $\tau'/\bar{\tau}_{\infty}=8$ 程度にまで達することが知れる。また、剝離域内では、常流遷移と同様、 τ および τ' がほとんど 0 となる死水域、下流側ほど負の値が大きくなる再循環域の存在が認められ、その値も $\tau/\bar{\tau}_{\infty}=-5$ とかなり大きくなる。

このようなせん断応力分布から、移動床においては、常流遷移の場合、掃流力がある程度大きくなると再付着点より下流側の砂は路床全体にわたって動くのに対し、射流遷移の場合、再付着点直下の下流側において大きな洗掘が生じるとともに砂は下流側に運ばれ堆積するものと予測されるが、これは実際に行われた洗掘実験²⁰⁾ともよく一致している。

次に、段落ち部下流側の発達領域における底面せん断応力と平均速度分布との関係を、常流遷移の場合について、段上り部と同様式 (10)、(11) を用いて比較検討する。Fig. 36 よ

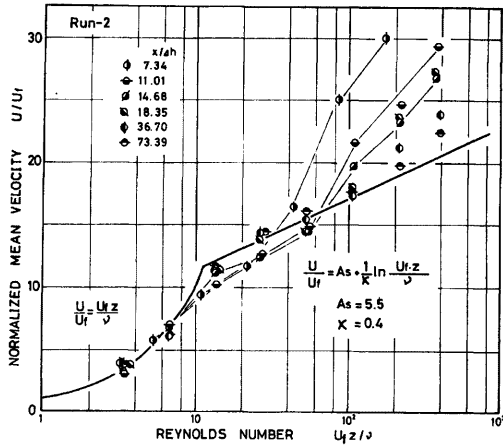


Fig. 36. Relation between normalized mean velocity U/U_f and Reynolds number $U_f z/\nu$ in a developing region of a step-down.

5. おわりに

本研究は、開水路急変流の水力特性を明らかにするための基礎として、路床高の急変する段落ち部および段上り部を対象とし、その周辺における流れの内部構造、底面せん断応力分布などについて実験的検討を行ったものであり、乱流場を含めた内部構造についていくつかの部分が明らかにされている。

段落ち部周辺の水力特性：

- 1) 段落ち部下流側の流れは Fig. 3 に示されるように、その下流側に形成される剝離長 l とポテンシャル・コアの長さ l_p との大小によって 2 種に分類されるが、 $l_p < l$ の流れについては、平均および乱れ速度場、底面せん断応力分布の特性から Fig. 4 のようにさらに詳細な領域に分けることができる。
- 2) 流れが常流遷移の場合、段落ち部下流側に形成される剝離長は、 $\Delta h/h_1$ (h_1 ：上流側水深) をパラメーターとし、 Δh を代表長、接近流の断面平均速度 U_1 を代表流速とするレイノルズ数 $Re_h = U_1 \cdot \Delta h/\nu$ の関数で表わされる。
- 3) 平均速度 W は、どの領域においても鉛直下向きで、上流側の路床延長線上で最大値を、水面および路床近傍で 0 となる分布形をしている。
- 4) 乱れ速度およびレイノルズ応力も、上流側の路床延長線上に最大値をもつ凸形の分布形をしており、最大値の大きさは混合領域ではほぼ一定であるが、発達領域においては流下とともに急激に減少して様な分布に近づくとともに、路床近傍の値が徐々に大きくなってくる。
- 5) 混合領域における渦動粘性係数の断面平均値は、 x の $1/2$ 乗で増加する傾向が見られる。
- 6) 混合領域と剝離域との境界面から発生する離脱渦の周期は流下とともに大きくなり、混合領域には種々の卓越周期をもつ乱れが混在しているものと考えられるため、乱れ速度のスペクトルは、生成領域と慣性領域との間に $f \cdot S(f)$ が一定となる周波数帯の遷移領域の存在が見られる。
- 7) 乱れエネルギー収支の検討により、混合領域では乱れエネルギーの逸散量より生成量の方が多く、平均流 U によって下流へ輸送される一方、発達領域においては逸散量の方が多くなる。
- 8) 段落ち部下流側の底面せん断応力分布は、流れの遷移状態（常流遷移・射流遷移）によってかなり異なる。すなわち、常流遷移において平均せん断応力 $\bar{\tau}$ は再付着点下流側での最大値はほぼ $\bar{\tau}_0$ に等しいの

に対し、射流遷移ではかなり大きな値をもつ。

9) 発達領域における流速分布と摩擦速度との関係は、粘性底層内においては理論式(10)と一致するものの、乱流域では対数則式(11)は適用されない。

以上のように、段落ち部周辺の流れにおける剝離長、平均および乱れ速度場、底面せん断応力に関する種々の水理特性について明らかにしてきたが、発達領域における路床近傍を含めた速度分布式、剝離面からの離脱渦と底面せん断応力および砂の移動との関係、 $l_p > l$ における流れなど、今後さらに幅広い実験を行っていきたい。

段上り部周辺の水理特性：

1) 段上り部下流側の流れは、平均および乱れ速度場の特性より、ポテンシャル・コア領域、混合領域、発達領域に分けられ、混合領域においては、平均および乱れ速度分布、レイノルズ応力分布、エネルギー収支から2次元円柱後流としての取り扱いが可能である。

2) 混合領域には、上流側から運ばれてくる乱れ、剝離面から生ずる渦、下流側路床から生ずる乱れなど、種々の卓越周期をもつ乱れが混在しているものと考えられる。

3) 段上り部上流側の底面せん断応力分布は、流れの状態による差異はあまりなく、その平均値 $\bar{\tau}$ の分布は流下とともに離脱点近傍で小さくなり、剝離域の段上り部直下においては負の大きな値をもつ。また、上流側で認められる対数則分布は、急変部に接近するとともに水面近傍から徐々にはずれていく。

以上のように、段上り部周辺の流れについて、平均および乱れ速度場、底面せん断応力に関する興味ある結果が得られているが、混合領域の円柱後流としての取り扱いにおける普遍性については、段上り高などを変えたさらに詳細な実験的検討が必要であり、また抗力を受ける円柱径 d に相当する長さ、抗力係数、離脱渦の発生周期の規則性など不明な点も多く残されており、今後の研究課題として検討を進めていきたい。

参 考 文 献

- 1) 今本博健・藤井良啓：開水路断面変化部における流れの水理特性について(1)，京大防災研究所年報，第18号B，1975，pp. 657-678.
- 2) 今本博健・藤井良啓・藤井義文：開水路断面変化部における流れの水理特性について(2)，京大防災研究所年報，第20号B，1977，pp. 309-329.
- 3) 芦田和男：開水路断面急変部の水理とその適用に関する研究，京大防災研究所年報，第5号A，1962，pp. 223-251.
- 4) Allen, J. R. L.: Current Ripples, North-Holland Publishing Company, 1968.
- 5) 石川忠晴：断面急変に伴うはく離領域の下流部の流れと底面せん断力について，土木学会論文報告集，第257号，1977，pp. 21-29.
- 6) たとえば，Rotta, J. C.: Turbulente Strömungen, Teubner, 1972, (大路通雄訳：乱流，岩波書店，1975).
- 7) Townsend, A. A.: The Structure of Turbulent Shear Flow, Cambridge University Press, 1965.
- 8) Albertson, M. L., Dai, Y. B., Jensen, R. A., Rouse, H.: Diffusion of submerged jets, Trans. A. S. C. E., Vol. 115, 1950.
- 9) Miller, D. R., Comings, E. W.: Static pressure distribution in the free turbulent jet, J. Fluid Mech., Vol. 3, 1957.
- 10) Heskestad, G.: Hot-wire measurement in a plane turbulent jet, Trans. A. S. M. E., J. Appl. Mech., 1965.
- 11) Mih, W. C., Hoopes, J. A.: Mean and turbulent velocities for plane jet, J. Hydraulics Div., A. S. C. E., Vol. 98, 1972.
- 12) Johnston, J. P.: Topics in applied physics, Vol. 12, Turbulence, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York, Edited by Bradshaw, P., 1976.

- 13) Breusers, H. N. C.: Conformity and time scale in two-dimensional local scour, Delft Hydraulics Laboratory, Pub. No. 40, 1965.
- 14) 福岡捷二・佐藤郁太郎：周囲水の混入に及ぼす組織的渦の役割り，土木学会第32回年講，1977.
- 15) Gibson, M. M.: Spectra of turbulence in a round jet, J. Fluid Mech., Vol. 15, 1963.
- 16) Bradbury, L. J. S.: The structure of a self-preserving turbulent jet, J. Fluid Mech., Vol. 23, 1965.
- 17) Wygnanski, I., Fiedler, H. E.: The two-dimensional mixing region, J. Fluid Mech., Vol. 41, 1970.
- 18) 禰津家久：開水路流の乱流構造に関する基礎的研究，京都大学学位論文，1977.
- 19) Bradshaw, P., Wong, Y. F.: The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer, J. Fluid Mech., Vol. 52, 1972.
- 20) 今本博健・藤井義文・田中一彦：開水路段落ち部下流における洗掘特性について，土木学会関西支部年講，1978.