

水資源開発公団 正員 為沢 長雄
 京都大学 工学部 正員 中川 博次
 京都大学 工学部 正員 柿津 家久

1. まえがき

自然河川は、浸透層を有しかつ移動床粗面を境界としてもつのが普通であるが、この乱流構造を最初から解明しようとするのは理論的・実験的に非常に困難であり、筆者らは不浸透性の滑面及び粗面から始めて、浸透層上の流れへと系統的に研究を進めて来た。一方、この浸透層壁面を通して流体の出入りがあるポーラス乱流の研究は、熱管保護や流れのばく離防止等の実用的な目的から、機械、航空、化学工学などの分野で精力的に行われ、主に平板境界層を対象として多くの成果が得られて来た。¹⁾ その結果、摩擦速度の1割以内というわずかな流体の出入りによってポーラス乱流場は顕著な影響を受け、平均流特性値は不浸透層上のものから変化することが明らかにされたが、²⁾ さらにその物理機構を解明することは乱れの発生の制御方法へとつながる発展的な命題と考える。平均流特性に関する研究に引續いて、本報は、主にその乱れ特性に関して考察しようとしたものである。

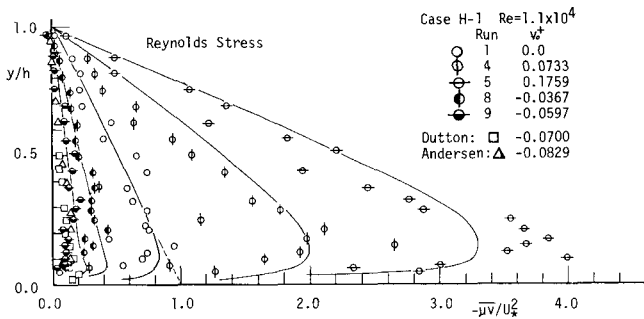
2. 理論的考察

水流の出入り v_0 を境界条件に入れた2次元南水路乱流の運動方程式から次式が得られる。

$$\frac{-\overline{uv}}{U_*^2} = (1 + v_0^+ U^+) (1 - y^+/R_*) - \frac{dU^+}{dy^+} \quad (1)$$

$$\text{ここで、} U^+ = U/U_*, v_0^+ = v_0/U_*, R_* = \frac{hU_*}{\nu}, y^+ = \frac{yU_*}{\nu}$$

平均流速 U^+ の分布が既知であれば、(1) ルズ力分布が式(1)から得られる。筆者らは、混合距離理論から U^+ の実用式を提案し、実験値との良好な一致を示したが、³⁾ これに van



図・1 浸透層上でのレイルズ力分布

Driest の damping 関数を加味して得られた流れ全域の流速分布を用いて、種々の v_0^+ に対する式(1)を計算した。その一例を図・2の実線で示しているが、 v_0^+ のわずかな変化でも $-\overline{uv}/U_*^2$ は大幅に変化し、噴出し($v_0 > 0$)で増加、吸込み($v_0 < 0$)で減少しており、それらの強度が極端に大きくなるとそれぞればく離及び再層流化現象へ移行するものと推測される。壁面近傍を除き、 $-\overline{uv}/U_*^2$ は $\xi \equiv y/h$ (h は水深)に対してほぼ直線変化を示すから、 $-\overline{uv}$ を実測すれば摩擦速度 U_* を評価でき、乱れ特性を平均流特性値を直接介さずに考察できる。³⁾

3. 実験的考察

幅50cm、長さ15mの長方形断面直線水路の上流端から

図・2 相対乱れ強度の分布

9mの下流の位置に、幅41cm、長さ95cm、厚さ1.5cmのポーラス板(粒径約0.7mmのポリステレンの焼結板)を設置し、特別に設計されたタンクを通して様な吸込み及び噴出しの実験を行なった。水深 h は8cmであり、乱れ計測器として1成分及び2成分熱膜流速計が、また v_0 の計測にはオリフス計がそれぞれ使われた。図・1に示される実験の $-\overline{uv}/U_*^2$ は、若干ばらつきはあるが、実線の計算曲線と良好に一致しており、先述の考察の妥当性を裏付けている。また、Dutton (1958)⁴⁾ や Andersen (1975)³⁾ の境界層流での実験値とも良い一致を示している。

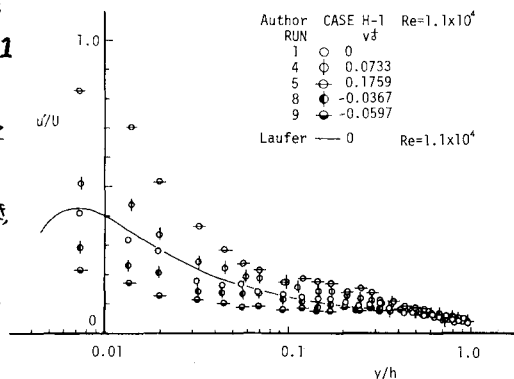


図2に、相対乱れ強度 u'/u の実験値を示した。 $v_0=0$, すなわち不浸透層では、Laufer(1954)⁵⁾ のパイプ流での値とよく一致するが、壁面近くでは噴出しが強くなると u'/u の値は非常に大きくなり乱れ強度は平均流速の大きさに匹敵するようになる。逆に、吸込みでは、小さくなって、木梁方向に一様化する傾向を示している。しかし、壁面から離れるにつれて v_0^+ の効果は弱くなり、自由水面領域では不浸透層上のものとはほぼ一致している。これらの特性から、噴出しによって壁面領域の攪乱渦は激しく浮上し、乱れの発生が助長されるのに対して、吸込みでは逆に攪乱渦が吸込まれ、乱れの発生が抑制されるものと考えられる。図3は、 u'_* で無次元化された乱れ強度を示したものである。噴出しでは、摩擦速度は小さくなり(極端な場合が $u_* = 0$ すなわち、はく離現象である)、吸込みでは大きくなるから、 u'/u_* の分布は、図2に比べて v_0^+ の影響を顕著に受けることになる。すなわち、噴出しでは u'/u_* の変化特性は急激であり、不浸透層上のものよりかなり大きく、特に主流部 ($0.1 < y/h < 1.0$) では著しい。一方、吸込みでは、不浸透層上のものから系統的に小さくなって、流れがき方向にも均質化に向うものと考えられる。さて、不浸透層上で得られた指数型の普通関数⁶⁾ $u'/u_* = A_0 \cdot e^{-k y/h}$ を浸透層上の流れに拡張して実線で図示した。実験値には若干ばらつきが見られるが、ほぼ $u'/u_* = A(v_0^+) \cdot e^{-k y/h}$ で表示されており、このとき $A(v_0^+) = A_0(1 + 0.93 v_0^+)$, $A_0 = 2.3$ であった。また、 v'/u_* 及び w'/u_* でもこの普通関数が良好に適用されて、 A_0 の値をそれぞれ 1.27 及び 1.63 と取れば良く、 $u' > w' > v'$ という壁面乱れの特徴が依然、成立していることが明らかにされた。したがって、木流の出入り率 v_0^+ が既知であれば、ポアス乱流の特性は不浸透層のものからある程度推測される。

次に、F・F・T法(データ数 4096個)によって波数スペクトル $S(k)$ が解析されたが、壁面近傍ほど噴出しで高波数成分が系統的に大きく、逆に吸込みでは小さくなる結果を得た。いま、平均渦径 L_x で規格化した波数スペクトルの一例を図4に示した。この無次元表示では、慣性領域まで v_0^+ によらずにはほぼ普遍的な特性を示し、不浸透層上での Kármán の式 $S(k)/L_x = (2/\pi) \cdot \{1 + (k \cdot L_x / k_0 L_x)^2\}^{-5/6}$, $k_0 L_x = 0.82$ と良好に一致していることがわかり、この式からエネルギー近散率が容易に評価される。⁷⁾ しかし、粘性領域に移ると吸込みほど $S(k)/L_x$ は若干小さく、 v_0^+ の影響を依然として受けることがわかる。図5は、 L_x/h の実験値を示したものであり、壁面近くで噴出しほど渦径は小さくなることが知られる。この特性はミクロスケールでも同様であって、噴出しで壁面近傍の小さな渦が浮上し、乱れが発生しやすくなるのに対し、吸込みでは水面近くの大きな渦が吸寄せられるものと考えられ、今後流れの可視化法からこれらの物理機構を追究して行きたい。〈参考文献〉

- 1) Kay, Int. J. Heat Mass Transfer, 1971, vol. 15.
- 2) 中川, 土木学会論文集, 1976, 72-30.
- 3) Andersen, et. al., J. F. M., 1975, vol. 69.
- 4) Dutton, A. R. C., 1958, R. & M., No. 3155.
- 5) Laufer, NACA, 1954, TR1174.
- 6) 林, 土木学会論文集, 1975, 72-207.
- 7) Nakagawa, et. al., Proc. JSCE, 1975, No. 241.

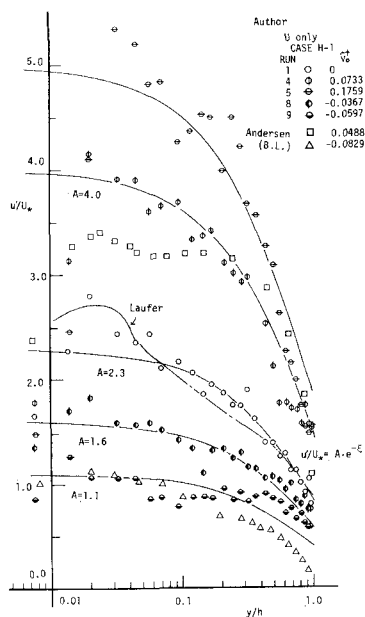


図3 乱れ強度分布

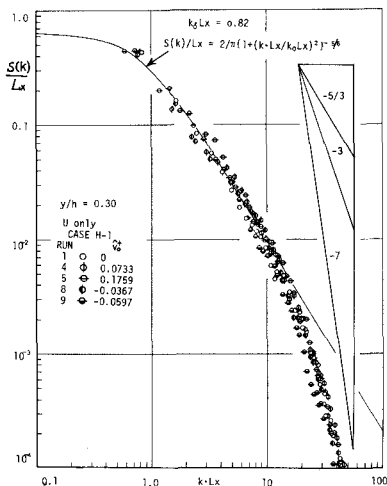


図4 規格化された波数スペクトル

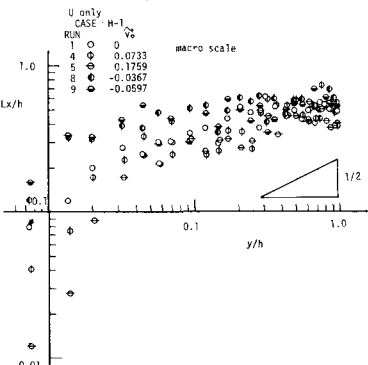


図5 平均渦径