

## 乱流燃焼場のPIV計測と乱れスケールの算出\*

山本和弘<sup>\*1</sup>, 井上 聡<sup>\*2</sup> 山下博史<sup>\*1</sup>  
下栗大右<sup>\*3</sup>, 石塚 悟<sup>\*4</sup>, 小沼義昭<sup>\*5</sup>

## PIV Measurement and Turbulence Scale in Turbulent Combustion

Kazuhiro YAMAMOTO<sup>\*6</sup>, Satoshi INOUE, Hiroshi YAMASHITA,  
Daisuke SHIMOKURI, Satoru ISHIZUKA and Yoshiaki ONUMA<sup>\*6</sup> Department of Mechanical Science and Engineering, Nagoya University,  
Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

We have investigated a turbulent combustion by PIV (Particle Image Velocimetry) technique. Comparing with LDV data, the validity of PIV measurement has been confirmed. Especially, the conditions of sampling number and spatial resolution have been revealed to obtain reliable data by PIV. Based on the velocity fields in cold flow and combustion, the interaction between flame and flow has been discussed. It is observed that the flow field is changed by combustion and the turbulence is reduced. For determining statistic quantities such as mean velocity and rms of velocity fluctuation, the sampling number of 1 000 is needed. Moreover, the velocity correlation coefficient is evaluated to obtain the integral length scale of the flow. For both cold flow and combustion, the estimated scale by PIV is very close to that by LDV based on the assumption of Taylor's hypothesis. Resultantly, the special resolution in this study is about 6 times smaller than the integral length scale.

**Key Words:** Premixed Combustion, Flame, Turbulent Flow, Flow Measurements, PIV

## 1. 緒 論

乱流燃焼はさまざまな工業的分野で見られるが、その現象の複雑さのために未解明の部分が多く存在する。乱流予混合火炎に関してはさまざまな研究が行われている。Buschmannらは強い乱流燃焼中の温度場をOH-PLIF/Rayleigh同時計測法により検討し、熱的な火炎帯厚さを求め、数値解析により求めた厚さに比べて薄くなることを見いだした<sup>(1)</sup>。また、MansourらはCH-PLIF/Rayleigh同時計測を行い、反応帯は厚くならず、予熱帯のみが厚くなることを報告した<sup>(2)</sup>。これによりPetersは、これまでの火炎構造位相図を一部修正し、反応帯は厚くならず予熱帯のみが厚くなるというThin Reaction Zoneを提案した<sup>(3)</sup>。このように、乱流スケールや乱れ強さといった知見から火炎構造を検討するうえで、流れ場を正確に計測する

ことは非常に重要となる。

流れ場の測定にはさまざまな手法がある(表1)。従来から用いられてきた熱線流速計、レーザドップラー流速計(Laser Doppler Velocimeter)に加えて、近年ではレーザ計測技術の発展により、粒子画像流速計(Particle Image Velocimetry)も多く用いられるようになってきた。レーザを用いた流速測定法は非接触測定であるため、測定対象の場にほとんど影響を与えない有効な測定法である。

著者らは高い火炎安定性を有する旋回噴流燃焼器を用いて、乱流予混合火炎に関する実験的検討を進めてきた<sup>(4)~(6)</sup>。これまでに、LDVによる流速測定から得られた不等間隔時系列データをもとにSlot-Correlation法で乱れのスケールを算出し、位相図上で検討を行った。また、火炎により乱れが抑制され、主噴流のポテンシャルコアが非燃焼流に比べて長くなることを明らかにした。しかし、LDVによる流速測定は点測定であり、空間的な検討を進めるためには二次元流速測定が必要である。そこで今回著者らはPIVに着目した。PIVは、ある時間間隔で撮影された2枚の粒子の散乱光画像から二次元流れ場を計測する方法であり、今日多くの研究に用いられている<sup>(9)~(15)</sup>。例えばAvalloneらは、PIVにより格子乱流を測定し、積分

\* 原稿受付 2005年3月28日。

<sup>\*1</sup> 正員, 名古屋大学大学院工学研究科(☎464-8603 名古屋千種区不老町)。<sup>\*2</sup> 名古屋大学大学院工学研究科。<sup>\*3</sup> 広島大学大学院工学研究科。<sup>\*4</sup> 正員, 広島大学大学院工学研究科(☎739-0046 東広島市鏡山1-4-1)。<sup>\*5</sup> 正員, 豊橋技術科学大学工学部(☎441-8580 豊橋市天伯町雲ヶ丘1-1)。

E-mail: kazuhiro@mech.nagoya-u.ac.jp

Table 1 Characteristics of measurement methods

	Advantage	Disadvantage
Hot-wire Anemometer	<ul style="list-style-type: none"> <li>High resolution of time</li> <li>Not expensive</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>Intrusive</li> <li>Not for combustion field</li> <li>Point measurement</li> </ul>
Laser Doppler Velocimeter (LDV)	<ul style="list-style-type: none"> <li>Non-intrusive</li> <li>High resolution of time and space</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>Point measurement</li> <li>Seeding particle</li> <li>Expensive</li> </ul>
Particle Image Velocimetry (PIV)	<ul style="list-style-type: none"> <li>Non-intrusive</li> <li>2D measurement</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>Errors included</li> <li>Seeding particle</li> <li>Very expensive</li> </ul>

スケールなど各種乱流特性値を見積もった<sup>(9)</sup>。また、店橋らは CH-OH PLIF/PIV 同時計測を用いて乱流予混合火炎の火炎構造について検討し、最小曲率半径は当量比によらず未燃乱流場の Kolmogorov スケールであることを示した<sup>(15)</sup>。

点計測の LDV とは異なり、PIV では二次元の流れ場が可視化できるため、速度場の瞬時の空間分布が検討できる。しかし、PIV による速度計測には特有の誤差が含まれることがあるため、他の計測手法と比較してデータの信頼性を確かめることが必要となる。そこで本研究では、旋回噴流燃焼器により得られた乱流予混合燃焼場の PIV 測定を行い、得られた結果の妥当性を検証した。また、二次元速度場から速度の相関係数を計算し、それに基づいて積分空間スケールの算出を試みた。

## 2. 実験装置

本実験で使用した旋回噴流燃焼器の概略図を図 1 に示す。燃焼器は主噴流ノズル、旋回流ノズル、保炎室からなっている。主噴流ノズルは内径 12.7 mm であり、保炎室は内径 27 mm、高さ 23 mm の円筒形状である。燃焼器下部に設置された 4 本の旋回流ノズルにより保炎室内にリング状のパイロット火炎が形成され、これにより主噴流ノズルの乱流火炎が安定化される。今回は燃焼器出口平均流速  $U_m$  (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 10~30 m/s、当量比  $\phi_m$  を一定の 0.75 とした。Reynolds 数は 10 m/s が 8 400、20 m/s が 16 800、30 m/s が 25 200 である。パイロット火炎の条件は平均出口流速  $U_p = 10$  m/s、当量比  $\phi_m = 0.7$  とした。燃料にはプロパンを用いた。なお、Peters の提案する火炎構造位相図上で  $U_m = 10$  m/s の場合は Corrugated Flamelets の領域に、 $U_m = 20, 30$  m/s の場合は Thin Reaction Zone に対応している<sup>(7)(8)</sup>。

PIV の概略を図 2 に示す。システムは TSI 社製で、ダブルパルス YAG レーザ、CCD カメラ、シンクロナ

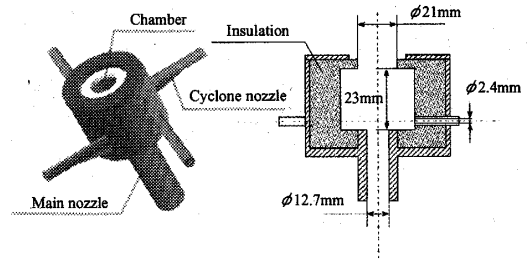


Fig. 1 Cyclone-jet combustor

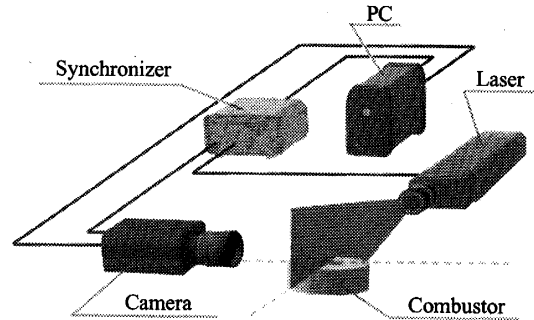


Fig. 2 PIV system

イザ(最小時間分解能 20 ns)、データ解析用 PC からなる。レーザは約 120 mJ/pulse、波長 532 nm、シートの厚さ約 2 mm であり、燃焼器の中心軸を通るように照射した。PC からのトリガ信号によりレーザと CCD カメラを同期させ、2 枚の散乱光画像をもとに相関法により流速を算出する(解析ソフトは TSI 社製 Insight<sup>TM</sup>)。粒子には酸化マグネシウムを用いた(平均粒径 1.8  $\mu\text{m}$ )。カメラにはバンドパスフィルタを付けており、レーザ光以外の光を除去した。CCD カメラの分解能は 1 280 pixel  $\times$  1 024 pixel である。撮影領域は画面の中心と燃焼器の中心軸が一致するように調節した。座標系は燃焼器出口中心を原点とし、燃焼器の半径方向を  $r$ 、主流方向を  $Z$  とした。本研究では解像度による違いについて検討するため、撮影条件を①縦 87.7 mm  $\times$  横 70.1 mm、②縦 133.9 mm  $\times$  横 106.9 mm、③縦 556.5 mm  $\times$  横 445.2 mm の 3 パターンとした。解像度  $d$  はそれぞれ 0.55, 0.85, 3.48 mm である。

## 3. 実験結果および考察

**3.1 流れ場の可視化** まず PIV により得られた二次元の流れ場をもとに定性的な検討を行う。図 3 に撮影条件①において得られた瞬時の速度場を示す。 $U_m = 10$  m/s における非燃焼流と燃焼流の速度場である。図 3(a)の非燃焼流では、 $Z = 30 \sim 40$  mm までは流速が比較的一様に噴出されているが、それを超える

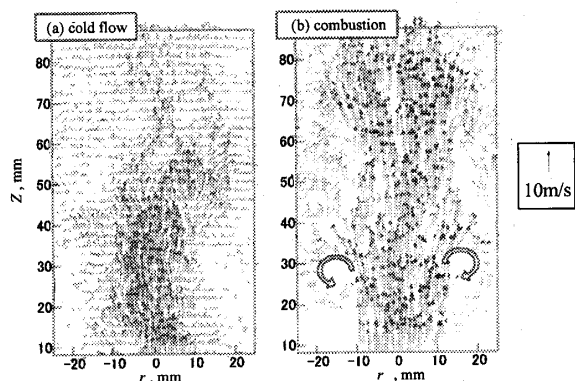


Fig. 3 Instantaneous velocity field, (a) cold flow, (b) combustion,  $\phi_m=0.75$ ;  $U_m=10$  m/s

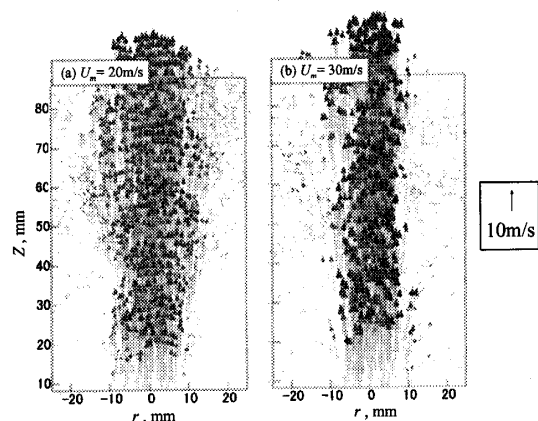


Fig. 4 Instantaneous velocity field, (a)  $U_m=20$  m/s, (b)  $U_m=30$  m/s;  $\phi_m=0.75$

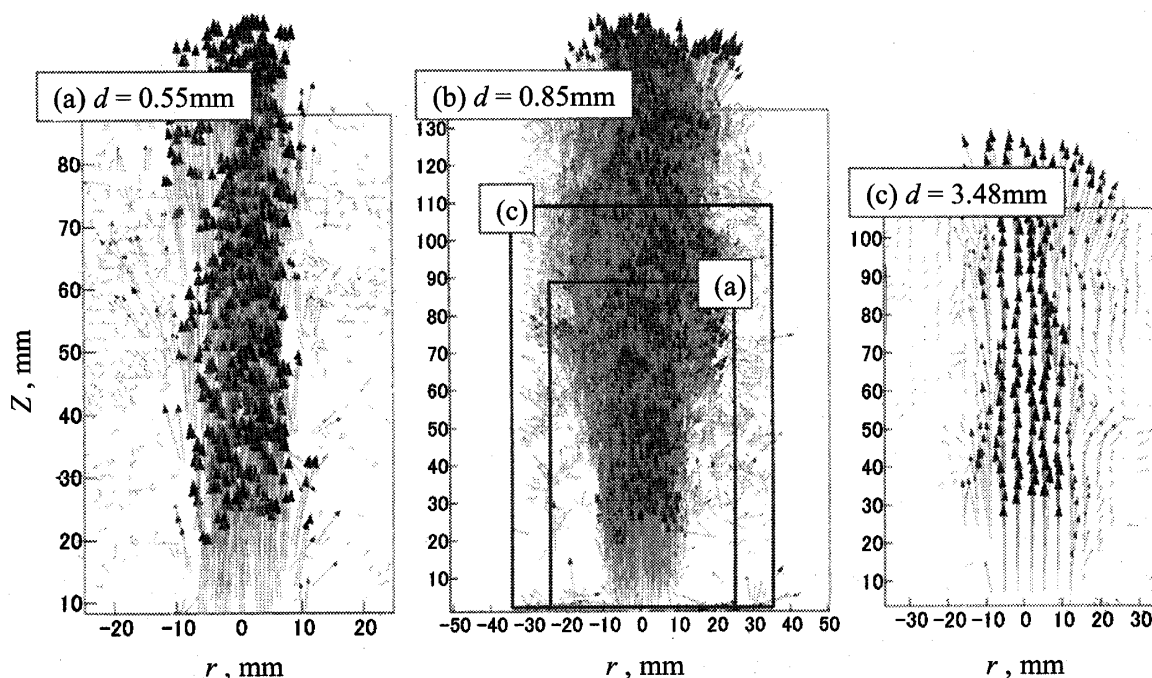


Fig. 5 Variations of instantaneous velocity field, (a)  $d=0.55$  mm, (b)  $d=0.85$  mm, (c)  $d=3.48$  mm;  $U_m=30$  m/s,  $\phi_m=0.75$

あたりで流れが左右に大きく変動し、噴流が周囲に広がっていくようすが観察された。それに対して図3(b)の燃焼流では、出口付近の大きな流速が比較的下流まで保たれていた。また  $Z=50$  mm 付近では流れが内側にしぼられるような構造が観察された。これはおそらくせん断流により形成された渦 [図3(b)中の矢印] が流れに影響した結果であると思われる。

さらに流速を増加させた結果を図4(a), (b)に示す。それぞれ  $U_m=20, 30$  m/s の燃焼流である。図3(b)と比較すると、平均流速が大きいことから瞬時の速度もより大きくなっていることがわかるが、平均速度が大きいものほど噴流と周囲雰囲気との境界がより明確に見られた。過去に行った LDV による流速測定によれば、燃焼流では火炎の存在により乱れが抑制され、非燃焼流に比べてポテンシャルコアが長くなることわかっているが<sup>(6)</sup>、図4に示したような瞬時の流れ場から、LDV により得られた結果が裏付けられた。このように、PIV では瞬時の流れ場を可視化できるため、乱流燃焼場の詳細な検討が可能となる。

次に、異なる解像度①～③で同じ流れ場を可視化した。 $U_m=30$  m/s における燃焼流の結果を図5に示す [図(a), (b), (c)の順に解像度  $d$  は低い]。また図5(b)に図5(a), (c)の測定領域を示した。撮影範囲が広いものほど全体の流れ場を把握することができるが、定量的な検討を行う場合には、解像度が異なることによる違いが出てくることが予想される。また、

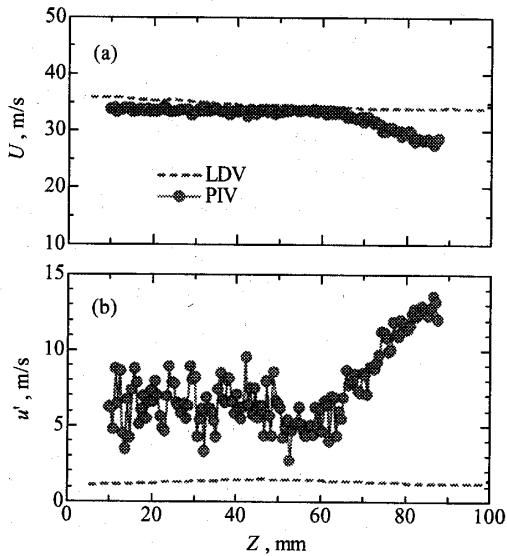


Fig. 6 Axial distributions of velocity,  $\phi_m=0.75$ , (a) mean velocity, (b) rms of velocity fluctuation;  $U_m=30$  m/s (PIV results with error)

PIV では 2 枚の画像をもとに速度を算出するため、誤差を含んでいる可能性も考えられる<sup>(16)(17)</sup>。そこで本研究では、LDV と PIV の結果を比較することで、測定結果の妥当性を詳しく検討した。

**3・2 誤差の除去** LDV から得られた平均流速と乱れの rms 値を用いて PIV で得られた結果を検証した。PIV の特有の誤差は相関係数が正しく求められていないことに起因している。特に、相関領域内において速度差が大きい場合、レーザシート外へ流出するトレーサ粒子が多い場合、相関領域が小さすぎるために画像内の粒子の移動距離が相対的に大きい場合などにおいて誤差が大きい<sup>(16)(17)</sup>。

図 6 に、 $U_m=30$  m/s の燃焼流における主流方向成分の平均流速と乱れの rms 値の中心軸上分布を示す。撮影条件は①とし、ここに示した値は 1000 個の測定結果をもとに算出したものであるが、LDV は  $10^5$  個から求めている<sup>(6)(7)</sup>。これによると、平均流速は軸方向距離  $Z=60$  mm までの上流域では LDV の結果とかなり一致しているが、下流域ではそのずれが大きくなった。また、rms 値はほぼ全範囲において PIV と LDV の差が見られ、特に下流域で顕著であった。また、平均流速にはそれほど変動が見られないが、rms 値は大きく変化した。

これはおそらく PIV に誤差が含まれているためであると考えられる。そこで、誤差を特定するために、燃焼器中心軸上において得られた燃焼場の軸方向速度の頻度分布を  $Z=20, 40, 60, 80$  mm について求めた。その結果を図 7 に示す。これによると、0 m/s 付

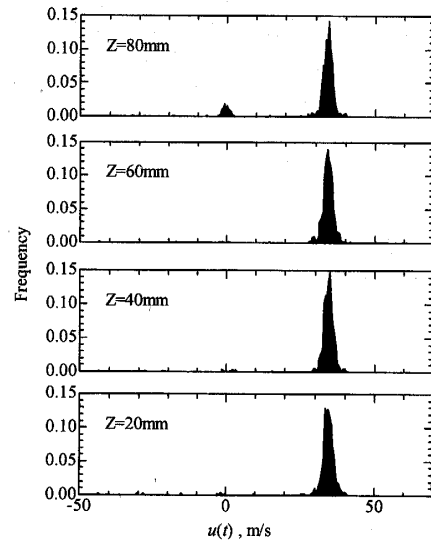


Fig. 7 Frequency of axial velocity;  $U_m=30$  m/s,  $\phi_m=0.75$

近と 30~40 m/s にピークをもつ分布となった。特に、この傾向は下流域ほど顕著になった。主噴流によって燃焼器中心軸部分に周囲の静止空気が巻き込まれたことにより遅い流速が観測された可能性もあるが、これまでにを行った LDV の時系列流速データを再検討した結果、 $U_m=30$  m/s の場合は 10 m/s 以下の流速がほとんど観測されていないことがわかった。したがって、0 m/s 付近の流速は誤差であると考えられる。ここでは、まず 5 m/s 以下の速度を除外して主流方向の平均流速と rms 値を求めることにした。

図 8(a), (b) はそれぞれ、 $U_m=30$  m/s における修正した平均速度  $U$  と乱れの rms 値  $u'$  の中心軸上分布を示したものである。比較のため、LDV により得られた結果も示した。これによると、図 7 で見られた流速の遅いデータを除くことにより、平均流速と rms 値がともに LDV の結果にほぼ一致することがわかる。なおここには示さなかったが、これ以外の流速条件でも速度の頻度分布により誤差を特定し、それを除去することにより、LDV と PIV の結果がほぼ同じになった。他の撮影条件②、③では誤差と思われる速度がほとんど観測されなかった。したがって、図 7 の誤差は、相関領域が小さいため粒子の移動距離が相対的に大きくなり相関がとりにくいことがおもな原因であったと考えられる。ただし、より下流では流速が遅く、実際に零付近の小さな流速が観察される場合も存在するため、単純に零付近の流速がすべて誤差であると断定することはできない。このような場合にも、頻度分布により速度の確率分布の形状を調べることで、本来観測されるはずのない極度に大きな流速や LDV

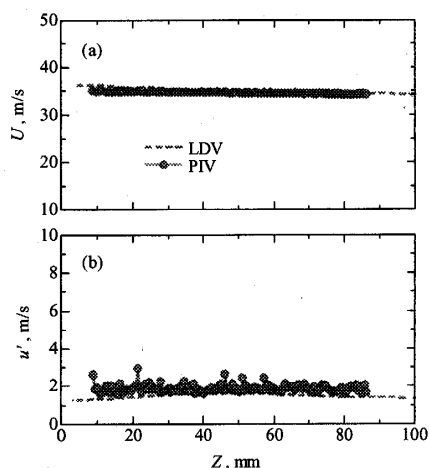


Fig. 8 Axial distributions of (a) mean velocity, (b) rms of velocity fluctuation;  $U_m=30$  m/s,  $\phi_m=0.75$  (PIV results without error)

では観測されないような流速を取り除き、より信頼性のある速度場を得ることはやはり可能であると思われる。

**3.3 サンプル数の影響** サンプル数により求めた平均量がどの程度変化するかを調べるため、サンプル数を  $10\sim 3000$  個の範囲で変化させて平均流速と乱れの rms 値を計算した。  $U_m=30$  m/s, 中心軸上の  $Z=50$  mm における非燃焼場と燃焼場の平均流速と乱れの rms 値を求めた結果を図 9 と図 10 に示す。ここでは、それぞれの平均値を●で、最大値と最小値をエラーバーで示した。これによると、非燃焼流、燃焼流のいずれも  $1000$  個程度のサンプル数があればほぼ一定の値に収束することがわかる。

Avallone らは非燃焼の流れ場で PIV を用いて計測し、サンプル数が統計量に与える影響について調べ、統計的に妥当な結果を得るためには少なくとも  $1000$  個程度のサンプル数が必要であるとしている<sup>(9)</sup>。そこで、より広い範囲で検討するため、軸方向速度の平均値と乱れの rms 値の中心軸上分布を求めた。  $U_m=30$  m/s の非燃焼場で得られた結果を図 11 に示す。これによるとサンプル数が  $1000$  個以上であれば、いずれの場所でも変動は少なく軸方向速度がゆるやかに減衰しているようすが観察された。また燃焼場でも同様の検討を行ったが、燃焼場では乱れが小さいため、サンプル数が非燃焼場より少なくても変動はあまり大きくないことがわかった。ただし、速度の相関がうまくとれず非常に大きな流速をもつ場合や図 7 で議論した零付近の流速が含まれることもあり、信頼性のあるデータは全計測の  $70\sim 90\%$  程度になることもあった。このことを考慮し、 $2000$  個程度の画像データを取得す

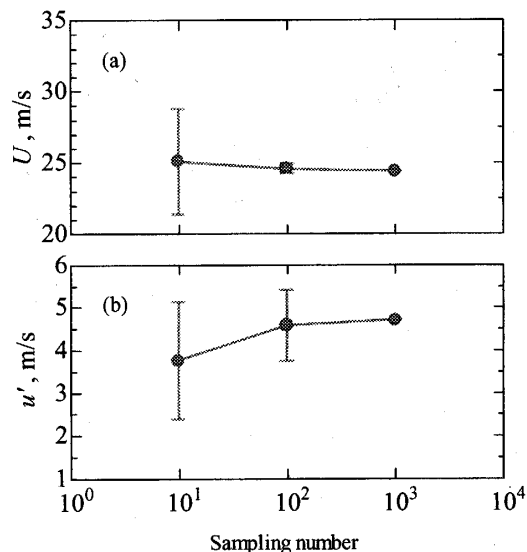


Fig. 9 Variations of (a) mean velocity, (b) rms of velocity fluctuation with the number of samples in cold flow;  $U_m=30$  m/s,  $Z=50$  mm,  $r=0$  mm

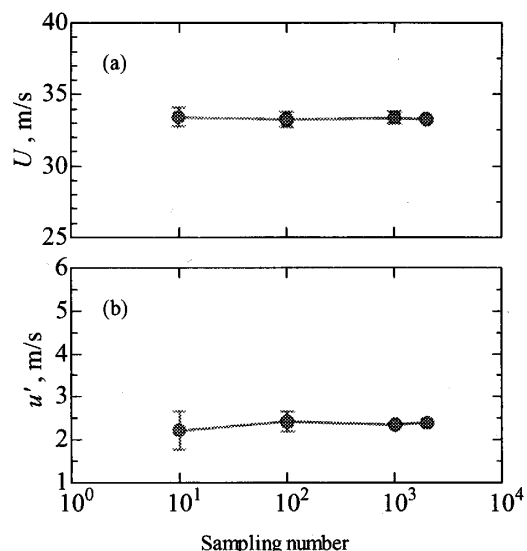


Fig. 10 Variations of (a) mean velocity, (b) rms of velocity fluctuation with the number of samples;  $U_m=30$  m/s,  $\phi_m=0.75$ ,  $Z=50$  mm,  $r=0$  mm

れば十分信頼性のある統計量が得られるものと思われる。

**3.4 解像度の影響** PIV では粒子の散乱光画像を用いて速度を求めるため、カメラを設置する位置(撮影位置)により実際の空間解像度が変化する。信頼性のある速度場を得るためには、撮影範囲を画像処理時に設定する相関領域の大きさと兼ね合いから決定する必要がある<sup>(16)(17)</sup>。また、より広範囲で平均速度などの統計量を求める場合には、適切な解像度で乱流燃焼場を議論する必要がある。ここでは、撮影条件を

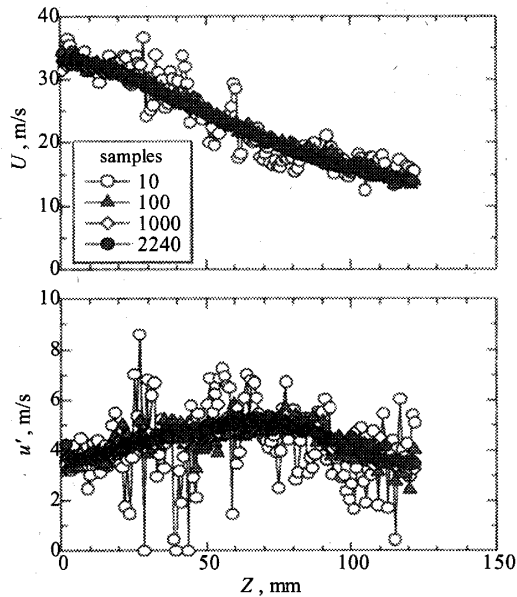


Fig. 11 Variations of axial distributions, (a) mean velocity, (b) rms of velocity fluctuation with the number of samples in cold flow;  $U_m=30$  m/s

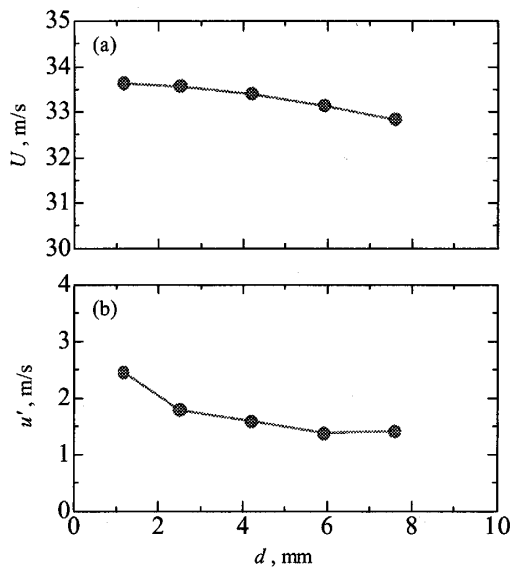


Fig. 12 Variations of (a) mean velocity, (b) rms of velocity fluctuation with the resolutions;  $U_m=30$  m/s,  $\phi_m=0.75$ ,  $Z=50$  mm,  $r=0$  mm

②に固定し、統計量を求める領域を広げることにより解像度の影響を調べた。具体的には、ある着目する1点(速度を求める格子サイズは0.85 mm)に加え、その点を中心として3格子×3格子, 5格子×5格子, 7格子×7格子, 9格子×9格子の範囲を解像度の低い場合の格子点とみなすことにした。図12に  $U_m=30$  m/sの燃焼流において、中心軸上  $Z=50$  mmにおける平均流速と乱れのrms値を求めた結果を示す。解

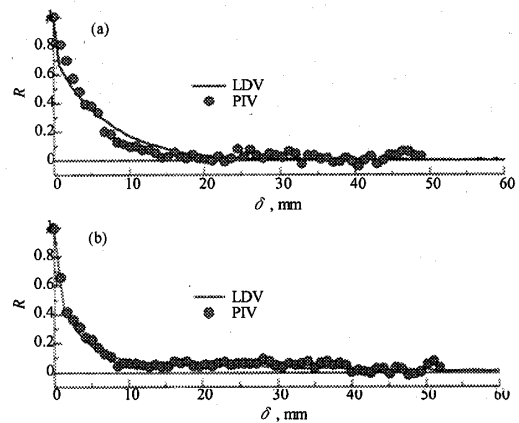


Fig. 13 Auto-correlation coefficient;  $U_m=30$  m/s,  $Z=50$  mm,  $r=0$  mm (a) cold flow, (b) combustion,  $\phi_m=0.75$

像度が低くなると、平均速度と乱れのrms値がともに小さくなるのがわかる。ここでは中心軸上の速度に着目しているが、PIVにより軸方向速度の半径方向変化を調べた結果、速度は中心軸上でもっとも大きく、ほぼ放物形の分布に近い形をしている。このため、低い解像度の場合には平均速度を求める範囲が広くなり、速度分布の影響が現れ、平均速度が小さくなったと考えられる。したがって、統計量を求める際には、適当な解像度にする必要がある。

Avalloneらは、PIVの解像度を変えて格子乱流中の流れ場を計測している。彼らは速度を求める解像度が約0.1 mmと1.0 mmの2種類の計測を行った。積分スケールは約4 mm程度の乱流場であるが、より低い解像度を用いた場合でも、Kolmogorovスケールの10倍程度までは、乱流エネルギーのパワースペクトルが高い解像度の場合にほぼ一致することを指摘した<sup>(9)</sup>。また、積分スケールが4 mm程度であれば、解像度がその4分の1の1.0 mm程度でも十分信頼性のある積分スケールが求められると結論付けた。そこでPIVにより積分スケールを求め、LDVにより算出した値と比較した。

**3.5 相関係数の算出** 積分空間スケール  $L_x$  は次式のように、相関係数  $R$  を空間間隔  $\delta$  で積分することにより求められる。

$$L_x = \int_0^{\infty} R(\delta) d\delta$$

図13(a), (b)にそれぞれ非燃焼流と燃焼流の相関係数を示す。これらは中心軸上の  $Z=50$  mmにおいて得られた結果である。撮影条件は②を用いた。また比較のため、LDVにより得られた結果も示した。ただし、LDVは点測定であるため、まず積分時間スケール

ルを算出し、Taylor の仮説をもとに積分空間スケールを算出する。したがって図 13 には、同じ位置で得られた流速の時系列データから求めた自己相関係数を縦軸に、時間遅れに平均流速をかけて距離に換算したものを横軸にして示している。

これによると、非燃焼流と燃焼流のいずれの場合も、PIV と LDV の相関係数がよく一致した。両者で積分空間スケールを求めた結果、非燃焼の場合は PIV が 5.0 mm, LDV が 5.4 mm, 一方燃焼の場合は PIV が 4.8 mm, LDV が 4.4 mm となり、PIV と LDV で積分スケールがよく一致した。また非燃焼場と燃焼場でも近い値となった。撮影条件②では解像度が 0.85 mm であるので、結果として積分スケールの 6 分の 1 程度であった。本測定では Avallone らより高い解像度で行っていることから、PIV で求めた積分空間スケールは妥当であるといえる。

#### 4. 結 論

旋回噴流燃焼器により形成される乱流予混合火炎を対象に、PIV により速度場を求めた。また LDV の結果と比較することでその妥当性を検証した。さらに、より信頼性のある測定条件(サンプル数と解像度)についても調べた。その結果、以下のような結論を得た。

(1) 解像度を上げるため相関領域を小さくすると、LDV では観測されなかった低流速の流れが観測された。これを除去すると PIV と LDV の結果はほぼ一致したため、粒子の移動距離が相対的に大きくなったことに起因する誤差であると考えられる。このように、速度の頻度分布を求めることで PIV 特有の誤差を特定した。

(2) サンプル数が 2 000 個以上あれば十分な信頼性をもつ各種統計量が得られる。また、統計量を求める際には、適切な解像度にすることが必要である。本計測では、瞬時の流速分布が燃焼場と非燃焼場で大き

く異なり、平均速度と乱れ rms 値の空間分布も変化することを確認した。

(3) LDV では積分時間スケールを算出し、Taylor の仮説をもとに積分空間スケールを求めていたが、PIV では直接積分空間スケールを得ることが可能である。本計測の空間解像度は積分空間スケールの 6 分の 1 程度であり、積分空間スケールが LDV とほぼ同じ値になることを確認した。

#### 文 献

- (1) Buschmann, A., Dinkelacker, F., Schafer, T., Schafer, M. and Wolfrum, J., *Proc. Combust. Inst.*, **26** (1996), 437-445.
- (2) Mansour, M. S., Peters, N. and Chen, Y. C., *Proc. Combust. Inst.*, **27** (1998), 767-773.
- (3) Peters, N., *J. Fluid Mech.*, **384** (1999), 107-132.
- (4) 山本和弘・阿知波朝士・小沼義昭, 機論, **65-637**, B (1999), 3185-3190.
- (5) 山本和弘・防知波朝士・小沼義昭, 機論, **66-642**, B (2000), 585-590.
- (6) 山本和弘・西澤泰樹, 機論, **68-665**, B (2002), 238-245.
- (7) 山本和弘・西澤泰樹・小沼義昭, 機論, **68-666**, B (2002), 603-609.
- (8) Yamamoto, K., Nishizawa, Y. and Onuma, Y., *JSME Int. J. Ser. B*, **47-6** (2003), 408-415.
- (9) Avallone, G., De Gregorio, F. and Romano, G. P., *Proc. 5th Symp. (Int.) PIV*, (2003), 22-24.
- (10) Schuller, T., Ducruix, S., Durox, D. and Candel, S., *Proc. Combust. Inst.*, **29** (2002), 107-113.
- (11) Upatnieks, A., Driscoll, J. F. and Ceccio, S. L., *Proc. Combust. Inst.*, **29** (2002), 1897-1903.
- (12) Kalt, P. A. M., Chen, Y. C. and Bilger, R. W., *Combust. Flame*, **129** (2002), 401-415.
- (13) Han, D. and Mungal, M. G., *Combust. Flame*, **132** (2003), 565-590.
- (14) Han, D. and Mungal, M. G., *Combust. Flame*, **133** (2003), 1-17.
- (15) Tanahashi, M., Murakami, S., Choi, G. M., Fukuchi, Y. and Miyauchi, T., *Proc. Combust. Inst.*, **30** (2005), 1665-1672.
- (16) 山崎弘郎・石川正俊・安藤繁・今井秀孝・江刺正喜・大手明・杉本栄次, 計測工学ハンドブック, 可視化技術, (2001), 836-840, 朝倉書店.
- (17) 朝倉邦造, PIV と画像解析技術, (2004), 朝倉書店.