間欠噴流の構造に関する研究*

(第3報, 周囲流と対抗壁がある場合の乱れ構造)

田 中 豊^{*1}

Structure of Pulse Jets

(3rd Report, Turbulent Jets with a Surrounding Flow and an Opposed Wall)

Yutaka TANAKA

Turbulence structures in the field of a free pulse jet discharged from a circular nozzle are measured and are compared with those with the coaxial surrounding flow and those when the jet is impinging against the opposed wall. The measurements showed that the existence of the surrounding flow and the wall depresses the peak velocity downstream from the nozzle and widens the radial distribution of the peak velocity. It was, however, known that the surrounding flow reduces the fluctuation of the arrival time of the peak to the measuring point, the axial and radial turbulence intensities, and the turbulent shear stress. In the case of the impinging jet, the existence of the wall hinders the decays of the turbulence powers of the axial and radial velocities in the higher wave number regions.

Key Words: Pulse Jet, Turbulence Structure, Axisymmetric Flow, Surrounding Flow, Impinging Jet, Measurement

1. 緒 言

この研究に関して著者はいままでに、大気中に噴射される噴流に間欠性を持たせることによって生じる流量増加、噴流軸の蛇行性などの定常噴流には見られない特徴を見だし⁽¹⁾、その特徴を生ぜしめる噴流内部の乱流素片が持つ運動エネルギーの分布を測定してきた⁽²⁾。しかしながら、実際に工業的な面で利用される噴流はバーナ噴流におけるように周囲流を伴うもの、内燃機関シリンダ内への燃料噴霧などのように流れを遮るような壁に対して噴射が行われるものが大部分である。これらの噴流構造は大気中に噴射される自由単発噴流⁽³⁾のそれとかなり異なっているものと推察され、工学上も興味が多いがこの点について調べられた例はほとんどない。また、純粋なパルス波形のもとで形成された噴流は時間的な変化を調べるのに都合がよく、任意形状の波形で噴出された噴流の乱れ場についての基礎知識を得ることが可能である。しかし、パルス噴流についての実験資料は少なく⁽⁴⁾、突然噴出する噴流についての Kuo らの研究⁽⁵⁾、脈動噴流について

の Parikh らの研究⁽⁶⁾、非定常噴流内の濃度、流速測定についての田辺らの研究⁽⁷⁾が見られるにすぎない。そこで本報では、パルス状の間欠噴流が同軸にて供給される周囲流の中へ噴射された場合の乱れ特性を調べ、自由間欠噴流の乱れ特性との相違を明らかにする。噴流に対抗した壁を設けたときの間欠衝突噴流についても検討する。

2. 実験装置および実験方法

図1に実験装置系統図を示す。ノズル5は内径 $d = 9.8$ mm, 外形 11.7 mm, 電磁弁6の出口から測った

図1 実験装置系統図

* 昭和63年3月12日 中国四国支部第26期総会講演会において講演, 原稿受付 昭和62年8月3日。

^{*1} 正員, 岡山大学工学部 (〒700 岡山市津島中3-1-1)。

長さ 430 mm の円管であり、ノズル出口先端は円管を管軸に対して直角に切断した形状をなしている。このノズルは内径 81 mm の周囲空気流路 4 の中心軸上に設置してある。本実験では、周囲空気流路もノズル先端と同じ位置で大気に開放された状態となっている。コンプレッサ 10 から送り出された空気は圧力容器 7 から電磁弁、ノズルを通して大気中に噴出される。この電磁弁は制御回路 14 により必要なタイミングパルスに従って開閉される。電磁弁の開時間と閉時間はともに 40 ms である。電磁弁の開時間内で平均流量 $q_e = 1.40 \text{ L/s}$ となるように流量調整を行った。電磁弁開時間のノズル断面で平均した流速は 18.6 m/s 、ノズル内径を基準としたレイノルズ数 Re は 10^4 程度である。間欠噴流では電磁弁の開期間 ($t_o = 40 \text{ ms}$) と閉期間 ($t_c = 40 \text{ ms}$) で Re が 10^4 と零に交互に切換わるが、閉時期においても乱流残存流れ場が観測されるから、定常的な周囲流を与えない場合でも噴流場が静止する時間はない。ただし、閉時期をこれ以上長時間にしても噴流のプロープへの到着から流れの減衰までの流速波形はほとんど変わらないので本論文の結果は単発噴流状態に対しても当てはまるものと考えられる。また、プロフ 11 より 4 m/s の周囲空気流 (乱れ強さ 0.4 m/s) を供給した。対抗壁 2 には一辺 340 mm、厚さ 10 mm の正方形アクリル板を用い、噴流軸に垂直となるように設置した。

図 2 は一例として、 $t_o = t_c = 40 \text{ ms}$ の自由間欠噴流条件で、ノズル出口より測った中心軸方向距離 $x = 50$ と 100 mm 、噴流中心軸より測った半径方向距離 $r = 0 \text{ mm}$ における軸方向流速 u と半径方向流速 v 、およびそれらのアンサンブル (位相) 平均流速 U と V の時間的变化を示す。それぞれの波形は位置 x の数値の下に示す下線が流速零の基準線であり、図 2 の上部のく (矩) 形波は電磁弁 (E. M. V.) の開閉信号を示す。本実験のような乱流を伴う変動現象では、圧力波のほかにランダムな流速成分を含むので 1 回の噴射に対してとられた時系列データは実線で示すような激しく変動する波形を与え、しかも噴射ごとに異なったものとなる。しかし、このような乱流場においてはある微小空間内の流速、圧力などの時間、空間平均値が、間欠噴射の開始からの時間経過 t に同期してとられたそれぞれのアンサンブル平均値に等しく、その点の真の乱れ強さは位相平均からの偏差の二乗平方根 (軸方向乱れ強さに対しては u' のようにプライムを付けて表す) で代表される。この等式化が成立することについてはすでに確認済みである⁽⁸⁾。そこで、破線で示すように、実験におけるランダム成分をアンサンブル平均処理

(以降とくに説明なしにこの処理による結果を平均値と呼ぶ) によって除去し、間欠噴流に同期して生じる規則的な伝ば成分を抽出し、この規則波に対する変化を調べた。波形の先頭部には波形が平坦な後続流部分に比べて大きく幅の狭いせん (尖) 頭波部分が見られるが、これが間欠噴流の特徴であることについては文献(1)で述べた。本実験では電磁弁開信号をトリガ信号としてアンサンブル平均処理を行うが、平均操作の繰返し数は 500 回とした。

本実験における噴流条件として次の 4 条件を選んだ。

- (1) 周囲流がなく (周囲流出口での平均流速 $u_s = 0 \text{ m/s}$)、対抗壁がない自由間欠噴流の場合。
- (2) 周囲流がなく、 $x = 100 \text{ mm}$ の位置に対抗壁をおいた場合。
- (3) 周囲流があり ($u_s = 4 \text{ m/s}$ 、周囲流のレイノルズ数 $Re_s = 2 \times 10^4$)、対抗壁がない間欠噴流の場合。
- (4) 周囲流があり、 $x = 100 \text{ mm}$ の位置に対抗壁をおいた場合。

3. 実験結果および検討

3.1 噴流せん頭部と平坦部の特性 図 3 は自由間欠噴流の中心軸上 5 箇所のアンサンブル平均流速波形、500 回の測定の中の最大値と最小値を連ねた流速波形とともに $x = 100 \text{ mm}$ の点に対抗壁を設けたとき $x = 87.5$ と 98 mm にて観測された同様な流速波形を示す。 $x = 0 \text{ mm}$ ではせん頭波および、最大と最小の差は小さくほとんど乱れはないことがわかる。波形はパルス状であるが、 $x = 25 \text{ mm}$ より下流でその先頭部はきわだったせん頭波に変化し、後続流の乱れが大きくなる。この乱れは $x = 25 \text{ mm}$ と 50 mm におけるせん頭波直後の谷の部分から 20 ms の期間でとくに大きい。強いせん頭波によって乱れが誘起されたものと見られる。対抗壁をおいた場合の波形は $x = 50 \text{ mm}$ より上流ではおかぬ場合の波形とほとんど変わらず

図 2 瞬時流速とアンサンブル平均された流速の例

(したがって図は省略した), $x=70$ mm 以降ではじめて相違が識別できるようになる。 $x=98$ mm の波形は壁面より直前のものであるが, 最大値, 平均値とも壁がない場合に比して大きく減衰している。

図4は噴流中心軸上で観測されるせん頭波の平均値について周囲流がある場合とない場合, 対抗壁がある場合とない場合に分けて比較表示するとともに対抗壁がない場合のせん頭波の最大値の変化(点線), せん頭波の伝ば速度の変化を示してある。この場合せん頭波の最大値は周囲流の有無にかかわらずほとんど同一であるから1本の点線にまとめた。

周囲流と壁の有無に関係なくせん頭波流速の平均と最大値はノズル下流でいったん上昇し, $x=25$ mm 付近で最大になったあと次第に減少していくことが明らかである。定常噴流, 間欠噴流の平たん部ではノズルより下流に行くにしたがって減少していくだけであり, このような増加は間欠噴流の先頭部においてのみ生じる特徴である。この特徴がノズル出口直後に生じる負の圧力こう配の発生によって生じることはすでに明らかにした⁽¹⁾。対抗壁を設け, 周囲流がない場合には壁が平均流速を低下させる範囲は壁の上流 30 mm ぐらいまでであるが, 周囲流があると壁の影響は大きくノズル出口まで及んでいる。これらのことは周囲流と壁の存在がせん頭波の到着時に生じる負の圧力こう配(下流に行くほど静圧が低くなる状態)を抑制した結果と見られる。周囲流があると, $x < 150$ mm ($x/d < 15$) では平均流速は周囲流がない場合に比較して減少し, $x/d > 15$ では逆の結果となる。これは周囲流の存

在が後の図6で述べるようなせん頭波の到着時間の変動を抑制した結果である。せん頭波の最大値は平均値に比して減衰が小さく, 後述の図7におけるせん頭波の最大値の半径方向への減衰が平たん部分の減衰の割合に比較して小さいことと併せて考えると, このようなせん頭波は圧力波としての伝ばの状態を兼ね備え

図4 せん頭波流速と伝ば速度

図5 せん頭波流速の半径方向分布

図3 軸方向流速の最大, 平均, 最小波形

図6 軸方向流速の最大, 平均波形

ているものと見られる。せん頭波の伝ば速度はノズルから噴出された後急激に減少し、 $x=10\text{ mm}$ ($x/d=1$) でせん頭波流速の $1/4$ 程度の大きさになるが、 $x/d>1$ では緩やかな減衰過程へと変わる。伝ば速度は周囲流があるときのほうが大きく、 $x/d>20$ では流速を上回る状態となっている。

図5は $x=87.5\text{ mm}$ 断面におけるせん頭部平均流速の半径方向の分布を壁がなく周囲流がない場合と、壁があり周囲流がある場合とない場合の3種類について比較している。周囲流のない条件 ($u_s=0\text{ m/s}$) において、壁があるときのせん頭流速は壁がない場合の流速に比してわずかに低下しているだけであるが、周囲流を付加すると $r=0$ でせん頭流速は大きく低下し、半径方向に幅広い分布に変化する。平たん部の流速も低下するが、その低下の度合は明らかに小さい。後に説明するが、周囲流の存在はせん頭波の到着時間の変動を抑制し、かつ、ゆがみと偏平度の分布は周囲流の有無に無関係であり、変化しないから、周囲流と壁の存在はせん頭波自体を小さくする働きをなしているものと思われる。

図6は下流の $x=200\text{ mm}$ の断面で観測された最大値と平均の流速波形を示し、周囲流がない場合とある場合 ($u_s=4\text{ m/s}$) を比較してある。図7は $x=200\text{ mm}$ 断面におけるせん頭波の最大値、平均値と $t=50\text{ ms}$ での平たん波部分の最大値、平均値を比較している。周囲流がないとき (osf) には $x=200\text{ mm}$ 断面において平たん波部分がくずれて明確な平たん波形として認め難いから周囲流がある場合 (wsf) についてのみ示した。せん頭波の継続時間 (波形の立上りから最小の谷部までの時間) の半分を単に経過時間と呼ぶことにするが、これを白丸 (周囲流なし) と黒丸 (周囲流あり) で比較した。

図6の周囲流がある場合にはせん頭波、平たん波部は明りように認めうるが、周囲流がない場合の平均波形はほぼ消滅し、平たん部もなくなっている。しかし、先頭流速の最大値には両者の場合とも明りようなピーク波形が認められる。この事象は噴流軸がふれまわっていること (蛇行性) を示唆する。せん頭波形の最大値が持続する時間はノズル出口において 2.5 ms であり、図7の周囲流がある場合の黒丸と周囲流がない場合の白丸はそれぞれこの値の 1.5 , 3 倍となっている。すなわち、周囲流はせん頭部の測定点への到着時間の変動を抑える働きをなしている。白丸は黒丸の 2 倍の大きさであり、この比率を周囲流がない場合の平均せん頭波流速 (破線) にかきあわせると周囲流がある場合の平均せん頭波流速 (実線) とほぼ一致する。した

がって、せん頭波流速が x の増加に応じて減衰することは噴流軸のふれまわりによる効果とともにせん頭波の到着時間の変動も原因していることになる。これはせん頭波の伝ば速度が変動していることを表すが、伝ば速度がなぜ変動するかは明らかでない。図7のせん頭波形の平均値は半径方向全域にわたって減衰し、平たん部よりも小さくなっている。それにもかかわらず、せん頭波の最大値はかなり大きな状態を保っている。このことは $x=200\text{ mm}$ のような下流ではせん頭波を伴った流速波が毎サイクル到達するのではないことを意味する。

図8は $x=100\text{ mm}$, $r=10\text{ mm}$ における壁を設けていない場合の測定結果であり、軸方向流速乱れ u' の出現確率密度分布がガウス分布からどの程度離れているかの指標となる偏平度 F_u' とゆがみ S_u' の時間的变化を表す。周囲流がある場合はわずかな変化はあるものの、一周期 (80 ms) を通して乱れはガウス分布に近く、偏平度は 3 、ゆがみは零とほぼ一定している。このことは、ある瞬間に到達する流速は、図3に示す最大と最小の範囲を超えないが、ガウス分布で近似できる変動をなしていることを表す。周囲流がない場合はせん頭波の到達時期に最大値 $F_u'=13$, $S_u'=5$ と大き

図7 せん頭波と平たん波流速の半径方向分布

図8 軸方向流速の偏平度とゆがみの時間的变化

な値になることから、この時期には顕著なせん頭波が毎サイクル到達するのではないことが明らかである。半径方向流速では、周囲流がない場合において、せん頭波の到達時期にゆがみ S_0 が負となり、すなわち外向きの大きな流速がときおり出現する状態にある。

3・2 サイクル平均された噴流の特性 図9は周囲流と対抗壁がある場合とない場合のせん頭波の到着から流速減衰時期までの40 msの期間でのアンサンブル平均値をさらに時間平均して得た（以降これをサイクル平均と呼ぶ）偏平度とゆがみの半径方向分布を示す。図9を含め以下の図において、壁がなく周囲流がある場合の半径方向の分布は壁があり周囲流がある場合の分布とほとんど一致するので、以下ではこれらの条件を単に周囲流がある場合と呼ぶことにする。 $x=87.5\text{ mm}$ における軸方向流速の半値半径は図5によると8~12 mm程度である。この図により、半値半径内の変動はほぼガウス分布をなしていること、周囲流がない条件では、半値半径の2倍程度の位置で大きな偏平度とゆがみになることがわかる。また周囲流を伴う場合は同じ半径位置における偏平度、ゆがみの上昇は小さく、したがって噴流軸のふれまわりが小さいことが知られる。

図10, 11はそれぞれサイクル平均された軸方向流速の乱れ強さ u' と半径方向流速の乱れ強さ v' を表し、図12は乱流摩擦応力 $\hat{u}'v'$ の半径方向分布を示す。 u', v' は中心軸で極小、半値半径付近で極大となるく（鞍）形分布をなす。周囲流がないとき、壁がある場合とない場合の分布は相互にほぼ等しい。異なる点は壁がある場合の u' は壁がない場合に比して半径が大きい位置まで低下が少なく、この理由は壁が噴流を幅広いものに変えているからである。周囲流を付加すると $r < 10\text{ mm}$ の範囲で u' と v' が周囲流のない場合に比してそれぞれ0.8, 0.7倍に低下して、 $r > 20\text{ mm}$ では周囲流の持つ乱れが観測さ

れ、周囲流がない場合よりも大きな値になっている。乱流摩擦応力は半値半径位置で最大となるが、周囲流がある場合は他の場合の0.6倍くらいの小さな値になっている。

図13は噴流中心軸上6点にて測定された軸方向流速乱れ u' のパワースペクトルを壁がある場合とない場合、周囲流がある場合（右図）とない場合（左図）の4種類について比較してある。図13中の(98)は壁がある場合の測定位置を表す。図14は $x=87.5\text{ mm}$ 断面における半径方向7点で測定された周囲流がある場合の

図10 軸方向流速の乱れ強さの半径方向分布

図11 半径方向流速の乱れ強さの半径方向分布

図9 偏平度とゆがみの半径方向分布

図12 乱流摩擦応力の半径方向分布

軸方向流速と半径方向流速の乱れ u' (左図), v' (右図) に関するパワースペクトルを比較している。この測定において、サイクル平均流速 $\bar{u}$, 周波数 f , 波数 k の間の関係 $k=2\pi f/\bar{u}$ を用い、サイクル平均された周波数スペクトルの測定結果 $E(f)$ より波数スペクトル $E(k)=E(f)\bar{u}/(2\pi)$ への変換を行った。この場合、 u , v に関する波数スペクトル $E_u(k)$, $E_v(k)$ は次の定義に従う。

$$u'^2 = \int_0^\infty E_u(k) dk, \quad v'^2 = \int_0^\infty E_v(k) dk$$

図13によると $x=25\text{ mm}$ において周波数 $f=540\text{ Hz}$, 代表長さをノズル内径 d とするストローハル数 $s=fd/\bar{u}=0.26$ (平均流速 $\bar{u}=20.4\text{ m/s}$), 波数 $k=0.17\text{ (1/mm)}$ に一次の山がある。これはこの波数で境界層の周期的な剥離に伴って生じる大きいスケールのうずの放出による乱れの発生があることを意味する。パワースペクトルは $x>25\text{ mm}$ で x の増加とともに減衰していき、次第になだらかな分布に変わる。また、スペクトル分布は周囲流のあるなしに関係せず同一の分布をとることが図13中の2図の比較からわかる。壁の存在は明確な乱れの発生波数をわかりにくくさせているが、 $x>87.5\text{ mm}$ の実線と一点鎖線の比較から、壁があれば高波数の乱れが減衰しにくいことが明らかである。この減衰が小さい範囲は図14により $r\leq 8\text{ mm}$ であり、半径が小さいほど壁による減衰抑制の効果が顕著である。なお、 $r=8\text{ mm}$ は図5から読取られるように、この条件における軸方向流速の半値半径に一致する。 $r>8\text{ mm}$ では u' のスペクトルは壁の存在に関係せず、ほぼ同一であるが、 v' のスペクトルは逆転し壁がないほうが大きい。 $k<0.3\text{ (1/mm)}$ のような低波数域におけるパワーは両者の場合においてほとんど等しく、 r が大きくなっても低下量は少ない。

図13 軸方向流速のパワースペクトル

4. 結 言

本論文では、円形ノズルから噴出される噴流に対して、周囲流を付加させたとき、対抗壁を設けたときの乱れ場を測定し、間欠噴流の挙動に及ぼす周囲流と壁の影響を明らかにした。得られた結論を要約すると次のようになる。

(1) 間欠噴流はその先端部に顕著なせん頭波形を形成させるが、特徴的な点としてせん頭波の流速の平均値と最大値はノズルより下流で急上昇し、その後ゆるやかに低下していく状態となる。周囲流と対抗壁の存在はノズル下流でのせん頭流速を抑制し、半径方向に幅広いせん頭流速分布へと変える。しかし、せん頭波の伝ば速度は周囲流があるときのほうが大きくなる。

(2) せん頭波の最大値は周囲流の有無に無関係であり、偏平度とゆがみの大きさから判定して $x/d>15$ のような下流ではせん頭波が数サイクルに一度の割合で観測されること、すなわち噴流軸のふれまわりが生じていることを示唆する。周囲流の存在は、せん頭波の到着時間の変動を抑制するから、下流におけるせん頭波のアンサンブル平均値は周囲流があるときのほうが大きい。

(3) サイクル平均された乱れの解析から、周囲流の存在は軸方向乱れ、半径方向乱れとともに乱流摩擦応力を低下させ、乱れの確率密度分布をどの半径位置においてもガウス分布に近い形に変えることが知られた。

(4) 乱れのパワースペクトルの分布は周囲流のあるなしに関係せず同一の分布となるが、対抗壁の存在は軸方向乱れ、半径方向乱れとも高波数域でのパワー

図14 軸方向、半径方向流速のパワースペクトル

を減衰しにくくさせる。

文 献

- (1) 田中, 機論, 49-448, B (昭 58), 2783.
- (2) 田中, 機論, 51-472, B (昭 60), 4177.
- (3) Bremhorst, K. and Harsh, W. H., *Proc. 1st (Int.) Symp. Turb. Shear Flows*, (1979), 37.
- (4) 例えば, Rajaratnam, N. (野村訳), 噴流, (昭 55), 26, 228, 森北.
- (5) Kuo, T. W. and Bracco, F. V., *Trans. ASME, Ser. -I*, 104-2 (1982), 191.
- (6) Parikh, P. G. and Moffat, R. J., *Trans. ASME, Ser.-I*, 104-4 (1982), 482.
- (7) 田辺・ほか 5 名, 機論, 51-467, B (昭 60), 2235.
- (8) 田中・ほか 2 名, 機論, 48-427, B (昭 57), 554.