二次元衝突噴流の流れ場に存在する大規模変動の研究*

牧 博 司^{*1}, 小 川 信 夫^{*1}, 西 村 宏 貴^{*2}Large-Scale Fluctuations Existing in Flow Fields
of Two-Dimensional Impinging Jet

Hiroshi MAKI, Nobuo OGAWA and Hiroki NISHIMURA

There have been many investigations which deal with the large-scale fluctuation existing in the flow fields of the developed region of a two-dimensional free jet. However most of them have been made using a jet which has a top-hat velocity profile at the nozzle exit. The objective of the present investigation is to compare the characteristics of large-scale structures existing in two types of flow of the two-dimensional free jet, where the exit velocity profile is the "top-hat" type or "fully developed" type. We also studied the flow fields of a two-dimensional impinging jet. First, it was elucidated that the large-scale fluctuation also existed in the flow field of a fully developed jet. Dimensionless frequency in the initial region of the large-permanent hyphon scale fluctuation obtained from x -direction data was proportional to the dimensionless distance to the power of $-1/3$, and that obtained from y -direction data, to the power of $-2/3$, instead of the power of $-3/2$ obtained in the developed region of the two-dimensional free jet. Second, it was ascertained that the same kind of large-scale fluctuation as in the flow field of the developed region of the two-dimensional free jet also existed in the flow field of the two-dimensional impinging jet.

Key Words: Fluid Dynamics, Unsteady Flow, Turbulent Mixing, Two-Dimensional Impinging Jet, Large-Scale Fluctuation

1. 緒 言

二次元噴流あるいは二次元伴流の流れ場に通常の乱れとともにある程度組織的な大規模な変動の存在が指摘されて以来、これまでに数多くの研究が行われてきた。それらの研究の結果、噴流の発達領域では次のようなことが明らかになっている。すなわち、噴流中心軸に対して疑似的な渦が、非対称に交互にならぶ渦構造の存在^{(1)~(8)}と、空間に固定された熱線によってとらえられるその渦構造の通過周波数が噴流出口からの距離の $-3/2$ 乗に比例すること^{(1)~(3)(8)}などである。これらの結果はすべてポテンシャルコアをもつ噴流(いわゆる噴流出口速度が一様な噴流)の流れ場において得られたもののばかりである。しかし、実際に用いられている噴流には、絞り部分から一定の管路を経て吹き出す噴流(出口で速度分布をもつ噴流)も多いと思われる。実際のこの2種類の噴流でその諸特性の違いについての実験的報告も報告されている⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。

そこで本研究では流路縮小部分から吹出し口までに

平行部すなわち助走区間をもった二次元噴流について先にあげた大規模変動の諸特性を調べた。実験を行うにあたって本研究で用いた噴流の諸特性を知ることが重要であると考え、過去の二次元噴流を用いた実験条件ならびに諸特性を調べ、本研究で用いられた二次元噴流の諸特性と比較し、本研究の実験条件を明らかにしたうえで実験を行った。

また、本研究では噴流の下流に衝突平板を挿入した場合について、自由噴流中の大規模構造の変化ならびに衝突平板への影響についても測定を行った。

2. 記 号 の 説 明

b_0 : 噴流出口幅の $1/2$

b : 噴流半値幅

d : 噴流出口幅 $= 2b_0$

f : 噴流の大規模変動の振動数

f_d : 無次元振動数 $= fd/U_0$

Re : d と U_0 によるレイノルズ数

u' : 速度変動の x 成分の rms 値

U : x 方向平均流速

x : 噴流出口を原点とした流れ方向座標

X : 衝突平板を設置した場所の x 座標

y : x に垂直方向の座標

* 平成4年7月17日 東海支部三重地方講演会において講演、原稿受付 平成5年3月18日。

^{*1} 正員、東京理科大学理工学部 (〒278 野田市山崎 2641)。

^{*2} 東京理科大学大学院。

添字
 Y : 衝突平板上の y 座標
 0 : 噴流出口での値
 m : 噴流中心軸上での値

3. 実験装置および方法

図1に実験装置の概略図および座標系を示す。空気は遠心式ブロワより流量調節バルブを経て、 $300 \times 300 \times 300$ mmの立方体のサージタンクに導いた。このサージタンクの中には2枚の、直径10 mmの穴がピッチ15 mmで配列された多孔板が設置されている。途中の管路には蛇腹管を用い、ブロワに依存する非定常成分の影響を最小限にするように注意した。

ノズルは出口幅が6 mmならびに15 mmで、アスペクト比はそれぞれ50, 20である。しかし、噴流出口幅で無次元化した x 座標を用いて実験値を整理すれば結果に差異がないことを確かめたので、本研究では出口幅15 mmの場合のみを報告する。噴流出口では助走区間を十分にとり出口の速度分布が十分に発達した状態で大気に噴出するようにしてある。噴流出口の

図1 実験装置概略図

図2 出口直後での流速および乱れ分布

図3 半値幅の広がりおよび中心軸上流速減衰

平均流速 U_0 は、熱線流速計により y 軸上を0.5 mm間隔に流速を測定し、その速度分布を積分することによって求めた。速度変動の測定には、熱線流速計を使用し、その信号は線形化した後、FFTアナライザによって処理した。熱線の移動には台上に設置した三次元トラバース装置を用いた。使用した熱線は、太さ5 μ m、センサ部長さ1 mmのタングステン線によるI形プローブおよびX形プローブである。この熱線から得られた信号から、上記のFFTアナライザを用いて速度変動のスペクトルと相互相関関数をそれぞれ算出した。

衝突板上の圧力変動は、衝突板上に設けられた $\phi 3$ の圧力測定孔に設置した半導体圧力変換器を用い、速度変動と同様の処理を行った。

この種の研究において重要なことは、噴流中に存在する大規模変動は空間的に常に同じ現象が出現するわけではなく、ある程度の秩序をもって不規則に出現することである。したがって、測定点の選択には特に注意を払い、信号が明りように現れる場所で測定を行った。

4. 自由噴流の実験結果および考察

4.1 噴流基礎特性 図2に本研究で用いた二次元噴流の出口直後 ($x/d=0.3$) での速度分布と乱れの分布を示す。図2より速度分布は助走区間内で十分に発達して吹き出していることがわかる。また中心軸上の乱れ強さは4.8%となっている。図3は半値幅の広がりを中心速度の減衰を示したものである。一般に噴流の半値幅を b 、噴流出口幅を d 、噴流出口平均流速を

表1 過去の代表的研究結果との比較

Researcher's name	Vel. distribution at nozzle exit, Re-number	u'_{rms}	α_s	α_v
Cervantes & Goldshmidt ⁽¹⁾	Uniform Re=7950, 15100	—	0.083	0.24
Oler & Goldshmidt ⁽²⁾	Uniform Re=1.74x10 ⁴	—	0.098	0.18
Thomas & Goldshmidt ⁽³⁾	Uniform Re=6000	—	0.1	0.22
Chambers, Antonia & Browne ⁽⁴⁾	Uniform Re=7600	0.2%	—	0.24
	Developed Re=6600	5%	—	0.26
Hussain & Ray Clark ⁽¹⁾⁽⁵⁾	Uniform Re=32550	1.19%	0.118	0.122
	Uniform Re=81400	0.31%	0.119	0.113
	Developed Re=32550	3.32%	0.115	0.174
	Developed Re=81400	2.90%	0.110	0.189
Flora & Goldshmidt ⁽¹⁾⁽⁶⁾	Uniform Re=7x10 ⁴	1.06%	0.130	0.227
		1.21%	0.113	0.194
		1.26%	0.127	0.222
Kamoi & Tanaka ⁽¹⁾⁽⁷⁾	Uniform Re=6500~19200	0.5~3.6%	Depend on u'_{rms}	—
Makita, Ohtani & Ishizumi ⁽¹⁾⁽⁸⁾	Developed Re=3850	0.8%	0.115	0.253
Masuda & Ando ⁽¹⁾⁽⁹⁾	Uniform Re=1.7x10 ⁴	0.5%	0.105	—
This study	Developed Re=1.4x10 ⁴	4.8%	0.103	0.201

U_0 , 噴流中心軸上流速を U_m , 噴流出口からの距離を x としたとき, 半値幅 b の広がりを中心速度 U_m の減衰は噴流の発達領域において次式で整理されることが知られている。ただし x_{0b} は半値幅の仮想原点, x_{0u} は噴流中心軸上流速の仮想原点である。

$$b = a_b(x - x_{0b}) \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\left(\frac{U_m}{U_{m0}}\right)^{-2} = a_u \left(\frac{x - x_{0u}}{d}\right) \quad \dots\dots\dots (2)$$

表1は過去の研究で報告されている二次元噴流の基本特性と, 本研究で用いた二次元噴流のものと比べるために a_b, a_u に着目してまとめたものである。表1より半値幅の広がり a_b は実験装置によらず, ほぼ一定の値を示すが, a_u は実験装置によってさまざまな値を示す。これらの違いは噴流の発達領域での現象を考えるうえでは大きな影響はないと思われるが噴流の初期領域での現象に与える影響は大きいと思われる。これまでも半値幅の広がりや中心軸上流速の減衰についてまとめた報告があるが, いまだ統一されていないと考えられる^{(11)~(16)}。この違いの原因を知るためには同じ実験装置でさまざまな条件で実験を行う必要がある。しかし本研究では, この原因を探ることは当初の目的ではないので結果を報告するにとどめる。

本研究で用いた二次元噴流では式(1), (2)は x_{0b}, x_{0u} を mm の単位で

$$\frac{b}{d} = 0.10 \left(\frac{x - 43.6}{d}\right) \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\left(\frac{U_m}{U_{m0}}\right)^{-2} = 0.21 \left(\frac{x - 22.5}{d}\right) \quad \dots\dots\dots (4)$$

のようになる。式(3), (4)と表1より本研究で用いた二次元噴流が他と比べて特に異なった特性を示すものではなく, 妥当なものであると考えられる。

4・2 自由噴流での大規模変動 図4は $Re \approx 1.4 \times 10^4$ の場合の噴流中心軸上 ($y/b=0$) と, せん断層

いる。また実験範囲内の Re 数に依存しないという結果も同様である。このことから噴流の発達領域では、噴流出口速度分布が発達流においても一様流の場合と同様に式(5)の関係が成り立つことがわかった。また、以後のデータは $Re \approx 1.4 \times 10^4$ で固定して行った。

次に同様にせん断層 ($y/b=1$) のパワースペクトルから求めた振動数を整理した結果が図6である。図6よりせん断層のパワースペクトルから求めた振動数は中心軸上のパワースペクトルから求めた振動数とほぼ平行して低い値を示す。せん断層のスペクトルから求めた振動数を f_{ds} 、中心軸上のパワースペクトルから求めた振動数を f_{dc} とすると、本研究で測定した範囲では

$$f_{ds} = 0.5 f_{dc} \dots\dots\dots (6)$$

が成り立つ。噴流出口速度分布が一様流の場合も噴流の遷移領域では同様の結果を得ている⁽³⁾。それらの場合下流に行くに従って両者の値が近づいて発達領域ではほぼ同じ値になっていくことが報告されているが⁽³⁾、この結果と本研究結果と異なる理由は不明である。本研究で得られた実験値から考えられるのは、今着目している振動数が測定点における局所流速に比例することしか考えられない。もし局所流速で無次元化したら、せん断層における平均流速は噴流中心軸上の平均流速の1/2なので、 f_{dc} と f_{ds} が一致することは明らかである。さて、式(5)の関係について調べてみる。図6を見ると $x/d > 10$ では式(5)が直接適用できるわけではないが、 f_d が噴流出口からの距離の $-3/2$ 乗に比例するという減衰特性は変わらない。しかし、 $x/d < 10$ では明らかに異なっている。したがって本研究では図6より

$$x/d < 10, f_d = 0.16(x/d)^{-1/3} \dots\dots\dots (7)$$

図6 f_d と x/d の関係

の関係を得た。

次に y 方向速度変動の結果についても x 方向と同様の整理をした。図7は y 方向速度変動のパワースペクトルである。図7より y 方向速度変動のパワースペクトルにも x 方向と同様のピークが認められる。図8は図7から読取ったピークを図6と同じように整理したものである。図8より $x/d < 10$ では軸上での測定値もせん断層での測定値もほぼ同じであるが、 $x/d > 10$ では軸上での測定値とせん断層での測定値の間に式(6)の関係がほぼ成り立つ。次に式(5)と式(7)が成り立つか図8より調べてみる。すると式(5)の関係はやはり直接の適用はできないが噴流出口からの距離の $-3/2$ 乗に比例するという減衰特性は変わらない。しかし、式(7)はどう見ても成り立たないことがわかる。このように $x/d < 10$ で y 成分と x 成分でグラフの傾きが違うことや、全体的に y 成分のほうが x 成分よりも高い値を示す理由については本研究の範囲では不明である。しかし本研究では図8より y 成分に関しては

図7 y 方向速度変動のパワースペクトル ($Re = 1.4 \times 10^4$)

図8 f_d と x/d の関係

図9 衝突板 ($X/d=15$) を設置した場合と自由噴流の場合の速度変動のパワースペクトルの比較例 ($x/d=10$)

図10 衝突板上における圧力変動のパワースペクトル

$x/d < 10$, $f_d = 0.5(x/d)^{-2/3}$ (8)
 の関係を得た。

これらの実験の結果、噴流出口速度分布が一樣流と発達流ではいくつかの点で若干の相違があるが、噴流の発達領域においては、両者ともほぼ同じ性質をもつといえる。このことは、本研究において噴流中の速度変動のパワースペクトルから見いだした現象が、Cervantes-Goldschmidt⁽¹⁾ など過去の研究者が相互相関関数から得た結果と同じものであるといえる。

5. 衝突噴流の実験結果および考察

図9は $X/d=15$ に衝突板を設置した場合の中心軸

図11 f_d と x/d の関係

上 ($y/b=0$) とせん断層 ($y/b=1$) における速度変動のパワースペクトルと、同じ位置で自由噴流において測定したものとの比較例である。図9を見ても衝突噴流特有のピークといったものは見られない。また、自由噴流のスペクトルと比較すると、衝突板を設置しても衝突板の影響がないことがわかる。本研究では同様の比較を衝突板を $X/d=6$, $X/d=20$ の位置に設置した場合にも行ったが結果は同じであった。

図10は衝突板に設けられた圧力測定孔に半導体圧力変換器を設置して測定した衝突板上での圧力変動のパワースペクトルである(図10中の矢印のピークは測定孔の共鳴によるものであることを予備実験で確認したので、本実験ではこのピークには着目しない)。図10より、まず初期領域に衝突板が存在する場合には明確なピークが認められないことがわかる。この現象は、噴流の初期領域と衝突板に近い衝突領域の干渉によってまったく別の流れ場が形成されている領域での議論であり、本研究の対象外である。しかし、横堀ら⁽¹⁷⁾ は $Re \approx 3000$ で衝突板上に形成されるスパン方向の渦対の生成にせん断層の合体が不可欠であると推定していることとも関連があり、今後の研究課題であろう。一方、 $X/d > 6$ では、 $Y/b_0=1$ に自由噴流の速度変動のパワースペクトルに見られるのと同様な形のピークがあり、 Y が増加するにつれてこのピークは不明りようになり、衝突板上の壁面噴流領域に移行していくものと思われる。

またよどみ線上 ($Y/b_0=0$) でも、これらのピークはおそらく出現していると思われるが、それを上回るエネルギーをもった低周波の連続的乱れによって埋没してしまっていると思われるので検出されなかったと推定している。

そこで、 $Y/b_0=1$ におけるピークより振動数を読み取り、噴流出口平均流速 U_0 と噴流出口幅 d で無次元化した無次元振動数をプロットしたものが図 11 である。図 11 には参考のために自由噴流の速度変動の実験値から得られた関係式の x を X に置換したものを実線で記入してある。図 11 より $X/d > 10$ では自由噴流の速度変動から求めた無次元振動数と比較的よく一致している。このことから $X/d > 10$ の範囲では、自由噴流に存在する大規模変動が直接衝突板上の圧力変動に影響しているといえる。また、 $X/d < 10$ で図 6 に示した自由噴流にみられるような傾きの顕著な変化がなく、全体の傾向は式 (8) で整理した自由噴流の速度変動の y 成分のものとよく一致している。この実験事実は衝突板上での圧力変動に自由噴流中の大規模速度変動の y 成分が大きく関係していることを示していると考えられる。

6. 結 論

(1) 自由噴流での結論

噴流出口で速度分布をもち初期乱れの大きい二次元噴流において速度変動のパワースペクトルの測定結果、

$$x/d > 10, fd/U_0 \propto (x/d)^{-3/2}$$

の関係が成り立つ。この結果は噴流出口速度分布が…様流の結果に準ずるもので、この結果から $x/d > 10$ では噴流出口速度分布が…様流と発達流ではほぼ同じ特性をもつといえる。

また、 $x/d < 10$ では x 方向と y 方向で異なる特性を示し、速度変動の x 成分のパワースペクトルからは

$$x/d < 10, fd/U_0 \propto (x/d)^{-1/3}$$

の関係が得られた。同様に y 成分からは

$$x/d < 10, fd/U_0 \propto (x/d)^{-2/3}$$

の関係が得られた。

(2) 衝突噴流での結論

噴流中に衝突板を設置して、衝突板上流で速度変動のパワースペクトルを測定した結果、衝突板を設置したことによる自由噴流中の大規模変動への影響は認められない。

また衝突板上の圧力変動のパワースペクトルを測定した結果、そのピークから読取った振動数を無次元整理すると、速度変動の y 成分のパワースペクトルから読取った値の示す特性とほぼ同じであることが明らかとなった。すなわち

$$x/d > 10, fd/U_0 \propto (X/d)^{-3/2}$$

$$x/d < 10, fd/U_0 \propto (X/d)^{-2/3}$$

の関係があることを明らかにした。

文 献

- (1) Cervantes de Gortari, J. and Goldschmidt, V. W., *J. Fluid Eng.*, **103**(1981), 119.
- (2) Oler, J. W. and Goldschmidt, V. W., *J. Fluids Eng.*, **106**(1984), 187.
- (3) Thomas, F. O. and Goldschmidt, V. W., *J. Fluid Mech.*, **163**(1986), 227.
- (4) Goldschmidt, V. W. and Bradshaw, P., *Phys. Fluids*, **16**-3(1973), 354.
- (5) Oler, J. W. and Goldschmidt, V. W., *J. Fluid Mech.*, **123**(1982), 523.
- (6) 木谷・松村, 機論, **50**-458, B(1984), 2563.
- (7) Browne, L. W. B., Antonia, R. A. and Chambers, A. J., *J. Fluid Mech.*, **149**(1984), 355.
- (8) Antonia, R. A., Browne, S., Rajagopalan, S. and Chambers, A. J., *J. Fluid Mech.*, **134**(1983), 49.
- (9) Chambers, A. J., Antonia, R. A. and Browne, L. W., *Exp. Fluids*, **3**(1985), 343.
- (10) Hussain, A. K. M. F and Ray Clark, A., *Phys. Fluids*, **20**-9(1977), 1416.
- (11) 石垣・機論, **48**-433, B(1982), 1692.
- (12) Flora, J. J., Jr. and Goldshmidt, V. W., *AIAA J.*, **7**-12(1969), 2344.
- (13) 鴨井・田中, 機論, **43**-371, B(1977), 2569.
- (14) 蒔田・大谷・石角, 機論, **53**-504, B(1988), 1938.
- (15) 増田・安藤, 機論, **54**-497, B(1988), 45.
- (16) 横堀・笠木・平田, 機論, **49**-441, B(1983), 1029.