

Forcedly-Pulsating Jet Emitted from an Asymmetrical Two-Dimensional Nozzle

Katsuya HIRATA*, Taisuke MURAYAMA*, Yusuke SYOKI* and Jiro FUNAKI*

(Received July 12, 2013)

Mixing/diffusion enhancement is one of key technologies in various industrial aspects, and is needed in chemical reactors, heat exchangers, burners/combustors, low-noise jet engines, air conditioners and so on. Jets are known to be useful for such mixing/diffusion enhancement. In the present study, the authors research the jet from an asymmetrical two-dimensional nozzle, of which the asymmetry is introduced by a lip attached to only one side of the nozzle exit. Especially, the authors focus on the influence of forced jet's pulsation. Experiments are conducted at a Reynolds number of 6,000. The aspect ratio of a nozzle exit is fixed to 300, and a nozzle-lip length l which represents the geometrical asymmetry of the nozzle is equal to 0, $3.3h$ or $5.0h$, where h denotes the height of the nozzle exit. Using a hot-wire anemometer, the authors show mean-velocity profiles, comparing the pulsating flow with the non-pulsating flow. As a result, the authors have successfully attained such a sufficiently-two-dimensional jet as the quasi-plain jet without the forced pulsation, at the reduced lip length $l/h = 0 - 5.0$ even for the pulsating flow. Then, the authors have clearly observed a jet-pulsation influence to enhance such an asymmetrical effect as the increase in entrainment flow rate. That is, the local time-mean flow rates of the pulsating flow is everywhere larger than that of non-pulsating flow for each l/h . Especially for $l/h = 5.0$, the jet's bias shows such features as (1) a lip-wards deflection and (2) a spacial meander of the jet axis. The forced pulsation also enhances the l/h effects upon these two features.

Key Words: jet, turbulent mixing, two-dimensional flow, air conditioning, pulsating flow

キーワード: 噴流, 乱流混合, 二次元流れ, 空調, 脈動流

非対称二次元ノズルから放出された強制脈動噴流

平田 勝哉, 村山 泰祐, 笑喜 悠輔, 舟木 治郎

1. はじめに

混合／拡散の促進は、産業分野の様々な局面でも鍵となる技術の一つであり、化学反応炉や熱交換器、燃焼器、低騒音ジェット・エンジン、空調機器などに重要である。噴流の利用は、この混合／拡散の促進に有用であることが、知られている (Rajaratnem¹⁾ を参照)。

関係する過去の研究の多くは、円形断面ノズルからの噴流、すなわち、円形噴流に注目している。一方、より効率的な混合／拡散の促進を期待して、近年、非円形噴流が注目されている。非円形噴流の中でも、平面噴流は基礎的観点からも応用的観点からも共に重要である。なぜなら、平面噴流は、次の様々な応用が期待できるからである：(1) 膜や繊維の

*Department of Mechanical Engineering, Doshisha University, Kyoto
Telephone: +81-774-65-6461, Fax: +81-774-65-6830, E-mail: khirata@mail.doshisha.ac.jp

乾燥／冷却，（２）製品製造時の掃除／水切り／乾燥，（３）炉の内部あるいは入口での流動制御，（４）エア・カーテンあるいはエア・スクリーンなどの空調技術．

本研究では，工業分野での実務的有用性を想定し，高いレイノルズ数での乱流自由平面噴流に着目する．これまでに，乱流自由平面噴流に関する様々な研究がなされてきた²⁻⁷⁾．

しかし，それらのほとんどは，対称ノズルからの噴流に関する研究であり，非対称ノズルからの噴流に関する研究は非常に少ない⁸⁻¹⁰⁾．少ないながらも，これらの先駆的研究は非対称平面噴流の様々な応用の可能性を示唆している：例えば，（１）連行効果すなわち流下に伴う流量増加の制御，（２）流下に伴う流量減衰の助長／抑制，（３）噴流軸の制御，（４）自励発振あるいは脈動噴流の実現，（５）時間平均場（平均流速，乱れ強さ，レイノルズ応力など）における非対称性の実現．しかし，これまでの非対称平面噴流に関する知識は，まだ充分ではない．

本研究では，文献¹⁰⁾と同様に，ノズル出口の片側のみに様々な長さのリップを持つ非対称二次元ノズルからの乱流自由平面噴流について，調べる．今回，新たに脈動の影響に着目する．なお，円形噴流の脈動による制御の有効性については，最近の著者らの研究^{11,12)}を参照されたい．実験は，レイノルズ数 $Re = 6000$ ，ノズル出口の縦横比 $AR = 300$ で行う．ノズルの非対称性はリップ長さ l で表す．本研究では， $l = 0$ または $3.3h, 5.0h$ と，比較的短いリップを対象とする（ここに， h はノズル出口の高さである）．噴流下流域での基本特性を明らかにするために，熱線流速計を用い，脈動を加えた噴流について，下流の様々な位置（遠方を含む）での流れの諸物理量の分布を明らかにする．そして，過去の非脈動平面噴流の結果¹⁰⁾との比較に基づき，非対称平面噴流への強制脈動の導入による制御可能性を議論する．

主な記号

AR	: アスペクト比, $\equiv w/h$	
$2b$: 半値幅	[m]
h	: ノズル出口の高さ (=代表長さ)	[m]

l	: リップ長さ	[m]
D_e	: ノズル出口の等価直径	[m]
e	: ノズルの厚さ	[m]
Q	: (局所) 流量 (単位スパン当り)	[m ² /s]
dQ/dx	: 流量増加率 (単位スパン当り)	[m/s]
Re	: レイノルズ数, $\equiv hU_0/\nu$	
f_p	: 脈動周波数	[Hz]
St_p	: 脈動ストロウハル数, $\equiv f_p h/U_0$	
t	: 時間	[s]
U	: ノズル中心軸($z=0$)での u	[m/s]
u	: 流速 (の絶対値), $\equiv \mathbf{v} $	[m/s]
\mathbf{v}	: 流速ベクトル	[m/s]
w	: ノズル出口の幅 (スパン)	[m]
x	: 流れ方向の座標	[m]
y	: ノズル幅方向 (スパン方向) の座標	[m]
z	: ノズル高さ方向の座標	[m]
z'	: 軸補正したノズル高さ方向の座標	[m]
ν	: 動粘度	[m ² /s]

上付き添え字

$-$: 時間平均

下付き添え字

0	: ノズル出口 (at $x=0$)
L	: 下側 (反リップ側)
max	: 最大値
U	: 上側 (リップ側)
U/h	: l/h のノズルの上側 (リップ側)
u_{\max}	: $y/h=0$ での z 方向速度分布における u の最大値
$y/h=0$: $y/h=0$ の平面

2. 実験方法

2.1 モデル

本実験のモデル，座標軸ならびに関係する物理量を Fig. 1 に示す．本モデルは，自由平面噴流である．具体的には，静止流体で満たされた開空間へ，非対称ノズルから同一の流体を噴出する．ノズルの非対称はノズル上

側に設置した、長さ l のリップにより実現している。本研究では、リップ長さ l は 0 または $3.3h$, $5.0h$ とする。ここに、 h は、ノズル出口の高さであり、本研究では代表長さ（スケール）でもある。

座標軸はノズル出口中心を原点 O とし、流れ方向に x 、ノズル幅方向（スパン方向）に y 、厚さ方向に z をとる。リップの設置によりノズル出口が長くなる側を z 正側に設定する。なお、座標系の原点 O は、ノズル下側（反リップ側）の出口と同一面上である。

任意の位置 (x, y, z) での任意時刻 t における流速（の絶対値）を $u(=u(x, y, z, t))$ とする。 u は、正確には流速ベクトル \mathbf{v} の三方向成分の合成成分である（本研究では、 \mathbf{v} の y 方向成分は微小であり、実際には、 x 方向ならびに z 方向成分の合成成分を計測している）。本実験条件での時間平均流れ場の二次元性（Fig. 6 も参照）を考えて、主にスパン中央面（ $y=0$ ）での結果のみを考察対象とする。ここで、上付き添え字“ $-$ ”により時間平均値を表し、 $\bar{u} = \bar{u}(x, z)$ である。なお、実際の時間平均には、実験精度と実験再現性を保障する為、経験的に 20 s 以上が要求される。また、 U はノズル中心軸（ $z=0$ ）での u であって、 $U=U(x, t)$ 。下付き添え字“ 0 ”によりノズル出口（ $x=0$ ）を表し、ノズル出口の最大噴流速度 $U_0=U_0(t)$ とする。任意の位置 x での最大噴流速度を $u_{\max}(=u_{\max}(x, t))$ 、とすると、半値幅 $2b$ は $\bar{u} = \bar{u}_{\max}/2$ となる二つの z の間の幅と定める。

Fig. 2 は、ノズル断面形状の詳細を示す。上下のノズルの厚さを e とする。 $l=0$ でさえ、ノズルは完全に対称ではない。これは、 $l=3.3h$ の場合を除き、ノズル上側（リップ側）の厚さ e_U が、ノズル下側（反リップ側）の厚さ e_L と、わずかに異なるためである。このノズル形状におけるわずかな非対称性が、噴流全体にも非対称性をもたらす（Hirata et al.¹⁰⁾を参照）。この事実は本報告でも、後に示される。

2.2 パラメータ

Table 1 に、主な実験パラメータをまとめる。ノズル出口の幅を w 、 $\pi D_e^2/4 = wh$ となる D_e を等価直径とする。本研究では、対象とする噴流のコントロール・パラメータとして、非対称性を代表する形状パラメータすなわち無次元リップ長さ lh と、力学パラメータすなわちレイノ

ルズ数 Re 、二つの噴流脈動のコントロール・パラメータ（無次元脈動周波数すなわち脈動ストロウハル数 St_p とノズル出口流速の振幅比 α ）を考える。

Re は、次式で与える。

$$Re = \bar{U}_0 h / \nu. \quad (1)$$

ここに、代表速度 \bar{U}_0 は、ノズル出口でのスパン中央面と高さ中央面の交点における、時間平均流速を示す。すべての実験を、 $lh=0$ または $3.3, 5.0$ かつ $Re=6000$ にて実施する。 Re 効果は、厳密には調べていないが、今回実験する程度の Re では、小さいと思われる（非脈動流については Rajaratnem¹⁾を、非脈動非対称平面噴流については Husain & Hussain⁸⁾を参照）。

St_p と α を、以下に定義する。

$$St_p(h) = f_p h / \bar{U}_0. \quad (2)$$

$$\alpha = U_{0\text{amp}} / U_0 \quad (3)$$

ここに、 f_p は噴流脈動の卓越周波数である。 $U_{0\text{amp}}$ は次式にて与える。

$$U_{0\text{amp}} = (U_{0\text{max}})^* - (U_{0\text{min}})^* \quad (4)$$

式(4)の右辺の第一項と第二項は、それぞれ、 U_0 の脈動各周期ごとの最大値と最小値の算術平均である。二つの噴流脈動のコントロール・パラメータ St_p と α の影響は、 Re の様には無視できないと思われるが、本研究では脈動効果の有効性を確認することを第一目標としており、 $St_p = 1.85 \times 10^{-5}$ かつ $\alpha = 0.31$ と固定した条件下で、 lh の影響のみに注目して噴流脈動効果を調べる（Table 1 を参照）。

流れの流下方向変化を議論するため、 \bar{u} の局所積分量である流量 \bar{Q} を考える。厳密に述べると、 \bar{Q} は、ある位置 x でのノズル軸直角方向断面における、単位幅（スパン）あたりの時間平均局所流量である。本研究では、ある位置 x での単位スパンあたりの全流量 Q を次式で定義する。

$$Q = Q(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{u}(x, z) dz. \quad (5)$$

なお、 Q は、 Q_0 ($x=0$ での Q) にて無次元化し、議論する。

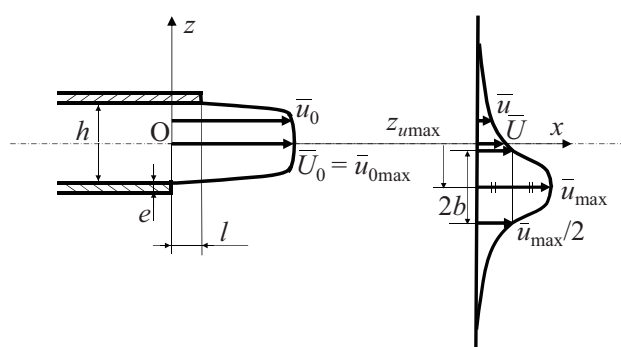


Fig. 1. Model and coordinate system.

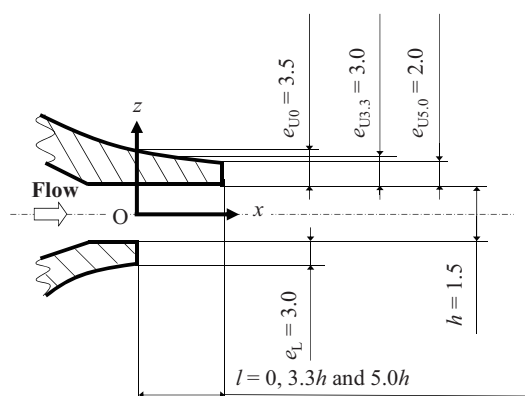


Fig. 2. Details of nozzle is dimensions (unit: mm).

Table 1. Experimental parameters.

h [m]	1.5×10^{-3}
l [m]	$0.0, 5.0 \times 10^{-3}, 7.5 \times 10^{-3}$
w [m]	450×10^{-3}
D_e [m]	29.3×10^{-3}
U_0 [m/s]	60
l/h	0, 3.3, 5.0
$AR (= w/h)$	300
D_e/h	19.5
Re	6000
f_p [Hz]	0.2 - 3.1
$St_p(h)$	1.85×10^{-5}
α	0.31
Sidewalls	No

2.3 実験装置

Fig. 3に、実験装置の概略を示す。実験装置は、空気を作動流体とし、ブロワ(1)により送風する。送風された空気は、一定断面を持つ充分に長い直円管(2) (長さ1.8

m, 内径56 mm)を通り、非対称二次元ノズル(3)より、充分に広い静止流体中に、噴出する。(ノズル出口での速度分布は、3.3節で示される。)ノズル出口でのアスペクト比(縦横比) $AR (= w/h)$ は、充分大きな値(300)とする。冷線により温度補償したI型熱線流速計(4)–(7)を用い、ノズル出口下流の多くの位置で u を計測する。なお、プローブ(4)の設置角は、プローブとプローブ・サポート自身による影響を最小限にするよう決定する。熱線流速計からの出力信号はA/D変換器を実装したパソコン(8)にて解析する。

脈動を噴流に付与する為に、Hirata et al.¹¹⁾と同様に、脈動発生装置を直円管の上流部に設置する。Fig. 4に脈動発生装置の概略を示す。本装置では、電気モータ(1)にて回転する円板(2)により、直円管上流部の有効断面積が周期的に変動する。バイパス・チューブ(3)と二つの弁(4)により、 α や脈動波形を調整する。しかし、一般に、実用上重要な高 Re かつ高 α での調整は容易ではない(実際の脈動波形については、3.1節にて示す)。

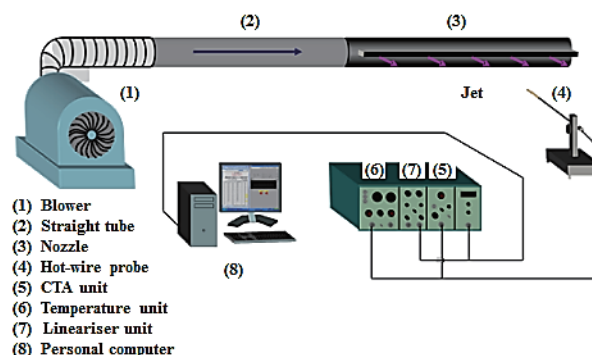


Fig. 3. Experimental apparatus.

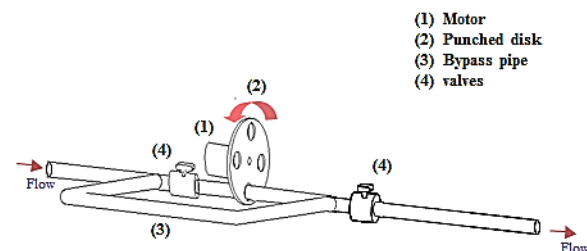


Fig. 4. Flow-pulsation generator.

3. 結果と考察

3.1 与えた脈動

Fig. 5に、噴流に脈動を付与したときの変動波形を示す。すなわち、 $l/h = 0.0$ と $3.3, 5.0$ でのノズル出口中央の流速である。なお、どの波形も、 0.05 s の移動平均処理により、高周波成分を取り除いている。波形は、正弦波からは若干歪んでいることが分かる。

参考の為、図には、二次元ノズルを取り除き、直円管出口にて流速を計測した際の波形も示す。その波形も、ノズル出口の波形にほぼ一致することがわかる。

3.2 流れの二次元性

Fig. 6に、 $l/h = 0$ と $3.3, 5.0$ における時間平均流速のノズル幅（スパン）方向（ y 方向）の分布を示す。正確に言うと、縦軸は、 \bar{u} の高さ方向速度分布における最大値 \bar{u}_{\max} を、 $y=0$ での \bar{u}_{\max} にて正規化したものである。 $l/h = 0$ と 3.3 では $x/h = 33.3$ での結果を示す。一方、 $l/h = 5.0$ では $x/h = 0$ での結果を示すが、ある程度小さな $x/h (\leq 30)$ では、流れの二次元性が x/h の値に依らないことを確認する為である。図からは、調べた全てのノズルで良好な二次元性を確認できる。よって、以降は $y/h = 0$ での結果についてのみ議論する（なお、ずっと下流の大きな x/h での流れの二次元性については、後に Fig. 10 でも確認する）。

3.3 時間平均速度分布

本節ならびに次の 3.4~3.7 節では、 \bar{u} などの流れの諸物理量の流下方向変化について、考える。考察はスパン中央面（ $y/h = 0$ ）における様々な位置（ x/h と z/h の様々な値）での熱線流速計による測定結果に基づいている。

Fig. 7に、様々な x/h での時間平均流速 \bar{u} のノズル軸直角方向（ z 方向）分布の一例を示す。すなわち、 $y/h = 0$ における $l/h = 3.3$ での脈動噴流の結果である。図中のエラーバーは、各測定位置での u の振幅を示す。本結果は、（１）大きな $z/h (\gg 1)$ で現れる連行（entrainment）に関係した遅い流れと、（２） x/h の増加につれて分布形状が滑らかになる傾向との二つの特徴を示す。 $l/h = 0$ と 5.0 でも、この二つの特徴を確認できる。

次に、 \bar{u} のノズル軸直角方向分布の相似性について見る。Fig. 8に、例として、様々な x/h について $l/h = 3.3$ での結果を示す。詳しく述べると、Fig. 8は、 $y/h = 0$ における $l/h = 3.3$ での正規化した脈動噴流の z 方向の時間平均速度分布である。ここで、図の縦軸は局所最大値 \bar{u}_{\max} にて正規化されており、図の横軸は z の代わりに軸補正した座標 z' である。更に z' は、 h の代わりに局所半値幅 $2b$ にて正規化されている。図には、Zijnen⁴⁾による、対称ノズルでの非脈動流の経験則も示す。今回の結果は、Zijnen の結果と、 $x/h \geq 6.7$ でよく一致することが分かる。一方、 $x/h = 0$ での分布は、他の分布とは大きく異なる。更に詳しく見ると、 $x/h \geq 6.7$ であっても、 $z'/b \geq 1.5$ での結果は、著者らによる非脈動流についての結果¹⁰⁾と同様、Zijnen とは異なる傾向を示す。その原因としては、

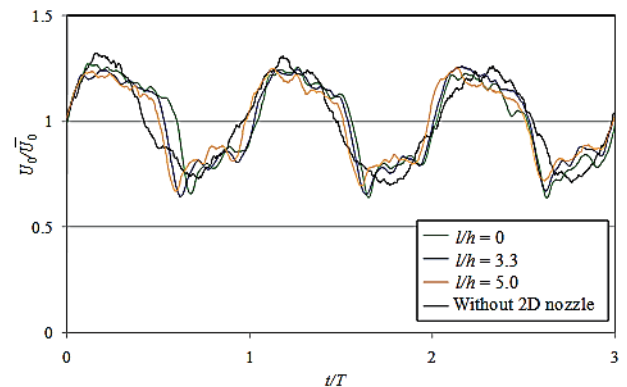


Fig. 5. Waveform of pulsating flow.

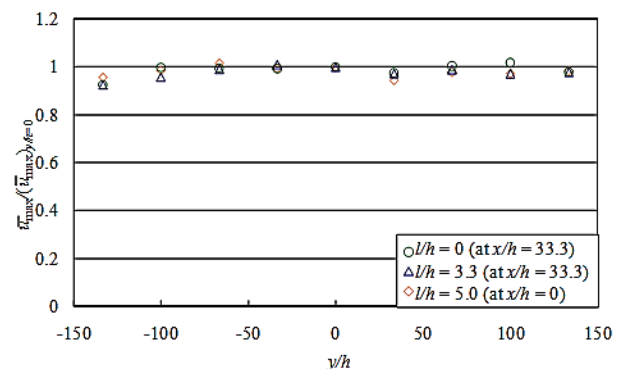


Fig. 6. Mean-velocity profiles in the y direction (span-wise direction) for pulsating flow.

本研究および著者らの先の研究¹⁰⁾で使用したノズル形状が Zijnen が使用したものとは違うことが挙げられる．すなわち，ノズル形状の違いによる周囲流体の噴流への連行(entrainment)の影響が考えられる．もちろん，上記の特徴は，他の $l/h (= 0, 5.0)$ でも観察できる．

3.4 最大時間平均流速の流下方向減衰

噴流の下流方向減衰を考える為，Fig. 9 に， l/h ごとに， $y/h = 0$ における脈動噴流の時間平均流速 \bar{u} の最大値 \bar{u}_{\max} の流下方向 (x 方向) 変化を示す．参考の為，図には，Tollmien¹⁾による二次元対称非脈動自由噴流についての理論と，対称⁹⁾および非対称¹⁰⁾ノズルからの二次元非脈動自由噴流についての実験結果を示す（なお，それらの実験^{6, 10)}のパラメータについては Table 2 を参照．）．

脈動流の全ての結果は，Tollmien の理論よりわずかに小さな値をとる．また，過去の二次元 ($AR \geq 60$) 非脈動噴流の実験結果^{6, 10)}は，Tollmien の理論とほぼ一致するので，それらと比べても脈動流の全ての結果はより小さな値をとる．

次に，Fig. 10 に，横軸として x/h の代わりに x/D_e を用いて， \bar{u}_{\max} の流下方向変化を示す．なお，Fig. 10 は片対数グラフである．また，この図には多くの他研究者による脈動噴流結果も共に示している（彼らの実験パラメータは，Table 2 にまとめる）．更に，Mi & Nathan¹³⁾ による $Re = 13300$ での円形非脈動噴流の結果も，破線にて示している．

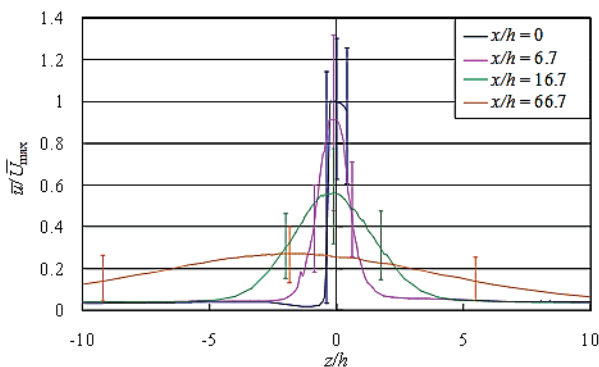


Fig. 7. Mean-velocity profiles in the z direction (transverse direction) at $y/h = 0$ for pulsating flow and l/h

= 3.3.

Mi et al.⁹⁾によれば， x/D_e の増加につれて，（１）ポテンシャル・コア領域，（２）準平面噴流領域，（３）遷移領域，（４）準軸対称噴流領域が，順次，現れる．準平面噴流領域と準軸対称噴流領域では， \bar{u}_{\max}/\bar{u}_0 は，それぞれ， x^{-1} と $x^{-1/2}$ に比例する．また， AR が大きいほど，より小さい x/D_e で，準平面噴流領域が現れる．さらに， AR が大きいほど，準平面噴流領域を示す x/D_e の範囲は広くなる．

$x/D_e > 0.5$ で，脈動噴流の全ての結果は，著者らの非脈動噴流の結果¹⁰⁾と同様，傾きが $x^{-1/2}$ となるある一つの直線上に落ちる．このことは，非脈動噴流の場合¹⁰⁾と同様に，今回の脈動噴流の良好な二次元性を示唆する．

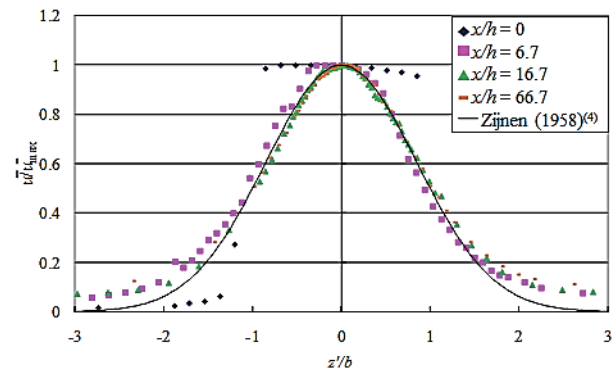


Fig. 8. Re-normalised mean-velocity profiles in the z direction (transverse direction) at $y/h = 0$ for pulsating flow ($l/h = 3.3$).

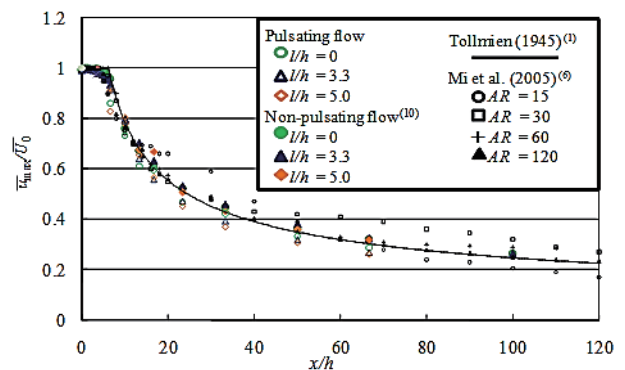


Fig. 9. Streamwise distributions of the maximum-mean-velocity at $y/h = 0$ for pulsating flow.

Table 2. Other reserchers' experimental parameters for non-pulsating flow.^{5-7), 9-10)}

Symbol	Reserchers	l/h	Re	AR	D_c/h	Sidewalls
---	Quinn (1992)	0	58,000	10	3.6	No
.....	Quinn (1992)	0	41,000	20	5.0	No
○	Mi et al. (2005)	0	10,000	15	4.4	No
□	Mi et al. (2005)	0	10,000	30	6.2	No
+	Mi et al. (2005)	0	10,000	60	8.7	No
▲	Mi et al. (2005)	0	10,000	120	12.4	No
●	Deo (2005)	0	10,000	60	8.8	Yes
■	Kiwata et al. (2009)	0.0	4,500	18	4.8	Yes
■	Kiwata et al. (2009)	2.0	4,500	18	4.8	Yes
▲	Kiwata et al. (2009)	4.0	4,500	18	4.8	Yes
◆	Kiwata et al. (2009)	8.0	4,500	18	4.8	Yes
●	Hirata et al. (2010)	0	6000	300	19.5	No
▲	Hirata et al. (2010)	3.3	6000	300	19.5	No
◆	Hirata et al. (2010)	5	6000	300	19.5	No

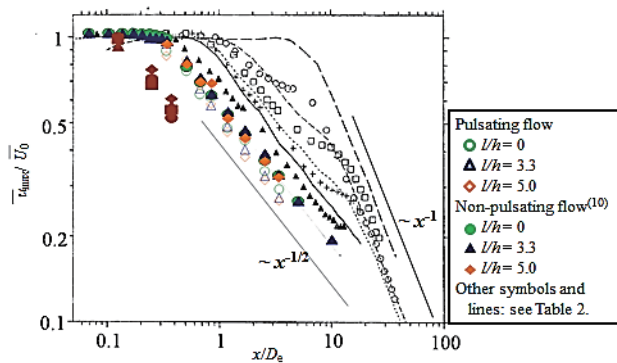


Fig. 10. Streamwise distributions of the maximum-mean-velocity for pulsating flow, with logarithmic scales.

3.5 噴流偏向の流下方向変化

Fig. 11 に、三つの l/h について、脈動噴流の噴流偏向 z_{max} の流下方向変化、つまり、 $y/h=0$ での局所時間平均速度分布における中心位置の流下方向変化を示す。ここで、 z_{max} は、Fig. 1 に示すように、各 x でのノズル軸直角方向 (z 方向) 平均速度分布が最大値 \bar{u}_{max} となる z の値と定義する。参考の為、図には、非対称ノズルからの二次元非脈動自由噴流についての実験¹⁰⁾も示す。

非脈動噴流では、どの l/h でも、流下方向遠方 ($x/h \geq 10$) では、Fig. 7 でも示される様な噴流偏向の流下方向成長を明瞭に確認した¹⁰⁾。一方、脈動噴流では、非脈動噴流とは異なり、 $l/h=0$ での噴流偏向は見られず、噴流軸はほぼ水平である。よって、非脈動噴流で観察されたノズル出口上下厚さの違いによる影響は、脈動により小さくなるとの可能性が示唆

される。

$l/h=3.3$ での噴流偏向は、 $l/h=3.3$ での非脈動噴流と同様、以下の二つの特徴を示す。すなわち、(1) 噴流方向は下向きであり、(2) 噴流は空間的に直線状である。

$l/h=5.0$ での噴流偏向も、 $l/h=5.0$ での非脈動噴流と同様な、以下の二つの特徴を示す。すなわち、(1) 噴流方向が上向きとなり、(2) 噴流軸が激しくうねる特徴を示す。(2) については特に $x/h=10-30$ で顕著である。噴流軸のうねりは、他の l/h でも見られるが、それらは $l/h=5.0$ のものほど明瞭ではない¹⁰⁾。この傾向は、非脈動噴流でも同様であるが、脈動により更に助長されているように見える。現時点で、上向きの噴流方向および噴流軸のうねりについての十分な説明は難しいが、種々の時間平均量ならびに渦構造の流下方向発達に影響を及ぼす、上下二つの境界層の非対称性は無視できない因子と思われる。

3.6 半値幅の流下方向発達

Fig. 12 に、様々な l/h での、 $y/h=0$ での脈動噴流についての半値幅 $2b$ の流下方向変化を示す。図の縦軸も横軸も共に、 h で無次元化されている。参考の為、図には、本実験結果に基づく l/h ごとの経験式、ならびに、Rajaratnam による二次元対称非脈動噴流の理論¹⁾と非対称ノズルからの二次元非脈動自由噴流についての実験¹⁰⁾も示す。

$x/h \leq 6$ では、 $2b/h$ はほぼ一定で 1 となり、 l/h に依存しない。このことは、 $x/h \leq 6$ でポテンシャル・コアが存在することと整合する。 $x/h > 6$ では、 $2b/h$ は理論式よりも常に大きな値を示し、その程度は l/h の増加につれて増す。一方、非脈動噴流では、明瞭な l/h 効果がみられるのは、 $l/h=5.0$ の時のみである¹⁰⁾。まとめると、 $l/h < 5.0$ であっても脈動により $x/h > 6$ では半値幅に l/h の影響が現れやすくなる。

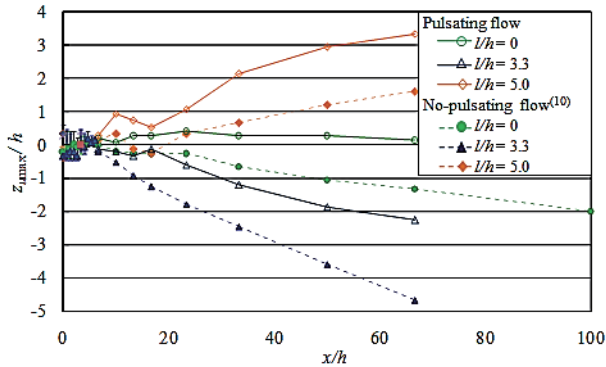


Fig. 11. Streamwise distributions of a jet bias $z_{i,max}$ at $y/h = 0$ for pulsating flow.

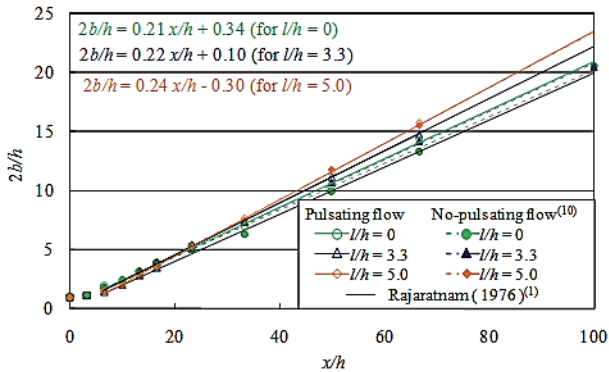


Fig. 12. Streamwise distributions of a half width $2b$ at $y/h = 0$ for pulsating flow.

3.7 流量の流下方向発達

Fig. 13 に、 l/h ごとに、 $y/h = 0$ での単位スパンあたりの局所（時間平均）流量 \bar{Q} の流下方向変化を示す。縦軸は、ノズル出口での流量 \bar{Q}_0 で無次元化されている。参考の為、図中に、Albertson et al.¹⁾による二次元自由非脈動噴流についての理論式と、非対称ノズルの実験値¹⁰⁾も示す。

どの l/h でも、 \bar{Q}/\bar{Q}_0 は、 x/h の増加につれて、単調増加傾向を示す。まず、 $l/h = 0$ の結果を見る。本結果は、非脈動噴流の理論¹⁾とも実験¹⁰⁾とも概ね一致する。次に、 $l/h = 3.3$ と 5.0 の結果を見る。 \bar{Q}/\bar{Q}_0 は、常に、 $l/h = 0$ での脈動噴流の実験よりも大きい（よって、常に、 $l/h = 0$ での非脈動噴流の理論¹⁾と実験¹⁰⁾より大きい）。このことは、非脈動噴流と同様、リップによる連行の促進を示す。また、非脈動噴流と比較すると、どの l/h でも脈動時の \bar{Q}/\bar{Q}_0 の方が

非脈動時より大きく、ここでも、脈動の付加により、 l/h 効果が強まることが分かる。

最後に、Fig. 14 を見る。Fig. 14 は、 l/h ごとに、 $y/h = 0$ での流量増加率 $d\bar{Q}/dx$ の流下方向変化を示す。参考のため、図中に、Albertson et al.¹⁾による二次元自由噴流（非脈動）についての理論式と、非対称ノズルの実験値¹⁰⁾も示す。図より、ノズル出口近傍 ($x/h \leq 15$) で、無次元流量増加率 $d(\bar{Q}/\bar{Q}_0)/d(x/h)$ は大きく、つまり連行(entrainment)が活発なことが分かる。また、 l/h 効果、すなわち、 l/h が大きいほど $d(\bar{Q}/\bar{Q}_0)/d(x/h)$ が大きな値をとる傾向も確認できる。更に、非脈動噴流と比較すると、脈動の付加により連行が強められる、つまり、 $d(\bar{Q}/\bar{Q}_0)/d(x/h)$ が大きな傾向が伺える。

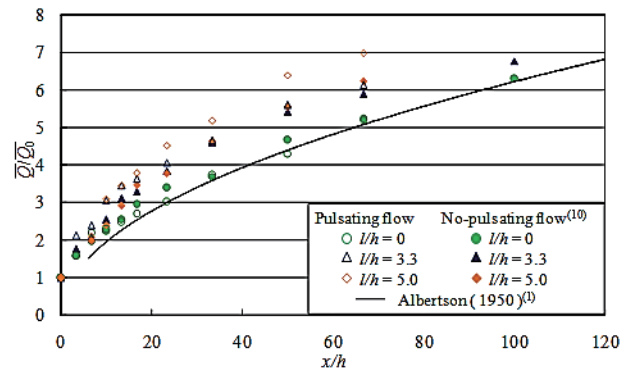


Fig. 13. Streamwise distributions of a local flow rate \bar{Q} for pulsating flow.

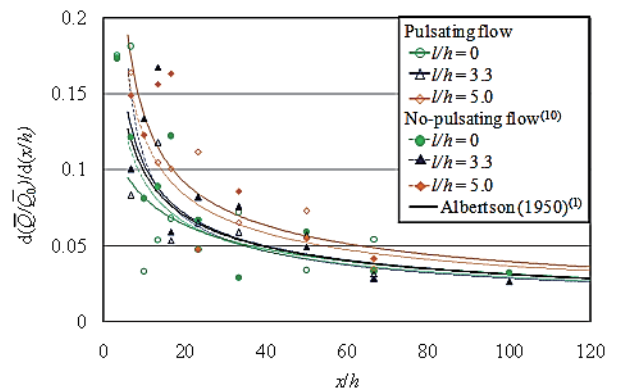


Fig. 14. Streamwise distributions of a non-dimensional entrainment flow rate for pulsating flow.

4. おわりに

今回、非対称二次元ノズルからの乱流自由平面噴流について、新たに脈動の影響を、実験により調べた。以下に、結果をまとめる。

- (1) 三種類の無次元リップ長さ $l/h = 0.0, 3.3, 5.0$ のノズルについて、脈動を加えても、非脈動時と同様に、Mi et al.の準二次元ノズルに相当する十分な二次元性を有する噴流の実現に成功した。
- (2) 全ての l/h で、正規化された時間平均速度分布は、非脈動時と同様、対称二次元ノズルについての Zijnen の経験分布則と、 $x/h \geq 6.7$ で概ね一致する。ただし、分布中心から離れた位置では、周囲流体の噴流への連行(entrainment)のため、一致しない。
- (3) 脈動を加えると、時間平均速度分布の最大値 \bar{u}_{\max} の流下方向減衰は、全ての l/h で、ノズル出口近傍でも遠方下流域でも Tollmien の理論や非脈動時の実験値よりもわずかに大きくなる。
- (4) $l/h = 0$ と 3.3 についての噴流偏向は、(1)下方(リップ側)への偏向($l/h = 0$ を除く)と、(2)噴流軸の空間的直線性といった、非脈動噴流と同様な二つの特徴を示す。ここで、噴流偏向は、 l/h の増加につれて強まる。 $l/h = 5.0$ についての噴流偏向は、特異であり、(1)上方(リップ側)への偏向と、(2)噴流軸の激しいうねりといった、非脈動噴流と同様な二つの特徴を示す。この二つの特徴は脈動により強められる。
- (5) 半値幅の流下方向発達は、 $x/h \leq 6$ では、非脈動噴流のときと同様、 l/h に依存することなく、ほとんど見られず、ポテンシャル・コアの存在とよく対応する。 $x/h > 6$ では、脈動を加えると半値幅は $l/h = 5.0$ だけではなく、すべての l/h で理論値より大きな値を示す。よって、非脈動時と比べ l/h 効果は強く現れがちである。ここで、非脈動時と同様、 l/h が大きいほど、半値幅は単調増加傾向を示す。
- (6) 時間平均局所流量も、非脈動噴流と比べると、全ての l/h でどの位置においても常に大きい。つまり、脈動の付加により、局所流量を増すような l/h 効果はさらに強まる。

最後に、本学の長嶺有高氏と朝日一成氏、音峯佑哉氏の技術的支援に感謝する。

参考文献

- 1) N. Rajaratnam, *Turbulent Jets*, Elsevier, Amsterdam (1976).
- 2) E. Förthmann, "Turbulent jet expansion," *NACA Technical Memorandum*, 789, 1 – 18 (1936).
- 3) H. Goertler, "Berechnung von aufgaben der freien turbulenz auf grund eines neuen naherungsansatzes," *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 22(5), 244–254 (1942).
- 4) B. G. Van Der Hegge Zijnen, "Measurements of the velocity distribution in a plane turbulent jet of air," *Applied Scientific Research, Section A*, 7, 256–276 (1958).
- 5) W. R. Quinn, "Turbulent free jet flows issuing from sharp-edged rectangular slots: the influence of slot aspect ratio," *Experimental Thermal and Fluid Science*, 5, 203–215(1992).
- 6) J. Mi, R. C. Deo and G. J. Nathan, "Characterization of turbulent jets from high-aspect-ratio rectangular nozzles," *Physics of Fluids*, Vol. 17, 6, .068102.1–068102.4 (2005).
- 7) R. C. Deo, "Experimental investigations of the influence of Reynolds number and boundary conditions on a plane air jet," *PhD Thesis*, Adelaide Univ. (2005).
- 8) Z. D. Husain and A. K. M. F. Hussain, "Natural instability of free shear layers," *AIAA Journal*, 21(11), 1512–1517 (1983).
- 9) T. Kiwata, S. Kimura, N. Komatsu, H. Murata and Y. H. Kim, "Flow characteristics of a plane jet with an extended lip-plate and serrated tabs," *Journal of Fluid Science and Technology, JSME*, 4(2), 268–278 (2009).
- 10) K. Hirata, K. Shobu, T. Murayama and J. Funaki, "Flow characteristics of plane jet from an asymmetrical two-dimensional nozzle," *Journal of Environment and Engineering, JSME*, 5(1), 183–199 (2010).
- 11) K. Hirata, J. Funaki, T. Kubo, Y. Hatanaka, M. Matsushita and K. Shobu, "An experimental study of amplitude and frequency effects upon a pulsating jet," *Journal of Fluid Science and Technology, JSME*, 4(3), 578–588 (2009).
- 12) J. Funaki, D. Kobayashi, K. Shobu and K. Hirata, "Consecutive PIV analyses on a finite-amplitude pulsating jet," *Journal of Fluid Science and Technology, JSME*, 4(3), 673–686 (2009).
- 13) J. Mi and G. J. Nathan, "Statistical analysis of the velocity field in mechanical precessing Jet Flow," *Physics of Fluid*, 17(1) 015102.1–015102.17 (2005).