リングに衝突する軸対称噴流せん断層の自励振動*

小幡輝夫^{*1}, 倉澤英夫^{*2}, 羽田喜昭^{*2}

Self-Excited Oscillation in an Axisymmetric Jet with a Coaxial Ring

Teruo OBATA, Hideo KURASAWA and Yoshiaki HANEDA

Self-excited oscillation of an axisymmetric jet impinging upon a ring is investigated experimentally. The discrete vortices impinge upon the downstream sharp edge of the ring, in turn producing an upstream influence, thereby closing the loop for sustaining oscillations, as confirmed by the form of phase analysis of velocity and pressure signals. The fundamental frequency component exhibits an overall phase difference of $(2n\pi) + 1/2$ ($n=0, 1, 2$) between the nozzle lip and edge. Furthermore, the fundamental component propagates with phase speed, which is about $0.52 \sim 0.59 U_0$. Spectral analysis of velocity fluctuation reveals multiple frequency components having substantial amplitudes relative to that of the fundamental frequency component; using coherence analysis it is shown that the lowest frequency component can interact with the fundamental component either to reinforce itself or to produce an additional frequency component.

Key Words: Fluid Vibration, Feedback Phenomenon, Vortex Formation, Ring-tone, Nonlinear Interaction, Ring Vortex, Modal Stage, Axisymmetric Jet

1. 緒 言

軸対称噴流の遷移初期段階のせん断層が、噴流と同軸に配置されたリングの前縁に衝突すると自励振動が発生することを前報⁽¹⁾で示した。すなわち自励振動は、エッジ間距離の変化に対してヒステリシスをもつが、エッジ間に存在する渦の個数により振動モードが定まり、噴流速度の変化に対してノズル出口端の運動量厚さ基準の無次元振動数により振動モードが整理できる。しかしながら前報ではかく乱の最大卓越周波数に着目して現象をとらえたため、かく乱スペクトルに現れる複数のかく乱成分の意味、自励振動に不可欠な帰環機構とその検証について十分な検討はされていない。

そこで本報では自励振動を渦の発生、渦の移流、リングへの衝突、圧力パルス(音)の発生、その上流への伝ばによるせん断層への刺激、これにより渦発生周期が固定化される閉ループがノズルとリング前縁間に生じると考え、せん断層におけるかく乱のパワースペクトル、位相特性を測定し、閉ループの検証や渦の平均

間隔、平均移流速度について検討を行っている。さらに振動モードが新しい段階へ移行する過程で、せん断層に出現する種々のかく乱成分と新しい段階の振動モードとの間に周波数比の規則性が見いだせることについても示している。

2. 実験装置と方法

テストセクションを図1に示す。ノズル上流の設備に関しては前報と同様である。ノズルは絞り比6、絞り後には直径 $d=28$ mm、長さ l_0 の直管部(100, 175 mmの2種を使用)がある。リングは内径28 mm、長さ15 mm、前縁部厚さ0.5 mmでノズルと同軸に配置している。噴流速度 U_0 は9.4~30.2 m/s、ノズル出口端では層流境界層が存在している。リングの側面に

図1 テストセクション

* 原稿受付 平成6年6月27日。

^{*1} 正員, 帝京大学理工学部 (〒320 宇都宮市豊郷台1-1)。^{*2} 正員, 長野工業高等専門学校 (〒381 長野市大字徳間716)。

固定された直径 3 mm の支柱を微動装置(正確度 0.1 mm)に取付け,これを z 方向に移動させることによりエッジ間距離 l を変化させている。

速度変動の測定は,加熱部直径 5 μm ,長さ 1 mm のプローブと熱線流速計,音圧の測定には直径 1 in のコンデンサマイクロフォンと精密騒音計,スペクトル解析には狭帯域アナログフィルタと FFT 分析器を用いている。また,速度変動と音圧のクロススペクトル C_{xy} や位相差 ϕ の測定は,熱線とマイクロフォン(先端に開口部直径 2 mm,長さ 60 mm の鉛製円すい状プローブを装着),FFT 分析器を用いて, u_1 と p_2 , p_2 と p_3 , p_3 と u_4 の伝達関数から求めている。

3. 実験結果および考察

3.1 自動振動現象の概念 エッジに衝突するせん断層の乱れパワースペクトルは,自由噴流の場合に比べて特定周波数の成分が卓越することやエネルギー的には小さいが調波成分も出現するなどの特徴をもっている⁽¹⁾。パワースペクトルが最大値を示す周波数(以下 β_m , m : ステージ番号で 0, 1, 2, ...)を,エッジ間距離に対してプロットするとこの歯状の変化となる。この様子は,せん断層に生じる自動振動と解釈でき,二次元のエッジトーン発振現象と類似と推定される。すなわちせん断層のかく乱が成長し,巻き上がって離散的な渦輪(以下,渦と記す)となってリング前縁に衝

突すると,リング前縁には速度の異なった流体塊が周期的に衝突するため,圧力パルス(音波)が発生する。圧力パルスはノズル端へ音速で伝ばし,遷移初期段階であるノズル出口端直後のせん断層を刺激する。その結果,かく乱のうちの特定波数が助長され,間隔,周期の安定した渦がリング前縁に衝突する一連の現象が繰返されると考えられる。

代表的なエッジ間距離について,渦がリング前縁に衝突する近傍(エッジより 1 mm 上流)の速度変動 u'_0 とノズル近傍($z=0$, $r/R=2$)の音波 p_1 の信号間のクロススペクトル C_{xy} を図 2 に示す。 β_m 成分の C_{xy} は, $l=22$ mm, $l=27$ mm の場合のようにノズル近傍で観測される音圧が大きいほど鋭いピークが観測され,圧力パルスのフィードバックが働いていると理解できる。

これらの結果から図 3 に示す概念のフィードバック機構を考える。簡単のために軸対称な渦輪の衝突を基にし,速度変動 u' , 時間 t , 圧力 p , 位相 ϕ , 変換係数 A , 虚数 j , 添字を図 3 中の番号と対応させて表すと,渦がリング前縁に衝突することにより次式を得る。

$$u'_i(t) = u e^{j\omega t} \dots\dots\dots (1)$$

その結果,次式で $i=2$ の圧力パルスが発生する。

$$p_i(t) = A_{i-1} e^{j\phi_{i-1}} u'_{i-1}(t) \dots\dots\dots (2)$$

この圧力パルスは音速で上流へ伝ばする。ノズル端へ伝ばした圧力パルス $p_3(t)$ は,式(2)で $u'_{i-1}(t)$ を $p_{i-1}(t)$ に置き換え, $i=3$ で表せる。

さらに,この圧力パルスの影響を受け,ノズル端のかく乱は次式で $i=4$ のようになる。

$$u'_i(t) = A_{i-1} e^{j\phi_{i-1}} p_{i-1}(t) \dots\dots\dots (3)$$

このかく乱は下流に進むと渦を形成し,リング前縁へ衝突するので式(3)で $i=5$, $p_{i-1}(t)$ を $u'_{i-1}(t)$ に置き換えると,リング前縁での速度変動が表せる。

一連のフィードバック機構を考えると u'_1 と u'_5 は次式で結ばれる。

$$u'_5(t) A e^{j\phi} = u'_1(t) \dots\dots\dots (4)$$

図 2 かく乱と音圧のクロススペクトル ($U_0=10$ m/s, 図 a: 音圧レベル, $\circ$: l を増加, $\triangle$: l を減少)

図 3 フィードバックモデル

ただし,

A : 振幅 ($=A_1 \times A_2 \times A_3 \times A_4$)

Φ : 位相 ($=\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4$)

自励振動が維持されるためには, $A=1$ でかつリング前縁での速度変動が同位相であるから, 位相について次式が成立する.

$$e^{j\Phi} = 1 \dots \dots \dots (5)$$

よって次の条件が成立する.

$$\Phi = \sum_{i=1}^4 \Phi_i = -2n\pi \dots \dots \dots (6)$$

ここで n は整数である. Φ_4 は後述のごとく実測結果から式(7)で与えられるから, Φ_1, Φ_2, Φ_3 の位相差が定まれば, 上述の考え方のフィードバックが検証されることになる.

3.2 位相基準 エッジ間距離を固定し, $r/R=1$ に沿って熱線プローブを z 方向に移動させて計測した β_m , その位相変化, および流れの可視化写真に基づく流れの様子を図4に示す. ただし, 図aはエッジ間距離を増加させて, $l/d=1.39$ までに得られた最大卓越周波数の変化を示し, 三つのステージが存在していることが観測されている. ステージ2における β_m の位相変化とせん断層の渦個数を比べると, エッジ間全

域の位相差が $\Phi_4 \approx 5\pi$ に対し, 渦が2個存在している. エッジ間距離を変化させて同様に調べた結果, 新ステージへ移行するたびにエッジ間には渦が1個付加され, 位相差が 2π 増加される. したがって, ステージ番号を m とすると, エッジ間の位相差 Φ_4 は, 次式で表される.

$$\Phi_4 = (2m+1)\pi \dots \dots \dots (7)$$

次に, 熱線プローブと前述のプローブ付きマイクロフォンの信号から, ステージ0~2における Φ_1, Φ_2 および Φ_3 を次に示す方法で測定した. 噴流中の音圧の計測は困難さを伴うため, ここでは噴流の外側の静止空气中を伝ばする音波をとらえている. 熱線, マイクプローブの中心部の軸方向位置は共通で, 各エッジから上・下流に1mm離れている. 他方, r 方向位置は熱線が $r/R=1$, マイクプローブ先端が熱線と軸対称側の $r/R=2$ に噴流軸と直交方向に開口部が向いている. 両センサの信号はあらかじめ位相同期した後, データ総数 5.12×10^6 個, サンプル周期0.2msの条件でFFTに取り込み位相差を求めている.

渦がエッジに衝突する際の速度乱れと音圧の位相差の平均値は, 表1に示すように $\Phi_1 = -105.3^\circ$, エッジ間両端近傍の音波の位相差の平均値は $\Phi_2 = 0^\circ$, ノズル近傍の音波と速度乱れの位相差の平均値は $\Phi_3 = -93.3^\circ$ である. ここでセンサの位置が式(6)と完全に一致していないことや, 計測の不確かさを考慮に入れ, $\Phi_1 = \Phi_3 = -\pi/2$ と近似すると, Φ は式(6)を満足する. よって, 各ステージのかく乱の波長は, 式(7)よりステージ番号 $m=0, 1, 2, 3$ の順に $1/2$ 波長, $3/2$ 波長, $5/2$ 波長の値が追認された. この位相基準は Mixing layer-edge⁽²⁾, Cavity flow⁽³⁾ などの場合の位相基準と一致する.

3.3 渦の間隔と移流速度 図4aの β_m の変化(以下ステージ線)から, 任意なエッジ間距離における渦の平均的な間隔(以下, 波長 λ で表す)を推定することができる. すなわち, エッジ間距離を定めるとステージ線との交点から β_m が求まり, β_m と各ステージ線と各交点の間隔から λ が予測できる. この方法により

図4 振動モード, 位相特性, 流動形態の関係
(流速条件 9.4 m/s, a: 最大卓越周波数, b: 位相特性, c: 流れの模様)

表1 位相 Φ_1, Φ_2, Φ_3 の測定結果

l mm	Stage No.	Φ_1	Φ_2	Φ_3
15	0	-109°	0°	-95°
22	1	-106°	0°	-97°
48	2	-101°	0°	-88°
Average		-105.3°	0°	-93.3°

求めた λ を図 5 に示す。ここで λ の添字の数字は図 4 a のとおりである。 λ はノズル出口端での運動量厚さ $\theta (=0.664\sqrt{l_0\nu/U_0})$ 、例えば、 $l_0=0.1$ m で 9.4 m/s のとき、 $\theta=0.256$ mm) によりステージごとに整理でき、次式で回帰される。

$$\lambda/\theta = 0.313(l/\theta) + 33 - 13.95 \text{ m} \dots\dots\dots (8)$$

この結果は、二次元自由せん断流や混合層がくさび物体に衝突する場合⁽⁴⁾の自励振動の波長と比べて λ/θ の下限値がやや小さく、渦の間隔が狭くなっているといえる。また、各ステージともに初期、後期の波長に差が見られる。例えば、 λ_2 で見ると、運動量厚さ θ の約 40 倍から約 70 倍に変化し、他の波長に比べて最も大きな変化である。また、同波長の観測されるエッジ間距離も他の波長の場合よりも広く、ステージ 1 が他に比べて安定した領域であることが示唆される。

さらに渦の移流速度 U_v を $\beta_m = U_v/\lambda$ の関係から予測した結果を図 6 に示す。 U_0 はエッジ間距離に対する依存性がステージごとにやや異なるが、各ステージごとのまとまり(例えば、 U_{v2} の場合で偏差は 7.5%)が見られる。各ステージの平均値は、ステージ 0, 1, 2 の順にノズル出口中心速度の 0.52, 0.54, 0.59 倍であり、自由噴流の場合と同程度である。

3・4 かく乱成分の出現パターン ステージ 1 の初期、中期、後期の 3 領域におけるせん断層の平均速度(z 方向成分)と乱れの大きさを図 7 に示す。 $r/R \approx 1$

での平均速度はリング前縁に向かいエントレイメントなどにより次第に大きくなるが、リング前縁に接近すると流れのよどみの影響を受けて急減している。一方、速度乱れ成分も下流方向に向かい、平均流からのエネルギーを受けて直線的に増加し、増加割合も他の系⁽⁵⁾の場合と同程度であることから、ノズル端直後の領域ではかく乱の成長に対する線形理論の適用されることが示唆される。

リングの移動方向を変えてエッジ間距離を増加、減少させた場合のかく乱波形とスペクトルの変化を図 8 に示す。図 b と図 c の縦軸は、図 a に示す各エッジ間距離での乱れの大きさを基準に dB 表示している。ステージ 0 の初期、中期領域で観測されるかく乱の波形は正弦波状であるが、ステージ 0 からステージ 1 へ移行(以降跳躍とする)する後期領域では不規則性が現れ、変調が生じていることがうかがえる。跳躍後のステージ 1 初期の速度波形は、再び正弦波状となるが、跳躍前に比べて周期が小さく、渦の間隔が狭くなったことがわかる。これをスペクトルで見るとステージ 0 の初期領域では β_0 成分のみに卓越が見られるのに対して、ステージの後期になると β_0 成分に加えて別の波数も卓越している。ステージ 1 へ跳躍すると、 β_1 が著しく卓越し、前ステージに見られた多くの波数は一部の波数を除いて現れなくなる。ステージ間の β_m を比較すると $\beta_1 > \beta_0$ の関係にある。ステージ 1 の中期から後期領域になると、エッジ間距離の増加に伴い β_1

図 5 離散渦の平均間隔

図 6 渦の平均移流速度(添字:ステージ番号に対応)

図 7 せん断層($r/R \approx 1$)における流れ方向平均速度と速度乱れ

図 8 リングの移動に伴う速度乱れ, かく乱の波形, スペクトルの変化 ($U_0=12$ m/s)
 (a: 速度乱れ, b: エッジ間距離を増加させた場合のかく乱スペクトル,
 c: エッジ間距離を減少させた場合のかく乱スペクトル)

は小さくなり、再度いくつかの波数成分が卓越してくる。ステージ1からステージ2へ移行する場合にも種々の波数が現れる様子は、ステージ0からステージ1へ跳躍する場合と基本的に同様であるが、ステージが進むほど卓越波数の数が増える傾向が見られる。

かく乱の卓越波数が複数卓越する理由を流れの可視化結果を含めて考察すると、次のような流れの不安定が起因していると考えられる。各ステージでは渦の個数が定まるので、ステージの後期ほど渦の間隔が広がり、渦の挙動にはねじれ、半径方向への不規則な伸長、渦同士の合体など複雑化してくる。このためエッジに衝突する渦の周期に不規則性、すなわち確率の最も高い衝突周期に相当する β_m 成分のほかに、ねじれなどによる新たな波数成分 f_n が出現してくる。その結果、例えば β_m やその調波成分と f_n が干渉し、新たな波数 $\beta_m + f_n$, $\beta_m - f_n$ などが出現すると考えられる。

図8cに示すように、リングを下流側から上流側方向へ移動させると、ステージ1からステージ2へ移行するエッジ間距離が、上流側から下流側へ移動させた場合と異なり、ヒステリシス領域が存在する。これに対応する注目点は、図8aの乱れの大きさに変曲点が見られている。ヒステリシス領域では渦が不安定で、 β_m

図9 かく乱の無次元卓越周波数(O, □: 最大卓越周波数 $f = \beta_m$ のデータ, ●, ■: 第2の卓越周波数, ○, ▼: その他の卓越周波数, —: β_m の回帰曲線⁽¹⁾)

表2 ステージ間の跳躍に伴ってせん断層に出現するかく乱波数 ($U_0 = 12$ m/s)

l mm	$u'/U_0 \times 10^{-3}$	Stage No. m	β_m Hz	Predominant Frequency Components f , Hz	Δf Hz
14.4	2.4	0	$\beta_0 = 533$	$0.44\beta_0$ $1.0\beta_0$ $1.45\beta_0$	$0.5\beta_0$
			Frequency ↓ jump	$0.14\beta_0$ $0.29\beta_0$ $0.44\beta_0$	$0.15\beta_0$
15	3.9	1	$\beta_1 = 783$	$1.0\beta_1$	
32	3.25	1	$\beta_1 = 464$	$0.72\beta_1$ $1.0\beta_1$ $1.27\beta_1$	$0.28\beta_1$
				$0.43\beta_1$ $0.72\beta_1$ $1.0\beta_1$	$0.28\beta_1$
			Frequency ↓ jump	$0.28\beta_1$ $0.43\beta_1$ $0.57\beta_1$	$0.15\beta_1$
				$0.28\beta_1$ $1.0\beta_1$ $1.71\beta_1$	$0.71\beta_1$
33	3.3	2	$\beta_2 = 601$	$0.5\beta_2$ $1.0\beta_2$ $1.5\beta_2$	$0.5\beta_2$
44	1.5	2	$\beta_2 = 486$	$0.75\beta_2$ $1.0\beta_2$ $1.25\beta_2$	$0.25\beta_2$
				$1.25\beta_2$ $1.5\beta_2$ $1.75\beta_2$	$0.25\beta_2$
			Frequency ↓ jump	$0.25\beta_2$ $0.5\beta_2$ $0.75\beta_2$	$0.25\beta_2$
				$0.25\beta_2$ $0.75\beta_2$ $1.25\beta_2$	$0.5\beta_2$
46	1.2	3	$\beta_3 = 578$	$0.55\beta_3$ $1.0\beta_3$ $1.44\beta_3$	$0.45\beta_3$
30	3.24	2	$\beta_2 = 638$	$0.75\beta_2$ $1.0\beta_2$ $1.25\beta_2$	$0.25\beta_2$
			Frequency ↓ jump	$0.25\beta_2$ $0.5\beta_2$ $0.75\beta_2$	$0.25\beta_2$
				$0.5\beta_2$ $1.0\beta_2$ $1.5\beta_2$	$0.5\beta_2$
29	3.56	1	$\beta_1 = 495$	$1.0\beta_1$ $2.0\beta_1$	

に他のかく乱成分の重畳が顕著になるため、かく乱波形には変調が現れ、乱れのわずかな増減が生じると考えられる。しかしながらステージの移行直前に多くの卓越周波数が出現する様子や新ステージへ移行後のスペクトルが単調になる様子には変化がない。

次に、各ステージのかく乱波数の卓越成分のエッジ間距離に対する変化の関係を図9に示す。縦軸は卓越周波数 f_p ($f_p = \beta_m$ も含む)、ノズル端の運動量厚さ θ と噴流速度 U_0 による無次元周波数を表している。各ステージに共通する特徴は以下のとおりである。

一つはステージ2, 3で▼印成分に注目すると、ややばらつきが見られるが、ステージライン2, 3の近辺に分布する傾向が見られたことから、ステージの後期領域に現れる卓越波数は、 β_m の各ステージラインに沿って出現しているといえる。またステージの初期に注目すると、前ステージラインに沿って●印成分が観測される。

もう一つは卓越成分が β_0 のステージラインよりも小さい周波数域にも観測され、それらの値を見ると新ステージへ移行する前後の β_m の差をステージ0線から差引いた周波数とほぼ等しく、ステージ全域で見ると破線で示した一つのラインの近辺に分布している。

このように各ステージの後期に観測される β_m やその他の卓越周波数の出現はランダムでなく、むしろ規則性を見いだすことができ、新しい振動モードへの準備段階の領域と解釈できる。

そこで新ステージへ跳躍する前後に着目し、 β_m を基準として数値的に表示した各卓越波数を表2に示す。卓越周波数間には、例えばステージ1の $0.72\beta_1$, β_1 , $1.27\beta_1$ のように約 $0.28\beta_1$ の差の周波数成分が β_1 を中心に二つ出現している。この関係を $f_s = f \pm \Delta f$ ($f = \beta_m$ を含む) で表し、 f_s を側帯波とする。各ステージの側帯波はいくつか現れるが、表2中ではけい線分類した上から順にパワーが大きいことを示している。

パワーの最も大きい側帯波に着目すると、 Δf はステージ0においては約 $0.5\beta_0$ 、ステージ1では約 $0.28\beta_1$ 、ステージ2では約 $0.25\beta_2$ となり、ステージが進むと小さくなる。そして、 β_m の係数は前報の跳躍前後の周波数比 $\beta_{m+1}/\beta_m = (m+3)/(m+2)$ にほぼ相当し

ている。したがって、前報のように β_m のみに着目すると、跳躍における最大卓越周波数の変化は不連続な変化形態に見えるが、跳躍直前には新しい振動モードになり得るかく乱成分(側帯波)の芽がすでに出現し、若干の準備段階を経て新ステージへ移行していると解釈できる。ヒステリシス領域においても側帯波の出現などの基本は、リングの移動方向によらず同様である。

4. 結 言

前報に引き続き、軸対称噴流と同軸にリングを配置した系のせん断層で生じる自励振動現象を明らかにする目的で、噴流せん断層内の速度乱れのパワーと位相特性および自励音との関係を調べ以下の結論を得た。

(1) 自励振動はせん断層の渦が移流しエッジ前縁に衝突する。これに伴い圧力パルスが発生して上流へ音速で伝ばし、ノズル端のせん断層を刺激する。その結果、かく乱の特定周波数が助長され、再び繰返される一連の閉ループがエッジ間にできることが位相期準から確認された。また、渦の移流速度は噴流初期速度の52~59%に相当し、渦の平均間隔はステージごとに異なるが、ステージの後期では初期と比べて1.2~1.7倍になる。

(2) ステージの後期のかく乱スペクトルには最大卓越周波数を挟んでパワーの接近した卓越成分が側帯波状に現れる。また、この側帯波と最大卓越周波数やその周波成分との干渉による周波数成分もステージラインにほぼ沿って出現する。これらの卓越波数の出現は、振動モードが新しい段階へ進む準備段階であり、新ステージへ移行したときのかく乱の最大卓越周波数は、移行前の側帯波の高周波数側の成分とほぼ一致する。

文 献

- (1) 倉澤・小幡・平田・笠木, 機論, 53-488, B(1987), 1254.
- (2) Hussain, A. K. M. F., ほか1名, *J. Fluid Mech.*, 87, part-2(1978), 349.
- (3) Sarohia V., *AIAA J.*, 15-7(1977), 984.
- (4) Ziada, S. and Rockwell, D., *J. Fluid Mech.*, 124(1982), 307.
- (5) Knisely C. and Rockwell, D., *J. Fluid Mech.*, 116(1982), 157.