軸対称衝突噴流の乱流構造の解明*

土方邦夫**, 三松順治***

Turbulent Structure near the Stagnation Point
of an Axisymmetric Impinging Jet

Kunio HIJIKATA and Jyunji MIMATU

The turbulent structure near the stagnation point of an axisymmetric impinging jet is investigated quantitatively from the data of cross-correlation between pressure fluctuation on the impinged plate and velocity fluctuation at various points in a jet. The movement and collapse of a large eddy are traced from maps of maximum values of cross-correlations which show that a large eddy impinges on the plate and soon collapses. The eddy impingement on the plate produces a pressure fluctuation, and it induces a new velocity fluctuation near the wall. By comparing this result with the pressure pattern on the impinged plate visualized by holographic interferometry, it is clarified that the spot and arc shaped patterns in the pressure visualization correspond to the impingement of large eddies and the induced velocity fluctuation respectively.

Key Words: Turbulence, Turbulent Structure, Axisymmetric Jet, Cross-Correlation, Wall Pressure Fluctuation

1. 緒 論

近年多くの乱流場について、レーザ・ドップラーなどを用いた速度場についての研究が行われ、流れ場の各点各点についての情報から流れ場が解析されるとともに、水素気泡法⁽¹⁾、スモークワイヤ法⁽²⁾などの可視化法による流れ場の観察によって、流体塊がどのように移動し崩壊するかなどについての定性的な研究が行われている。これらと条件付サンプル法⁽³⁾などを併用することにより乱流場の構造を定量的に把握できるようになってきているが、乱流場の複雑な構造を解明するためには、さらに詳細な研究が必要と考えられる。そこで、著者らは流れ場を規定する重要な要因である壁面上の圧力場のホログラフィー干渉法による定量的可視化法を開発し、これを軸対称衝突噴流場に適用し、その有効性を明らかにした⁽⁴⁾⁽⁵⁾。本研究ではこの可視化された圧力変動と流れ場の速度変動がどのように対応しているかを示すために、衝突壁面圧力変動と流体中の速度変動を半導体圧力変換器および熱線流速計により同時測定し、全空間にわたりその相互相関関数を

調べることにより衝突板近傍の乱流構造を解明する。壁面圧力変動は、垂音速流れにおいては各瞬間の流れ場全体の影響を受けていると考えられるので、これを基準として、流れ場中の局所速度変動との相互相関関数を求め、それを分析することにより流体構造をラグランジェ的に調べることができる。すなわち圧力速度相互相関関数の最大値と最大値を示す時間遅れの空間分布を調べることにより、流体塊の移動と崩壊に関する情報を得ることができる。これらは、あくまでも流れ場の時間平均的挙動を示したものであり、各瞬間の流れ場の総合的挙動を示すものではないが、先の研究⁽⁴⁾⁽⁵⁾で得られた壁面圧力変動可視化パターンの高速度連続写真の流体力学的な解釈を与えることができると考えられる。本研究では、壁面圧力変動と流れ場中の速度変動の相互相関関数と圧力場の瞬間可視化パターンを対応させて考察することにより衝突噴流場のより詳細な乱流機構の解明を試みることを目的とする。

記 号

 $a_{(r)}$: よどみ点流れの係数 s^{-1} d : ノズル直径 (10 mm) L_w : ノズルと衝突板の間隔

* 昭和61年11月23日 関西支部第246回講演会において講演、原稿受付 昭和61年5月9日。

** 正員、東京工業大学 (〒152 東京都目黒区大岡山 2-12-1)。

*** 学生員、東京工業大学大学院。

p, p' : 壁面圧力, 壁面圧力変動

Re : ノズル出口レイノルズ数 $= U_0 d / \nu$

R_{pv} : 圧力変動と速度変動の相互相関関数

r : よどみ点からの距離

r_p : よどみ点から圧力測定位置までの距離

T_s : ラグランジェ時間スケール

u, u' : 速度 (x 方向), その速度変動

v, v' : 速度 (y 方向), その速度変動

U_0 : 出口初期速度

y : 壁面からの距離

μ : 粘性係数

ν : 動粘性係数

ρ : 密度 空気 $\rho = 1.2 \text{ kg/m}^3$

τ : 時間遅れ

ω : 速度変動の角周波数

2. 実験装置

研究対象の流れ場には平均圧力こう配が存在し、工業的にも重要な軸対称衝突噴流場を用い空気を使用して実験を行った。実験装置と測定範囲の概略を図1に示す。送風機で加圧された空気は、浮子式流量計、整流部を経て、アクリル製ノズル部で約 $1/50$ にしぼられ直径 10 mm のノズルから静止流体中に噴出される。レイノルズ数 $1.3 \times 10^4, 2.2 \times 10^4$ の場合について実験を行った。衝突板は、乱流噴流が充分発達するようにノズル径の 15 倍の距離に置かれている。噴流中の速度変動は、軸対称性を仮定し噴流中心線を含む水平面内で I 形熱線流速計により測定し、熱線は常に測定面に対し垂直に、衝突板に対しては平行に設置してある。プローブは、噴流への影響が少なくなるように、衝突板に対し 70° の方向から挿入した。3 成分の速度変動の測定が理想であるが軸対称噴流の周方向の変動は、それほど大きな影響は持たないと考え、測定が容易な I 形熱線流速計により衝突板に垂直方向速度と半径方向速度のベクトル和となる速度の大きさを測定した。速度変動測定点は、衝突板近傍では 0.5 mm 間隔とし、衝突板から遠方では 4 mm 間隔に順次広げて測定を行った。熱線流速計の信号は、線形化された後 FFT アナライザに入力された。壁面圧力変動は、衝突板に直径 0.7 mm 深さ 2.5 mm の圧力測定孔をあけ、衝突板背面に取付けられた半導体圧力変換器に導き測定した。圧力測定孔部分を含めた圧力変換器の周波数応答は 3 kHz 程度である。圧力変動測定位置は、圧力変換器を衝突板に固定し衝突板を移動させることにより変化させたが、衝突板が有限であることによる影響が生じないように衝突板の横幅は 300 mm 程度と噴流幅

に比較して十分に大きなものとした。圧力変換器の信号は、DC アンプにより 2000 倍に増幅した後 FFT アナライザに入力し、圧力変動成分と速度変動成分との相互相関を求めた。この値を各々の rms 値で割って規格化し相互相関関数 R_{pv} を求めた。両者の時間遅れの範囲は -10 ms から $+10 \text{ ms}$ とし、測定は通常 64 回以上の平均化を行った。これらは、相関値との対応を調べる目的の衝突噴流場のホログラフィー干渉法による圧力変動可視化実験と同一実験装置系を用いており、衝突板のみを可視化用のものと交換し実験した。

実験上の座標系は衝突板上のよどみ点を原点とし、噴流中心軸を y 軸、これと垂直な測定平面上の座標を r とした。また、衝突板上の圧力測定点位置を r_p とする。

3. 実験結果とその考察

3.1 よどみ点での相関値の変化 圧力変動測定位置をよどみ点 ($r_p = 0$) とし、速度測定点を噴流中心軸上としたときの相互相関関数の一例を図2に示す。横軸は、両者の時間遅れ τ であり、I 形プローブを $y = 10, 20, 30 \text{ mm}$ に設置したときの結果である。これらの領域では壁面に向かう平均速度が大きいので測定された速度変動は、壁面に垂直方向の変動である。変動強度 $\sqrt{v'^2}/\bar{v}$ は、ほぼ $10 \sim 12\%$ であり、速度反転の影響は無視できる。相関が最大値となる時間遅れは $y = 30 \text{ mm}$ の場合のほうが大きく、壁面での圧力変動をもたらす乱れが噴流中を流下していること、相関値が正であることから速度の増加がよどみ点圧力の増加を

図1 実験装置

もたらしていることがわかる。

この規準化された相互相関関数をパラメータとして y の関数として示したものが図3である。噴流のノズル出口 R_e が 1.3×10^4 と 2.2×10^4 の場合が示されている。図3中の破線は各点での規準化された相関関数の最大値を結んだものである。この曲線は各時間遅れに対する相関分布の包絡線とほぼ一致している。つまり各時間遅れのピークの位置にある流れ場中の乱れが τ 時間後によどみ点の圧力変動に最も影響を与えることになる。時間遅れ τ が一定の R_{pv} の分布は τ の値が零に近づくにつれ分布の幅が狭くなると同時にその最大位置が衝突板に近づきその値も増加している。この最大値の移動速度はどちらのレイノルズ数においても速度測定点での噴流最大速度程度であり、よどみ点での壁面圧力変動をもたらし流れ場中の乱れが時間平均流に乗って移動していることをあらわしている。また、その最大値も時間遅れが零に近づくにつれ増加してい

図2 よどみ線上の相互相関関数

図3 よどみ線上の相関値の変化

ることは、圧力変動をもたらし流体塊が徐々に変化しながら流動していることを示している。この流れ方向への変化率はレイノルズ数が多いほど急激であり、レイノルズ数の増加とともに流れ場中の乱れが崩壊してゆき新しい変動状態に移行する速さも速くなっていることがわかる。

この流体塊が有限の大きさを持つための影響をみるため、流れ場全体がポテンシャル流れの変動したときの圧力速度相関の比較を行った。主流と相似なポテンシャル流れを仮定すると、圧力場は次式で与えられる。

$$\frac{P}{\rho} = \frac{P_0}{\rho} - \frac{1}{2} a_{(t)}^2 (r^2 + 2y^2) - \frac{1}{2} \frac{\partial a_{(t)}}{\partial t} (r^2 - 2y^2)$$

ここで、 $a_{(t)}$ は時間的に変動するよどみ点流れをあらわすための係数である。静圧が変化せずに速度のみ変化する点（例えばノズル出口）の圧力を P_0 とする。I形プローブによる速度測定は速度の絶対値を測定していることを考慮し近似的に変動が小さいものとして、よどみ点圧力変動と速度変動の相互相関関数を求めると、

$$R_{pv} = \frac{A}{\sqrt{A^2 + \frac{B^2}{4} \frac{s\omega}{a_{(t)}^2 s^2}}} \quad \begin{aligned} s\omega &= \int_0^\infty \omega^2 f_{(\omega)}^2 d\omega \\ s2 &= \int_0^\infty f_{(\omega)}^2 d\omega \end{aligned}$$

$$A = r_0^2 - r^2 + 2y_0^2 - 2y^2 \quad f_{(\omega)} = \frac{2}{\pi} \frac{T_s}{1 + \omega^2 T_s^2}$$

$$B = r_0^2 - r^2 - 2y_0^2 + 2y^2$$

となりその値は変動のスペクトル分布には依存するが強度によらず一定となる。この値を各点の実測した速度変動スペクトル分布から算定したのが図3中の一点鎖線であり、ポテンシャル流れの解は、全体が一様に変動し、その変動が瞬時に伝わる流れであり $\tau=0$ の変化に対応している。相関関数の最大値の差は $y=5$ mm 程度で最小となるが、これは、有限の大きさの流れ場中の乱れが、圧力測定位置に近づくとき見かけ上の大きさが増加するためであると考えられる。つまり、 $\tau=0$ において y が増加するにつれての相関関数が減少することが圧力変動をもたらし乱れが有限の大きさであることの違いに基づいていると考えられる。 $\tau=0$ の相関関数の空間分布の幅がほぼ圧力変動に影響を与える流れ場中の乱れの大きさと見なすことができる。

一方、相関関数の実測値は壁面に近づくにつれ急速に減少するのに対しポテンシャル流れに基づく相関関数は、ほぼ一定に保たれる。この原因の一つとして粘性力が考えられる。しかし、圧力分布より推定したよどみ点での境界層厚さは0.5 mm程度の大きさであり、相関関数の減少が4 mm程度の点から生じていることから粘性の効果ではなく後に述べる流れ場中の乱

れの衝突に伴って新たに誘起される流れの影響と考えられる。

図4に、速度測定をよどみ線上だけでなく全空間トランスバースして求めた $\tau=0$ における相互相関関数の値の空間分布を示す。横軸によどみ点からの距離、縦軸に衝突壁面からの距離をとり、相互相関値の等高線を示してある。また、圧力測定位置は、▲印で示されている。図4から明らかなようによどみ点の圧力変動をもたらしているのは一つの流体塊でありその中心は壁面から4 mm程度にありその大きさは7 mm程度と考えられる。したがってよどみ点での圧力変動の増加は壁面から数 mm 離れた点での壁面に向かう流れによりもたらされていることがわかる。

3.2 よどみ点近傍での相関値の変化 圧力変動測定位置をよどみ点から離し $r_p=3, 10, 15$ mmとしたときの $\tau=0$ における速度変動と圧力変動の相互相

関関数の等高線を示したのが図5~7である。圧力変動測定位置がよどみ点から離れるにつれて相関の高い領域が外側に移動し、その位置は圧力測定点と同じ半径位置でなく多少内側に存在するのがわかる。また、その壁面からの位置は $r_p=3$ mmではよどみ点の場合より壁面に近づくが、 r_p がさらに増加すると徐々に遠ざかっていくのがわかる。

図5~7も図4と同様に壁面圧力変動をもたらす流れ場中の乱れが存在することを示しているが、この流れ場中の乱れの運動をより明確にするために一例として圧力測定位置 $r_p=10$ mmの場合に対して各速度測定点の相関関数の最大値の等高線を示したのが図8である。この場合、その相関値を与える時間遅れは各点で異なっており、遅れ時間一定の線が破線で示されている。相関の値が最大である所を結んだ線上を圧力変動をもたらす乱れが移動してきたと考えれば、変動塊はほぼ圧力測定位置に流線に沿って直線的に移動してきて、壁面に衝突すると壁噴流の影響を受けて下流方向に流され、その後相関値が急激に低下していることから今までの変動の性質を失ってしまう、つまり急激に崩壊している。圧力測定位置が異なっても全く同様な傾向を示す。壁面近傍は噴流中心を流れてきた流体により壁噴流としておおわれているために噴流中心から離れた点ほど変動塊が壁面近傍に近づけず、その結果、相関が最大値をとる領域は壁面を離れた位置になる。また、その位置が噴流中心から離れるにつれ圧力測定点より噴流中心よりに位置するようになる。言い換えれば、変動が斜めに壁面に衝突するようになる。このことからよどみ点以外でも壁面の圧力変動に最も影響を与えるのは壁面に衝突する動きであると考えられる。

図4 $\tau=0$ の相互相関値($r_p=0$)

図5 $\tau=0$ の相互相関値($r_p=3$ mm)

図6 $\tau=0$ の相互相関値($r_p=10$ mm)

図7 $\tau=0$ の相互相関値($r_p=15$ mm)

図5~7の相関関数の等高線を見ると変動塊が壁面に衝突するのに伴って圧力測定位置の壁面近傍の左側に負の、また右側に正の相関が生じており、この現象は r_p が増加するほど、顕著になっていることがわかる。これは、壁噴流領域の内層に圧力変動をもたらす乱れが衝突した圧力変動により新たな変動が誘起されたと考えれば理解できる。すなわち、圧力測定位置の壁面付近で圧力が上昇すると、下流側(右側)には速度を増大させる方向の速度変動を生じさせ、上流側(左側)には速度を抑える方向の速度変動を生じさせる運動が誘起される結果であると考えられる。また、相関の分布において上流側でより変化が急であり下流側で変化が緩やかであるのは、圧力上昇による流れの減速効果のほうがより鋭い変化になることに対応する。

このことをより詳細に調べ、壁面近傍の詳細な現象を解明するために壁面近傍の各点の相互相関関数を図9~11に示してある。図9~11は、 $Re = 1.3 \times 10^4$ 、

$r_p = 10$ mm の場合についての圧力測定位置の3 mm 上流、圧力測定位置、圧力測定位置の3 mm 下流の線上の壁面近傍の各点の速度との相互相関関数が示されている。上流側($r = 7$ mm)では、壁面近傍に時間遅れが正で負の相関の領域があり壁面を離れると時間遅れが負で正の相関の領域へと変化する。すなわち、 $r = 10$ mm の圧力変動により約200 μ s後に新たな変動が誘起され、それは圧力上昇に対して速度が減少する方向であり流れが妨げられた結果と解釈できる。この影響は壁面から2 mm程度の領域に限られている。圧力測定線上では、壁面近傍でさらに時間の進んだ点に負の相関が現れ、上流の運動を妨げた流れ場中の乱れが流下してきたことがわかる。一方圧力測定点の下流($r = 13$ mm)では、壁面近傍に正の相関が現れ圧力上昇により下流に流体を押し流す流れが誘起され、 τ の増加とともに相関が負に転じるのは、それより上流側の圧力上昇により妨げられた流れが流下してくるためと思われる。

このように圧力変動をもたらす乱れの衝突は新たに別の速度変動を誘起する。各瞬間瞬間の、よどみ点位置は常に変動し時間平均化されたときのよどみ点からずれていることを考えると噴流中心と衝突板の交点においても圧力変動をもたらす乱れの衝突により誘起された流れが存在することになる。この時間平均のよどみ点に誘起された流れの影響により図3のよどみ線上の圧力速度相互相関の壁面近傍での減少が生じているものと考えられる。

4. 可視化結果との比較

圧力変動と速度変動の相互相関関数から推定された流れ場と先の研究で求められた可視化による壁面圧力

図8 相互相関値の最大値($r_p = 10$ mm)

図9 壁面近傍の変化($r = r_p - 3$)

図10 壁面近傍の変化($r = r_p$)

図11 壁面近傍の変化($r = r_p + 3$)

図 12 圧力変動可視化連続写真 ($R_e=1.3 \times 10^4$, $L_e=150$ mm)

変動パターンとの対応を考える。相互相関関数は、時間平均された流れ場の特徴であるにもかかわらず、流れ場中の乱れの壁面への衝突が明確に観察されたことから、圧力可視化パターンにはこの衝突の挙動がより鮮明な形で現れると考えられる。同じレイノルズ数 ($R_e=1.3 \times 10^4$) に対応する可視化法を用い高速度カメラで撮影した壁面圧力変動パターンの連続写真を図 12 に示す。各時間間隔は $1/1080$ s であり、最初軸対称に 120° または 90° の周期性を持つスポット状の壁面圧力変動パターン(a)が現れ半径方向に移動しながら成長し減衰する様子が観察される。これから、変動の塊としての流体塊が衝突板に接近するにつれ圧力変動を生じさせていること、つまり壁面から離れた所にある速度変動と壁面圧力変動の高い正の相関領域に対応する。スポット的な変動が長時間存在せず消滅するのは、変動塊(流体中の同じ変動性質をもつ領域)が壁面に衝突した後、急激に崩壊することに対応している。また、詳細に検討すると圧力変動パターンの前後には圧力変動に伴い誘起されたと考えられる扇状の変動パターン(b)が存在し、半径方向に移動するにつれその存在が顕著になっている。これは、圧力変動の結果誘起された壁面近傍の付帯的な変動塊に対応し、この変動塊は壁噴流の内側に閉じ込められており比較的長く存在し外側に拡大しながら移動する。このように圧力速度変動相関から予想される変動塊の運動が圧力変動可視化パターンに明確に現れていることがわかる。したがって、可視化パターンは同時に複数の変動塊が壁面に衝突していることを意味していると考えられ、非常に興味深く今後検討する必要があると考えられる。

5. 結 論

軸対称衝突噴流の乱流構造を解明し、すでに示した圧力変動可視化パターンの物理的意味を明確にするために壁面圧力変動と流体中の速度変動の相互相関関数を用い研究を行った。その結果、次の結論を得た。

(1) 壁面圧力変動を一つの基準として変動塊の運動を圧力速度変動相互相関関数の変化と対応させることにより、相関が最大値をとる時間遅れの変化から変動塊の運動を、また相関値の変化により変動塊の崩壊の様子を予想しうることを示した。

(2) 軸対称噴流では有限の大きさの変動塊がよどみ点近傍の広い範囲にわたり主流速度に乗って衝突板に衝突するが、衝突後は半径方向に移動しながら急速に崩壊する。また、この衝突に伴って壁面近傍に新たな変動塊を誘起し、その変動塊は、壁噴流の内層に生じ比較的長時間形を変えながら移動し消滅する。

(3) これらの変動塊の挙動は、圧力変動可視化パターンの時間変化と良く対応する。

文 献

- (1) Geller, E. W., An Electrochemical Method of visualizing the bound, *J. Aeronaut. Sci.*, 22-1 (1955), 869.
- (2) Cornish, J. J., A Device for the Direct Measurement of Unsteady Air Flows and some Characteristics of Boundary Layer Transition, *Aerophysics Res. Note*, 24 (1964), 1.
- (3) Antonia, R. A., Prabhu, A. and Stephenson, S. E., Conditionally sampled measurement in a heated turbulent jet, *J. Fluid Mech.*, 72-2 (1975), 455-480.
- (4) Hijikata, K. and Mimatu, J., Holographic Visualization of Pressure Distribution on the Plate by jet Impingement, *Proc. Int. Symp. Fluid control Meas.*, (1985), 685.
- (5) 土方・三松, ホログラフィーを用いた軸対称衝突噴流圧力場の可視化に関する研究, 第 23 回日本伝熱シンポジウム講演集, (1986), A 222.