音波により励起される噴流の研究*

小川 信夫^{*1}, 牧 博 司^{*1}, 黒田 健 嗣^{*2}

Studies on Tone-Excited Jet

Nobuo OGAWA, Hiroshi MAKI and Kenji KURODA

Control of turbulent jets has applications in the manufacturing industry. It has been reported that it is possible to control the jet structure by a pure tone. However, in pure-tone-excited jets, the detailed characteristics of the flow fields are unknown. In this paper, a jet excited by a pure tone radiated from the direction perpendicular to the axis is addressed. A woofer was set downstream near the nozzle. As a result, we found that the cross section of the jet was distorted elliptically in shape. It was clarified that the distorted cross section depended on frequency and sound pressure level of the excitation. This phenomenon is very useful to control jet flows, since it can change the characteristics of the flows. We attempted to clarify the mechanism of elliptical distortion of the jet cross section, assuming the mixing region of the jet was organized into many vortex rings in a time-averaged domain.

Key Words: Turbulent Jets, Axisymmetric Flow, Vortical Structures, Acoustic Excitation, Flow Control, Ellipse Jet, Hot-Wire Anemometer

1. 結 言

乱流制御は、混合および伝熱の促進、はく離の抑制、騒音低減などの工学面への貢献が期待されている。特に噴流は、工学的応用範囲が広く、乱流制御の研究にとって重要な流れ場である。そこで近年、乱流制御の手段として音波を用いることが考えられ、噴流中の渦構造を音波励起し、流れ場を調べた研究が数多くなされている^{(1)~(6)}。

乱流制御の実用的な研究例では、翼の後方にできるはく離点直後の渦構造を音波励起し、はく離を抑制することや⁽⁷⁾、円形および非円形噴流において、音波励起による断面積拡大効果を指摘し、拡散・混合効果の検討を行った例がある⁽¹⁾。

また、音波を与える方法によって、いくつかの励起モードを指摘した報告⁽²⁾⁽³⁾もある。しかしながら、これらの研究^{(1)~(6)}においては、噴流中の乱れ構造に作用する音波の役割は力学的に明らかにされていない。

本研究では、円形噴流を噴流軸に対して、垂直一方向より入射した音波により励起した場合の流れ場に

目し、円形噴流が音波の入射方向に長い円状の噴流に変形されることを見だし、噴流の性質と音波との関係を実験的に明らかにした。

2. おもな記号

b : 噴流の半値幅

d : ノズル内径 mm

f : 励起周波数 Hz

Re : レイノルズ数 $= u_e d / \nu$

S_d : ストローハル数 $= f \cdot d / u_e$

u : 平均流速 m/s

u' : 変動流速 m/s

w : 渦の誘導速度 m/s

L : 音圧レベル dB

X, Y, Z : 座標系(図2参照)

Γ : 渦の循環

ε : 変形率(3・2節で定義)

ν : 動粘度係数

添 字

c : 噴流軸上

$(x_w/d=1, z_w/d=-2.75)$ (図2参照)

e : ノズル出口中心

w : ウーファ位置

* 原稿受付 平成5年3月19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。

y, z : 方向

3. 実験装置と方法

3.1 実験装置と計測方法 本実験に用いた実験装置および計測システムの概略を図1に示す。ブロウより供給された空気は、流量調整バルブを介して、風洞内に設けた整流部を通り円形ノズルへ送られ、出口流速が一定な軸対称円形噴流の流れ場を形成させる。円形ノズルの出口径は $d=36\text{ mm}$ である。噴流を励起させるための音波は発信器からの信号をアンプにより増幅させ、口径 200 mm 、再生周波数帯域が $25\text{ Hz}\sim 6\text{ kHz}$ のウーファ (IMP $8\ \Omega$, 100 W) より発生させた。音源(ウーファ)位置はできるだけ噴流に近づけ、図2に示した位置に固定し、噴流軸に対して垂直方向より音波を入射する。また、予備実験によりウーファの存在が噴流に影響を与えないことが確認されている。本実験では、音圧レベルは噴流軸上での値 L_c で代表させた。測定は噴流を止めた状態でエレクトレットコンデンサ形マイクロホン (SN 比 45 dB 以上) に行った。流速測定には、定温度形熱線流速計を用いた。熱線プローブは、センサ部長さ 1 mm 、太さ $5\ \mu\text{m}$ のタングステン線、プローブ間隔 2 mm の I 形プローブを用いた。トラバース装置の制御と、熱線流速計および高速フーリエ変換器の測定値の読取りは、マイクロコンピュータで行った。座標系は、図2に示す。

図1 実験装置および計測システムの概略

図2 ウーファ固定位置および座標系

3.2 噴流断面形状および変形率の定義

本研究において、円形噴流が音波の入射方向に長い円状の噴流に変形される現象を見いだした。そこで、噴流断面形状は、噴流軸上の平均流速の半値点をプロットすることにより、噴流断面形状を表した。Y および Z 方向の半値幅をそれぞれ b_y, b_z として、変形率 ε を次の式(1)のように定義した。

$$\varepsilon = \frac{b_z - b_y}{b_z} \dots\dots\dots (1)$$

4. 実験結果および考察

4.1 音圧レベル分布

本実験では、音波の音圧レベル L は、噴流軸上の値で代表させ、おもに $L_c = 119.3\text{ dB}$ を用いた。そこで、図3に $L_c = 119.3\text{ dB}$ の場合の音圧レベル分布を示す。図3(a)より、ウーファから発生する音波は平面波に近い分布であることがわかる。また、図3(b)より、ウーファより離れるにつれほぼ直線的に音圧レベルが減少することがわかる。つまり、本実験では、噴流軸に対して垂直方向より音波を入射したため、円形噴流断面内の Z 方向の音圧レベルは非対称である。

4.2 励起周波数と軸上流速の関係 励起周波数 ($80\sim 300\text{ Hz}$) と噴流軸上の平均流速、乱れ強さの関係を測定した結果を図4に示す。音圧レベルは $L_c = 119.3\text{ dB}$ で一定であり、励起周波数のみを変化させ測定を行った。図4(a)が $x/d=2$ 、図4(b)が $x/d=8$ における結果である。横軸はストローハル数 $S_d (= f \cdot d / u_e)$ で表してある。なお、噴流の出口流速は $u_e =$

(a) Y 方向

(b) Z 方向

図3 音圧レベル分布

15 m/s, レイノルズ数は $Re(=u_e \cdot d/\nu)=3.4 \times 10^4$ である。図4(a)より噴流初期領域の $x/d=2$ の位置において, 平均流速は最大で1%程度の変動である。乱れ強さは励起周波数に依存し, 170 Hz 近くでピークをもち100 Hz 近くで極小値をもつことがわかる。また, 図4(b)より噴流発達領域の $x/d=8.0$ の位置においては, 初期領域の場合とは異なり特徴的な励起周波数は存在しないが, 励起周波数が低いほど, 平均流速の減衰が大きく, 乱れも大きくなることがわかる。

これらの図4より噴流初期領域で特徴的な励起周波数100 Hz および170 Hz(共に $L_c=119.3$ dB)に特に注目し, 以下の実験を行った。

4.3 レイノルズ数と変形率の関係 図5に噴流の変形の大きい $x/d=8$ におけるレイノルズ数と変形率 ε との関係を示す。励起周波数は $f=100, 170$ Hz(共に $L_c=119.3$ dB)である。図5より, 励起周波数による違いはあるが, レイノルズ数がある程度低い場合には, レイノルズ数の増加に伴い変形率は増加するが, あるレイノルズ数を境にして変形率が減少する。この結果よりレイノルズ数に依存し変形率が増加する領域(低レイノルズ数領域)とレイノルズ数が高くなるほど

変形率が減少する領域(高レイノルズ数領域)の二つの領域に分けて考える必要があり, 円形噴流の構造と関連して考える必要がある。以上の結果より噴流の変形率の大きい $Re=3.4 \times 10^4$ の場合に注目して, 詳しく流れ場を調べた。

4.4 噴流特性($Re=3.4 \times 10^4$ の場合)

4.4.1 噴流軸上の流速分布 噴流軸上の平均流速および乱れの変化を図6に示す。励起周波数は $f=100, 170$ Hz(共に $L_c=119.3$ dB)である。図6より噴流のポテンシャルコアの存在する初期領域が, 自然噴流の場合, 約 $x/d=5$ までであるのに対し, 音波励起により約 $x/d=3 \sim 4$ に短くなり, 噴流軸上の平均流速の減衰が早められることがわかる。また, 励起周波数が170 Hz の場合より100 Hz の場合のほうが減衰率が大きいこともわかる。一方乱れは $x/d=8$ 付近までの範囲では, 音波励起によりいずれの場合も増大することがわかる。特に100 Hz の場合 $x/d=4$ 付近では乱れが2倍近くにもなる。また170 Hz の場合は $x/d=3$ 付近でいったん増加率が小さくなった後, 再び増加し始める。噴流初期領域では, 170 Hz の場合は乱れが大きくなるが, 100 Hz の場合は自然噴流との差は少なく,

(a) $x/d=2$

(b) $x/d=8$

図4 励起周波数と軸上流速の関係

図5 レイノルズ数と変形率の関係

図6 噴流軸上の平均流速と乱れの変化

(a) 半径方向平均流速分布

(b) 半径方向乱れ分布

図 7 噴流特性の変化

$x/d=3$ 近傍より急激に乱れが大きくなる。図 4 (a) で明らかなように 170 Hz 近傍の周波数に対して強い受容性を示し、初期領域に 170 Hz の近傍の不安定波の存在が推察できる。

音波励起により噴流軸上の平均流速の減衰が早まり、乱れが増大するこれらの現象は、音源位置による違いはあるが、従来の研究結果^{(2)~(6)}にもみられる。噴流を音波により励起させると、噴流中の大きなスケールの乱れに作用し、それが平均流速と乱れを変化させ、次の段階でその乱れが増幅あるいは減衰すると報告されている⁽⁴⁾。本実験の結果も同様に、音波が噴流中の乱れ構造に大きな影響を与え、それが中心軸上にまで影響を与え、平均流速の減衰を早め、乱れを増大させたものと考えることができる。

4・4・2 半径方向流速分布と半値幅の変化 半径方向 (Y, Z 方向) の平均流速および乱れの変化をそれぞれ図 7 (a), (b) にまとめて示す。励起周波数は $f=100, 170$ Hz (共に $L_c=119.3$ dB) である。

図 7 (a) から、平均流速は、 Y 方向には噴流外縁での拡散はみられず、むしろ軸方向に縮まる傾向が測定された。一方、 Z 方向には大きく広がる傾向にあることがわかり、特に 100 Hz の場合、噴流の広がりは大きく、 $x/d=8$ では平坦な流速分布をとり、噴流幅は自然噴流の約 1.7 倍近くにもなることがわかる。また

図 8 半値幅の変化

図 7 (b) に示されるように、乱れは Y 軸上では、 $x/d=3$ 付近からピークの山が大きくなり、下流域 ($x/d=8$) に達するとピークの山の増大はみられなくなる。 Z 軸上では $x/d=8$ において噴流の拡散に伴い乱れ分布も大きく広がることがわかる。また、これらの平均流速分布をもとに算出した Y および Z 軸方向の半値幅の流れ方向変化を図 8 に示す。噴流は下流に行くに従い、 Z 方向には大きく拡散され、逆に Y 方向には縮まることが明らかである。また励起周波数により比較すると 100 Hz のほうが 170 Hz より Z 方向の拡散が大きく、 Y 軸方向の縮みも大きい。円形噴流を上流より音波励起させた研究^{(4)~(6)} では、いずれも半径方向

図 9 噴流断面形状

に軸対称に乱れが励起され噴流が拡散されると報告されている。このような半径方向に非対称に励起される現象の報告⁽³⁾は少なく、本研究で取扱われたような噴流軸に対して垂直一方向から一定周波数の音波により噴流を励起制御する場合の研究はなく、その現象の解明も行われていない。

4・4・3 噴流断面形状 噴流発達領域の $x/d=8$ において、音波励起による噴流断面形状の変化を図 9 (a), (b) に示す。この場合、噴流は各軸に対して対称に変形されることが確認されているので、第 1 象限のみ示してある。図 9 (a) には励起周波数による比較(音圧レベルは $L_c=119.3$ dB で共通)を示し、図 9 (b) には音圧レベルによる比較(励起周波数 $f=100, 170$ Hz の場合)を示す。図 9 からいずれの場合も音波励起により、円形噴流が音波の入射方向(Z 軸)に長い円状の噴流に変形されることがわかる。

図 9 (a) からは励起周波数により噴流の形状が連続的に変化することがわかり、励起周波数が低いほど、音波の入射方向に長い形状になることがわかる。また、低い励起周波数において $z=0$ の対称線上付近が中心方向にへこんだ形になる現象もみられるのは非常に興味深い。図 9 (b) からは、 $f=100, 170$ Hz 共に音圧レベルを大きくすると、Z 方向に長い形状になることがわかる。つまり変形される噴流断面形状は音圧レベルに依存していることがわかる。

4・5 渦糸の理論による考察 円形噴流が音波の入射方向に長い、円状の噴流に変形される現象に対

して、音波が噴流構造に作用する役割を渦糸の理論により考察を試みた。

低レイノルズ数の円形噴流では、ノズル出口近くで規則的な渦輪が形成されるが、高レイノルズ数の円形乱流噴流においては、渦構造は不規則となるものと考えられる。しかし高レイノルズ数の場合でも、時間平均的には渦糸の集合体としての規則的な渦を仮定することができることが知られている⁽⁸⁾。ここで、渦の誘導速度は次の式(2)により表すことができる。

$$w = \frac{\Gamma}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin \theta}{r^2} ds = \frac{\Gamma}{2\pi h} \dots\dots\dots (2)$$

音波により生成される粒子速度はとても小さく、直接噴流の変形に重要な役割を果たすとは考えられない。例えば、音圧レベルが 120 dB、周波数 1 kHz の場合は約 4.8×10^{-2} m/s である⁽⁹⁾。この値は先に述べた円形状に変形される噴流 ($Re=3.4 \times 10^4$) の乱れの速度と比較しても十分に小さい。それにもかかわらず、この小さな粒子速度は噴流の音波の入射方向への拡散に大きな影響を及ぼすものと考えられる。式(2)によれば渦糸の中心が音波の圧力変動による粒子速度によって移動されるとき、渦の誘導速度も変動されることを示している。

つまり、Z 方向の混合層では、図 10(b) に示したように、音波により生成される粒子速度により渦糸の中心が移動し、式(2)から二次的に発生した渦の誘導速度が変動し、それが流れの速度変動に作用し、噴流が大きく拡散するものと考えられることができる。一方、Y

(a) 式(2)の説明図

図 10 渦糸理論の説明図

方向の混合層では、図 10(c)に示したように、渦糸の方向が音波の粒子速度の方向と一致するため、渦糸の中心の移動が起らず、渦の誘導速度の変動はなく Y 方向への拡散は起らないものと考えられる。一方図 9 などに示されるように、 Y 方向の半値幅が音波励起により円形噴流と比較して小さくなる傾向がみられる。これは図 6 に示されるように、噴流軸上の乱れの増加による噴流中心近傍での静圧の低下がおもな原因と考えられる。

また、式(2)は音波により誘導された速度変動は、この仮定された渦輪の循環にも依存することも示している。乱流噴流において、時間平均することにより仮定された規則的な渦輪の循環は、出口流速つまりレイノルズ数に依存する。それゆえ、音波により誘導された速度変動は噴流レイノルズ数に依存すると考えられる。しかし図 5 に示したように、レイノルズ数が大きくなると、噴流の変形率が小さくなる。つまり高レイノルズ数になると、渦輪が切れ切れになり、時間平均しても渦輪の仮定が困難であることを示している。湯ら⁽¹⁰⁾の研究では $Re=5.0 \times 10^4$ の円形噴流において、リング状の大規模渦はゆがみ、ある程度切れ切れになっていると報告している。このことは、レイノルズ数に依存する混合層中の循環の増加が音波の振舞いにより、強い乱れを生み出すという領域には限界があることを示している。

4.6 スペクトル解析および熱線波形の時間変化
 $x/d=1$ の噴流外縁の混合層において、スペクトル分

(a) +Z 方向混合層

(b) -Z 方向混合層

(c) Y 方向混合層

図 11 スペクトルと熱線の時間波形

布および熱線出力の時間変化を測定した結果を図 11(a)~(c)に示す。噴流のレイノルズ数は $Re=3.5 \times 10^4$ である。測定点は $x/d=1$ における混合層の 3 箇所 [図 11(a)+Z 方向 ($z=+d/2$), (b)-Z 方向 ($z=-d/2$), (c) Y 方向 ($y=d/2$)] である。励起周波数は $f=100$ Hz ($L_c=119.3$ dB) で実験を行った代表例を示す。

図 11(a), (b)に示す Z 方向混合層においては、スペクトル分布に励起周波数 (100 Hz) の鋭いピークが出現し、励起周波数の周波数成分の波により、乱れが増幅していることがわかる。増加した乱れは、式(2)と循環の大きさにより説明することができる。ま

た, 図 3 (b) で示したように Z 方向の音圧レベルが非対称であるにもかかわらず, $+Z$ 方向と $-Z$ 方向でほぼ同じように乱れが増大しているのは, $-Z$ 方向で増幅させられた乱れが $+Z$ 方向に及んでいると考えることができる。一方図 11 (c) に示した Y 方向混合層では, 音波励起によりスペクトル, 波形ともほとんど影響を受けないことを示している。このことは, この方向には, 渦糸の移動がなく, 渦の誘導速度の変動がみられないことを示すものであると考えることができる。

5. 結 論

軸対称円形噴流を噴流軸に対して垂直方向より音波を入射し, 噴流を励起させることにより以下の結論を得た。

(1) 円形噴流の初期領域を音波励起することにより円形噴流が音波の入射方向に長い円状の噴流に変形され, 音波により噴流の流れ場を制御する際利用することができる。

(2) 円状に変形される噴流断面形状は, 励起周

波数および励起強さに依存する。

(3) 音波の入射方向への大きな拡散は, 混合層中に渦糸を考え音波からの粒子速度によって, 渦糸の中心が移動することによって生じる誘導速度の変動が流れの速度変動に作用し, 噴流の拡散を増大するということを実験的に明らかにした。

文 献

- (1) 豊田・ほか 2 名, 機論, 58-545, B(1992), 7.
- (2) 蒔田・ほか 2 名, 機論, 54-504, B(1988), 1938.
- (3) Bechert, D. and Pfizenmaier, E., *AIAA Paper*, No. 76-489(1976).
- (4) Ahuja, K. K. and Lepicovsky, J. ほか 3 名, *NASA CR*, 3538(1982).
- (5) Crow, S. C. and Champagne, F. H., *J. Fluid Mech.*, 48 (1971), 547.
- (6) Hasan, M. A. Z and Hussain, A. K. M. F., *J. Fluid Mech.*, 115(1982), 59.
- (7) 例えば, 日本流体力学会編, 流体力学の世界(1990), 110-112, 朝倉書店.
- (8) Strand, T., *AIAA Paper*, No. 64-424(1964).
- (9) 小橋, 音と音波, (1991), 85, 裳華房.
- (10) 湯・ほか 2 名, 機論, 55-520, B(1989), 3651.