長方形噴流の発振モードに関する研究*

堀 越 長 次**, 池 田 敏 彦**
李 修 仁**, 浅 野 一 郎***

An Investigation on the Oscillation Modes of the Rectangular Jet

by Tyozu HORIKOSI, Tosihiko IKEDA,
Xiuren LI, and Itirō ASANO

The structure on oscillation modes I, II, III of the rectangular jet has been investigated using the color tracer injection method. It was found that the wave-form of mode I has two nodes and one loop, the wave-form of mode II has four nodes and three loops, and the wave-form of mode III has six nodes and five loops. The amplitude of mode I increases with the splitter distance, while the amplitude is a constant regardless of the Reynolds number. In addition, comparison of the oscillation characteristic due to the difference of the velocity distribution at the nozzle exit and the difference of the splitter shape has been investigated.

Key Words: Rectangular Jet, Oscillation Modes, Node and Loop, Oscillation Characteristic, Flow Visualization

1. 緒 言

噴流・スプリッタ系における長方形噴流の自励発振に関する研究は数多くなされている。発振機構として、Powell⁽¹⁾, Nyborg⁽²⁾によるフィードバック説, Curle⁽³⁾によるうず列説, Woolleyら⁽⁴⁾, 社河内ら⁽⁵⁾による噴流の流体力学的不安定説が提案されている。Nyborg説に立脚して、スプリッタにおける圧力こう配と噴流の変位を求めた林ら⁽⁶⁾, 中村ら⁽⁷⁾の報告, 噴流の縮流の有無による発振特性の比較を行った Rockwell⁽⁸⁾の実験などがある。著者らは前報⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾で、せん断層にうずをともなった長方形噴流の発振の流れの模様がレイノルズ数とスプリッタ距離により変化することから、流れの模様を3種類に分類し、速度変動波形と周波数スペクトルを求めて可視化実験との比較から発振構造を調べた。

この発振現象はレイノルズ数あるいはスプリッタ距離の変化にともなって、発振周波数が跳躍して他の発振モードへ移行する現象があり、モード間にヒステリ

シスが存在することが知られている。しかし、従来からの数多くの研究にもかかわらず、それぞれの発振モードについての発振構造、とくに発振波形の形状や振幅などについて不明な点が多い。側壁付着形純流体素子の内部流れにおいて、切換え時の主噴流の挙動を知るための基礎として、それぞれの発振モードについて発振波形の形状を明らかにしておく必要がある。また、発振波形の振幅とレイノルズ数あるいはスプリッタ距離との関係を調べるのが重要である。

そこで、本研究は色素注入法を用いて長方形断面ノズルから吐出する噴流の可視化を行った。発振モードI, II, IIIについて発振波形の形状を求めるとともに、発振モードIの波形の振幅とレイノルズ数あるいはスプリッタ距離との関係を明らかにした。さらに、吐出し口における噴流の初期速度分布が一樣な場合と比較的発達した場合について、また、異なった3種類のスプリッタ形状についての発振特性の比較を行った。

2. おもな記号

A: 噴流の発振波形の振幅
G: 噴流発振の周波数
h: ノズルの深さ(長辺)
l: ノズルの平行部の長さ

* 昭和59年9月7日 北陸信越支部信越地方(長岡)講演会
昭和59年10月17日 第62期全国大会講演会および昭和
60年3月15日 東海支部第34期総会講演会において講演、
原稿受付 昭和60年5月22日。

** 正員, 信州大学工学部 (〒380 長野市若里500)。

*** 准員, (株)日立製作所 (〒488 尾張旭市晴丘町池上1)。

L_s : スプリッタ距離(吐出口からスプリッタ先端までの距離)

N : 噴流の発振波形の節点

Q : 流量

Re : レイノルズ数 $= \bar{u} \cdot w / \nu$

S_{ic} : w を代表長さに用いたときの噴流発振のストローハル数 $= G \cdot w / \bar{u}$

S_{il} : L_s を代表長さに用いたときの噴流発振のストローハル数 $= G \cdot L_s / \bar{u}$

T : 噴流発振の周期

$\bar{u}$: 吐出口における平均軸速度 $= Q / w \cdot h$

w : ノズル幅(短辺)

x : 噴流軸方向の座標

y : ノズル幅方向の座標

Y_d : スプリッタ先端における噴流の y 方向の変位幅

z : ノズルの深さ方向の座標

θ : 噴流のせん断層の運動量厚さ

ν : 水の動粘性係数

3. 実験装置および方法

実験装置を図1に示す。給水管1より水槽2に蓄えられた水は送水管4を通り整流チャンバ5(幅200mm, 長さ1000mm, 深さ100mm)に入る。チャンバ内でスクリーン6, 整流板7, 整流格子8により整流された水はノズル9から測定部10(幅1000mm, 長さ900mm, 深さ100mm)へ流出する。測定部は上下の透明ガラス板で拘束されており, 噴流軸上に図2に示す3種類のスプリッタが取り付けられる(図1はスプリッタ1)。ラックとピニオン機構によりスプリッタ距離 L_s は変えられる。実験中, 水槽2測定部下流のオーバフローにより水位 H は一定に保たれる。流量 Q はバルブ12で調節し, その量は排水管11からの流出量を直接測定して求めた。二つの円弧と長さ l の平行部からなるノズルの形状と座標系を図2に示す。使用した長方形断面ノズルはノズル幅 $w=20$ mm, 深さ $h=100$ mm ($h/w=5$), 絞り比 $200\text{ mm}/w=10$ である。2種類の l (10 mm と 540 mm) を用いて吐出口の初期速度分布の形状を変えた。 $l=10$ mm の場合, ノズル内壁面上に発達する薄い境界層を除いて一様な分布

図1 実験装置

図2 ノズル, スプリッタの形状と座標系

図3 G と L_s の関係

図4 S_{ic} と L_s/w の関係

図5 S_{il} と L_s/w の関係

が、 $l=540$ mm の場合、比較的発達した分布が得られる。噴流軸上と $y=\pm 10$ mm のせん断層内に色素注入管を設置して、噴流発振の流れの模様を可視化した。ストロボ装置を用いて、噴流発振の波形の形状、振幅 A とスプリット先端の噴流の y 方向の変位幅 Y_d は写真撮影して調べた。

4. 実験結果

4.1 発振ストローハル数とヒステリシス 吐出し口における平均軸速度 $\bar{u}$ を一定にして L_s を変化させたときの噴流の発振周波数 G と L_s の関係を図 3 に示す。代表長さ w , L_s を用いて、図 3 を噴流発振のストローハル数 $S_{ic}(=G \cdot w / \bar{u})$, $S_{iL}(=G \cdot L_s / \bar{u})$ で整理した結果を図 4, 5 にそれぞれ示す。図 3~5 から次のことがわかる。

(1) L_s を増加あるいは減少させると G , S_{ic} と S_{iL} の値の跳躍がみられて、発振モード I, II, III, IV が観察される。

(2) モード間にヒステリシスが存在する。

(3) それぞれの発振モードにおいて、 S_{iL} は L_s/w に無関係に一定であり、高次のモードになるにつれて S_{iL} の値は大きい。

4.2 発振波形の形状 発振波形の形状の特徴を明らかにするために、噴流軸上の流脈線がスプリット先端に接する瞬間の波形の節点(node)数と腹(loop)数を調べた。発振モード I, II, III の可視化写真を図 6~11 に示す。図 6, 8, 10 はそれぞれのモードについて、流脈線がスプリット先端に接する瞬間の写真であり、噴流発振の周期を T とすると、流脈線の一つは $t=0$, 他方は $t=T/2$ を表している。図 7, 9, 11 は複数の流脈線を 1 枚の写真に撮影してある。これらの発振波形のモデル図を図 12, 13 に示す。発振波形の特徴は以下のとおりである。

(1) 発振モード I：節点数 2, 腹数 1 の発振である。

(2) 発振モード II：節点数 4, 腹数 3 の発振であ

図 6 発振モード I ($R_e=310$, $L_s/w=4.0$
 $S_{ic}=0.125$, $l/w=27$)

図 9 発振モード II ($R_e=330$, $L_s/w=9.0$
 $S_{ic}=0.133$, $l/w=27$)

図 7 発振モード I ($R_e=310$, $L_s/w=4.0$
 $S_{ic}=0.125$, $l/w=27$)

図 10 発振モード III ($R_e=330$, $L_s/w=13.0$
 $S_{ic}=0.142$, $l/w=27$)

図 8 発振モード II ($R_e=330$, $L_s/w=9.0$
 $S_{ic}=0.133$, $l/w=27$)

図 11 発振モード III ($R_e=330$, $L_s/w=13.0$
 $S_{ic}=0.142$, $l/w=27$)

り、スプリッタに近い腹の振幅は大きい ($A_3 > A_2 > A_1$)。

(3) 発振モードIII：節点数6、腹数5の発振であり、モードIIと同様にスプリッタに近い腹の振幅は大きい。

(4) それぞれのモードとも噴流軸に関して対称で規則的な発振であり、図13に示すように複数の流脈線は破線で囲まれた領域で発振する。

4.3 発振波形の振幅と変位幅 発振モードIについて、発振波形の振幅 A_1 、波長 λ_1 、スプリッタ先端における噴流の y 方向の変位幅 Y_d と Re 、 L_s/w の関係を図14(a)～(f)に示す。図14から次のことがわかる。

- (1) A_1/w は L_s/w とともに増加する〔図14(a)〕。
- (2) λ_1/w は L_s/w とともに増加する〔図14(b)〕。
- (3) A_1/λ_1 は L_s/w とともに増加する〔図14(c)〕。
- (4) A_1/w は Re に無関係に一定である〔図14(d)〕。
- (5) Y_d/w は L_s/w とともに増加する〔図14(e)〕。
- (6) Y_d/w は Re に無関係に一定である〔図14(f)〕。

(a) A_1/w と L_s/w の関係

(b) $\lambda_1/2w$ と L_s/w の関係

(c) $2A_1/\lambda_1$ と L_s/w の関係

(d) A_1/w と Re の関係

(e) Y_d/w と L_s/w の関係

(f) Y_d/w と Re の関係

図14 発振波形の振幅と変位幅

図12 発振波形の形状(2本の流脈線)

図13 発振波形の形状(複数の流脈線)

図15 初期速度分布

図16 θ/w と Re の関係

図 17 L_s を一定にして $\bar{u}$ を増加させたときの G と $\bar{u}$ の関係 図 18 Re を一定として L_s を増加させたときの G と L_s の関係

図 19 スプリッタ形状の差異による発振特性

14(f)).

4・4 初期速度分布の形状の差異による発振特性の比較 ホットフィルム・熱線流速計を用いて測定した初期速度分布の測定例を図 15 に示す。図 15 から、 $l/w=0.5$ の場合にはノズル内壁面上に発達する薄い境界層を除いて一様な分布が得られている。 $l/w=27$ の場合には比較的発達した分布になる。これらの分布から数値的にせん断層の運動量厚さ θ を求めた結果を図 16 に示す。 $l/w=0.5$ の場合は Re が増加すると θ/w は減少するのに対して、 $l/w=27$ のときは Re に無関係に一定である。図 16 中の一点鎖線は速度分布が十分発達した場合の値 ($\theta/w=0.0667$) であり、 $l/w=27$ のときの θ/w はこの値に近い。なお、図 16 中に一様な場合と比較的発達した場合の実験式を示してある。 L_s を一定にして $\bar{u}$ を増加させたときの G と $\bar{u}$ の関係を図 17 に示す。図 17(a) は $l/w=0.5$ 、図 17(b)

は $l/w=27$ 、図 17(c) は図(a)と(b)の比較である。図 17 から次のことがわかる。

(1) 初期速度分布が一様な場合、 $\bar{u}$ とともに G は直線的に増加し、 L_s の値が小さいほど G は大きい。

(2) 初期速度分布が比較的発達した場合、 $L_s/w=2, 3, 4$ のときは $\bar{u}$ とともに G は直線的に増加するのに対し、 $L_s/w=5, 6, 7$ のときは発振モード I から II への跳躍がみられる。

(3) 同じ値の L_s と $\bar{u}$ に対して、比較的発達した分布の場合の G は一様な分布の場合に比べて大きい。

Re を一定にして L_s を増加させたときの G と L_s の関係を図 18 に示す。図 18(a) は $l/w=0.5$ 、図 18(b) は $l/w=27$ 、図 18(c) は図(a)と(b)の比較である。図 18 から次のことがわかる。

(1) 初期速度分布が一様な場合、 L_s が増加すると G は減少し、 Re が大きいほど G は大きい。

(2) 初期速度分布が比較的発達した場合、発振モード I から II への跳躍がみられる。

(3) 同じ値の Re と L_s に対して、比較的発達した分布の場合の G は一様な分布の場合に比べて大きい。

4・5 スプリッタ形状の差異による発振特性の比較 図 2 に示した 3 種類の異なった形状のスプリッタを用いて発振特性の比較を行った。その結果を図 19 に示す。図 19 から、スプリッタの形状に無関係に同じ発振

特性であることがわかる。

5. 結 論

(1) 噴流の発振モード I, II, III の発振波形の構造が明らかになった。

発振モード I : 節点数 2, 腹数 1 の発振構造である。

発振モード II : 節点数 4, 腹数 3 の発振構造であり, スプリッタに近い腹の振幅は大きい。

発振モード III : 節点数 6, 腹数 5 の発振構造であり, スプリッタに近い腹の振幅は大きい。

(2) 発振モード I について, A_1/w , λ_1/w , Y_d/w と Re , L_s/w の関係が明らかになった。 Re を一定にして, L_s/w を増加させると A_1/w , λ_1/w , A_1/λ_1 と Y_d/w は増加する。一方, L_s/w を一定にして Re を変化させても, A_1/w と Y_d/w は一定である。

(3) 吐出し口における噴流の初期速度分布の形状と発振特性の関係を調べた。この結果, 速度分布が比較的発達した場合には発振モードの跳躍がみられ, 一

様な分布に比べて G は大きい。

(4) 3 種類の異なった形状のスプリッタを用いて発振特性の比較を行った結果, 同じ発振特性であることがわかった。

最後に実験に協力いただいた信州大学学生, 遠藤尚樹, 田中俊博, 斉藤正博君に感謝する。

文 献

- (1) Powell, A., *J. Acoust. Soc. Am.*, 33-4 (1961), 395.
- (2) Nyborg, W. L., *J. Acoust. Soc. Am.*, 26-2 (1953), 174.
- (3) Curle, N., *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, 216 (1953), 412.
- (4) Woolley, J. P. and Karamcheti, K., *AIAA Paper*, 73-628 (1973), 1.
- (5) 社河内・ほか 3 名, 機講論, No. 830-4 (昭 58-4), 97.
- (6) 林・ほか 3 名, 計測自動制御学会論文集, 16-6 (昭 55), 110.
- (7) 中村・ほか 2 名, 計測自動制御学会論文集, 14-4 (昭 53), 88.
- (8) Rockwell, D. O., *Trans. ASME, Ser. D*, 94-3 (1972), 675.
- (9) 池田・ほか 2 名, 機講論, No. 843-2 (昭 59-3), 15.
- (10) 池田・堀越, 機講論, No. 847-2 (昭 59-11), 225.

討 論

〔質問〕 岡 島 厚・上 野 久 儀
(金沢大学工学部)

(1) 4・3 節について: 結局何を代表長さに採れば, 発振波形が相似になるのに適切と考えられるのか。

(2) 4・4 節について: 図 5 で, G については S_{tL} で最も良くまとまるという結果が出ているにもかかわらず, 図 17, 18 の $G-\bar{u}$ や $G-L_s$ のグラフなどでは S_{tL} で表示されていないのはなぜか。 S_{tL} で表示されていると 2042 ページ右欄 3 行めの (1) の結果, 2042 ページ右欄 16 行めの (1) の結果は当然と思われる。さらに, 流速について, ここでは $\bar{u}$ を用いられているが, u_0 を用いると, 2 種類の速度分布による結果 [2042 ページ右欄 10 行めの (3) と右欄 20 行めの (3)] の相違はどうなるか。

(3) 4・5 節について: モード I の結果 (図 19) では, スプリッタ形状に無関係であるが, 他のモード, $l/w=27$ でも同様か。

(4) $l/w=27$ のみ, 高次の発振モードに変化する理由はなぜか。

〔回答〕 (1) 発振波形が相似になるためには, 波長と振幅の比 A_1/λ_1 が等しくなることが必要である。 Re 一定で A_1/λ_1 は L_s/w より変化します [図

14(c)]。一方, L_s/w 一定で Re を変化させたとき A_1/λ_1 は一定となる。このとき, A_1/w は Re に無関係に一定 [図 14(d)] であることから波形は合同になる。このように, Re と L_s/w により波形の形状は決まるので, A_1/λ_1 が常に一定になる相似の条件を満たす代表長さを見いだすことは不可能であると考えている。

(2) 図 18 の結果を S_{tL} と Re , あるいは S_{tL} と L_s/w で整理すると, S_{tL} の値は Re と L_s/w に無関係に一定になる。本報では G と $\bar{u}$, L_s の直接の関係を調べるため図 18 のように整理した。また, 一様な初期速度分布の場合は $\bar{u}$ と u_0 はほとんど等しいが, 比較的発達した分布では u_0 は $\bar{u}$ の 1.5 倍弱になる。このため, $\bar{u}$ の代わりに u_0 を用いると, 比較的発達した分布のときの G は一様な場合に比べて小さくなる。

(3) 最初にモード I の発振特性を調べることは基本であるとする。モード II 以上の他のモードについて, 発振波形の振幅, Y_d/w と Re , L_s/w の関係を求めるとともに, スプリッタ形状と初期速度分布の形状の差異による発振特性などを調べることは今後の課題であると考えている。

(4) 文献 (9) で噴流のせん断層に形成されるうずの挙動と噴流発振との関係から, 流れの模様の分類を行っている。高次のモードを観察するためには, うず

の形成周波数 F と G が等しい流れであることが必要である。うずの形成位置は R_e の減少とともに、また、 $l/w=0.5$ に比べて $l/w=27$ の場合は下流になる。このため、図 18 の実験範囲において、 $l/w=27$ の場合は $l/w=0.5$ に比べて $F=G$ の流れが広範囲にわたって出現し、 L_s と $\bar{u}$ の増加にともなってモードの跳躍がみられる。一方、 $l/w=0.5$ のときは $F=G$ の流れが出

現する範囲においてモードの跳躍は観察されず、 L_s と $\bar{u}$ が増加すると吐出口とスプリッタの間で複数のうずが形成されて $F>G$ の流れになる。この流れでは、文献(9)の図5の可視化写真に示すように、軸上の色素は複雑な波形になり、図8, 10に示すような高次のモードは観察されない。