

## Triple Flame の燃焼速度に及ぼす火炎面曲率の影響\*

永井良卓\*<sup>1</sup>, 廣田光智\*<sup>2</sup>, 溝本雅彦\*<sup>3</sup>

## Effects of the Flame Curvature on the Burning Velocity of Triple Flame

Yoshitaka NAGAI, Mitsutomo HIROTA and Masahiko MIZOMOTO\*<sup>4</sup>\*<sup>4</sup> Department of Mechanical Engineering, Keio University,  
3-14-1 Hiyoshi, Kohoku-ku, Yokohama-shi, Kanagawa, 223-8522 Japan

The upstream velocity and concentration fields of Triple Flame formed in a concentration gradient of a methane-air mixture have been measured on various flame curvatures in order to investigate the relation between the flame curvature and the burning velocity of Triple Flame. The flame curvatures are measured from the visible flame images. The unburned velocity and concentration fields are measured by PIV and Rayleigh scattering method. By combining the initial velocity and fuel concentration gradient of the mixture, two Triple Flames having the same curvature can be formed. From the result of the local velocity field and the local fuel concentration gradient ahead of the flame surface, it can be concluded that the local velocity and fuel concentration fields are similar when the flame curvature is similar. The burning velocity of Triple Flame has a good correlation with the flame curvature. It decreases monotonically as the flame curvature increases.

**Key Words:** Triple Flame, Burning Velocity, Premixed Combustion, Diffusion Combustion, Concentration Gradient, Flame Curvature

## 1. 緒 言

噴流の浮上がり拡散火炎でその存在が確認されている Triple Flame を予混合火炎として扱う場合、伝ば速度、および燃焼速度は多くの研究者に関心をもたれている<sup>(1)-(12)</sup>。

これまでの研究において Triple Flame に関する燃焼速度の定義は以下の二とおりに分けられる。一つは、火炎端位置を理論混合比位置として、その位置の火炎面に垂直方向に流入する局所の未燃混合気流速に相対的な伝ば速度を燃焼速度と定義するもの(いわゆる局所燃焼速度)<sup>(2)(3)(8)(11)(12)</sup>である。もう一つは、火炎の存在による流れ場の発散の影響が生じる最初の位置での理論混合比流線上の未燃混合気流速に相対的な伝ば速度を燃焼速度と定義するもの(いわゆる見掛けの燃焼速度)<sup>(4)(7)(9)(10)</sup>である。本研究では特に火炎が存在することによる流れ場の発散等の影響を含むこと

ができる前者、いわゆる局所燃焼速度について着目した。

従来廣田ら<sup>(11)(12)</sup>は  $1/R_f > 0.9 \text{ mm}^{-1}$  の火炎面曲率が大きい Triple Flame に対して PIV を用いて火炎面先端に流入する局所の未燃混合気流速に着目した。ルイス数効果、および火炎伸張を考慮すると Triple Flame の局所燃焼速度は、拡散火炎からの熱的干渉が存在することにより火炎面曲率の変化によらずほぼ一定であるとした。このとき非予混合火炎の火炎端特性を模擬することを目的として、形成された火炎の曲率範囲は濃度こう配の比較的急な状態に限定した。Chen ら<sup>(10)</sup>などの報告に見られるように Triple Flame の特性を幅広い濃度こう配においてより一般化するためには、この従来の範囲より火炎面曲率の小さい設定で火炎特性をより詳細に調査する必要がある。そもそも Triple Flame は濃度こう配を有する予混合気中に形成される火炎であり、予混合火炎面に沿って局所的な濃度分布が異なる。したがって火炎面が形成される条件として、上流側の濃度分布が重要な情報となる。

そこで本報は Triple Flame を予混合火炎として扱ううえで火炎前方の流れ場、および濃度場に着目し、従来廣田ら<sup>(11)(12)</sup>が報告しているよりも幅広い火炎面

\* 原稿受付 2003年3月31日。

\*<sup>1</sup> 慶應義塾大学大学院 (☎ 223-8522 横浜市港北区日吉 3-14-1)。\*<sup>2</sup> 正員, 東北大学大学院 (☎ 980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 01)。\*<sup>3</sup> 正員, 慶應義塾大学理工学部。

E-mail: mizomoto@mech.keio.ac.jp

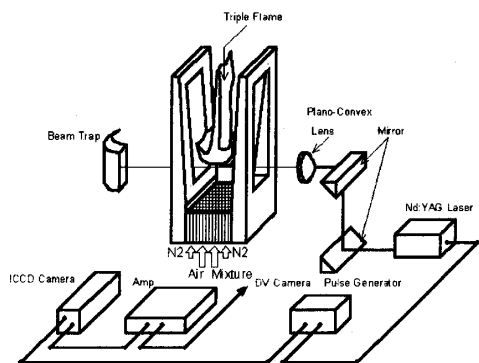


Fig.1 Experimental setup for Rayleigh scattering method of CH<sub>4</sub>/Air Triple Flame

曲率を設定し、火炎特性との関係を実験的に検討した。その際設定する初期混合気流速、および燃料濃度こう配が火炎面直前に至るまでにその大きさや傾向が変化することを考慮し、局所の流れ場、および濃度場と火炎面曲率の関係を検討した。また、得られた結果から火炎面曲率と局所燃焼速度の関係を検討した。

## 2. 実験装置および実験方法

**2.1 実験装置** 本研究では図1に示すような Kioni ら<sup>(9)(6)</sup>の装置を参考に従来廣田ら<sup>(11)(12)</sup>が使用した 40 mm × 50 mm の矩形断面バーナを一部改良して使用した。特徴的な改良点はテストセクションの主流部上流に断面積が広い拡散室と四分円ノズルを設けたことである。その結果整流効果が増し、乱れが減衰するため、従来の初期混合気流速に比べ大きな流速を設定することができた。その際、設定する初期混合気流速  $U_0 = 1.4 \text{ ms}^{-1}$  において乱れ強さは 1.1% 程度である。バーナ上流は 10 mm × 50 mm の同一サイズの 4 セクションで構成されており、中央の 2 セクションを主流としている。一方から空気、他方からあらかじめ燃料濃度を設定したメタン・空気混合気を同流速で流入させ、テストセクション内では乱れない一様流中に直線的な燃料濃度こう配を形成させる。混合気の燃料濃度、および混合気流速を変化させることで任意に燃料濃度こう配を設定することができる。側壁面側の 2 セクションは主流と同流速の窒素を流入することで火炎が側壁面に付着しないように設計されている。また、伝ばする Triple Flame を定在させるためにテストセクション両壁面は主流方向に対して 4° の角度で外側に開いており減速流を実現している。従来の報告<sup>(11)~(13)</sup>では濃度分布の測定方法にガスクロマトグラフを使用していた。この方法では測定用に使用したプローブの内径が 0.5 mm であったため、空間分解能

が小さい。これまでの研究で Triple Flame の火炎特性を検討するうえで火炎が存在することにより流れ場が押し曲げられることは非常に重要な事実であることがわかってきた。このとき火炎上流から火炎面直前にいたるまでの濃度こう配(可燃範囲幅の実寸法)も同様に変化を伴っている。そこで本研究では後述するように Rayleigh 散乱光を用いた濃度計測を行うことで可燃範囲濃度の詳細な変化について空間分解能を大きくして検討した。任意に設定する燃料濃度こう配の指標として従来検討してきた無次元濃度こう配  $C_m/x_m$  は使用せず、新たに有次元の燃料濃度こう配  $C/x_L$  [ $\text{mm}^{-1}$ ] を定義した。C は燃料の可燃範囲モル分率で本研究ではメタンを使用しているため 0.10 という一定値、 $x_L$  は燃料の可燃範囲幅で Rayleigh 散乱光を用いた濃度計測により得られる濃度分布から求めた値である(付録参照)。

**2.2 実験方法** 実験は初期の混合気流速、および燃料濃度こう配を任意に変化させ、形成される火炎をテストセクション内に定在させて行った。設定した初期混合気流速は  $U_0 = 1.0, 1.2, 1.4 \text{ ms}^{-1}$ 、また各流速で設定可能な初期燃料濃度こう配は  $U_0 = 1.0 \text{ ms}^{-1}$  のとき、 $5.1 \times 10^{-2} < (C/x_L)_0 [\text{mm}^{-1}] < 1.1 \times 10^{-1}$ 、 $U_0 = 1.2 \text{ ms}^{-1}$  のとき、 $4.8 \times 10^{-2} < (C/x_L)_0 [\text{mm}^{-1}] < 1.0 \times 10^{-1}$ 、 $U_0 = 1.4 \text{ ms}^{-1}$  のとき、 $4.7 \times 10^{-2} < (C/x_L)_0 [\text{mm}^{-1}] < 9.1 \times 10^{-2}$  である。なお、燃料濃度こう配の添字の 0 は初期条件であることを示しており、測定は従来の報告<sup>(11)~(13)</sup>と同様にテストセクション入口から 10 mm の高さ(4° の角度が開き始める高さ)で行った。

火炎面曲率は、従来報告<sup>(11)</sup>しているように直接撮影によって得られる画像を輝度分布解析することにより求めた。その際、可視火炎面の基準は輝度値の変化が最大となる位置とし、円弧近似をして求めた 10 枚の画像の平均値を測定値とした。実験装置の改良によりより安定な定在火炎を形成させられたことの効果もあり、火炎面曲率の測定誤差は最大でも 2.2% とわずかであった。火炎面上流における未燃領域の流れ場、および濃度場の測定として、PIV、および Rayleigh 散乱法を用いた。測定は可視火炎面最上流端を原点とし燃料過濃側に  $x$  軸、主流方向に  $y$  軸とし、火炎面前方における流れ場、および濃度場の結果から Triple Flame の火炎面曲率と燃焼速度について検討した。以下に詳細を示す。

**2.2.1 火炎面前方の流れ場の測定** 本研究では設定する初期混合気流速、および燃料濃度こう配中に定在する Triple Flame に対して火炎面前方の流れ場、

および燃焼速度の測定に PIV を用いた二次元断面流速計測を行った。測定の際、画像取込み用 CCD カメラ (Sony 社, XC-75, 画素数  $640 \times 480$ ) にレンズ (Nikon 社, AF MICRO Nikkor 105 mm  $f=2.8$ ) を用いることで Triple Flame の予混合火炎面先端を拡大撮影した。光源にはダブルパルスの Nd: YAG Laser (New Wave Research 社, Mini Lase II, 波長: 532 nm, 定格出力: 25 mJ/Pulse, Pulse 幅: 6 ns) を使用し, シリンドリカルレンズを介して厚さ約 0.5 mm のレーザシート光を CCD カメラの撮影方向に対して垂直方向に照射した。レーザパルス間隔 0.25 ms は, CCD カメラの垂直同期信号を基準としてパルスジェネレータ (Quantum Composers 社, model 9314) を介してレーザに送られる二つの時間差信号により実現した。得られた 2 時刻の画像はフレームグラバボード (Data Translation 社, DT-3155) を介してパーソナルコンピュータに取り込まれ輝度パターン相互相関法により解析される。散乱粒子にシリコンオイル液滴 (沸点  $300^\circ\text{C}$ , 平均径  $2 \mu\text{m}$ ) を用いた。粒子の追従性は従来の研究<sup>(14)</sup> において確認されており, 得られる粒子画像は未燃領域の測定結果である。

**2.2.2 火炎面前方の濃度場の測定** 本研究では設定する初期混合気流速, および燃料濃度こう配中に定在する Triple Flame に対して火炎面前方の未燃領域の濃度場計測に図 1 のようなシステムで Rayleigh 散乱計測を行った。測定の際, 画像取込み用 CCD カメラ (Sony 社, XC-75, 画素数  $640 \times 480$ ) に Image Intensifier (デフォルトハイテック社, BV 2582 QX 100 N) を取付け, 微弱な Rayleigh 散乱光を増幅撮影した。光源にはシングルパルスの Nd: YAG Laser (Quanta-Ray 社, 波長 532 nm, 定格出力: 200 mJ/Pulse, Pulse 幅: 5~7 ns) を使用し, シリンドリカルレンズを介して CCD カメラの撮影方向に対して垂直方向, かつ火炎面上流を通るように直径約 0.6 mm のビームを照射した。撮影はレーザの同期信号を基準としてパルスジェネレータ (Quantum Composers 社, model 9314) を介して, Image Intensifier に 400 ns の露光時間を与えて行った。また測定の際, 検出信号には Rayleigh 散乱光のほかに背景光が含まれるため測定時に背景画像を撮影し, 背景光を差引くことで Rayleigh 散乱光のみを検出した。測定はテストセクション内に定在する Triple Flame の未燃上流領域に対して,  $y$  軸方向にレーザ照射位置を変化させて行った。Rayleigh 散乱光強度  $I_R$  から燃料濃度の測定は, 測定対象が完全気体の二成分系の混合物, および温度と圧力が一定の場合と仮定すると次式で表され

る。

$$I_R = C' I_L N (x_{\text{CH}_4} \sigma_{\text{CH}_4} + x_{\text{Air}} \sigma_{\text{Air}}) \quad \dots \dots \dots (1)$$

ここで,  $C'$  は光学系で決まる定数,  $I_L$  は入射光強度,  $N$  は分子数密度,  $x_{\text{CH}_4}$ ,  $x_{\text{Air}}$  はメタン, および空気のマール分率,  $\sigma_{\text{CH}_4}$ ,  $\sigma_{\text{Air}}$  はメタン, および空気の Rayleigh 散乱断面積を示している。また,  $x_{\text{CH}_4} + x_{\text{Air}} = 1$ ,  $I_{\text{CH}_4} = C' I_L N \sigma_{\text{CH}_4}$ ,  $I_{\text{Air}} = C' I_L N \sigma_{\text{Air}}$  ( $I_{\text{CH}_4}$ ,  $I_{\text{Air}}$  はメタン, および空気の Rayleigh 散乱光強度) とすると次式を得る。

$$x_{\text{CH}_4} = \frac{I_R - I_{\text{Air}}}{I_{\text{CH}_4} - I_{\text{Air}}} \quad \dots \dots \dots (2)$$

したがって得られる画像を輝度分布解析することで Rayleigh 散乱光強度を測定し, 式 (2) を用いてマール分率を計算した。なお本研究では燃料としてメタン, 酸化剤として空気を使用しており, 実質三成分の混合気と考えられる。混合気中の空気の主成分である窒素と酸素の割合は濃度の変化に伴いその絶対量が変化するものの, その割合は変化しない。したがって, 本研究では空気を一成分気体として扱い, メタン, 空気の二成分気体として扱った。また吉川らの報告<sup>(15)</sup> によると, 本報における Rayleigh 散乱光強度の測定範囲では温度変化よりも濃度変化の影響のほうが十分大きいと考えられるため, 測定した Rayleigh 散乱光強度は濃度変化を表すものとした。

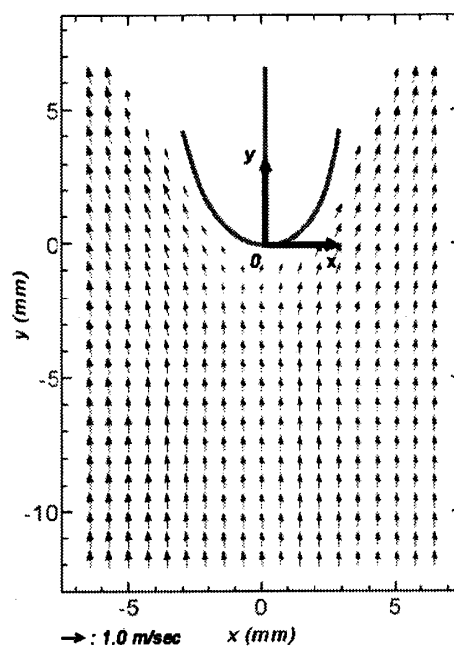


Fig. 2 Typical image of a flow field ahead of Triple Flame [ $U_0 = 1.4 \text{ ms}^{-1}$ ,  $(C/x_L)_0 = 4.7 \times 10^{-2} \text{ mm}^{-1}$ ,  $1/R_f = 0.51 \text{ mm}^{-1}$ ]

## 3. 実験結果および考察

**3.1 火炎面前方の流れ場** 図2はPIV計測で得られるTriple Flameの予混合火炎面前方における速度分布の一例である。図2中、実線が可視火炎面位置、矢印が速度ベクトルを示している。図2より初期条件では一様であった流れ場が火炎面先端領域において側壁面側に押し広げられており、従来の結果<sup>(3)(8)(9)(10)~(12)</sup>と同様の傾向を示している。図3は図2において火炎面先端に流入する $y$ 軸方向の速度分布を示す。図3の縦軸は $y$ 軸方向速度 $v$  [ $\text{ms}^{-1}$ ], 横軸は $y$ 軸方向距離 $y$  [ $\text{mm}$ ]を示している。図3より $y$ 軸方向速度は

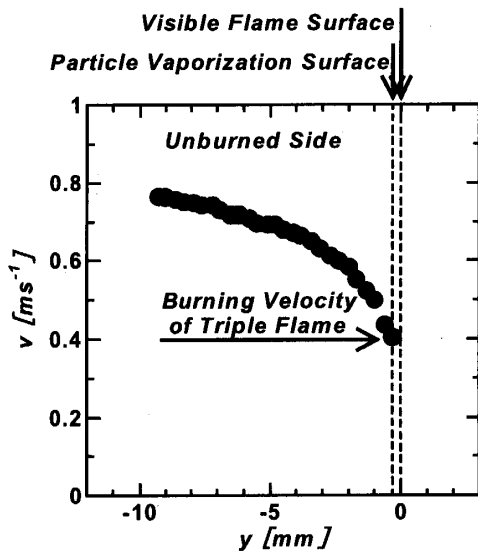


Fig. 3 Velocity profile at upstream of Triple Flame [ $y$ -direction velocity component from upstream to the leading edge of the flame,  $U_0=1.0 \text{ ms}^{-1}$ ,  $(C/x_L)_0=5.1 \times 10^{-2} \text{ mm}^{-1}$ ,  $1/R_f=0.81 \text{ mm}^{-1}$ ]

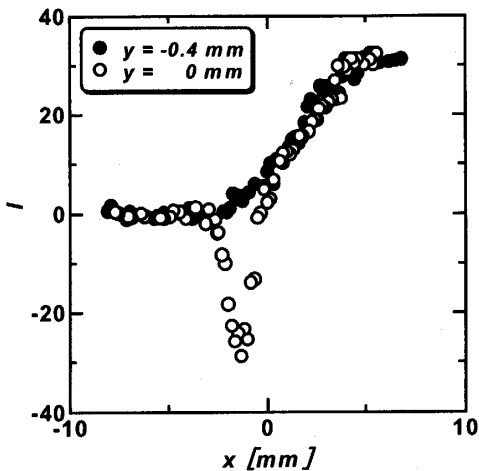


Fig. 4 Luminous intensity profile of Rayleigh scattering [ $U_0=1.0 \text{ ms}^{-1}$ ,  $(C/x_L)_0=8.2 \times 10^{-2} \text{ mm}^{-1}$ ,  $1/R_f=1.11 \text{ mm}^{-1}$ ]

火炎面先端に向かって上流から徐々に減少し、火炎面に近づくと急激に減速することがわかる。この傾向は火炎が存在することで未燃混合気の流れが押し広げられたことにより生じると考えられる<sup>(9)</sup>。本研究ではTriple Flameの燃焼速度を火炎面に垂直方向に流入する未燃混合気流速と定義している。したがってその定義に従うとTriple Flameの燃焼速度は図3の矢印で示す最小値となる。

**3.2 火炎面前方の濃度場** 図4は画像解析から得られる輝度分布の一例を示す。縦軸が散乱光の輝度 $I$ , 横軸が $x$ 軸方向距離 $x$  [ $\text{mm}$ ]を示しており、各パラメータは○が $y=0 \text{ mm}$ , ●が $y=-0.4 \text{ mm}$ に照射時の分布である。図4よりレーザ照射位置が $y=-0.4 \text{ mm}$ のとき、 $-2 \text{ mm} < x < 3 \text{ mm}$ における輝度変化は希薄予混合気から過濃予混合気へとメタン・空気混合気濃度が直線的に変化していることを表している。一方レーザ照射位置が $y=0 \text{ mm}$ のとき、火炎からの発熱の影響で温度上昇が生じ、Rayleigh散乱光強度が減少するため、式(2)を用いて燃料モル分率を計算することができなくなる。そこで本研究ではこの温度上昇によるRayleigh散乱光強度の変化が現れないと確認された $y=-0.5 \text{ mm}$ の位置にレーザを照射したとき得られる結果を火炎面直前における測定値とした。

図5はレーザ照射位置 $y=-0.5 \text{ mm}$ におけるRayleigh散乱光強度の輝度分布から式(2)を用いて計算したモル分率の分布を示す。図5の縦軸が燃料モル分率 $C$ , 横軸が $x$ 軸方向距離 $x$  [ $\text{mm}$ ], また破線で囲まれている領域がメタンの可燃限界を示す。図5より $-2 \text{ mm} < x < 3 \text{ mm}$ において燃料希薄から燃料過濃へと濃度こう配が形成されていることがわかる。図6

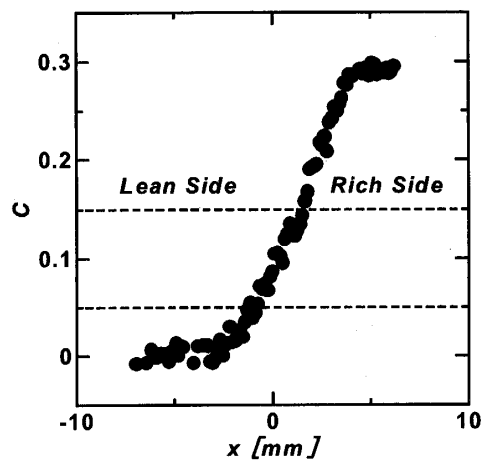


Fig. 5 Profile of the mole fraction at  $y=-0.5 \text{ mm}$  [ $U_0=1.0 \text{ ms}^{-1}$ ,  $(C/x_L)_0=6.3 \times 10^{-2} \text{ mm}^{-1}$ ,  $1/R_f=0.93 \text{ mm}^{-1}$ ]

は Rayleigh 散乱法で測定した火炎面曲率  $1/R_f = 1.28 \text{ mm}^{-1}$  における  $y$  軸方向の燃料濃度こう配の変化を示している。燃料濃度こう配を計算する際、可燃範囲幅は図5に示した可燃限界に対応する  $x$  軸方向距離の幅から求めた。図6の縦軸は燃料濃度こう配  $C/x_L [\text{mm}^{-1}]$ 、横軸は  $y$  軸方向距離  $y [\text{mm}]$  を示す。図6より燃料濃度こう配は火炎面先端に向かって上流から徐々に減少し、火炎面に近づくと急激に減少する。燃料濃度こう配が  $y$  軸方向に減少する傾向は燃料の可燃範囲幅が増加していることを表しており、この結果から火炎上流の濃度場も流れ場と同様に火炎の存在により押し広げられていることがわかる。なお、Rayleigh 散乱光の変動による測定した可燃範囲幅  $x_L$  の測定誤差は最大でも 4.5% であり、求めた濃度こう配の誤差は最大でも 4.4% とわずかである。

**3.3 初期混合気流速、および燃料濃度こう配と火炎面曲率の関係** Triple Flame は予混合火炎面が未燃側に凸形状をしている。ここでは設定した初期混合気流速、および燃料濃度こう配から Triple Flame の予混合火炎面先端の曲率を検討する。図7は任意に設定した初期の混合気流速、および燃料濃度こう配と Triple Flame の予混合火炎面先端における火炎面曲率の関係である。図7の縦軸は測定した火炎面曲率  $1/R_f [\text{mm}^{-1}]$ 、横軸は初期燃料濃度こう配  $(C/x_L)_0 [\text{mm}^{-1}]$  を示しており、各パラメータは設定した初期混合気流速  $U_0 [\text{ms}^{-1}]$  を示している。図7より初期混合気流速が一定の場合、Triple Flame の火炎面曲率は初期燃料濃度こう配の増加に伴い、増加する。これは従来の研究<sup>(9)(11)</sup>で報告されているように、燃料濃度こう配の増加に伴い燃料の可燃範囲幅が小さくなり、

形成される Triple Flame の予混合火炎幅が狭くなるためである。一方初期混合気流速が異なる場合、初期燃料濃度こう配が等しいにもかかわらず、形成される火炎の曲率は異なる。これは混合気流速の変化に伴い、火炎の定在位置が変化するため火炎上流において分子拡散、および流管の広がる影響が異なるためと考えられる。以上の結果から火炎面曲率は初期の混合気流速、および燃料濃度こう配の組合せに依存していると考えられる。したがって図7から初期の混合気流速、および燃料濃度こう配を組合せることにより、初期条件の組合せは異なるが形成される火炎の曲率が等しい Triple Flame を形成することができると考えられる。そこで初期混合気流速、および燃料濃度こう配を組合せたところ、火炎面曲率が等しい二つの Triple Flame を形成することができた。このとき設定した初期混合気流速、および燃料濃度こう配はおのおの  $U_0 = 1.0 \text{ ms}^{-1}$ 、 $(C/x_L)_0 = 8.1 \times 10^{-2} \text{ mm}^{-1}$  と  $U_0 = 1.2 \text{ ms}^{-1}$ 、 $(C/x_L)_0 = 1.1 \times 10^{-1} \text{ mm}^{-1}$  であり、形成される Triple Flame の火炎面曲率は  $1/R_f = 1.09 \text{ mm}^{-1}$  である。ここで興味深い点は、初期条件の組合せが異なるにもかかわらず、曲率が等しい Triple Flame の火炎面直前における局所の流れ場、および濃度場である。そこで3.4節で火炎面曲率が等しい Triple Flame に対して局所の流れ場、および燃料濃度こう配を検討する。

### 3.4 火炎面直前の局所の流れ場、および濃度場

図8、および図9は初期混合気流速、および燃料濃度こう配の組合せは異なるが、形成される火炎の曲率が等しく  $1/R_f = 1.09 \text{ mm}^{-1}$  である。Triple Flame の火炎面先端領域の  $x$  軸、および  $y$  軸方向速度分布を

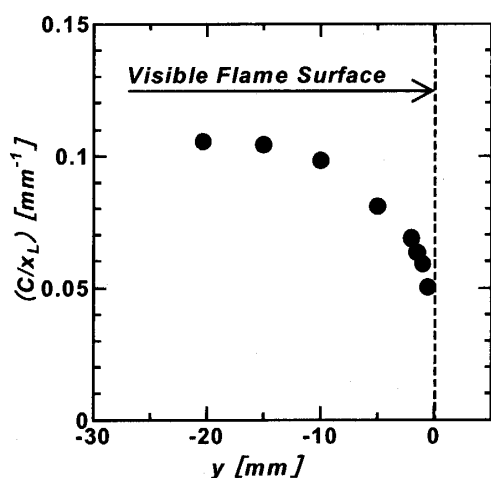


Fig. 6 Profile of the fuel concentration gradient from upstream to the leading edge of the flame [ $U_0 = 1.0 \text{ ms}^{-1}$ ,  $(C/x_L)_0 = 1.1 \times 10^{-1} \text{ mm}^{-1}$ ,  $1/R_f = 1.28 \text{ mm}^{-1}$ ]

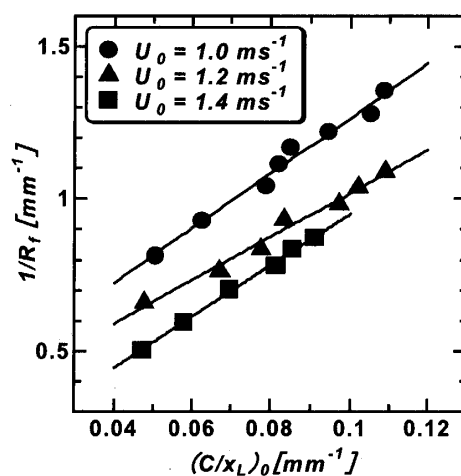


Fig. 7 Relation between the initial velocity, fuel concentration gradient of the mixture and the flame curvature

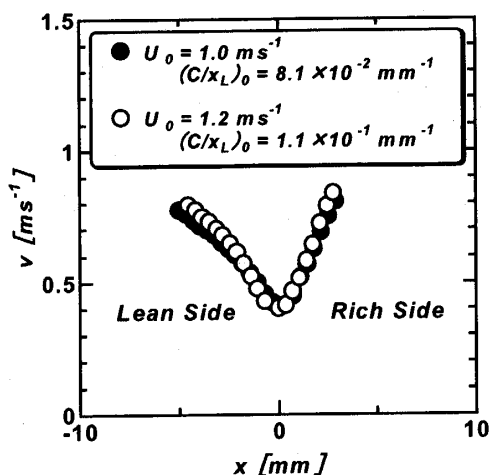


Fig. 8 Velocity profile at upstream of Triple Flame (y-direction velocity component at the height of the leading edge of the flame)

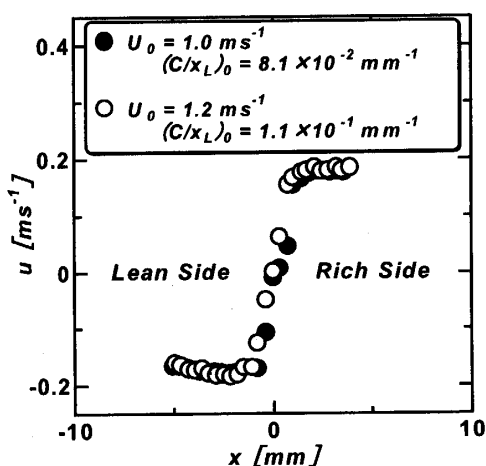


Fig. 9 Velocity profile at upstream of Triple Flame (x-direction velocity component at the height of the leading edge of the flame)

示す。図8, 9は図3の火炎面先端に垂直方向に流入する未燃混合気流速である $v$ の値が最小となる位置における $x$ 軸, および $y$ 軸方向速度分布である。図8の縦軸は $y$ 軸方向速度 $v$  [ $\text{ms}^{-1}$ ], 横軸は $x$ 軸方向距離 $x$  [ $\text{mm}$ ]を示す。また, 図9の縦軸は $x$ 軸方向速度 $u$  [ $\text{ms}^{-1}$ ], 横軸は $x$ 軸方向距離 $x$  [ $\text{mm}$ ], 各パラメータは設定した初期混合気流速 $U_0$  [ $\text{ms}^{-1}$ ]を示す。これらの結果から初期の混合気流速, および燃料濃度こう配の組合せは異なっても本報で設定した範囲では, 形成される火炎の曲率が等しい場合, 火炎面直前における局所の流れ場はほぼ同一の分布であると考えられる。

図10はRayleigh散乱法で測定した火炎面直前の局所燃料濃度こう配と火炎の直接画像から輝度分布解

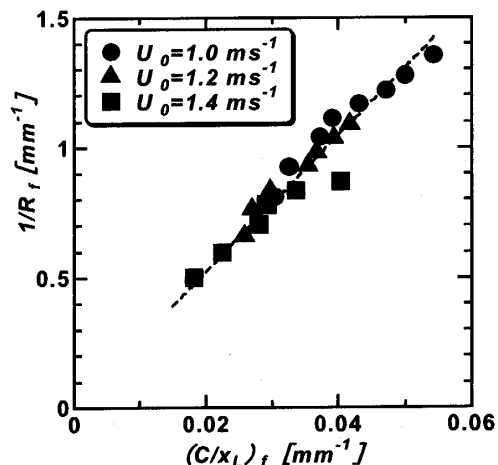


Fig. 10 Relation between the local concentration gradient of the mixture and the flame curvature

析によって測定したTriple Flameの予混合火炎面における火炎面曲率の関係を示す。図10の縦軸は火炎面曲率 $1/R_f$  [ $\text{mm}^{-1}$ ], 横軸は局所燃料濃度こう配 $(C/x_L)_f$  [ $\text{mm}^{-1}$ ], 各パラメータは設定した初期混合気流速 $U_0$  [ $\text{ms}^{-1}$ ]である。なお, 燃料濃度こう配の添字の $f$ は火炎面直前の条件であることを示す。図10より火炎面曲率は局所燃料濃度こう配と強い相関を示しており, 局所燃料濃度こう配が等しい火炎の曲率はほぼ同一である。この結果から初期の混合気流速, および燃料濃度こう配の組合せが異なっても本報で設定した範囲では, 形成される火炎の曲率が等しい場合, 火炎面直前における局所の燃料濃度こう配, および濃度場はほぼ同一の分布であると考えられる。そこで4章で局所の流れ場, および濃度場の組合せで形成される火炎面曲率と火炎特性の代表値である局所燃焼速度について検討する。

#### 4. 火炎面曲率と局所燃焼速度に関する考察

図11はPIVで測定したTriple Flameの局所燃焼速度と火炎面曲率の関係を示す。図11の縦軸はTriple Flameの局所燃焼速度 $v_f$  [ $\text{ms}^{-1}$ ], 横軸は火炎面曲率 $1/R_f$  [ $\text{mm}^{-1}$ ], 各パラメータは設定した初期混合気流速 $U_0$  [ $\text{ms}^{-1}$ ]であり, 各プロットは図7で示す初期混合気流速, および燃料濃度こう配を組合せることで形成されるTriple Flameの火炎面曲率である。また, 図11の○プロットは廣田ら<sup>(11)</sup>が報告している火炎面曲率における燃焼速度の分布である。図11よりTriple Flame構造が観察できた本研究において, その局所燃焼速度は初期混合気流速, および燃料濃度こう配の組合せが異なっても火炎面直前における局所の流れ場, および濃度場で形成される火炎面曲率が

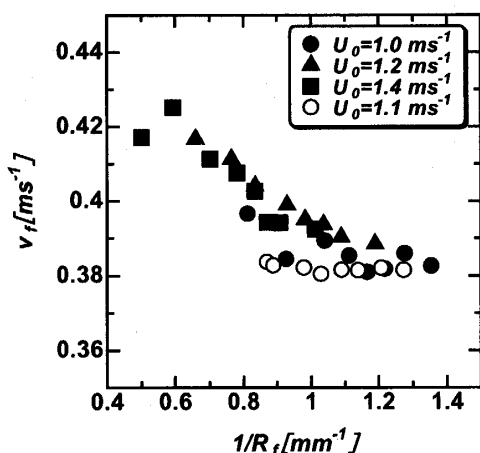


Fig. 11 Relation between the flame curvature and the local burning velocity of Triple Flame [present results  $U_0=1.0, 1.2, 1.4$ ; recent work (11):  $U_0=1.1$ ]

等しければ同一である。また、局所燃焼速度は火炎面曲率と強い相関を示し、 $0.5 \text{ mm}^{-1} < 1/R_f < 0.9 \text{ mm}^{-1}$  という火炎面曲率の範囲において曲率の増加に伴い単調に減少する。一方、 $1/R_f > 0.9 \text{ mm}^{-1}$  において廣田らが報告しているように一次元層流燃焼速度 ( $=0.38 \text{ ms}^{-1}$ ) 付近に漸近していることがわかる。本研究で得た結果も廣田ら<sup>(11)</sup>が報告している火炎面曲率の範囲内であればほぼ一定値であると判断できる。廣田ら<sup>(11)</sup>が設定した火炎曲率は本研究で設定可能な火炎面曲率の範囲よりも狭い範囲である。そのため設定範囲内では燃焼速度の傾向をほぼ一定とした。本研究ではより広範囲の火炎面曲率を設定可能にするため実験装置を改良し、従来よりも速い初期流速設定でも安定に定在する火炎を形成させることができたようになった。これにより幅広い火炎面曲率の変化に対する燃焼速度の傾向を得ることができたと考えられる。図11の  $0.5 \text{ mm}^{-1} < 1/R_f < 0.9 \text{ mm}^{-1}$  は、本研究で新たに計測した火炎面曲率の範囲での燃焼速度の分布である。図11より火炎面曲率の増加に伴い燃焼速度が単調に減少することがわかる。またその値は火炎面曲率がより大きい範囲では一定値に漸近する傾向となる。そこで火炎面曲率の変化に伴う燃焼速度の変化を、その傾向が特徴的である火炎面曲率が  $0.5 \text{ mm}^{-1} < 1/R_f < 0.9 \text{ mm}^{-1}$  と  $1/R_f > 0.9 \text{ mm}^{-1}$  の範囲で検討する。火炎面曲率  $0.5 \text{ mm}^{-1} < 1/R_f < 0.9 \text{ mm}^{-1}$  の範囲において従来廣田ら<sup>(13)</sup>は Triple Flame の火炎面先端領域における局所の発熱量を検討し、Triple Flame の燃焼強度を検討した。それによると局所の発熱量は燃料濃度こう配の減少、すなわち火炎面曲率の減少に伴い増加し、Triple Flame の火炎面先端領域における

燃焼反応が活発になる。この火炎面曲率の減少に伴う燃焼強度の増加は、火炎面曲率の減少、すなわち燃料濃度こう配の減少に伴い火炎面直前における可燃範囲幅が増加し、可燃範囲中に含まれる燃料の量が増加することによるものと考えられる。したがって図11に示すように火炎面曲率の減少に伴い局所燃焼速度は増加すると考えられる。火炎面曲率の増加に伴い燃焼速度が減少するこの傾向は、噴流バーナシステムで燃料にプロパンを使用した Chung ら<sup>(4)</sup>の報告と一致している。一方、図11の  $0.9 \text{ mm}^{-1} < 1/R_f < 1.4 \text{ mm}^{-1}$  という火炎面曲率の範囲において Triple Flame の局所燃焼速度は燃料であるメタンの一次元断熱層流燃焼速度の値に漸近している。この傾向は、従来火炎面曲率が大きい Triple Flame に関してその燃焼速度を検討している報告<sup>(3)(8)(11)(12)</sup>に一致している。Triple Flame は予混合火炎面に沿って局所濃度が分布する火炎であり、各濃度に対応した局所温度が火炎面に沿って分布している。このとき可燃範囲幅は火炎面曲率の増加に伴い減少するため、火炎面に沿う温度こう配が急になり火炎面先端から燃料希薄、および燃料過濃な予混合火炎面に沿って流出する熱の移動量が増加すると考えられる。さらに廣田ら<sup>(11)</sup>が報告しているように曲率、ルイス数効果、および火炎伸張効果の影響が増加する。したがって Triple Flame の局所燃焼速度は火炎面曲率の増加に伴い減少する傾向が考えられるが図11における実験値はそれを示していない。これは従来廣田ら<sup>(11)(12)</sup>が報告しているように拡散火炎から予混合火炎面への熱的干渉、すなわち Triple Flame の拡散火炎から予混合火炎面先端へ熱が流入することによる影響と考えられる。したがって本研究で形成される Triple Flame において、火炎面曲率が大きい場合、その局所燃焼速度は曲率、ルイス数効果、および火炎伸張効果等の燃焼強度を弱める効果と拡散火炎からの熱的干渉という燃焼強度を強める効果が一次元断熱層流燃焼速度に釣り合うように働くと考えられる。ただし、これについてはより詳細な検討が必要であり今後の課題の一つである。従来報告<sup>(3)(8)(11)(12)</sup>では設定可能な火炎面曲率が大きく、またその範囲が狭かったため、Triple Flame の幅広い火炎面曲率における火炎特性を理解するには十分とはいえない。本研究では従来<sup>(3)(8)(11)(12)</sup>よりも幅広い火炎面曲率を設定することで、曲率と燃焼速度について、火炎面曲率の増加に伴い単調に減少し、一次元断熱層流燃焼速度に漸近するという新しい知見を得ることができた。

以上の結果から Triple Flame の局所燃焼速度は火炎面曲率に強く依存していると考えられる。これは従

来 Triple Flame の火炎特性が燃料濃度こう配, 火炎伸張, およびレイス数効果等さまざまな視点から議論されている<sup>(4)(9)(10)~(12)</sup>が, 火炎形状という可視的な情報にその効果をすべて含んでいることを裏付けている。したがって本研究では, 浮上がり拡散火炎の火炎端など Triple Flame 構造を有する場合, その安定性を議論する際の火炎特性が火炎端における曲率で把握できるという重要な情報を得た。

## 5. 結 言

濃度こう配を有するメタン・空気予混合気中を伝ばする Triple Flame について, その火炎面曲率を初期の混合気流速, および燃料濃度こう配を組合せることで任意に設定し, PIV および Rayleigh 散乱計測を用いた火炎面前方の流れ場および濃度場の測定から火炎面曲率と局所燃焼速度について検討した結果, 以下の結論を得た。

(1) Triple Flame の予混合火炎面前方の濃度場は, 曲率を有する予混合火炎面が存在することで流れ場と同様に押し広げられている。

(2) 初期混合気流速および燃料濃度こう配の組合せが異なる場合でも本報で設定した範囲では, 形成される火炎の曲率が等しい場合, 火炎面直前における局所の流れ場および濃度場は同一である。

(3) 初期混合気流速および燃料濃度こう配の組合せが異なる場合でも形成される火炎の曲率が等しいければ Triple Flame の局所燃焼速度は同一である。また, Triple Flame の局所燃焼速度は火炎面曲率と強い相関を示し, 火炎面曲率の増加に伴い単調に減少し, ほぼ一定値に漸近する。

### [付録：火炎面曲率と濃度こう配係に関する従来の研究との比較]

著者らのこれまでの研究<sup>(11)~(13)</sup>における濃度こう配は  $C_m/x_m$  を用いており,  $C_m$  は可燃範囲濃度  $[(C_{rich} - C_{lean}) \times 100]$ ,  $C_{rich}$  は過濃可燃限界モル分率,  $C_{lean}$  は希薄可燃限界モル分率を理論混合比モル濃度  $[(C_{st}) \times 100]$  で無次元化した値,  $x_m$  は可燃範囲幅  $(x_{rich} - x_{lean})$  を主流幅 [文献(11)では 20 mm] で無次元化した値である。一方, 本報における濃度こう配は  $C/x_L$  を用いており,  $C$  は可燃範囲モル分率  $(C_{rich} - C_{lean})$ ,  $x_L$  は可燃範囲幅  $(x_{rich} - x_{lean})$  である。両者は異なるもので, それら二つの関係は以下のような。

文献(11)の濃度こう配

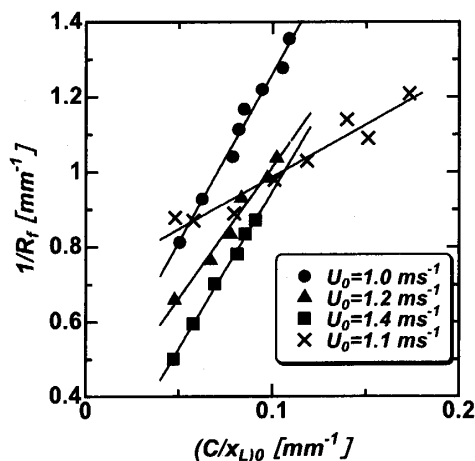


Fig. 12 Comparison present results with recent work [present results:  $U_0=1.0, 1.2, 1.4$ ; recent work (11):  $U_0=1.1$ ]

$$C_m/x_m = \frac{(C_{rich} - C_{lean})/C_{st}}{(x_{rich} - x_{lean})/l}$$

本報の濃度こう配

$$C/x_L = \frac{C_{rich} - C_{lean}}{x_{rich} - x_{lean}}$$

より,

$$C/x_L = 4.74 \times 10^{-3} \frac{C_m}{x_m} \dots\dots\dots (3)$$

図12は文献(11)で示される無次元濃度こう配を式(3)で換算し, 本報の図7に付加したものである。図12より, どちらの定義でもその傾向はいずれも, 曲率の増加に伴い直線的に増加するという同様のものがあるが, 文献(11)の定義では傾きがより緩やかであることがわかる。文献(11)の濃度分布の計測にはガスクロマトグラフを使用した。この計測の場合, 測定用プローブ径によって [文献(11)では内径0.5 mmのプローブを使用] 空間分解能に制限が生じる。したがって, より大きな濃度こう配の測定では可燃限界外の値を外挿することで, 可燃範囲内の少ない測定点を補った。濃度こう配が大きい場合, 可燃限界よりも過濃側で急激に燃料濃度が増加するため外挿による影響が大きくなり, 可燃範囲幅はレイリー散乱光計測から求められる可燃範囲幅よりも小さくなる。これにより図12において濃度こう配が大きくなるほど文献(11)の値が本報の傾向からずれる。前報までは濃度こう配について平均的な濃度分布から計算し無次元濃度こう配を定義し, 定性的評価のみ行ってきた。したがって著者らがこれまでに示した結論は, 図12のように傾向が同様ならば変わらない。なおレイリー散乱法で計測した場合, 濃度こう配が最も大きいときの可燃範囲幅



は 1.0 mm 程度である。本報ではレイリー散乱光を用いた濃度計測をすることにより、可燃範囲幅が小さいとき(濃度こう配が大きいとき)でも可燃範囲内で 10 点以上の測定点を設けることができるようになった。

### 文 献

- (1) Chung, S. H. and Lee, B. J., *Combust. Flame*, **86** (1991), 62-72.
- (2) Lee, B. J. and Chung, S. H., *Combust. Flame*, **109** (1997), 163-172.
- (3) Kioni, P. N., Bray, K. N. C., Greenhalgh, D. A. and Rogg, B., *Combust. Flame*, **116** (1999), 192-206.
- (4) Ko, Y. S. and Chung, S. H., *Combust. Flame*, **118** (1999), 151-163.
- (5) Phillips, H., *Proc. 10th Symp (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1965), 1277-1283.
- (6) Kioni, P. N., Rogg, B., Bray, K. N. C. and Linan, A., *Combust. Flame*, **95** (1993), 276-290.
- (7) Dold, J. W., *Combust. Flame*, **76** (1986), 71-88.
- (8) Plessing, T., Terhoeven, P., Peters, N. and Mausour, M. S., *Combust. Flame*, **115** (1998), 335-353.
- (9) Ruetsch, G. R., Vervisch, L. and Linan, A., *Phys. Fluids*, **7**-(6) (1995), 1447-1454.
- (10) Chen, Y. C. and Bilger, R. W., *Combust. Flame*, **123** (2000), 23-45.
- (11) 廣田光智・松尾亜紀子・溝本雅彦, 機論, **67**-661, B (2001), 2353-2360.
- (12) 廣田光智・松尾亜紀子・溝本雅彦, 機論, **69**-677, B (2003), 177-184.
- (13) 廣田光智・松尾亜紀子・溝本雅彦, 機論, **66**-646, B (2000), 1557-1564.
- (14) 植田利久・矢作裕司・溝本雅彦, 機論, **57**-541, B(1991), 3255-3259.
- (15) 吉川典彦・丹羽智明・大竹一友, 機論, **50**-452, B(1984), 1088-1094.