

表層噴流界面における乱れの間欠性について

東北大学大学院 学生員 〇武藤 弘
東北大学工学部 正 員 岩崎 敏夫
東北大学工学部 学生員 山本 真雄

1. はじめに 浅塩二層境界面における混合現象は、塩木遡上、選択取水等の問題に関係して、重要な問題である。界面における連行現象に関してはEllison-Turner 以来種々の実験が行なわれてきたが、これらの多くは、連行係数 E と層平均リチャードソン数との関係を求めるものであった。また乱れの測定から、スペクトル解析が重要視されているが、スペクトル形状の論議だけでは、流速場のスケール特性を把握することはむずかしく、乱れの中のコヒーレントな成分を抽出して混合現象に支配的な影響を与えているその特性を把握することが必要である。そこで本研究では、その基礎として、噴流界面近傍における速度変動をホットフィルム流速計により測定し、放出水と周囲水との境界面の変動によって生じる乱れの間欠性を明らかにした。また、乱流域、非乱流域ごとの諸統計値を求めた。

2. 実験方法及び実験条件 実験に使用した平面水槽の概要をFig. 1に示した。塩水は実験水槽内に満たし、放出口より淡水を放出させて行なった。放出口は、5.0 cm × 5.0 cmの正方形断面であり、放出口の上辺より5 mm下方の点を z 座標 O とし、鉛直下向きを正にとり、流程方向に x 軸、両者に垂直に y 軸である。流速変動の測定には、T S I社製 定温度型のHot-Film流速計を使用した。定温度型であるため、塩水と淡水が同温度になってから実験を行なった。実験条件は、Table 1に示す。放レイノルズ数 Re と層平均リチャードソン数の計算には、代表長さとして放出口断面積 A の平方根を用いた。流速データはサンプリングタイム0.01秒、データ数10000個で処理した。密度の判定は、電導度計による塩分濃度の判定値から密度に換算した。

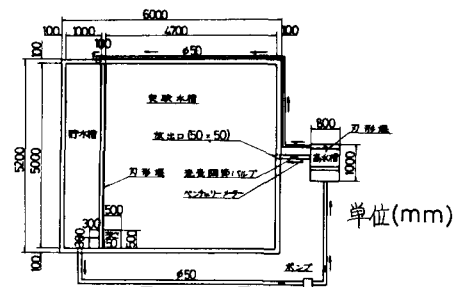


Fig. 1 実験水槽(平面図) 縮尺 1/50

Table 1 実験条件

初期流速	周囲水密度	密度差	Ri_0	Re
U_0 (cm/s)	ρ (g/cm ³)	Δ (g/cm ³)		
20.0	1.010745	0.011014	0.135	7621

3. 実験結果と考察 Fig. 2には、局所リチャードソン数の鉛直方向の変化を示す。後に示す、流速分布と対応させてみると、流速勾配の大きな点とほぼ一致する点にリチャードソン数の急増点が生じており、噴流境界面と考えてよい。境界面の近傍では、乱流域が周囲水を連行して拡大しながら、物流していく。ここでは、自由乱流に特有な間欠性の乱れが生じ、界面の物流が激しく生じているものと考えられる。

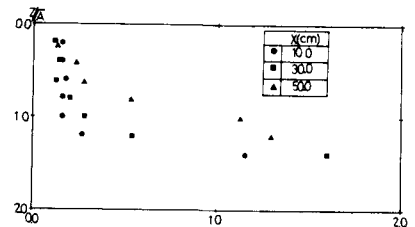


Fig. 2 局所リチャードソン数

噴流軸付近では、単に、流速の変動がみられるのに対し、軸から離れると変動は持続時間が短くなり、間欠的に発生するようになる。そこで、噴流境界領域のある点において、乱流時を1、そうでない時を0とする間欠性関数 I を考える。 I の求め方については、種々の方法が提案されているが、今回は、流速の一次、二次微分を検知関数 S_1 , S_2 とし、しきい値については、自由噴流における間欠度分布形を参考とし、 S_1 , S_2 いずれもがしきい値をこえたとき $I = 1$ とした。 S_1 , S_2 は(1)式のように定義する。平滑時間 t_s はオイラー的な逸散スケール

$$S_1(\partial \Delta t) = \frac{\Delta t^2}{1 + t_s / \Delta t} \sum_{i=j-t_s/2\Delta t}^{i=j+t_s/2\Delta t} \left\{ \left(\frac{\Delta u}{\Delta t} \right)^2 \right\}_i, \quad S_2(\partial \Delta t) = \frac{\Delta t^4}{1 + t_s / \Delta t} \sum_{i=j-t_s/2\Delta t}^{i=j+t_s/2\Delta t} \left\{ \left(\frac{\Delta^2 u}{\Delta t^2} \right)^2 \right\}_i \quad (1)$$

τ_i に等しいとした。 τ_i は流速変動のスペクトルより計算した。Fig.3には同定手順を示す。間欠率 r は間欠性関数 I の平均で表わされる。間欠周波数 F は、単位時間あたりに乱流域あるいは非乱流域の生じる回数でありFig.4に示す。これによると間欠周波数は半間欠点でいずれも最大値をとり、間欠周波数のピーク値は、流速 u が増大すると減少し、乱れの持続時間が長くなることを示す。次に物理量 $Q(t)$ について間欠性関数 $I(t)$ を用いて、乱流域平均 $\bar{Q}(t)$ と非乱流域平均 $\tilde{Q}$ を次のように定義する。

$$\bar{Q} = \frac{1}{I \tau_n} \int_0^{\tau_n} Q(t) I(t) dt, \quad \tilde{Q} = \frac{1}{(1-I) \tau_n} \int_0^{\tau_n} Q(t) \{1-I(t)\} dt \quad (2)$$

速度と乱れ強さについて、乱流域と非乱流域に分離した結果をFig.5に示す。これによると、速度の乱流域平均は、噴流中心部に接近すると全平均に近づく傾向にあり、噴流中心部の特性を保持しているといえ、非乱流域の分布は、噴流外縁へいくと全平均に近づく。Fig.6には、速度変動の確率密度分布形を間欠率 r とともに示す。間欠率 r が1に近いときは、流体が完全に乱流運動をしているので、分布形状は左右対称のガウス分布となっているが、間欠率が減少するにつれて分布に歪が生じ、正の非対称となってピーク値も増大してくる。乱流域での乱れ強さの分布が周辺部で全平均よりも大きくなるのに対応がつく。次に、乱流域、非乱流域ごとの平均的な乱れの持続時間の分布を示す。Fig.7には乱流域、非乱流域ごとの

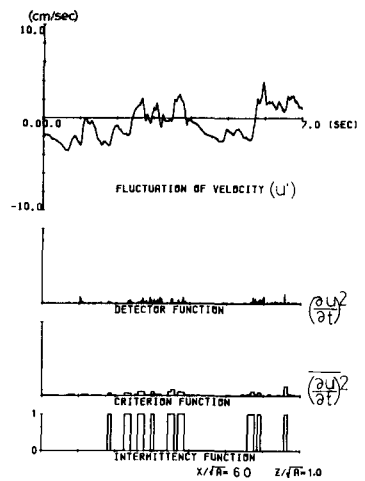


Fig.3 同定手順

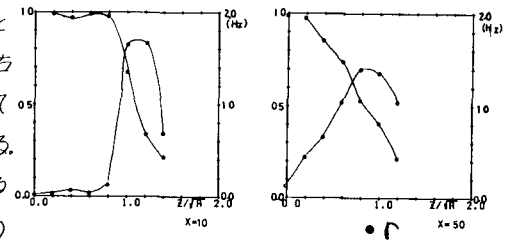


Fig.4 間欠率、間欠周波数

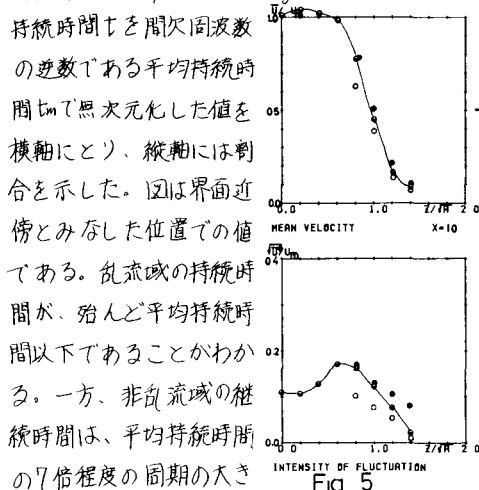


Fig.5

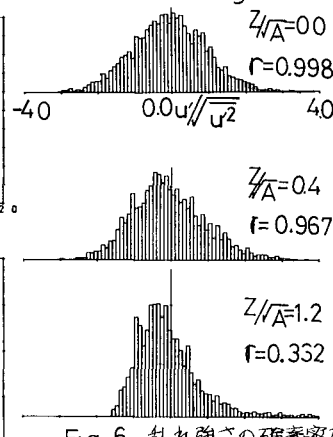


Fig.6 乱れ強さの確率密度分布 ($X/\Delta = 2.0$)

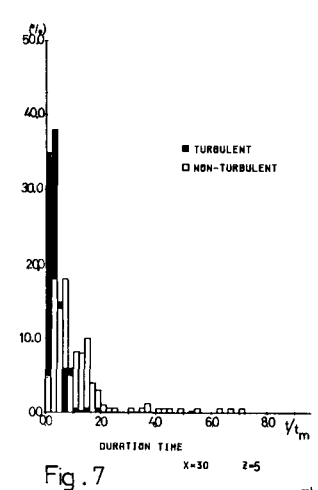


Fig.7

な流れも含んでいる。この持続時間は乱れの時空間的な拡がりを表わすものであり、界面付近では、時空間的に規模の大きな非乱流の塊に、高周波で乱れ強さの大きな渦が重なりあった二重構造をもっていると考えてよい。

4. おわりに 三次元表層密度噴流における乱れ計測から、乱れの間欠性と、乱流域、非乱流域ごとの平均値を算定してみた。これによると噴流域中心から周辺部へいくに従ってしだいに物理量は、周辺部での傾向に一致するようになり、界面近傍では、緩慢な動きで、タイムスケールの大きな渦と、乱れ強さが大きい高周波の変動が間欠的に生じて木質混合を促しているものと考えられる。

<参考文献>

Hedley, T. and Keffer, J. ; J Fluid Mech. (1974) vol 64 part 4 pp. 625 ~ 678