

2次元噴流の組織立った渦構造について

京都大学工学部 正員・祢津家久, 住友金属工業 正員・北村卓也
 京都大学大学院 学生員・中川雅夫, 茶林一彦

1. まえがき 噴流のポテンシャル・コア領域において大規模でかつ組織的な渦運動が存在し、噴流の水理特性に様々な影響を及ぼしていることが従来の研究により指摘されている。¹⁾ 本研究は、この大規模渦運動に注目し、種々の水理条件による変化を実験的に考察すると共に、渦運動機構が噴流の水理特性に及ぼす影響について考察するものである。

2. 実験方法 噴流は、長さ350cm×幅300cm×深さ22cmの拡散水槽内に設置された整流箱から、水平方向に放流された。噴流放流孔は2次元ノズル状であり、ノズル長さ L 、ノズル幅 B 、及び初期放流流速 U_0 を系統的に変化させた。実験条件を表1に示す。表1. 実験条件表

可視化実験では、ノズル出口中央に白金線を水平に張り、水素気泡を発生させて流れの可視化を行った。可視化された流れは16mmツネカノウで連続撮影された後、フィルム解析器で解析された。次に、点計測実験のPB-3では、3mm径プロペラ流速計が用いられ、速度変動が電算処理された。

CASE NUMBER	NOZZLE LENGTH L (cm)	NOZZLE WIDTH B (cm)	INITIAL AVERAGE VELOCITY U_0 (cm/sec)	INITIAL MAXIMUM VELOCITY U_{0m} (cm/sec)	REYNOLDS NUMBER WITH U_0 Re_{U_0}
A-1	4	2.030	3.73	3.30	217.2
A-2	4	2.030	7.50	7.36	434.4
A-3	4	2.030	11.79	12.18	692.6
B-1	12	2.065	3.37	3.76	219.6
B-2	12	2.065	7.86	8.65	483.5
B-3	12	2.065	11.86	12.56	715.6
C-1	64	1.899	3.37	4.37	253.5
C-2	64	1.899	8.07	10.03	465
C-3	64	1.899	12.09	15.37	717
D-1	128	1.860	16.14	20.38	938
D-2	128	1.860	32.28	40.76	1876
D-3	128	2.000	12.18	16.70	727
E-1	64	5.790	4.09	6.31	271
E-2	64	5.790	8.17	12.61	542
E-3	72	2.065	11.51	11.59	716

3. 渦発生周波数 写真①～③は、それぞれ実験ケースB-1, B-2, B-3の可視化結果を示すものであり、噴流のポテンシャル・コア領域に大規模でかつ組織的な渦運動の存在が確認される。渦の発生は、噴流と環境水との速度差によって生じるせん断応力に起因すると考えられる。ここで、渦発生周波数 f と噴流の初期軸上流速 U_{0m} との関係を図1に示す。

ここで、渦発生周波数として、各実験での渦の通過周波数が最大となる断面を選び、その断面での渦通過周波数を採用した。図1より、ノズルが長く噴流出口における境界層厚さ δ が $\delta \approx \frac{B}{2}$ となった時には $f \propto U_{0m}$ となり、ノズルが短か、噴流出口における境界層厚さ δ が $\delta \ll \frac{B}{2}$ となった時には $f \propto U_{0m}^{3/2}$ となることがわかる。これは、佐藤の点計測結果²⁾と一致し、また、自由混合層流においても、その境界面の速度変動の周期は $f \propto U_{0m}^{3/2}$ となることが指摘されているが、このことから本研究結果の妥当性が示唆される。すなわち、噴流出口において境界層が薄い場合には、放流孔近傍の噴流はほとんどポテンシャル流によって占められ、そのため、噴流の境界面は噴流軸を挟んで対称な位置に存在する2つの別個な自由混合層に置き換えられる。したがって、ノズルの短い場合には、渦の周波数は U_{0m} の $\frac{3}{2}$ 乗に比例する。このように渦発生周波数

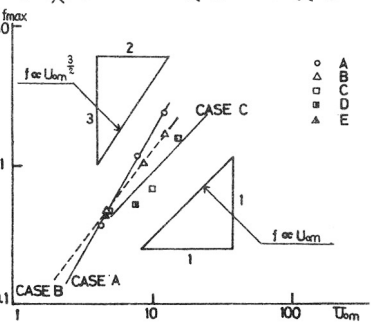
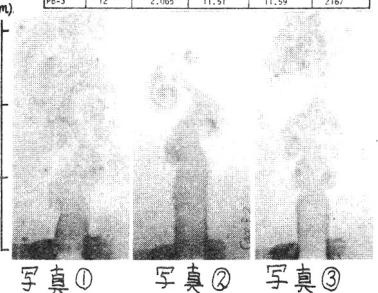


図1 渦発生周波数

図1 渦発生周波数

は、流速の他に噴流放流孔における初期境界層厚さにも支配されている。一方、ノズル内流れの境界層厚さは、流下距離 x , 断面平均流速 $U_0 = \frac{Q}{A}$ で表わされるパラメータ $E \equiv 4\sqrt{x/B} \cdot U_0$ によって支配されている。³⁾ このため、 $Re_E = \frac{1}{E} = U_0 \cdot \left(\frac{B}{4x}\right)^{1/2}$ なるレイノルズ数を新たに定義し、ストローハル数 $St \equiv fB/U_0$ との関係を図2に示した。これより、 $B=2\text{ cm}$ のケースにおいて、 $E^2 \geq 0.015$ の領域では $St \approx 0.25$ の一定となり、 $E^2 < 0.015$ の領域では $St \propto Re_E^{-1/2}$ となることが示される。佐藤は、ノズル出口で境界層が完全に発達した場合には St 数が一定になると指摘したが、本研究結果は佐藤の値によく一致する。しかし、本研究では、写真①～③に示した噴流の変動パターンによる St 数の変化は観察されなかった。なお、 $E^2 = 0.015$ の境界層厚さは、ノズル幅 B で無次元化すると $\delta/(B/2) = 0.66$ である。況に、図3は境界層の運動量厚さを用いて表示した St 数と Re 数の関係である。この結果も佐藤の結果とほぼ一致している。

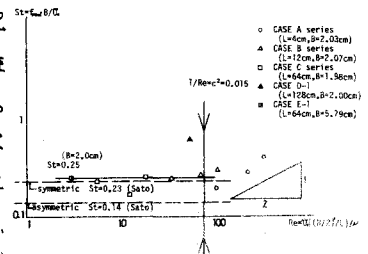


図2 St 数特性 ($St = fB/U_0$)

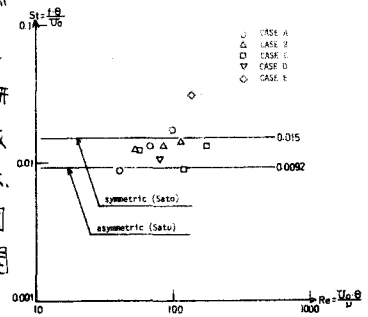


図3 St 数特性 ($St = f\theta/U_0$)

4. スペクトル分布 図4は実験ケースPB-3について、 $X/B = 3.5$ の断面でのスペクトル分布を示す一例である。噴流軸上のスペクトル分布に $f=1.2\text{ Hz}$ の近傍で卓越周期が存在し、噴流軸において何らかの組織的な流速変動が存在が示される。実験PB-3 とほぼ同じ水理条件を持つ可視化実験のB-3では、 $X/B=3.5$ における渦の断面通過周波数は 1.65 Hz であり、スペクトル分布の卓越周波数 1.2 Hz に比較的近い値となっている。このことから、 $X/B=3.5$ 断面でもはや渦運動の影響が噴流軸まで及ぶものと考えられる。実験B-3では $X/B=3.5$ 断面での渦の通過位置 Y は $Y \approx B/2 = 1\text{ cm}$ であるが、プロベラ流速計の位置が渦に近づくに従って卓越周波数が噴流軸での値の約2倍に高周波移行することが観察された。この現象に関して、実験B-3の可視化写真を検討した結果、図5のようなモデルが考えられる。すなわち、計測点が渦に近づく、渦の回転の影響及び噴流の高速部が縮張してグループBが環境水部に出るために、流速変動の周期は渦通過周期の $1/2$ になることが説明できる。

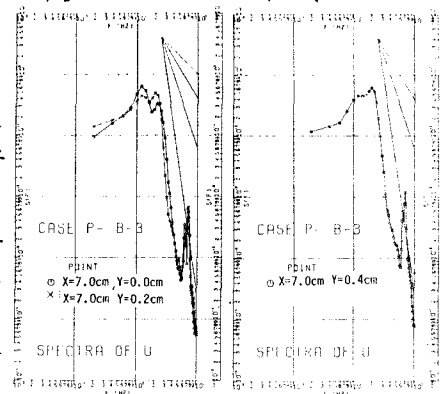


図4 スペクトル分布

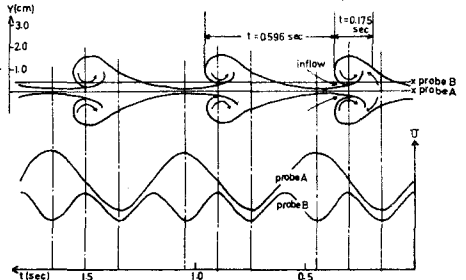


図5 渦モデル

〈参考文献〉 1) 中川, 弥津, 神田: 噴流干渉時の乱流構造に関する実験的研究, 京大防災研年報, 第22号, B-2, PP. 415-451, (1979) 2) 佐藤 The stability and transition of a two-dimensional jet, J.F.M., vol.7, (1959) 3) Schlichting, H. Boundary layer theory, (1954)