

渦励起による同軸混合噴流の流動制御と渦励起周波数の予測

Flow Control of Coaxial Mixing Jet by Vortex Excitation and Prediction of Vortex Excitation Frequencies

村田 史仁*・弘畑 幹鐘*・谷口 伸行**・小林 敏雄***

Fumihito MURATA, Mikikane HIROHATA, Nobuyuki TANIGUCHI and Toshio KOBAYASHI

1. 概要

同軸噴流バーナは燃料と酸化剤を拡散燃焼させる炉内燃焼や気体成分の混合・反応による素材加工など工業的に広く適用されているものであり、基本的な流れ場の一つである。

噴流は流れ場の形状（ノズル形状、周回流の存在など）、上流の履歴や外部からの乱れなどに強く依存するという特徴を持っているため流動に非定常な変化が現れやすい。しかし逆に噴流が擾乱に対して敏感である事を利用し、人工的に擾乱を与え渦を励起することにより噴流をコントロールすることができ、燃焼の促進や流動の安定化などを図るのに有効な手段となりうる。

これまで擾乱を加え渦を励起することによって流動状態の変化を観察した研究は多くあるが⁽¹⁾⁽²⁾、その多くは高レイノルズ数、単軸噴流、単一気体成分に対するものであり同軸噴流、複数気体成分（密度変化を伴う流れ）に対する研究は少ない。

本研究では燃焼を伴う流れ場で良く使用される燃料（水素-窒素の混合気）と空気を同時に噴出する同軸噴流を取り上げた。スペクトル分布を測定し幾つかの擾乱周波数で渦輪を励起することによって流れ場、混合状態がどのような変化を受けるかを LES (Large Eddy Simulation) によって調査した。また発達した噴流境界に現れる Kelvin-Helmholtz 不安定渦列と Pulse jet の初期過渡流れに現れる渦列の類似性から噴流をコントロールすることのできる渦励起周波数を推定する方法を提案している。

2. 基礎式と SGS モデル

2.1 基礎方程式

フィルター操作を施した基礎式を示す。基礎式の導出に当たっては次を仮定している。(i) 低マッハ数近似が成り立つ

*東京大学生産技術研究所 人間・社会大部門

**東京大学情報基盤センター

***東京大学生産技術研究所 情報・システム大部門

(ii) 成分によらずシュミット数一定 (iii) 外力は無視できる
また密度変化を考慮する際の LES の定式として空間フィルター操作には密度相関項が陽に現れない *favre filter* を採用している。

$$\bar{\phi} : \text{grid filter}, \quad \tilde{\phi} = \frac{\bar{\rho}\bar{\phi}}{\bar{\rho}} : \text{favre filter}$$

$$\text{連続の式: } \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0 \dots\dots\dots (1)$$

運動方程式:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j} - \bar{\rho} (\overline{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \right\} \dots\dots\dots (2)$$

混合分率の輸送方程式:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{\xi}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{\xi} \tilde{u}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \frac{\mu}{Sc} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j} - \bar{\rho} (\overline{\xi u_j} - \tilde{\xi} \tilde{u}_j) \right\} \dots\dots\dots (3)$$

2.2 SGS モデル

流れ場の SGS モデルに Smagorinsky モデル、混合分率の SGS モデルには勾配拡散モデルを用いた。乱流シュミット数は一定とした。SGS モデル定数については $C_s = 0.109$, $Pr_{SGS} = 0.5$, $Sc_{SGS} = 0.5$ としている⁽³⁾。

$$\text{SGS 応力: } -\bar{\rho} (\overline{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = 2\mu_{SGS} \tilde{S}_{ij}, \quad \tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \dots\dots\dots (4)$$

$$\text{SGS スカラ流束: } -\bar{\rho} (\overline{\xi u_j} - \tilde{\xi} \tilde{u}_j) = \frac{\mu_{SGS}}{Sc_{SGS}} + \frac{\partial \tilde{\xi}}{\partial x_j} \dots\dots\dots (5)$$

3. 計算方法

3.1 解析対象および計算条件

解析対象は同軸円管から燃料と空気が噴出される流れ場である⁽⁴⁾。燃料は水素を窒素で希釈したものであり混合比は $H_2 : N_2 = 156 (cm^3/s) : 228 (cm^3/s)$ である。また周回流は空気である。ノズル出口での燃料と周回流の平均流速はそれぞれ $20.36 (m/s)$, $5.1 (m/s)$ である。計算領域としては図 1 の

研 究 速 報

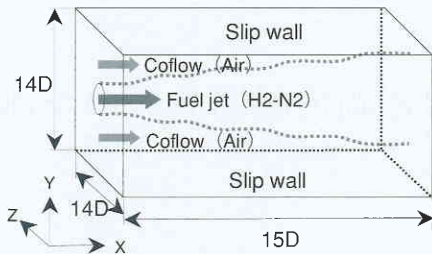


Fig. 1 Computational domain.

ように $15D \times 14D \times 14D$ (D は燃料管直径で $D=4.9\text{ mm}$) とし、格子数は $(X, Y, Z) = (68, 68, 68)$ とした。燃料管の形状は階段近似で与えている。境界条件として側面境界には速度に Slip 条件、混合分率に勾配 0 を流出条件として速度、混合分率共に対流流出条件を課している。燃料管直径と燃料平均流速から算出されるレイノルズ数は $Re=4240$ である。

3.2 数値解法

本研究において時間進行法には 3 次精度 Runge-Kutta 法、空間離散化手法には 2 次精度中心差分を用いている。ただし混合分率の輸送方程式の対流項のみ QUICK としている。また圧力と速度のカップリング法は Fractional Step 法である。

4. 流入攪乱条件

本研究では燃料の流入速度分布を (7) 式で与える。平均速度分布を $1/7$ 乗則で与え、それに実際の乱れ成分を模擬するためにランダム擾乱 ($\epsilon_R = 0.03u_{max}$) を加えている。

$$u = u_{max} \left(\frac{y}{R}\right)^{1/7} + \epsilon_R u' \dots\dots\dots (7)$$

さらに渦輪を励起するために (8) 式で表されるモード⁽⁵⁾ u'' ($\epsilon_F = 0.05u_{max}$) を (7) 式に重畳した。

$$u'' = \epsilon_F \sin(m\theta - 2\pi ft) \dots\dots\dots (8)$$

ここで m : mode number, θ : 方位角, f : 導入周波数, t : time step であり, $m=0$ が Axial mode, $m=1$ が Helical mode に対応する。本研究では音響励起のように実験においても容易に再現できるモードとして $m=0$ の Axial mode に注目した。

5. 導入擾乱変化による流れ場の影響

本研究はノズル出口に周期的な微小擾乱を導入し、噴流せん断層に渦輪を励起させ噴流をコントロールするための周波数特性を求めることを目的としている。噴流は様々な周波数の擾乱を受容する性質があるが、流れが下流に発達するにつれて選択的に増幅し Kelvin-Helmholtz 不安定から大きく渦を成長させる周波数が存在する。そこでこの周波数を求めるために噴流せん断層の中心で $X=1D, 2D, 3D, 4D$ における流れ方向速度変動成分のエネルギー

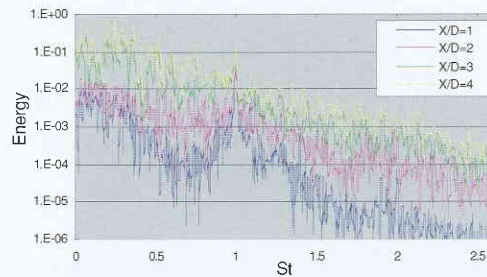


Fig. 2 Energy spectrum of streamwise velocity fluctuation.

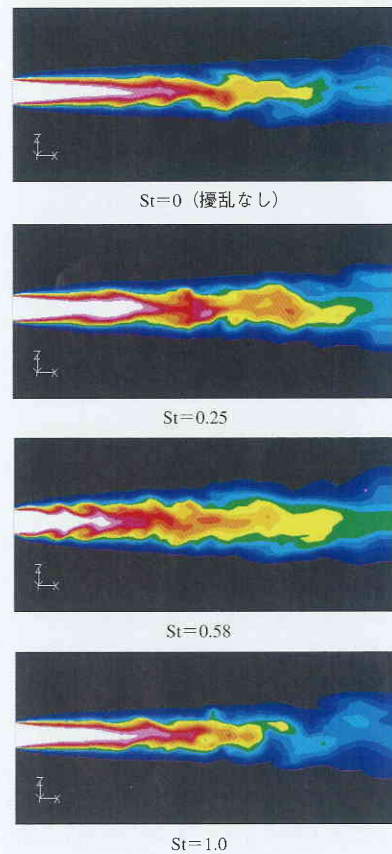


Fig. 3 Variation of Hydrogen concentration for different strouhal number

ベクトルを求めた。その結果を図 2 に示す。

$X/D=1$ ではおよそ $St=1.0$ で極大値をとる。 $X/D=2$ になると $St=0.6$ 付近 (その中でのピークは $St=0.58$) の周波数が大きく成長する。さらに下流の $X/D=4$ になると $St=0.25$ 近傍がピークとなる。このように図 2 は噴流に特有な大規模渦構造の発達過程を明確に表しており各流れ方向位置で支配的となる周波数を求める事ができる。

そこでノズル出口に周期的な軸対称擾乱を加え噴流をコントロールするために図 2 で特徴的な周波数として考えら

れる3つのストローハル数 $St = 0.25, 0.58, 1.0$ を導入周波数として選びノズル出口に加えた。流動状態を表すものとして瞬時の水素濃度分布を図3に示す。

$St = 0$ (擾乱無し) ではノズル出口近傍での流動は軸対称であるがコア端部からシニアスな流動となり乱流へと遷移していく。 $St = 0.58$ では流動に大きな変化が現れている。ノズル出口近傍に軸対称性の強い渦輪が大きく成長し対称性を保ったまま対流することによって噴流は非常に安定化し渦輪崩壊後は水素は一様に拡散する。一方 $St = 1.0$ とすると加えた擾乱によってコア端部でのシニアス流動がやや顕著になるものの $St = 0$ の時とほぼ同様の流動状態になっており大きな変化は見られなかった。

以上から流れ場および混合に大きな変化を与えられる擾乱周波数は $St = 0.58$ でありこれが本研究の流れ場の基本周波数であると考えられる。一方 $X/D = 1$ でピークとなっている $St = 1.0$ はノズル形状の階段近似などによって引き起こされる攪乱によって生じたものであると考えられる。 $St = 0.58$ という値は実験式⁽⁸⁾ から算出される $Re = 4240$ での基本ストローハル数 $St = 0.48$ よりもやや大きな値である。この違いは実験では単軸噴流を対称としているのに対し本研究では同軸噴流を扱っており比較的速い周囲流の存在によって渦の対流速度が速くなりやや高い基本周波数になって表れるためである。したがって流れ場が大きく異なる場合、その流れ場でのスペクトル分布を取り基本周波数を調査する必要がある。

6. Pulse Jet からの周波数予測

6.1 Pulse jet の観察

上で述べたように混合層中のスペクトルを測定し流れと化学種の混合に大きな変化を与えられる擾乱周波数を予測することができる。しかし LES などにおいては計算 time step を小さく取らなければならない場合が多く、スペクトル分布を得るには多くの計算時間を要するという問題点があり、また階段近似などによりノズル出口で擾乱が入るとスペクトル分布に幾つかのピークが立ち、基本周波数の選定が難しくなるという問題点もある。

そこで比較的容易に渦を励起することのできる基本周波数を予測するために Pulse jet における噴流の初期過渡流れで観察される一連の渦構造から周波数特性を求める事を試みた。流速をインパルス状に変化させることによって噴流境界に大きなせん断力が働き、先頭の大規模渦の上流に Kelvin-Helmholtz 不安定に似た一連の渦が形成される⁷⁾。形成される渦は流速、混合層の厚みなどに依存するためレイノルズ数、気体成分など条件を合わせた Pulse jet を観察することによって解析対象とする噴流の渦構造、周波数特

性を予測することができるのではないかと考えられる。そこで $Re = 4240$ の Pulse jet を得るために図4のように流速をインパルス状に変化させた。その時の渦度強さ分布の時間的変化の様子を図5に示す。 $T = 0.5$ (ms) (図5—(i)) で速度変化による大規模な先頭渦がおおよそ $X = 1D$ の位置に形成される。その後先頭渦の上流にも Kelvin-Helmholtz 不安定に似た渦輪が次々に形成されていくのが分かる(図5—(ii) ~ (iv))。図6は Pulse jet のせん断層中で取った流れ方向流速の時間発展を示したものであり、 $X/D = 1$ で速度変動は正弦波状に振動し渦となる変動成分の周期的な通過を示している。図5から $X/D = 1$ 付近で混合層中を渦輪にはまだなっていない大きな変動成分が周期的に通過していく様子が分かる。これが $X/D = 1$ で現れる $St = 1.0$ のピーク周波数に相当すると考えられる。一方 $X/D = 2$ 付近で

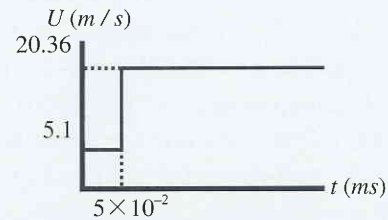


Fig. 4 Input velocity condition

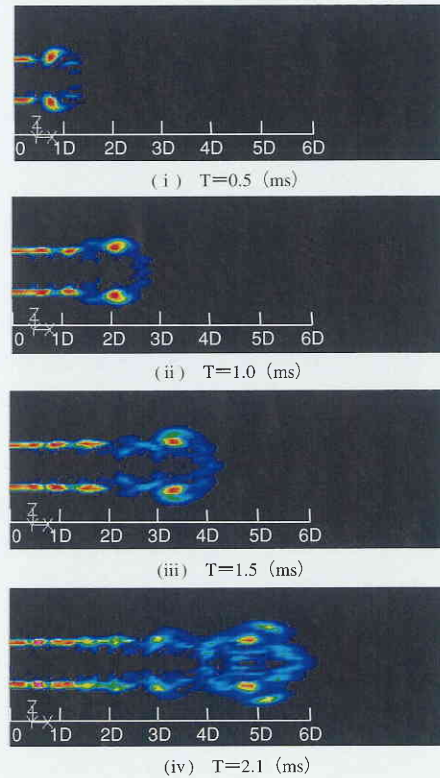


Fig. 5 Temporal change of vorticity magnitude for Pulse jet

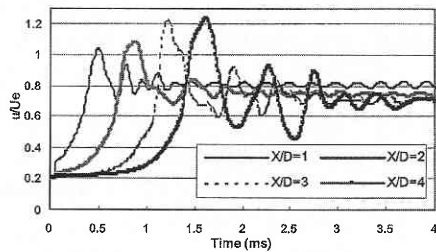


Fig. 6 Time dependent streamwise velocity of shear layer

せん断層から切り離された渦が巻き上がり, $X/D = 3 \sim 4$ で先頭渦による速度変動の振幅が最大に達してその後の変動周期は $X/D = 1$ の時のほぼ倍になる (図5). これは渦輪の合体現象によるもので, 2番目の渦が先頭渦の内側に入り込み (図4—(iii)) 先頭渦を追い越す (図4—(iv)). これを繰り返しながら2つの渦輪は最終的に合体する. 渦輪の合体の仕方には主に2つの型が存在することが報告されており, 一つは leap-frogging を繰り返しながら合体する追い越し型で渦輪が対称となり安定した形状となる型で, もう一つは追い越しを見せないまま一体化する溶け込み型で渦輪の径が小さく非対称で不安定な形状をとる型である⁶⁾. $X/D = 3 \sim 4$ で見られる合体は前者に相当する.

6.2 渦通過時間からの周波数予測

Pulse jet のせん断層中の流れ方向流速変化を示したものが図6である. 各流れ方向位置の流速変化でピークとなって表れている部分がjetの先端つまり先頭渦が到達した時刻であり後続のピークが2番目以降の渦の到達を表している. 変動振幅は次第に小さくなり一定値に漸近し発達噴流となる. 上述したようにPulse jetの測定 (図5, 図6) は $X/D = 2$ において周期的な渦輪の放出, $X/D = 3 \sim 4$ では変動振幅が最大, 変動周期は $X/D = 1$ のほぼ倍になっていて渦の合体を表している. これらPulse jet初期領域で現れる一連の渦構造による速度変化から各流れ方向位置の周波数を求めると表1のような結果が得られた. 表1の結果は先頭渦に続く2番目, 3番目の渦の時間間隔から求めた結果である. この結果を図2の発達噴流で得られたスペクトル分布と比較すると各流れ方向位置でピークとなる周波数に近い値が得られている. 噴流の基本周波数は流れの不安定性から生じるものであり, その代表的な現象はせん断層から切り離される渦輪の放出である. Pulse jetにおいて渦輪の放出は $X/D = 2 \sim 3$ 程度で生じ, 図2, 図3から予測される基本周波数と良い一致を示している.

Table. 1 vortex passage frequency

X/D	Strouhal number
1.0	1.09
3.0	0.56
4.0	0.50

7. 結 言

噴流に擾乱を与え渦輪を励起することによって流れを制御しようとするにはその噴流の基本周波数を知る必要がある. しかし噴流の性質は流れ場の形状に大きく依存するという特徴を持っているため単軸噴流で得られた実験式から算出される値をその流れ場の基本周波数と簡単に決める事はできない. したがってスペクトル分布を調査し, そこで得られた代表的な周波数を擾乱として導入したときの流れ場, 混合状態の変化の様子を観察することによって基本周波数を予測することが重要となる.

基本周波数の予測には上で述べた方法が基本的であると言えるが数値計算上でスペクトルを求めるには多くの計算時間を必要とする場合も多い. そこでPulse jetの初期領域で先頭渦の後方にKelvin-Helmholtz不安定渦に似た幾つかの渦列が生成されることを利用して基本周波数を予測することを試みた. それらの渦の通過から求めた周波数は発達噴流の各流れ方向位置で支配的となる周波数に近い値が得られた. このことから発達した噴流境界に生成されるKelvin-Helmholtz不安定渦とPulse jetにできる一連の渦列の類似性を利用し噴流をコントロールするための基本周波数をおおよそ予測できるのではないかと考えられる.

(2000年11月20日受理)

参 考 文 献

- 1) 伊澤・木谷・望月, 機論, 64-625, pp2880-2888 (1998).
- 2) G.Urbin, C.Brun and O. Metais, 11th Symposium on Turbulent Shear flows, pp 25. 23-25. 28.
- 3) Erlebacher, G, Hussaini, M. Y, Spziale, C. G and Zang, T. A, Journal of Fluid Mechanics 238, pp 155-185 (1992).
- 4) 高城・申, 機論, 45-400 B, pp 1944-1956 (1982).
- 5) 竹内・三宅・梶島・青木, 機論, 65-640, pp 3918-3925 (1999).
- 6) 栗間, 山口大学博士論文.
- 7) Gharib, M, Rambod, E and Shariff, K, Journal of Fluid Mechanics 360, pp 121-140 (1998).
- 8) A.J. Yule, N. A. Chigier, S. Ralph, R. Boulderstone and J. Ventura, AIAA JOURNAL vol. 19 No. 6, pp 752-760 (1980).