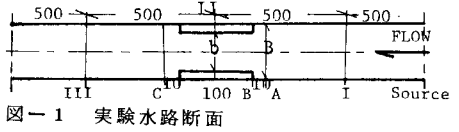
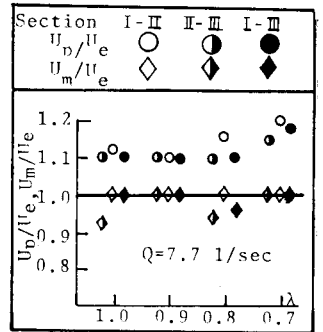


大阪大学大学院 学生員 李 吉 永
大阪大学工学部 正員 室 田 明

1. まえがき; 染料雲の縦分散の解析は一般的にはFick型の保存則に基づくものであり, 一様水路の等流状態における分散係数は摩擦速度と水深の積で表現される. しかし水路途中に急変断面が存在する場合には上流部には剥離域, 下流部には死水域が発生し(以後総称して死水域と呼ぶ), また流れ場が非一様となり, 代表的な流速値の選定にも問題がある. その場合, 分散係数に関しては上流の急縮部と下流の急拡部区間において, どのように変化するか, Fick則が成立する分散域が存在しないのではないか, 急変断面特性によって妥当な分散係数の推定ができるかどうかという疑問もある. こうした問題に着目して, 本報告では可変勾配水路において, 整正断面開水路と急変断面部のある開水路についてメチルバイオレットをトレーサとする分散の実験を行い, 実験結果に基づいて, 主に縦方向分散係数に関して検討した.



2. 実験概要; 幅50cm, 長さ20m, 高さ30cm, 勾配1/5000, 長方形断面水路を用い, 上流端より10m地点に長さ1mの縮小幅の比 $\lambda=b/B$ が0.9, 0.8, 0.7であるような断面変化部を設置し(図-1), 各ケースについて流量 $Q=7.7, 10.7, 14.1 \text{ l/sec}$ の場合につき実験を行なう. 上流端から20cmの断面($x=0$)にトレーサを瞬間面源として投入し, 下流 $x=5\text{m}, 10\text{m}, 15\text{m}$ の3断面で水底から水深の55%の点で濃度の時間的变化をレーザー濃度計により測定した. 流速は超小型プロペラ流速計($\phi=5\text{mm}$)を用いて測定し, 横断方向の時間的平均速度分布は幅方向3cm間隔, 流れ方向6断面に対して測定し, 鉛直方向は水路中心線上において $Q=10.7 \text{ l/sec}$ の λ のこなる4ケースで計測を行った. 死水域の形状は水路床に1cm間隔でメッシュを切り, 注射針でトレーサ溶液を注入し流下の状態より目視でその大きさを決定した.



3. 流速分布; 急変断面の影響によってその断面の上, 下流部に死水域が発生しているため, 図-2はこの死水域を考慮して求めた有効断面平均流速を U_e とし, U_b (ピーク濃度流下時より求めた速度)と U_m (平均濃度流下時間より求めた換算速度)を U_e で無次元化して評価した結果である. 図-2から考えると死水域が存在する場合にも分散係数を求めるため U_e を使ってもよいと思われる. また主流速度の横方向速度分布は図-3に示す如く, かなり顕著な非一様性を示し, その最大流速の位置はケース別に違い, 双頭状が存在する非一様性流速分布を呈する. このような非一様速度分布は分散現象に大きな影響を及ぼすものと推定され, その原因をbottom shearの影響による主流速度の横方向変動及び急変断面の設置より流れ場の特徴と考えて流量別に無次元流速偏差(U'/U_e)の横方向平均値と形状比($\lambda=b/B$)による変化を図-4(a), (b)に示す. ここに流速偏差とは $U=U-U_e$ のrmsである. 断面IIにおいて $\lambda=0.9\sim0.7$ で U'/U_e はすべて増加し, 断面IIIでは λ が小さい程 U'/U_e の値はすべて減少し, 断面IIとIIIの変化傾向は対照的となることがわかる.

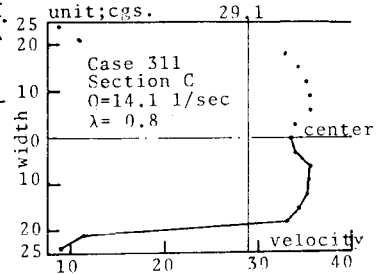


図-3 主流速度の横方向速度分布

4. 濃度-時間曲線; 図-5はFickの拡散方程式を差分化し断面I

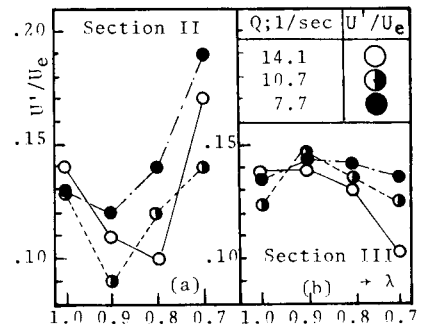


図-4 無次元速度偏差(U'/U_e)と形状比(λ)

この実験濃度を初期値とした断面Ⅲでの濃度-時間曲線の数値解(点鎖線)と実験濃度-時間曲線(実線)とを凡の異なる2つのケースについて比較したものである。また計算値と実験値のピーク濃度発生時刻のズレに注目すれば、 $\lambda=1.0$ (a)の整正断面ではほとんど2つのピークが一致しているのに対し、 $\lambda=0.7$ (b)の急変断面においては実験値のピークが計算値のそれに比べ早くあらわれることがわかる。こうした実験値と一次元的解析による計算値とのズレは横断方向の剪断効果によると思われる。したがって形状比 λ が小さい程急変断面による剪断効果が大きいと言える。図-5 から逆洗部において明瞭な変曲点が現われず死水域内へのトレーサのトラップとはき出しの効果はそれほど大きくはないと思われる。

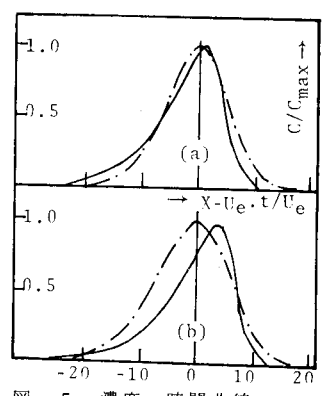


図-5 濃度-時間曲線

5.分散係数：図-6 は実験濃度曲線(より)モメント法($D=\frac{1}{2}Ue^2 \frac{\sigma^2}{\mu^2}$)によって求めた各区間の分散係数と形状比 λ との関係を流量別に示すものである。すべてのケースにおいて無次元した分散係数は下流部(急拡部)が上流部(急縮部)よりも大きくなり、 λ と Q がともに小さい場合それは増加していることがわかる。各区間別(5m)での分散係数は $62 \sim 233 \text{ cm}^2/\text{sec}$ であり、整正断面においてFischer式による $D=120 \sim 229 \text{ cm}^2/\text{sec}$ 、Elder公式では $D=52 \sim 177 \text{ cm}^2/\text{sec}$ である。また実験結果により摩擦因子(摩擦速度 U_{*} あるいは摩擦係数 f)と形状因子 λ を考慮して無次元分散係数の推定方法に対して検討した。基本式はHenry Liu⁽³⁾が自然河川における体積流パラメータ(bulk flow Parameter)を使って展開した方法によるが、本報告では、 $U_* \rightarrow KU'$ 、 $B \rightarrow \lambda B$ とつうようにmodifyし、無次元分散係数として次式を用いる。

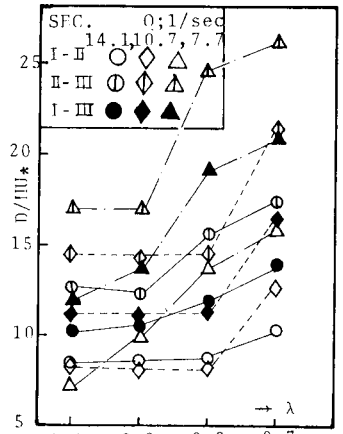


図-6 分散係数と形状比(λ)の関係

$$\Phi = DKU'A / Ue^2 (\lambda B)^3 \quad \text{--- (1)}$$

ここに K はKarman's 定数である。至と $(U/U_e \cdot K/\lambda)$ の相関関係を両対数線に図示した結果は図-7 の如くである。これから実験式に表すると式(2)のようになる。

$$\Phi_0 = 1.051 (U/U_e \cdot K/\lambda)^{2.291} \quad \text{--- (2)}$$

Φ_0 の値は $0.0007 \sim 0.0049$ の範囲であり、すべてのケースの平均値は 0.0014 である。 Φ_0 の平均値を使って求めた分散係数 $D=150 \sim 220 \text{ cm}^2/\text{sec}$ であり、実験値は $D=105 \sim 182 \text{ cm}^2/\text{sec}$ (断面Ⅰ～Ⅲ10m区間)である。また至の平均値を用いた場合の D/HU^* $=5 \sim 8$ であり、Henry Liuの $D/HU^*=9.7$ 、整正断面においてFischer'sの $D/HU^*=11.1$ 、Fischer's 修正式(実験混合距離を使ったとき) $D/HU^*=8.5$ 、Elderの $D/HU^*=5.9$ である。これらの研究結果と比べると実験式の値はElderとFischerの値の間に存在している。このことから考えると急変断面に関して体積流パラメータ解析による分散係数の推定が良好な結果となり、この至はElder方式の α に横方向の流速の非一様性、断面変化の効果を導入した新しい方法である。したがって分散係数の推定には水路の形状因子と流水場の水理特性因子を共に使用することができよう。

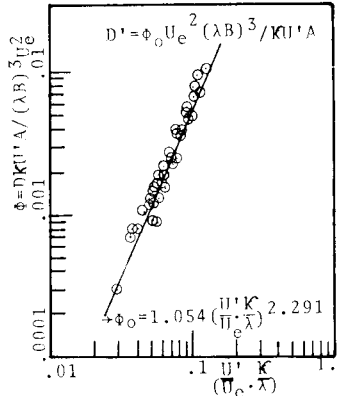


図-7 Φ と $(U/U_e \cdot K/\lambda)$ の相関

参考文献；(1) Elder, J.W. ; J.F.M., Vol. 5, NO.4, May, 1959.

(2) Fischer, H.B. ; J.E.E.D. ASCE, Vol. 101, NO. EE3, June, 1975.

(3) Henry Liu ; J.E.E.D. ASCE, Vol. 103, NO. EE1, FEB. 1977.