

Triple Flame の燃焼速度から考察する火炎先端の相互干渉*

廣田 光 智^{*1}, 松尾 亜紀子^{*2}, 溝本 雅彦^{*2}Flame Interaction at Leading Edge of a Triple Flame
Regarded from the Burning VelocityMitsutomo HIROTA^{*3}, Akiko MATSUO and Masahiko MIZOMOTO^{*3}Department of Mechanical Engineering, Keio University,
3-14-1 Hiyoshi, Kouhoku-ku, Yokohama-shi, Kanagawa, 223-8522 Japan

Upstream velocity field and curvature of a triple flame generated with methane-air mixture are experimentally investigated in various fuel concentration gradients. The flame curvature, which is measured from visible flame images, rises by increasing the concentration gradient. PIV data indicate that the triple flame burning velocity is almost constant. The flame strain rate goes up with the increase in concentration gradient. C. J. Sun et al. propose the theory on the burning velocity, 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. This result indicates that there is another effect which strengthens the burning intensity. The effect also cancels the others, which weakens the burning intensity. There is tendency for this effect to go up by increasing the concentration gradient. It suggests presence of the flame interaction between the premixed and non-premixed flames at a leading edge of the triple flame.

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

1. 緒 言

Triple Flame は、部分予混合火炎の重要な要素として近年さまざまな形で研究対象となっている。これは、燃料希薄予混合気から過濃予混合気へ幅広い濃度こう配が存在するときに形成されるもので、希薄予混合気から過濃予混合気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ある。その中でも Triple Flame の伝ば速度あるいは燃焼速度は、現在でも多くの研究者に関心をもたれている^{(2)~(6)(8)~(10)(12)(18)}。

一般に予混合火炎の燃焼速度は、火炎前方の未燃混合気に相対的な火炎移動速度の火炎面法線方向の分速度と定義され、静止空間(観察者)に相対的な火炎の移動速度いわゆる火炎伝ば速度とは区別される⁽¹⁾。火炎が定在している場合(火炎に固定した移動座標系をとった場合)、測定した火炎面に垂直に流入する未燃ガス流速が、燃焼速度である。従来 Triple Flame の研究では上記の定義で曲率をもった予混合火炎面の最上

流端部において、燃焼速度あるいは伝ば速度を議論したもののなど、さまざまな形で検討されている。このとき Triple Flame の予混合火炎面最上流端部に垂直方向に流入する未燃ガス流速を Triple Flame の燃焼速度として測定した場合(以降、本研究における Triple Flame の燃焼速度はこの定義に従う)、その値は理論混合比濃度の一次元断熱層流予混合火炎の燃焼速度とほぼ変わらないことが従来の研究で報告されている⁽²⁾⁽³⁾。Kioni ら⁽²⁾は、矩形バーナで二次元的に形成させた Triple Flame に対して PIV を用いて燃焼速度を測定し、計算結果と合せて検討した。また Plessing ら⁽³⁾は、三重円管バーナを用いて定在する Triple Flame を形成させ、同様の方法で燃焼速度を評価した。彼らはいずれも Triple Flame の燃焼速度はおおよそ一次元断熱層流予混合火炎の燃焼速度であるとしている。Phillips⁽⁴⁾は、微粒子追跡法を用いて一般に定義される伝ば速度以外に、火炎定在位置(火炎最上流端位置)の未燃ガス断面平均流速で定義する火炎伝ば速度を検討している。彼は、火炎伝ば速度は理論混合比濃度中の一次元断熱層流予混合火炎の燃焼速度よりもはるかに大きい値を見積もっており、濃度こう配が大きくなると伝ば速度が減少することを示した。近年 Lee ら⁽⁵⁾はプロパンの噴流浮上がり火炎(Triple

* 原稿受付 2000年12月28日。

^{*1} 慶應義塾大学大学院(〒223-8522 横浜市港北区日吉3-14-1)。^{*2} 正員、慶應義塾大学理工学部。

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

Flame)の火炎最上流端へ流入する軸方向速度が理論混合比濃度中の一次元断熱層流予混合火炎の燃焼速度よりも大きいことを示した。その理由として曲率をもった予混合火炎面の存在により流線が押し曲げられていることによる影響が挙げられる⁽⁶⁾。

Triple Flame は3種類の火炎が狭い領域に共存しており、この三つの火炎が枝分かれする火炎先端部(本研究では未燃側に凸状の予混合火炎面のうち、最上流端部をいう)において相互干渉があると考えられる。従来 Lockett ら⁽⁷⁾によって対向流中の三重火炎における火炎間の相互干渉が検討されている。彼らは特に過濃予混合火炎が拡散火炎と相互干渉によって併合しやすいことを示した。Plessing ら⁽⁸⁾は Triple Flame を取扱う場合、火炎先端曲率による熱損失効果と、三つの火炎相互の熱授受を考慮すべきであると指摘している。これは火炎面の相互干渉の重要性を示唆しており、測定された燃焼速度からその効果を検討しているが、曲率の効果と火炎相互干渉の効果の区別が明確でない。吉見ら⁽⁸⁾⁽⁹⁾は素反応に基づく数値解析を行い、Triple Flame が定在する噴流出口速度を見積もり、この値が最大発熱量だけでなく火炎先端曲率に起因する流体力学的効果にも依存していることを指摘したが火炎間の相互干渉の効果については触れていない。Ko ら⁽¹⁰⁾は、噴流拡散火炎で形成される非定常の Triple Flame を取扱い、燃焼速度が曲率と強い相関があることから火炎伸張を考慮して検討しているが、ここでも火炎間の相互干渉の効果を示唆する結果が示されていない。

このように一連の研究では、Triple Flame における火炎相互干渉の影響を重要視しながら、その燃焼速度は一次元の断熱層流予混合火炎の燃焼速度と同程度とするという矛盾がある。この点に関して上述のように火炎先端曲率を考慮した検討がなされてはいるが、それ以外のおもな効果として考えられる火炎相互干渉の影響を示唆した結果は示されていない。そこで本研究では火炎先端曲率や火炎相互干渉に強い関連があると考えられる燃料濃度こう配を任意に設定して、定在する Triple Flame に対して火炎前縁の未燃ガス速度場を測定する。特に火炎先端への未燃ガス流入速度、つまり燃焼速度に着目し、先端領域での火炎相互干渉を検討した。

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 本研究では図1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、定在する

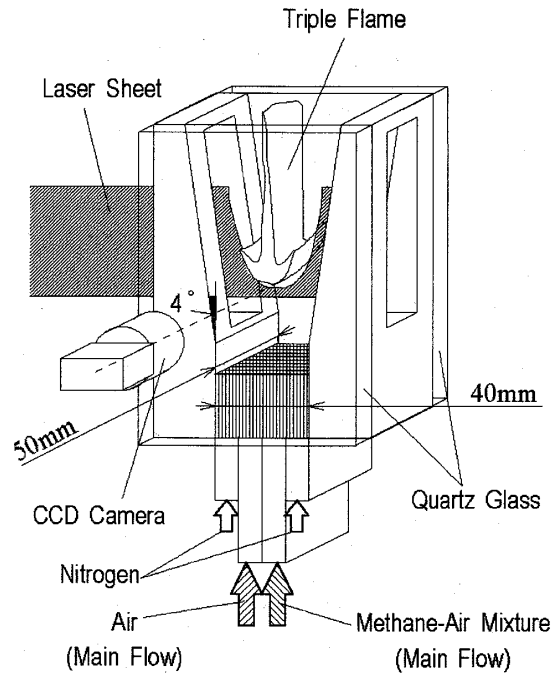


Fig. 1 Experimental setup of a 2-D methane-air triple flame

Triple Flame が二次元的に観察できる。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、内側の2セクションを主流とする。側壁面側の2セクションからは主流と同流速の窒素ガスを流しており、火炎が側壁面へ付着しないように設計している。なお、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ている。主流は一方から空気、他方から濃度を設定した同流速のメタン・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一様流中に直線状の燃料濃度こう配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。なお各セクションのガスは、混合室で十分に混合され、ハニカムを通して整流された後、テストセクション入口に導かれる。このとき濃度こう配の直線性は従来の研究⁽¹¹⁾と同様ガスクロマトグラフを用いて、主流特性は熱線流速計を用いて乱れ強さ1%未満の一様流(流速1.1 m/s一定)と、それぞれ確認している。

本研究ではこの任意に作り出す濃度こう配の大きさを表す指標として、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⁽¹¹⁾と同様のもので、 C_m は可燃範囲濃度を理論混合比濃度で無次元化した値(燃料としてメタン、酸化剤として空気を用いているため1.06という一定値)、 x_m は可

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

燃焼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。本研究の目的は、従来の研究において見落とされた火炎相互の干渉を検証するものである。したがって表 1 の無次元濃度こう配は、従来の研究^{(2)~(6)(8)~(11)}で設定されている濃度こう配を考慮し、これらの値を全部あるいは一部含むものである。この値が大きいほど濃度こう配が大きいことを示している。

テストセクションの壁面は正面(背面)の観察窓および側壁面のレーザー照射窓がそれぞれ石英ガラスである。また両側壁面はテストセクション入口から高さ 10 mm の断面を基準に 4° の角度で外側に開いており、後流側ほど断面積が大きくなるように設計されている。これは伝ばする Triple Flame を減速流中で定在させるためであり、Kioni ら⁽¹²⁾の装置を参考としている。

2・2 実験方法 本研究では、任意に設定する濃度こう配中に定在する Triple Flame 前縁の速度場を測定するために粒子画像流速測定法(Particle Image Velocimetry: 以降 PIV と略す)を用いた。Triple Flame は前述のように濃度こう配中に形成される火炎であるため、予混合火炎面各位置で火炎面垂直方向の未燃ガス流入速度(予混合火炎面局所の燃焼速度)は異なると思われる。一般的に LDV を用いるとレーザー交差角が 11.58° の場合、測定体積は長径 1.8 mm, 短径 0.2 mm の回転だ円体となる。このとき予混合火炎面先端に流入する局所速度を測定したい場合、測定体積内にさまざまな未燃ガス流速を得ることとなり、測定領域が大きすぎる可能性がある。その点、PIV は照射したレーザー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ず、また計算過程において参照領域の大きさに空間分解能が決定するので

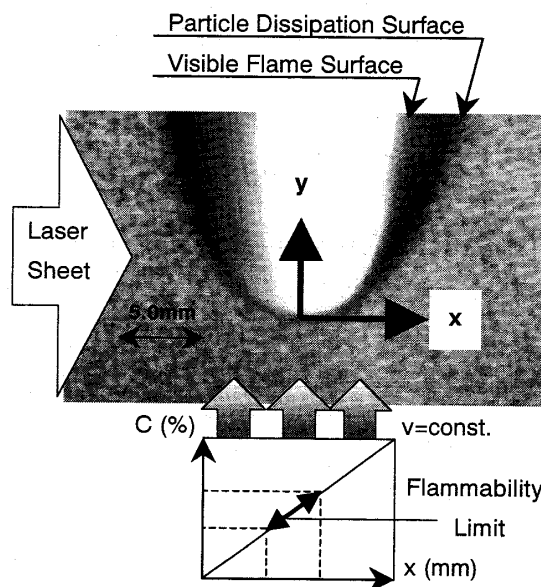


Fig. 2 Typical laser tomographic image for PIV measurement

撮影する画像を可能な限り大きくすることで局所的に簡便に二次元計測ができる。本研究では画像取込み用 CCD カメラ(Sony 社 XC-75, 画素数 640×480)にレンズ(Nikon 社 AF MICRO Nikkor 105 mm $f=2.8$)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 程度のレーザーシート光を照射した。このレーザーシート光は、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⁽¹³⁾において確認されている。レーザーパルス間隔は 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 mode 19314)を介してレーザー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 DT-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⁽¹⁴⁾を用いて解析した。このとき参照領域は 0.11 mm×0.11 mm とした。

得られる速度計算前のレーザートモグラフィ画像の一例を図 2 に示す。シリコンオイル液滴を使用しているので、粒子が火炎前縁で蒸発する。したがって得られていたミー散乱光は消失し、図 2 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) と定義する。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 予混合火炎形状(曲率の測定) 濃度こう配中で観察される Triple Flame は図2に示すように予

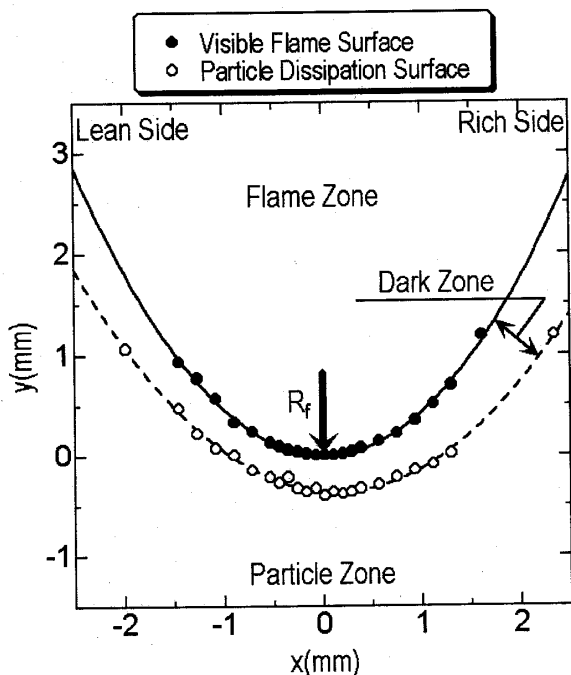


Fig.3 Visible premixed flame position of a triple flame fitted by a quadratic curve

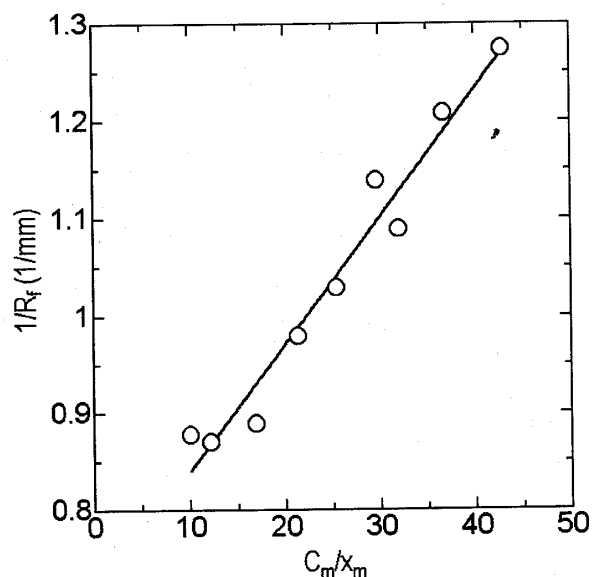


Fig.4 Effect of non-dimensional concentration gradient on curvature of leading edge of a triple flame

混合火炎面が未燃混合気側に凸の形状を有している。表1に示される各濃度こう配中での火炎形状について、その曲率から考察する。ここでは特に予混合火炎面の曲率を、可視炎の輝度分布を用いて画像解析から測定した。図3は $C_m/x_m=10.1$ での予混合火炎の可視炎位置と散乱粒子消失位置を画像解析から測定した結果で、二次曲線式(相関値0.99以上)でフィッティングしている。縦軸は y 軸方向距離 y [mm], 横軸は x 軸方向距離 x [mm] である。各プロットは、●印が予混合火炎の可視炎面, ○印が散乱粒子消失面を表している。これら二つの境界面の間が、図2で観察される Dark Zone である。なお図3の $x > 0$ が過濃予混合火炎面側である。これより Triple Flame 先端形状は、二次曲線式で近似できることがわかる。本研究では特に火炎先端の特性に着目しているので、得られた曲線式を用いて火炎先端における曲率 $1/R_f$ を代数的に求めた。図4は火炎先端の曲率を濃度こう配をパラメータとしてまとめたものである。縦軸は火炎先端の曲率 $1/R_f$ [mm], 横軸は無次元濃度こう配 C_m/x_m である。図4より濃度こう配が大きくなるにつれて火炎先端の曲率が増加する傾向が見られる。これは濃度こう配の増加に伴い可燃範囲幅が狭くなり、結果的に形成される予混合火炎面幅が狭くなることによるものである。

3.2 火炎上流側速度場への影響 図5は、PIVを用いて測定された Triple Flame 前縁における速度ベクトル分布図の一例である。図5の矢印が速度ベクトル, 点線が可視炎を表す。図5より火炎先端領域において流れ場が側壁面側に押し曲げられており、従来の結果(2)-(4)(6)と同様の傾向を示している。この結果を特に火炎先端領域に関連させて考察する。

図6は火炎先端に流入する流線に沿う y 軸方向速

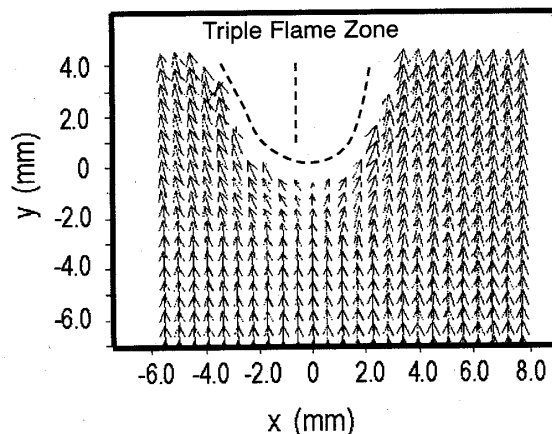


Fig.5 Typical velocity vector image from PIV measurement

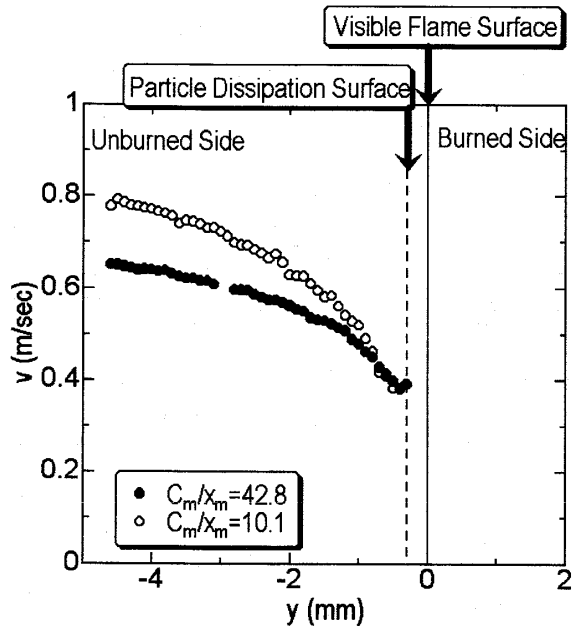


Fig. 6 Velocity profile at upstream of a triple flame (y -direction velocity component from upstream to the leading edge of the flame)

度成分 v [m/s], 横軸は y 軸方向距離 y [mm] を表す。 $y=0$ mm が可視炎位置, $y=-0.3$ mm が散乱粒子消失位置である。各プロットは, ●印は $C_m/x_m=42.8$ (濃度こう配が急な設定), ○印は $C_m/x_m=10.1$ (濃度こう配が緩やかな設定) の結果である。図6より火炎先端を通る垂直方向速度成分(このとき水平方向速度成分はない)は, 火炎先端に向かって上流側から徐々に減速し, 粒子が消失する寸前で加速することがわかる。この減速は火炎が存在することで未燃混合気の流れが押し曲げられることにより生じたもの⁽⁶⁾と考えられる。また加速する直前の最小値を火炎先端面に垂直方向に流入する未燃混合気流速(Triple Flameの燃焼速度) v_f [m/s] とすると, 今回設定した濃度こう配の範囲中ではその大きさにかかわらず, ほぼ 0.38 m/s で一定である。この燃焼速度に関しては3・3節で火炎曲率等を考慮して検討を加えることとする。

図7は, 図6において v の値が最小となる高さにおける x 軸方向速度成分の分布を示したものである。縦軸に x 軸方向速度成分 u [m/s], 横軸に x 軸方向距離 x [mm] ($x < 0$ mm が希薄側) を示す。各プロットは, ●印は $C_m/x_m=42.8$ (濃度こう配が急な設定), ○印は $C_m/x_m=10.1$ (濃度こう配が緩やかな設定) の結果である。図7より濃度こう配が緩やかなときは, 希薄側, 過濃側とも火炎先端から $x = \pm 1 \sim 2$ mm の位置において ± 0.25 m/s 程度の x 軸方向速度をもち, 速度ベクトルは大きく外側に押し曲げられ, そのベクトル

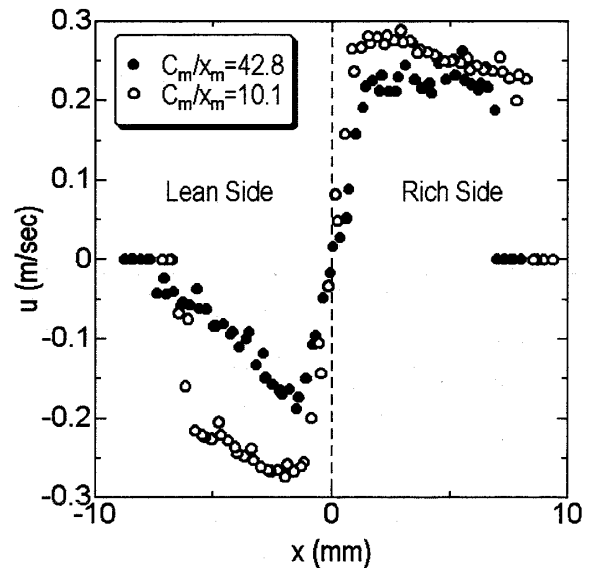


Fig. 7 Velocity profile at upstream of a triple flame (x -direction velocity component at the height of the leading edge of the flame)

ルの傾きが $x \pm 7$ mm の位置付近までほぼ同一であることがわかる。この $x = \pm 7$ mm を境に $x > 7$ mm もしくは $x < -7$ mm のところでは急に x 軸方向速度がほぼ零となっているが, 測定領域外であるために出てきた値である。濃度こう配が急なときは, 過濃側の x 軸方向速度の傾向は濃度こう配が緩やかなときとほぼ同一だが, 希薄側の速度分布には特徴が現れる。すなわち, 急激に立ち上がった希薄側 x 軸方向速度が火炎先端から離れるにつれて一次的に $u=0$ m/s に近づいている。これは急激に外側に押し曲げられた速度ベクトルが, 火炎先端から離れた位置では徐々に y 軸方向に平行になってきており, 希薄側火炎形状に濃度こう配が緩やかなときとは違う変化が現れていることを示唆している。これは従来の研究⁽¹⁵⁾において提案したように, 濃度こう配が急なときに予混合火炎と後流側の拡散火炎との相互干渉が強く起こっていることに関連があると思われる。

3・3 濃度こう配の大きさが火炎先端流入速度に及ぼす影響 Triple Flame は未燃側に凸の火炎形状を有している。特に本研究の場合, 従来の研究⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾のように二次元スロットバーナで形成される倒立火炎と同様に考えると, 火炎面の法線ベクトルを既燃側に正として, 火炎先端での火炎伸張率は次式で表される。

$$\kappa = -\frac{v_f}{R_f} \dots\dots\dots (1)$$

ここで κ は Triple Flame 先端の火炎伸張率, v_f は火

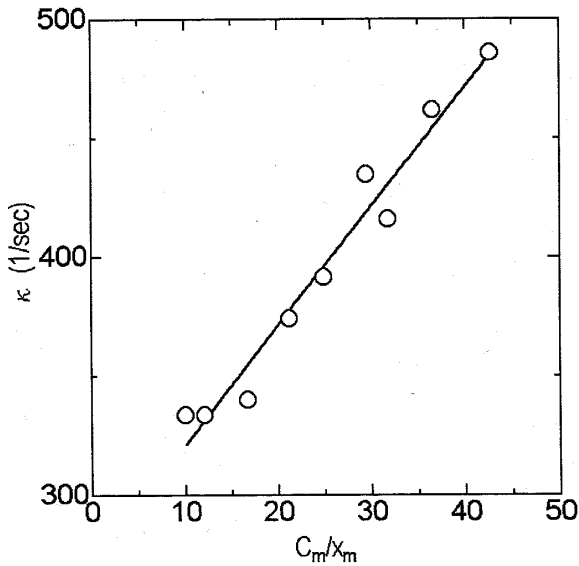


Fig. 8. Effect of non-dimensional concentration gradient on flame strain rate

炎先端未燃ガス流入速度, $1/R_f$ は火炎先端曲率である。図8は式(1)を用いて計算した。濃度こう配の違いが火炎先端伸張率に及ぼす影響を表している。縦軸に火炎先端の伸張率 κ [s^{-1}], 横軸に無次元濃度こう配 C_m/x_m をとっている。図8より濃度こう配が急になるほど火炎先端の伸張率が大きいことがわかる。通常, 火炎伸張率が大きいということは, 火炎方向への流れの速度こう配によって火炎帯が火炎方向へ引き延ばされて, 火炎帯からの熱損失が増えることで火炎温度が低下し, この部分での燃焼強度が弱くなることが予測される。

この火炎伸張の影響を加味したうえで, 測定された Triple Flame 先端に垂直方向に流入する速度, いわゆる Triple Flame の燃焼速度 v_f [m/s] を検討する。従来, 定常火炎の場合火炎伸張と燃焼速度を関連づけるモデルが Sun ら⁽¹⁸⁾ によって以下のように提案されている。火炎面の法線ベクトルを既燃側に正ととるとき熱損失がなく定在火炎である場合,

$$\frac{S_u}{S_u^0} = 1 + \delta_T^0 (\nabla \cdot n) + \frac{Ze}{2} \left(\frac{1}{Le} - 1 \right) \left(\frac{a^0 \kappa \delta_T^0}{S_u^0} \right) \quad \dots \dots \dots (2)$$

ここで S_u は火炎伸張を考慮した燃焼速度, 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(従来の研究から参照⁽¹⁹⁾), δ_T^0 は一次元層流予混合火炎の予熱帯厚さ, $\nabla \cdot n$ は曲率項で本研究の場合二次元火炎であるので $1/R_f$ ⁽¹⁶⁾, Ze は Zeldovich 数で以下の関係式が成り立つ。

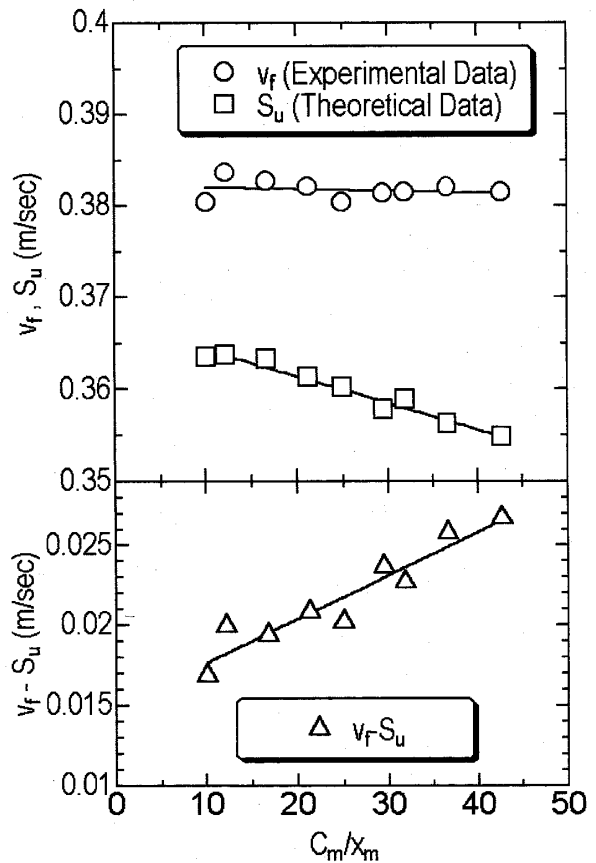


Fig. 9 Effect of non-dimensional concentration gradient on burning velocity of triple flame compared experimental data with theoretical data

$$Ze = \frac{E_a(T_b^0 - T_u)}{R_0(T_b^0)^2} \quad \dots \dots \dots (3)$$

(ただし, E_a : 活性化エネルギー, R_0 : 一般ガス定数, T_b^0 : 一次元層流予混合火炎の断熱火炎温度, T_u : 未燃ガス温度). Le は Lewis 数である. a^0 は熱膨張効果を考慮した係数で以下の関係式が成り立つ。

$$a^0 = 1 + \ln\{\sigma^0 + (1 - \sigma^0)e^{-1}\} \quad \dots \dots \dots (4)$$

(ただし, $\sigma^0 = T_u/T_b^0$). κ は式(1)で表される火炎伸張率である。また,

$$\delta_T^0 = \frac{\lambda}{\rho_u c_p S_u^0} \quad \dots \dots \dots (5)$$

とする(ただし, λ : 混合気の熱伝導率, ρ_u : 混合気の密度, c_p : 混合気の定圧比熱)。Ko ら⁽²⁰⁾ は, Triple Flame の先端が理論混合比であることを実験で示唆している。したがって上記の式において混合気濃度は理論混合比であるとする(ただしこのときの Le 数は拡散係数の大きい燃料の値を用いて仮定する)。

図9の上図は, 上記の式(1)~(5)に実測された R_f を用いて計算した燃焼速度 S_u と, 本研究で PIV を用いて実験的に求められた Triple Flame の燃焼速

度 v_f を、濃度こう配をパラメータとして比較したものである。縦軸に求められた速度 v_f , S_u , 横軸に無次元濃度こう配 C_m/x_m をとっている。各プロットは、□印が理論的に求められた燃焼速度 S_u , ○印が PIV を用いて測定された Triple Flame の燃焼速度 v_f である。図 9 から判断すると理論値よりも明らかに実験値のほうが大きいことがわかる。つまり Triple Flame の燃焼速度には、 Le 数や火炎伸張の効果、曲率の効果以外に、通常の予混合火炎よりも燃焼速度を高める別の影響が強いきいていていると考えられる。

図 9 の下図は、これら実験値 v_f と理論値 S_u の差を濃度こう配別に示したものである。縦軸に実験値と理論値の差 $v_f - S_u$, 横軸に無次元濃度こう配 C_m/x_m をとっている。図 9 下図より濃度こう配が大きくなるにつれて差が大きくなる傾向、つまり実験値が理論値から離れる傾向にあることがわかる。Triple Flame の火炎形状と燃焼速度から予測される火炎伸張効果は、図 8 に示したように濃度こう配が急になるにつれて強くなる。つまり燃焼強度が弱まる。図 9 上図に示される理論値は、これを裏付けるように濃度こう配が急になるほど値が小さくなる傾向にある。ところが測定される実験値は、0.38 m/s でほぼ一定である。このことから図 9 下図での傾向のように本研究で取扱った濃度こう配中で形成される Triple Flame には濃度こう配が急なほど火炎伸張の効果を打ち消す、つまり燃焼強度を強める別の影響があることがわかる。

Triple Flame の燃焼速度を決定する際に考慮すべき効果として考えられるおもなものは、 Le 数効果(熱と物質の選択拡散効果)、物質の選択拡散効果、火炎伸張の効果、曲率の影響、熱損失、火炎の熱的相互干渉である。 Le 数効果は、式(2)上でも考慮しているが、メタン・空気火炎では Le 数がほぼ 1 であり影響は少ないと考えられる。物質の選択拡散効果は、メタン・窒素相互拡散係数が $0.22 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、酸素・窒素相互拡散係数が $0.21 \text{ cm}^2/\text{s}$ でありほぼ同値であることから、影響は少ないと考えられる。火炎伸張の効果、曲率の影響は式(2)上で考慮した。また火炎最上流端に着目しているので側壁面への伝導による熱損失は無視できる。ここでもしふく射等も含めて考慮した熱損失を見積もり S_u を計算したとしても、その値は図 9 上図の □印プロットよりもさらに小さく見積もられ、実験値よりもさらに小さくなる傾向となる。したがって先に示唆したような燃焼強度を強める別の影響とは、予混合火炎面と拡散火炎相互の熱的干渉の影響であると思われる。

従来の研究⁷⁾では対向流中の三枚火炎を用いて実

験を行い、予混合火炎と拡散火炎が相互に干渉しやすいことを示している。この事実を基に考えると Triple Flame において濃度こう配が急なときに火炎挙動、火炎構造に変化が現れるのは、予混合火炎面と拡散火炎の熱的相互干渉の影響が現れているためであると思われる。本研究の Triple Flame では予混合火炎面と拡散火炎の熱的な干渉が存在し、その影響が測定された燃焼速度の傾向に現れていると考えられる。この干渉の強さは、濃度こう配が急になるほど火炎先端曲率が大きくなり予混合火炎面と拡散火炎の距離が近くなることによって、強くなるといえる。

これまでの研究例から見て、このような Triple Flame における予混合火炎面と拡散火炎間の相互干渉の影響を定量的に導き出すことは、構造が複雑でその特性に不明な点が多いために非常に難しく、今後の課題でもある。しかしながら本研究では濃度均一場で形成される通常の予混合火炎において、Triple Flame と同様の曲率をもつ火炎を想定し、この火炎の理論解析から導かれる燃焼速度という定量値を比較することで、火炎間の相互干渉という定性的な違いを導き出すことができた。これにより濃度こう配の大きさの違いによる火炎間の相互干渉の大きさが予測できるようになり、Triple Flame の火炎特性を予測するうえで重要な情報の一つを得たといえる。

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 PIV を用いて火炎前縁の速度場を測定した。このとき濃度こう配の大きさを任意に設定し各条件下で測定される火炎形状と速度場の違いから次のような結論を得た。

(1) 火炎伸張の効果、 Le 数、曲率の影響などを考慮した理論式から導き出した燃焼速度は、実際に測定される Triple Flame の燃焼速度よりも明らかに小さい。また測定される Triple Flame の火炎先端曲率と燃焼速度から見積もる火炎伸張の効果は、濃度こう配が大きいほど強まる。

(2) 上述した(1)の事実に関してその原因を考えると以下のようなことが挙げられる。まず Le 数効果(熱と物質の選択拡散効果)、物質の選択拡散効果、火炎伸張の効果、曲率の影響、熱損失、火炎の熱的相互干渉等を考慮すると、実際の Triple Flame の燃焼速度には、予混合火炎面と後流側の拡散火炎との熱的相互干渉の影響が存在しているといえる。また実際に見積もった火炎伸張の効果から考えると、濃度こう配が大きいほど火炎相互の熱的干渉の影響により燃焼強度

が強められている。

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, 慶應義塾大学 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) 水谷幸夫, 燃焼工学, (1977), 79, 森北出版.
- (2) Kfioni, P. N., Bray, K. N. C., Greenhalgh, D. A. and Rogg, B., *Combust. Flame*, **116** (1999), 192-206.
- (3) Plessing, T., Terhoeven, P., Peters, N. and Mansour, M. S., *Combust. Flame*, **115** (1998), 335-353.
- (4) Phillips, H., *Proc. 10th Symp.(Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1965), 1277-1283.
- (5) Lee, B. J. and Chung, S. H., *Combust. Flame*, **109** (1997), 163-172.
- (6) Ruetsch, G. R., Vervisch, L. and Liñán, A., *Phys. Fluids*, **7-6** (1995), 1447-1454.
- (7) Lockett, R. D., Boulanger, S. H., Harding, S. C. and Greenhalgh, D. A., *Combust. Flame*, **119** (1999), 109-120.
- (8) 吉見政史・山下博史, 第37回燃焼シンポジウム講演論文集, (1999), 225-226.
- (9) 山下博史・吉見政史・多田章彦, 日本流体力学会年会2000講演論文集, (2000), 101-102.
- (10) Ko, Y. S. and Chung, S. H., *Combust. Flame*, **118** (1999), 151-163.
- (11) 廣田光智・松尾亜紀子・溝本雅彦, 機論, **66-646**, B (2000), 2519-2525.
- (12) Kfioni, P. N., Rogg, B., Bray, K. N. C. and Liñán, A., *Combust. Flame*, **95** (1993), 276-290.
- (13) 植田利久・矢作裕司・溝本雅彦, 機論, **57-541**, B (1991), 3255-3259.
- (14) 榊原潤, 慶應義塾大学博士学位論文, (1995).
- (15) Hirota, M., Matsuo, A. and Mizomoto, M., *Proc. 4th JSME-KSME Thermal Eng. Conf.*, Kobe, **2** (2000), 59-64.
- (16) Matalon, M., *Combust. Sci. Technol.*, **31** (1983), 169-181.
- (17) Echehki, T. and Mungal, M. G., *Proc. 23rd Symp.(Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1990), 455-461.
- (18) Sun, C. J., Sung, C. J., He, L. and Law, C. K., *Combust. Flame*, **118** (1999), 108-128.
- (19) Ko, Y. S., Chung, S. H., Kim G. S. and Kim S. W., *Combust. Flame*, **123** (2000), 430-433.
- (20) Vagelopoulos, C. M., Egolfopoulos, F. N. and Law, C. K., *Proc. 25th Symp.(Int.) Combust.*, The combustion Institute, (1994), 1341-1347.