

## 強乱流予混合火炎の流れ場と構造\*

山本和弘\*<sup>1</sup>, 西澤泰樹\*<sup>2</sup>

## Flow Field and Structure of Highly Turbulent Premixed Flames

Kazuhiro YAMAMOTO\*<sup>3</sup> and Yasuki NISHIZAWA<sup>3</sup>Mechanical Engineering, Toyohashi University of Technology,  
1-1 Hibarigaoka, Tempaku-cho, Toyohashi-shi, Aichi, 441-8580 Japan

To examine the premixed flame structure in highly turbulent flow, by a cyclone-jet combustor, we have examined the flow field both in cold flow and in combustion field using LDV system. The turbulence scale has been obtained by Slot-Correlation method. The experiments have been conducted from the flamelet regime ( $U_m=10$  m/s) to the distributed reaction zone regime ( $U_m=30$  m/s) in combustion diagram. Results show that, in combustion field, the mean axial velocity does not decrease as much and rms fluctuation velocity is lower along the center axis, compared with those in cold flow. It could be explained with the flow expansion in combustion. That is, the turbulence transport is reduced due to the existence of low-density gas in shear layer at the flame front, which leads to a longer potential core in combustion field than that in cold flow. Flame generated turbulence is observed in radial velocity distribution. The integral length scale becomes larger at the flame zone due to the flow expansion.

**Key Words:** Premixed Combustion, Flame, Turbulent Flow, LDV, Jet

## 1. 緒 論

乱流燃焼は現象そのものが非常に複雑であり、いまだに解明されていない部分が多い。乱流予混合火炎の構造に関する研究は、これまでも数多く行われ、火炎の特性と乱れのスケールを用いて、火炎モデルにより検討が行われている<sup>(1)~(3)</sup>。近年、レーザ計測技術が発達し、瞬間の二次元の火炎構造を直接得ることが可能となったことから、計測結果と火炎モデルとの比較が行われている。Buschmannらは、OH-LIF/Rayleighの濃度・温度場の同時測定により熱的な火炎帯の厚さを計測し、分散型火炎の存在条件である $Ka>1$ でも、局所の火炎構造は数値解析により求めた層流予混合火炎の火炎帯厚さよりもむしろ薄くなると報告した<sup>(4)</sup>。またMansourらは、二次元のCH-LIF/Rayleighの同時測定から、反応帯の厚さは薄いままで予熱帯のみが厚くなることを指摘した<sup>(5)</sup>。これによりPetersは、これまでの火炎モデルを一部修正し、乱れが強い場合は層流火炎と同程度の薄い反応帯(Thin

Reaction Zone)をもつ火炎が形成され、さらに乱れが強くなると局所消炎が起きた火炎構造(Broken Reaction Zone)となるといった新しい火炎構造位相図を提案している<sup>(3)</sup>。したがってまず、燃焼場の乱流スケールを正しく求め、火炎構造と流れ場について詳細に調べることが重要である。

一般に、燃焼場の流速測定にはレーザドップラー流速計(LDV)が用いられ、乱流予混合火炎についての検討が古くから行われてきた<sup>(6)~(8)</sup>。ただし近年は、レーザ計測技術の進展により、火炎と流れの同時計測が可能となり、粒子画像流速計(PIV)などを用いた二次元の瞬時速度場も測定されている<sup>(9)(10)</sup>。燃焼場では発熱反応による熱膨張が起こり、火炎面前後で流れが加速される。乱流火炎では火炎が変動していることから、火炎が存在する領域で流速を測定すると乱れが増幅されて観測される(Flame-Generated Turbulence<sup>(11)</sup>)。JonathanらはPIVとLIFによる流れ場と火炎位置の同時測定を行い、検討を行った<sup>(10)</sup>。また古川の研究グループは、LDVと静電探針を組合せることにより未燃ガスと既燃ガスの乱れを区別し、火炎面前後の流れの変化について詳細に検討している<sup>(12)(13)</sup>。その結果、火炎による熱膨張により火炎面に垂直の速度成分が加速され、等方性の乱れが非等方性になることを見

\* 原稿受付 2001年3月27日。

<sup>1</sup> 正員、豊橋技術科学大学工学部 (〒441-8580 豊橋市天伯町雲雀ヶ丘1-1)。<sup>2</sup> 学生員、豊橋技術科学大学大学院。

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

いだした。

しかし、これらの研究は比較的乱れの弱い流れ場に形成された火炎を対象としており、非常に強い乱流場における火炎構造の検討が不十分である。特に、火炎構造位相図上でしわ状層流火炎よりも乱れが強い領域において、流れ場と火炎構造を調べる必要がある。これまでに著者らは、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て、強乱流予混合火炎の構造について検討してきた<sup>(14)~(17)</sup>。そこで本研究では、LDVを用いて、流速30 m/sまでの乱流場における燃焼場と非燃焼場の流速測定を行った。また、熱電対による温度測定と静電探針によるイオン電流測定を行って火炎構造を調べ、燃焼場における流れ場と乱流スケールについて検討した。

## 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、内径27 mm、高さ23 mmの円筒形状の保炎室と、底部中心にある内径12.7 mmの主噴流ノズルからなる。燃焼器の側壁底部には内径2.4 mmの2本の旋回噴流ノズルが半径方向に対して50°の角度で設置されている。この旋回噴流ノズルにより噴出された予混合気は、燃焼器中を旋回しながら燃焼するので、保炎室内にリング状の強制再循環流火炎が形成され、これが主噴流火炎に対するパイロット火炎となる。これにより平均出口流速が100 m/s程度でも、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)</sup>。今回は乱れの影響を調べるため、主噴流流速 $U_m$ (混合気の体積流量を主噴流ノズル断面積で割った平均流速)を10 m/sと30 m/sとし、主噴流当量比は一定とした( $\phi_m=0.75$ )。この場合のレイノルズ数はそれぞれ7800と23500である。またパイロット火炎

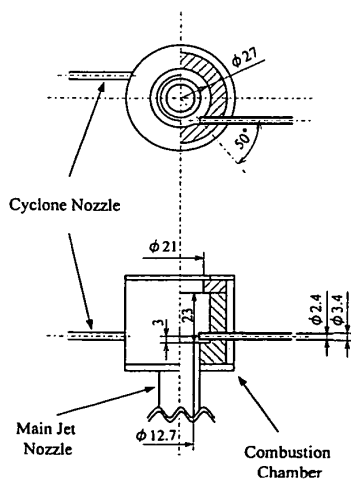


Fig. 1 Cyclone-jet combustor

の条件は平均出口流速  $U_p=20$  m/s, 当量比  $\phi_p=0.7$  である。すでに行った流速測定の結果から, Borghi の火炎構造位相図上で,  $U_m=10$  m/s が Corrugated Flamelets Regime に, 30 m/s が Distributed Reaction Zones Regime に対応した<sup>(17)</sup>。なお, 燃料にはプロパンを用いた。

燃焼場の流速測定には LDV を使用した。ただし, 1 波長 2 ビーム式のシステムであるため, 主流方向である軸方向速度のみを測定した。光源は波長 514.5 nm, 出力 300 mW のアルゴンイオンレーザー (NEC, GLG 3200) を用い, 前方にコーナキューブを配置したデュアルビーム方式後方散乱形の光学系および信号処理器からなるレーザー流速計 (TSI, IFA 755) を使用した。ビーム径とレンズの焦点距離から求められる測定体積の寸法は, 高さ 0.11 mm, 長さ 1.14 mm である。散乱粒子には, 平均粒径 1.77  $\mu\text{m}$  のタルク粉体 (竹原化学工業製, ハイミクロン HE-5) を使用した<sup>(18)(19)</sup>。なお, 流速条件により散乱粒子の供給量とシフト周波数を調整した。LDV により得られるデータは時間間隔が不規則であり, スペクトル解析や自己相関係数を求める際には何らかの処理が必要である。そこで, 補間の必要がなく流速データから直接統計量を求めることができる Slot-Correlation 法を適用し<sup>(20)~(22)</sup>, FORTRAN で作成したプログラムを用いて自己相関係数を算出した<sup>(23)</sup>。

燃焼場における反応領域を特定するため, 静電探針を用いて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, カード形 14 bit, 50 kHz の A-D 変換器 (KEYENCE, NR 110) を介してパーソナルコンピュータに取り込み解析を行った。また, SiO<sub>2</sub> のコーティングを施した Pt-Pt/13%Rh 熱電対 (素線径 50  $\mu\text{m}$ ) を用いて平均温度の測定を行った。ただし, 熱慣性による応答遅れの電気補償およびぶく射補正は行っていない。

## 3. 実験結果

3.1 燃焼場と非燃焼場の軸方向速度分布 始めに火炎が流れ場に及ぼす影響について検討するため, 燃焼場と非燃焼場の流速測定を行った。図 2, 3 に  $U_m=10$  m/s と 30 m/s の中心軸上の平均流速  $U$  と乱れ強さ  $u'$  (流速変動の rms 値) の軸方向分布を示す。ここで,  $Z$  は燃焼器出口からの軸方向距離である。比

較のため、燃焼場の平均温度とイオン電流測定の結果も同時に示す。

まず非燃焼の流れ場であるが、すでに熱線流速計により行った結果<sup>(15)</sup>と比較すると、いずれの流速でもこれまでの結果と同様な傾向を示していることがわかった。すなわち、燃焼器からの軸方向距離が増加すると、噴流のもつ運動量が周囲へ拡散して平均流速は単調に減少するが、乱れ強さはノズル出口付近でいったん最大になり、その後下流にいくにしたがい減少した。これに対し、燃焼場の流れは非燃焼場と大きく異なっていることがわかった。まず、平均流速はノズル出口で非燃焼場の値よりもかなり高い値を示している。また、かなり下流まで高い流速が維持され、その減衰が遅れることがわかる。逆に乱れ強さは、非燃焼のときと比べてノズル出口付近で低く抑えられ、下流域で著しく増加した。すなわち、燃焼場では中心軸上の乱れのピークが著しく下流へ移動する現象が見られ

た。これらの傾向は、すでに Yoshida らが行った乱流予混合火炎の流速測定結果<sup>(7)</sup>と定性的に一致した。

一方、平均温度と平均イオン電流の分布であるが、いずれの流速でも軸方向距離が増加するとまず平均温度が上昇し、その後イオン電流値が増加した。イオン電流が高い領域は反応領域にほぼ対応すると考えられる。したがって火炎は変動しているものの、例えば  $U_m=10$  m/s では  $Z=20\sim 30$  mm に予熱帯があり、 $Z=30\sim 110$  mm 付近に反応領域が存在している。それぞれの流速の平均温度分布およびイオン電流分布を比較すると、これらの軸方向分布がほぼ相似であることから、時間平均の火炎構造が非常に似ていることがわかった。これらの分布と流速分布を比較すると、例えば温度が最高に達して再び減少し始めると乱れ強さが増加し、平均流速は減少した。したがって、火炎が存在することにより流れ場が大きく変化することがわかった。その理由については後で詳細に考察する。

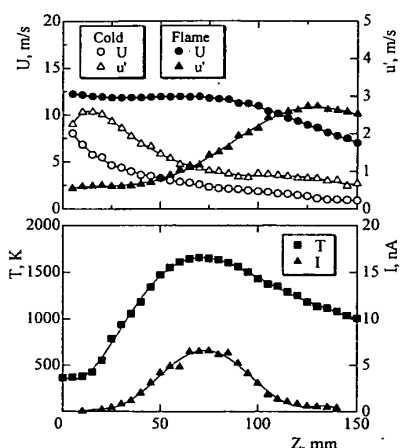


Fig. 2 Axial distributions of velocity, temperature, and ion current;  $U_m=10$  m/s,  $\phi_m=0.75$

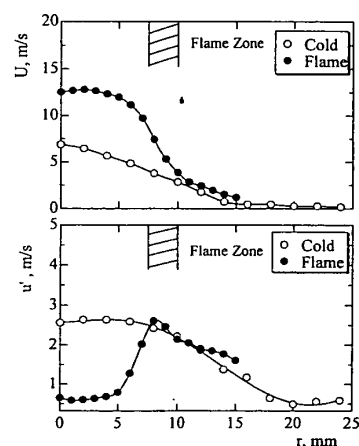


Fig. 4 Radial distributions of mean and rms velocities;  $U_m=10$  m/s,  $Z=20$  mm

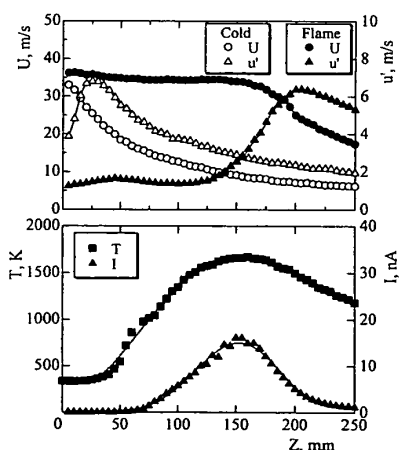


Fig. 3 Axial distributions of velocity, temperature, and ion current;  $U_m=30$  m/s,  $\phi_m=0.75$

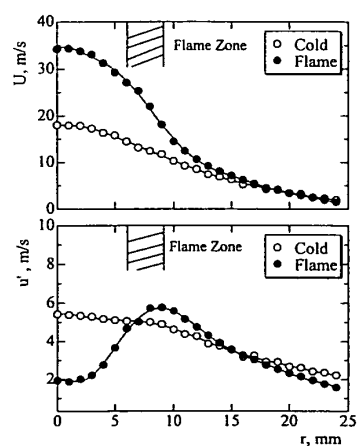


Fig. 5 Radial distributions of mean and rms velocities;  $U_m=30$  m/s,  $Z=50$  mm

**3・2 燃焼場と非燃焼場の軸方向速度の半径方向分布** 今回形成される流れ場は、燃焼器出口から混合気が噴出されることから、いわゆる噴流と同様、噴出される混合気と周囲空気との大きな速度差により生じる速度こう配によって乱れが生成されるものと考えられる。したがって、今回の乱流火炎の乱れの特性を明らかにするには、大きな速度こう配が存在する半径方向の速度分布を調べる必要がある。そこで、 $U_m=10, 30 \text{ m/s}$  について、非燃焼場と燃焼場の軸方向速度の半径方向分布を調べた。中心軸上で温度がそれほど上昇していない位置 ( $U_m=10 \text{ m/s}$  は  $Z=20 \text{ mm}$ ,  $U_m=30 \text{ m/s}$  は  $Z=50 \text{ mm}$ ) において得られた結果を図 4, 5 に示す。火炎の影響を明確にするため、非燃焼場と燃焼場の半径方向の平均流速と乱れ強さをそれぞれ別々に示した。また、イオン電流測定から推定した火炎位置を図 4, 5 中に斜線で示した。これによると周辺部では、いずれの流速でも平均流速と乱れ強さはほぼ一致した。しかし燃焼場の乱れ強さは火炎帯近くで大きくなり、中心では逆に小さくなることがわかった。また平均流速は、非燃焼に比べて燃焼場のほうが大きくなった。

次に、より広い範囲で非燃焼場と燃焼場の流れ場について検討した。図 6 と図 7 は、 $U_m=30 \text{ m/s}$  において、 $Z=10, 50, 100, 150, 200 \text{ mm}$  の各断面で得られた非燃焼場と燃焼場の軸方向速度の半径方向分布である。まず、図 6 の非燃焼場についてであるが、 $Z=10 \text{ mm}$  の場合は、平均流速が中心で最大となり、乱れ強さは  $r=4 \text{ mm}$  付近で最大となる。その後下流にいく

にしたがい噴流の幅が広がり平均流速は単調に減少していることがわかる。一方燃焼場では、乱れ強さが中心部と周辺部で小さく、火炎が形成されている位置でほぼ最大となった。中心での流速は  $Z=150 \text{ mm}$  まで高いままである。また興味深いことであるが、火炎付近の乱れ強さの極大値は、いずれの断面でもほぼ同じであった。

**3・3 乱れのスケール** 次に乱流スケールを求めて、燃焼場の乱れについて検討することにした。まず、LDV により測定された非燃焼場と燃焼場の速度変動について調べた。火炎が存在することによる影響を明らかにするため、同じ主噴流流速  $U_m=30 \text{ m/s}$  において火炎が変動する位置  $Z=50 \text{ mm}$ ,  $r=8 \text{ mm}$  において得られた非燃焼場と燃焼場の軸方向速度  $u$  の時間変化をそれぞれ図 8 に示す。ただし、丸で示されたプロットはドップラー信号が観測された点である。この位置での非燃焼では平均流速は  $12 \text{ m/s}$ , 燃焼では  $21 \text{ m/s}$  である。非燃焼のときの測定点は多く、細かな速度変化まで測定されていることがわかる。一方燃焼場では、火炎が存在する位置を観測点に選んだことから、熱膨張により流速が加速され、速度変化が大きくなっていることがわかる。ただし、散乱粒子の粒子密度も減少するため、実際に測定された点が非燃焼のときと比べてかなり少ない。したがって、測定された速度データだけでは実際の速度変動に追従できていない可能性がある。平均流速や乱れ強さは、計算に用いるデータ数が十分であれば実際の値に近いと思われるが、速度の相関から乱流スケールを求める場合は十分なデー

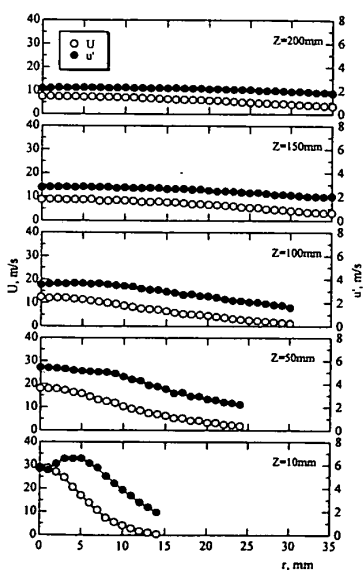


Fig. 6 Radial distributions of mean and rms velocity in cold flow;  $U_m=30 \text{ m/s}$

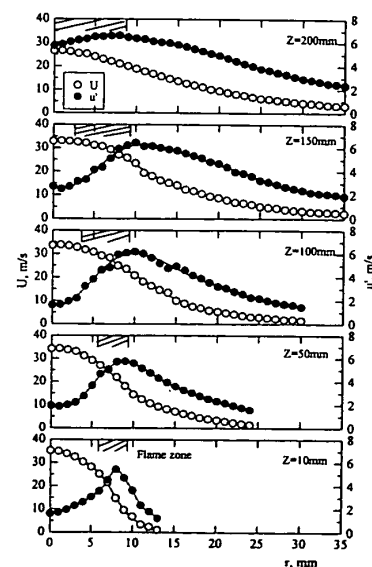


Fig. 7 Radial distributions of mean and rms velocity in combustion field;  $U_m=30 \text{ m/s}$ ,  $\phi_m=0.75$

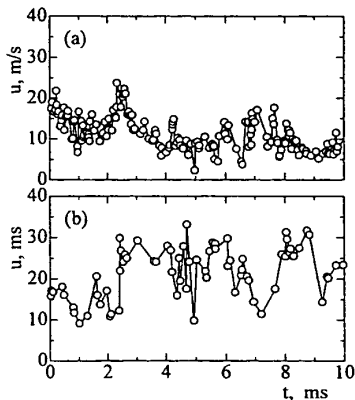


Fig. 8 Velocity fluctuation, (a) in cold flow, (b) in combustion field;  $Z=50$  mm,  $r=8$  mm

タレートが必要である。なぜなら通常、LDVの時系列データは時間間隔が不規則であり、速度の相関を求める場合は存在しないデータを直線により補間する直線補間法や、次の速度が測定されるまで前の流速を保持する Hold 法により補間することが多く、正しい相関が求められないからである。そこで本研究では、次式の Slot-Correlation 法により自己相関係数を求め、乱流スケールを算出した<sup>(23)</sup>。

$$R_{u'u'}(k\Delta\tau) = \frac{\sum (u'_i \cdot u'_j)_{(k\Delta\tau)}}{N_{k\Delta\tau} (u_{rms})^2},$$

$$(k-1/2)\Delta\tau \leq (t_j - t_i) \leq (k+1/2)\Delta\tau$$

ここで、 $\Delta\tau$  を Slot 幅といい、遅れ時間  $\tau$  は  $\Delta\tau$  の倍数となる。また、 $k$  は自然数、 $u'_i, u'_j$  はそれぞれ時刻  $t_i, t_j$  における流速の変動成分、 $N_{k\Delta\tau}$  は上の不等式を満たす流速データの組  $(u'_i, u'_j)$  の数であり、ある Slot 内に入るデータ数となる。Slot-Correlation 法では、LDV により測定された流速データから直接速度の相関を求めるため、データを補間する必要がない。また、Slot 幅を小さな値に設定することで、高い時間分解能で計測されたデータを有効に利用することができる。

まず、火炎が変動している位置の  $U_m=30$  m/s,  $Z=50$  mm,  $r=8$  mm において得られた非燃焼場と燃焼場の自己相関係数を図 9 に示す。いずれの場合も遅れ時間  $\tau$  が大きくなると相関は低くなっているが、燃焼場のほうがその減少が大きい。図 5 でもわかるように、この位置では燃焼場の乱れ強さが非燃焼場よりも大きくなっている。したがって、同じ遅れ時間では非燃焼場よりも燃焼場のほうが変動が大きく相関が低くなったものと思われる。したがって、燃焼場のような急激な速度変動を伴う場合には、補間の必要がなく高い時間分解能のデータを有効に活用する Slot-Correlation 法が有効であると思われる。

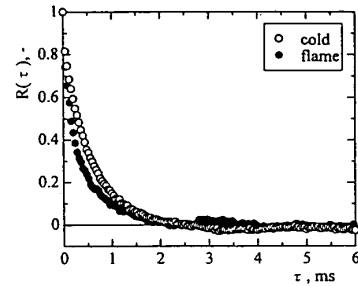


Fig. 9 Auto-correlation coefficient;  $U_m=30$  m/s,  $Z=50$  mm,  $r=8$  mm

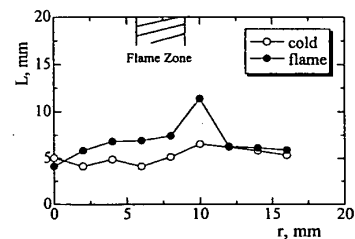


Fig. 10 Radial distribution of longitudinal integral length scale;  $U_m=30$  m/s,  $Z=50$  mm

次に、自己相関係数を積分することにより積分時間スケールを求め、平均流速との積により軸方向積分空間スケールを算出した<sup>(16)</sup>。図 10 に流速  $U_m=30$  m/s,  $Z=50$  mm の位置において得られた非燃焼場と燃焼場の積分空間スケール  $L$  の半径方向分布を示す。これによると非燃焼場の積分空間スケールは、半径方向位置によりそれほど大きく変化しないものの中心付近でやや小さく、周辺部で大きくなっていることがわかる。これを図 5 の流速分布と比較すると、周辺にゆくほど速度変動が小さくなっていることから、乱れが小さいほどスケールが増加していることがわかった。一方燃焼場では、周辺部でスケールが非燃焼の値とほぼ等しくなったが、それ以外はスケールが非燃焼場の値より大きくなった。特に、火炎帯付近で燃焼場のスケールがかなり大きくなっている。温度変化がなければ密度は一定であり、乱れが大きいほど積分空間スケールは小さくなると予想されるが、図 5 によればこの領域で乱れは逆に増加している。したがって、火炎が存在することにより乱れのスケールが変化することが明らかとなった。

#### 4. 考 察

まず、LDV により得られた流速測定結果の妥当性を検討するため、反応のない流れ場の理論解析結果と比較した。燃焼器から噴出された流れはいわゆる噴流に近い流れであると考えられるため、軸対称噴流流れ

の解析解と比較することにした。一般に、乱流を記述する保存式を解析的に解くのは困難であり、平均量と変動量を用いて記述した Reynolds 方程式において、分子輸送による粘性項を無視し、非圧縮性と境界層近似を仮定して解くことが多い<sup>(24)</sup>。このときレイノルズ応力項をモデル化する必要があるが、ここでは速度変動が主流方向(軸方向)の平均速度こう配に比例すると仮定する Prandtl の混合距離理論を用いて解いた Tollmien の解と、渦動粘性係数が Z 軸に垂直な断面で一定とする Prandtl の第 2 仮説を用いて解いた Goertler の解と比較した。これらの仮定は非常に簡単であり実際の現象を完全には記述していないが、噴流の発達と流速分布の相似性を把握するうえで役立つ。ちなみに、ポテンシャルコアより後流の完全発達領域でこれらの解析解と実験結果との比較はすでに行われており、噴流軸付近では Goertler の解と実験値がよく一致し、周辺部では Tollmien の解と一致することがわかっている<sup>(25)</sup>。

これらの解析解と実験結果を比較したものを図 11 に示す。ここで、軸方向速度は軸断面の最大流速  $U_{max}$  を用いて、半径方向距離は  $U_{max}/2$  となる r 方向位置 b を用いて無次元化した。ただし、b の位置を特定できない非燃焼場の  $Z=150, 200$  mm の速度分布については解析解との比較を行っていない。

これによると、図 11(a) の非燃焼場の速度分布は、各流速・断面によらず一つの曲線上にあり、解析解にほぼ一致することがわかった。したがって、旋回噴流燃焼器から噴出される非燃焼の流れは軸対称噴流に近く、また各断面で速度分布が相似とみなせることがわかった。一方燃焼場は、 $Z=200$  mm のほぼ既燃焼ガスと考えられる断面以外は、実験で得られた流速分布

と解析解がかなり異なることがわかった。燃焼場では急激な温度変化があり、非圧縮の仮定が成り立たなくなることから、この結果は妥当であると思われる。そこで火炎が流れ場にどのような影響を与えるかについて、以下で考察を行う。

Yoshida らは、噴流火炎を対象に流れ場と温度場について詳細に検討しており、平均流速と乱れ強さの軸方向分布を求めている<sup>(7)</sup>。それによると本実験と同様、平均流速は非燃焼のときと比べて下流まで高い値が維持されている。乱れ強さは温度変動が大きくなる領域で急激に増加し始め、下流の既燃ガスと周囲空気が混合する領域で最大となった。温度の PDF からこの実験条件では火炎はしわ状層流火炎であった。未燃ガスと既燃ガスが交互に現れ温度が変動する領域で乱れの増加し始めることから、火炎の変動に起因する温度変動が乱れを生成することを指摘した。これは、いわゆる Flame-Generated Turbulence である。しかし、火炎が強い乱流場に形成される場合は、流れに存在する乱れが大きく、火炎が変動することによる乱れの増幅作用はそれほど大きくないと指摘もある<sup>(12)</sup>。本測定結果でも、火炎に起因する乱れの増幅が速度分布に現れていると思われるが、図 2 および図 3 では、非燃焼の場合の速度分布と比べると燃焼により逆に乱れが抑制されているように見える。燃焼場では温度が上昇することから粘性が増加し、乱れは抑制されることが考えられる。柳らは、レイノルズ数が 1800 程度の比較的乱れの弱い乱流場に形成される噴流火炎を対象に流速測定を行い、火炎位置では粘性の増加によって乱れが減少することを指摘した<sup>(6)</sup>。ただし、本研究のように乱れが非常に強い場合は乱流輸送が支配的であり、粘性の影響が小さいことが予想される。これ以外にも、燃焼場では熱膨張により密度が減少し、周辺部への運動量の輸送が抑制されてポテンシャルコアが長くなる、との報告もある<sup>(9)</sup>。そこで、流速の PDF を求めて流れ場を調べ、(1)火炎による乱れの増幅、(2)粘性の影響、(3)熱膨張、の三つの点から火炎の流れ場への影響について検討した。

図 12 は  $U_m=30$  m/s,  $Z=60, 150, 205$  mm の位置で得られた中心軸上の速度の PDF である。非燃焼場と燃焼場の PDF をそれぞれ図 12(a), (b) としたが、図 3 の平均温度とイオン電流分布の結果から、 $Z=60$  mm は平均温度約 600 K の予熱帯領域、 $Z=150$  mm はイオン電流値が高いことから反応領域、 $Z=205$  mm は既燃ガス領域にほぼ対応する。非燃焼の場合、図 3 によれば  $Z=60$  mm で平均流速と乱れ強さの両方が減衰しているため、PDF にも流速がかなり遅い

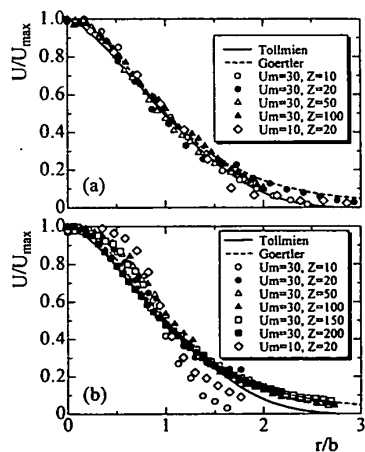


Fig. 11 Analytic solution and axial velocity; (a) in cold flow, (b) in combustion field

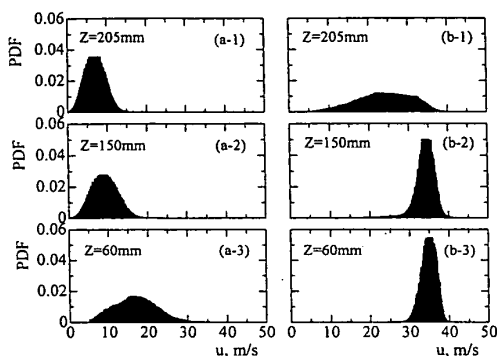


Fig. 12 PDF of axial velocity, (a) in cold flow, (b) in combustion field;  $U_m=30$  m/s,  $r=0$  mm

ものが含まれている。それより下流では、流速の遅いものの頻度が多くなり乱れも減衰している。

一方燃焼場であるが、 $Z=60$  mm では速度の PDF には流速 30 m/s から 40 m/s の速度をもつものがほとんどである。ところが、より下流の  $Z=150$  mm となっても PDF の形状がほとんど変わらず、流速の減衰がほとんどないことがわかった。この領域は反応領域であることから火炎帯が変動していると考えられるが、 $Z=100\sim 150$  mm でも乱れ強さは小さく、火炎の変動に起因する未燃ガスと既燃ガスの速度変動が見られないことから、今回の乱流場では(1)の火炎による乱れの増幅の影響が軸方向分布ではそれほど顕著ではないことがわかった。

次に(2)の粘性の影響について検討する。一般に温度が増加すると粘性は大きくなるので、燃焼場で乱れが抑えられたことはこの燃焼場における高い粘性の影響とも考えられる。しかしながら、(i)図 2, 3 の乱れ強さの軸方向分布において、平均温度が上昇しても乱れが小さくならない、(ii)出口直後から抑えられた乱れ強さは、 $U_m=10$  m/s と 30 m/s のいずれの場合でも平均流速の 20%程度であり、 $U_m=10$  m/s のほうが相対的に粘性の影響が大きくなっていない、(iii)図 11 の燃焼場の速度分布において、十分下流の既燃ガスの領域では、粘性項を無視した解析解と速度分布がほぼ一致する、の三つの理由から粘性の影響で乱れが抑えられたわけではないと思われる。

したがって、燃焼場の軸方向分布で速度の減衰が遅れ、乱れが抑えられたことは(3)の熱膨張によりおもに説明できるものと思われる。図 12 の燃焼場の速度の PDF において、 $Z=205$  mm では速度の確率密度がかなり広範囲にわたっている。この領域においてようやく主噴流の運動量が周辺部へ拡散して速度が減衰したと考えれば、非燃焼場よりもポテンシャルコアが長くなったことになる。したがって燃焼場では、熱膨張

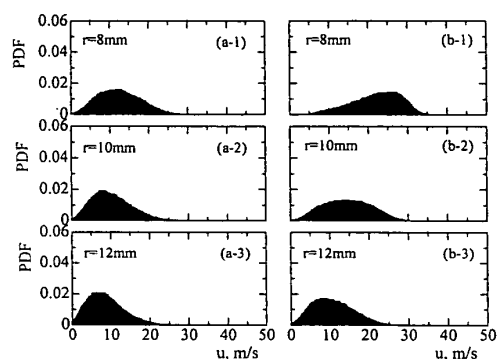


Fig. 13 PDF of axial velocity, (a) in cold flow, (b) in combustion field;  $U_m=30$  m/s,  $Z=50$  mm

により速度こう配に起因する乱流輸送が抑制されてポテンシャルコアが長くなると考えるのが妥当であると思われる。

このことを確認するため、火炎が存在する付近の速度の PDF を半径方向に対し求め検討した。図 13 は流速  $U_m=30$  m/s,  $Z=50$  mm の位置で、半径方向距離  $r=8, 10, 12$  mm の位置において得られた速度の PDF を示す。この軸断面では、火炎は  $r=6\sim 9$  mm 付近で変動している。比較のため、非燃焼場の PDF も求めた。まず非燃焼時の PDF であるが、図 6 によりこれらの位置では、すでに周囲空気との混合が進んでおり速度は減衰している。ただし、平均流速および乱れ強さとも半径方向にあまり変化がなく、これら三つの位置の PDF はほとんど同じであった。しかし燃焼場では、 $r=12$  mm の PDF が非燃焼場とほぼ同じであるが、 $r=8, 10$  mm では速度の PDF が大きく異なることがわかった。

ここで、これら半径方向位置における乱れ強さを図 5 から求めた。その結果、 $r=8, 10, 12$  mm ではそれぞれ  $u'=5.7, 5.6, 4.8$  m/s であり、火炎が存在する  $r=8$  mm で乱れは逆に大きい。温度の上昇により粘性が増加したとすると、乱れは減少するはずである。また図 7 では、下流にいくにしたがい半径方向の速度こう配が緩やかになるにもかかわらず、火炎付近の乱れはいずれの断面でもほぼ同じであった。これらは、速度こう配による乱れの生成では説明できない。この領域では火炎が変動しているため、(2)の火炎による乱れの増幅が観測されたものと思われる。

この火炎による乱れの増幅は、(3)の熱膨張によるものとされている。Chen らは、LDV による速度測定、Rayleigh 散乱法による温度測定、LIF 法による OH 濃度測定を行い、乱流火炎の構造と熱膨張の影響を調べた<sup>(9)</sup>。それによると、燃焼場の中心軸上の乱れエネルギーは非燃焼場と比較して低いままであった。

また、高温の領域で乱れのスケールが増加した。したがって、熱膨張により密度が減少した結果、噴流と周囲空気とのせん断による乱流輸送が抑制されて、ポテンシャルコアが長くなったと結論付けた。高城からも、乱流拡散火炎に対してではあるが、ほぼ同様の結果を報告した<sup>(26)</sup>。本実験でも図 10 において、火炎付近で乱れのスケールが増加したが、これも熱膨張によるものと思われる。

以上により、強乱流場では乱れそのものが大きいため(2)の粘性の影響は小さく、(3)の熱膨張により速度こう配に起因する乱流輸送が抑制され、燃焼場の流れが非燃焼と大きく異なったものと思われる。また、その熱膨張に起因して(1)の火炎による乱れの増幅が半径方向の速度分布に顕著に現れることがわかった。

## 5. 結 論

強乱流場に形成される予混合火炎の構造について検討するため、旋回噴流燃焼器を用い、平均出口流速が 30 m/s までの乱流流れを対象に、LDV により流速測定を行った。また、Slot-Correlation 法を用いて乱流スケールを求めた。ここで、流速 10 m/s は Corrugated Flamelets Regime に、30 m/s は Distributed Reaction Zones Regime に対応する。その結果、燃焼場の平均流速は非燃焼場と比較して下流まで高い値が維持され、その減衰が遅れることがわかった。乱れ強さは上流で低く抑えられ、下流域で増加した。これはおもに燃焼による熱膨張により説明される。すなわち、火炎が存在することにより密度が減少し、速度こう配に起因する周囲への乱流輸送が抑制される。これにより、非燃焼時と比べて流速の減衰が遅れ、ポテンシャルコアが長くなったものと思われる。また、半径方向の速度分布を調べたところ、火炎が形成されている付近で乱れが大きくなり、軸方向分布では見られなかった火炎による乱れの増幅が観測された。積分空間スケールを求めた結果、燃焼場では火炎が存在する付近でスケールが増大した。これも熱膨張がおもな原因であると考えられる。

## 文 献

- (1) Borghi, R., (Bruno, C. and Casci, C., eds.), *Recent Advanced in Aeronautics Science*, (1984), 117-134., Pergamon.
- (2) Peters, N., (Borghi, R. and Murthy, S. N. B., eds.), *Turbulent Reactive Flows*, (1989), 242-256.
- (3) Peters, N., *J. Fluid Mech.*, **384** (1999), 107-132.
- (4) Buschmann, A., Dinkelacker, F., Schafer, T. and Wolfrum, J., *Proc. 26th Symp. Int. Combust.*, (1996), 437-445.
- (5) Mansour, M. S., Peters, N. and Chen, Y. C., *Proc 27th Symp. Int. Combust.*, (1998), 767-773.
- (6) 柳哲以・三村洋一, 燃焼研究, **48** (1978), 1-16.
- (7) Yoshida, A., and Tsuji, H., *Proc. 17th Symp. Int. Combust.*, (1979), 945-956.
- (8) Yanagi, T. and Miura, Y., *Proc. 18th Symp. Int. Combust.*, (1981), 1031-1039.
- (9) Chen, Y. C., Peters, N., Schneemann, G. A., Wruck, N., Renz, U., and Mansour, M. S., *Combust. Flame*, **107** (1996), 223-244.
- (10) Jonathan, H., Frank, H., Lyons, K. M. and Long, M. B., *Combust. Flame*, **107** (1996), 1-12
- (11) Karlovitz, B., Denniston, D. W., Knapschaefer, D. H. and Wells, F. E. *Proc. 4th Symp. Int. Combust.*, (1953), 613-620.
- (12) 岡本京子・古川純一・平野敏右, 燃焼の科学と技術, **6** (1997), 113-123.
- (13) 野口佳樹・古川純一・平野敏右, 燃焼の科学と技術, **8** (2000), 97-106.
- (14) Onuma, Y., Morikawa, M., Takeuchi, T. and Noda, S., *Proc. 8th Int. Symp. Transport Phenomena Combust.* (1995), 617-628.
- (15) 山本和弘・阿知波朝士・小沼義昭, 機論, **65-657**, B (1999), 3185-3190.
- (16) 山本和弘・阿知波朝士・小沼義昭・機論, **66-642**, B (2000), 585-590.
- (17) Yamamoto K. Achiha T. and Onuma Y., *AIAA Paper*, 2000-0186, 1-8, (2000).
- (18) 李英在・林好徳・小沼義昭・機論, **56-528**, B (1990), 2503-2509.
- (19) 李英在・小沼義昭, 機論, **57-533**, B (1991), 339-345.
- (20) Gaster, M. and Roberts, J. B., *J. Inst. Math. Appl.*, **15** (1975), 195-216.
- (21) Adrian, R. J. and Yao, C. S., *Exp. Fluids*, **5** (1987), 17-28.
- (22) Sree, D. and Bell, B., *AIAA*, **95-2243** (1995), 1.
- (23) 山本和弘・西澤泰樹・小沼義昭, 機論 B 編, 掲載決定.
- (24) 日野幹雄, 流体力学, (1992), 294-317, 朝倉書店.
- (25) Rajaratnam, N. (野村安正訳), *Turbulent Jet (噴流)*, (1980), 26-46, 森北出版社.
- (26) 高城敏美・申鉉東, 機論, **45-400**, B (1979), 1944-1956.