しわ状に形成される層流予混合火炎の火炎温度*

横 森 剛^{*1}, 溝 本 雅 彦^{*2}Flame Temperature of Laminar Premixed Flame with
Wrinkling Flame SurfaceTakeshi YOKOMORI^{*3} and Masahiko MIZOMOTO^{*3} School of Science for Open and Environmental Systems, Keio University,
3 14-1 Hiyoshi, Kouhoku-ku, Yokohama-shi, Kanagawa, 223 8522 Japan

The flame temperature of a laminar premixed flame with continuous convex and concave curvatures was experimentally investigated. The flame temperature and the stretch rate along the flame surface were measured for the flame formed in the lean propane/air mixture ($\phi=0.72$, $Le=1.74$). As a result, the flame temperature at the convex toward the unburned mixture was lower than the adiabatic flame temperature and that of the concave was higher, because of the flame stretch and the Lewis number effect. However, the measured flame temperature was different from the estimated flame temperature by the theory for the local flame structure proposed by C. J. Sun et al. We guess the reason why such difference was arisen is the existence of the heat transfer along the flame surface, so we suggest that the heat transfer along the flame surface should be considered in the case of the flame with continuous convex and concave curvatures.

Key Words: Combustion Phenomena, Premixed Combustion, Flame, Heat Transfer, Flame Stretch, Lewis Number, Flame Temperature, Curved Flame

1. 結 言

実用燃焼器においては、高負荷燃焼実現のために乱流火炎を用いることが数多くあり、その乱流火炎の一形態として観察されるしわ状層流予混合火炎の構造を解明することは、工学上非常に重要である。しわ状層流予混合火炎は、局所的には層流予混合火炎の構造をもち、それらが連続的にしわ状に連なって伝ばしている火炎と考えられている。そこで、しわ状層流火炎の構造の解明には、その局所の特徴をモデル化した層流火炎の特性を明らかにすることが重要であるとされ、従来、さまざまな理論および実験的な検討がなされてきた^{(1)~(6)}。

その中でも、特に注目される現象が、火炎面が曲率をもつことに起因して起こる火炎伸張と、それに付随するルイス数の影響である。これは、伸張を受けるような火炎では、拡散による流管を通しての熱と物質の輸送が起こることから、熱拡散係数 α と物質拡散係数 D (この場合、量論混合比に対して不足する成分の値

を考える)が異なる、つまりルイス数($Le=\alpha/D$)が1と異なると、水炎帯における熱エネルギーと化学エネルギーのバランスが崩れ、その結果、火炎の燃焼強度に変化が現れるというものである。そして、これらの燃焼強度の変化に関しては、従来、さまざまな理論的検討が行われ、ルイス数や火炎面の局所における伸張率が火炎温度および燃焼速度に与える影響について定式化されている^{(7)~(9)}。また、実験的検討においても、負の伸張率をもつブンゼン火炎先端⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾や、正の伸張率をもつ倒立火炎⁽¹²⁾、管状火炎⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾、およびよどみ流中に形成される火炎⁽¹⁵⁾などを対象として、火炎伸張およびルイス数の影響が燃焼強度に変化をもたらすことが確認されている。

また、以上のような燃焼強度の変化は、予混合火炎面における不安定性の一つである Thermal-Diffusive Instability を増長または抑制するものであり⁽¹⁶⁾、その検討は火炎面の不安定性を考えるうえでも非常に重要な要素となっている。

しかしながら、以上に述べたような検討は、局所的な火炎面のみに着目して議論したものがほとんどである。一方、しわ状層流火炎や Thermal-Diffusive Instability による不安定火炎面は、凹や凸の形状を連続的に有する、つまり、正と負の伸張率をもつ火炎が連

* 原稿受付 2001年4月12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

統的に連なっているような火炎である。そして、火炎面の凹や凸の曲面部分において火炎伸張やレイス数の影響により燃焼強度が変化し、それらが連続的に連なっているような場合には、その異なる燃焼強度の火炎間に、相互的な干渉が生じていることが予測される。しかしながら、そのような相互干渉に関して検討された研究例は従来皆無であり、またそのような相互干渉が存在するのであれば、火炎伸張とレイス数の影響による燃焼強度の変化を考える際、従来のように火炎面の局所のみに着目しただけでは不十分ということになる。

そこで、本研究では、しわ状形状をもつような予混合火炎について凹や凸の曲面部分で火炎伸張やレイス数の影響によって燃焼強度が変化する場合、その曲率の異なる曲面が連続的に存在することで火炎の特性にどのような影響を与えるかを明らかにすることを目的とする。本研究では、二次元のポアズイユ流れを並列に隣接させた流れ場を形成し、そこに凹と凸の形状を連続的に有するようなしわ状の層流予混合火炎と、流れに対して単独の凸の形状をもつ層流予混合火炎(倒立火炎)の2種類の火炎を定在させた。そして、それらの火炎を比較する、つまり凹凸が連続して存在する場合と凸のみが存在する場合とを比較することで、しわ状に形成される火炎面の凹部が、凹部以外の火炎面に与える影響について検討した。具体的には、それぞれの火炎における火炎面形状や流れ場、温度分布について測定することで、火炎伸張率の変化や火炎温度の変化などを明らかにし、以上の影響について検討した。

2. 実験装置

本研究で使用したバーナの模式図を図1に示す。装置は、厚さ0.3 mmの3枚の薄板で間隔4.0 mmである四つの矩形スリット状に仕切られた助走区間およびバーナ噴出口をもつ。ここでスリットは、火炎が十分に二次元性を保つように奥行き方向に35 mmの長さをもち、また、薄板先端には、火炎から薄板への熱損失を最小限に抑えるようにナイフエッジ加工を施して

Fig. 1 Schematic diagram of the burner

ある。燃料と酸化剤は、バーナより上流側に設置されている混合室においてあらかじめ十分に混合され、その後整流室を経て、層流予混合気としてバーナ下部の助走区間入口に導かれ、最終的に静止大気中に噴出される。助走区間は、それぞれのスリットの噴出口において、未燃混合気流速が層流の十分発達した二次元放物線流れとなるような長さ(400 mm)に設定してある。なお速度分布については、未燃焼時における熱線流速計での測定により、スリット噴出口で十分発達した放物線流れとなり、乱れ強さが1%以下であることを確認している。

そして、以上のような流れ場に火炎を形成させると、それぞれの薄板の後流には倒立火炎のような流れに対して凸の形状をもつ火炎が保持され、また、それら凸の火炎の間には、ブンゼン火炎のような凹の形状をもつ火炎が存在し、結果として、凹と凸の形状を連続的に有するようなしわ状の層流予混合火炎[図1(a), 以降この火炎を3V形火炎と呼ぶ]を得ることができる。また、本実験装置においては、ある速度域において、中央部の薄板のみに凸部が保持される火炎、つまり単独の凸のみをもつ倒立火炎[図1(b), 以降この火炎をV形火炎と呼ぶ]を形成することも可能である。

本研究における座標系は図1中に示すように、中央薄板後端を原点とし、水平方向を x 軸、鉛直方向を y 軸とする。

3. 実験方法

3.1 使用混合気 本研究では、未燃予混合気として、火炎伸張とレイス数の影響による燃焼強度の変化が明確に現れる C_3H_8 /Air希薄混合気を用いた。また、その当量比 ϕ は、本研究において火炎伸張とレイス数の影響を議論するうえでなるべく理論混合比より離れていることが望ましく⁽⁸⁾⁽⁹⁾、かつ火炎を安定に形成させることのできる値として、 $\phi=0.72$ と設定した。

3.2 火炎面形状測定 火炎面形状の測定には、火炎面を二次元断面として可視化することのできるレーザトモグラフィ法を用いた。この際、レーザにはダブルパルスNd:YAGレーザを用い、シリンドリカルレンズを通して厚さ約1 mmのシート状にしたレーザ光を、二次元火炎の横方向(x 軸方向)から照射した。粒子は、沸点が約300°Cであるシリコンオイル液滴を噴霧器によって(粒径約1~2 μm)、未燃予混合気中に添加した。その結果、粒子が火炎面に到達した時点で蒸発、消失することから、散乱光の消失位置を

火炎面として考え、画像処理により抽出した。

3・3 流速分布測定 流速分布測定には、PIVを用いた。レーザおよび添加粒子には、トモグラフィ法による火炎面の可視化と同様のものを用い、また速度ベクトルの算出には輝度パターン相互相関法を用いた。この際、 640×480 pixel (8.62×6.46 mm)の画像について、参照領域を 15×15 pixel (0.2×0.2 mm)、レーザのパルス間隔を 0.3 ms として測定した。また、速度ベクトルの測定結果は、誤差の低減のために、100回(画像100対)の測定値の平均値とした。

3・4 温度測定 温度の測定には、熱電対による直接測定を行った。熱電対には、素線径 $100\ \mu\text{m}$ である Pt/Rh 20%-Pt/Rh 40%熱電対を用いた。なお、熱電対表面には、触媒反応を防止するためにシリカコーティングを施した。また、熱電対表面からのふく射により、熱電対指示温度は低下すると考えられ、その低下分について従来報告されている方法¹⁷⁾により補正を行った。

4. 実験結果および考察

4・1 形成される火炎 図2に本研究で形成された火炎の直接写真を示す。ここで、図2(a)はしわ状に形成される3V形火炎、(b)は流れに対して単独の凸の形状をもつV形火炎の直接写真である。

3V形火炎は、中央凸部が吹飛び直前となる未燃混

合気平均流速 $\bar{V}=0.32$ m/s中に形成された火炎である。ここで、吹飛び直前としたのは、火炎凸部から薄板への熱損失を無視できるようにするためであり、このことは従来の研究で報告されている⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾。また、V形火炎は、凸部先端の曲率が3V形火炎の中央の凸部の曲率と等しくなるような平均流速($\bar{V}=0.43$ m/s)中に形成された火炎である。ここで、曲率を等しくする際に、V形火炎における平均流速が3V形火炎に比べて大きな値となっていることについて考えると、V形火炎では火炎の存在により未燃混合気の流れ場が周囲雰囲気方向(外側方向)に発散するような状態になっているのに対し、3V形火炎では中央の凸部の外側にさらに火炎が存在するため、その火炎が未燃混合気流れ場の発散を抑える方向に働く。よって、等流速であれば3V形火炎よりもV形火炎のほうが凸部における曲率が小さくなることから、V形火炎と3V形火炎の凸部の曲率を等しくする際には、V形火炎の平均流速を3V形火炎よりも大きく設定する必要があるためである。

図3に、図2のように形成されたそれぞれの火炎において、レーザトモグラフィ法により測定された火炎前面の位置・形状を示す。図3より、3V形火炎の凹部付近を除いて、3V形火炎とV形火炎の火炎面形状は等しくなっていることがわかる。また、火炎凸部の位置を見てみると、そこでの火炎前面は、3V形・V形の両火炎とも薄板より約 $0.6\sim 0.7$ mmほど浮き上がっていることがわかり、したがって火炎から薄板への熱損失は無視できると考えられる。

4・2 流れ場および火炎伸張率 図4に、本研究において火炎が存在する際のPIVによって測定された流れ場のベクトル図を示す。ここで本研究では、添加粒子に沸点が約 300°C であるシリコンオイル粒子を

Fig. 2 Direct images of flames

Fig. 3 Shape of the flame front

Fig. 4 Velocity vector measured by PIV

用いているため、得られる速度ベクトルは、火炎前面までの未燃混合気中に限られている。まず、図4を見ると、V形火炎においては未燃混合気の流れが外側に押し広げられるように発散していることがわかる。一方、3V形火炎では、V形火炎に比べ、ほぼ垂直方向に未燃混合気が流れているようすがわかる。したがって以上のようなことより、4・1節で述べた3V形火炎とV形火炎での凸部の曲率が等しくなるような未燃混合気平均流速は異なる値となっていると考えられる。

次に、本研究で形成されたそれぞれの火炎における火炎伸張率について考える。火炎伸張率 κ は、

$$\kappa = -\{\nabla \times (\mathbf{V}_{\text{fluid}} \times \mathbf{n})\} \cdot \mathbf{n} + (\mathbf{v}_{\text{flame}} \cdot \mathbf{n})(\nabla \cdot \mathbf{n}) \quad \dots\dots\dots (1)$$

($\mathbf{V}_{\text{fluid}}$: 混合気流速, $\mathbf{n}$: 既燃方向への火炎面の放線ベクトル, $\mathbf{v}_{\text{flame}}$: 火炎面の移動速度)から求められ⁽²⁰⁾、つまり流れ場および火炎面の形状によって決定される。ここで、本研究での火炎は定在しているので $\mathbf{v}_{\text{flame}} = \mathbf{0}$ とする。さらに、火炎面形状および流れ場は

Fig. 5 Flame stretch rate along flame surface

二次元性を保っているとし、その火炎面形状が曲線 $y=f(x)$ で近似できるとすると、 $\mathbf{V}_{\text{fluid}}$ および $\mathbf{n}$ は次のように表される。

$$\mathbf{V}_{\text{fluid}} = (u, v, 0) \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\mathbf{n} = \left(\frac{-\frac{df(x)}{dx}}{\sqrt{\left\{\frac{df(x)}{dx}\right\}^2 + 1}}, \frac{1}{\sqrt{\left\{\frac{df(x)}{dx}\right\}^2 + 1}}, 0 \right) \quad \dots\dots\dots (3)$$

したがって、これらのベクトルを用いて式(1)を展開、整理すると κ は

$$\kappa = \frac{\left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{df(x)}{dx} \left\{ \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right\} + \left\{ \frac{df(x)}{dx} \right\}^2 \frac{\partial v}{\partial y} \right]}{\left[\left\{ \frac{df(x)}{dx} \right\}^2 + 1 \right]} + \frac{\left[v \frac{d^2 f(x)}{dx^2} - u \frac{df(x)}{dx} \frac{d^2 f(x)}{dx^2} \right]}{\left[\left\{ \frac{df(x)}{dx} \right\}^2 + 1 \right]^2} \quad \dots\dots\dots (4)$$

となり、 $df(x)/dx$, $d^2f(x)/dx^2$, u , v , $\partial u/\partial x$, $\partial u/\partial y$, $\partial v/\partial x$, $\partial v/\partial y$ によって表すことができる。そこで、本研究において、 $df(x)/dx$, $d^2f(x)/dx^2$ は、図3で得られた火炎前面の形状を三次式で近似した関数から求め、また u , v は図4で得られた速度ベクトルの火炎前面の x 方向への直前における値を使用し、さらに $\partial u/\partial x$, $\partial u/\partial y$, $\partial v/\partial x$, $\partial v/\partial y$ はその u , v の 0.5~1.0 mm 未燃側の速度分布を三次式で近似することによって求め、それらの値を用いて κ の算出を行った。そのようにして得られた κ の火炎面に沿う分布を図5に示す。ここで、横軸には、火炎面上の測定点の x 座標位置を示してある。図5より、まず $x=0 \sim 2.4$ mm の領域においてはV形火炎、3V形火炎の κ の値は定量的にほぼ一致していることがわかる。このことについて考

えると、V 形火炎と 3 V 形火炎では平均流速の違いや、周囲雰囲気方向への流れの発散の存在により流れ場は異なるものの、 $x=0\sim 2.4$ mm の領域においては図 3 を見てわかるように火炎前面の形状は等しいものとなっている。したがって、本研究で形成した火炎の κ においては、V 形火炎と 3 V 形火炎の間の流れ場の相違の影響は、それらの形状による影響に比べて非常に小さいものと考えられる。次に $x=2.4\sim 3.5$ mm の領域について見てみると、V 形と 3 V 形火炎での κ の値は大きく異なり、V 形火炎での κ はほとんど変化しないのに対し、3 V 形火炎では急激に負の値に変化していることがわかる。これは、この領域においては、図 3 を見てわかるように、V 形火炎の場合は火炎前面は平面であることから κ に対する曲率の影響がほとんど存在しないのに対し、3 V 形火炎の場合は凹の形状をもつことから κ が負の値に変化したと考えられる。

4.3 火炎温度に関する検討 次に、本研究で形成される火炎について、燃焼強度がどのように変化しているかを明らかにするために、熱電対を用いて火炎温度の測定を行った。ここで、火炎温度は次のように測定した。まず、熱電対を火炎より下流側に挿入し、その後、 y 軸方向、もしくは x 軸方向に火炎に近づけながら温度分布を測定する。その一例として、 $x=2.1$ mm における y 軸方向への温度分布を図 6 に示す。また、図 6 には可視火炎の位置も示してある。図 6 からわかるように、既燃側における温度は、火炎に近づくにつれ上昇していき、ちょうど火炎下流端で最高温度となることがわかる。ここで、既燃領域において温度が低下しているのは、この測定面を囲む既燃ガスおよび周囲雰囲気の影響であると考えられる。また、最

Fig. 6 Determination of flame temperature from temperature profile

高温度が得られる位置、つまり可視火炎下流端の位置に熱電対が到達した時点では、可視火炎の形状の変化は見られなかったことから、温度測定の際に熱電対が火炎形状に与える影響はないものとみなした。よって、以上のようにして得られた最高温度を本研究で形成された火炎の火炎温度 T_b として決定した。図 7 に、このようにして得られた火炎温度の火炎面に沿う温度分布を示す。ここで、横軸には火炎温度が得られた測定点の x 座標位置を示し、また、測定された火炎温度 T_b を平衡計算によって得られた断熱火炎温度 $T_{ad}(=1914$ K) と未燃混合気温度 T_u を用いて無次元化した無次元火炎温度 $\theta_m = (T_b - T_u) / (T_{ad} - T_u)$ を縦軸に示してある。また、 $x=0\sim 0.2$ mm においては、火炎凸部頂点つまり本研究で火炎を定在させている基部の領域であるために熱電対の挿入による影響が生じることから信頼性が不十分であると考え、測定は行っていない。まず、図 7 を見ると V 形火炎および 3

Fig. 7 Flame temperature measured by the thermocouple

Fig. 8 Flame temperature estimated by equation (5)

V 形火炎のどちらも, $x=0$ mm 付近の凸部においては, 測定された火炎温度は断熱火炎温度よりも低く, その後凸部から離れるにしたがって火炎温度が高くなっていくようすがわかる. また, この温度変化は, V 形火炎に比べ 3 V 形火炎のほうが顕著である. さらに凸部から離れると, V 形火炎では火炎温度はほぼ断熱火炎温度に漸近していくのに対し, 3 V 形火炎では $x=2.9$ mm 付近, つまり火炎面が凹の形状を有する位置で最高温度となりその後また低下していくこともわかる. ここで, 本研究で用いた混合気は C_3H_8 /Air 希薄混合気であり, そのルイス数は $Le=1.74$ と 1 より大きな値であることから, 以上のような火炎温度の変化は, 従来の報告と同様に火炎伸張とルイス数の影響^{(7)~(15)}によるものであると考えられる. そこで, これらの火炎温度の変化と火炎伸張およびルイス数との関係について検討する.

火炎温度と火炎伸張およびルイス数の関係は, Sun らの理論的解析⁽⁶⁾によって火炎が定在する場合, 次式で表される.

$$\theta_e = \frac{T_b - T_u}{T_{ad} - T_u} = 1 + a^0 \tilde{\kappa} \left(\frac{1}{Le} - 1 \right) \dots\dots\dots (5)$$

ここで, $\tilde{\kappa}$ は無次元火炎伸張率であり, 次式のように表せる.

$$\tilde{\kappa} = \kappa \frac{\delta_T^0}{S_u^0} \dots\dots\dots (6)$$

$$\delta_T^0 = \frac{\lambda}{\rho_u c_p S_u^0} \dots\dots\dots (7)$$

ここで, S_u^0 は層流燃焼速度, δ_T^0 は予熱帯厚さであり, δ_T^0 は未燃混合気密度 ρ_u , 定圧比熱 c_p および熱伝導率 λ で表すことができる. また, a^0 は非伸張火炎の火炎帯内部における熱膨張の影響を表す係数であり,

$$a^0 = \int_0^1 (\rho/\rho_u) d(\eta/\delta_T) \dots\dots\dots (8)$$

(ρ : 密度, δ_T : 火炎帯厚さ, η : 火炎面に対しての垂直方向座標)と表され, 火炎帯内部の温度が T_u から T_{ad} まで直線的に変化し, その温度変化によって ρ が変化すると仮定すると, $a^0=0.41$ となる. S_u^0 は従来の報告⁽²¹⁾を参考にして 0.24 m/s とし, また $Le=1.74$, $\rho_u=1.20$ kg/m³, c_p および λ は着火温度付近である $T=1000$ K における値として $c_p=1.27$ kJ/(kg·K), $\lambda=0.0724$ W/(m·K), また κ は図 5 で得られた値を用いて, 式(5)から算出した. その結果を図 8 に示す. この図 8 の式(5)から求められた θ_e と図 7 の実際に測定された θ_m とを比較すると, まず V 形火炎においては, $x=0$ mm 付近, つまり凸部付近の値は 1 より小さく, また $x=0$ mm から遠ざかる, つまり凸部から離れるにしたがって 1 に漸近してい

き, その変化は定量的にほぼ一致していることがわかる. したがって, 本研究で形成された V 形火炎においては, 凸の形状を有する部分で火炎伸張とルイス数の影響により燃焼強度が弱められ, 火炎温度が低下していることがわかる. 一方, 3 V 形火炎について見てみると, $x=0$ mm 付近の凸部では θ_e , θ_m は 1 より小さくその値もほぼ定量的に等しいものの, $x=2.9$ mm 付近の凹部では 1 より大きいという点は定性的に一致するが, しかしその値は θ_m に比べて θ_e のほうが非常に大きな値となっていることがわかる. また, 凸部と凹部の間に位置する領域($x=0.7\sim 2.4$ mm)を見てみると θ_e に比べ θ_m のほうが大きな値となっていることもわかる. これは, 次のように考えることができる. まず, 本研究で形成された 3 V 形火炎においては, 凸部付近では火炎伸張とルイス数の影響により燃焼強度が弱められ, 火炎温度は低下する. 逆に, 凹部においては, 燃焼強度は強められ, 結果として火炎温度は増大する. しかしこの際, 本研究での 3 V 形火炎は凹や凸の曲面を連続的に有しているような火炎であることから, 以上のような火炎温度の異なる火炎が連続的に連なっていることになる. よって, このような火炎では, 火炎面に沿って大きな温度こう配があることにより, 火炎面に沿う方向に熱の輸送が生じていると考えられる. したがって, 3 V 形火炎では, 凹部の高温領域では火炎面に沿う方向に熱が流出することで火炎温度は低下し, また, 凹部に隣接する領域では, その熱量分が流入するために火炎温度が増大すると考えられる. しかし一方で, Sun らの解析⁽⁶⁾による式(5)では, 局所の火炎面における伸張およびルイス数の影響のみに注目しており, 火炎面に沿う方向への熱の輸送は考慮されていない. したがって, 3 V 形火炎における $x=2.9$ mm 付近の凹部では, 熱の流出による温度低下により, θ_m は θ_e よりも小さい値となり, また凹部に隣接する領域($x=0.7\sim 2.4$ mm)では凹部からの熱の流入による温度増加から θ_m は θ_e に比べて大きな値となったと考えられる. また, 以上のように考えると, V および 3 V 形火炎の $x=0$ mm 付近の凸部においても, 火炎伸張とルイス数の影響により火炎温度が変化していることから, この領域でも熱の輸送が起こっていると考えられる. しかし, この領域での火炎伸張とルイス数の影響による温度変化は, 図 8 からわかるように, 3 V 形火炎の凹部の変化に比べるとはるかに小さいものである. したがって, その温度変化による熱の輸送量も小さく, 顕著に火炎温度を変化させるには至らなかったため, 凸部における θ_m と θ_e にはほとんど差が生じなかったと考えられる.

以上のことより、火炎面に沿って、火炎伸張とルイス数の影響による火炎温度変化に大きな差が生じるような火炎では、従来の Sun らの解析⁽⁸⁾のように局所の火炎面における伸張とルイス数の影響について検討するのみでは厳密な火炎温度の変化を議論できず、火炎面に沿う方向への熱の輸送について考慮する必要があるといえる。

5. 結 言

C_3H_8 /Air 希薄混合気の二次元ポアズイユ流れを並列に隣接させた流れ場を形成し、そこに凹と凸の形状を連続的に有するしわ状の層流予混合火炎、および流れに対して単独の凸の形状をもつ層流予混合火炎(倒立火炎)を定在させた。そして、それらの火炎に対して、火炎伸張率、火炎温度等を測定することで、火炎面がしわ状に形成される際の、曲率が異なる曲面が連続することによる火炎への影響について検討した結果、次のような結論を得た。

しわ状に形成される C_3H_8 /Air 希薄予混合火炎では、流れに対して凸の形状をもつ火炎面では、火炎伸張とルイス数の影響により火炎温度が低下し、凹の形状をもつ火炎面では火炎温度が上昇する。しかし、しわ状の火炎では、これらの火炎温度が異なる火炎面が連続的に連なっていることから、火炎面に沿う方向に熱の移動が生じ、その熱の移動によってさらに火炎温度が変化する。よって、しわ状に形成される火炎のように曲率の異なる火炎面が連続的に連なっている場合において、火炎伸張やルイス数の影響による火炎温度の変化を見積もる際には、火炎面に沿う方向への熱の輸送を考慮することが重要となる。

文 献

- (1) Gouldin, F. C., Hilton, S. M. and Lamb, T., *Proc. 22nd*

- Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1988), 1533-1540.
- (2) North, G. L. and Santaviceca, D. A., *Combust. Flame*, **72** (1991), 215-232.
- (3) Mantzaras, P. G., Felton, P. G. and Bracco, F. V., *Combust. Flame*, **77** (1989), 295-310.
- (4) Lee, J. G., Lee, T. W., Nye, D. A. and Santaviceca, D. A., *Combust. Flame*, **100** (1995), 161-168.
- (5) Nye, D. A., Lee, J. G., Lee, T. W. and Santaviceca, D. A., *Combust. Flame*, **105** (1996), 167-179.
- (6) Chung, E. H. and Kwon, S., *Combust. Sci. Technol.*, **146** (1999), 85-103.
- (7) Chung, S. H. and Law, C. K., *Combust. Flame*, **72** (1988), 325-336.
- (8) Sun, C. J., Sung, C. J., He, L. and Law, C. K., *Combust. Flame*, **118** (1999), 108-128.
- (9) Sun, C. J. and Law, C. K., *Combust. Flame*, **121** (2000), 236-248.
- (10) Mizomoto, M., Asaka, M., Ikai, Y. and Law, C. K., *Proc. 20th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1984), 1933-1939.
- (11) Mizomoto, M. and Yoshida, H., *Combust. Flame*, **70** (1987), 47-60.
- (12) 溝本雅彦・植田利久・内野美洋, 機論, **57** 435, B (1991), 729-733.
- (13) Ishizuka, S., *Proc. 20th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1984), 287-294.
- (14) Ishizuka, S., *Combust. Flame*, **75** (1989), 367-379.
- (15) Tsuji, H. and Yamaoka, I., *Proc. 19th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1982), 1533-1540.
- (16) Markstein, G. H., *Nonsteady Flame Propagation*, (1964), p. 9, Pergamon Press, Oxford.
- (17) Kaskan, W. E., *Proc. 6th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1956), 134-143.
- (18) Kawamura, T., Asato, K., Mazaki, T., Hamaguchi, T. and Kayahara, H., *Combust. Flame*, **35** (1979), 109-116.
- (19) Sun, C. J., Sung, C. J. and Law, C. K., *Proc. 25th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1994), 1391-1398.
- (20) Chung, S. H. and Law, C. K., *Combust. Flame*, **55** (1984), 123-125.
- (21) Vagelopoulos, C. M. and Egolfopoulos, F. N., *Proc. 25th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1994), 1341-1347.