

東北大学工学部 正員 岩崎 敏夫
 八戸高専 正員 田中 博通
 東北大学大学院 学生員 〇武藤 弘

1. はじめに 流速勾配が小さく、乱れ剪断応力が小さい噴流軸近辺においては、Taylorの束結乱流の仮定が成り立つことは田中氏等の実験により確認されている。今回、噴流軸に直角的な断面においての計測から、噴流周辺部においては、流程の増加とともに、乱れの移流速度が局所的平均流速と異なり、た値を示すようになることが明らかとなった。また、このような現象は、当該領域内で卓越している渦のスケール、即ち、乱れの周波数及び乱れの統計量としてのSkewness Factorと関係があることがわかったので報告する。

2. 実験装置及び実験方法 実験は平均水面高が一定に保たれた4.7m×5.0m×0.5mの実験水槽を用いて行なった。放出口は5.0cm×5.0cmの正方形である。座標系は、放出口の中心を原点とし、流下方向にX軸、水深方向にZ軸、それに直角にY軸とした。乱流計測において初期平均流速は23.7cm/secとし、流速測定には熱線流速計(TSI社製)を2本使用し、空間的に1だけ離れた2点(いずれかの軸に平行な直線上に存在)で行なった。得られたX軸方向の乱れから、相互相関係数、周波数スペクトル、フェイズ、コヒーレンス等を求めた。測定点はX=10cm, 30cm, 50cm, Z=0cm, Y=0cmを基点として、X-Y面、X-Z面に存在する。本文では、X-Y面における測定結果について述べる。

3. 実験結果及び考察 Fig. 1~3には噴流軸に沿って放出口より10cm, 30cm, 50cmにおける乱れの移流速度 U_{c1} と局所的平均流速 $\bar{U}$ との比を示した。ここで、 U_{c1}

はX軸に平行な直線上で距離1だけ離れた点での流速データより求めた相互相関係数のピーク値が生じる最適遅れ時間 τ_m で τ を割った値であり①式で表わされる。

$$U_{c1} = \tau / \tau_m \quad \text{---①}$$

X=10cmでは、Yが2.0cmまでは、測定点がPotential core内であるため U_{c1} と $\bar{U}$ は一致している。X=30cm, 50cmでは、 $\eta (=Y/b; Y$ 座標を噴流の半値幅 b で割って無次元化したもの)の増加に伴い、即ち、噴流の周辺部にいくに従って、局所的平均流速に比べ、移流速度が大きくなることわかる。

次に周波数と位相速度の関係を示す。まず時空間相関 $R(r, \tau)$ とクロススペクトル $S(r, f)$ を定義する。

$$R(r, \tau) = \overline{u'(r_0, t_0) \cdot u'(r_0 + r, t_0 + \tau)} / \overline{u'^2} \quad \text{---②}$$

$$S(r, f) = \overline{u'^2} \int_{-\infty}^{\infty} R(r, \tau) \exp(-i2\pi f\tau) d\tau \quad \text{---③}$$

$$S(r, f) = C_0(r, f) + iQ(r, f) \quad \text{---④}$$

④式において $C_0(r, f)$ と $Q(r, f)$ はそれぞれ、クロススペクトルの実部と虚部を表わす。フェイズ ϕ は⑤式で定義され、各周波数成分の位相角を意味し、

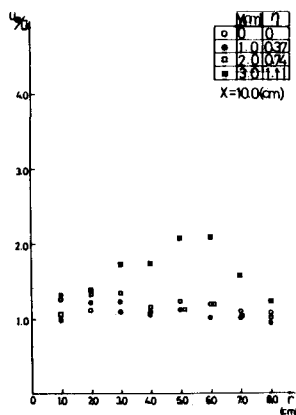


Fig. 1 移流速度 U_{c1} と局所的平均流速 $\bar{U}$ の比

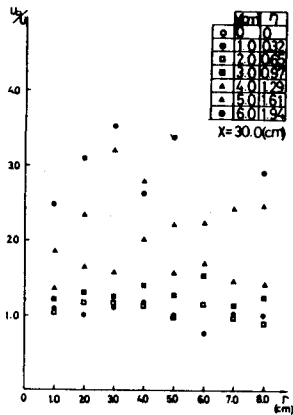


Fig. 2 移流速度 U_{c1} と局所的平均流速 $\bar{U}$ の比

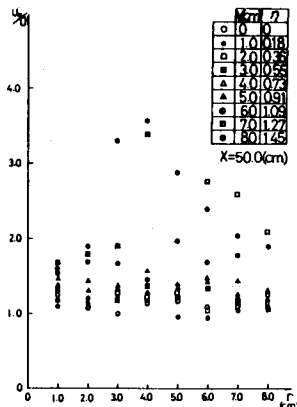


Fig. 3 移流速度 U_{c1} と局所的平均流速 $\bar{U}$ の比

$$\Phi = \tan^{-1} Q(\omega, r) / C_0(\omega, r) \quad -⑤$$

これを $2\pi r$ で割った値は、2つの変動の間の時間遅れを表わす。従って、フェイズより求まる各周波数成分の位相速度を U_{c2} とかくと⑤式のように表わされる。

$$U_{c2} = 2\pi r f / \Phi \quad -⑥$$

Fig. 4~6 はそれぞれ $X=10\text{cm}, 30\text{cm}, 50\text{cm}$ の断面における $U_{c2}/\bar{U}$ を r に対してプロットしたものである。これによると、周波数が小さい場合には平均流速に比べ、位相速度が非常に大きい。周波数の増大とともに両者の比は1に近づく。また流路が小さいほど同じ r に対しては、 $U_{c2}/\bar{U}$ の値はより1に近いといえる。さらに、乱れの位相速度を考慮して求めた平均渦径は、噴流軸直角断面で一様であり、半振幅の約半分であることがわかって²⁾いるが、周波数に関して言えば、噴流軸近辺では、広い周波数帯域にエネルギーは分布し、噴流周辺部では、低周波のエネルギーが卓越している。また流路が増すにつれ高周波成分が減衰し、渦径の増大により低周波のエネルギーが卓越してくる。これから局所的平均流速と位相速度との相異をもたらす一因は周辺部で支配的となる低周波の渦であるといえる。

次に、乱れの統計量である Skewness

Factor (S.F.) について論じる。Fig. 7 は⑦式で定義される S.F. と η との関係を示す。

$$S.F. = \overline{U^3} / (\overline{U^2})^{3/2} \quad -⑦$$

$\eta > 0.7$ 付近でガウス分布 ($S.F. = 0$) からずれが生じが増すと S.F. も増大する傾向がある。Fig. 1~3 と比較すると $S.F. > 0$ 即ち $\overline{U} > 0$ の領域と $U_{c1} > \bar{U}$ なる領域がほぼ一致している。これより位相速度は、乱れの特性値である S.F. に関係しており、このことは Fisher³⁾ 等も指摘している。

4. おわりに 噴流軸付近で成り立つといわれている

Taylor の凍結乱流の仮定は、確立領域内では周辺部で卓越している低周波の渦の挙動と S.F. で表わされる乱れの変動の

影響で $\eta > 0.7$ 付近から成り立たなくなることがわかった。従って、Euler 的計測法に基づき、局所的平均流速を利用した Euler 的渦径は、空間相関係数を積分することにより得られた Lagrange 的渦径に較べて過小評価されることになり、再考の余地がある。また、局所的平均流速を用いた波数スペクトルへの変換等には問題があると考えられる。

<参考文献>

- 1) 岩崎、田中、江塚；表層水平自由噴流の時空相関について、第 34 回年講，P.P. 265~266 1979
- 2) 岩崎、田中、武藤；表層水平自由噴流の空間特性について 東北支部技術研究発表会，P.P. 57~58 1981
- 3) Fisher, David ; Correlation measurements in a non-frozen pattern of turbulence pp. 97~116 1963

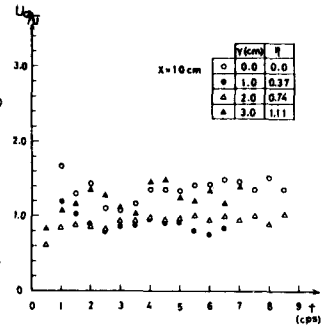


Fig. 4 乱れの周波数と位相速度の関係

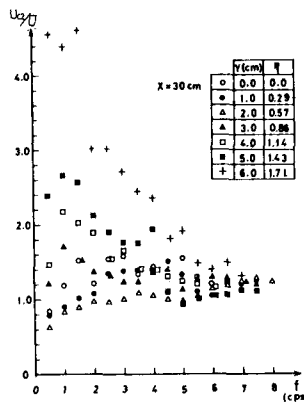


Fig. 5 乱れの周波数と位相速度の関係

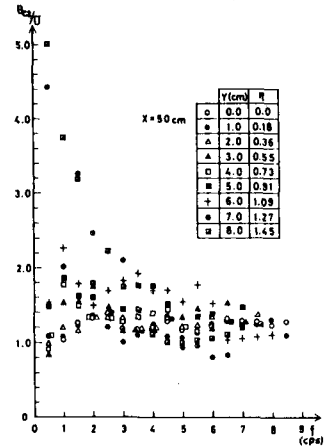


Fig. 6 乱れの周波数と位相速度の関係

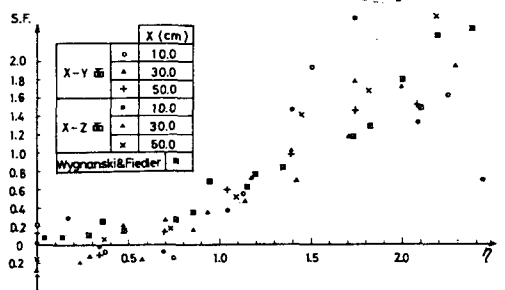


Fig. 7 Skewness Factor (U)