

マイクロ・アクチュエータ群による浮き上がり火炎の能動制御

栗本直規^{*1} 鈴木雄二^{*1} 笠木伸英^{*2}

Active Control of Lifted Flames with Arrayed Micro Actuators

Naoki KURIMOTO^{*3}, Yuji SUZUKI and Nobuhide KASAGI

^{*3}Department of Mechanical Engineering, The University of Tokyo,
Hongo 7-3-1, Bunkyo-ku, Tokyo, 113-8656 Japan

Active control of a lifted flame was achieved using a coaxial nozzle with micro magnetic flap actuators arranged on the inner periphery of the annular nozzle. The spatio-temporal structure of the flame was studied by using a laser-induced fluorescence method and a particle image velocimeter, while the exhaust gas was examined with an FT-IR gas analyzer. Near-field vortical structures in the coaxial jet are manipulated by introducing disturbances directly to the initial shear layer. They were generated by the flap actuators driven with square- or saw-wave signals. The lifted flame modified by the square-wave signal disturbances are stabilized at the downstream of the inner potential core, because the early breakdown of the coherent structures into turbulence is promoted. Mixing enhancement upstream of the flame base shortens the flame length and the emission of nitrogen oxides is decreased. On the other hand, the lifted flame controlled by the saw-wave signal disturbances can be anchored near the nozzle exit by the effect of shedding of large-scale vortices synchronized with the flapping motion. These vortices periodically supply premixture blobs to the flame base in such a way that Damköhler number, which is defined as the ratio between the supply and consumption time spans of the blobs, becomes approximately unity.

Key words : Flow Control, Jet, Diffusion Combustion, Lifted Flame, Micro Actuators

1. 緒言

マイクロガスタービンなどの小型燃焼器には、広い燃焼負荷範囲において、低 NO_x ・高効率・安定燃焼を達成することが要求される。しかし、従来より、燃焼器内の混合・保炎に用いられてきたスワラやブラフボディなどの受動的な制御装置を用いて、設計点以外で健全な火炎をつくることは難しい⁽¹⁾。従って、様々な流動条件の下で常に健全な燃焼を維持するためには、火炎の能動的な制御技術を構築することが必要である。

燃焼器内の基本的な火炎形態の一つである浮き上がり火炎⁽²⁻⁶⁾は、火炎基部上流で空気と燃料の混合が促進されるため、 NO_x 低減に効果的な火炎形態であると指摘されている⁽⁷⁾。浮き上がり火炎では、火炎基部上流の非燃焼域の流れを制御することにより、火炎帯で生じる熱エネルギーよりも十分に小さいエネルギーを投じて火炎特性を大きく変化させることができる。Chaoらは、空気・プロパン予混合気からなる浮き上がり火炎をスピーカで励起して、火炎基部上流で周囲空気と予混合気との混合を促進させる

ことで NO_x の排出を抑制した⁽⁸⁾。また、渦輪の巻き上がりや合体の強化により、浮き上がり火炎を安定化できることを示した⁽⁹⁾。さらに、彼らは、ノズル出口付近に配置した8個のピエゾ素子を螺旋モードで駆動することにより、火炎基部上流に流れ方向に軸を持つ渦を誘起して火炎を安定化したと報告している⁽¹⁰⁾。しかし、能動制御により、一つのノズルから複数の火炎をつくり、燃焼特性を柔軟に制御しようとする試みは皆無である。

一方、近年のマイクロマシン技術の発達により、様々なマイクロ制御素子が開発され、熱流動現象の能動制御が試みられている⁽¹¹⁾。著者らは、ノズルの内外径比が小さい同軸二重ノズル($\beta = D_o/D_i = 2$)に18枚のフラップ型電磁アクチュエータ⁽¹²⁾を配備し、環状噴流外側せん断層内でフラップを動作させることで同軸二重噴流の大規模渦構造と内外流体の輸送・混合特性を柔軟に制御することを試み、その有効性を示した^(13,14)。

本研究では、フラップ型アクチュエータ群⁽¹³⁾により、浮き上がり火炎基部上流の大規模渦構造を能動操作して、火炎の混合・保炎機構および排ガスを制御することを目的とした。実験では、低出力燃焼器を想定し、3.5 kWのメタン拡散火炎を対象とした。

* 原稿受付 2004年2月23日。

^{*1} 正員、東京大学大学院工学系研究科 (〒113-8656 東京都文京区本郷7-3-1)。

^{*2} 正員(フェロー)、東京大学大学院工学系研究科。

E-mail: ysuzuki@thtlab.t.u-tokyo.ac.jp

2. 実験装置・計測手法

2.1 同軸ノズル 図1に供試ノズルを示す。軸対称同軸ノズル($D_o = 20$ mm, $D_i = 10$ mm, 肉厚 $t = 0.3$ mm)の直径比は $\beta = D_o/D_i = 2$ である。環状ノズル内壁には、18枚のフラップ型電磁アクチュエータ(9×3 mm²)が配備され、入力信号波形に従って動作する。なお、全てのフラップは位相を揃えて軸対称に駆動される。本報の制御では、駆動周波数は $f_a = 95$ Hzであり、 f_a と外側噴流のバルク平均流速 $U_{m,o} = 1.8$ m/sに基づくストローハル数は $St_a = f_a D_o / U_{m,o} = 1.0$ である⁽¹³⁾。本研究では、ノズル近傍の渦構造を制御することで、保炎機構の異なる2種類の安定火炎を作成することを試みた。渦構造の制御はフラップの動作波形を変えることにより行った。本報では、予備実験で検討した正弦波、三角波、矩形波、鋸波のフラップ動作のなかで、火炎を顕著に安定化できた矩形波、鋸波制御⁽¹³⁾の結果を示す。

図2aにフラップを矩形の電圧信号で駆動したときの時間応答を示す。フラップは、急激に立ち上がり、静

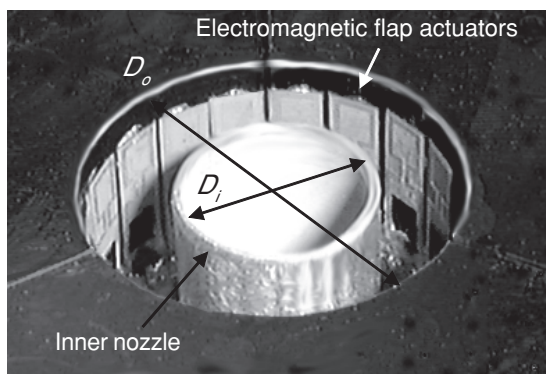


Fig. 1 Coaxial nozzle equipped with eighteen magnetic flap actuators.

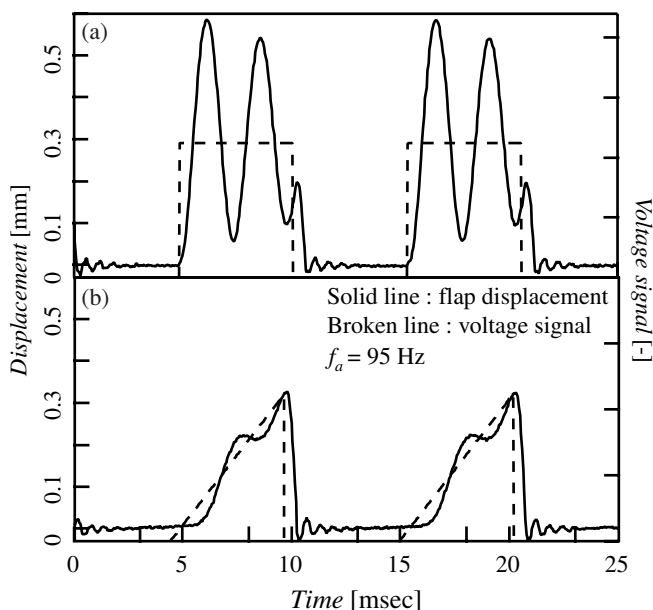


Fig. 2 Time response of a magnetic flap actuator to square-wave and sawtooth-wave voltage signals.

変位量 0.3 mm を中心に固有振動数 $f_n = 310$ Hz で減衰振動を行った後、壁面に戻る。すなわち、フラップは、 f_n にもとづく擾乱を f_a で間欠的に流体へ与える。このとき、フラップ先端の最大変位は $0.04D_o$ であり、環状噴流の境界層厚さ $\delta \sim 0.14D_o$ よりも十分に小さい⁽¹³⁾。

図2bにフラップを鋸波形状の電圧信号で駆動したときの時間応答を示す。フラップは減衰振動($f_n = 310$ Hz)を含みながら、鋸波形状に徐々に立ち上がり、最大変位0.3 mm に到達した後、急速に壁面に戻る。

2.2 実験装置 図3に実験装置概略図を示す。メタンは、圧縮ボンベから供給され、ステンレス製直管を通り十分に発達した中心噴流を形成する。空気は、圧縮機から供給され、メンブレン式除湿器(SMC, IDG10V-02)により露点-20℃まで除湿された後、整流チャンバを通りノズル(面積収縮比 42:1)により縮流されて環状噴流を形成する。内外流体は、自由噴流として鉛直方向に噴出する。内外噴流のレイノルズ数は、それぞれ $Re_i = U_{m,i} D_i / \nu_i = 340 \sim 1900$, $Re_o = U_{m,o} D_o / \nu_o = 960 \sim 3100$ である。また、室内空気の乱れによる噴流の揺らぎを防ぐために、噴流の周囲に4枚の塩化ビニール板を設置し、正方形断面(560 × 560 mm²)のテストセクションを構築した。座標系は円筒座標系を採用し、軸、半径、周方向を(x, r, θ)とした。

2.3 速度計測 流れ場の定量評価には粒子画像流速計を用いた。トレーサには、耐熱性を有するSiO₂ 粒子(鈴木油脂工業, ゴッドボールE-2C, $d_p \sim 1.2$ μm, かさ密度 $\rho_p = 215$ kg/m³)を用いた。光源には、Nd: YAG レーザ(THALES,

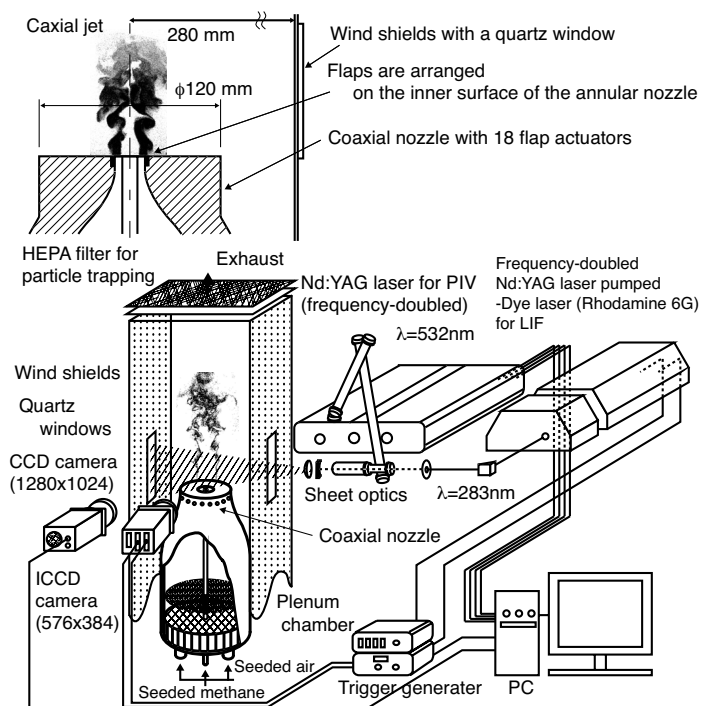


Fig. 3 Schematic of experimental setup.

SAGA PIV20, 400 mJ/pulse)を用い、厚さ1 mmのシート光を形成した。画像取得には、フレーム・ストロリング CCDカメラ(Lavision, FlowMaster3, 1280 × 1024 pixels)を用い、火炎からの輻射を除くために干渉フィルタ(中心波長 = 532 nm, 半値幅 = 10 nm)を装備した。計測領域は $56 \times 45 \text{ mm}^2$ とし、パルス光間隔は $\Delta t = 50 \mu\text{s}$ と設定した⁽¹³⁾。

相互相関法⁽¹⁵⁾による速度ベクトルの算出には、Lavision社製Davisを用いた。探索領域は $1.4 \times 1.4 \times 1 \text{ mm}^3$ (32 × 32 pixels)とし、50%のオーバーラップを施して、80 × 64個のベクトルを得た。また、本計測の瞬時速度に含まれる不確かさ⁽¹⁶⁾は、系統的な解析から、 $U_{m,o} = 1.8 \text{ m/s}$ に対して $U_{RSS95\%} = 0.12 \text{ m/s}$ (精密度 0.030 m/s, 正確度 0.11 m/s)と見積もられた。

2・4 濃度計測 非燃焼流の物質場の定量評価には、アセトントレーサとしたレーザー誘起蛍光法⁽¹⁷⁾を用いた。アセトン蒸気圧は約 $2.4 \times 10^4 \text{ Pa}$ に保ち、励起にはNd:YAG第二高調波励起の色素レーザー(Lambda Physik, SCANmate, Rhodamine 6G)から形成されたシート光(283 nm, $\sim 1.4 \text{ mJ/cm/pulse}$, $t = 0.5 \text{ mm}$)を用いた。蛍光画像は、干渉フィルタ(透過光 $\lambda > 295 \text{ nm}$)を装備したICCDカメラ(Lavision, Flamestar2F, 576 × 384 pixels)により取得した。計測領域は $60 \times 40 \text{ mm}^2$ であり、空間解像度は 0.4 mm/pixel である。ここで、空気・メタンの相互拡散係数 $\alpha_1 = 0.22 \text{ cm}^2/\text{s}$ にもとづく分子拡散の特性距離は、 $\Delta_1 \sim (\alpha_1 D/U_{m,o})^{0.5} \sim 0.5 \text{ mm}$ である。一方、空気・アセトンの相互拡散係数は $\alpha_2 = 0.10 \text{ cm}^2/\text{s}$ であり、 $\Delta_2 \sim 0.3 \text{ mm}$ である。これらの特性距離は、カメラの空間解像度とほぼ等しいため、分子拡散が濃度分布に与える影響は極めて小さい。このため、本濃度計測において上記の相互拡散係数の違いは無視できると言える。

取得画像の輝度補正により、レーザーパルスごとの強度変動及びシート光の空間強度分布の影響を排除した⁽¹³⁾。ここで、パルス強度は各瞬時画像における噴流ポテンシャルコアの平均蛍光強度から求め、シート光の強度分布はアセトン蒸気で均一に満たされた石英容器にレーザーシートを照射することで得られる参照画像から求めた。なお、本計測条件のもとで、励起光強度及びアセトン濃度に対する蛍光強度の線形性を確認した。

2・5 排ガス計測 燃焼ガスは、反応が凍結したと考えられるノズル中心軸上火炎高さの約2倍の位置⁽¹⁸⁾において、ステンレス管($\phi 10 \text{ mm}$)から採取し、前処理セット(Shimadzu, CFP-8000)により、すす・水分を除去した後、PVF製バックに蓄えた。試料ガスは、酸素濃度計(Horiba, MEXA-400I)を通してFT-IR排気ガス測定装置(Horiba, MEXA-4000FT)に導かれ、組成分析される。

3. 非燃焼同軸二重噴流の制御

3・1 LIF計測による瞬時構造の可視化 図4に、非燃焼の自然噴流及び制御噴流の中心軸断面の可視化画像を示す。内外噴流の可視化は、内・外噴流にアセトン蒸気を別々に混入することにより行った。実験は、3.5 kWの火炎を想定し、レイノルズ数 $Re_o = 2400$ 、運動量流束比 $m = \rho_o U_{m,o}^2 / \rho_i U_{m,i}^2 = 4$ ($U_{m,o} = 1.8 \text{ m/s}$, $U_{m,i} = 1.2 \text{ m/s}$)のもとで行った。なお、内側噴流の蛍光画像では、画像処理により低輝度領域を強調して示している。図4abに示すように、自然噴流では、コラム不安定⁽¹⁹⁾により、 $x/D_o \sim 2$ で内外せん断層に渦が巻き上がる。

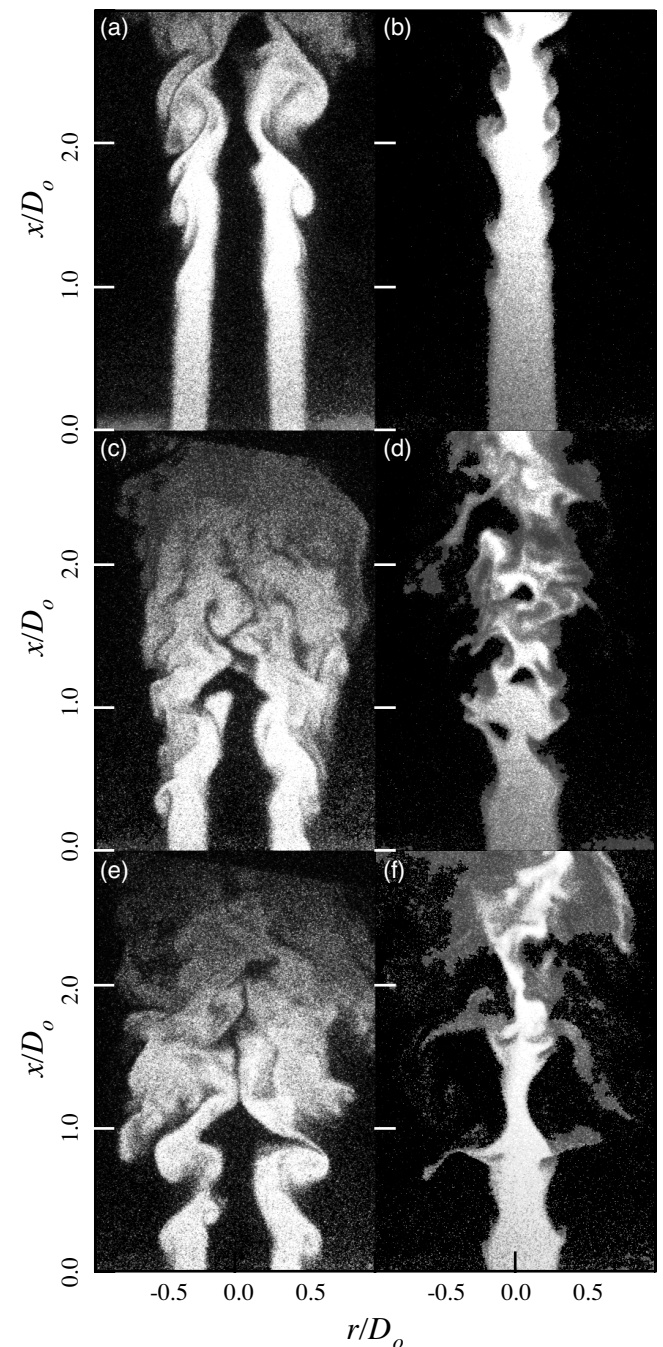


Fig. 4 Instantaneous images of the outer and inner jets. (a)(b):Natural, (c)(d):Case 1 (Square-wave signal, $St_a = f_a D_o / U_{m,o} = 1.0$), (e)(f):Case 2 (Sawtooth-wave signal, $St_a = 1.0$)

ここで、矩形波にもとづくフラップ動作を $St_a = 1.0$ でせん断層に作用させると(条件 1), ノズル近傍の外側せん断層で生成された乱れは, 内側せん断層に乱れを誘起し, 同軸噴流の混合を著しく促進させる(図 4cd).

これに対して, 鋸波にもとづくフラップ動作を $St_a = 1.0$ でせん断層に作用させると(条件 2), ノズル近傍の外側せん断層には大規模な渦輪が巻き上がり, 内外噴流の径を著しく縮小する(図 4ef). このとき, 渦輪は,

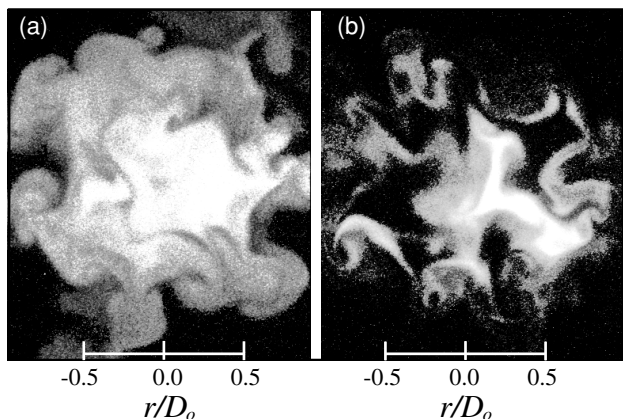


Fig. 5 Instantaneous images of the (a) annular and (b) central jets (Case 2) in the cross section at $x/D_o = 1.5$.

フラップ動作と同期して駆動周波数 f_a で発生している⁽¹³⁾. 図 5 に, $x/D_o = 1.5$ における内外流体の横断面瞬時画像を示す. 環状噴流外側せん断層にリブ構造が発達し⁽²⁰⁾, 内側流体を取り込んでいる様子が確認できる. 本実験条件下におけるリブの数は7-9個であるが, フラップ数との関係解明などは今後の研究課題である.

3・2 大規模渦構造と物質輸送機構 周期的に変動する速度・濃度の瞬時値 $\tilde{f}$ は,

$$\tilde{f} = \bar{f} + f_\phi + f' \quad (1)$$

と表される⁽¹⁹⁾. ここで, 右辺各項はそれぞれ, 時間平均, 位相平均, 乱れ成分である. 時間平均は, 位相間隔 $\Delta\phi = 2\pi/5$ ごとに100枚ずつ取得した合計500枚の瞬時情報のアンサンブル平均として定義した. 図6に, 条件1, 条件2の制御噴流の速度成分 $\tilde{u}$, $(\tilde{u}_\phi + \tilde{u}')$, $\sqrt{\tilde{u}^2}$ 及び $\tilde{u}_\phi$ を示す. なお, $\tilde{u}_\phi$ には, メタン混合分率の成分 $(\bar{Z} + Z_\phi)$ を重ねて示した. ここで, メタン混合分率 $\bar{Z}$ は, 内側噴流に混入したアセトンの濃度分布 $\tilde{\chi}_f = \tilde{c}/C_0$ がメタンの濃度分布と等しいと仮定することで,

$$\bar{Z} = \tilde{\chi}_f M_f / [\tilde{\chi}_f M_f + (1 - \tilde{\chi}_f) M_a] \quad (2)$$

より求め, 図中には常温常圧下における希薄燃焼限界

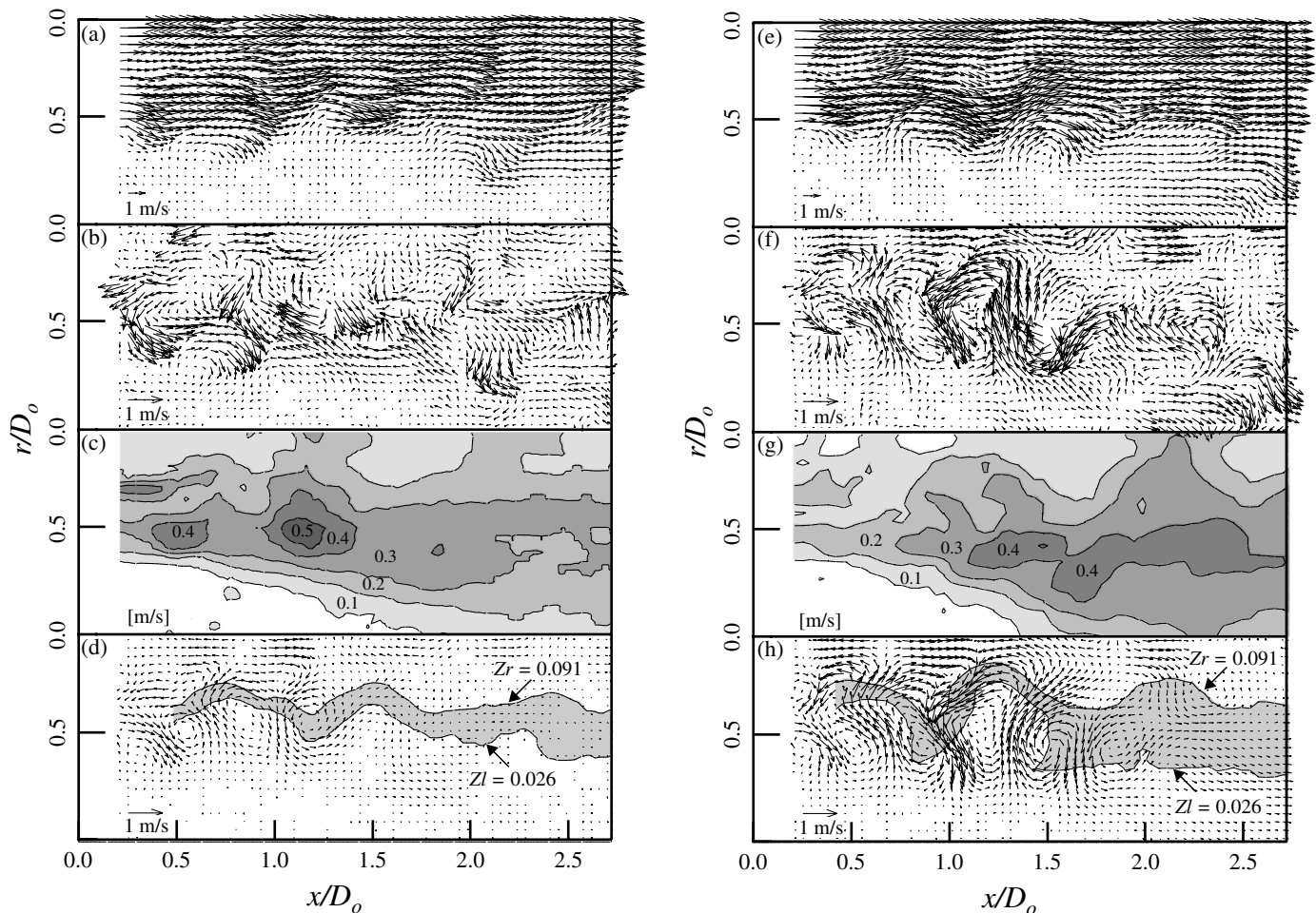


Fig. 6 Velocity vectors and mixture fraction of the controlled coaxial jets for (a-d) Case 1 and (e-h) Case 2. Image acquisition is locked at $\phi = \pi$. (a)(e): $\tilde{u}$, (b)(f): $(\tilde{u}_\phi + \tilde{u}')$, (c)(g): $\sqrt{\tilde{u}^2}$, (d)(h): $\tilde{u}_\phi$ and $(\bar{Z} + Z_\phi)$.

($Z_f = 0.026$)及び過濃燃焼限界($Z_r = 0.091$)⁽²¹⁾の等値線を示した。ここで、 M_f , M_a はそれぞれメタン及び空気の分子量である。

図6abに示すように、条件1では、大規模渦はノズル近傍で早期に崩壊し、秩序だった大規模渦構造は観察されない。 $\sqrt{u'^2}$ の分布は、ノズル近傍から急速に発達し、渦構造の周期性が弱いことを示唆している(図6c)。このため、位相平均場では、可燃混合気の半径方向への輸送範囲は狭い(図4d, 図6d)。

これに対し、条件2のノズル近傍には、フラップと同期して誘起された大規模な渦輪が密に存在する(図6efh)。 $\sqrt{u'^2}$ は、ノズル近傍で比較的小さく、 $x/D_o \sim 1.0$ で十分に発達する(図6g)。これは、ノズル近傍で周期性の強い渦輪が $x/D_o = 1.0 \sim 1.5$ で崩壊することを示唆している。また、渦輪の外縁付近に形成された可燃混合気は、渦輪の崩壊とともに広範囲に分布する(図6gh)。

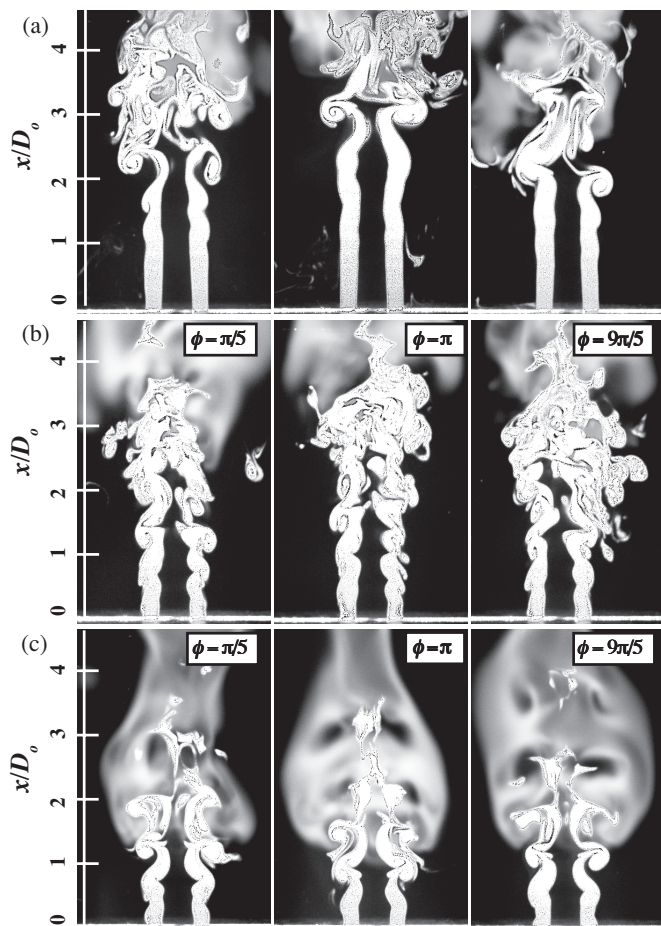


Fig. 7 Instantaneous images of the natural and controlled lifted flames : (a) Natural flame, (b) Case 1, (c) Case 2.

Table 1 Observation of the controlled lifted flames.

	Location/(color) of the flame base	Total flame length	Luminous flame length
Case 1:	$3.5D_o$ (Blue)	$10D_o$	$4D_o$
Case 2:	$1.2D_o$ (Blue)	$15D_o$	$12D_o$

4. 浮き上がり火炎の制御

4・1 火炎の観察

中心ノズルから形成されるメタン拡散火炎は、環状噴流流速が増加するとノズル近傍で吹き消えて、同軸噴流浮き上がり火炎となる。本節以降では、ノズル近傍渦構造の操作を通して、浮き上がり火炎の燃焼特性を制御することを試みる。

図7に、火炎像及び環状噴流に混入した粒子の中心軸断面可視化画像を示す。CCDカメラの露光時間は1 msに設定し、粒子像と火炎像を同フレームに取得した。火炎は画像処理により強調して示した。計測条件は、 $Re_o = U_{m,o}D_o/\nu_o = 2400$, $m = \rho_o U_{m,o}^2 / \rho_i U_{m,i}^2 = 4$ である。図7aに示すように、自然噴流火炎は、内側ポテンシャルコア末端付近で保たされる。しかし、自然発生渦により、火炎基部は上下に振動し、火炎は吹き飛びやすい。

一方、条件1, 条件2の制御のもとでは、図6で示した渦構造がノズル近傍に形成され、火炎は安定に保持

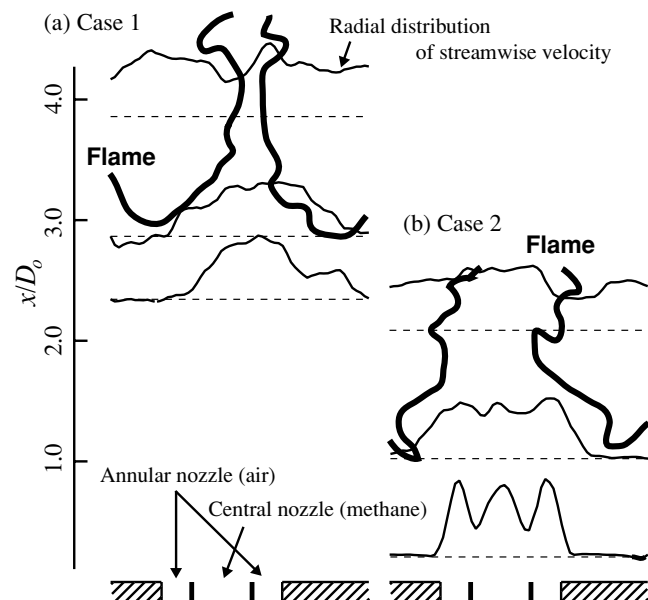


Fig. 8 Sketch of the instantaneous flames and distributions of the streamwise velocity.

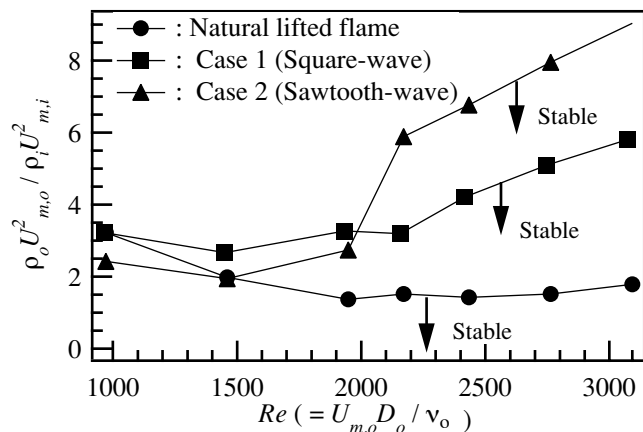


Fig. 9 Blowoff limits of the natural and controlled flames for Cases 1 and 2.

される(図7bc). 条件1の制御火炎は, 内側ポテンシャルコア末端より下流の $3 < x/D_o < 4$ で保持される. このとき, 火炎長さは $\sim 10D_o$ であり, 火炎基部から長さ $\sim 6D_o$ に渡って青色の自発光が観察された. これは, 火炎基部上流での急速混合により, 部分予混合燃焼が広範囲に渡って行われることを示唆している.

これに対し, 条件2の制御火炎は, フラップと同期して誘起される大規模渦の作用により, $1 < x/D_o < 1.5$ で保持される. このとき, 火炎長さは $\sim 15D_o$ である. また, 火炎基部では青色の自発光が観察されるが, 下流では $\sim 12D_o$ の長さの輝炎が観察された. これは, 火炎基部では部分予混合燃焼が行われ, 下流では拡散燃焼が行われることを示唆している. 表1に条件1, 2の制御火炎の観察結果をまとめる.

図8に瞬時の火炎面と速度分布を示す. 火炎面は, 熱膨張により粒子濃度が急激に小さくなる境界線と定義した⁽⁶⁾. 図に示すように, 条件1の火炎は, 流速分布が放物線形状になるような内外混合層が十分に発達した流れの中に存在し, 条件2の火炎は, 内外混合層が区別できるような発達途中の同軸噴流の中に存在する. このため, 条件2よりも条件1の方が中心軸付近の未燃領域が小さい. また, 火炎の上流端は, 条件1, 2ともに, 静止流体と噴流との境界付近に存在している.

4・2 安定燃焼範囲 ここでは, 火炎が3分間連続的に保持されることを目視確認したとき, 安定であると定義した. 図9に, 自然噴流火炎及び制御火炎の安定燃焼範囲を示す. 自然噴流火炎の安定燃焼範囲はレイノルズ数によらずほぼ一定であり, $Re > 2000$ では $1.5 < \rho_o U_{m,o}^2 / \rho_i U_{m,i}^2 < 2$ である. 一方, 制御火炎は, 同じレイノルズ数範囲において, より高い運動量流束比のもとでも安定である. 例えば, $Re \sim 2400$ における安定燃焼範囲は, 条件1で自然噴流火炎の約3倍, 条件2で約5倍に拡大している.

4・3 排ガス特性 図10に, 自然噴流火炎及び制御火炎における NO , $NO_x (= NO + NO_2)$, CO 及び CH_4

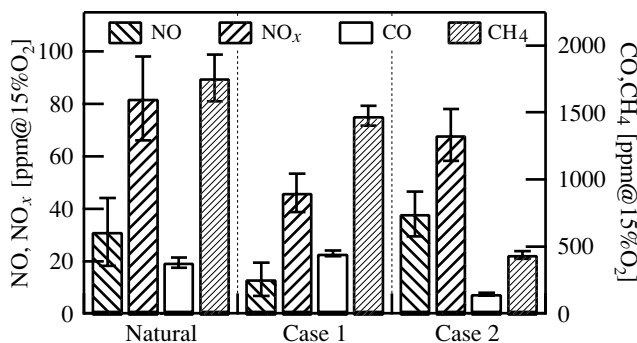


Fig. 10 Exhaust gas emissions of the natural ($Q_o = 13$ sl/min, $Q_i = 6$ sl/min) and controlled flames for Cases 1 and 2 ($Q_o = 25$ sl/min, $Q_i = 6$ sl/min).

の排出特性を示す. 各成分濃度は体積濃度で表し, 15%酸素濃度換算した値を示す. 図中には, FT-IRガス分析計及び酸素濃度計に起因する不確かさを示した.

自然噴流火炎では, 空気と燃料の混合が十分に行われないため NO_x , CO 及び CH_4 の排出は大きい. これに対し, 条件1の制御火炎では, NO_x 排出は比較的抑制されるが, CO , CH_4 の排出は大きい. これは, 条件1では, 火炎が短くなり, 燃焼ガスの火炎帯内での滞留時間が比較的小さいためであると考えられる. 一方, 条件2の制御火炎では, 条件1に比べて $CO \cdot CH_4$ の排出は抑制されるが, NO_x の排出は大きい. これは, 条件2では, 火炎が長くなり, 燃焼ガスの火炎帯内での滞留時間が大きいためであると考えられる. 次章において火炎基部構造を議論し, 制御機構を明らかにする.

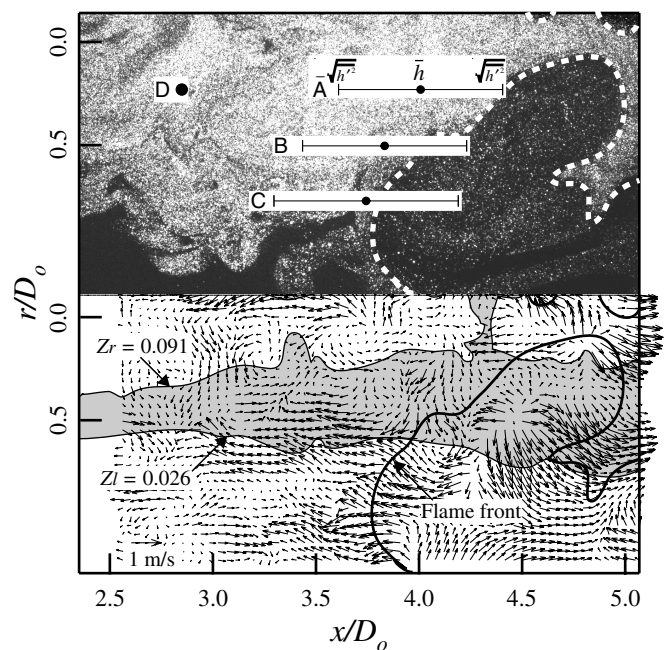


Fig. 11 Instantaneous particle images and velocity vectors ($\vec{u}_p + \vec{u}'$) for the controlled lifted flame for Case 1. Image acquisition is locked at $\phi = \pi$. Instantaneous thermal boundary of the flame and mixture fraction ($\bar{Z} + Z_\phi$) within the flammable limits of the corresponding cold jet are superposed.

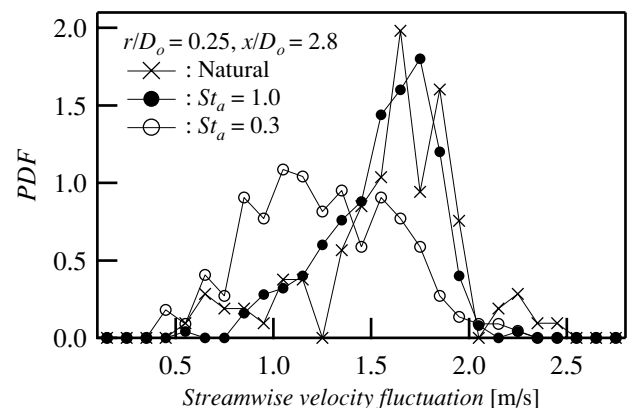


Fig. 12 PDF of the streamwise velocity fluctuation in the inner mixing layer upstream of the flame base.

5. 浮き上がり火炎の基部構造

5・1 条件1の制御火炎 図11に、条件1の浮き上がり火炎基部における粒子画像、火炎面、速度成分 ($\bar{u}_\phi + \bar{u}'$) 及びメタン混合分率成分 ($\bar{Z} + Z_\phi$) の等値線を示す。混合分率は非燃焼流の計測から求め、常温常圧下における希薄燃焼限界 ($Z_l = 0.026$) 及び過濃燃焼限界 ($Z_r = 0.091$) の等値線を示した。また、図中ABCに $r/D_o = 0.25$,

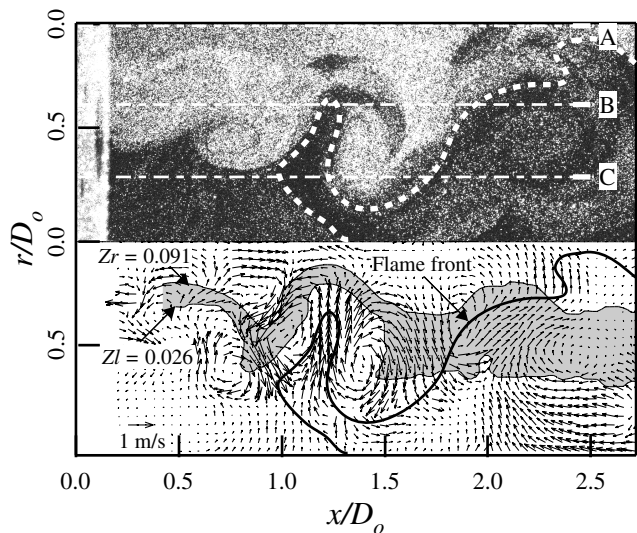


Fig. 13 Instantaneous particle images and velocity vectors ($\bar{u}_\phi + \bar{u}'$) for the controlled lifted flame for Case 2. Image acquisition is locked at $\phi = \pi$. Instantaneous thermal boundary of the flame and mixture fraction ($\bar{Z} + Z_\phi$) within the flammable limits of the corresponding cold jet are superposed.

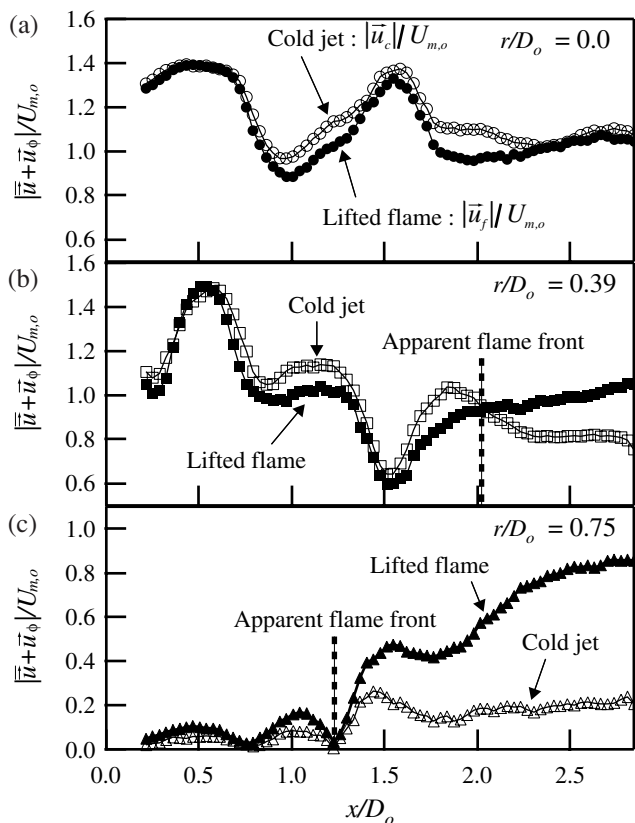


Fig. 14 Axial velocity variation of the controlled lifted flame for Case 2 and the corresponding cold jet.

0.5, 0.75 における火炎面の平均高さ $\bar{h}$ とその変動範囲 ($\pm \sqrt{h'^2}$) を示す。

図に示すように、条件1では、火炎基部が下流に存在するため、混合層が発達して、中心軸付近まで過濃燃焼限界の等値線が及ぶ。火炎基部では、半径方向に広い範囲で部分予混合燃焼が行われ、火炎長さと共に燃焼ガスの滞留時間が減少すると考えられる。このため、条件1では、CO, CH₄の排出は比較的大きいが、NO_xの排出は抑制される(図10)。しかし、予混合火炎のような著しい低NO_x化が達成できないのは、火炎基部が燃焼速度が最も大きい量論比混合面を含むためであると推測できる。

また、条件1の火炎は、流速と火炎の伝播速度が釣り合うことで保持され则认为される。火炎基部では、火炎面の上下変動は比較的小さい(図11中ABCに示す)。これは、火炎基部では、流速及び濃度の変動が小さいためであると推測される。図12に、200枚の瞬時速度場から導出した内側混合層内(図11中Dに示す)における流れ方向速度の確率密度関数を示す。図には、比較のために、火炎が安定に保持されない自然噴流及び $St_a = 0.3$ の制御噴流のもとでの確率密度関数を示した。火炎が安定に保持されないような流動条件のもとでは、確率密度関数は比較的大い速度範囲に複数の極大値を持つ。これは、大規模渦が健在であり、速度乱れの大きい渦が間欠的に到来することを示している。このような大きな速度

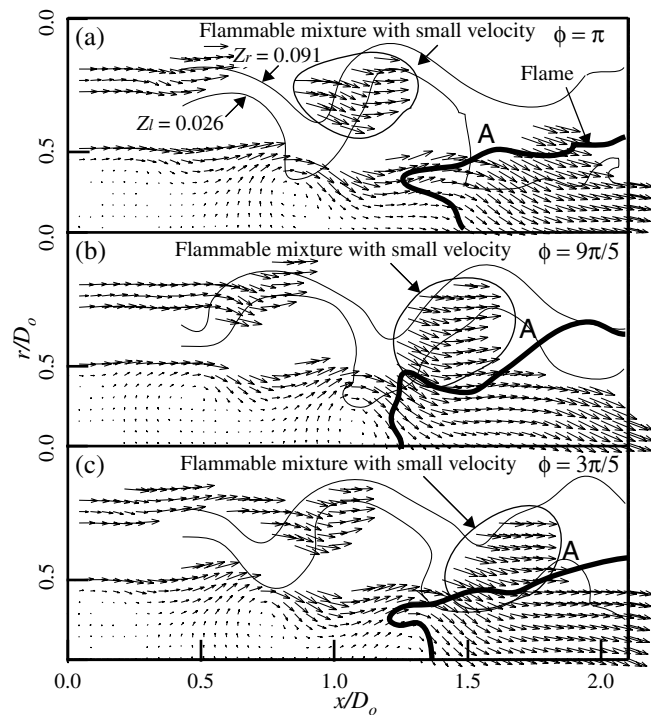


Fig. 15 Velocity vectors ($\bar{u} + \bar{u}_\phi$) for the controlled lifted flame for Case 2. Velocity vectors smaller than 1.4 m/s ($\sim 4S_L$) are drawn. Contour of $\Delta u = |\bar{u}_f| - |\bar{u}_c|$ implies the flame. Mixture fraction ($\bar{Z} + Z_\phi$) within the flammable limit of the corresponding cold jet are superposed.

変動が、時空間的に安定な火災伝播を妨げ、火災を吹き消すと推測できる。一方、 $St_a = 1.0$ のもとでは、確率密度関数は狭い速度範囲に唯一つの極大値を持つ。これは、火災基部では速度乱れが比較的小さいことを示しており、図11の流れ場とも整合性のある結果である。このため、火災基部は、流速変動により大きく乱されることがなく、時空間的に安定して存在すると考えられる。

5・2 条件2の制御火災 図13に、条件2の浮き上がり火災の基部構造を示す。メタン混合分率の等値線分布から、火災基部では部分予混合燃焼が行われ、下流では噴流中心軸付近に存在する未燃の過濃混合気による拡散燃焼が行われると言える。これは、4・1節における火災の観察結果と整合性がある。このため、条件2の火災では、条件1に比べて NO_x の排出が大きく、 CO 、 CH_4 の排出は小さい(図10)。

瞬時の粒子画像及び速度場では、火災の上流端が2つの大規模渦の間に伝播している様子が確認できる。火災の上流端は、 $1.0 < x/D_o < 1.5$ にランダムに存在する(複数の瞬時画像より確認)。このため、火災基部の安定化機構は、さらに下流の $x/D_o > 1.5$ に存在していると考えられる。次節に、これを位相平均場から議論する。

5・3 大規模渦による制御火災の安定化機構 位相平均の火災帯を定義するために、図14に非燃焼流と燃焼流における流速 $|\bar{u} + \bar{u}_\theta|/U_{m,o}$ の流れ方向分布を $|\bar{u}_c|/U_{m,o}$ 、 $|\bar{u}_f|/U_{m,o}$ で示す。なお、計測は同じノズル出口流速条件のもとで行い、流速分布の半径方向位置を図12中にA-Cで示した。図14aに示すように、噴流中心軸上では、ノズル近傍で $|\bar{u}_f| \sim |\bar{u}_c|$ であるが、下流では燃焼流の方が流速が小さい。これは、中心軸上には火災が存在せず、周りの火災帯からのエンタインメントが活発であることを示していると考えられる。

一方、 $r/D_o = 0.39$ の $x/D_o > 2.0$ では、燃焼流と非燃焼流との流速の差 $\Delta u = (|\bar{u}_f| - |\bar{u}_c|)$ は流下するに従い増大する(図14b)。これは、熱膨張により流れが加速するためであると考えられ⁽⁶⁾、 $x/D_o = 2.0$ に火災面が存在することを示唆している。同様に、 $r/D_o = 0.75$ では $x/D_o = 1.2$ に火災面が存在すると考えられる。これらを踏まえて、本研究では、燃焼流と非燃焼流との流速の差 $\Delta u = (|\bar{u}_f| - |\bar{u}_c|)$ が流れ方向に対して増大しつづけるときの境界面を位相平均の火災面と定義する。

図15に、速度場、メタン混合分率の燃焼限界等値線及び位相平均火災面の時間発展の様子を示す。ここで、火災基部では、(a)一定の大きさを持つ見かけの火災伝播速度 S_T が存在し、(b) S_T と流速とが釣り合っている、という2つの仮定のもとに、火災の存在しない部分の流速がおおよそ S_T よりも大きくなるように S_T の概略値を推定した。これに

よると、 $S_T \sim 4S_L (= 1.4 \text{ m/s})$ となった。図中には、 $u_f < S_T$ となる速度ベクトルのみを示した。

図に示すように、可燃混合気は、渦により火災伝播速度以下に減速されて、周期的に火災へ供給される。このとき、火災速度 S_T 、混合気塊のスケール $l_v \sim 0.5D_o$ 及びその供給周波数 f_v から定義されるダムケラー数

$$D_a = \frac{1/f_v}{l_v/S_T} \quad (3)$$

は、 $D_a \sim (1/f_v)/(0.5D_o/4S_L) = 1.5$ である。これは、火災基部では、低流速の可燃混合気塊が間欠的に供給される周期とその混合気が燃焼により消費される時間とがほぼ等しいことを示している。このため、火災基部高さの時間変動は小さく、火災はノズル近傍で安定に保持され则认为られる。

6. 結言

フラップ型電磁アクチュエータを装備した同軸ノズルを用いて、浮き上がり火災の能動制御を行った。噴流の初期せん断層に適切なフラップ動作を作用させることで、ノズル近傍の流動様式を大きく変化させ、浮き上がり火災の安定性・排ガス特性を制御できることを示した。以下に、本実験条件下で得られた2つの制御火災の特性とその制御機構をまとめる。

- (1) 条件1では、内側せん断層に乱れを誘起し、火災基部上流で内外流体の混合を促進させることができる。 $St_a = 1$ で制御することで、下流の速度変動を抑制し、火災基部を内側ポテンシャルコアよりも下流で安定に保持することができる。この制御火災では、急速混合により火災長さは短くなるが、著しい低 NO_x 化は達成されない。これは、火災基部が量論比混合面を含むためであると考えられる。
- (2) 条件2では、フラップ動作と同期した大規模な渦輪を外側せん断層に誘起し、低流速の可燃混合気塊を周期的に火災に供給することができる。 $St_a = 1$ で制御することで、混合気塊の供給周期とそれが燃焼により消費される時間とをほぼ等しくすることができ、火災をノズルの極近傍に安定に保持することができる。この制御火災は安定性に優れ、高運動量流束比のもとでも吹き消えにくい。

本研究は、科学技術振興事業団との間で戦略的基礎研究推進事業の一環として契約された「資源循環・エネルギーミニマム型システム技術」研究領域内の「超小型ガスタービン・高度分散エネルギーシステム」研究の成果である。

文献

- (1) 笠木伸英, 浜名芳晴, 奥田英信, 三輪潤一, 君島真仁, 第29回ガスタービン定期講演会講演論文集, (2001), 83-88.
- (2) Pitts, W. M., *Twenty-second symp. (Int.) on Combust.*, (1988), 809
- (3) Vanquickenborne, L. and van Triggelen, A., *Combust. Flame*, **10**, (1966), 59.
- (4) Peters, N. and Williams, F. A., *AIAA J.*, **21**, (1983), 423.
- (5) Vervisch, L., *Proc. Combust. Inst.*, **28**, (2000), 11.
- (6) Muniz, L. and Mungal, M. G., *Combust. Flame*, **111**, (1997), 16.
- (7) Fujimori, T., Riechelmann, D. and Sato, J., *Twenty-Seventh Symp. (Int.) on Combust.*, (1998), 1149.
- (8) Chao, Y. C., Yuan, T. and Tseng, C. S., *Combust. Sci. Tech.*, 113, (1996), 49.
- (9) Chao, Y. C. and Jeng M. S., *Twenty-Fourth Symp. (Int.) Combust.*, (1992), 333.
- (10) Chao, Y. C., Jong, Y. C. and Sheu, H. W., *Exp. Fluids*, **28**, (2000), 11.
- (11) 鈴木雄二, 笠木伸英, マイクロマシン技術総覧, 産業技術サービスセンター, (2003), 737-748.
- (12) 鈴木宏明・笠木伸英・鈴木雄二, 機論, **65**-639, B(1999), 3644.
- (13) 栗本直規・鈴木雄二・笠木伸英, 機論, **70**-694, B(2004), 1417.
- (14) Kurimoto, N., Suzuki, Y. and Kasagi, N., *Proc. 5th World Conf. Exp. Heat trans. Fluid Mech. and Thermodyn.*, (2001), 511.
- (15) Kean, R. D. and Adrian, R. J., *Appl. Sci. Res.*, **49**, (1992), 191.
- (16) アメリカ機械学会編(日本機械学会訳), 計測の不確かさ, (1887), 丸善.
- (17) Lozano, A., Yip, B. and Hanson, R. K., *Exp. Fluids*, **13**, (1992), 369.
- (18) Drake, M. C., Correa, S. M., Pitz, R. W., Shyy, W. and Fenimore, C. P., *Combust. Flame*, **69**, (1987), 347.
- (19) Hussain, A. K. M. F. and Zaman, K. B. M. Q., *J. Fluid Mech.*, **101**, (1980), 493.
- (20) Liepmann, D. and Gharib, M., *J. Fluid Mech.*, **245**, (1992), 643.
- (21) 水谷幸夫, 燃焼工学, 森北出版, (1989), 27.