

開水路段落ちにおける剥離流の乱流構造に関する研究
Turbulent Structure of Separated Step Flow in Open Channel

京都大学工学部 正 員 祢津家久
京都大学工学部 正 員 中川博次
京都大学大学院 学生員 天野邦彦

1. まえがき

再付着点を伴う剥離流れは、一般に流れの断面形状が急変する所で発生する現象であり、剥離渦や逆流域が形成される。剥離渦によって強いせん断層が形成され、せん断応力分布は急変するから、乱れエネルギーの発生率や逸散率は非常に大きくなり、その結果、エネルギー損失は大きく、この内部構造を解明することは工学的に重要である。本研究で対象とする段落ち流れは、剥離流れの典型例であり、堰や水門などの水理構造物周辺や河床波の形成に伴って発生し、水工学の分野で古くから研究されて来た。しかし、段落ち頂部から発生する剥離流は、乱れ変動が大きく、また逆流域を伴うから乱流計測がきわめて困難であり、剥離流の上流・下流を検査面とする流れの一次元解析にとどまり、¹⁾この流れの内部構造には不明な点が多い。

近年のレーザ流速計の開発で、このような逆流域を伴う剥離流の計測が可能となり、研究が本格化してきた。例えば、Etheridgeらは、²⁾段落ち流れをレーザ流速計で初めて計測し、従来よく引用されるRaudkiviのホットフィルム流速計による結果にはかなり誤差があることを指摘した。最近、Cherryら³⁾によって再付着点位置はかなり変動することが発見され、これが組織渦の形成に何らかの寄与を及ぼしていることが予測された。これを開水路流れに適用すると、河床波のクレストから発生する剥離流れが河床に再付着し、土砂の巻き上げやkolk-boil渦の発生原因と予測されるから、剥離流れやこれに伴う逆流域さらには組織渦の動特性を解明することは基礎水理学のみならず、河川工学上でも重要な研究課題である。

本研究は、2成分レーザ流速計を用いて開水路段落ち流れを高精度に計測し、その乱流構造を解明したものである。平均流特性に関しては前報に譲り、⁴⁾本報では剥離流線に沿って形成される最も複雑な高せん断層や再付着点付近の乱流構造を明らかにする。運動量及びエネルギー解析を行い、一次元解析法の妥当性を検討するとともに、せん断応力や圧力分布を解明し、境界層段落ち流れの結果と比較することによって自由水面が及ぼす影響を検討してみる。

2. 実験装置及び計測方法
長さ8 m、幅30 cmの可変勾配型水路の上流端から6.8 m下流の位置に落差高 $H_s = 2$ cmの段落ちを設けた。剥離流の基本的特性を得るために、自由水面の変化が小さい常流を対象とし、 Re 数及び Fr 数を系統的に変化させた(表-1を参照)。特に、ケースST-1、ST-2及びST-3は Fr 数が一定であり、剥離流に及ぼす Re 数や下流水深 h_2 の影響を検討できる。水路中央軸に沿って、下流方向(x 軸)に16断面、鉛直方向(y 軸)に20~27点トラバースして、15mW 偏光2成分レーザ流速計で(u, v)の流速分布を詳細に計測した。逆流域をも計測するために、共通のレーザビームをブラックセルに通して100 KHzの周波数シフトを行った。水流であるためシーディングは不要であり、80%以上の周波数トラッキング率でバースト信号をトラックし、出力信号は300 Hzのローパスフィルターを通したのち200 Hzのサンプリング周波数でA/D変換され、1測点当り10,000個の流速値を統計処理した。

水面形は50 cmごとに計測されたが、後述するように、水面変化が1 mm程度のわずかでも段落ち流れの乱流構造に重要に効いてくることが判明した。本研究では、水面高を高精度に計測しなかったから、水面変化高 Δh を運動方程式を用いてせん断応力分布から算定した。

3. 実験結果の基礎データ及び再付着点特性

Case	h_2 (cm)	U_{max} (cm/s)	U_{m2} (cm/s)	Re	Fr	X_R/H_s
ST-1	5.8	24.3	14.2	8200	0.19	6.3
ST-2	7.9	26.7	17.9	14000	0.20	5.8
ST-3	10.6	29.2	22.1	23400	0.22	5.2
ST-4	7.8	42.5	29.3	22900	0.33	6.4
ST-5	8.1	15.5	10.4	8400	0.12	5.5

Suffix 2 = values at downstream section

表1 水理条件表

3.1 平均流速及び乱れ特性 図・1は、ST-1を例にとり、平均流速 U 、乱れ強度 u' 、 v' 及びレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ を初期断面($x=0$)での最大流速 U_{max} で無次元化した基礎データであり、他のケースでも同様な分布が得られた。⁴⁾平均流速 U は、段落ち頂部まで2次元乱流で成立する対数則によく一致するが、段落ち下流で $y/H_s=1$ に高せん断層を形成し、混合層の挙動を示す。混合層の流速分布であるガウス分布と比較した所、段落ち後、対数則から徐々にガウス分布に移移し、再付着点付近で最もよく一致した。⁴⁾再付着点後は、壁法則が成立する内部境界層が発達し、混合層は抑制される。また、壁面せん断応力 τ_0 は再付着点後ゼロから増加するから、内部境界層はvan Driestの遷移分布となり、対数則に再移行するにはかなりの距離を要することがわかった。⁴⁾なお、Bradshawらの境界層段落ちでは $x/H_s \approx 50$ でも対数則からのずれが認められる。⁵⁾

乱れ強度 u' 、 v' は高せん断層 $y/H_s=1$ に沿って増加し、その後低減する。また、逆流域では $u' \approx v'$ であり、等方化指向が強いことがわかる。一方、レイノルズ応力 $-\overline{uv}$ は再付着点に至る以前で初期断面での値の約5倍にも急増し、その後、 u' に比べて速く低減する。この $-\overline{uv}$ の変化特性は混合層より急激であり、この原因としてBradshawらは再付着点での攪乱が逆流によって上流に運ばれ、剥離域の乱れをより惹起するためであろうと推測した。⁵⁾ Re 数が大きいST-3ほど $-\overline{uv}/U_{max}^2$ が大きくなるのは、後述するように、再付着点距離 x_R が減少することと関連があり、剥離渦と逆流域との複雑な相互作用が予想される。

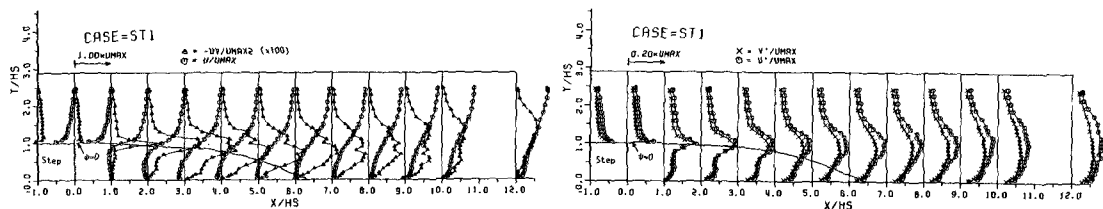
3.2 再付着点距離と順流・逆流の変動特性

図・2は、流れ関数 $\psi \equiv \int_0^y U dy$ の等値線(流線)を示すものである。 $\psi/(U_{max}H_s) > 1.0$ の曲線は河床にほぼ平行であるが、これより小さいと河床側に湾曲し、 $\psi=0$ が剥離流線となり、河床と再付着する位置 x_R が求められる。図・3は、各ケースの再付着点距離 x_R をレイノルズ数 Re に対して図示し、また、可視化法(染料注入法)から得られた値及び他の研究者による従来の値も併示した。^{2), 6)} Re 数が増加すると x_R/H_s は減少してほぼ5に収束するようである。Armalyらは、⁶⁾ Re が 10^4 より小さい空気ダクト流の段落ちでの x_R を流速分布から求めたが、 Re が減少すると x_R は急増し、層流に近づくと乱流より長くなることがわかる。このように、 Re が増加すると x_R は減少し、図・2に見られるように逆流域は小さくなり、また、逆流流量も減少することが特徴的である。この原因は、段落ち頂部から発生・発達する剥離渦が、 Re 数が増加すると激しくなり、逆流域の流体をより連行するためと考えられるが、後述するように、剥離流線周辺の圧力分布も大きな影響を及ぼすから、かなり複雑な現象である。一方、フルード数 F_r が増加すると x_R は増加する傾向にある。本実験では F_r が大きいほど水面勾配 $dh/dx > 0$ は大きかった。いわゆる逆圧力勾配($dh/dx > 0$ のこと)ほど剥離しやすいことを考えると、 dh/dx と x_R とは相関があると考えられ、今後 F_r を幅広く変化させ、詳細に検討する必要がある。

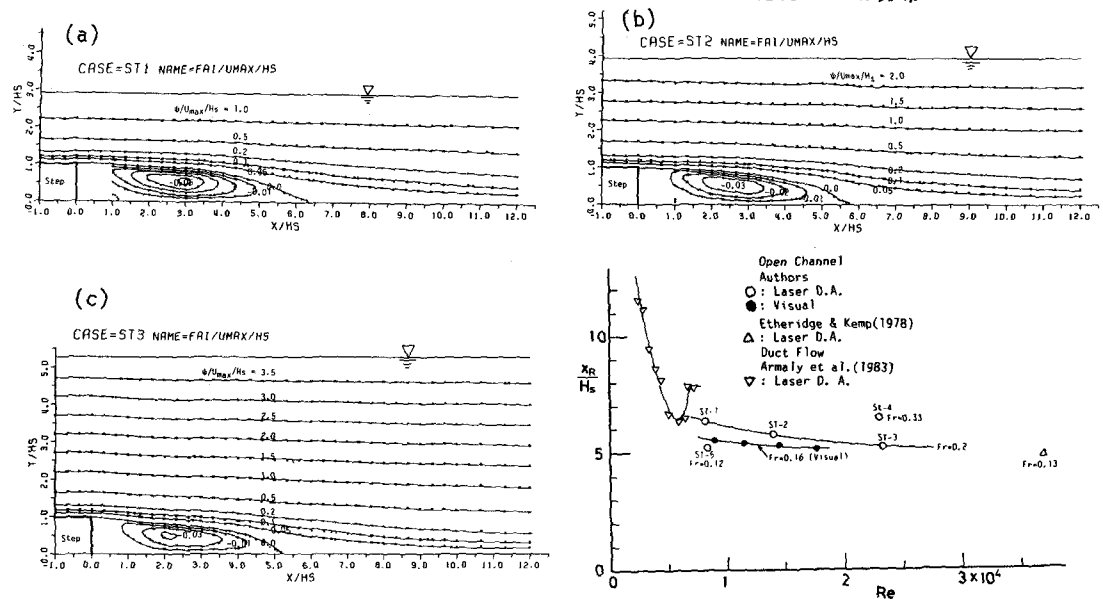
以上の再付着点距離 x_R は平均流速から求められた時間平均値である。しかし、可視化観測でわかるように瞬時の x_R はかなり変動している。これは、流速が順流・逆流と変動し、逆流域が x 方向に伸縮するためである。図・4は、一定計測時間中(50秒間)で逆流となる時間割合を示す逆流率 I_r のコンタである。 $I_r=1$ が完全に逆流($\tilde{u}(t) < 0$)、 $I_r=0$ が完全に順流($\tilde{u}(t) > 0$)であり、 $I_r=0.5$ のとき順流・逆流の時間が等しくなる。再付着点 x_R は $I_r=0.5$ の位置にほぼ等しく、図・2と比較して $I_r=0.5$ の等値線は逆流の流線 ψ の極大値を結ぶ線とほぼ一致する。このことは、瞬間流速 $\tilde{u}(t)$ が $U=0$ に関してほぼ対称に変動することを示す。いま、変動流速が正規分布すると仮定すると、 I_r は次式で与えられる。

$$I_r = \frac{1}{2} (1 - \operatorname{erf}(\frac{U}{\sqrt{2}u'})) \quad (\text{ここで、} \operatorname{erf}(x) \text{は誤差関数}) \quad (1)$$

図・5は、 I_r の実験値を各計測断面 x/H_s に対して図示し、式(1)と比較した。両者の一致は非常に良好であり、この結果は、厚板先端部の剥離流でも見られ、⁷⁾剥離流に共通した特性と考えられる。図・6は、ST-3を例にとり、 y の位置での I_r の分布を示すものである。河床近くの I_r は逆流渦の中心位置 $x/H_s=2 \sim 3$ ではほぼ完全に逆流となるが、それより段落ち近くでは逆に減少し、かなりよどんだ流れになることがわかる。また、 $I_r=0.5 \pm 0.2$ の変動に対して x_R は $\pm H_s$ すなわち段落ち高さ程度伸縮することがわかる。このような再付着点の変動特性は、今後、この付近から発生すると予測されるkolk・boil 渦などの組織渦の解明に重要な知見にな

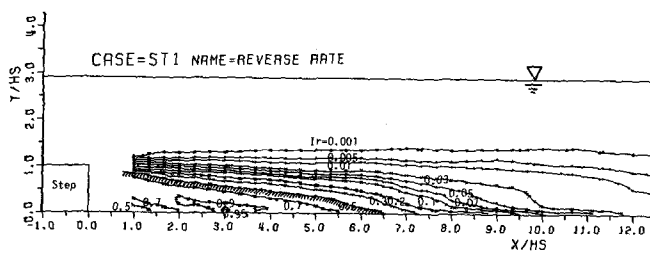


図・1 段落ち流れの平均流速 U ，乱れ強度 u', v' 及びレイノルズ応力 $-\overline{u'v'}$ の分布

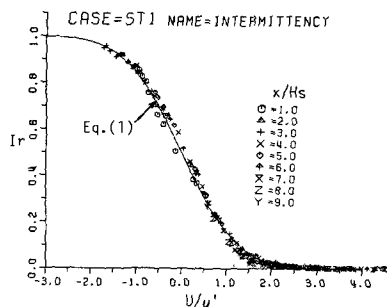


図・2 流線 (流れ関数)

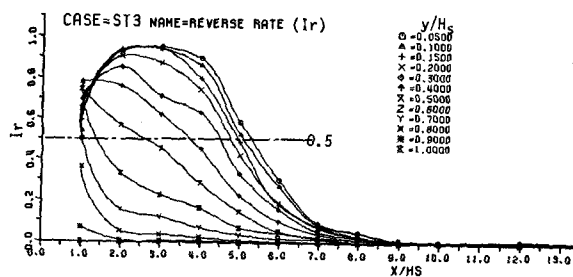
図・3 再付着点距離の変化



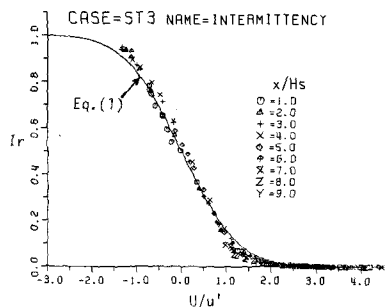
図・4 逆流率のコンター



図・5 逆流率と U/u' の関係



図・6 逆流率の流下方向変化



ろう。

4 剥離流の内部構造

4.1 圧力分布特性 現在の計測技術では、壁面圧力を除いて、流体中の圧力分布を実測することは不可能に近い。しかし、剥離流では逆圧力勾配となり、圧力の果たす役割が大きいと予測されるから、その内部構造を知ることが重要である。水路中央断面で2次元乱流が成立すると仮定し、 y 方向の運動方程式を積分すると、圧力 P が次のように求められる。

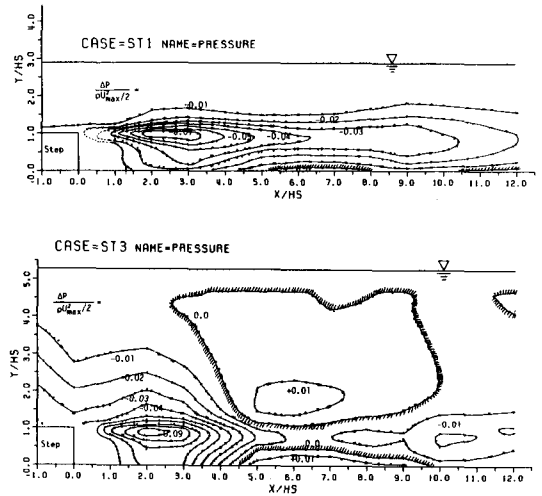
$$\frac{P}{\rho} = \frac{g \cos \theta (h-y)}{S} + \frac{\Delta P}{\rho} \quad (2), \quad \frac{\Delta P}{\rho} \equiv \int_y^h \frac{\partial(UV + \bar{u}\bar{v})}{\partial x} dy + [V^2 + \bar{v}^2]_y^h \quad (3)$$

ここで、 θ = 水路勾配角、 h = 水深である。 S は静水圧分布、 ΔP は流速変化による動圧分布である。 ΔP を計算するには鉛直方向の平均流速 V を知る必要がある。レーザ流速計で実測した V の値と、連続式から $V = -\int_0^y (\partial U / \partial x) dy$ として計算される理論値を比較した所、 $|V|$ の最大値は U_{max} の5%程度と微小であるにもかかわらず、両者はほぼ良好な一致を示した。⁴⁾このことは、従来計測が困難だった V 成分をレーザ流速計できわめて高精度に計測できたことを示すものであり、以下の乱流解析がかなりの精度をもつと結論される。なお、式中の微分操作は、実測値をスプライン曲線で近似して計算を行った。図・7は、実測値を使って式(3)から計算された ΔP を示すコンタである。負圧部($\Delta P < 0$)に斜線を入れた。剥離流線上で最大の負圧が生じ、また、再付着点付近の河床面が正圧を示す点が注目される。後述するように、 ΔP は静圧 S に比べるとかなり小さいが、逆流域で負圧となり、図・2で示す逆流渦が形成されたと理解される。また、水深が大きいST-3では、再付着点位置の水面側に正圧部が存在する。この原因は不明だが、再付着点付近で発生するkolka-boil渦と何らかの関連が推測される。

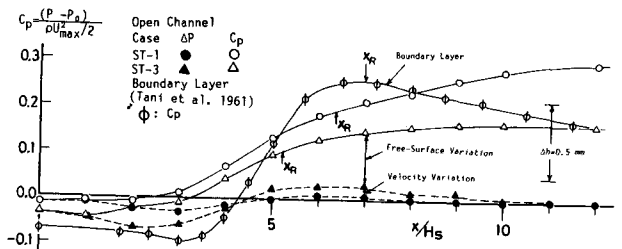
図・8は、底面圧力係数 $C_p \equiv 2(P - P_0) / \rho U_{max}^2$ の x 方向分布である。 P_0 は初期断面での底面圧力であり、 $C_p = 2(g \cos \theta \Delta h + \Delta P / \rho) / U_{max}^2$ となる。ここで、 Δh は初期断面水位($h_1 + H_s$)からの水面変化量である。図示したように、 $\Delta h = 0.5\text{mm}$ のごく微小な水面変化でも C_p の大部分を占めるから自由水面を有する剥離流では水面勾配 dh/dx を高精度に計測することがきわめて重要となる。本研究では、後述するように $-\bar{u}\bar{v}$ の実測からエネルギー勾配 $I_e \equiv \sin \theta - \cos \theta dh/dx$ を求め、 Δh を計算した。 C_p の値は、逆流渦の中心まではほぼゼロで、その後急増し、 $dP/dx > 0$ となる。動圧 ΔP は特に逆流域で重要である。本実験値はTani⁸⁾の境界層の値と同程度であるが、境界層では $\Delta h \equiv 0$ であるから C_p が動圧の結果として生じるのに対し、開水路では水面のわずかな変化が C_p に大きく寄与し、前者に比べてより複雑な乱流構造を形成するものと考えられる。

4.2 せん断応力分布の内部構造

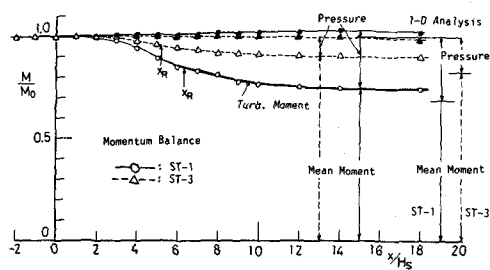
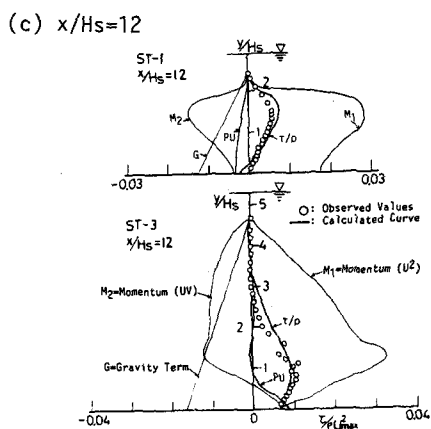
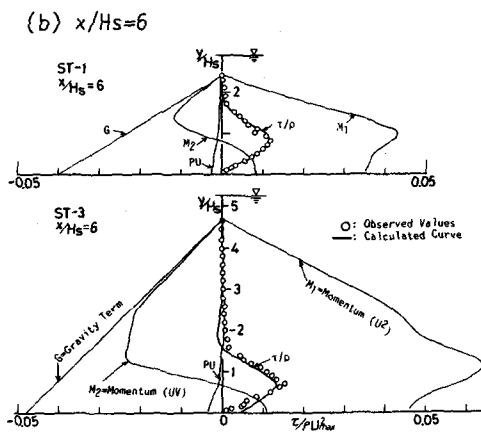
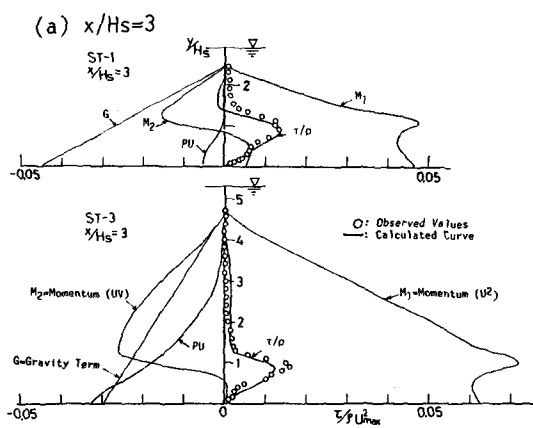
せん断応力 $\tau / \rho \equiv -\bar{u}\bar{v} + \nu \partial U / \partial y$ は、 x 方向の運動方程式と式(2)から次のように求められる。



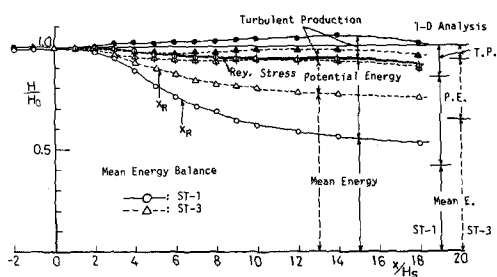
図・7 動圧力分布



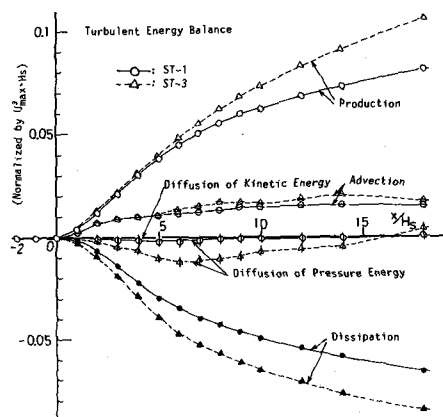
図・8 壁面圧力係数



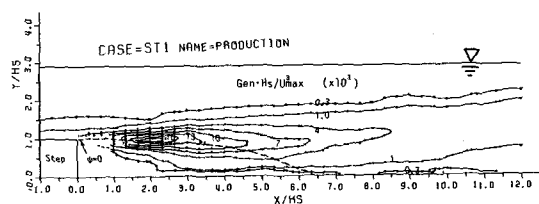
図・10 運動量保存関係



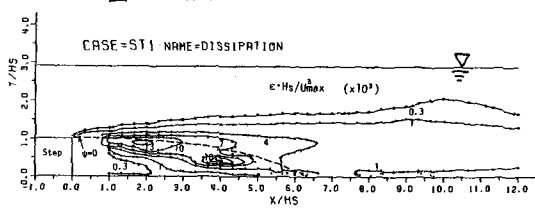
図・11 平均エネルギー保存関係



図・12 乱れエネルギーの収支関係



図・13 乱れエネルギーの発生率



図・14 乱れエネルギーの逸散率

$$\tau/\rho \equiv \underbrace{g I_e (h-y)}_G - \underbrace{\int_y^h \frac{\partial U^2}{\partial x} dy}_{M_1} - \underbrace{[UV]_y^h}_{M_2} - \underbrace{\int_y^h \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{dP}{\rho} + \bar{u}^2 \right) dy}_{PU} \quad (4)$$

2次元等流では $M_1=M_2=PU=0$ となり、せん断応力 τ は重力項 G と釣り合い、直線分布となる。 M_1 と M_2 は平均流速による運動量項、 PU は動圧力及び乱れによる寄与を表す。式(4)を評価するには、エネルギー勾配 I_e を正確に決定せねばならず、本研究では τ の実測値が式(4)と一致するように最小2乗法で I_e を決定した。図・9は、ST-1とST-3のせん断応力分布への各項の寄与を比較検討したものである。検査面は、 $x/H_s=3$ 、6及び12とした。 $\tau/\rho \equiv -\bar{u}\bar{v}$ の実験値には若干ばらつきがあるが、式(4)の理論曲線と良好に一致し、本実験精度が十分に高いといえる。運動量 M_1 、 M_2 及び重力項 G が主要項であり、これらのバランスの結果としてせん断応力 τ が決定されるが、逆流域では動圧力 PU の効果がかなり大きい。このように、レイノルズ応力 $-\bar{u}\bar{v}$ の形成には逆流域の動圧力 dP が重要な役割を果たすと考えられる(図・7)。 M_1 は $y/H_s \sim 1$ まで増大し、最大値に達したのちほぼ直線的に減少する。一方、 M_2 は河床近傍で正となるが、 $y/H_s \sim 1$ 付近で負の最大値に達したのちゼロに減少する。 G は直線変化するから、以上の結果として τ が $y/H_s \sim 1$ で最大値をもち、河床及び自由水面でゼロに減少する特性が説明される。 $x/H_s=12$ の下流となると、式(4)の各項は小さくなるが、重力項 G に比べて運動量項 M_1 、 M_2 の低減は小さい。すなわち、再付着点以降の流速分布が対数則へと再移行する区間では、水面変化は小さくなり、せん断応力は運動量の変化によって大きく左右される。しかし、壁面せん断応力 $\tau_0 \equiv \rho U_*^2$ は式(4)の各項が寄与し、その残差として求められるから運動量式(4)から τ_0 を決定することは困難なことがわかる。⁴⁾

5. 運動量及びエネルギーの変換過程

式(4)を検査面1,2間で積分すれば、次の運動量、平均エネルギー、及び乱れエネルギーに関する保存式が得られる。

$$[M]_1^2 = Vol \cdot g \sin \theta - \int_1^2 \tau_0 / \rho dx, \quad M = \int_0^h (U^2 + (\bar{u}^2 - \bar{v}^2)) dy + \frac{g}{2} h^2 \quad (5)$$

$$[H]_1^2 + \frac{1}{g U_m h} \{ \iint Gen dx dy + \int_0^h (\bar{u}^2 - \bar{v}^2) U + \bar{u}\bar{v} V dy \} = 0, \quad H \equiv \frac{a U_m^2}{2g} + h \cos \theta \quad (6)$$

$$\underbrace{\left(\int_0^h \frac{q^2}{2} \cdot U dy \right)_1^2}_{\text{移流項}} + \underbrace{\left\{ \int \left(\frac{q^2}{2} + p \right) u dy \right\}_1^2}_{\text{拡散項}} = \underbrace{\iint Gen dx dy}_{\text{発生項}} - \underbrace{\iint \epsilon dx dy}_{\text{逸散項}}, \quad q^2 = u^2 + v^2 + w^2 \quad (7)$$

図・10に、式(5)の運動量保存関係を示す。1断面を $x=0$ にとり、水深変化が明瞭になるように $(M - \frac{g}{2} h_1^2) / (M_1 - \frac{g}{2} h_1^2)$ を図示した。 $x/H_s \leq 3$ までは静水圧の増加はほとんどなく、運動量がそのまま維持される。 $3 < x/H_s < 10$ で運動量は急減し、その分が静水圧の増加となる(図・8)。式(5)の右辺の体積力と摩擦力及び乱れの項はほぼ無視できて比力 M は保存されることがわかる。 $(|M - M_0| / M_0 < 0.5\%)$ であった。比力の1次元解析を行うと、

$$\phi^3 - a\phi + b = 0, \quad a = (1 + H_s/h_1) + 2\beta_1 F_1^2, \quad b = 2\beta_2 F_1^2, \quad F_1 \equiv U_m / \sqrt{g h_1} \quad (8)$$

共役水深関係 $\phi \equiv h_2/h_1$ が得られ、 $\beta_1 = \beta_2 = 1.03$ としてこの結果を図・10に示した。 ϕ が流れの最終状態を表わすとする、1次元解析法はかなり妥当なものと結論される。同様に、図・11に平均エネルギーの保存関係を示す。式(6)の第3項のレイノルズ応力による仕事はほぼ無視でき、平均エネルギーの減少は位置エネルギーの増加及び乱れエネルギーの発生 Gen に費されることがわかる。式(8)の1次元解析結果を図・11に示すが、段落ち流れの最終状態をかなり良好に予測している。図・12は、式(7)の乱れエネルギーの保存図である。逸散率 ϵ は u のスペクトル分布から求め、圧力の拡散率は式(7)の残差で示す。発生項と逸散項が主要項ではほぼ釣り合うが、移流項はかなり下流まで減少せず、平均流に比べて乱れの低減は非常に遅い。図・13及び14は、発生率と逸散率のコンタである。乱れは剥離流線に沿って発生するが、その逸散は逆流域で最大となり、この差が移流及び拡散によって起こり、複雑な乱流構造を示している。今後は、圧力速度相関を調べ、組織渦の役割を明らかにしたい。

参考文献

- 1) 芦田和男(1962), 京大防災研年報第5号, pp.223-251.
- 2) Etheridge・Kemp(1978), JFM, vol.86, pp.545-566.
- 3) Cherryら(1984), JFM, vol.144, pp.13-46.
- 4) 柗津・中川・天野(1985), 第3回流れの計測会 pp.111-118.
- 5) Bradshaw・Wong(1972), JFM, vol.52.
- 6) Arnalyら(1983), JFM, vol.127.
- 7) 佐々木・木谷(1984), 機械論文集, 458号.
- 8) Taniら(1961), 東大・航研報告第364.