

Triple Flame における予混合火炎の火炎特性*

廣田 光 智^{*1}, 松尾 亜紀子^{*2}, 溝 本 雅 彦^{*2}

Characteristic of the Premixed Flame in a Triple Flame

Mitsutomo HIROTA^{*3}, Akiko MATSUO and Masahiko MIZOMOTO^{*3} Department of Aeronautics and Space Engineering, Tohoku University,
01 Aoba, Aramaki, Aoba-ku Sendai-shi, Miyagi, 980-8579 Japan

Burning velocity and thermal diffusive structure of a triple flame generated with methane-air mixture are experimentally investigated in various fuel concentration gradients. The thermal diffusive width of premixed flame wing related preheat zone, which is measured from laser tomographic images, decreases by increasing the concentration gradient. On the other hand, burning velocity of the triple flame, which is measured from PIV, is almost constant. C. J. Sun et al. propose the theory on the burning velocity and preheat zone width, which takes into account the effect of flame curvature, strain and Le number. The burning velocity by their theory is smaller than the measured triple flame burning velocity and shows the tendency to decrease by increasing the concentration gradient. Similarly, the preheat zone width by their theory is larger than the measured thermal diffusive width of triple flame and is almost constant at any concentration gradients. Burning velocity along the premixed flame wing indicate the distribution of the flame temperature. These profiles and flame structure show the tendency that heat flux from non-premixed flame to premixed flame goes up by increasing the concentration gradient. Especially, the rich side heat flux is larger than lean side one. Because of this effect, the thermal structure of the premixed flame wing is changed and the burning velocity is kept constant by changing the concentration gradient. These results indicate that there exists the thermal interaction between the premixed and non-premixed flames at a leading edge of the triple flame. And non-premixed flame interacts with rich premixed flame stronger than lean premixed flame.

Key Words: Diffusion Combustion, Premixed Combustion, Burning Velocity, Triple Flame, Concentration Gradient, Flame Structure, Flame Interaction

1. 緒 言

通常多くの拡散火炎において基部のような消炎領域付近では部分予混合燃焼が起こる。このとき火炎端(Edge Flame)前縁では予混合領域が形成され、この濃度こう配の大きさにより、火炎端は予混合火炎を伴わない場合と伴う場合の二つに分けられる⁽¹⁾。このうち予混合火炎を伴う場合の火炎端は、希薄予混合火炎から過濃予混合火炎へ連続した弓形の火炎面とその後流側に形成される拡散火炎の三つが共存するいかり形の特殊な火炎で、Triple Flame と呼ばれる。この火炎は噴流の浮上がり火炎などその前縁において燃料と酸化剤の拡散時間が長く、比較的緩やかな濃度こう配の場合に観察されるが、その特性が不明確であるために予混合火炎を伴わない火炎端との区別が困難である。そこで Triple Flame を特徴づける性質を明確に

することが重要となる。この火炎は通常の濃度均一場での予混合火炎とは違い、火炎前縁において燃料濃度こう配を有する場合に形成され、予混合火炎面局所に流入する混合気の当量比は異なる。これに起因して Triple Flame は特殊な火炎構造を有することが予測される。

従来の研究^{(2)~(5)}は、伝ば速度あるいは燃焼速度に着目している。このうち燃焼速度は一次元断熱層流予混合火炎の最大燃焼速度と同程度であることが示されているが、3種類の火炎が共存することによる火炎特性の変化については明確でない。著者ら⁽⁶⁾は、火炎前縁に存在する燃料濃度こう配を幅広く変化させて特性を検討し、発熱量の変化に起因して燃焼強度の変化があることを明らかにした。また伝ばする火炎最上流端に垂直方向に流入する未燃混合気流速を Triple Flame の燃焼速度とし、濃度こう配の大きさによらず測定値がほぼ一定であることを示した⁽⁷⁾。これは従来の結果⁽³⁾⁽⁴⁾と同傾向である。さらに Sun ら⁽⁸⁾の理論式から濃度均一場における層流予混合火炎の燃焼速度を求めて実験値と比較することにより、Triple Flame では予混合火炎と拡散火炎との間に熱的な相互干渉の

* 原稿受付 2002年4月11日。

^{*1} 正員, 東北大学大学院工学研究科(〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉01)。^{*2} 正員, 慶應義塾大学理工学部(〒223-8522 横浜市港北区日吉3-14-1)。

E-mail: hirota@cc.mech.tohoku.ac.jp

影響で違いが生じることを予測した。ここではその詳しい検討はされておらず、原因を消去法で導き出した。従来の研究⁽⁶⁾で濃度こう配の大きさにより燃焼強度が変化することは明らかであるが、燃焼速度および関連のある熱構造の関係は不明確で、Triple Flame の予混合火炎特性について詳細に検討する必要がある。

Triple Flame を定在させるには速度一様で直線的な濃度こう配を有する混合気を層流で流す必要である。したがって火炎構造を詳細に検討するためには、場を乱さない非接触型の計測法を用いなければならない。従来の研究においても非接触型の計測法を用いて火炎構造などを検討しているものがある。Kioni ら⁽⁴⁾は、メタン・空気混合気で形成される二次元的な Triple Flame に対して PLIF を用いて OH ラジカルを測定し、同時に PIV を用いて速度分布を検討した。Plessing ら⁽³⁾はメタン・空気をういた三重円管上の Triple Flame について同じく PLIF を用いて温度分布や各種成分分布を、PIV を用いて速度分布をそれぞれ測定した。これら二つの研究から予混合火炎面と拡散火炎が離れて形成されることが予測されている。Azzoni ら⁽⁹⁾は、二次元スロットバーナ上に保持されるメタン・空気の Triple Flame に関して実験および計算から火炎間の相互干渉について詳細に検討した。しかし彼らの実験条件では火炎最上流端においてバーナへの熱損失が存在し、火炎先端での干渉は考慮されていない。このように従来の研究では Triple Flame の燃焼速度や火炎構造を測定しているものの、濃度こう配を変化させた際の予混合火炎特性に着目して、特に火炎間の熱的相互干渉を含めた燃焼強度変化を検討した実験例はない。


そこで本研究では燃料濃度こう配を任意に設定し、定在する Triple Flame において予混合火炎の燃焼強度に着目してその特性を明らかにする。特に濃度一様の混合気中に形成される通常の予混合火炎面との違いを明確にするために予混合火炎面に沿った特性に着目する。まず予混合火炎面に垂直方向に流入する局所の混合気速度(局所の燃焼速度)を粒子画像流速測定法(Particle Image Velocimetry: 以降 PIV と略す)により測定する。またレーザトモグラフィーにより得られる予混合火炎面に沿う熱拡散層幅を明らかにする。これらの非接触型計測法によって場を乱さずに燃焼強度が検討できる。特に本研究では測定が困難となる火炎温度の計測を行わずに各火炎の熱的相互干渉に関連させて燃焼速度を検討するという特徴を有する。得られた結果と、理論的に導かれる一様濃度の混合気中で

形成される通常の予混合火炎の値を比較する。局所燃焼速度から予測される局所当量比より熱膨張による未燃混合気の広がりや火炎間の熱の授受を考慮して、燃料濃度こう配に対する Triple Flame の予混合火炎特性の変化を検討する。

2. 実験装置および実験方法

2・1 実験装置および設定される濃度こう配 本研究では前報⁽⁷⁾のように四方を壁面で囲まれた 40 mm×50 mm の矩形断面のバーナを使用し、Triple Flame を二次的に定在させる。未燃状態でテストセクション全域の速度分布、濃度分布を測定し、濃度こう配および一様な速度分布にはこの周囲流の影響がないことを確認した。主流は一方から空気、他方から濃度を設定した同流速(1.1 m/s)のメタン・空気混合気をそれぞれ流入させており、テストセクションにおいて乱れのない(熱線流速計による計測で乱れ強さ 1% 未満)一様流中に直線状の燃料濃度こう配(ガスクロマトグラフィーで確認)をもつ混合気を作り出す。この混合気の濃度を变化させることで任意に濃度こう配を設定することができる。本研究では任意に作り出す濃度こう配の大きさを表す指標として、表 1 のように無次元濃度こう配 C_m/x_m を独自に定義する。これは従来著者らが定義したもの⁽⁷⁾と同様のもので、可燃範囲幅の大きさを表すものである。濃度こう配が存在する混合気中で Triple Flame を形成させるためには、希薄可燃限界から理論混合比を含めて過濃可燃限界までのいわゆる可燃範囲を設定する必要がある。著者らはこの点に着目し、Triple Flame を形成できる条件中で濃度勾配を変化させるパラメータとして可燃範囲幅を基準に取った無次元濃度こう配をこれまでに使用してきた⁽⁶⁾⁽⁷⁾。 C_m は可燃範囲濃度を理論混合比濃度で

Table 1 Non-dimensional concentration gradient in this work

C_m/x_m	Condition
42.8	Steep
36.6	
31.9	
29.5	
25.0	
21.3	
16.8	
12.2	
10.1	Gentle

無次元化した値(燃料としてメタン, 酸化剤として空気をを用いているため 1.06 という一定値), x_m は可燃範囲幅を主流流出幅(2 セクション分, つまり幅 20 mm)で無次元化した値である。この値が大きいほど濃度こう配が急なことを示す。

2.2 実験方法 本研究では, 定在する Triple Flame 前縁の速度場を測定するために PIV を用いた。PIV では照射したレーザシート光厚さを薄くすることで LDV のような奥行き方向の情報は含まない。また計算過程において参照領域の大ききで空間分解能が決定するため, 対象領域を拡大撮影することで局所的な二次元計測を簡便に行うことができる。本研究では画像取込み用 CCD カメラ (Sony 社 XC-75, 画素数 768×494) にレンズ (Nikon 社 AF MICRO Nikkor 105 mmf=2.8) を用いることで Triple Flame 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) を使用し, シリンドリカルレンズを介して厚さ約 0.5 mm 程度のレーザシート光を照射した。このレーザシート光は, 画像取込み用 CCD カメラ撮影方向に対して垂直方向(側壁面側)から, シート面が CCD カメラに対して垂直になりかつ Triple Flame 最上流点を通るように照射した。散乱粒子はシリコンオイル液滴(沸点 300°C, 平均粒径 2 μm)を用いた。粒子の追従性は従来の研究⁽¹⁰⁾ において確認されている。レーザパルス間隔は 0.25 ms で, CCD カメラの垂直同期信号を基準信号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より実現した。得られた二時刻の

画像は, フレームグラバボード (Data Translation 社 DTL 3155) を用い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⁽¹¹⁾ を用いて解析した。このとき参照領域は 0.11 mm×0.11 mm (1 pixel = 0.02 mm) とした。

図 1 はパルス発信したレーザ光を多重露光して得られるレーザトモグラフィ画像から測定した散乱粒子消失面と可視炎位置, および流線を示した一例である。各線は, 一点鎖線が予混合火炎の可視炎面, 波線が散乱粒子消失面, 実線が流跡線を表している。本研究では散乱粒子としてシリコンオイル液滴を使用しているため, 粒子が火炎前縁で蒸発する。したがってその位置でミー散乱光は消失し, 図 1 のように火炎前縁の 300°C 等温面を得ることができる。本研究ではこの面から後流側の予混合火炎面までを暗い領域 (Dark Zone) δ と定義する。このときレーザトモグラフィ画像は拡大撮影によって 0.02 mm/pixel となっている。本研究の場合観察される Triple Flame は定在火炎であるため, 散乱粒子の流跡線は流線となる。図 1 より Triple Flame が存在することによって火炎前縁の流れ場が押し曲げられていることがわかり, 従来から観察されている結果⁽²⁾⁻⁽⁷⁾ と同様で熱膨張の影響が見られる。座標系は, 可視炎の最上流点を原点として濃度が過濃側に x 軸正方向, 後流側に y 軸正方向とする。

3. 実験結果および考察

3.1 Triple Flame の燃焼速度と予混合火炎面の熱拡散層幅 濃度こう配中で観察される Triple Flame は図 1 に示すように予混合火炎面が未燃混合気側に凸の形状を有している。前報⁽⁷⁾ で示した火炎曲率に加え, 本報ではさらに火炎最上流端に流入する未燃混合気流速の速度こう配を考慮して Triple Flame 最上流端の火炎伸張率を求めた。火炎面の法線ベクトルを既燃側に正とすると, 火炎先端における火炎伸張率は次式で表すことができる。

$$\kappa_{TF} = -\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{S_{uTF}}{R_f} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで κ_{TF} は Triple Flame 先端の火炎伸張率, S_{uTF} は火炎先端未燃ガス流入速度つまり Triple Flame の燃焼速度, $1/R_f$ は火炎先端曲率である。このとき Triple Flame の燃焼速度 S_{uTF} は前報⁽⁷⁾ で示したように火炎最上流端に流入する未燃ガスの最小速度で定義しており, いわゆる局所の燃焼速度である。

濃度こう配がない一様濃度の混合気中における予混合火炎に対して Sun ら⁽⁸⁾ が示した理論解析では, 火

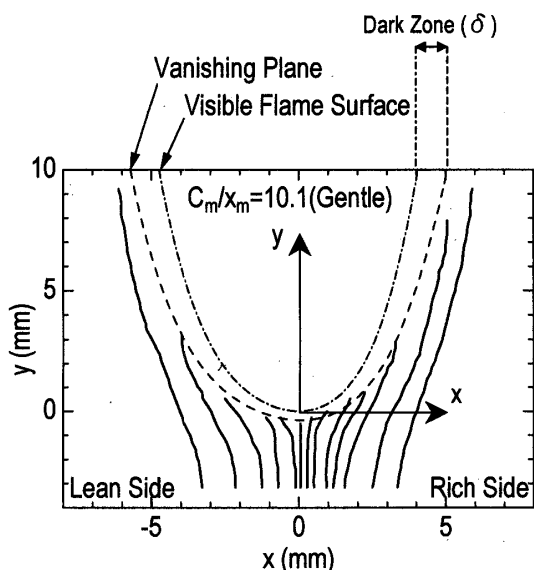


Fig. 1 Typical flow line at leading edge of a triple flame

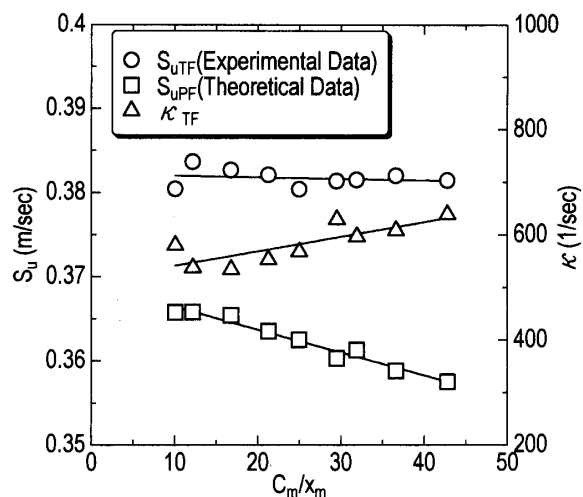


Fig. 2 Effect of non-dimensional concentration gradient on burning velocity and strain rate at the leading edge of the triple flame compared experimental data with theoretical data

炎伸張と燃焼速度の関係式が導かれている。図2は、実測された $\kappa_{TF}(\Delta)$ を用いてこの関係式から理論的に求められる燃焼速度 $S_{uPF}(\square)$ と、本研究でPIVを用いて実測されたTriple Flameの燃焼速度 $S_{uTF}(\circ)$ を、比較したものである。縦軸は求められた速度 S_{uPF} , S_{uTF} , および火炎伸張率 κ_{TF} , 横軸は無次元濃度こう配 C_m/x_m を表す。なおSunらの理論解析において用いた値の詳細は前報⁽⁷⁾に示したとおりである(このときレイ数は拡散係数の大きい燃料の値を用いて仮定する)。ただ前報⁽⁷⁾とは異なり速度こう配を考慮した火炎伸張率[式(1)]を用いているが、得られる傾向は定性的には変わらないことがわかる。つまり実測される火炎最上流端の伸張率は濃度こう配が急なほど大きい。これより燃焼速度などの燃焼強度は弱まることが予測される。燃焼速度の理論値は濃度こう配が急なほど減少しており、火炎伸張率の結果と対応する。しかしTriple Flameの燃焼速度の実測値は理論値よりも明らかに大きいことがわかる。またこの実測値は濃度こう配を変化させても0.38 m/sでほぼ一定値となる。これは通常の断熱一次元層流予混合火炎の最大燃焼速度と同程度の値であり、従来示される結果⁽³⁾⁽⁴⁾と一致する。Triple Flameの予混合火炎面の燃焼強度を、燃焼速度だけでなく熱構造からも検討するため、本研究では予混合火炎面の予熱帯幅に相当する熱拡散層幅を測定した。これは図1で示したDark Zoneの局所幅 δ であり、レーザトモグラフィ画像から得られるものである。散乱粒子消失面はシリコンオイル粒子の蒸発面で300°C等温度面である。予混合

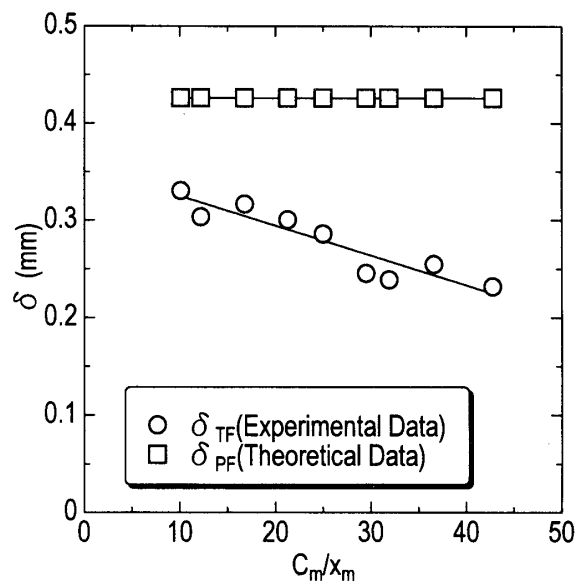


Fig. 3 Effect of non-dimensional concentration gradient on thermal diffusive width of triple flame compared experimental data with theoretical data

火炎の構造から考えるとこの等温度面が予熱帯の始まる位置となる。また可視炎位置までをDark Zoneとした。本研究で観察される可視炎位置は青色炎の最大輝度位置であり、CHラジカルの発光位置とほぼ同じである。予混合火炎構造から考えると反応帯幅が非常に小さいことから、この位置が反応帯の始まる位置となる。このとき本研究では熱構造の定性的変化を測定することを目的としており、さらに δ が厳密な意味での予熱帯幅とは異なることから、測定 δ を熱拡散層幅と呼ぶこととする。

図3の○プロットは、レーザトモグラフィ画像から実験的に求められた熱拡散層幅のうちTriple Flame最上流端($x=0$ mm)の幅 δ_{TF} である。縦軸は δ , 横軸は無次元濃度こう配 C_m/x_m を表す。図3より実験的に得られる熱拡散層幅は濃度こう配が急なほど小さくなることがわかる。これに対して前述のように実験的に得られたTriple Flameの燃焼速度は濃度こう配の変化に対してほぼ変化がない。これは通常の予混合火炎では説明できない熱的構造変化がTriple Flameに存在することを意味しており、興味深い結果である。ここで図2と同様に一樣濃度の混合気中に形成される予混合火炎に対するSunら⁽⁸⁾の理論解析から、伸張を受けた予混合火炎面の予熱帯幅の関係を検討する。

$$\frac{\delta_{PF}}{\delta_T^0} = 1 - \frac{Ze}{2} \left(\frac{T_b - T_b^0}{T_b^0 - T_u} \right) \dots \dots \dots (2)$$

ここで δ_{PF} は火炎伸張を考慮した予混合火炎の予熱帯

幅, δ_T^0 は一次元層流予混合火炎の予熱帯厚さ, Ze は Zeldovich 数, T_b^0 は一次元層流予混合火炎の断熱火炎温度, T_u は未燃ガス温度である. T_b は既燃ガス温度で以下の関係式で与えられる.

$$\frac{T_b - T_u}{T_b^0 - T_u} = 1 + \alpha^0 \left(\frac{1}{Le} - 1 \right) \frac{\kappa_{TF} \delta_T^0}{S_u^0} \dots\dots\dots (3)$$

ここで α^0 は熱膨張効果を考慮した係数, Le は Lewis 数, κ_{TF} は式(1)で表される火炎伸張率, S_u^0 は伸張を受けない場合の一次元断熱層流予混合火炎の燃焼速度⁽¹²⁾である. なおこの Sun らの理論解析において用いた各値の詳細は前報⁽⁷⁾に示したとおりである. 図3の□プロットは式(3)に実測された κ_{TF} を用いて展開し, 式(2)に代入して計算した理論的な予熱帯幅 δ_{PF} である. 図3より理論値よりも実験値のほうが小さく, 濃度こう配が急なほどその差は広がる傾向となることがわかる. つまり濃度こう配にかかわらず Triple Flame の最上流端では通常の一様濃度中の予混合火炎よりも燃焼強度が増加し, 熱拡散層幅が小さくなる. このとき濃度こう配が急なほど燃焼強度が強められ, 予混合火炎面の熱構造の変化が生じることが Triple Flame の特徴として着目すべき点である. なお, 本研究では熱泳動(Thermophoresis)の影響は加味していない. もし, 火炎面と垂直方向の温度こう配が大きく熱泳動の影響があるならば, 熱拡散層の幅が大きくなるはずである. 図2,3より濃度こう配が急なときに実験値と理論値の差は燃焼強度が強められる傾向に増加しており, 熱拡散層幅の実験値は小さくなることからわかる. したがって熱泳動の影響があるとしても本実験では定性的傾向に変化は現れない.

以上のように一様濃度の混合気中に形成される予混合火炎に対する理論解析からは, 濃度こう配が大きいほど燃焼速度が小さくなり熱拡散層幅はほぼ変化がないことが予測される. つまり通常の予混合火炎では火炎伸張の効果によって燃焼強度が弱くなることが考えられる. 一方実験から得られた濃度こう配中の火炎では熱拡散層幅が小さくなり燃焼強度が強くなる. このとき燃焼速度の実験値は濃度こう配の大きさにかかわらずほぼ一定である. このように Triple Flame の特徴として興味深い熱拡散層幅の変化が現れた原因と燃焼速度の振舞いを3・2節で検討する.

3・2 予混合火炎面特性から検討する各火炎面間の熱的相互干渉 通常の予混合火炎は, 一様濃度の混合気中に形成され, 火炎面の後流側に熱源が存在しない. これに対し, Triple Flame は予混合火炎面に沿って濃度分布があり, 後流側に拡散火炎という熱源が存在する. この点が大きな違いである. つまり火炎面

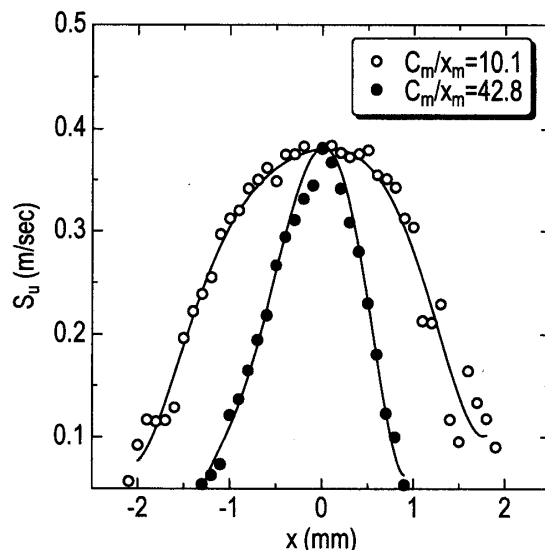


Fig. 4 Distribution of local burning velocity along the premixed flame of triple flame

に沿う方向に存在する温度こう配によって生じる熱の移動と, 後流側熱源の存在による予混合火炎面と拡散火炎間の熱の移動が, 通常の予混合火炎とは異なる特徴的な Triple Flame の特性の原因と考えられる.

このうちまず予混合火炎面に沿った濃度分布によって生じる温度こう配を検討する. Triple Flame の予混合火炎面に垂直方向に流入する未燃混合気流速, つまり予混合火炎面局所の燃焼速度は, 図4のように分布する. 縦軸は PIV から測定される予混合火炎面局所の燃焼速度, 横軸は x 方向位置を表す. 各プロットは○が $C_m/x_m = 10.1$ で濃度こう配が比較的緩やかなとき, ●が $C_m/x_m = 42.8$ で濃度こう配が急なときを表す. 図4より火炎最上流端($x = 0$ mm)において燃焼速度がほぼ最大であることがわかる. したがって火炎最上流端で火炎温度がほぼ最大となり, この点から希薄側および過濃側予混合火炎面に沿って温度が低下すると考えられる. つまり予混合火炎面に沿って温度こう配が存在し, 火炎最上流端から希薄側あるいは過濃側へ熱の流出が起こることが予測される. したがって火炎最上流端の燃焼強度は弱められるはずである. しかし図2,3にも示したようにこの部分の実験値はむしろ燃焼強度が強められていることを示しており, 火炎面方向への濃度分布による熱流出の影響は弱いことがわかる.

次に予混合火炎面と拡散火炎間の熱の移動を検討する. これは後流側拡散火炎先端から y 方向(上流側)への熱の授受を考慮する. 従来 Triple Flame の予混合火炎面と拡散火炎は離れて形成され^{(3)~(6)}, 濃度こう配が急なほどその距離が近くなることが予測され

る⁽³⁾⁽⁴⁾。ただ拡散火炎先端位置を特定することは困難で、火炎最上流端と後流側拡散火炎間の温度こう配を直接検討できない。したがって本研究では次のように評価した。

予混合火炎面に沿った熱拡散層幅を高さ方向(y 方向)に比較した場合、図5のようになる。縦軸は Triple Flame の予混合火炎面に沿った熱拡散層幅 δ 、横軸は y 方向位置(火炎最上流端からの高さ)を表す。各プロットは○が $C_m/x_m=10.1$ で濃度こう配が比較的緩やかなとき、●が $C_m/x_m=42.8$ で濃度こう配が急なときの結果である。また破線は希薄予混合火炎面、実線は過濃予混合火炎面をそれぞれ表す。図5より濃度こう配が急なほうが火炎最上流端($y=0$ mm)での δ の値は小さい。また高さが高いほど δ の値は大きくなり、その値は濃度こう配が急なほうが緩やかな場合に比べてつねに小さい。このとき過濃側よりも希薄側のほうが δ の値が大きく、その変化の傾きは濃度こう配の大きさによらずほぼ同様である。したがって濃度こう配が急な場合予混合火炎面に沿ってどの部分においても熱拡散層幅が小さくなり、熱の移動に起因する熱構造の変化は火炎最上流端だけでなく、それよりも後流側においても定性的傾向が一致する。したがって予混合火炎面と拡散火炎面がほぼ平行となる後流側において、拡散火炎面と垂直方向(流れ方向と垂直方向)に希薄あるいは過濃予混合火炎面への熱の移動を検討することで火炎最上流端への影響も同様に評価可能と考えることができる。

図6は図4で示された予混合火炎面局所の燃焼速度

を用いて、一次元断熱層流予混合火炎を仮定して予混合火炎面に沿った当量比分布を求めたものである。縦軸は予混合火炎面局所の当量比 ϕ_{local} 、横軸は x 軸方向距離である。各プロットは○が $C_m/x_m=10.1$ で濃度こう配が比較的緩やかなとき、●が $C_m/x_m=42.8$ で濃度こう配が急なときの結果である。また破線は未燃時の $C_m/x_m=10.1$ の分布、実線は未燃時の $C_m/x_m=42.8$ の分布である。図6より濃度こう配にかかわらず、初期に設定されたこう配はその直線性を維持したまま予混合火炎面に流入することがわかる。このとき初期の設定よりもこう配が緩やかになるのは熱膨張により流線が曲げられることが原因である。このように未燃混合気が初期に設定されたこう配の直線性を維持したまま火炎面に流入することを示した例はない。この分布から可燃限界範囲外の希薄、過濃予混合気側にも火炎面が形成されていることが予測される。これは Triple Flame の特徴として興味深く、今後詳細に検討すべき結果である。

図7は予混合火炎面に沿う断熱火炎温度分布である。これはまず図6で示された当量比を用いて、ギブスの自由エネルギー極小化法による平衡計算プログラム⁽¹³⁾から予混合火炎面局所の断熱火炎温度を計算したものである。縦軸は断熱火炎温度 T_{ad} 、横軸は予混合火炎面の y 方向位置を表す。各プロットは○が $C_m/x_m=10.1$ で濃度こう配が比較的緩やかなとき、●が $C_m/x_m=42.8$ で濃度こう配が急なときの結果である。また破線は希薄側予混合火炎面、実線は過濃側予

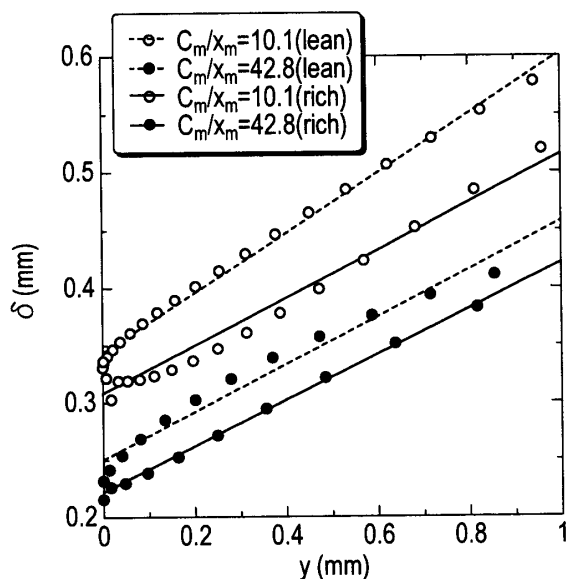


Fig. 5 Distribution of local thermal diffusive width along the premixed flame of triple flame

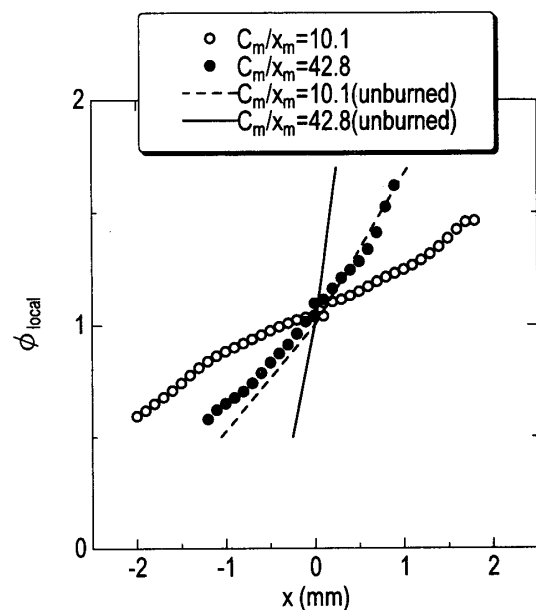


Fig. 6 Distribution of the equivalence ratio along the premixed flame of the triple flame

混合火炎面の分布である。図7より、同じ高さにおいて火炎面の温度を比較すると濃度こう配が急なほうが温度が低いことがわかる。また濃度こう配が緩やかな場合との温度差は過濃予混合火炎面のほうが大きくなる。従来の研究⁽³⁾において Triple Flame では予混合火炎面に比べて後流側の拡散火炎の温度が高いことが示されている。また Lockett ら⁽¹⁴⁾ は、対向流中の三枚火炎において過濃側予混合火炎面が拡散火炎と併合し、拡散火炎における OH ラジカル濃度が増加すること、このときのレーリ散乱光から拡散火炎温度が上昇することを実験的に示した。したがって拡散火炎面に垂直方向の予混合火炎面との熱の授受を考えると、拡散火炎面から予混合火炎面へ熱の流入があり、予混合火炎面の燃焼強度が強められていることが考えられる。

このとき熱の流入量の変化は各火炎面の温度差と火炎間距離の比で表される、いわゆる温度こう配で評価することができる。そこで測定される各火炎面の可視炎位置から予混合火炎面と拡散火炎面間距離を測定した。図8は可視炎画像から測定される拡散火炎面から予混合火炎面までの幅を表す。各可視炎位置の測定は、予混合火炎面と拡散火炎がほぼ平行となる、予混合火炎面の曲率が $1/100 \text{ mm}^{-1}$ の高さにおいて行った。縦軸は測定される火炎幅 W 、横軸は無次元濃度こう配 C_m/x_m である。各プロットは○が希薄側予混合火炎面と拡散火炎面との幅 W_l 、●が過濃側予混合火炎面と拡散火炎面との幅 W_r を表す。破線は○の変化の傾向、実線は●の変化の傾向をそれぞれ示している。図8より濃度こう配が急になるほど予混合火炎面

と拡散火炎面間距離は減少していることがわかる。また濃度こう配が急になると W_r が W_l よりも小さくなることがわかる。

以上のことから火炎間の熱流束を検討する。図7のように火炎最上流端からの位置が同じ高さにおける予混合火炎面の温度 (T_{LPF} および T_{RPF}) は、濃度こう配が急なほど低下する。このとき図8に示したように予混合火炎面と拡散火炎面間距離 (W_l および W_r) は濃度こう配が急なほど小さくなり、拡散火炎面と垂直方向への温度こう配が大きくなる。従来の研究⁽¹⁴⁾ では対向流中の三枚火炎を用いて実験を行い、相互干渉によって過濃予混合火炎と拡散火炎が併合しやすく、その場合の拡散火炎温度が上昇することが示されている。本研究では図8より、濃度こう配が急になると W_r のほうが小さくなる傾向を示している。メタン・空気予混合火炎の場合、希薄可燃限界が 5%vol., 過濃可燃限界が 15%vol., 理論混合比が 9.47%vol. となる。本研究のように直線的な濃度こう配を設定した場合、 W_l のほうが W_r よりも小さくなると考えられる。つまり図8の W_r のほうが小さくなる傾向は過濃予混合火炎と拡散火炎の併合の影響であり、本研究では濃度こう配が急なほど拡散火炎温度 T_{DF} が上昇すると考えられる。このとき希薄側予混合火炎面および過濃側予混合火炎面における熱流束を考える。図7において実線(過濃側)と破線(希薄側)を比較すると、濃度こう配が緩やかな状態から急な状態へ変化する場合、過濃側火炎面温度 T_{RPF} の低下のほうが希薄側火炎面温度 T_{LPF} の低下よりも大きいことがわかる。したがって

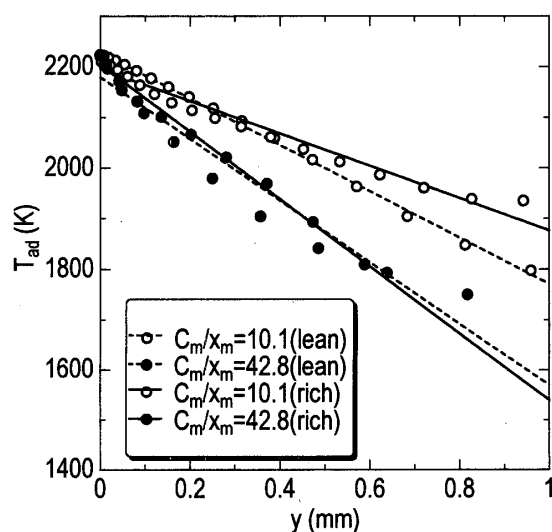


Fig. 7 Distribution of the adiabatic temperature along the premixed flame of the triple flame

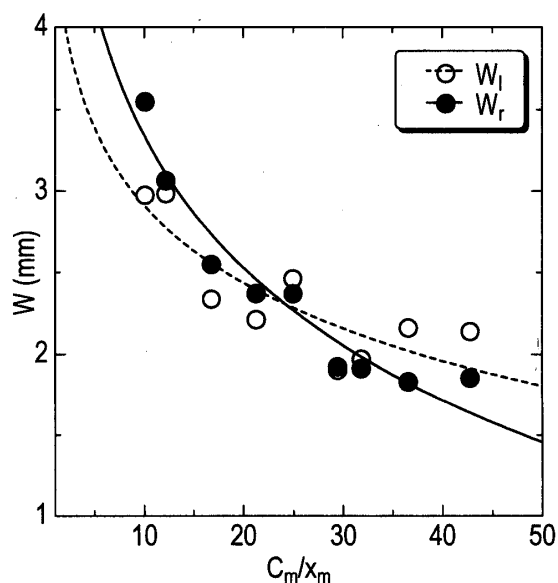


Fig. 8 Effect of non-dimensional concentration gradient on visible flame width

て熱流束は濃度こう配が急なほど大きく、特に過濃側のほうが大きいことがわかる。つまり濃度こう配が急なほど拡散火炎から予混合火炎面(特に過濃側)への熱の流入が多いと考えられる。ただ図4に示したように測定される予混合火炎面局所の燃焼速度分布は火炎最上流端を境に希薄側、過濃側がほぼ左右対称であることから、熱の移動による過濃側混合火炎面の燃焼速度への影響は観察されない。また図2に示したように火炎先端における燃焼速度の実験値は濃度こう配の大きさにかかわらずほぼ一定である。これは Plessing⁽⁹⁾ が指摘するように曲率が大きくなることによって伸張の効果で火炎面に熱損失が起こり、熱の流入による燃焼強度の増加が抑えられることが原因と考えられる。このように Triple Flame において予混合火炎面に沿った燃焼速度分布と熱拡散層幅から予混合火炎面と拡散火炎間の熱的相互干渉を検討し、濃度こう配が急なほど拡散火炎から予混合火炎への熱の流入により燃焼強度が増加することがわかった。

4. 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 に関して、その特性を明確にする目的で予混合火炎面に着目し、PIV やレーザトモグラフィによる非接触型の計測法を用いて測定される燃焼速度、熱拡散層幅、可視炎位置などから燃焼強度を検討して次のような結論を得た。

(1) 測定される Triple Flame の燃焼速度は濃度こう配の大きさにかかわらずほぼ一定値である。また Triple Flame の予混合火炎最上流端の熱拡散層幅は濃度こう配が急なほど小さい。

(2) 測定される Triple Flame の予混合火炎面に沿う局所燃焼速度から、火炎面に流入する未燃混合気の濃度分布を検討した結果、初期の濃度こう配の直線性は維持されたまま、熱膨張の影響により多少濃度こう配が緩められて、未燃混合気が火炎面に流入している。

(3) 予混合火炎面に沿う未燃混合気の局所当量比から温度分布を検討した結果、後流側拡散火炎から予混合火炎面へ熱の流入があることがわかった。また濃

度こう配が急なほど熱の流入が増加し燃焼強度が強くなることがわかった。このように Triple Flame では通常の一様な濃度の混合気中の予混合火炎とは異なり、濃度こう配の存在により後流側に拡散火炎が形成される。これにより予混合火炎面と拡散火炎が熱的相互干渉し、予混合火炎面の燃焼強度が変化することがわかった。また濃度こう配が急なほど特に過濃側予混合火炎との相互干渉が強くなり、燃焼強度の変化として観察されるという特徴を有することがわかった。

本研究の一部は財団法人マツダ財団第14回研究助成、財団法人河上記念財団第43回工学研究助成、平成12年度文部省科学研究費補助金基盤研究(C)(No. 12650212)によって行われた。また PIV システム構築に関して筑波大学 榊原潤先生にご協力いただき、東北大学 鳥飼宏之氏が構築した。ここに記して感謝の意を表す。

文 献

- (1) 鳥飼宏之・松尾亜紀子・植田利久・溝本雅彦, 機論, **67**-653, B (2001), 234-240.
- (2) Phillips, H., *Proc. Combust. Inst.*, **10** (1965), 1277-1283.
- (3) Plessing, T., Terhoeven, P., Peters, N. and Mansour, M. S., *Combust. Flame*, **115** (1998), 335-353.
- (4) Kioni, P. N., Bray, K.N.C., Greenhalgh, D. A. and Rogg, B., *Combust. Flame*, **116** (1999), 192-206.
- (5) Ruetsch, G. R., Vervisch, L. and Liñán, A., *Phys. Fluids*, **7**-6 (1995), 1447-1454.
- (6) 廣田光智・松尾亜紀子・溝本雅彦, 機論, **66**-646, B (2000), 2519-2525.
- (7) 廣田光智・松尾亜紀子・溝本雅彦, 機論, **67**-661, B (2001), 2353-2360.
- (8) Sun, C. J., Sung, C. J., He, L. and Law, C. K., *Combust. Flame*, **118** (1999), 108-128.
- (9) Azzoni, R., Ratti, S., Aggarwal, S. K. and Puri, I. K., *Combust. Flame*, **119** (1999), 23-40.
- (10) 植田利久・矢作裕司・溝本雅彦, 機論, **57**-541, B (1991), 3255-3259.
- (11) Sakakibara, J., Hishida, K. and Maeda, M., *Exp. Fluids*, **16** (1993), 82-96.
- (12) Vagelopoulos, C. M., Egolfopoulos, F. N. and Law, C. K., *Proc. Combust. Inst.*, **25** (1994), 1341-1347.
- (13) 日本機械学会, 燃焼工学ハンドブック, (1995), 282-285, 丸善.
- (14) Lockett, R. D., Boulanger, S. H., Harding, S. C., and Greenhalgh, D. A., *Combust. Flame*, **119** (1999), 109-120.