

## 旋回噴流燃焼器を用いた強乱流予混合火炎の研究\*

### (第2報, 静電探針を用いた火炎の微細構造の検討)

山本和弘\*<sup>1</sup>, 阿知波朝士\*<sup>2</sup>, 小沼義昭\*<sup>1</sup>

## A Study on Highly Turbulent Premixed Flames in a Cyclone-Jet Combustor (2nd Report, Investigation on Flame Microstructure with an Electrostatic Probe)

Kazuhiro YAMAMOTO\*<sup>3</sup>, Tomoshi ACHIHA and Yoshiaki ONUMA

\*<sup>3</sup> Toyohashi University of Technology, Dept. of Mechanical Engineering,  
Tenpaku-cho, Toyohashi, Aichi, 441-8580 Japan

To examine flame structure in turbulent flow, we have established highly turbulent flames of a propane-air mixture in a cyclone-jet combustor, and have measured ion current by an electrostatic probe. Based on the measured flow field by a hot wire anemometer, we have obtained turbulence characteristics in the non-reacting flow, and have plotted them on the Peter's phase-diagram to classify the micro-structure of turbulent flames. From the ion current characteristics and tomographic images of flames, we have discussed the flame structure and turbulence. Results show that, as the exit velocity is relatively low, a wrinkled laminar flame is formed. As the exit velocity is further increased, the flame wrinkling is intensified to increase the fluctuation in wave of ion current. When the velocity exceeds 30 m/s, the PDF of ion current is no longer that of a wrinkled laminar flame, which shows that, with turbulence, one continuous flame sheet cannot be sustained, and the destruction of laminar flame structure occurs, in which small reacting eddies in an intermediate stage of combustion are embedded. It appears that the flame structure changes from the wrinkled laminar flame to those with distribution reaction zone.

**Key Words:** Premixed Combustion, Turbulent Combustion, Flame, Turbulence, Electrostatic Probe

### 1. 緒 論

乱流燃焼は、実用燃焼器に多く利用されているが、現象そのものが非常に複雑であり、いまだ解明されていない部分が多い。これまでに実験的および理論的な研究が数多く行われ、火炎の特性と乱れを考慮した火炎モデルを仮定して火炎構造の検討が行われている<sup>(1)~(6)</sup>。代表的なものとして、しわ状層流火炎と分散形火炎が挙げられる。乱れが比較的弱い場合は、しわ状層流火炎が形成されることが明らかとなっており、この火炎に対してすでに詳細な研究が行われている。一方、乱れが強くなると、反応帯での輸送現象が乱流輸送に支配され、厚い反応帯を持つ分散形火炎が形成されると考えられている。しかしながら、この火炎の観測例がほとんどなく、近年、このモデルの妥当性が議論されてきた<sup>(7)~(13)</sup>。しかしながら強い乱れを持つ乱流中では火炎を定在的に作り出すことが難しく、また、変動が激しいので火炎特性を測定することが困難である。このため、強乱流中に形成される火炎の構造

は十分に解明されていない。

しかしながら本研究において、リング状の強制再循環流火炎をパイロット火炎とした旋回噴流燃焼器を用いることにより、流速 100 m/s という極めて速い流速でも火炎を安定に形成させることに成功した<sup>(14)(15)</sup>。これにより、非常に乱れが強い流れ場に形成される火炎を実験的に検討することが可能となる。前報では、レーザートモグラフィ法による火炎構造の可視化を行い、強乱流場に形成される乱流予混合火炎の火炎構造を調べた<sup>(16)</sup>。その結果、流速が非常に大きくなると、未燃ガスの渦のスケールが小さくなり、一枚の明確な火炎面が存在せず、複雑な火炎構造が観察され、乱れによりしわ状層流火炎とは異なる火炎構造に変化することが推察された。

本研究では、火炎の微細構造についてさらに検討するため、時間・空間分解能が高い静電探針を用いて<sup>(17)~(22)</sup>、火炎のイオン電流を測定した。また、非燃焼場ではあるが熱線流速計により流速測定を行い、各種スケールを含めた乱流特性値を求め、これまでに提案されている火炎構造位相図<sup>(23)(24)</sup>と比較して、火炎構造の検討を行った。

\* 原稿受付 1999年3月9日。

\*<sup>1</sup> 正員、豊橋技術科学大学(〒441-8580 豊橋市天伯町雲雀ヶ丘1-1)。

\*<sup>2</sup> 豊橋技術科学大学大学院。

E-mail: yamamoto@mech.tut.ac.jp

## 2. 実験装置

本実験で使用した旋回噴流燃焼器の概略を図1に示す。燃焼器は、予混合気を噴き出す主噴流ノズルとパイロット火炎用の旋回噴流ノズルから成る。保炎部にリング状の強制再循環流火炎が形成され、乱流予混合火炎を安定に形成させることが可能である<sup>(14)(15)</sup>。燃焼器の詳しい説明はすでに前報で行っており<sup>(16)</sup>、ここでは省略する。今回は乱れの影響を調べるため、主噴流流速  $U_m$  (混合気の体積を主噴流ノズル断面積で割った平均流速)のみを変化させ、主噴流当量比  $\Phi_m$  とパイロット火炎の条件は一定 ( $U_p=20$  m/s,  $\Phi_p=0.7$ ) とした。なお、燃料にはプロパンを用いた。

乱流の瞬間的な変動を捉えるため、静電探針を用いたイオン電流測定を行った。静電探針の素線には、直径0.1 mmの白金線を使用し、受感部の長さを0.5 mmとした。素線の受感部以外は外径約1 mmの石英管で被覆し、その外側を水冷できる構造とした。イオン電流を抵抗により電圧信号に変換し、直流増幅器で増幅した後、12 bit のA/D変換ボードを介して25  $\mu$ sごとにパーソナルコンピュータに取り込み、解析を行った。

乱流特性値を求めるため、熱線流速計を用いて非燃焼場の流速測定を行った。定温度形の熱線流速計を使用し、素線径5  $\mu$ mのタングステン線を支持針(Kanomax; 針間距離2 mm)に電気溶接したものを用いた。

## 3. 実験結果

### 3.1 イオン電流測定

**3.1.1 イオン電流の平均値とrms値** まず、火炎のおおまかな構造を知るため、中心軸上でイオン電流測定を行い、時間平均値と変動のrms値を求めた。主噴流流速  $U_m$  が10 m/sのときの結果を図2に示す。比較のため、火炎の直接写真とレーザートモグラ

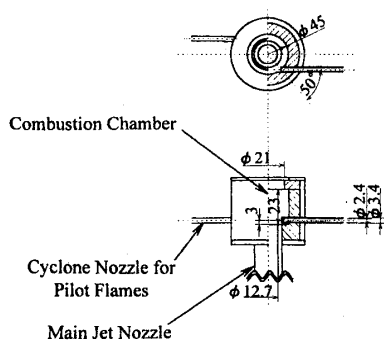


Fig. 1 Cyclone-jet combustor

フィー法により得られた断面像も示す。

これによると、軸方向位置  $Z$  (原点は燃焼室出口中心) が0 mmから30 mmまではイオン電流の平均値がほとんど零となり、実際の波形でもイオン電流がほとんど検出されなかった。この領域は、トモグラフィー像で、未燃ガスに対応する散乱光が強い部分に対応した。軸方向位置が高くなるにつれて反応帯の出現頻度が高くなり、イオン電流の平均値が増加した。 $Z=80$  mmにおいてイオン電流の平均値が最大となり、その後減少した。この部分では、トモグラフィー像の散乱光強度が非常に小さいのでほぼ既燃ガスであり、イオン電流の減少は反応帯の出現頻度が減少したためであると思われる。したがって、火炎のトモグラフィー像とイオン電流分布の間にはよい対応が見られた。

主噴流流速  $U_m$  が15, 30 m/sについても同様の測定を行った。求めたイオン電流の平均値とrms値の軸方向分布の結果を図3に示す。平均値は、いずれも軸方向位置が増加するとはじめ単調に増加するが、やがてある位置で最大となり、その後減少した。平均値が最大となる軸方向位置は、火炎長が増加するに伴い増加し、 $U_m=10, 15$  m/sでは $Z=80$  mm,  $U_m=30$  m/sでは $Z=145$  mmとなった。ただし、平均値のピーク値は、流速が大きいほど高くなる。一方、rms値であるが、平均値の分布とはわずかに異なり、軸方向位置が増加すると単調に増加するが、かなり広い範囲で高い値を示す。ほぼ平均値が最大となる位置で極大となり、その後、平均値が小さくなるに伴い減少した。

**3.1.2 イオン電流波形** 次に、イオン電流波形について検討した。図4に、 $U_m=10, 15, 30$  m/sの場合に、イオン電流の平均値が最大となる軸方向位置でのイオン電流波形の結果を示す。 $U_m$  が10 m/sの場

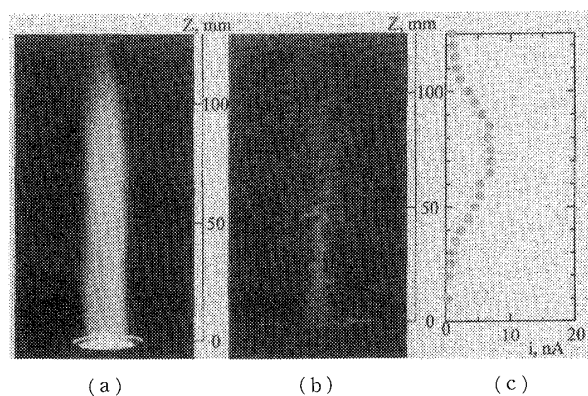


Fig. 2 (a) Direct photograph, (b) tomographic image of a flame, and (c) axial mean ion current distribution ( $U_m=10$  m/s,  $\Phi_m=0.75$ )

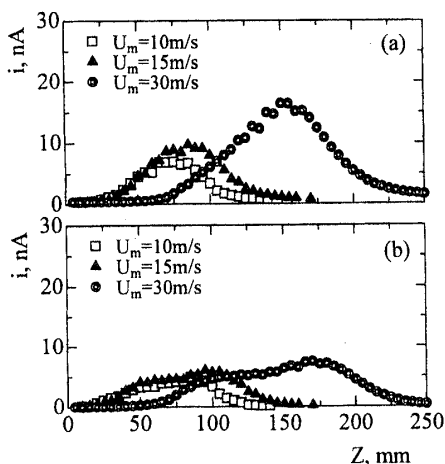


Fig. 3 Axial distributions of (a) mean ion current, and (b) rms fluctuating ion current,  $\Phi_m=0.75$

合 [図4(a)], 未燃ガスに対応するイオン電流の低い領域, 反応帯の通過に伴うピーク, 各ピークに挟まれた比較的電流値の高い既燃ガスの領域, がイオン電流波形中に存在することがわかる。電流のピーク値はほぼ同じであり, 15~20 nA であった。古川らが乱れの比較的弱い乱流火炎のイオン電流波形を測定しているが, 火炎がしわ状層流火炎の場合, 未燃ガス, 反応帯, 既燃ガスが交互に探針を通過する波形となることが指摘されている<sup>(25)(26)</sup>。本研究でも, 例えば  $t=5\sim 8$  ms 付近にこれに対応する波形が観測された。既に行ったトモグラフィ撮影でも,  $U_m=10$  m/s の条件では, しわ状層流火炎が観察されている。したがって, 図4(a)で示された波形は, しわ状層流火炎のものであることがわかった。

しかしながら, 流速を 15 m/s に増加させると [図4(b)], 反応帯が探針を通過する頻度が増えるのに伴い, ピークの数が増えることがわかる。また, 各ピークのイオン電流も大きくなることがわかった。平野らは, 同じ火炎でも, 探針と流れの相対速度が増加すると, 電流のピーク値が増加する, と指摘している<sup>(27)</sup>。しかしながら流速が 30 m/s では, 図4(c)の  $t=1\sim 4$  ms, あるいは,  $t=7\sim 10$  ms 付近に, 多数のピークを伴ったイオン電流値の比較的高い領域が存在しており, 流速が遅い場合のものとは異なる波形となった。また, ベースの値が 5~10 nA と高い値のままであった。これらの傾向は, Yoshida らの対向噴流バーナ火炎においても観測されている<sup>(21)</sup>。彼らは, 乱れが強くなり火炎が分散形火炎に近い構造となると, このような波形が得られると報告している。したがって, 旋回噴流燃焼器を用いて測定した強乱流火炎のイオン電流波形より, 流速が速い場合は, 流速が遅い場合に

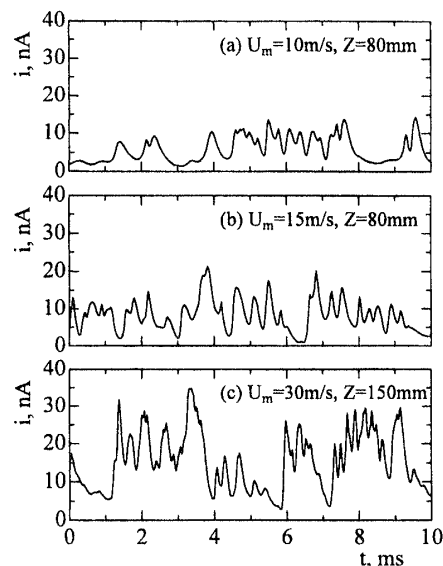


Fig. 4 Signal wave form of ion current,  $\Phi_m=0.75$

形成されるしわ状層流火炎とは異なる火炎が形成されていることが推察された。

**3・2 乱れのスケール** 次に, 乱れのスケールを算出し, 乱流特性値を求めた。本研究では, 流れ場を等方性乱流と仮定し, 熱線流速計により軸方向の速度変動  $u(t)$  を測定して, 以下のような自己相関係数  $R(\tau)$  をもとに各種スケールを計算した。ただし, 式(1)で与えられる自己相関係数は, 時間間隔  $\tau=0$  のときに 1 となるよう式(2)を用いて正規化している。

$$R(\tau) = \frac{1}{R_0} \frac{1}{N-i} \sum_{j=1}^{N-i} (u_j - U)(u_{j+i} - U) \dots (1)$$

$$R_0 = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (u_j - U)^2 \approx \frac{1}{N-i} \sum_{j=1}^{N-i} (u_j - U)^2 \dots (2)$$

$$i=0, 1, 2, \dots, N$$

ここで,  $U$  は時間平均流速である。データのサンプリング周期は 25  $\mu$ s であり, データ総数  $N$  は 32 000 とした。求めた  $R(\tau)$  を使って, 以下の式(3)により乱れの積分時間スケール  $L_t$  を求め, 平均流速  $U$  との積から乱れの積分空間スケール  $L_x$  を求めた<sup>(28)</sup>。

$$L_t = \int_0^\infty R(\tau) dt \dots (3)$$

$$L_x = U \cdot L_t \dots (4)$$

また, Taylor のマイクロスケール  $l_T$  と Kolmogorov スケール  $l_K$  は以下の式から算出した<sup>(12)(29)(30)</sup>。

$$l_T = L_x \sqrt{\frac{15}{A \cdot Re}} \dots (5)$$

$$l_K = L_x (A^{0.25} \cdot Re^{0.75}) \dots (6)$$

定数  $A$  の値は管内流で求めた実験値の 0.37 とした<sup>(31)</sup>。  $Re$  は乱流レイノルズ数 ( $u' L_x / \nu$ ,  $\nu$ : 動粘性係

数)である。

主噴流流速  $U_m$  が 30 m/s の場合に得られた各種スケールの軸方向分布を図5に示す。軸方向距離が増加すると、ばらつきはあるもののいずれのスケールもいったん減少し、 $Z=20\sim 30$  mm で最小となり、その後単調に増加する傾向が見られた。スケールが最小となる軸方向位置は、すでに測定を行った流速分布<sup>(16)</sup>と比較した結果、乱れ強さが最大となる位置に対応した。また、下流にいくほど乱れが減衰しスケールが大きくなることがわかった。主噴流流速  $U_m=10, 15$  m/s についてもスケールの算出を行ったが、流速が小さい方がスケールは大きくなるものの、軸方向分布の傾向は同じであった。また、今回得られた各種スケールを、吉田らの対向噴流バーナで得られた流速測定結果<sup>(21)</sup>と比較すると、旋回噴流でも同程度の非常に乱れた流れ場が形成されていることがわかった。

#### 4. 考 察

旋回噴流燃焼器を用いて、非常に強い乱れを持つ流れ場に火炎を形成させ、静電探針によるイオン電流測定と熱線流速計による乱れのスケールの算出を行った。そこで、今回得られた結果について、以下のような検討を行った。

静電探針は反応領域近傍に存在する非常に寿命の短い陽イオンを検出するので、 $10^{-6}$  程度の時間分解能を持ち、適切な探針の長さ・太さを選ぶことにより、 $10^{-2}$  mm 程度の空間分解能がある<sup>(22)(26)</sup>。ただし、火炎が静電探針を通過するときに記録されるイオン電流値は、火炎の局所的な形状や挙動に強く依存する<sup>(25)~(27)</sup>。そのため、計測されたイオン電流値をもとに火炎の特性を直接議論することは難しい。加えて本実験では、測定されたアナログのイオン電流波形を、

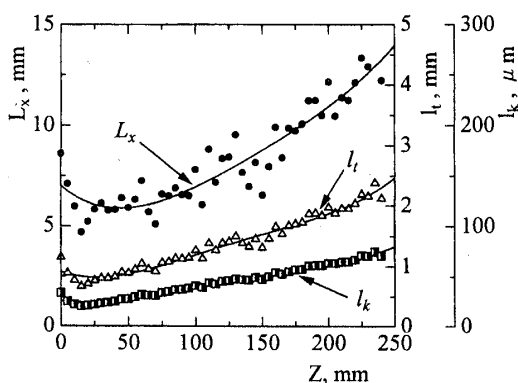


Fig. 5 Axial distributions of integral scale, Taylor microscale and Kolmogorov microscale for  $U_m = 30$  m/s,  $\Phi_m = 0.75$

サンプリングを 25  $\mu$ s ごとに行ってデジタル化しているのに、乱れが非常に大きい場合は、実際の変動に追従できず、図4で得られた波形が実際の波形と異なる可能性がある。

そこで本研究では、イオン電流の確率密度分布 (PDF) を求め、その結果をもとに火炎構造について検討を行うことにした。図4と同じ条件で、50  $\mu$ s ごとにイオン電流値を 160 000 点サンプルして PDF を求めた。その結果を図6に示す。これによると、図6(a)の流速が比較的小さい  $U_m=10$  m/s の場合は、2 nA 付近にピークを持ち、それ以上の電流値の頻度が徐々に小さくなる分布となることがわかった。しわ状層流火炎は、ほぼ同じ特性を持つ一枚の火炎面から成るので、火炎が周期的にプローブに接触すると、イオン電流のピーク値がほぼ同じとなり、このような PDF になることが知られている<sup>(12)</sup>。したがって、この流速条件では、しわ状層流火炎が形成されていると思われる。しかしながら、 $U_m=15$  m/s になると 5~12 nA の比較的高い電流値がかなり存在することがわかった。さらに流速が速くなった  $U_m=30$  m/s の場合は、0~2 nA の低い電流値はほとんど存在せず、40 nA までの比較的高い電流値の頻度が増すことがわかった。したがって、これらの分布形状が、図6(a)のしわ状層流火炎のものとは全く異なった傾向を示すことがわかった。この分布形状は、香月らが報告している分散形火炎と思われる火炎のイオン電流の PDF<sup>(12)</sup> に類似している。詳細は明らかではないが、非常に強い乱れを持つ火炎では、様々な反応段階の領域が存在すると考えられるので、図4(c)のようにイ

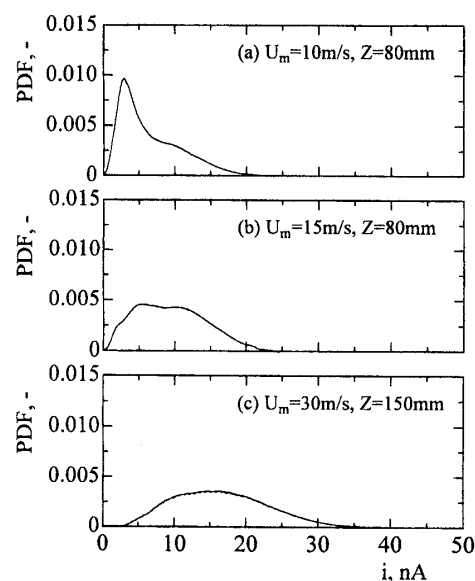


Fig. 6 PDF of ion current,  $\Phi_m = 0.75$

オン電流のピーク値が一定の値とはならず、電流波形がランダム波形に近いものとなり、得られるPDFも左右対称に近いPDFを示したと思われる。したがって、流速が速く乱れが強い場合は、火炎が分散形火炎に近い構造をしていることが推察された。

さらに、今回の実験条件について検討するため、Peters<sup>(23)</sup>により提案されている火炎構造位相図を用いて、火炎構造の分類を試みた。この際必要となる層流火炎面予熱帯の厚さ  $\delta_L$  は以下の式で与えた<sup>(12)</sup>。

$$\delta_L = \frac{\nu}{Pr \cdot S_L} \dots\dots\dots (7)$$

ここで、プラントル数、動粘性係数、層流燃焼速度をそれぞれ、 $Pr=0.7$ ,  $\nu=1.62 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ ,  $S_L=26 \text{ cm/s}$ <sup>(32)</sup> とすると、層流火炎面予熱帯厚さは  $0.09 \text{ mm}$  となる。したがって、図5で示されたKolmogorovスケール  $l_K$  は、予熱帯厚さよりも小さいことがわかった。

実験条件の検討は、イオン電流測定において軸方向の平均値が最大となる位置、すなわち反応が最も活発と考えられる位置の乱流特性値を用いて行った。それぞれ、 $(U_m, Z)=(10, 80), (15, 80), (30, 145)$  である。この位置で求めた乱流特性値を表1に示す。また、実験条件を示した火炎構造位相図を図7に示す。これによると、 $U_m=10 \text{ m/s}$  がしわ状層流火炎(Corrugated Flamelets)の領域に位置し、 $U_m=30 \text{ m/s}$  の場合は、分散形火炎(Distributed Reaction Zones)の領域に位

置することがわかった。 $U_m=15 \text{ m/s}$  は、これらの境界線上に位置した。

また、Abraham<sup>(24)</sup>により提案されている火炎構造位相図でも検討を行ったが、 $U_m=10 \text{ m/s}$  はしわ状層流火炎構造の構造を有するMultiple Sheet領域に位置し、 $U_m=15, 30 \text{ m/s}$  が層流火炎構造が壊れたBroken Flame領域に位置することがわかった。

以上の火炎構造の分類結果は、今回行ったレーザートモグラフィ法による火炎の断面像の観察結果とイオン電流特性の結果によく対応していた。また、これまでの実験で既に行ったCCDカメラによる火炎の瞬間像の撮影と温度変動測定においても、同様の結果が得られている。したがって、流速が遅い場合は、一枚の連続した火炎面が波打つしわ状層流火炎が形成されるが、流速を増加させて乱れを増大させると火炎構造が変化し、火炎は分散形火炎に近い構造へと変化することが推察された。

ただし、予混合火炎の構造に関する議論は、反応領域における局所のスケールに基づいて行うべきであることが指摘されている<sup>(11)(26)</sup>。今回の乱流火炎は、一枚の火炎面が定在的に形成されているわけではないので、反応帯前方の瞬間的な特性値を決定することは容易ではない。今後、LDVなどを用いて燃焼場における流速測定を行い、乱流特性値や火炎構造について、より詳細に検討する必要があると思われる<sup>(7)(8)(26)(27)</sup>。

## 5. 結 論

旋回噴流燃焼器を用いて強乱流中に火炎を形成させ、静電探針によるイオン電流測定を行った。また、熱線流速計による速度変動測定の結果から乱流特性値を求め、これまでに提案されている火炎構造位相図と比較して、強乱流予混合火炎の微細構造について検討を行った。その結果、以下のことが明らかとなった。

(1) 中心軸上のイオン電流測定の結果、軸方向位置が増加すると、反応帯の出現頻度が増加するにつれてイオン電流の時間平均値も増加し、ある位置で最大となった後減少する。トモグラフィ像と比較した結果、未燃ガスに対応する散乱光が強い部分ではイオン電流はほとんど検出されず、十分下流の散乱光強度が弱い既燃ガスの領域でもかなり低い値となった。反応帯近傍にイオン濃度の高い領域が存在することから、火炎のトモグラフィ像とイオン電流測定の結果にはよい対応が見られた。

(2) 主噴流流速を増加させると、イオン電流の平均値が最大となる位置は、火炎長が増加するに伴い増加した。また、イオン電流波形で観察される反応帯の

Table 1 Turbulence and flame properties

$U_m$ m/s	Z mm	$u'$ m/s	$L_x$ mm	$u'/S_L$ -	$L_x/\delta_L$ -	$l_T$ mm	$l_K$ $\mu\text{m}$
10	80	0.82	10.3	3.16	115.2	2.86	120.8
15	80	1.55	6.79	5.98	76.3	1.69	67.5
30	145	2.50	8.17	9.75	91.8	1.45	49.0

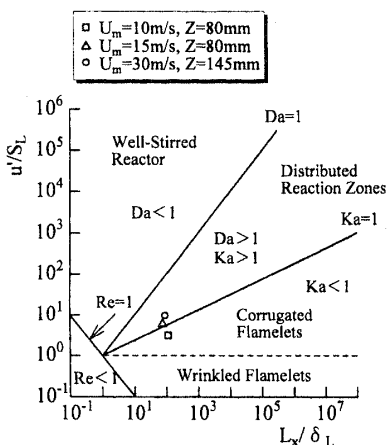


Fig. 7 Phase-diagram in premixed flames by Peters (1989) and experimental conditions

通過に対応する電流のピーク値は、流速を増加させると増加し、イオン電流の時間平均値も流速が大きいくほど高くなることがわかった。

(3) イオン電流波形を検討した結果、流速が10 m/sの場合は、未燃ガス、反応帯、既燃ガスに対応する領域が交互に現れ、連続した一枚の火炎面が探針を通過するしわ状層流火炎の波形が得られた。流速を増加させると、変動が激しくなるのに伴い波形のピークの数が増加する。流速が30 m/sでは、既燃ガス領域でも電流値が5~10 nAと高い値を示し、また、ピーク電流値も変動することがわかった。したがって、流速が増大するとイオン電流波形が、しわ状層流火炎とは異なる傾向を示すことがわかった。

(4) イオン電流の確率密度分布(PDF)は、流速が比較的小さい場合は、低い電流値にピークを持ち、それ以上の電流値の出現確率が徐々に減少するしわ状層流火炎特有の分布となった。しかしながら、流速を増加させると、40 nAまでの幅広い電流値をとり、分散形火炎に見られるランダム波形のPDFとなった。

(5) 非燃焼場で得られた乱流特性値をもとに、火炎構造位相図上で火炎構造の分類を行った。その結果、反応が活発と思われる領域では、流速が小さい $U_m=10$  m/sではしわ状層流火炎領域に、 $U_m=30$  m/sの場合は分散形火炎の領域に、 $U_m=15$  m/sの場合はその境界に位置することがわかった。この分類結果は、火炎のトモグラフィ像の観察結果およびイオン電流特性の結果と一致した。

以上の結果から、流速が小さい場合は一枚の火炎面が波打つしわ状層流火炎が形成されるが、流速が大きくなり乱れが強くなると、層流火炎の構造が壊れ、分散形火炎に近い火炎構造へと変化することが推察された。

## 文 献

- (1) Domkohler, G., *Z. Elektrochem.* **46** (1940), 601-626.
- (2) Ballal, D. R. and Lefebvre, A. H., *Proc. R. Soc. Lond. A.*, **344** (1975), 217-234.
- (3) Summerfield, M., Reiter, S. H., Kebely, V. and Mascolo, R. W., *Jet Propulsion*, **25** (1955), 377-384.
- (4) Bray, K. N. C., *Turbulent Reacting Flows*, Topics in Applied Physics, **44** (1980), 115-183.
- (5) Borghi, R., *Recent Advances in Aeronautics Science*, (1985), 117-134.
- (6) Peters, N., *21st Symp. Int. Comb.*, (1986), 1231-1250.
- (7) Yoshida, A., *22nd Symp. Int. Comb.*, (1988), 1471-1478.
- (8) 香月正司・水谷幸夫・安田俊彦・黒沢要治・小林一弥・高橋丈雄, 機論, **55**-514, B(1989), 1729-1736.
- (9) Yoshida, A., Narisawa, M. and Tsuji, H., *24th Symp. Int. Comb.*, (1992), 519-525.
- (10) 吉田亮・成澤道則・辻廣, 機論, **58**-552, B(1992), 2571-2576.
- (11) 平野敏右, 燃焼の科学と技術 Vol. 2, (1994), 5-13.
- (12) 香月正司・安田俊彦・水谷幸夫, 燃焼の科学と技術, Vol. 2, (1994), 69-76.
- (13) 古川純一, 燃焼の科学と技術, Vol. 5, (1997), 125-138.
- (14) 小沼義昭・森川正治, 燃焼研究, 108号, (1997), 39-48.
- (15) Yamamoto, K., Achiha, T. and Onuma, Y., *ASPACC 99*, (1999), 480-483.
- (16) 山本和弘・阿知波朝士・小沼義昭, 機論, B(1999), 3185-3190.
- (17) 小沼義昭・柴田稔, 機論, **46**-410, B(1980), 2044-2051.
- (18) Suzuki, T. and Hirano, T., *20th Symp. Int. Combustion*, (1984), 437-444.
- (19) Suzuki, T. and Hirano, T., *21th Symp. Int. Combustion*, (1986), 1385-1391.
- (20) 古川純一・原田栄一・平野敏右, 機論, **62**-598, B(1996), 2460-2465.
- (21) Yoshida, A. and Sakurai, K., *Transport Phenomena in Combustion*, (1995), 509-520.
- (22) 岡本京子・古川純一・平野敏右, 燃焼の科学と技術, Vol. 6, (1998), 45-53.
- (23) Peters, N., *Turbulent Reactive Flows*, Springer-Verlag, 1989, 242-256.
- (24) Abraham, J., Williams, F. A. and Bracco, F. V., *SAE, Paper, No. 850345*, (1985), 27-42.
- (25) 古川純一・中村朋宏・五味努・平野敏右, 機論, **57**-544, B(1991), 4272-4277.
- (26) 岡本京子・古川純一・平野敏右, 燃焼の科学と技術, Vol. 5, (1997), 113-123.
- (27) 平野敏右・鈴木鐸士・橋本洋一・益子一郎, 機論, **46**-405, B(1980), 1007-1015.
- (28) 古川純一・岡本京子・石澤務・平野敏右, 機論, **62**-598, B(1996), 2460-2465.
- (29) Tennekes, H. and Lumley, J. L., *A First Course in Turbulence*, MIT press, (1972), 59-75.
- (30) 城戸裕之・黄樹偉・中島建四郎, 機論, **57**-533, B(1991), 346-353.
- (31) Dryden, Hugh, L., *A Review of The Statistical Theory of Turbulence*, *Q. Appl. Math.*, **1** (1943), 7-42.
- (32) Yamaoka, I. and Tsuji, H., *20th Symp. Int. Combustion*, (1984), 1883-1892.