

空気流速の正弦波振動に対する伸長円筒状拡散火炎の応答

末永 陽介^{*1}, 柳岡 英樹^{*1}, 菊池 護^{*1}, 佐々木 駿^{*2}Response of a stretched cylindrical diffusion flame
to a sinusoidal velocity oscillation of air streamYosuke SUENAGA^{*1}, Hideki YANAOKA^{*1}, Mamoru KIKUCHI^{*1} and Shun SASAKI^{*2}^{*1}Department of Systems Innovation Engineering, Iwate University
4-3-5 Ueda, Morioka-shi, Iwate 020-8551, Japan^{*2}Mazda Motor Corporation
3-1 Shinchi, Fuchu-cho, Aki-gun, Hiroshima 730-8670, Japan

Received: 7 April 2017; Revised: 15 May 2017; Accepted: 21 July 2017

Abstract

Experimental study was performed to reveal the response characteristics of a stretched cylindrical diffusion flame to sinusoidal oscillation of air flow velocity. The cylindrical flame used in this study has a convex curvature with respect to air stream and is formed in air stream. The fuel is methane, diluted with nitrogen, and the oxidizer is air. Oscillation frequency f is varied from 5 Hz to 250 Hz. Velocity at the outlet of air supplying nozzle was changed sinusoidally with four speakers. Velocity at the fuel nozzle outlet was kept constant. The air velocity at the nozzle outlet is measured using particle image velocimetry. Flame radius r_f , flame thickness δ , and flame luminosity L_f are obtained by using high speed video camera. Results are summarized as follows: Though fluctuation amplitude of the velocity gradient of air stream Δg_a is constant with increasing f , that of the fuel stream Δg_f increases. The fluctuation amplitude of r_f varies to quasi-steady at low frequency, while the fluctuation amplitude is reduced with increasing f . L_f does not respond to quasi-steady at low frequency. The fluctuation amplitude of L_f has maximum value at 50 Hz and is larger than that for the steady flame corresponding to the velocity fluctuation. It is considered that this complex change of the flame luminosity with respect to f is related to δ/r_f which is associated with the flame curvature effect, g_a which affects the flame stretch effect, and g_f which impacts fuel transport.

Key words : Combustion, Diffusion flame, Velocity oscillation, Flame stretch, Flame curvature

1. 緒 言

高負荷燃焼器には、逆火や爆発の防止といった安全性の観点から、自己伝播性がない乱流拡散火炎が多く用いられている。乱流燃焼場では火炎形状と流れが時間的に変化するため、流れの非定常性が火炎に及ぼす影響を調査することは、その燃焼現象を理解するうえで重要である。そこで、乱流燃焼の特性を理解するため、流れ場の周期的な変動が層流拡散火炎に及ぼす影響が調査されている。

流れ場の周期的変動に関する層流拡散火炎の研究は、速度勾配に起因する伸長のみの効果を受ける対向流平面拡散火炎を用いて行われている (Egolfopoulos and Campbell, 1996; Kistler et al., 1996; Ohsawa et al., 1997; Brown et al., 1998; Welle et al., 2000, 2003; Sung and Law, 2000)。Egolfopoulos and Campbell (1996) は、燃料と酸化剤の流速を正弦波振動させたときの火炎温度の周波数応答性を数値的に調査している。彼らは、低周波数で速度変動させたとき、火炎温度は準定常的に変化し、周波数の増加とともに火炎温度の変動振幅が減少し、ノズル出口における速度変動との位相差が大きくなることを報告している。また、火炎温度の応答性は角周波数と伸長率のみによって

No.17-00160 [DOI:10.1299/transjsme.17-00160], J-STAGE Advance Publication date : 7 August, 2017

^{*1} 正員, 岩手大学 理工学部 (〒020-8551 岩手県盛岡市上田 4-3-5)^{*2} マツダ (株) (〒730-8670 広島県安芸郡府中町新地 3-1)

E-mail of corresponding author: suenaga@iwate-u.ac.jp

特徴付けられることが報告されている。Brown ら (1998) は、ノズル出口の流速を変動させたときの消炎限界と火炎構造を数値的、実験的に調査した。彼らは、非定常火炎の平均伸長率が定常火炎の消炎伸長率より小さい場合、非定常火炎の消炎伸長率は定常火炎の消炎伸長率よりも大きくなること、そして、速度変動周波数が増加すると、消炎伸長率が大きくなることを確認している。また、彼らは非定常火炎の平均伸長率が定常火炎の消炎伸長率に近づくと、非定常火炎の消炎伸長率は定常火炎の消炎伸長率に近くなることを報告している。Welle ら (2003) は、伸長率として定義した火炎面直前の速度勾配を変動させ、火炎温度と火炎帯厚さ (OH ラジカルの発光領域) の応答を実験的に調査した。彼らは、伸長率の変動が低周波数の場合、火炎温度と火炎帯厚さが準定常的に変動し、高周波数の場合、伸長率の時間変化に対する火炎温度と火炎帯厚さの位相差が大きくなることを報告している。これらの位相差は、伸長率の変動振幅を小さくすると大きくなり、非定常性が強まることが確認された。火炎帯厚さの変動振幅は、Egolfopoulos and Campbell (1996) によって定義されたストークスパラメータを用いて整理すると、一つの曲線で整理できることが報告されている。以上、非定常対向流平面拡散火炎の研究について述べてきた。乱流拡散火炎の構造は伸長と曲率の効果を同時に受ける層流火炎子の集合体として考えられており (Peters, 1986)、伸長に加え曲率をもった火炎の速度変動に対する応答特性を理解することは、乱流燃焼の現象解明に有益である。

伸長と曲率の効果を同時に受ける円筒状拡散火炎の研究が、Hu and Pitz, および著者らによって行われている (Hu and Pitz, 2009; 末永他, 2010, 2013; Suenaga et al., 2011, 2016)。Hu and Pitz は、直径が 10 mm 以上の円筒状拡散火炎に関して、伸長率が火炎の構造と火炎温度に及ぼす影響を実験的および数値的に調査している。一方、著者らは、曲率の影響が火炎構造に強く現れるようにするため、最小直径 2.5 mm の火炎を研究対象として、曲率とルイス数が消炎に及ぼす影響を調査している。著者らは、対向流平面拡散火炎を形成することができない燃料の希釈率において、円筒状拡散火炎を形成できること、さらには、消炎時火炎半径の減少とともに消炎伸長率が増加することを明らかにしている。しかしながら、乱流火炎の特徴の一つである流れの非定常性に着目せず、周期的速度変動に対する円筒状拡散火炎の応答性は明らかにされていない。

乱流拡散火炎の燃焼現象を予測するためには、伸長と曲率の効果を同時に受ける層流拡散火炎に及ぼす速度変動の影響を理解する必要がある。本研究では、火炎形状が単純で火炎曲率の評価が容易な円筒状拡散火炎を対象に、周期的速度変動に対する火炎半径と火炎輝度の応答特性を明らかにする。

2. 実験装置および方法

2.1 燃焼器

図 1 に燃焼器全体の断面図とノズル出口近傍の概略を示す。燃焼器は、定常円筒状拡散火炎に関する著者らの研究 (末永他, 2010, 2013; Suenaga et al., 2011, 2016) で使用した燃焼器と同じである。燃焼器は、半径流ノズルと、その中心軸上に設置された外径 1.2 mm のステンレス管 (以降、燃料管と呼ぶ) からなる。半径流ノズルの出口寸法は、幅 10 mm, 直径 12 mm である。燃料管には直径 0.3 mm の穴が、周方向に 8 個、軸方向に 1 mm 間隔で 11 列あけられている。半径流ノズル出口から酸化剤が中心軸へ向かって流出し、燃料管の小穴群から放射状に燃料流が流出する。燃料流と酸化剤流が衝突することによって、よどみ面が形成される。軸方向に伸長する円筒状拡散火炎はよどみ面に沿って形成される。周囲空気と火炎を隔離するため、酸化剤供給口の両側から窒素を供給した。また、燃料管の過熱を抑えるため、燃料吹出し口の上流側に水冷装置とエアーカーテンを設置した。

2.2 燃料、酸化剤および希釈剤の供給方法

燃料にはメタン (CH_4)、燃料の希釈剤には窒素 (N_2)、酸化剤には空気を使用する。燃料、希釈剤、空気の流量はオリフィス流量計で制御された。本研究では、理論混合分率 Z_{st} が 0.5 よりも小さいため (2.5 節)、空気流側に火炎が形成される。したがって、火炎は空気流の影響を強く受けるため、空気流の速度のみを変動させた。速度変動は、半径流ノズルの上流に設置された 4 つのスピーカ (Fostex 社製, FF225WK) を用いて、正弦波的に与えられる。4 つのスピーカをノズルの中心軸から半径方向に同じ距離に設置することで、半径方向に速度変動を与え、周方向には速度が一樣になるようにしている。ここで、スピーカ自身の振動が燃焼器に伝わらぬよう、スピーカと流路との接続部には防振材を設置されている。燃料の吹出し速度 v_f を一定とし、空気流のノズル出口

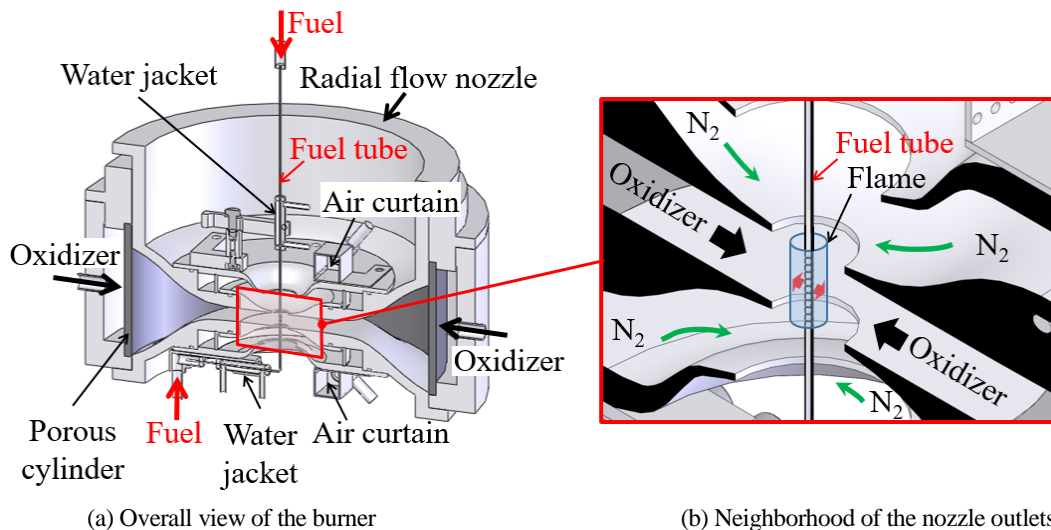


Fig.1 Schematic of the burner

速度 v_a を次式のように変動させた。

$$v_a = v_{a,m} + A \sin(2\pi ft) \tag{1}$$

ここで、 $v_{a,m}$ はノズル出口における空気流の平均速度、 A は変動振幅、 t は実時間、 f は周波数である。 f の変化域は 5 Hz ~ 250 Hz とした。 空気流速は Particle Image Velocimetry (PIV) により解析された。

2・3 流れ場の測定方法

流れ場の座標系を図 2 に示す。燃料管の中心軸の中央に原点 0 を置き、軸方向に z 軸、半径方向に r 軸、周方向に角度 θ をとる。ノズル出口における速度変動を測定するため、本研究では $r-z$ 断面において二次元 PIV 測定を行った。観察窓とレーザーシート導入窓は、 θ 方向に 90° 間隔で設置された 4 つの空気供給口に対し、45° の位相をもたせて 4 か所に設置され、そのうちの二つの窓を観察およびレーザーシートの導入に用いた。測定で使用したレーザーは、波長 532 nm、出力 2 W、ビーム径 1.5 mm の DPSS レーザ (Laser Quantam 社製, excel) であり、シリンドリカルレンズ (焦点距離 500 mm) によって厚さ約 1 mm のレーザーシート光が形成された。撮影には、F マウントレンズ (Tokina 社製, AT-X M100 PRO D) を取り付けた高速度ビデオカメラ (Vision Research 社製, Phantom V1210) を用いた。解像度は 512×384 ピクセル、空間分解能は 0.03 mm/pixel、露光時間は 50 μ s、撮影速度は 2000~6000 fps である。トレーサ粒子には、公称粒径 1 μ m の酸化マグネシウム (和光純薬工業株式会社社製, MgO) を使用した。本研究で取り扱う流れ場において、粒子のストークス数は最大で 6.9×10^{-4} であり、トレーサ粒子は流れ場に十分に追従していると考えられる。撮影された画像の解析には、FlowExpert 2D2C (カトウ光研株式会社) を使用して、直接相互相関法により流れ場の速度分布を算出した。なお、得られた速度分布の 20 周期分のデータで位相平均処理された結果が本論文に示される。

2・4 火炎の撮影方法および火炎輝度と火炎帯厚さの定義

火炎は、燃焼器の下方に設置された高速度ビデオカメラで撮影された。撮影に用いた高速度ビデオカメラとレンズは、流れ場の計測に用いたものと同じであり、空間分解能も同じであるが、火炎の自発光強度が低いため、露光時間は 190 μ s、撮影速度は 100~5000 fps に設定した。撮影した画像を図 3 に示す。火炎半径 r_f は、撮影した画像 (図 3) において、水平方向と垂直方向に対して、それぞれ最大輝度値の座標を探索し、この座標から最小自乗法により求めた円の近似式の半径と定義する。ここで、探索領域は、燃料管が火炎によって赤熱するため、燃料管近傍を除く領域とした。輝度分布は、燃料管が火炎と重なる領域を除く、角度 $\theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 315^\circ$ における r 方向の輝度分布を取得し、これら 5 つの輝度分布で平均化処理されている。図 4 は燃料管の赤熱部を除いた輝度 L の半径分布である。Welle ら (2000) は、OH ラジカル発光強度分布から最大値を求め、その半値に

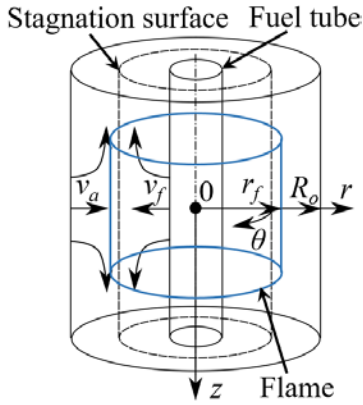


Fig.2 Coordinate system

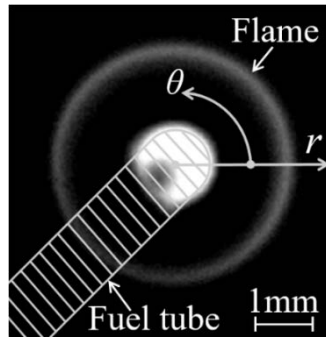


Fig.3 Flame image

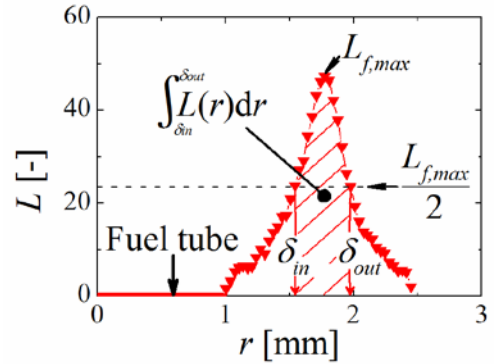


Fig.4 Definition of the flame luminosity L_f

おける幅を火炎帯厚さとして定義している。火炎の発光には様々な波長の光が含まれるが、本研究では、火炎帯厚さ δ は、輝度分布より求めた最大輝度値 $L_{f,max}$ の半値の幅 ($=\delta_{out}-\delta_{in}$) として定義する。ここで、 δ_{out} と δ_{in} は輝度分布を内挿して求めた。本研究における平均流速に対する火炎帯厚さをこの定義に基づき評価すると、その値は 0.43 mm であった。Welle ら (2000) の対向流プロパン空気火炎の火炎帯厚さは、著者らとほぼ同じ速度勾配において、0.90 mm である。火炎形状、燃料の種類、そして希釈の有無が異なるが、火炎帯厚さのオーダーは同じであるため、本研究では上記の定義に基づいて得られた δ を火炎帯厚さとする。火炎輝度 L_f は、 δ の範囲における輝度の積分値を δ で除した値として、次式で定義される。

$$L_f = \frac{\int_{\delta_{in}}^{\delta_{out}} L(r) dr}{\delta} \quad (2)$$

本研究で得られる L_f は、火炎の発光が z 軸方向に積分された値であるが、この速度変動域は、動的火炎の軸方向長さの変化が、非常に小さい流速条件であることを予め確認している。

以降、図中に示される速度変動を与えた火炎の r_f , L_f , δ は、20 周期分のデータで位相平均処理されている。

2・5 希釈率、理論混合分率、速度勾配、火炎半径と火炎輝度の変動幅比の定義

燃料流の希釈率 ξ_F は、次式のように定義される。

$$\xi_F = \frac{Q_D}{Q_F + Q_D} \times 100 \quad [\%] \quad (3)$$

ここで、 Q_F は燃料の供給流量、 Q_D は希釈剤の供給流量である。本研究における ξ_F は 50 % である。

理論混合分率 Z_{st} は次式で定義される (Du and Axelbum, 1996)。

$$Z_{st} = \left[1 + \frac{Y_{F,\infty} W_O \nu_O}{Y_{O,-\infty} W_F \nu_F} \right]^{-1} \quad (4)$$

ここで、 Y , W , ν はそれぞれ、質量分率、分子量、量論係数である。添え字の F と O は、それぞれ燃料流と空気を意味し、 ∞ と $-\infty$ は無限遠方の値を表す。本研究における Z_{st} は 0.138 である。

本研究で対象とする円筒座標系の流れ場をポテンシャル流れで近似し、中心軸から半径方向 r を正としたとき、半径方向速度 v_r は次式で定義される (末永他, 2010)。

$$v_r = -g \cdot r + \frac{m}{2\pi\rho r} \quad (5)$$

ここで、 m は中心軸からの単位長さあたりの線吹出し量、 g は火炎面に垂直方向の速度勾配 ($= -\partial v_r / \partial r$)、 ρ は密度である。空気流速 v_a の変動によって、よどみ面位置 $r = R_{st}$ は、速度 dR_{st}/dt で変化する。空気流側の速度勾配 g_a は、空気吹出し部 $r = R_o$ における速度 $v_r = -v_a$ と、よどみ面 $r = R_{st}$ の移動速度 $v_r = dR_{st}/dt$ を、それぞれ式 (5) に代入し、整理することによって得られる。また、燃料流側の速度勾配 g_f は、燃料管吹出し部半径 $r = R_i$ における速度 $v_r = v_f$ と、よどみ面 $r = R_{st}$ の移動速度 $v_r = dR_{st}/dt$ を式 (5) に代入し、整理することによって得られる。 g_a と g_f は、式 (6) に示される。

$$g_a = \frac{R_{st} \frac{dR_{st}}{dt} + R_o v_a}{R_o^2 - R_{st}^2}, \quad g_f = \frac{R_{st} \frac{dR_{st}}{dt} - R_i v_f}{R_i^2 - R_{st}^2} \quad (6)$$

本研究で対象とする円筒状拡散火炎は、よどみ面に極めて近い位置に形成される。Pitz ら (2014) もまた、円筒状拡散火炎がよどみ面に近接することを示している。ここで、彼らはよどみ面位置 R_{st} を次式で示している (Pitz et al., 2014)。

$$R_{st} = \sqrt{\frac{R_i R_o (R_i |v_a| \sqrt{\rho_a} + R_o |v_f| \sqrt{\rho_f})}{R_o |v_a| \sqrt{\rho_a} + R_i |v_f| \sqrt{\rho_f}}} \quad (7)$$

上式より、本実験の平均流速 ($v_a = 40$ cm/s, $v_f = 40$ cm/s) における R_{st} を算出すると、1.79 mm となった。この流速における定常火炎の r_f の測定値は 1.95 mm であり、 R_{st} と r_f との差は火炎帯厚さよりも小さいため、よどみ面位置 R_{st} は火炎半径 r_f に等しいものと仮定し、式 (6) を次式のように書き換える。

$$g_a = \frac{r_f \frac{dr_f}{dt} + R_o v_a}{R_o^2 - r_f^2}, \quad g_f = \frac{r_f \frac{dr_f}{dt} - R_i v_f}{R_i^2 - r_f^2} \quad (8)$$

本研究における空気流および燃料流の速度勾配は、測定された r_f と v_a を式 (8) に代入することによって求めた。

以降、定常火炎を静的火炎、速度変動を与えた火炎を動的火炎と呼ぶ。

Egolfopoulos and Campbell (1996) は、速度の変化域における静的火炎の温度の変化幅 (すなわち、変動する速度の最大値と最小値における静的火炎の温度の差) に対する動的火炎の温度変動幅を、周波数に対して示すことによって、その応答特性を示している。彼らは、動的火炎の温度が、低周波数域において準定常的に応答し、周波数の増加とともに、非定常的に応答することを明らかにしている。本研究においても、速度の変化域における静的火炎の半径 r_f と火炎輝度 L_f の変化幅 ($\Delta r_{f,st}$ と $\Delta L_{f,st}$) に対する動的火炎の r_f と L_f の変動幅 ($\Delta r_{f,dy}$ と $\Delta L_{f,dy}$) の大きさ (ΔR と ΔL) を次式で定義し、火炎半径と火炎輝度の周波数特性を示していく。

$$\Delta R = \frac{\Delta r_{f,dy}}{\Delta r_{f,st}}, \quad \Delta L = \frac{\Delta L_{f,dy}}{\Delta L_{f,st}} \quad (9)$$

3. 実験結果および考察

3.1 静的火炎

図 5 に、静的火炎の空気流速 v_a に対する、空気流と燃料流の速度勾配 g_a および g_f 、火炎半径 r_f 、火炎帯厚さ δ 、火炎輝度 L_f の変化を示す。図より、 v_a の増加に対し、 g_a と g_f は直線的に増加している。一方、 r_f と δ は v_a の増加に対して減少している。 L_f は、 v_a の増加に対し、はじめ増加し、 $v_a = 50$ cm/s を超えると減少する。 v_a の増加に対して L_f が減少するのは、火炎がよどみ面に押し付けられることによって生じる不完全燃焼と、火炎が燃料管に接近することによる熱損失の影響が考えられる。動的火炎の実験条件は、静的火炎の g_a 、 g_f 、 r_f 、 δ 、 L_f が単調に変化する空気流速の範囲とし、 v_a の平均値 $v_{a,m}$ は 40 cm/s、速度の変動振幅 A は 10 cm/s とした。

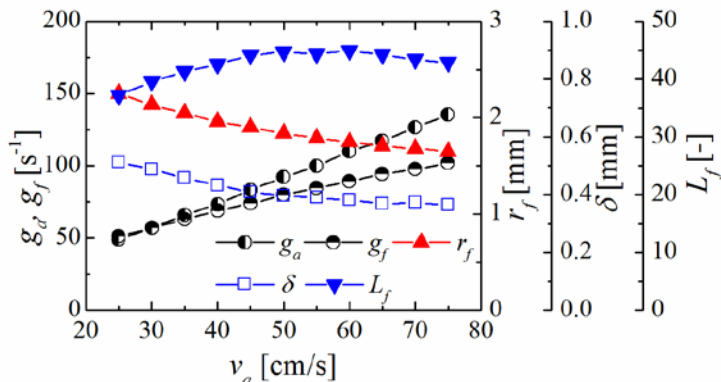


Fig.5 Effect of air flow velocity, v_a , on air and fuel velocity gradients, g_a and g_f , flame radius, r_f , flame thickness, δ , and flame luminosity, L_f , in the static flame.

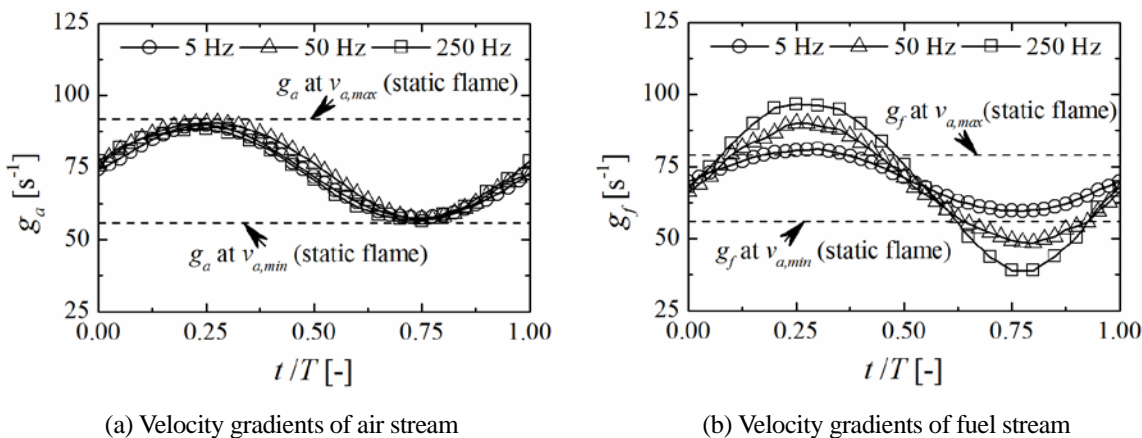


Fig.6 Time variations of velocity gradients, g_a and g_f , of air flow and fuel stream.

3・2 動的火炎の速度勾配

燃料流速 v_f を 40 cm/s に固定し、空気流速 v_a を正弦波的に変動させると、火炎より空気流側および燃料流側の速度勾配 (g_a と g_f) が変化し、火炎の位置や構造が変化する。はじめに、 g_a と g_f の時間変化を調査した。図 6 (a) と (b) は、それぞれ g_a と g_f の時間変化を示している。横軸の時間は実時間 t を 1 周期の時間 T で除した無次元時間である。速度の変動周波数 f は 5, 50, 250 Hz である。比較のために、空気流速の最大値 $v_{a,max}$ と最小値 $v_{a,min}$ における静的火炎の速度勾配をそれぞれ破線で示した。図 6 (a) において、動的火炎の g_a は、 f によらず正弦波的に変動しており、その変動幅 Δg_a は、 f によらず静的火炎の g_a の変化幅と同じであることがわかる。図 6 (b) の動的火炎の g_f もまた、すべての f において正弦波的に変化している。しかし、その様子は g_a の結果と異なる。すなわち、 $f = 5$ Hz の g_f の変動幅 Δg_f は、静的火炎の g_f の変化幅とほぼ同じであるが、 f の増加とともに、動的火炎の Δg_f は、静的火炎の g_f の変化幅よりも大きくなっている。平沢ら (1998) は、流れ方向に正弦振動する壁面近傍の壁面よどみ流について実験的に調査している。彼らは壁面の振動周波数が増加すると、ノズルから一定速度で噴出する流れの速度勾配が大きく変化することを示している。流れ場の形状は異なるが、本研究で対象とした円筒座標系よどみ流においても、 f の増加とともに Δg_f が増加しており、彼らの結果と定性的に一致している。以上より、空気流速 v_a を正弦波的に変化させ、燃料流速 v_f を一定とした場合、変動周波数 f の増加とともに、空気流の速度勾配 g_a の変動幅 Δg_a は一定であるが、燃料流の速度勾配 g_f の変動幅 Δg_f は増加することがわかった。

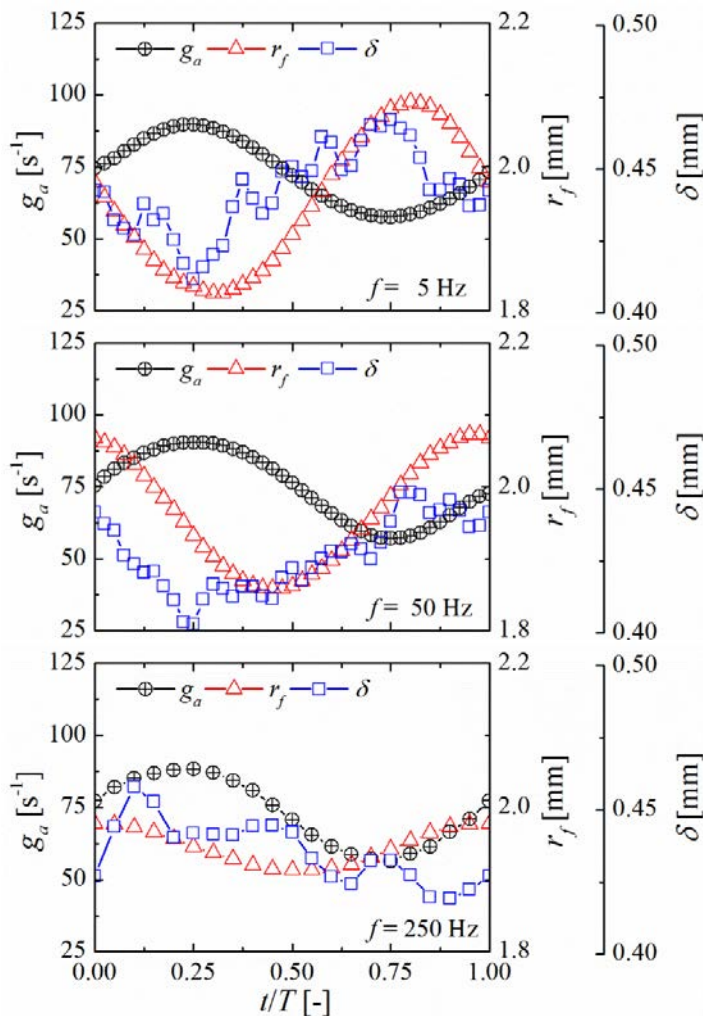


Fig.7 Time variations of velocity gradients of air and fuel flows g_a and g_f , flame radius r_f , and flame thickness δ .

3・3 動的火炎の半径と火炎帯厚さ

火炎はよどみ面より空気流側に形成されているため、火炎は空気流の速度勾配 g_a に起因する伸長の影響を受ける。そこで図 7 には、 $f = 5, 50, 250$ Hz における、 g_a 、火炎半径 r_f 、火炎帯厚さ δ の時間変化を示した。図 7 より、 $f = 5$ Hz の r_f と δ は、 g_a の増加とともに減少し、 g_a の減少とともに増加しており、図 5 に示される静的火炎の結果と定性的に一致している。しかし、 g_a に対して r_f と δ にはわずかに位相遅れが見られる。また、 r_f と δ の間にもわずかに位相差が存在している。 f が 50 Hz まで高くなると、 g_a に対する r_f と δ の位相遅れは大きくなり、 r_f と δ にも位相差が見られる。 $f = 250$ Hz では、 g_a に対する r_f の位相差はさらに増大する。一方、 δ は複雑に変化している。各 f における r_f と δ の変動振幅は、 f の増加とともに減少している。このような傾向は、燃料流と空気流の速度を周期的に変動させた対向流平面拡散火炎に関する研究においても観察されている (Saitoh and Otsuka, 1976; Sung and Law, 2000; Welle et al., 2003)。本研究で対象としたよどみ流場において、火炎から十分離れた上流側では、対流による物質輸送が支配的である。一方、よどみ面近傍に形成される火炎の近くでは、対流速度が遅くなるため、拡散による物質輸送が支配的になる。拡散による物質輸送が支配的な領域を拡散層と呼ぶ。Egolfopoulos and Cambell (1996) は、拡散層では対流速度が遅いため、物質輸送に遅れが生じ、速度変動に対する物質輸送の遅れの影響は f が高くなると強く現れること、そして、 f の増加は拡散層内における反応物の質量流束の変動振幅を減衰させることを指摘している。このことから、本研究のように、空気流速のみを正弦波振動させた円筒状拡散火炎においても、 f が高くなるにつれて、 g_a の時間変化に対して r_f と δ の応答に遅れが生じ、 r_f と δ の変動振幅が減衰したと考えられる。

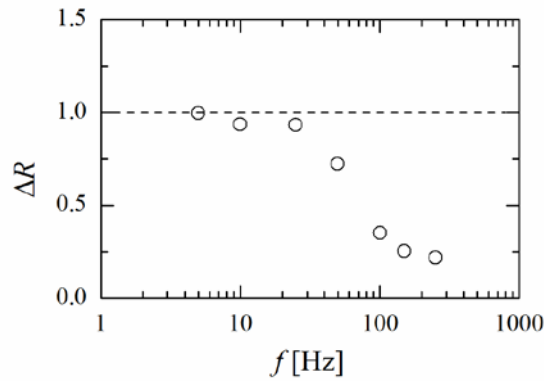


Fig.8 Frequency characteristics of the radius of dynamic flame. ΔR is defined as $\Delta R = \Delta r_{f,dy} / \Delta r_{f,st}$, where $\Delta r_{f,dy}$ and $\Delta r_{f,st}$ are radius amplitudes of the dynamic flame and static flame in the velocity fluctuation range.

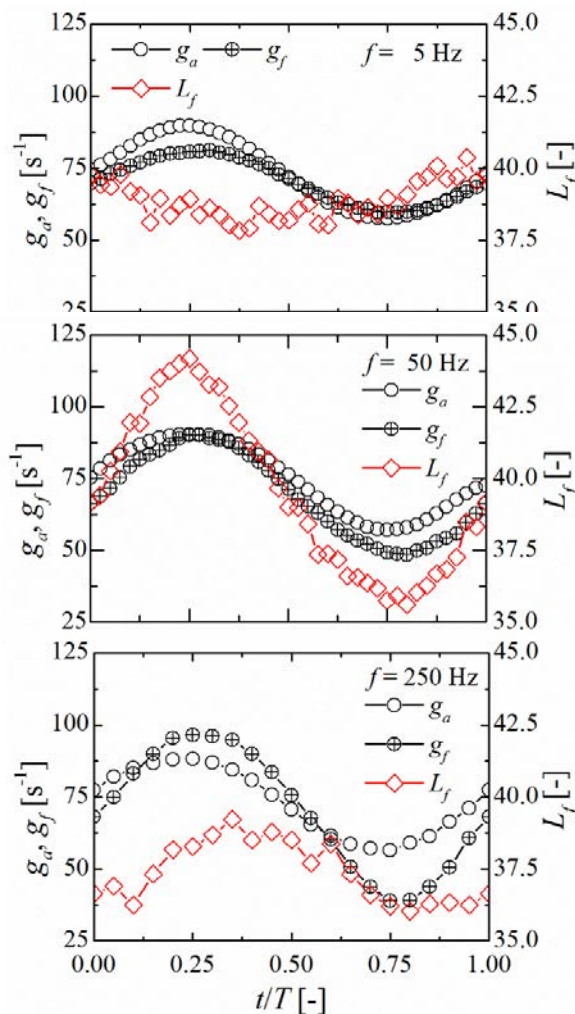


Fig.9 Time variations of velocity gradients of air and fuel flows, g_a and g_f , and flame luminosity, L_f .

図8は火炎半径の変動振幅の周波数依存性を示している。縦軸は、火炎半径の変動振幅比 ΔR である。 $f = 5, 10, 25$ Hz において、 ΔR はほぼ1であり、動的火炎の半径は準定常的に変動している。 f が 50 Hz になると、 ΔR は 0.75 まで減少し、 f がさらに増加すると、 ΔR はさらに減少していく。 Saitoh and Otsuka (1976) は、対向流平面拡散火炎の位置の変動振幅が、 f の増加とともに減衰することを報告しており、円筒状拡散火炎の結果は平面拡散火炎の結果と定性的に一致する。

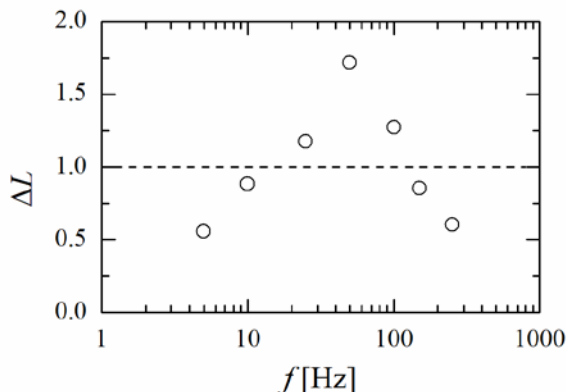


Fig.10 Frequency characteristics of the luminosity of dynamic flame. ΔL is defined as $\Delta L = \Delta L_{f,dy}/\Delta L_{f,st}$, where $\Delta L_{f,dy}$ and $\Delta L_{f,st}$ are luminosity fluctuation widths of the dynamic flame and static flame in the velocity fluctuation range.

3・4 動的火炎の輝度

図9は、 $f = 5, 50, 250$ Hzにおける空気流と燃料流の速度勾配 g_a および g_f 、そして火炎輝度 L_f の時間変化を示している。図5に示される静的火炎の $L_{f,l}$ は、動的火炎の空気流速 v_a の変動域 ($= 30$ cm/s \sim 50 cm/s) において、 v_a の増加とともに単調増加しており、 g_a もまた単調に増加している。したがって、動的火炎の L_f が v_a の変化に対して準定常的に応答するならば、 L_f は g_a の増加とともに大きくなり、 g_a の減少とともに小さくなる。しかし、図9において、 $f = 5$ Hz の L_f が最大および最小となる時刻は、 g_a が最大および最小となる時刻と大きく異なっており、 L_f が準定常的に変化していない。 f が 50 Hz まで高くなると、 L_f は g_a とほぼ同位相で変化し、 $f = 250$ Hz の L_f は、 g_a の変化に対して遅れて変化しているように見える。

図10は、火炎輝度の変動振幅の周波数依存性を示している。縦軸は、火炎輝度の変動振幅比 ΔL である。 f に対する ΔL の変化は、図8に示される火炎半径の変動振幅比 ΔR の変化の様子と異なる。すなわち、 $f = 5$ Hz における ΔL は、低周波数にもよらず1より小さい。そして、 f の増加とともに ΔL は増加し、 $f = 50$ Hz の ΔL は1より大きく、極大となる。その後 ΔL は、 f に対して減少し、 f が 150 Hz を超えると、1よりも小さくなっている。次節では、(1) $f = 5$ Hz の ΔL が1より小さく、(2) $f = 50$ Hz の ΔL が1よりも大きくなり、(3) ΔL は f に対して極大値をとる原因を考察する。

3・5 動的火炎に及ぼす火炎曲率と速度勾配の影響

火炎曲率が円筒状拡散火炎の燃焼特性に及ぼす影響は、火炎半径 r_f に対する火炎帯厚さ δ の大きさ ($= \delta/r_f$) が増加するほど顕著に現れる (Pitz et al., 2014)。すなわち、よどみ流火炎の δ は火炎伸長率 (\propto 速度勾配) の平方根に逆比例するため、 r_f が変化しなければ、 δ/r_f は伸長率の増加とともに減少し、火炎伸長の影響が強く現れる。一方、火炎伸長率が変わらない場合、 δ は一定であるから、 δ/r_f が増加するとともに火炎曲率の影響、すなわち選択拡散効果が強く現れることになる。本節において、火炎は空気流の速度勾配 g_a に起因する伸長の影響を受けるため、図11には g_a に対する δ/r_f の変化を示した。比較のため、静的火炎の結果も示している。また、火炎輝度 L_f が最大 $L_{f,max}$ および最小 $L_{f,min}$ となる時刻を矢印で示している。静的火炎の結果より、 δ/r_f は g_a の増加とともに減少しており、静的火炎の火炎曲率の影響は g_a の増加とともに小さくなるのがわかる。次に、動的火炎の δ/r_f は、全ての図において、 g_a に対して楕円の軌跡を描くが、その様子は各 f で異なる。一般に低い f ほど、火炎の特性は準定常的に変化すると予想されるが、 $f = 5$ Hz の δ/r_f は、静的火炎の曲線に沿って変化していない。 $f = 5$ Hz の曲線を詳細にみると、 g_a の大きな領域において、動的火炎の δ/r_f が静的火炎のそれよりも大きく、その値は本研究で観察されている静的火炎の δ/r_f の最大値よりも明らかに大きい。一方、 g_a の小さい領域では、動的火炎と静的火炎の δ/r_f はほぼ同じ値を示している。 $f = 50$ Hz の δ/r_f は、 $f = 5$ Hz の結果に比べ、静的火炎の曲線近傍で変化している。 $f = 250$ Hz の δ/r_f は、 g_a が大きな領域で、静的火炎の δ/r_f よりも大きくなっている。3・3節において、 $f = 5$ Hz の δ と r_f にはわずかに位相差が存在することを示した。このわずかな位相差が原因で、 $f = 5$ Hz の δ/r_f は準定常的に変化しないことがわかった。

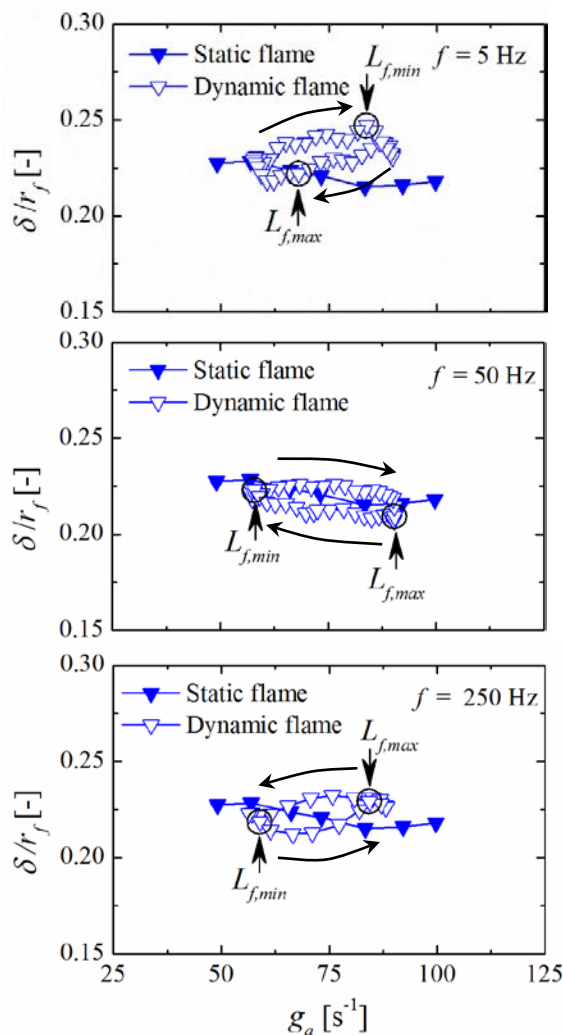


Fig.11 Frequency characteristics of the flame curvature effect with respect to the velocity gradient oscillation

著者らは、本研究と同じ実験条件における定常円筒状拡散火炎を調査し、次のことを明らかにした (Suenaga et al., 2016) . (1) 伸長率 (\propto 速度勾配) が一定のとき、火炎曲率の増加とともに火炎温度は低下する (火炎が弱くなる) . (2) 火炎半径が一定のとき、伸長率の増加とともに火炎温度は高くなる (火炎が強くなる) . ここで、火炎温度の低下とともに、燃焼反応は弱くなり、火炎輝度は低くなる. 一方、火炎温度の上昇とともに、燃焼反応は活発となり、火炎輝度が高くなると考えられる. これを踏まえ、本研究で得られた g_a と δ/r_f が火炎輝度に及ぼす影響を考えると、 δ/r_f が増加すると火炎曲率の影響が強くなり、火炎温度が低下し、火炎輝度が低下する. 一方、 g_a が増加すると、火炎温度は上昇し、火炎輝度は高くなると考えられる. このような静的火炎の特性をもとに、動的火炎の輝度の結果を考察する.

図 9 に示される $f = 5$ Hz の L_f が、低周波数にもよらず、 g_a の大きな領域において、静的火炎のように大きくならなかったのは、図 11 に示されるように、 g_a が最大であるとき、動的火炎の δ/r_f が静的火炎の δ/r_f よりもかなり大きくなったことが原因として挙げられる. すなわち、 g_a の増加による火炎を強化する効果よりも、 δ/r_f の増加による火炎を弱める効果が強く現れ、燃焼反応が弱くなり、 L_f が大きくならなかったと考えられる. 図 9 において、 g_a の大きな領域に L_f の最小値が存在しており、このことから δ/r_f の増大による火炎を弱める効果が顕著に現れたといえる. このように、 g_a の大きな領域で火炎曲率の影響が強く現れたため、 $f = 5$ Hz の L_f が g_a の最大値に一致する静的火炎の L_f まで大きくなることはなく、結果として、動的火炎の L_f の変動幅が静的火炎の L_f の変化幅よりも小さくなり、火炎輝度の変動振幅比 ΔL が 1 より小さくなったと考えられる.

$f = 50$ Hz の結果を考察する. 図 11 において、 $f = 50$ Hz の δ/r_f は静的火炎の曲線の近傍で変化しており、動的

Table 1 Influences of δ/r_f , g_a , and fluctuation amplitude of g_f on the L_f and ΔL of CH₄-N₂ vs. air cylindrical diffusion flame

Factor	Influence on the flame	Influence on L_f or ΔL
Increasing δ/r_f	Flame is weakened.	L_f decreases.
Increasing g_a	Flame is strengthened.	L_f increases.
Increasing fluctuation amplitude of g_f	The fluctuation amplitude of the inflow mass flux of fuel into the flame increases.	ΔL increases.*

* Though fluctuation amplitude of g_f increases with increasing f , ΔL becomes small at high frequency because the fluctuation amplitude of the fuel mass flux within the diffusion layer attenuates.

火炎の L_f の変動振幅は、静的火炎とほぼ同じ値になることが予想される。しかし、図 10 に示される ΔL は 1 よりも大きい。そのため火炎曲率以外の別の要因が ΔL を 1 より大きくさせたと考えられる。そこで、3・2 節の図 6 を使って考察する。図 6 において、動的火炎の速度勾配 g_a の変動幅は、 f によらず空気流速 v_a の変化域における静的火炎の g_a の変化幅に一致するが、燃料流の速度勾配 g_f の変動幅は f の増加とともに大きくなることを述べた。動的火炎の g_f が大きく変動すると、火炎より燃料流側の燃料の濃度勾配が、静的火炎の場合よりも大きく変化し、火炎より燃料流側の拡散層厚さも大きく変化すると考えられる。ここで、図 6 より、 g_f と g_a がほぼ同位相で変化していることから、 g_f と g_a が最大となる時刻において、拡散層厚さは薄くなり、よどみ面から拡散によって輸送される燃料の火炎への流入質量流束が静的火炎の場合よりも大きくなると考えられる。一方、 g_f と g_a が最小となる時刻において、拡散層厚さは厚くなり、燃料の火炎への流入質量流束が静的火炎の場合よりも小さくなると推察される。以上のように、火炎に流入する燃料の質量流束の変動幅の増大が、 $f=50$ Hz の ΔL を 1 よりも大きくさせた要因であると考えられる。

最後に、 $f=250$ Hz の結果を考察する。図 6 (b) において、 $f=250$ Hz の g_f の変動幅は 50 Hz よりも大きいため、上記の考察より $f=250$ Hz の ΔL は $f=50$ Hz よりも大きくなると考えられる。しかし、 $f=250$ Hz の ΔL は 1 よりも小さい。 ΔL が 1 より小さくなるのは、 f が高くなるにつれて、空気流および燃料流中の拡散層内における反応物の質量流束の変動振幅が減衰し、その減衰の程度が 50 Hz よりも大きくなるためである (Egolfopoulos and Campbell, 1996)。その結果、 $f=250$ Hz の ΔL は 1 より小さく、 ΔL は f に対して極大値をとる。 δ/r_f , g_a , そして g_f の変動振幅が火炎とその輝度に及ぼす影響を整理すると、表 1 のように示すことができる。

4. 結 言

空気流速を正弦波的に変動させたときの軸方向に伸長する円筒状拡散火炎の応答特性を実験的に調査した。火炎は空気流に対して凸の曲率である。燃料にはメタン、燃料の希釈剤には窒素、酸化剤には空気を用いた。火炎はよどみ面より空気流中に形成されており、速度変動の周波数 f は 5 ~ 250 Hz の範囲で変化させた。火炎は高速度ビデオカメラで撮影され、得られた画像から火炎半径、火炎帯厚さ、火炎輝度を求めた。また、流れ場を可視化することによって、空気流速を Particle Image Velocimetry で計測した。得られた知見を以下に要約する。

- (1) f が高くなるにつれて、空気流の速度勾配 g_a の変動振幅は一定であるが、燃料流の速度勾配 g_f の変動振幅は大きくなる。
- (2) 低周波数である $f=5$ Hz において、火炎半径と火炎帯厚さの時間変化は g_a の変化に対してわずかに遅れる。火炎半径と火炎帯厚さにもわずかに位相差があり、 f が高くなるとこれらの位相差は大きくなる。
- (3) 火炎半径は、 $f=5 \sim 25$ Hz において準定常的に変化し、 f がさらに増加するとその変動振幅は減衰する。この傾向は、燃料流と空気流の速度の正弦波振動に対する対向流平面拡散火炎の応答と類似している。
- (4) $f=5$ Hz の火炎輝度は、速度勾配の時間変化に追従せず、準定常的に変化しない。また、このときの火炎輝度の変動振幅は、速度変動の範囲から推定される静的火炎の輝度の変化幅よりも小さい。
- (5) 火炎輝度の変動振幅は、 $f=50$ Hz で極大値をとり、その値は、静的火炎の輝度の変化幅よりも大きい。しかし、 f が 250 Hz まで増加すると、その変動幅は静的火炎の場合よりも小さくなる。

- (6) 上記の特徴的な動的火炎の輝度の変動には, g_a の変化に起因する伸長効果, 火炎曲率の効果, そして f の増加に伴う g_f の変動振幅の増加による物質の輸送特性変化が関係する.

文 献

- Brown, T. M., Pitz, R.W. and Sung, C. J., Oscillatory stretch effects on the structure and extinction of counterflow diffusion flames, *Proceedings of Combustion Institute*, Vol.27 (1998), pp.703–710.
- Du, J. and Axelbaum, R. L., The effects of flame structure on extinction of $\text{CH}_4\text{-O}_2\text{-N}_2$ diffusion flames, *Proceedings of Combustion Institute*, Vol.26 (1996), pp.1137–1142.
- Egolfopoulos, F. N. and Campbell, C. S., Unsteady counterflowing strained diffusion flames: diffusion-limited frequency response, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.318 (1996), pp.1–29.
- 平沢太郎, 植田利久, 松尾亜紀子, 溝本雅彦, 流れ方向に振動する壁面近傍の壁面よどみ流, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.64, No.624 (1998), pp.2683–2689.
- Hu, S. and Pitz, R. W., Structural study of non-premixed tubular hydrocarbon flames, *Combustion and Flame*, Vol.156 (2009), pp.51–61.
- Kistler, J. S., Sung, C. J., Kreutz, T. G. and Law, C. K., Extinction of counterflow diffusion flames under velocity oscillations, *Proceedings of Combustion Institute*, Vol.26 (1996), pp.113–120.
- 大澤英雄, 北島暁雄, 松尾亜紀子, 植田利久, 溝本雅彦, 対向噴流拡散火炎における空気流の周期的変動の影響, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.64, No.620 (1998), pp.1228–1233.
- Peters, N., Laminar flamelet concepts in turbulent combustion, *Proceedings of Combustion Institute*, Vol.21 (1986), pp.1231–1250.
- Pitz, R. W., Hu, S. and Wang, P., Tubular premixed and diffusion flames: effect of stretch and curvature, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol.42 (2014), pp.1–34.
- Saitoh, T. and Otsuka, Y., Unsteady behavior of diffusion flames and premixed flames for counter flow geometry, *Combustion Science and Technology*, Vol.12 (1976), pp.135–146.
- 末永陽介, 北野三千雄, 柳岡英樹, 円筒状拡散火炎の消炎, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.76, No.770 (2010), pp.1558–1563.
- Suenaga, Y., Kitano, M. and Yanaoka, H., Extinction of cylindrical diffusion flame, *Journal of Thermal Science and Technology*, Vol.6, No.3 (2011), pp.323–332.
- 末永陽介, 柳岡英樹, 北野三千雄, 百鳥大輔, 伸長する円筒状拡散火炎の温度消散率とスカラー散逸率, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.79, No.804 (2013), pp.1685–1693.
- Suenaga, Y., Yanaoka, H. and Momotori, D., Influences of stretch and curvature on the temperature of stretched cylindrical diffusion flames, *Journal of Thermal Science and Technology*, Vol.11, No.2 (2016), DOI:10.1299/jtst.2016jtst0028.
- Sung, C. J., Liu, J. B. and Law, C. K., Structural response of counterflow diffusion flames to strain rate variations, *Combustion and Flame*, Vol.102 (1995), pp.481–492.
- Sung, C. J. and Law, C. K., Structural sensitivity, response, and extinction of diffusion and premixed flames in oscillating counterflow, *Combustion and Flame*, Vol.123 (2000), pp.375–388.
- Tsuji, H., Counterflow diffusion flames, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol.8 (1982), pp.93–119.
- Welle, E.J., Roberts, W. L., Decroix, M. E., Cater, C. D. and Donbar, J. M., Simultaneous particle-imaging velocimetry and OH planar laser-induced fluorescence measurements in an unsteady counterflow propane/air diffusion flame, *Proceedings of Combustion Institute*, Vol.28 (2000), pp.2021–2027.
- Welle, E.J., Roberts, W. L., Cater, C. D. and Donbar, J. M., The response of a propane-air counter-flow diffusion flame subjected to a transient flow field, *Combustion and Flame*, Vol.135 (2003), pp.285–297.

References

- Brown, T. M., Pitz, R.W. and Sung, C. J., Oscillatory stretch effects on the structure and extinction of counterflow diffusion flames, *Proceedings of Combustion Institute*, Vol.27 (1998), pp.703–710.
- Du, J. and Axelbaum, R. L., The effects of flame structure on extinction of $\text{CH}_4\text{-O}_2\text{-N}_2$ diffusion flames, *Proceedings of Combustion Institute*, Vol.26 (1996), pp.1137–1142.
- Egolfopoulos, F. N. and Campbell, C. S., Unsteady counterflowing strained diffusion flames: diffusion-limited frequency

response, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.318 (1996), pp.1–29.

- Hirasawa, T., Ueda, T., Matsuo, A. and Mizomoto, M., Wall stagnating flow near the wall oscillated parallel to the flow, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.64, No.624 (1998), pp.2683–2689 (in Japanese).
- Hu, S. and Pitz, R. W., Structural study of non-premixed tubular hydrocarbon flames, *Combustion and Flame*, Vol.156 (2009), pp.51–61.
- Kistler, J. S., Sung, C. J., Kreutz, T. G. and Law, C. K., Extinction of counterflow diffusion flames under velocity oscillations, *Proceedings of Combustion Institute*, Vol.26 (1996), pp.113–120.
- Ohsawa, H., Kitajima, A., Matsuo, A., Ueda, T. and Mizomoto, M., Effects of velocity oscillation of air flow on counterflow diffusion flames, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.64, No.620 (1998), pp.1228–1233 (in Japanese).
- Peters, N., Laminar flamelet concepts in turbulent combustion, *Proceedings of Combustion Institute*, Vol.21 (1986), pp.1231–1250.
- Pitz, R. W., Hu, S. and Wang, P., Tubular premixed and diffusion flames: effect of stretch and curvature, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol.42 (2014), pp.1–34.
- Saitoh, T. and Otsuka, Y., Unsteady behavior of diffusion flames and premixed flames for counter flow geometry, *Combustion Science and Technology*, Vol.12 (1976), pp.135–146.
- Suenaga, Y., Kitano, M. and Yanaoka, H., Extinction of cylindrical diffusion flame, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.76, No.770 (2010), pp.1558–1563 (in Japanese).
- Suenaga, Y., Kitano, M. and Yanaoka, H., Extinction of cylindrical diffusion flame, *Journal of Thermal Science and Technology*, Vol.6, No.3 (2011), pp.323–332.
- Suenaga, Y., Yanaoka, H., Kitano, M. and Momotori, D., Thermal and scalar dissipation rates of stretched cylindrical diffusion flame, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.79, No.804 (2013), pp.1685–1693 (in Japanese).
- Suenaga, Y., Yanaoka, H. and Momotori, D., Influences of stretch and curvature on the temperature of stretched cylindrical diffusion flames, *Journal of Thermal Science and Technology* Vol.11, No.2 (2016), DOI:10.1299/jtst.2016jtst0028.
- Sung, C. J., Liu, J. B. and Law, C. K., Structural response of counterflow diffusion flames to strain rate variations, *Combustion and Flame*, Vol.102 (1995), pp.481–492.
- Sung, C. J. and Law, C. K., Structural sensitivity, response, and extinction of diffusion and premixed flames in oscillating counterflow, *Combustion and Flame*, Vol.123 (2000), pp.375–388.
- Tsuji, H., Counterflow diffusion flames, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol.8 (1982), pp.93–119.
- Welle, E.J., Roberts, W. L., Decroix, M. E., Cater, C. D. and Donbar, J. M., Simultaneous particle-imaging velocimetry and OH planar laser-induced fluorescence measurements in an unsteady counterflow propane/air diffusion flame, *Proceedings of Combustion Institute*, Vol.28 (2000), pp.2021–2027.
- Welle, E.J., Roberts, W. L., Cater, C. D. and Donbar, J. M., The response of a propane-air counter-flow diffusion flame subjected to a transient flow field, *Combustion and Flame*, Vol.135 (2003), pp.285–297.