



Title	旋回を伴う希薄予混合火炎の動的挙動に関する研究
Author(s)	市川, 雄一
Citation	大阪大学, 2016, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://doi.org/10.18910/55914">https://doi.org/10.18910/55914</a>
rights	
Note	

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

博士学位論文

旋回を伴う希薄予混合火炎の動的挙動  
に関する研究

市 川 雄 一

2016 年 1 月

大阪大学大学院工学研究科



# 目次

## 第1章 諸言

1.1 はじめに	1
1.2 従来の研究	4
1.3 本論文の構成	6

## 第2章 燃料濃度場・流れ場と火炎挙動の関係

2.1 はじめに	11
2.2 固定旋回羽根付燃焼器	11
2.2.1 固定旋回羽根付燃焼器の構造	
2.2.2 中心閉鎖型燃焼器と中心開放型燃焼器	
2.2.3 旋回流強さ	
2.3 逆火・吹き消え限界空気比測定	15
2.3.1 実験装置・方法	
2.3.2 逆火・吹き消え限界空気比	
2.4 燃料濃度場・流れ場同時計測	18
2.4.1 レーザ誘起蛍光 (LIF) と燃料濃度分布の算出	
2.4.2 PIV 計測	
2.4.3 PIV 計測における画像解析	
2.4.4 実験装置・方法	
2.4.5 実験条件・計測範囲	
2.4.6 燃料濃度場・流れ場同時計測の結果	
2.5 流れ場と火炎挙動の関係	36
2.5.1 垂直断面における時系列 PIV 計測	
2.5.2 実験条件・計測範囲	
2.5.3 流速分布	
2.5.4 中心閉鎖型燃焼器における流れ場と火炎挙動の関係	
2.5.5 中心開放型燃焼器における流れ場と火炎挙動の関係	
2.6 渦心の歳差運動と紐状予熱帯の特性	57
2.6.1 水平断面における時系列 PIV 計測	
2.6.2 実験条件・計測範囲	
2.6.3 渦心の歳差運動	
2.6.4 紐状予熱帯の特性	
2.7 第2章のまとめ	69



### 第3章 火炎挙動に及ぼす旋回強さの影響

3.1	はじめに	72
3.2	手動式可変旋回羽根付燃焼器	72
3.2.1	手動式可変旋回羽根付燃焼器の構造	
3.2.2	旋回流強さ	
3.3	逆火・吹き消え限界空気比測定	74
3.3.1	実験方法	
3.3.2	逆火・吹き消え限界空気比	
3.4	旋回強さが異なる場での流速分布と火炎挙動の関係	75
3.4.1	実験装置・方法	
3.4.2	実験条件・計測範囲	
3.4.3	旋回強さが異なる場での流速分布	
3.4.4	旋回強さが異なる場での火炎挙動	
3.4.5	軸方向速度分布と火炎挙動の関係	
3.5	局所旋回強さによる火炎挙動への影響	98
3.5.1	実験装置・方法	
3.5.2	実験条件・計測範囲	
3.5.3	局所旋回強さと火炎挙動の関係	
3.6	旋回強さによる紐状予熱帯への影響	107
3.6.1	実験装置・方法	
3.6.2	実験条件・計測範囲	
3.6.3	流速分布と紐状予熱帯の有無	
3.7	第3章のまとめ	111

### 第4章 乱流予混合火炎の火炎帯厚さ

4.1	はじめに	113
4.2	レイリー散乱法を用いた火炎温度分布計測	113
4.2.1	レイリー散乱法の原理	
4.2.2	実験装置・方法	
4.2.3	実験条件・計測範囲	
4.2.4	火炎温度分布	
4.3	火炎帯厚さ測定とカルロビッツ数の算出	124
4.4	第4章のまとめ	128

### 第5章 旋回強さ時間的变化環境下における火炎挙動

5.1	はじめに	131
-----	------	-----

5.2	モータ可変旋回羽根付燃焼器	131
5.3	旋回強さ時間的変化環境下における火炎挙動	132
5.3.1	実験装置・方法	
5.3.2	実験条件・計測範囲	
5.3.3	旋回強さ時間的変化環境下における流れ場応答	
5.3.4	旋回強さ時間的変化環境下における火炎挙動	
5.4	第5章のまとめ	144
<u>第6章 結言</u>		145
業績リスト		148
謝辞		150

# 第1章 諸言

## 1.1 はじめに

日本では、2011年に発生した東京電力福島第一原子力発電所における事故以降、電源構成に関する議論に関心が集まっている。図1.1は、1990年度から2012年度までの電源別発電電力量と二酸化炭素排出量の推移を表している<sup>[1]</sup>。原子力発電所における事故が発生した前後2010年度と2012年度における電源別発電電力量に注目すると、全体の発電量に占める原子力の割合が29%から2%に激減している一方、石炭、天然ガス、石油などによる火力の割合が62%から88%に増加していることが分かる。このように、安全かつ安定的な電力供給の観点から、火力発電の重要性が見直されている。また、日本政府によって2015年に閣議決定された長期エネルギー需給見通し（エネルギーミックス）では、2030年における電源構成が示され<sup>[2]</sup>、図1.2が示すように、石炭、天然ガス、石油による火力発電の割合が56%を占めているため、今後の長期的な観点からも火力発電は重要な役割を果たすことは必至である。ところが、図1.1中の二酸化炭素排出量の推移を見ると、火力発電の割合が増加した2012年度におけるCO<sub>2</sub>排出量は2010年度比で30%も増加している。発電が主に占めるエネルギー転換におけるCO<sub>2</sub>排出量は、図1.3が示す日本における部門別二酸化炭素排出量（直接排出量）の39%を占めており、26%を占める産業や17%を占める運輸と比べても、大量のCO<sub>2</sub>を排出していることが分かる<sup>[3]</sup>。この二酸化炭素は温室効果ガスの一つであり、近年の地球温暖化や世界的に問題となっている異常気象の原因と考

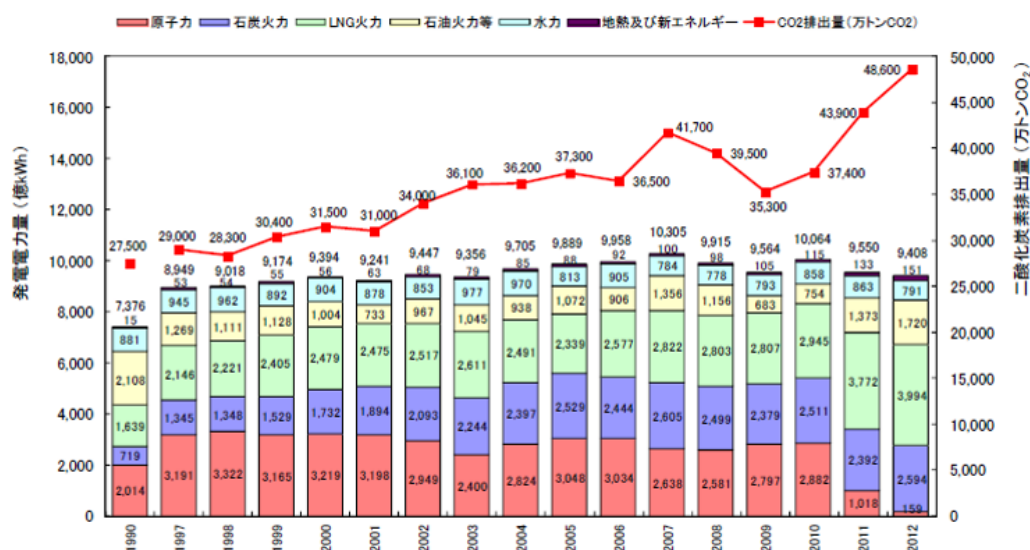


図 1.1 電源別発電電力量と二酸化炭素排出量の推移<sup>[1]</sup>



図 1.2 2030 年における電源構成<sup>[2]</sup> (想定)

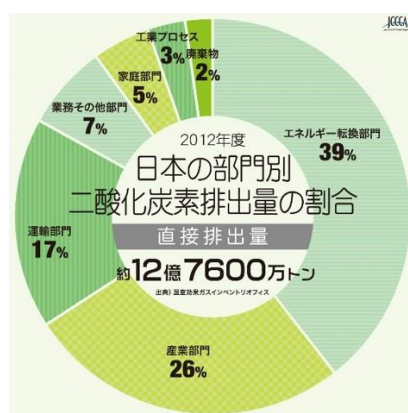


図 1.3 日本の部門別二酸化炭素排出量の割合<sup>[3]</sup> (直接排出量)

えられている。そのため、二酸化炭素排出量の低減すなわち化石燃料使用量の低減を目的として、火力発電には高効率化が求められている。

そこで、火力発電の中で、近年注目されているのが、図 1.4 に示すガスタービンコンバインドサイクル発電システム (GTCC : Gas Turbine Combined Cycle) である<sup>[4]</sup>。このシステムでは、ガスタービンで発電機を駆動させるだけでなく、ガスタービンからの排熱を回収して、蒸気を発生させ蒸気タービンも駆動し、双方で発電を行っている。最新のコンバインドサイクル発電プラントの熱効率は約 61.5% (低位発熱量) にも達し、従来のコンベンショナルな石炭火力発電の

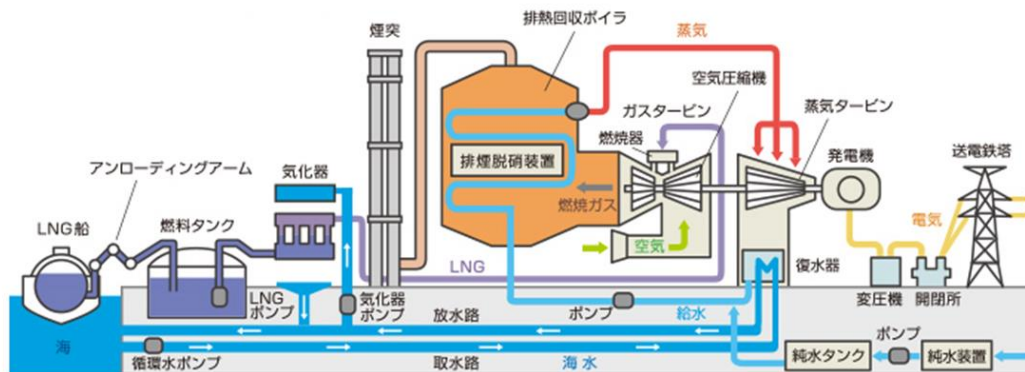


図 1.4 ガスタービンコンバインドサイクル（GTCC）の概念図<sup>[4]</sup>

熱効率が約 44%であることを考えると非常に高効率である<sup>[5]</sup>。この GTCC においてその要となっているガスタービンとは、大気から取り入れた空気を圧縮機で圧縮し、燃焼器で燃料と空気を燃焼させ、発生した高温・高圧のガスをタービンに当て動力を得るものである。その歴史<sup>[6]</sup>は、1791 年にイギリス人のジョン・バーバーが特許を取得したところから始まる。そして、1872 年にブレイトンによって、ガスタービンの理論が確立されたため、ガスタービンのサイクルをブレイトンサイクルと呼ぶ。しかし、その後、1920 年代まで数々の試作が行われたが失敗に終わり、1939 年にスイスのブラウン・ボベリ社が初めて熱効率 14.7%の発電用ガスタービンを実用化した。またこの頃、ドイツやイギリスで、ガスタービンから排出される高温・高圧のジェットを推進力とした航空機用エンジンとしても開発が進み、第二次世界大戦末期にはジェット機の実用化が実現した。そして、1970 年代、既に欧米では国家戦略として高効率なガスタービン開発が推進される一方、日本では米国からガスタービンを輸入している状況にあった。そこで、日本でも欧米を上回る高効率なガスタービン開発を目指し、1978 年に国家プロジェクトとして「ムーンライト計画」が実施された。ガスタービン効率向上には、タービン入口温度（TIT : Turbine Inlet Temperature）を上げることが有効な手段である。図 1.5 に、タービン入口温度と熱効率の推移を示す<sup>[7]</sup>。時代の経過と共に、タービン入口温度が上昇し、それに伴って熱効率が上昇していることが分かる。そして、日本は「ムーンライト計画」に続き、「ニューサンシャイン計画」などによって、現在、世界最高のタービン入口温度 1600℃ 級の高効率なガスタービンの実用化に成功している。

一方で、タービン入口温度の上昇は、燃料と空気を燃焼させる燃焼温度の上昇を意味する。この燃焼温度の上昇は、酸性雨や光化学スモッグの原因となる窒素酸化物（NO<sub>x</sub>）の排出量を指数関数的に増加させるという問題点を含んでいる。これまでに、低 NO<sub>x</sub> 化を目指して、燃焼器内部へ水や蒸気の噴射を行うこ

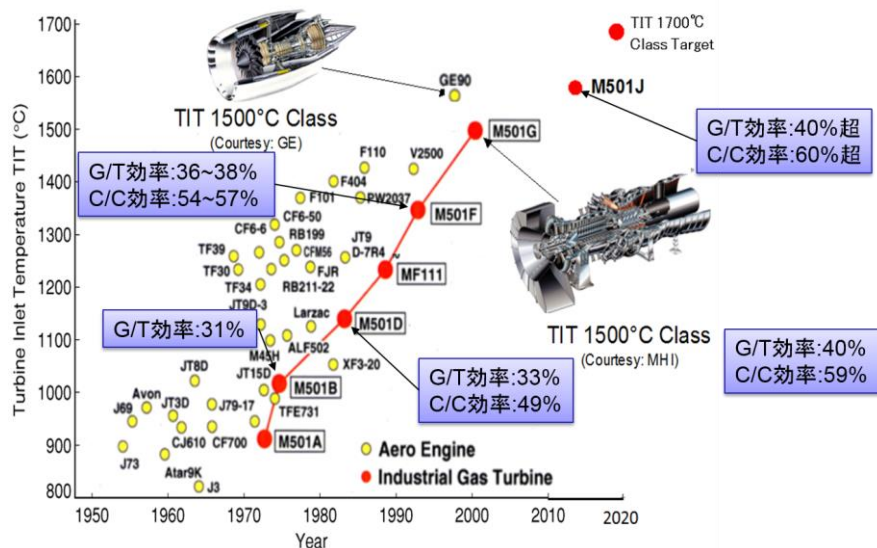


図 1.5 タービン入口温度（TIT）と熱効率の推移<sup>[7]</sup>

とで火炎温度を低下させる湿式法<sup>[8-10]</sup>、排煙脱硝装置、触媒燃焼法<sup>[11-14]</sup>など様々な燃焼技術が採用されてきたが、現在、更なる高効率化を目指した燃焼温度の上昇を受けて、産業用ガスタービンの一部では希薄予混合燃焼が採用されている。予混合燃焼では、従来用いられてきた拡散燃焼に比べて、燃料と空気の混合が不十分なために生じる局所的高温部を低減することができるため、NO<sub>x</sub> 生成を抑制する効果がある。しかし、予混合燃焼には火炎の安定範囲が狭く、逆火<sup>[15-17]</sup>や吹き消え、そして振動燃焼<sup>[18-21]</sup>などのデメリットがある。逆火とは、火炎が燃料や酸化剤の供給方向に逆らって、上流側へ伝播する現象であり、燃料・酸化剤供給部などを焼損させ機器の信頼性低下にも繋がる。

そこで、本研究の目的は、ガスタービンにおける予混合燃焼器において、燃料と酸化剤の混合促進と火炎安定化のために、一般的に用いられている旋回を伴う流れ場での火炎の動的挙動を明らかにすることである。また今後、上述した逆火を抑制することに繋がる提案をするため、燃焼器内に発生させた旋回流の旋回強さを時間的に変化させた時の火炎の動的挙動を明らかにすることも目的とした。

## 1.2 従来の研究

燃焼現象は、流れや物質の拡散、化学反応やそれによって発生する熱、熱伝導そしてふく射などが、複雑に融合した現象である。そして、ガスタービン燃焼器を含めた実用的に用いられている工業用燃焼器の中では、ほとんどの場合が乱流燃焼である。乱流燃焼では、流速分布や渦構造だけではなく、火炎温度

や成分濃度が時間的かつ空間的に変動するため、極めて複雑な現象となっている。このような複雑な乱流燃焼場の詳細な分析には、近年、レーザおよび光学検出器の発展に伴い、レーザを用いた 2 次元計測が多く利用されている。非接触の光学的手法を用いることで、従来のサンプリングプローブによる計測とは異なり、計測の対象となる場にほぼ外乱を与えず計測することができる。その中でも、単色性、指向性に優れ、高出力であるパルスレーザ光を用いることによって、2 次元的に目的の情報に関する瞬時場を測定することが可能となる。また、燃焼場の流速測定にはレーザドップラー流速計 (LDV : Laser Doppler Velocimeter) が用いられ、乱流予混合火炎についての実験的検討が古くから行われてきた<sup>[22]</sup>。さらに近年では、レーザ計測技術の発展により粒子画像流速測定法 (PIV : Particle Image Velocimetry) を用いた 2 次元の瞬時速度場の測定も行われている。LDV による流速測定が点計測であるのに対し、PIV 計測では 2 次元面内での速度 2 成分が得られるため、流れ場の空間的な検討には有効な手段である。PIV 計測とは、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 2 次元流れ場を計測する手法であり、乱流燃焼場において多くの研究がなされている<sup>[23]</sup>。また、最近では、PIV 計測に用いるカメラをもう 1 台加え、計測面内の 2 次元速度成分に面外方向成分を加えた速度 3 成分を測定するステレオ PIV 計測を用いた流れ場の測定も行われている。

ところで、実際のガスタービン燃焼器内部は高温・高圧なため、内部の計測は手間を要し、コストを抑えながら内部の現象を捉えることが必要となっている。特に、低 NO<sub>x</sub> 化と高効率化が重要な技術目標となっている現在では、その実現のため、瞬時的な、また局所的な現象をも的確に捉え、温度や化学組成の分布を精度良く把握する必要性に迫られている。このような背景から、非定常な乱流燃焼場における LES 解析に関する研究も盛んに行われている<sup>[24]</sup>。

逆火に関して、工業的には火炎の伝播限界が重要な要素の 1 つであるため、火炎伝播の限界に関する研究が多く見られる。逆火は、火炎伝播の形態によって一般的に、(1)壁面付近の境界層内における火炎伝播、(2)乱流燃焼速度の増加による火炎伝播、(3)燃焼の不安定性による火炎伝播、(4)渦崩壊による火炎伝播に分けられる。特に、本研究で扱う旋回を伴う予混合燃焼器内では、渦崩壊による火炎伝播に起因する渦心に沿った渦心逆火が主要なものとして捉えられている。Fritzらは、旋回を伴う管内の逆火現象を観測するため、ハイスピードカメラと OH-LIF による計測を行い、中心部付近を上流部へ伝播する火炎の挙動を観測している<sup>[25]</sup>。また、火炎の伝播速度が、最大周方向速度と未燃・既燃ガスの密度比の関数として表され、渦心に沿った火炎伝播の限界条件には、火炎の消炎現象が重要な指標となるため、火炎の安定性を評価する Quenching Factor をパラメータとした研究も報告されている<sup>[26]</sup>。



また、渦に沿った高速火炎伝播（ボルテックス・バースティング）現象は、乱流燃焼場の大小様々な渦と火炎の相互作用や、旋回を伴った燃焼場における流れ場と火炎の相互作用の基本メカニズムとして、これまでに非常に多くの研究がなされている<sup>[27]</sup>。McCormackらは、静止したプロパン-空気予混合気における層流燃焼速度は0.40 m/s程度であるのに対して、同様の予混合気の渦輪に点火した時の火炎伝播速度が最大15 m/sにも達することを実験によって明らかにした<sup>[28]</sup>。また、Chomiakによって、渦に沿った火炎の高速伝播メカニズムとして圧力駆動メカニズムが初めて提案された<sup>[29]</sup>。その後も、圧力駆動メカニズムについては、石塚ら<sup>[30-33]</sup>、安里ら<sup>[34]</sup>、山下ら<sup>[35-37]</sup>などによって、実験や理論などによる検証がなされている。一方で、圧力駆動メカニズムとは異なるメカニズムも提案されており、その一つに篠塚ら<sup>[38]</sup>の提案に始まる渦糸駆動メカニズムがある。このメカニズムでは、火炎の熱膨張などの効果によって、渦糸がねじ曲げられ、ラセン状渦糸の孤立波（渦糸ソリトン）を形成すると同時に、その渦糸ソリトンの誘起する流れによって火炎を駆動するものである。この案では、長谷川ら<sup>[39-41]</sup>、梅村ら<sup>[42-45]</sup>などによる数値シミュレーションや理論によって、検証が行われてきた。

さらに、旋回を伴う燃焼では、渦心の歳差運動（PVC : Processing Vortex Core）に関する研究もされている。その渦心の挙動については、高速度カメラによる可視化とLDVを用いた流れ場の測定によるPVCの特性分析<sup>[46]</sup>やレイノルズ応力方程式モデルである $k-\varepsilon$ モデルからレイノルズ平均ナビエ・ストークス方程式を解くことにより、ガスタービン燃焼器で生じるPVCに関する現象の数値解析を行った研究もなされている<sup>[47]</sup>。

### 1.3 本論文の構成

本論文では、ガスタービン燃焼器で用いられている予混合燃焼器を対象とし、旋回流を発生させた円管内における予混合火炎の動的挙動に関する研究を行った。その挙動を捉える際、火炎の動的挙動に影響を及ぼす火炎周辺の流れ場を中心に、燃料濃度場や火炎温度場も同時に捉え、両者の相互関係を明らかにした。それらのアプローチとして本論文では、レーザ応用計測を用いた。

以下に、各章の内容を記す。

第2章では、ガスタービン燃焼器において予混合燃焼が行われている部分をモデル化した中心閉鎖型燃焼器と、逆火を抑制することを目的とした中心開放型燃焼器を使用したそれぞれの条件でLIF-PIV同時計測を行い、燃料濃度場と流れ場のそれぞれが火炎挙動に及ぼす影響について示した。さらに、中心閉鎖型と中心開放型の両条件で時系列PIV計測を実施し、逆火する際の流れ場と火



炎挙動の詳細を明らかにした。

第 3 章では、燃焼器内において時間的に一定に固定した旋回強さを複数設定し、時系列（ステレオ）PIV 計測を用いて、火炎が上流側へ伝播する際の旋回流の（局所的な）旋回強さが火炎の動的挙動に及ぼす影響を明らかにした。

第 4 章では、第 2 章でその存在が明らかとなる“紐状予熱帯”の発生メカニズムの一つとして挙げた火炎先端における局所消炎が起こるか否かの指標となるカルロビッツ数を算出するため、中心閉鎖型と中心開放型それぞれの燃焼器に関する条件で、レイリー散乱法を用いて火炎温度分布を計測し火炎帯厚みを明らかにした。

第 5 章では、今後の逆火抑制に繋がる手法として、旋回強さの時間的変化を提案し、その基礎的な研究として、旋回強さを時間的に変化させたときの火炎の動的挙動について明らかにした。

そして、最後の第 6 章に結論を述べる。

## 参考文献

- [1] 環境省, 2013 年度（平成 25 年度）温室効果ガス排出量（確報値）（2015）.
- [2] 経済産業省, 長期エネルギー需給見通し（2015）.
- [3] 温室効果ガスインベントリオフィス, 日本国温室効果ガスインベントリ報告書（2015）.
- [4] 関西電力株式会社ホームページ,  
<[http://www.kepco.co.jp/corporate/energy/thermal\\_power/shikumi/](http://www.kepco.co.jp/corporate/energy/thermal_power/shikumi/)>（閲覧日 2015 年 10 月 25 日）.
- [5] 国立研究開発法人新エネルギー・産業技術総合開発機構ホームページ,  
< [http://www.nedo.go.jp/hyoukabu/articles/201205mitsubishi\\_j/index.html](http://www.nedo.go.jp/hyoukabu/articles/201205mitsubishi_j/index.html) >（閲覧日 2015 年 10 月 25 日）.
- [6] 池上壽和, “産業用大型ガスタービンの技術系統化調査”, 国立科学博物館技術の系統化調査報告, No.13 (2009).
- [7] 羽田哲, “ガスタービン翼エンドウォールの伝熱に関する研究”, 大阪大学博士論文 (2010).
- [8] Southall, L. and McQuiggan, G., “New 200MW Class 501G Combustion Turbine”, ASME Journal of Engineering for Gas turbines and Power, Vol.118 (1996), pp.572-577.
- [9] Touchton, G. L., “Influence of Gas Turbine Combustor Design and Operating Parameters on Effectiveness of NOx Suppression by Injected Steam or Water”, ASME Journal of Engineering for Gas turbines and Power, Vol.107 (1985), pp.706-713.
- [10] Fox, T.G. and Schlein, B. C., “Full Annular Rig Development of the FT8 Gas

Turbine Combustion”, ASME Journal of Engineering for Gas turbines and Power, Vol.114 (1992), pp.27-32.

[11] Fuji, T., Ozawa, Y., Kikumoto, S., Sato, M., Yuasa, Y. and Inoue, H., “High Pressure Test Results of a Catalytic Combustor for Gas Turbine”, ASME Journal of Engineering for Gas turbines and Power, Vol.120 (1998), pp.509-513.

[12] Ralph A. Dalla Betta, “Catalytic Combustion Gas Turbine Systems: the Preferred Technology for Low Emissions Electric Power Production and Co-generation”, Catalysis Today, Vol.35 (1997), pp.129-135.

[13] Carroni, R., Schmidt, V. and Griffin, T., “Catalytic Combustion for Power Generation”, Catalysis Today, Vol.75 (2002), pp.287-295.

[14] 木村武清, 木下康裕, “産業用ガスタービン燃焼器の低 NO<sub>x</sub> 燃焼技術”, 日本ガスタービン学会誌, Vol.32, No.1 (2004), pp.27-33.

[15] Durbin, M. D. and Ballal, D. R., “Studies of Lean Blowout in a Step Swirl Combustor”, ASME Journal of Engineering for Gas turbines and Power, Vol.118 (1996), pp.72-77.

[16] Durbin, M. D., Vangsness, M. D., Ballal, D. R. and Katta, V. R., “Study of Flame Stability in a Step Swirl Combustor”, ASME Journal of Engineering for Gas turbines and Power, Vol.118 (1996), pp.308-315.

[17] Hoffmann, S., Lenze, B. and Eickhoff, H., “Result of Experiments and Models for Predicting Stability Limits of Turbulent Swirling Flames”, ASME Journal of Engineering for Gas turbines and Power, Vol.120 (1998), pp.311-316.

[18] Kendrick, D.W., Anderson, T. J., Sowa, W. A. and Snyder T. S., “Acoustic Sensitivities of Lean-Premixed Fuel Injectors in a Single Nozzle Rig”, ASME Technical paper, ASME Turbo Expo’98 (1998), 98-GT-382.

[19] Lieuwen, T. and Zinn, B. T., “The Role of Equivalence Ration Oscillations in Driving Combustion Instabilities in Low NO<sub>x</sub> Gas Turbines”, International Symposium on Combustion, Vol.27, Issue 2 (1998), pp.1809-1816.

[20] Broda, J. C., Seo, S., Santoro, R. J., Shirhattikar, G. and Yang, V., “An Experimental Study of Combustion Dynamics of a Premixed Swirl Injector”, International Symposium on Combustion, Vol.27, Issue 2 (1998), pp.1849-1856.

[21] Richards, G. A. and Janus, M. C., “Characterization of Oscillations During Premix Gas Turbine Combustion”, ASME Journal of Engineering for Gas turbines and Power, Vol.120 (1998), pp.294-302.

[22] 山本和弘, 西澤泰樹, “強乱流予混合火炎の流れ場と構造”, 日本機械学会講演論文集 (B 編), Vol.68, No.665 (2002), pp.238-245.

[23] Schuller, T., Ducruix, S., Durox D. and Candel S., “Modeling Tools for the

Prediction of Premixed Flame Transfer Functions” Proceedings of the Combustion Institute, Vol.29, Issue 1 (2002), pp.107-113.

[24] 大島伸行, “ガスタービン用燃焼器の LES”, 日本機械学会年次大会講演論文集 (2007), pp.3-4.

[25] Konle, M., Kieseewetter, F. and Sattelmayer, T., “Simultaneous High Repetition Rate PIV-LIF-measurements of CIVB Driven Flashback”, Experiments in Fluids, Vol. 44 (2008), pp.529-538.

[26] Kroner, M., Fritz, J., Sattelmayer, T., “Flashback Limits for Combustion Induced Vortex Breakdown in a Swirl Burner”, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol.125, Issue 3 (2002), pp.693-700.

[27] 佐藤裕也, 篠田昌久, 山下博史, “渦輪に沿った高速火炎伝播メカニズム”, 日本燃焼学会誌, Vol.52, No.162 (2010), pp.224-232.

[28] McCormack, P. D., Scheller, K., Mueller, G. and Tisher, R., “Flame Propagation in a Vortex Core”, Combustion and Flame, Vol. 19 (1972), pp.297-303.

[29] Chomiak, J., Proceedings of the Combustion Institute, Vol.16 (1976), pp.1665-1673.

[30] Ishizuka, S., “On the Flame Propagation in a Rotating Flow Field”, Combustion and Flame, Vol.82, Issue 2 (1990), pp.176-190.

[31] Ishizuka, S., Murakami, T., Hamasaki, T., Koumura, K. and Hasegawa R., “Flame Speeds in Combustible Vortex Ring”, Combustion and Flame, Vol.113, Issue 4 (1998), pp.542-553.

[32] Ishizuka, S., Koumura, K., Hasegawa, R., “Enhancement of Flame Speed in Vortex Rings of Rich Hydrogen/Air Mixture in Air”, Proceedings of the Combustion Institute, Vol.28, Issue 2 (2000), pp.1949-1956.

[33] Ishizuka, S., “Flame Propagation along a Vortex Axis”, Progress in Energy and Combustion Science, Vol.28 (2002), pp.477-542.

[34] Asato, K., Wada. H. and Hiruma T., “Characteristics of Flame Propagation in a vortex core: Validity of a Model for Flame Propagation”, Combustion and Flame, Vol.110, Issue 4 (1997), pp.418-428.

[35] 趙薫青, 山下博史, “旋回流中での予混合火炎の伝播に関する数値解析”, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.67, No.662 (2001), pp.2567-2573.

[36] 永井秀和, 趙薫青, 山下博史, “旋回流中の予混合火炎伝播挙動に与える密度比および層流燃焼速度の効果に関する数値解析”, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.71, No.709 (2005), pp.2339-2344.

[37] 近藤周司, 山下博史, 篠田昌久, 山本和弘, “ランキン渦流中での予混合火炎伝播に与える渦核半径の影響に関する数値解析”, 日本機械学会論文集 (B 編),

Vol.74, No.747 (2008), pp.2387-2392.

[38] 佐藤裕也, 篠田昌久, 山下博史, “渦糸ソリトンによる高速火炎伝播メカニズムの検証”, 日本機械学会流体部門講演会講演論文集 (1993), pp.587-588.

[39] Hasegawa, T., Nishikado, K. and Chomiak, J., “Flame Propagation along a Fine Vortex Tube”, *Combustion and Science Technology*, Vol.108 (1995), pp.67-80.

[40] T. Hasegawa, K. Nishikado, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol.26,(1996), pp.291-297.

[41] 長谷川達也, “ボルテックス・バースティング-実験と数値計算の動向”, 燃焼研究, Vol.122 (2000), pp.49-57.

[42] 梅村章, 富田浩一, “可燃混合気渦の中を伝わる火炎の数理的研究:第1報, 新しい高速火炎伝ぱ機構の提案”, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.65, No.637 (1999), pp.3169-3176.

[43] 梅村章, 富田浩一, “可燃混合気渦の中を伝わる火炎の数理的研究:第2報, 数値的検証”, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.65, No.637 (1999), pp.3177-3184.

[44] 梅村章, “ボルテックス・バースティング研究の現状~理論的側面から見て~”, 燃焼研究, Vol.122 (2000), pp.35-48.

[45] Umemura, A. and Tomita, K., “Rapid Flame Propagation in a Vortex Tube in Perspective of Vortex Breakdown Phenomena”, *Combustion and Flame*, Vol.125 (2001), pp.820-838.

[46] Shtork, S. I., Cala, C. E., Fernandes, E. C., “Experimental Characterization of Rotating Flow Field in a Model Vortex Burner”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol.31 (2007), pp779-788.

[47] Jochmann, P., Sinigersky, A., Hehle, M., Schafer, O., Koch, R. and Bauer, H. -J., “Numerical simulation of a precessing vortex breakdown”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.27 (2006), pp192-203.

## 第2章 燃料濃度場・流れ場と火炎挙動の関係

### 2.1 はじめに

本章では、希薄予混合燃焼において重要な課題の一つとなっている火炎の動的挙動を解明することを目的とし、火炎挙動に影響を及ぼすと考えられる燃料濃度分布並びに火炎周辺の流速分布を取得し、火炎挙動との相互関係について考察を行った。ここで、対象にする燃焼器については、ガスタービン実機の燃焼器のうち予混合燃焼を行っている部分をモデル化した中心閉鎖型の燃焼器と、逆火の抑制を目的とした中心開放型の燃焼器の2種類とした。そして、この2種類の燃焼器を使用した条件の下、LIF-PIV同時計測によって燃料濃度場と流れ場の同時計測を行い、それぞれが火炎挙動へ及ぼす影響を明らかにした後、時系列PIV計測を用いて流れ場と火炎の動的挙動の詳細を求め、両者の相互関係を明らかにした。

通常、PIV計測は燃焼器内の流れ場計測など非燃焼場における流れ場の計測に用いられる<sup>[1-3]</sup>ことが多いが、本研究では燃焼場にもPIV計測を適応させ、さらにトレーサ粒子としてオリーブオイル粒子を用いることで、火炎周辺の流れ場だけではなく火炎形状も同時に取得することに成功した。また、従来のPIV計測では、ダブルパルスレーザとCCDカメラを用いていたため、取得できる速度場情報は不連続なものであった。本研究で対象とする火炎は非定常な挙動であり、これを正確に捉えるため、流れ場と火炎形状を連続的に取得することを目的に、CW（連続波発振）レーザと高速度カメラを用いる時系列PIV計測<sup>[4-6]</sup>を実験した。

### 2.2 固定旋回羽根付燃焼器

#### 2.2.1 固定旋回羽根付燃焼器の構造

ガスタービン燃焼器を開発する際に必要とされる条件として、その一番の目的である低NO<sub>x</sub>化はもちろん、その他に火炎の安定化や完全燃焼が確保されていることなどが必要となる。そのため、最近のガスタービン燃焼器では、パイロットバーナ（拡散バーナ）と複数のメインバーナ（予混合バーナ）を組み合わせている。図2.1は、本章の実験において用いた燃焼器（固定旋回羽根付燃焼器とする）であり、前述のメインバーナの一つをモデル化したものである。ガスタービン実機の燃焼器におけるメインバーナでは、燃料と酸化剤の混合促進と火炎の安定化、さらに燃焼器のコンパクト化のため、燃焼器内部に旋回流を発生させることが主流となっている。この旋回流を生み出す方法として複数の方法が存在するが、本実験では図2.1中に示した複数の羽根から成るスワローを用い、流れを曲げることで旋回を与える方法を採用する予混合燃焼器を対象としている。この固定旋回羽根付燃焼器では、まず、燃焼器底部から燃料と空気を別々に取り入れ、燃焼器中心軸に設置された燃料ノズルから、周囲を流れる空気に向かって水平方向に燃料を噴出させ、燃料と空気を混合させている。この燃料ノズルは交換可能であり、交換することによって、中心閉鎖型燃焼器と中心開放型燃焼器を実現できる。その詳細については、次の2.2.2項で述べる。

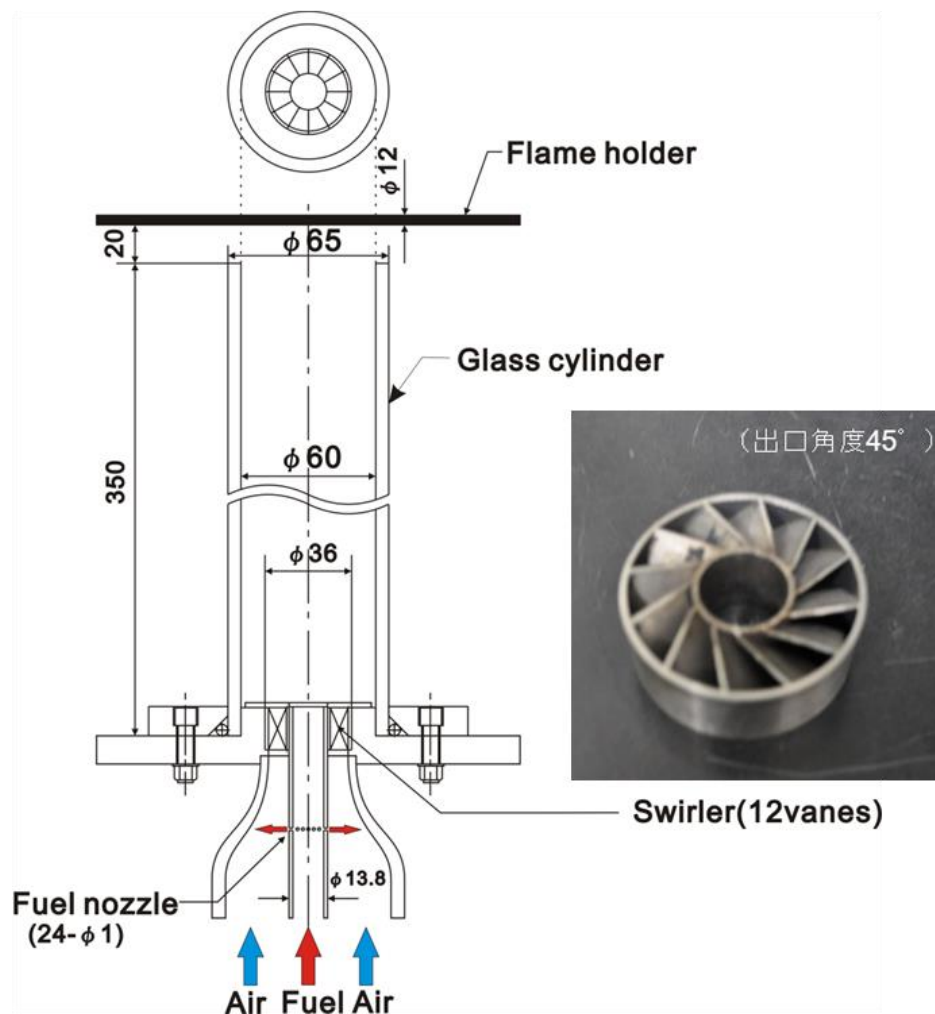


図 2.1 固定旋回羽根付燃焼器とスワロー

さらに、その上部には旋回流を発生させるスワローを設けている．このスワローは、12 枚の羽根を持っており、その出口角度  $\alpha$  は  $45^\circ$  で固定されている．また、本研究では燃焼室の内部を外からも観察可能にし、計測に用いるレーザ光を透過させるため、内径  $D = 60$  mm、外径  $65$  mm、長さ  $L = 350$  mm の石英ガラス円筒管をスワローの下流に設置した．さらに、燃焼室出口において火炎を保持させるために、ガラス円筒管の上端から  $20$  mm 上方の位置に直径  $12$  mm のセラミックス製円柱を水平に設置した．本研究では、この保炎器からガラス管内部を上流側へと移動する火炎を観察する．

## 2.2.2 中心閉鎖型燃焼器と中心開放型燃焼器

2.2.1 項でも述べたように、本章で用いる固定旋回羽根付燃焼器では、燃料ノズルを交換することによって、ガスタービン実機の燃焼器におけるメインバーナを再現した中心閉鎖型燃焼器（ここ以降、中心閉鎖型と呼ぶ）と逆火の抑制を目的とした中心開放型燃焼器（ここ以降、中心開放型と呼ぶ）を実現できる．

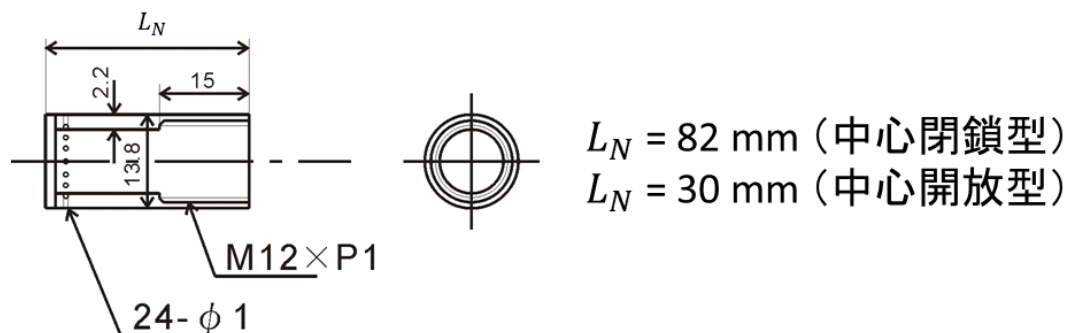


図 2.2 燃料ノズル

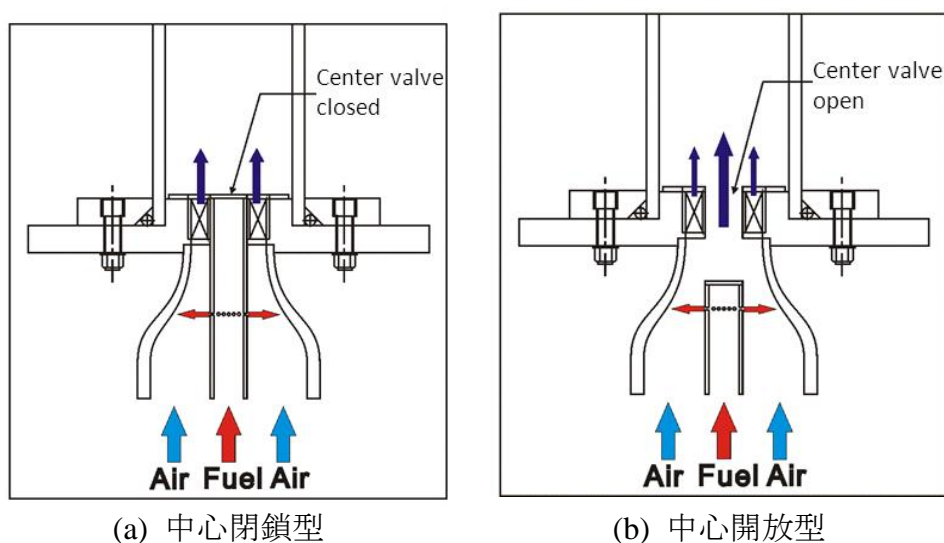


図 2.3 予混合気供給部の構造

図 2.2 は、それらを実現する燃料ノズルの詳細な形状を示している．双方の燃料ノズルとも、直径 1 mm の燃料噴射孔が 24 箇所空けられている．一方、両者は長さが異なりそれぞれの燃料ノズルを用いることによって、中心閉鎖型または中心開放型となる．それぞれの場合における燃料・空気混合部をそれぞれ図 2.3(a)と(b)に示す．中心閉鎖型では、スワラの中心部を完全に塞ぐ構造となっているため、すべての燃料と空気の予混合気は旋回羽根を通して燃焼室へと供給され、燃焼室内には旋回流のみが形成される．このため、旋回流の中心軸上では、負圧による低速領域（場合によっては逆流領域）が形成されることになる．それに対して、中心開放型では、スワラ中央部分が開放されているため、予混合気の一部は旋回羽根を通過するが、残りの予混合気は、スワラ中心部分を通過し垂直噴流として燃焼室へ供給される．このスワラ中心部分からの軸流噴流の影響によって、旋回流軸に沿って形成されるはずの低速領域が抑えられ、逆火抑制に繋がると考えられる．本章では、この 2 種類の燃焼器構造を使用することで、中心閉鎖型と中心開放型となる条件下における火炎の動的挙動に関する特性について考察を行った．

### 2.2.3 旋回流強さ

本研究では、燃焼器内部に形成される旋回流の特性を表すものとして旋回強さを用い、その強さを示す指標としてスワール数  $S$  を導入した。そのスワール数の算出方法は以下の通りである。

スワール数は式(2.1)で示される<sup>[7,8]</sup>。なお、 $G_\theta$ は周方向角運動量、 $G_z$ は軸方向運動量、 $R_o$ は代表長さである。

$$S = \frac{G_\theta}{G_z R_o} \quad (2.1)$$

ここで、 $G_\theta$ 、 $G_z$ は、

$$G_\theta = \int_{R_i}^{R_o} 2\pi\rho v_z v_\theta r^2 dr \quad (2.2)$$

$$G_z = \int_{R_i}^{R_o} 2\pi\rho v_z^2 r^2 dr \quad (2.3)$$

である。このとき、 $R_i$ はスワラの内周半径、 $R_o$ はスワラの外周半径を表している。燃焼器出口での流速の軸方向成分 $v_z$ は半径方向に一樣であり、円周方向成分 $v_\theta$ は一定とすると、式(2.1)は、

$$S = \frac{2}{3} \left[ \frac{1 - \left( \frac{R_i}{R_o} \right)^3}{1 - \left( \frac{R_i}{R_o} \right)^2} \right] \tan \alpha \quad (2.4)$$

となる。ここで、 $\alpha$ はスワラの出口角度である。

また、中心開放型において、スワラの旋回羽根を通る空気の流速のうち軸方向成分を $v_{zo}$ 、スワラ中心部分から流入する空気の流速を $v_{zi}$ とすると、式(2.2)、(2.3)はそれぞれ以下になる。

$$G_\theta = \int_{R_i}^{R_o} 2\pi\rho v_{zo} v_\theta r^2 dr \quad (2.5)$$

$$G_z = \int_{R_i}^{R_o} 2\pi\rho v_{zo} dr \cdot v_{zo} + \int_{R_i}^{R_o} 2\pi\rho v_{zi} dr \cdot v_{zi} \quad (2.6)$$



この2式を式(2.1)に代入すると、スワール数は、

$$S = \frac{2}{3} \tan \alpha \left[ \frac{1 - \left( \frac{R_i}{R_o} \right)^3}{1 - \left( \frac{R_i}{R_o} \right)^2 + \left( \frac{v_{zi}}{v_{zo}} \right)^2 \left( \frac{R_i}{R_o} \right)^2} \right] \quad (2.7)$$

で求めることができる。本章で用いたスワラについては、 $R_i = 13.8 \text{ mm}$ 、 $R_o = 36 \text{ mm}$ である。さらに、 $v_{zo}$ と $v_{zi}$ は、熱線風速計によってスワラ中央からの軸流噴流の流速と旋回羽根を通過する流速の割合を計測して求め、スワール数  $S$  を算出した。表 2.1 に空気流量を変化させたときのスワール数を示す。ただし、中心閉鎖型では式(2.7)において、 $v_{zi} = 0$  となるので、スワール数は一定である。

表 2.1 スワール数

空気流量 $Q_{air}$ [NL/min]	中心閉鎖型	中心開放型
50	0.737	0.472
60	0.737	0.456
70	0.737	0.444
80	0.737	0.432
90	0.737	0.425
100	0.737	0.418
110	0.737	0.409
120	0.737	0.403
130	0.737	0.400
140	0.737	0.397
150	0.737	0.394

## 2.3 逆火・吹き消え限界空気比測定

### 2.3.1 実験装置・方法

図 2.4 に逆火（吹き消え）限界空気比の測定を行った際に用いた実験装置の概略図を示す。コンプレッサにより圧縮された空気は水蒸気と塵を取り除いた後、レギュレータで一定の圧力に調整され、流量計により流量を調節して燃焼器に供給される。一方、燃料であるメタンは、ボンベにつけたレギュレータで一定の圧力に調整後、流量計で必要流量に調節して燃料ノズルから供給される。

まず初めに、火炎挙動の特性を中心閉鎖型と中心開放型で比較をするため、逆火・吹き消え限界空気比の計測を行った。逆火限界空気比の計測では、空気流量を  $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$  から  $150 \text{ NL/min}$  まで  $10 \text{ NL/min}$  間隔で増加させて計測を行った。具体的な計測方法は、空気流量をいずれかに固定した状態で、火炎を保炎器に保持させた状態から、燃料の流量を増加させ、火炎が保炎器から離れて上流へ移動し、スワラから  $100 \text{ mm}$  上方の位置に達したときを逆火と定義

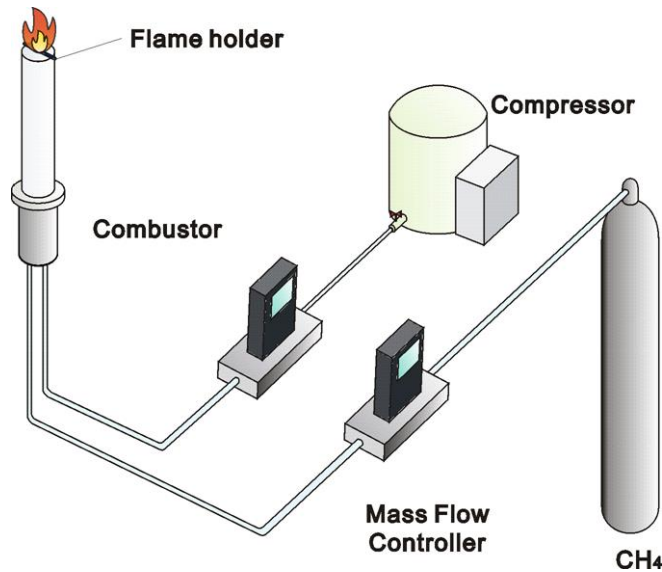


図 2.4 逆火（吹き消え）限界空気比測定のための実験装置

し，そのときの空気比を逆火限界空気比とした．一方，吹き消え限界空気比の測定については，保炎器上に保炎された状態から燃料の流量を減少させて，火炎が吹き消えたときの空気比を吹き消え限界空気比とした．また，計測は各空気流量条件において 5 回行い，その平均を逆火（吹き消え）限界空気比とした．

### 2.3.2 逆火・吹き消え限界空気比

図 2.5 に逆火・吹き消え限界空気比を示す．図中の赤プロットが中心閉鎖型，青プロットが中心開放型における結果を示している．また，中塗りプロットが逆火限界空気比，中空きプロットが吹き消え限界空気比を表している．図の縦軸は逆火（吹き消え）が生じたときの空気比を表している．そのため，逆火（吹き消え）限界空気比の値が大きくなっている領域では逆火（吹き消え）がより生じやすい（生じにくい）ため，逆火（吹き消え）限界に関する特性が劣る（優れる）と言える．逆に，逆火（吹き消え）限界空気比の値が小さくなっている領域では，逆火（吹き消え）が生じにくい（生じやすい）ため，逆火（吹き消え）限界に関する特性が優れる（劣る）と言える．つまり，火炎は図中の斜線部が示す逆火限界空気比と吹き消え限界空気比の間でのみ保炎が可能であり，逆火限界空気比と吹き消え限界空気比の間が広いほど，火炎の安定領域が広いことを表している．

図 2.5 が示すように，中心閉鎖型では，空気流量が  $Q_{air} = 90 \text{ NL/min}$  の付近で逆火限界空気比と吹き消え限界空気比が交差している．このことから，中心閉鎖型では空気流量が  $Q_{air} = 90 \text{ NL/min}$  よりも大きいと保炎できないということを示している．これは中心閉鎖型では円管内の中心軸に沿って，強い逆流領域が生じているため，火炎が上流に伝わりやすく，逆火限界空気比が高くなったことが原因であると考えられる．

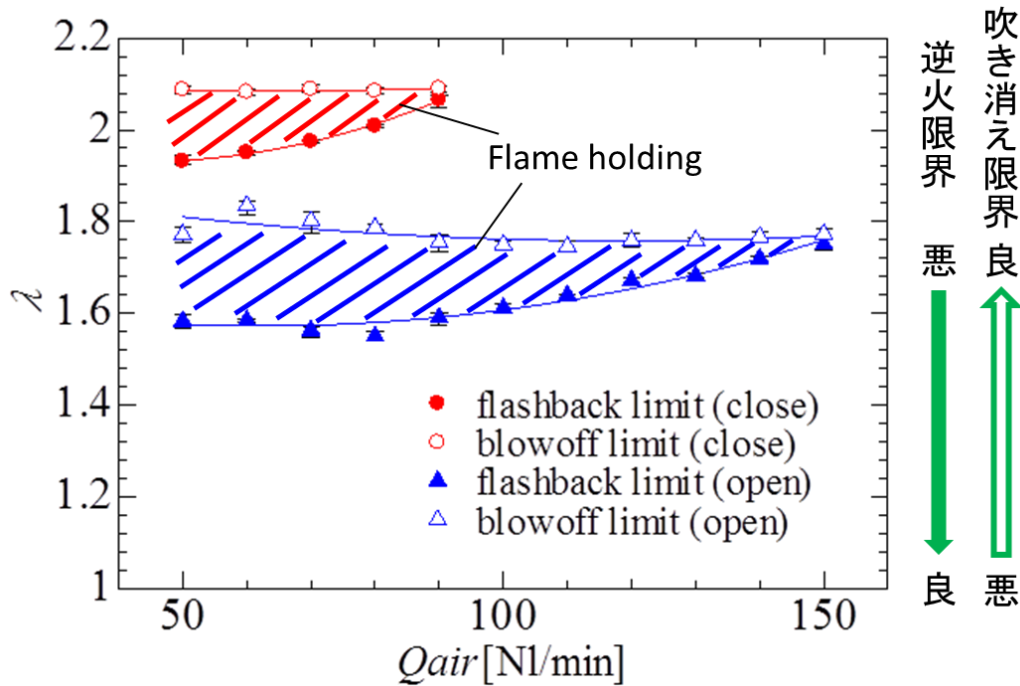


図 2.5 逆火・吹き消え限界空気比（中心開放型と中心閉鎖型の比較）

一方，中心開放型では空気流量  $Q_{air} = 150 \text{ NL/min}$  まで保炎することが可能であった．これは中心開放型では，軸流噴流の影響で旋回流があるにもかかわらず，旋回流の中心軸で低速領域が形成されないため，火炎の上流への移動が抑制され，逆火限界空気比が低下したためであると言える．

また，空気流量が増加するにつれて，逆火限界空気比が高くなっていることが分かる．この原因としては，空気流量の増加と共に，旋回流の周方向速度が増加するために旋回流の中心軸上で形成される低速領域が顕在化し，火炎の上流への移動を促進するためであると考えられる．このような傾向は，石塚らによる火炎伝播速度の式(2.8)に当てはまる<sup>[9]</sup>．この式から旋回流の周方向速度  $V_{\theta}$  が大きくなると，火炎伝播速度  $V_f$  が増加することが分かる．

$$V_f = S_u + V_{\theta \max} \sqrt{1 + \frac{\rho_b}{\rho_u}} \approx S_u + V_{\theta} \sqrt{1 + \frac{T_u}{T_b}} \quad (2.8)$$

$S_u$ ：層流燃焼速度， $T_b$ ：燃焼ガス温度， $T_u$ ：未燃焼ガス温度， $V_{\theta \max}$ ：最大周方向流速， $\rho_b$ ：燃焼ガス密度， $\rho_u$ ：未燃焼ガス密度

また流量の増加に伴って旋回流場の乱れも強くなるため，このような逆火特性になったものと考えられる．

本章では，図 2.5 中の斜線で示した保炎領域を広げることが目的にこれ以降，中心閉鎖型と中心開放型の 2 条件の下，火炎の動的挙動を明らかにすることを挙げていく．

## 2.4 燃料濃度場・流れ場同時計測

この節では、火炎の動的挙動に影響を与える要素である燃料濃度場と流れ場について、中心閉鎖型と中心開放型を使用したそれぞれの条件で比較を行う。そこで、燃料濃度場と流れ場を明らかにするため、レーザ誘起蛍光 (LIF: Laser Induced Fluorescence) 法と粒子画像流速測定法 (PIV: Particle Image Velocimetry) の同時計測を行った。LIF 計測とは、2.4.1 項で詳しく述べるが、化学種の濃度や温度計測に用いられる。また、PIV 計測については、2.4.2 項で詳述するが、流れに混入させたトレーサ粒子の移動距離から流れ場の流速分布を取得する手法である。

### 2.4.1 レーザ誘起蛍光 (LIF) [10-13] と燃料濃度分布の算出

LIF 法は、化学種 (分子または原子) が示す蛍光遷移過程を利用するものである。化学種はある特定の波長を持ったレーザ光によって照射されると、上位のエネルギー順位へ励起される。しかし、励起されたエネルギー順位では不安定なので、すぐに安定な下位の準位へ戻る。この際に、放出される自然放出光のうち比較的寿命が短く、電子のスピン多重度が変わらない遷移過程をレーザ誘起蛍光と呼び、この光の強度を検出することによって、その化学種の濃度や温度を計測することができる。

そこで、蛍光を発するためのトレーサ物質を燃料に混入させる必要があるが、本実験ではそのトレーサ物質としてアセトンを用い、メタン流量の 10.0% になるように混入させた。アセトン<sup>[14]</sup>は、図 2.6 に示すように、広い吸収スペクトル域 (225-320 nm) を持っており、270-280 nm の間で吸収断面積は最大となる。そして、蛍光を放出する波長域は 350-550 nm である。また、一般に蛍光強度は、温度および気体組成変化に影響を受けるが、アセトンによって放出される蛍光強度は、その影響を受けないことが報告されている。さらに、本実験では、レーザ光強度と誘起蛍光強度が線形性を持つ範囲内でレーザ光強度を設定し、アセトンの分圧も一定にすることで分圧による誘起蛍光強度への影響も排除した。

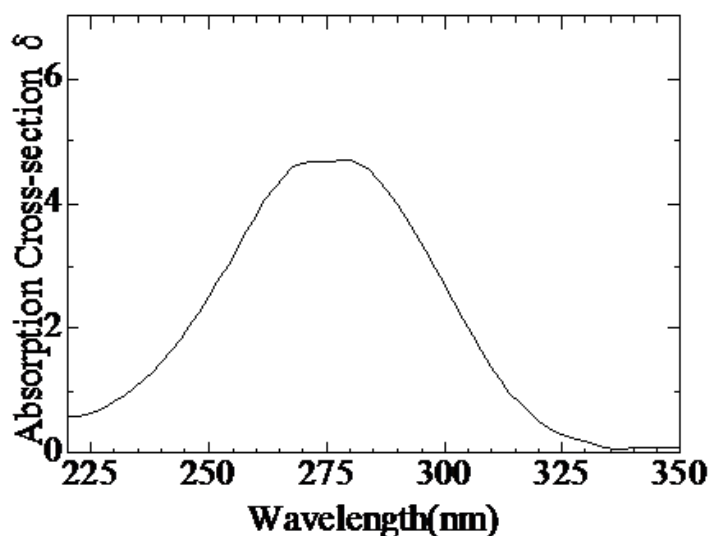


図 2.6 アセトンの吸収スペクトル

ここで、アセトンのモル濃度と誘起蛍光強度の関係を調べるため、一様なアセトン濃度を持つ空間に対して、一定強度のレーザを当て、その蛍光強度を比較した。その結果を図 2.7 に示す。縦軸は、実験で測定された蛍光強度の値であり、横軸はアセトンのモル濃度を表す。図 2.7 に示すような、アセトンのモル濃度が大きくない領域では、アセトンのモル濃度と蛍光強度の間に線形性が認められる。

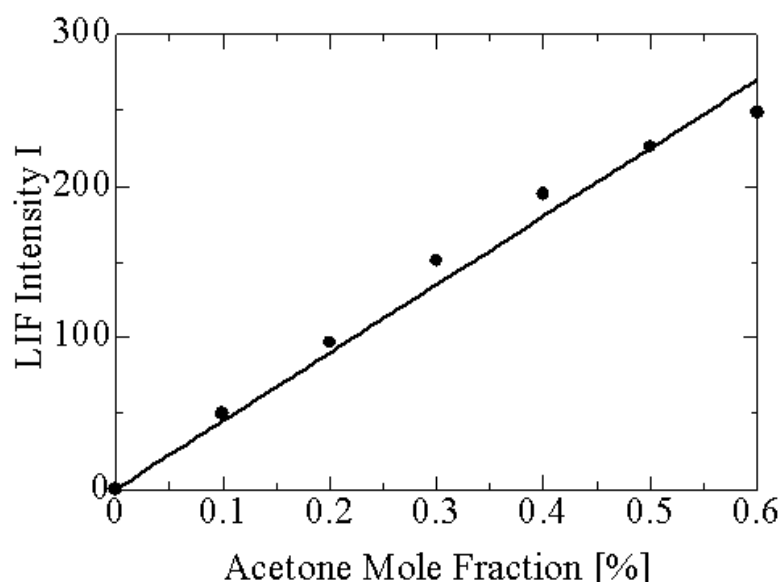


図 2.7 アセトンモル濃度に対する蛍光強度

次に、測定した蛍光強度から燃料濃度に変換する方法について以下に述べる。CCD カメラに検出される信号の中には、暗電流や背景からの 2 次的な反射光が含まれる。そこで、空気だけを流した状態で撮影した画像が、背景光と暗電流を含むとみなし、これを撮影した誘起蛍光強度画像から差し引くことで、背景光と暗電流の影響を取り除く。また、レーザ光強度は均一ではなく、中心に近いほど強度が強く、それに応じて蛍光強度も強くなっている。したがって、レーザ光の強度分布を考慮しなければならない。そこで、背景光と暗電流を差し引いた蛍光強度分布画像を、アセトン濃度を 1.0% に調節した空気に、レーザを照射した時に得られる蛍光強度分布画像で除算することで、レーザ強度分布を考慮した。アセトン濃度の算出には以下の式を用いた。

$$\text{アセトン濃度} = \left( \frac{\text{アセトン蛍光強度}}{\text{1.0\%アセトン蛍光強度}} \right) \times \frac{1.0}{100} \quad (2.9)$$

1.0%アセトン蛍光強度は、実験で用いていた燃料ノズルに導く流量（アセトン含有量にして 10.0%）はそのままに、それを 9 倍の空気流量で希釈することにより 1.0% のアセトンを含ませた空気とした。その空気流にレーザを照射した時に得られる蛍光強度分布画像を、濃度を算出する際に用いる基準となる画像とし、レーザの強度分布の情報を与えておくことで、正確なアセトンの濃度分布

が得られる．この画像で背景光を取り除いた誘起蛍光強度画像を除算することによって，トレーサの濃度分布が求まる．

さらに，燃料の濃度分布に変換する．前述のとおり，本測定で用いる燃料は，メタンに 10.0%のアセトン蒸気を含ませたものであるので次式で算出できる．

$$\text{燃料濃度} = \text{アセトン濃度} \times \frac{100}{10.0} \quad (2.10)$$

## 2.4.2 PIV 計測<sup>[15,16]</sup>

PIV 計測とは，流れに混入させた粒子の任意 2 時刻間における移動距離から，流れ場の流速分布を取得する測定手法である．図 2.8 に PIV システムの例を示す．流れに混入させたトレーサ粒子を，パルスレーザなどの光源をシート状にして瞬間的に照射する．照射は少なくとも 2 時刻（時刻  $t$  と時刻  $t'$ ）において行われ，照射によるトレーサ粒子からの散乱光を CCD 素子などの撮影装置を介して，記録媒体に 2 時刻における瞬間的な粒子画像として記録する．連続する 2 時刻の粒子画像から粒子の移動量  $\Delta X$  を求め，これと粒子画像の撮影時間間隔  $\Delta t (= t' - t)$  および画像の変換係数  $\beta$  から流れ場の局所速度  $u$  を式(2.11)によって算出する．画像の変換係数  $\beta$  は， $\beta = \beta' / M$  で与えられ， $\beta'$  は単位換算係数であり， $M$  は撮影系の横倍率である．

$$u = \beta \frac{\Delta X}{\Delta t} \quad (2.11)$$

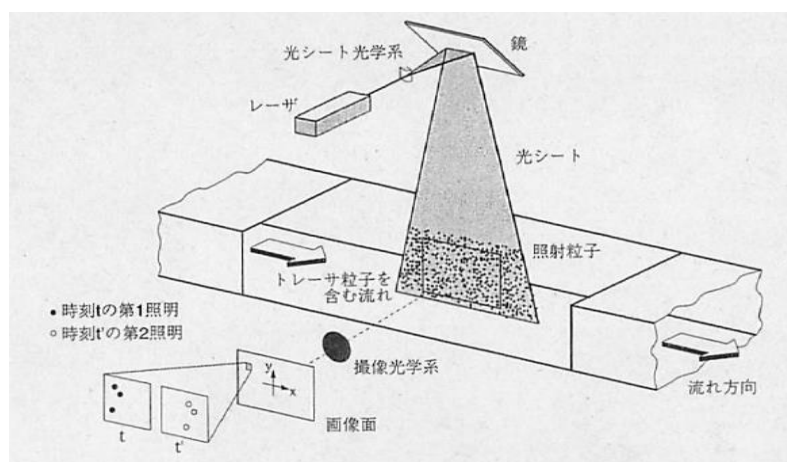


図 2.8 PIV 概念図

また，粒子を照射する光源をシート状にしたものをレーザシートと呼び，そのレーザシート面内の流速分布を求めることが一般的である．しかし，流れ場の多くは 3 次元的であるため，レーザシートによる 2 次元的な PIV 計測においては，シート厚さと面外速度成分（レーザシートに垂直方向の速度成分）の大きさとの関係に十分注意して条件設定を行う必要がある．具体的には，取得する 2 画像のトレーサ粒子の面外方向への移動距離をレーザシート厚さの 1/4 以下

になるようにシート厚さと画像の時間間隔を設定すれば、面外速度が計測結果に及ぼす影響が少ないことがシミュレーションによって検証されている。レーザービームはシリンドリカルレンズを通過させると 1 方向にだけ光が屈折するので、図 2.9 のようにレーザービーム径の厚みを持つレーザーシートを形成することができる。

ここで、本研究において用いたトレーサ粒子を発生させる装置（バブラ）の概略図を図 2.10 に示す。トレーサ粒子の原料としては、オリーブオイルを用いた。オリーブオイル粒子を用いる最大の利点は可燃性の物質であることであり、それによって、オリーブオイル粒子が存在できる火炎外では流れ場の流速分布が取得でき、火炎中では粒子が焼失するため火炎形状を同時に取得できる。また、オリーブオイル粒子には、平均粒径が約  $1\text{ }\mu\text{m}$  で粒径のばらつきが少なく、粒子の大量発生が容易であること、粒子の寿命が数時間と長いこと、装置などに付着した油滴は時間と共に蒸発して装置を汚しにくいこと、そして、毒性がないことなどの利点もある。粒子を発生させる仕組みは以下のようなものである。バブラの中に入れたオリーブオイルにラスキンノズルを浸し、そのノズルからゲージ圧

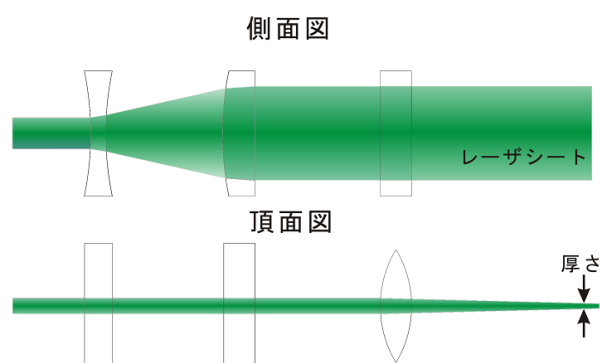


図 2.9 シリンドリカルレンズを用いたレーザーシート作成

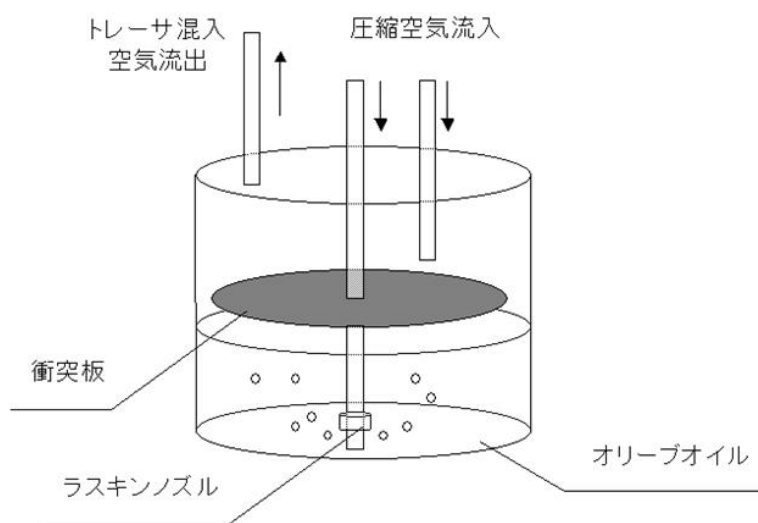


図 2.10 トレーサ粒子発生装置（バブラ）

が 1 気圧程度の圧縮空気をオイル中に吹き出し気泡を発生させる．ノズルからの音速ジェットによるせん断力で小さな油滴が発生し，それらが気泡中に閉じ込められる．気泡は浮力によって上方に移動し，オイル表面に運ばれ，表面で破裂して気泡中の微細な油滴が容器の気体中に飛散する．容器の上部には衝突板が設けられていて，ここで径の大きな油滴が衝突板に付着し除去される．衝突板と容器の間にある 2 mm 程度の隙間を通り抜けた小さな油滴がバブラの出口から排出されトレーサ粒子として流れ場に供給される．

### 2.4.3 PIV 計測における画像解析

PIV 解析では，移動量ベクトル( $\Delta X, \Delta Y$ )を算出する方法として，輝度値パターンを追跡する画像相関法と個々の粒子を追跡する粒子追跡法に分類される．本研究では，前者の画像相関法を用いて PIV 解析を行った．

画像相関法は 2 時刻の輝度関数  $f(X,Y)$ ,  $g(X,Y)$  を用いて，画像上における粒子パターンの変位を解析する．一般的には画像を検査領域と呼ばれる小領域に分割し，その分割された領域内の輝度値パターンを用いて，領域内の平均移動量を算出する．すなわち，2 画像間でパターンの類似している領域を探索することになるが，その類似度を相関関数などによって評価するため，一般的に画像相関法と呼ばれる．この手法に用いられる画像は中間輝度レベルをもつ濃淡画像であり，比較的粒子数密度の高いものが利用される．画像上の輝度変化を用いて解析することになるため，個々の粒子像を分別できる必要はない．

また，画像相関法には，異なる 2 時刻の画像の間で輝度値パターンの類似度の高い部分を対応付ける際，その類似度を表現する評価量及びその算出法によって，さらに細分化される．ここでは，代表的な直接相互相関法と再帰的相関法について述べる．

#### ①直接相互相関法

直接相互相関法は，局所的な輝度値パターンの類似度を相互相関関数で評価するもので，相互相関値の算出に直接的な相互相関関数の定義式を用いる．

#### (a)測定原理

微小時間だけ異なる 2 時刻の可視化画像がデジタル画像としてある場合，先の時刻に取得した第 1 画像中の検査領域の輝度値パターンが，次の時刻に取得した第 2 画像中のどの位置に移動したかを，相互相関関数を用いて検出する．一般的な信号処理として，2 つの時系列信号の位相関係を相互相関関数で調べることが行われるが，これを 2 次元画像輝度値パターンの信号に対して適応する．

2 種類の 2 次元信号  $f(X,Y)$ ,  $g(X,Y)$  を用いて相互相関関数の計算方法を示す．関数  $f(X,Y)$  と  $g(X+\Delta X, Y+\Delta Y)$  との相互相関関数  $C_{fg}(\Delta X, \Delta Y)$  は次のように定義される．ここで， $L_0$  は領域サイズである．

$$\begin{aligned} C_{fg}(\Delta X, \Delta Y) &= \overline{f(X,Y)g(X+\Delta X, Y+\Delta Y)} \\ &= \lim_{L_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{L_0^2} \int_{-\frac{L_0}{2}}^{\frac{L_0}{2}} \int_{-\frac{L_0}{2}}^{\frac{L_0}{2}} f(X,Y)g(X+\Delta X, Y+\Delta Y) dx dy \end{aligned} \quad (2.12)$$



実際に取り扱う原関数  $f, g$  は連続的には与えられないので、次の離散表現の定義式で相互相関関数を計算することになる。ただし、検査領域サイズを  $N \times N$  pixel とする。

$$C_{fg}(\Delta X, \Delta Y) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N f(X_i, Y_j) g(X_i + \Delta X, Y_j + \Delta Y) \quad (2.13)$$

また、相互相関を取るとき、値域が  $[-1, 1]$  の範囲をとる次の相互相関係数で評価すること多い。

$$R_{fg}(\Delta X, \Delta Y) = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \{f(X_i, Y_j) - f_m\} \{g(X_i + \Delta X, Y_j + \Delta Y) - g_m\}}{\sqrt{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \{f(X_i, Y_j) - f_m\}^2 \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \{g(X_i + \Delta X, Y_j + \Delta Y) - g_m\}^2}} \quad (2.14)$$

ただし、式中において、 $f_m, g_m$  はそれぞれ第 1, 2 画像における  $N \times N$  の検査領域内の輝度値パターン  $f, g$  の平均値を表す。また、式(2.14)において  $f_m = g_m = 0$  とする相互相関係数の定義式を用いることもある。

図 2.11 は直接相互相関法による輝度値パターン移動量検出の概略を示している。最初に、第 1 画像における任意の位置 A を中心とする  $N \times N$  の検査領域を設定する。次に、第 2 画像の中に同じ位置 A を中心とする  $N_s \times N_s$  の領域を探索領域として設ける。そして、探索領域内に中心をもつ多くの候補領域の中で第 1 画像に設定した検査領域の輝度値パターンと最も類似した領域を、式(2.13)または式(2.14)で示した相互相関の最も高い値をもつ領域として求める。

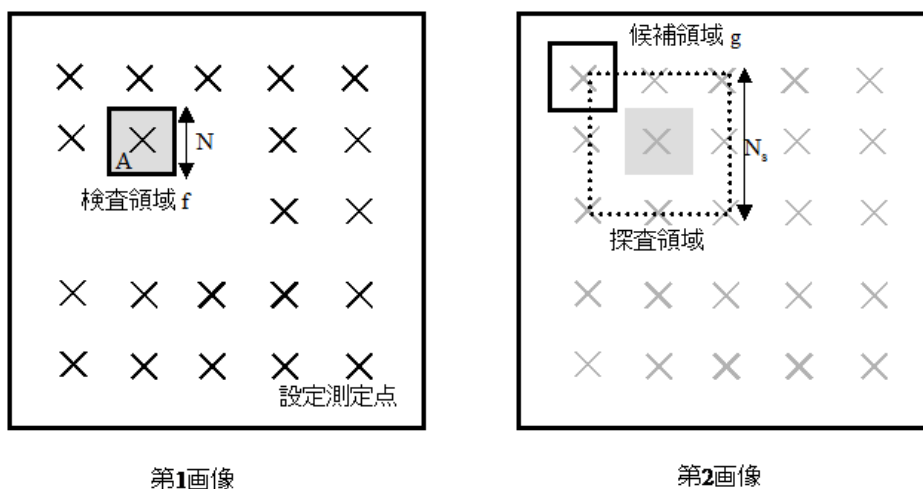


図 2.11 直接相互相関法の処理手順の概略

### (b)パラメータの設定

直接相互相関法では、検査領域サイズ  $N$  と探査領域サイズ  $N_s$  が主要なパラメータとなる。検査領域サイズ  $N$  は、基本的に自由に設定可能である。ただし、実際はどの画素位置が検査領域の中心であることを明確にするために奇数とすることが多く、また、回転やせん断による輝度値パターンの変形の影響を極力低減させるために、基本的に  $N$  は小さくとることが望まれる。パラメータ  $N$  の決定は、粒子像数密度とも密接な関係がある。仮に、輝度値パターンの変形の影響を極力抑えるために極端に小さい  $N$  を採用した場合、トレーサ粒子が検査領域内に全く存在しない場合が考えられ、相互相関による輝度値パターンの移動量計測が正しく行われない。一般には、 $N \times N$  pixel の検査領域中に 5 個以上のトレーサ粒子が記録されているように  $N$  の大きさを決める。逆に、 $N$  の大きさを先に決める場合には、流れの可視化の際にトレーサ密度を適切に調整する必要が生じてくる。

次に、探査領域サイズ  $N_s$  であるが、これは輝度値パターンの画像上最大移動量との関連で決定する必要がある。予想される最大移動量を  $X_{\max}$  と表すと、

$$|X_{\max}| < \frac{N_s}{2} \quad (2.15)$$

の条件を満足することが、探査領域サイズ  $N_s$  決定の目安となる。探査領域サイズ  $N_s$  は検査領域サイズ  $N$  と同様に任意の値をとり得る。そのため、誤ベクトル発生を避けられるよう対象とする流れ場によっては、縦横比の違う探査領域を設定することもできるが、通常は検査領域と中心を一致させた一辺が奇数画素の正方領域を設定する。

通常、測定点は正方格子状に設定され、その格子間隔は検査領域サイズ  $N$  の半分、すなわち隣同士の測定点における検査領域が互いに 50% オーバーラップするように設定されることが多い。

### (c)サブピクセル解析

ここで、画像輝度値パターンの画像上平均移動量を高精度に測定するサブピクセル解析について述べる。デジタル画像上で輝度値パターンを追いかける場合、標本化の影響で画素単位の移動量しか得られないことになる。サブピクセル精度はさらにもう 1 桁小さな値まで移動量を検出しようとするもので、相関法の場合次のように適応できる。

簡単のため輝度値パターンを 1 次元で表し、図 2.12 のような相互相関係数を考える。相関ピーク値の両側の相関値にガウス分布や 2 次曲線を当てはめてその極大値位置を求めるか、重心を計算する。相関ピーク値で得られる整数画素単位の移動量を  $i$  とすると、ガウス分布によるサブピクセル移動量  $P_{\text{sub}}$  は、相関値  $R$  を用いて次のように与えられる。

$$P_{\text{sub}} = i - \frac{1}{2} \frac{\ln R_{i+1} - \ln R_{i-1}}{\ln R_{i+1} - 2 \ln R_i + \ln R_{i-1}} \quad (2.16)$$

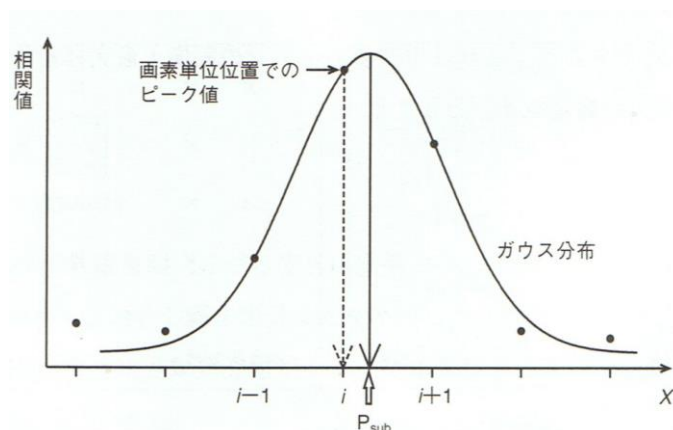


図 2.12 サブピクセル精度（ガウス分布の場合）

上記の式に従い、 $X$  方向移動量、 $Y$  方向移動量それぞれ別々にサブピクセル移動量  $P_{sub}$  を求め、これにより 0.1pixel 精度で輝度値パターンの移動量を測定することができる。

## ②再帰的相関法<sup>[17-19]</sup>

PIV で得られる流速分布に望まれるものは、高空間解像度分布で得られること、得られるベクトルの精度が高いこと、微小な変位も計測できることなどである。再帰的相関法は、誤ベクトルを減らすとともに、高い空間解像度でデータを取得する方法である。

### (a)従来の手法の問題点

一般に、PIV における誤差には、誤った対応付けを選択することに起因する誤ベクトルと、ピクセル以下の変位量の算出に起因するサブピクセル誤差の 2 つがある。これらの誤差はほぼ独立であり、別々に考慮する必要がある。相関法においては、小さな検査領域を用いるほど、似たパターンが存在する確率が高くなり、誤ベクトルが増大する。なお、画像中の情報量が減るのでサブピクセル誤差も増大する。検査領域が小さいほど、空間解像度が良くなるので、できるだけ小さい検査領域を用いた方が望ましいが、誤ベクトルが増大するため、あまり小さな検査領域は用いることができず、従来の方法では、検査領域は 32×32 pixel 程度である。

### (b)再帰的相関法

検査領域サイズが大きければ、誤ベクトルの発生は抑えられるが、空間解像度は悪くなる。一方、検査領域を小さくすれば、解像度は良くなるが誤ベクトルが増大する。この両者のメリットのみを用いるのが、再帰的相関法である。小さな検査領域での誤ベクトルの発生は、似たパターンが多数発生すること起因している。そこで、探索領域を正しい移動先の近傍に限定できれば、似たパターンの発生確率を小さくできる。以下に、その具体的な解析手法を上述した直接相互相関法について示す。

- ①大きな検査領域（64×64 pixel など）を用いて直接相互相関法を行い、輝度値パターンの移動量ベクトルを求める。検査領域が十分大きいので、誤ベクトルは多くは発生していないと考えられる。

- ②誤ベクトルの除去を行う．さらに，除去された誤ベクトル位置におけるベクトルを補間して求め，ベクトル候補とする．誤ベクトル除去で正しいと判断されたベクトルは，そのままベクトル候補とする．
- ③検査領域サイズをひとまわり小さくすると共に，探査領域を②で求められたベクトル候補の周囲に限定して直接相互相関法を行う．探査領域を限定することで，小さな検査領域でも誤ベクトルの発生を抑えることができる．
- ④ステップ②と③を繰り返す．

また，PIV 固有の前処理として背景光除去がある．背景光除去は，背景画像を各粒子画像から差し引くことにより，背景の不要な部分を消去し，トレーサ粒子のみを画像に残す処理である．トレーサ粒子を流体にシーディングする前に，あらかじめ背景のみの画像を撮影しておき，これを用いて背景光除去を行う．

#### 2.4.4 実験装置・方法

図 2.13 に本実験で行った LIF-PIV による濃度・速度場同時計測の実験装置の概略図を示す．コンプレッサにより圧縮された空気は，水蒸気と塵を取り除いた後，レギュレータで一定の圧力に調整し，流路を 2 つに分岐させる．片方の流路は，PIV 計測に用いるオリーブ粒子を発生させるバブラを通過させ，もう一方の流路は，空気流量に関する所定の実験条件を満たすため，流量計で空気流量が調整され，双方を合流させた後，燃焼器へ供給する．また，LIF 計測に必要な蛍光を得るために，アセトンの入った容器（アセトンバブラ）内で，アセトン蒸気を発生させ燃料に混入させる．このとき，アセトンバブラに逆火するのを防ぐため，窒素でアセトンをバブリングし，発生したアセトン蒸気を含んだ窒素をメタンと合流させ，メタンとアセトンを均一に混合したものを燃焼器の燃料ノズルに送った．このとき，メタンに対して 10.0%のアセトンを混入させている．また，アセトンを混入させた窒素は，燃料全体の約 10%程度の流量となる．燃料濃度分布計測には，Nd:YAG レーザ（Spectra-Physics 社製 PIV-400）の第 4 高調波  $\lambda = 266 \text{ nm}$ （60 mJ/pulse）を用いる．PIV 計測におけるトレーサ粒子からのミー散乱光画像の取得には第 2 高調波  $\lambda = 532 \text{ nm}$  を使用する．この第 2 高調波は，LIF 用の第 4 高調波を出力する際，微量に出力される光を分光することにより得られる．この分光方法について述べる．図 2.14 に今回行った分光方法の概略図を示す．図 2.14 が示すように，Nd:YAG レーザで第 4 高調波を出力した場合でも，第 1 高調波，第 2 高調波も出力されている．本来は，ダイクロイックミラーにより特定の波長のみを取り出し，他の波長をビームダンパ等で受光している．しかし，今回は図 2.14 のように 2 枚目の 266 nm ダイクロイックミラー透過後の第 2 高調波を 532 nm ダイクロイックミラーにて取り出している．次に，第 4 高調波と第 2 高調波をクロスさせるように高さ方向に上げ，その後，光軸を揃えてシリンドリカルレンズに導いている．本実験で使用した 266 nm ダイクロイックミラーは第 4 高調波を反射し，第 2 高調波を透過させる特性を持つ．一方，532 nm ダイクロイックミラーは第 2 高調波を反射するが，第 4 高調波を透過させる際，ミラー表面に傷がついてしまう特性がある．そのため，図 2.14 のような複雑な光学系を組み，ミラー類にダメージを及ぼさない工夫を施

した．そして，このパルス光を長焦点距離（700 mm）のシリンドリカルレンズによって，測定体積中央部に厚さ約 0.2 mm のレーザシート光として形成した．  
また，LIF 用カメラでは，測定対象からの誘起蛍光を入射レーザ光に対して直

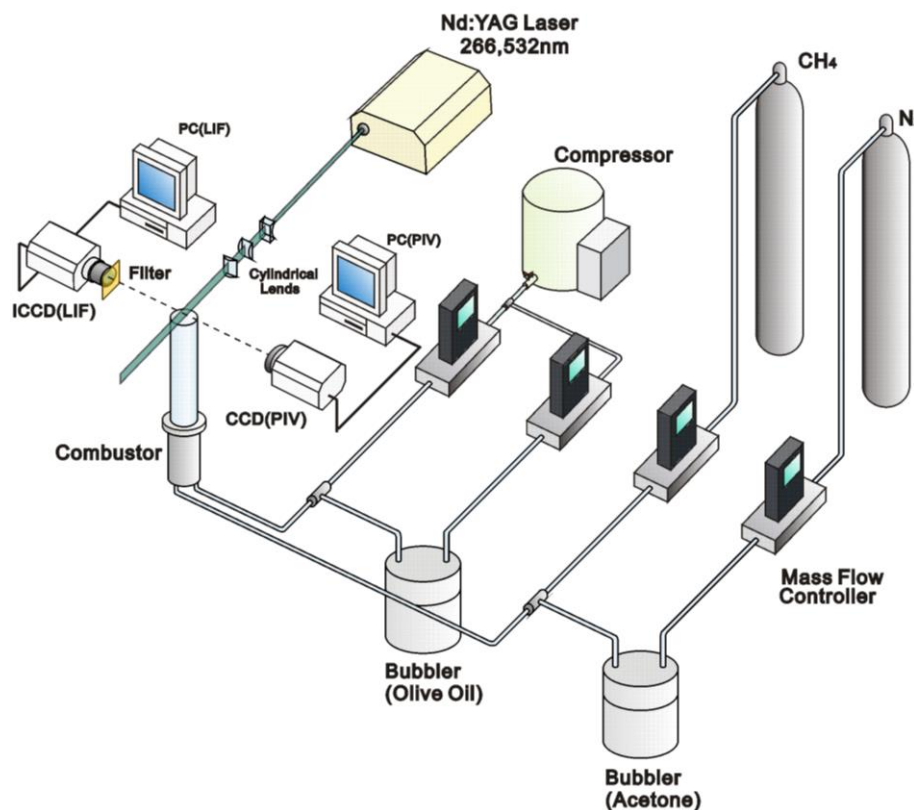


図 2.13 LIF-PIV 同時計測のための実験装置

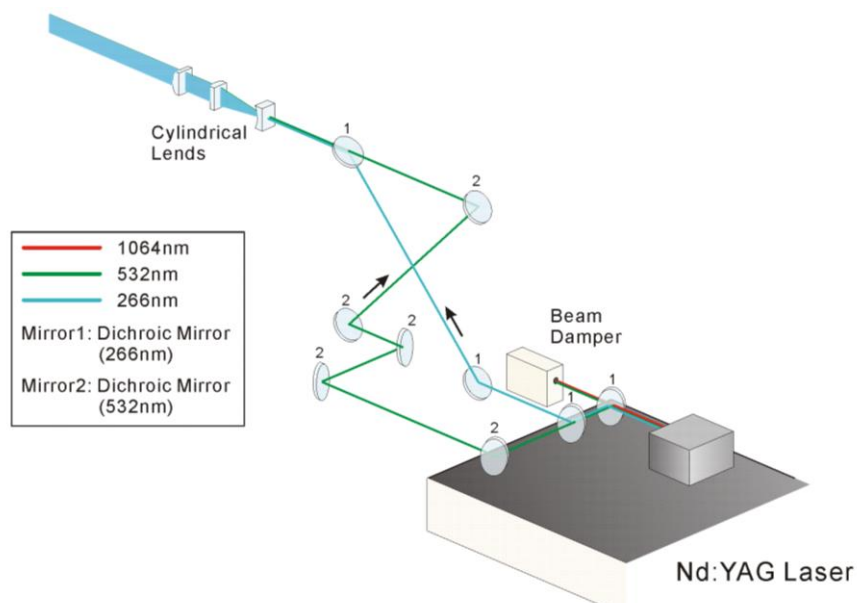


図 2.14 第 2 高調波と第 4 高調波の分光方法

角方向からカメラレンズで集光する．測定範囲が適当な領域になるように，レンズとカメラの間に接写リングを取り付けた．ただし，本実験では PIV 計測で用いるオリーブオイル粒子を流れに混入させているため，LIF 用カメラにオリーブオイル粒子からのミー散乱光が入ってしまい，正確な濃度場を測定することが困難である．そこで，長波長カットフィルタ（朝日分光社製 XF554 VIS 490 nm 50x50）を LIF 用カメラの前に設置した．このフィルタは，アセトン蒸気の蛍光波長を透過させ，トレーサ粒子からのミー散乱波長（532 nm）をカットする能力を有している．

#### 2.4.5 実験条件・計測範囲

計測領域を図 2.15 に示し，実験条件を表 2.2 に表す．計測は，燃焼器の管出口つまり火炎の保炎領域となっている．また，保炎器を管出口に設置すると，計測領域に映り込んでしまうので，今回は保炎器なしで火炎を安定化させて実験を行った．ここでは，いずれのケースでも非燃焼場での計測となっており，燃料と空気の混合に着目しているため，燃料希薄条件でなく量論空気比付近で実験を行った．計測は，各条件に対して 150 枚撮影した．

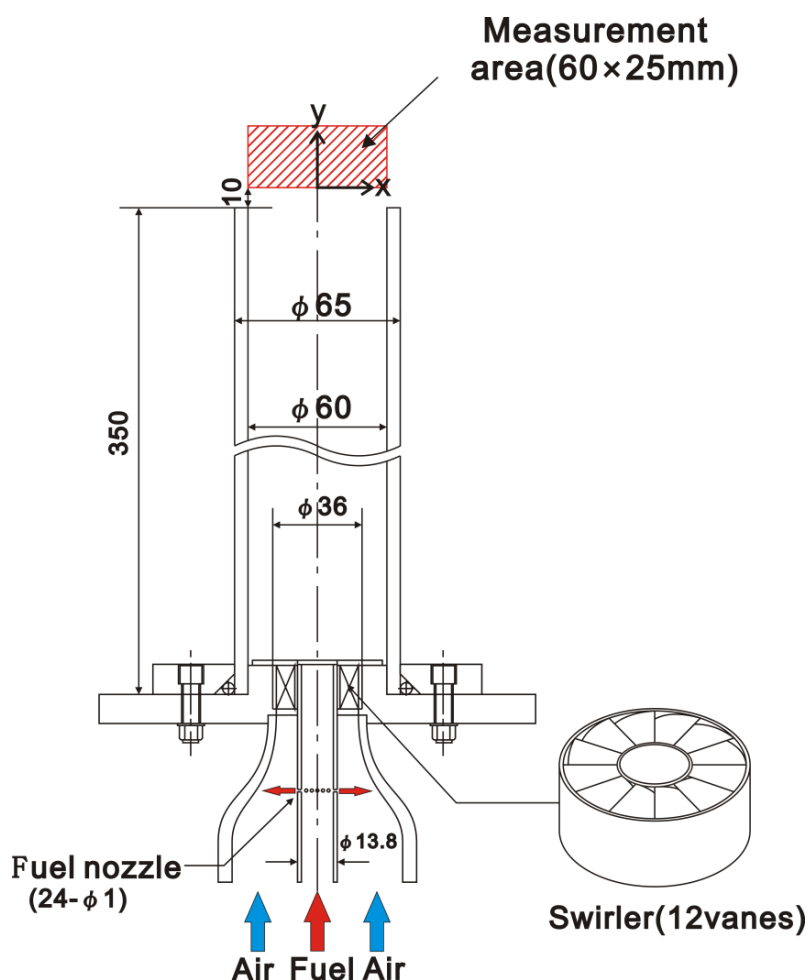


図 2.15 LIF-PIV 同時計測の計測領域

表 2.2 LIF-PIV 同時計測における実験条件

	$Q_{air}[\text{NL/min}]$	$Q_{CH4}[\text{NL/min}]$	$Q_{N2}[\text{NL/min}]$	空気比 $\lambda$
中心閉鎖型	100	10.5	5.29	1.11
中心開放型	100	10.5	5.29	1.11

#### 2.4.6 燃料濃度場・流れ場同時計測の結果

図 2.16 は、LIF-PIV 同時計測を行って得たメタン濃度場と流れ場の結果である。中心閉鎖型の結果を図 2.16(a)に、中心開放型の結果を図 2.16(b)に示す。図中では、メタン濃度場を疑似カラーによって表示し、流速の 2 次元分布を黒色のベクトルによって表している。ただし、PIV 計測のトレーサ粒子が欠損している領域では、画像相関をとる際に誤ベクトルが生成されてしまうので、トレーサ粒子が存在していない領域でのベクトル算出処理を省いた。そのため、トレーサ粒子欠損領域でのベクトルは表示されていない。中心開放型の条件では、管出口において比較的均質なメタン濃度分布が形成されていることが分かる。しかし、中心閉鎖型の条件では、局所的にメタン濃度が大きく低下している領域が確認できる。これは、旋回流によって管出口の流路拡大部分で、強い逆流が形成されており、その逆流により周囲の空気が巻き込まれ、部分的にメタン濃度が著しく低下する領域が生成されたためであると考えられる。実際に、逆流が存在している領域では、メタンの局所的な低濃度領域が分布している様子が確認できる。

また、中心閉鎖型のケースでは、強い循環流によって生まれる渦の様子が、図 2.16(a)の瞬時の流速分布から確認できる。このような渦によって、周囲空気とメタンの混合は一層促進されると考えられる。

次に、中心閉鎖型と中心開放型を使用した条件の下、得られた瞬時場 40 枚から算出した計測領域における平均のメタン濃度場と流れ場をそれぞれ図 2.17(a)と 2.17(b)に示す。この結果からも、中心閉鎖型では、メタン濃度が中心開放型に比べて、低下していることが分かる。これは、先程述べた旋回流によって生じた逆流により、周囲空気が巻き込まれて混合され、メタンと空気の予混合気体が希釈されたためである。

さらに、上と同じ 40 枚の瞬時場から得たメタン濃度場と流れ場の時間変動について考察する。ここでは、メタン濃度場と流れ場の時間変動については、それぞれメタン濃度と燃焼器軸方向速度の RMS 値としている。まず、メタン濃度場に関する時間変動について、中心閉鎖型のケースを図 2.18(a)に、中心開放型のケースを図 2.18(b)に示す。これらの図より、メタン濃度場の時間変動に関しては、中心開放型に比べて中心閉鎖型の方で、時間変動が大きいという特徴はあるものの、両者とも燃焼器の半径方向全体にわたって一様であることが分かる。一方、流れ場の時間変動を図 2.19 に示す。図 2.18 と同様に、中心閉鎖型のケースを図 2.19(a)に、中心開放型のケースを図 2.19(b)に示した。流れ場の時間変動については、中心閉鎖型では燃焼器中心軸付近のみで値が小さい一方、中心開放型では流れ場の時間変動が小さい領域が燃焼器半径方向に広く分布していることが分かる。また、次の 2.5 節で示すように、中心閉鎖型では火炎が燃焼器中心軸付近に存在するが、中心開放型の場合では火炎が燃焼器の半径方向に



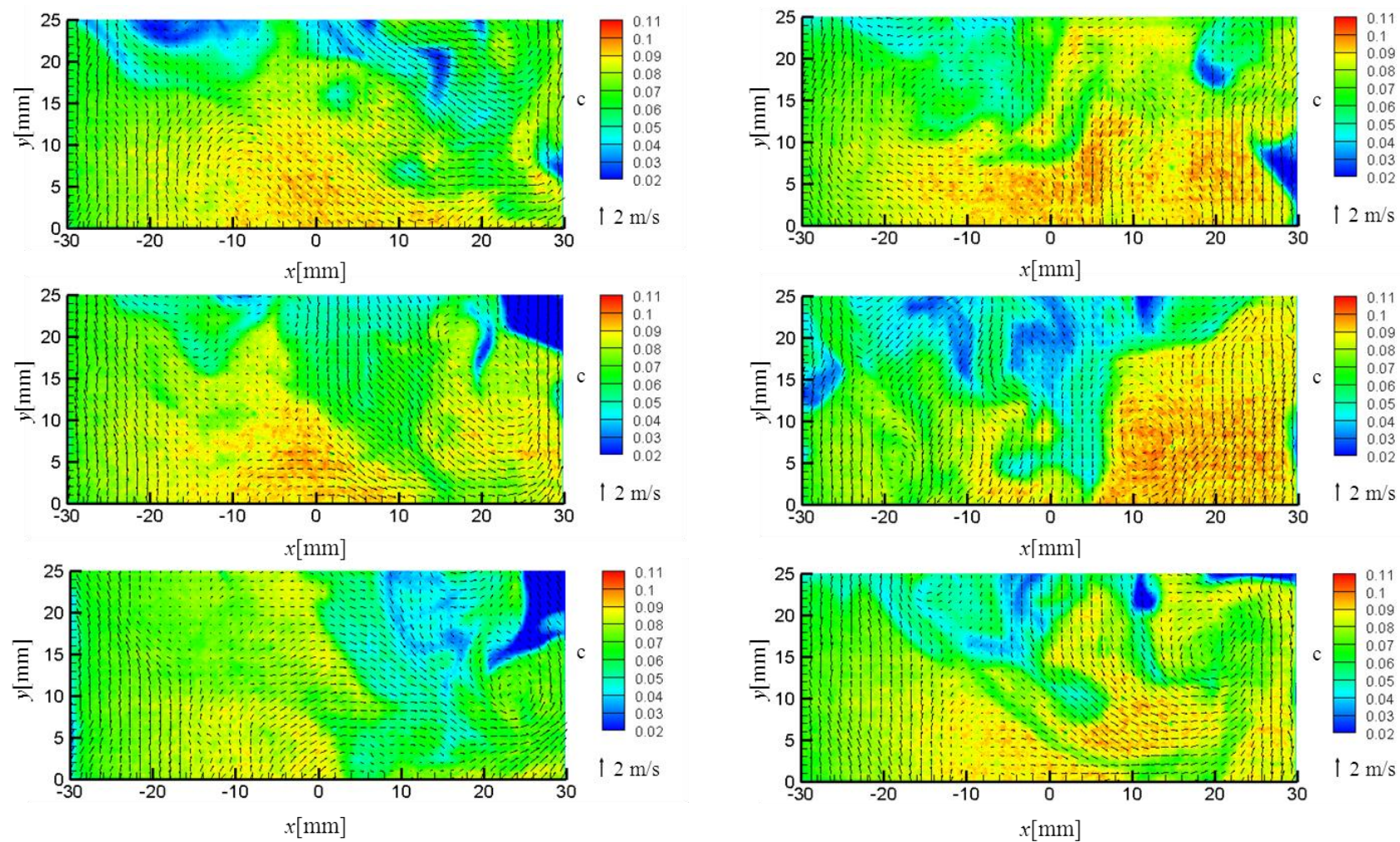


図 2.16(a) LIF-PIV 法による濃度・速度同時計測結果（中心閉鎖型）



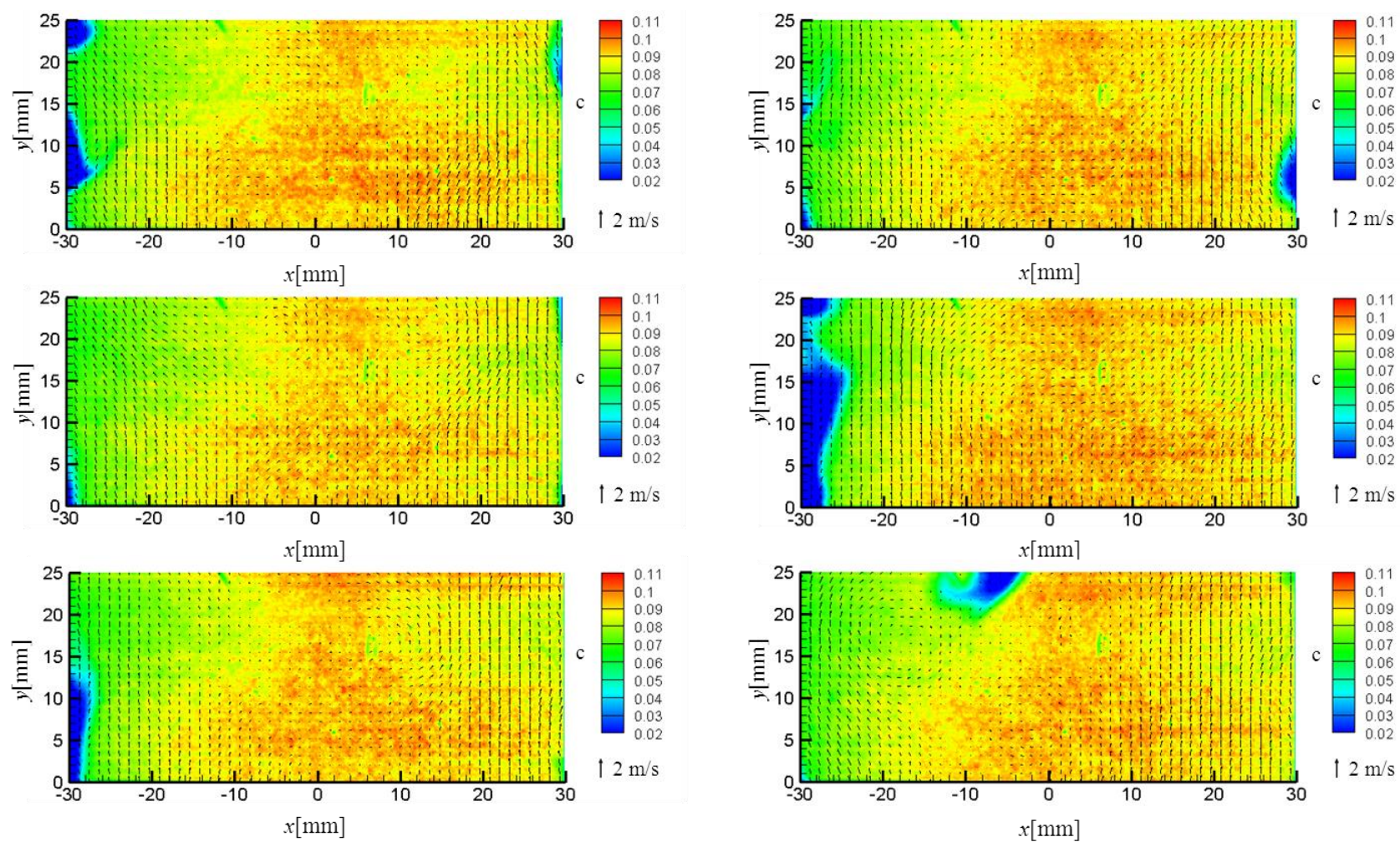
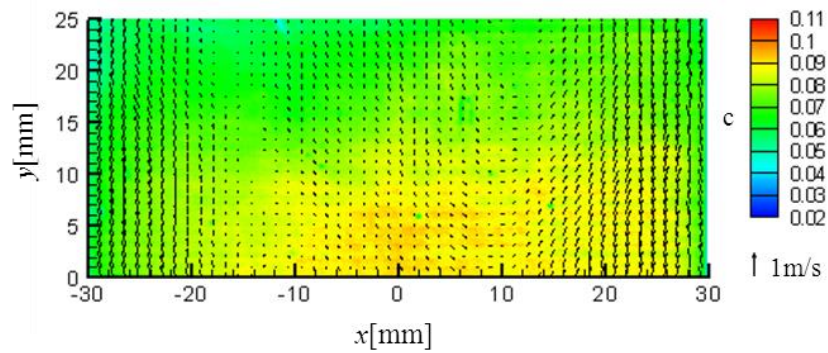
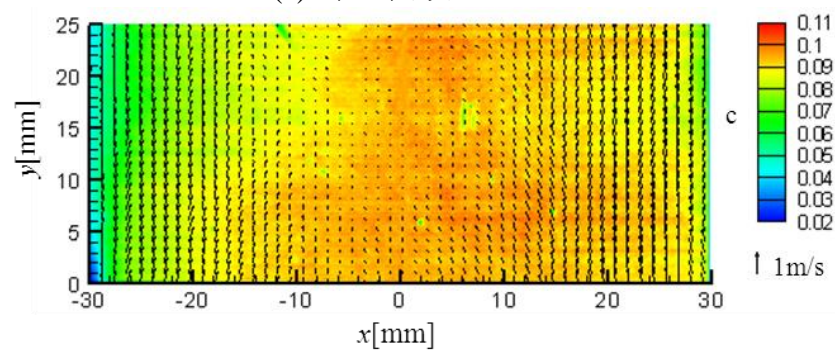


図 2.16(b) LIF-PIV 法による濃度・速度同時計測結果（中心開放型）

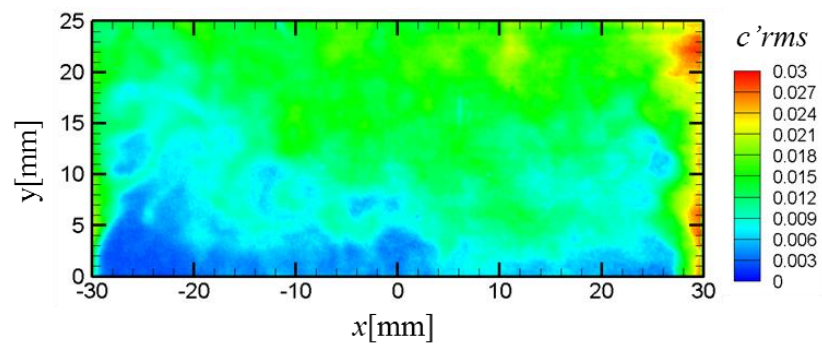


(a) 中心閉鎖型

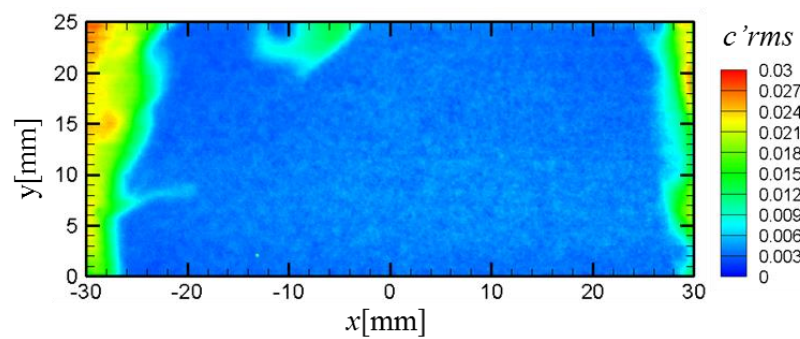


(b) 中心開放型

図 2.17 平均燃料濃度場・流れ場



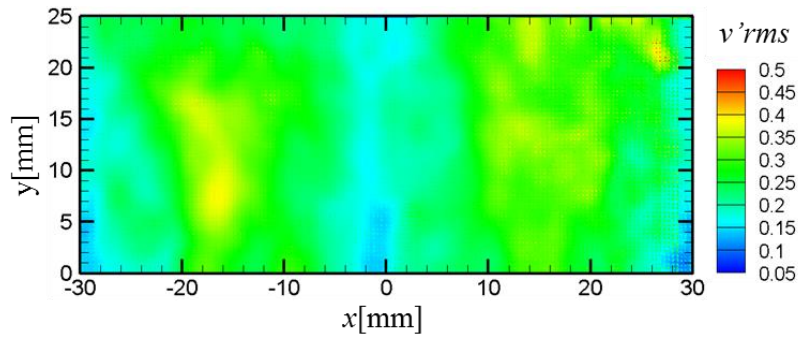
(a) 中心閉鎖型



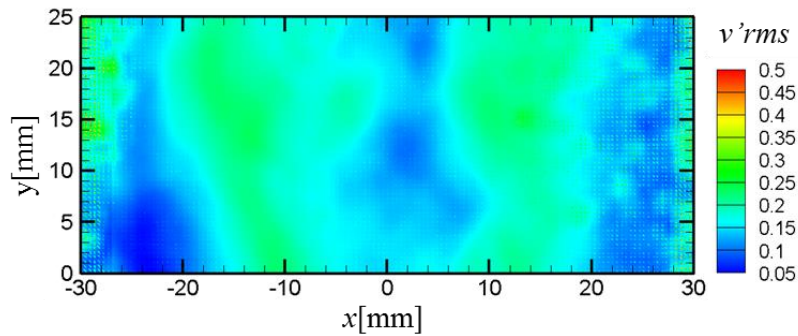
(b) 中心開放型

図 2.18 燃料濃度場の時間変動





(a) 中心閉鎖型



(b) 中心開放型

図 2.19 流れ場（軸方向速度）の時間変動

広く分布する．つまり，燃料濃度場における時間変動分布と流れ場における時間変動分布，そして火炎の存在位置を考慮すると，火炎が存在する領域は，流れ場の時間変動が小さい領域に一致するため，火炎の動的挙動に関して，燃料濃度場よりもむしろ流れ場の影響が支配的であると言える．

次に，LIF-PIV 同時計測によって得た濃度・速度の同時データから乱流輸送量を算出した．今回算出した乱流輸送量は，軸方向運動量の半径方向輸送量であるレイノルズ応力 $\overline{u'v'}$ とメタン濃度の半径方向スカラー輸送量 $\overline{u'f'}$ ，軸方向スカラー輸送量 $\overline{v'f'}$ の3つである．ただし， $u$ は燃焼器半径方向の速度成分， $v$ は燃焼器軸方向の速度成分， $f$ は混合気体中のメタンの質量分率を表している．図 2.20 に中心閉鎖型と中心開放型の両方に対して，算出したレイノルズ応力 $\overline{u'v'}$ を示す．図 2.20 のレイノルズ応力の半径方向分布は， $y = 5 \text{ mm}$  の位置のものを示している．これらの乱流輸送量の結果を見ると，結果にノイズが見られるが，これはサンプル数の不足に由来するものであると考えられ，今回のような管出口領域の乱流輸送特性を考える上では，十分傾向を読み取ることができるので，それほど大きな問題ではないと言える．図 2.20 からは，中心開放型に比べて中心閉鎖型の方で，レイノルズ応力が高い値で分布している様子が確認できる．すなわち，中心閉鎖型では中心開放型よりも乱流に伴う運動量の輸送が活発に行われていることが分かった．また，中心閉鎖型ではレイノルズ応力が左右で負と正の分布をとっている．これは，流れ場における軸方向速度の速度勾配の分布による影響であると考えられる．図 2.21 に軸方向流速の半径方向の分布を示す．

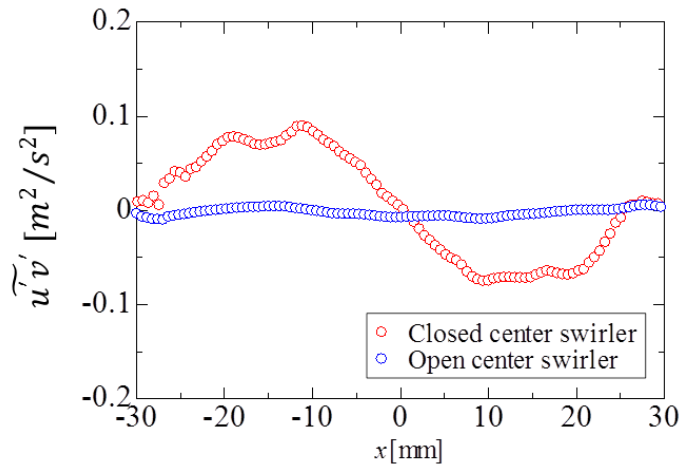


図 2.20 レイノルズ応力 $\overline{u'v'}$ の半径方向分布

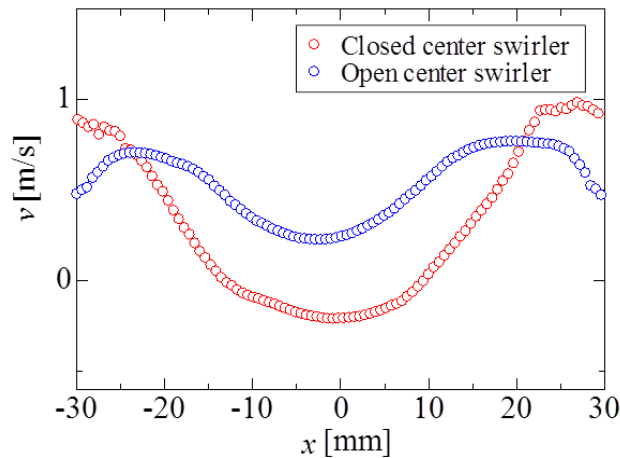


図 2.21 軸方向流速の半径方向分布

ただし、軸方向流速の半径方向分布は、 $y = 5 \text{ mm}$  の高さにおける結果を示す。これらの結果から、中心閉鎖型を使用した場合でのレイノルズ応力は、軸方向流速の速度勾配が正の領域で負、負の領域で正となっていることが分かる。すなわち、中心閉鎖型を使用した場合の軸方向運動量は、勾配拡散型の形をとっていることが分かった。

次に、メタン質量分率の半径方向スカラー流束 $\overline{u'f'}$ と軸方向スカラー流束 $\overline{v'f'}$ の半径方向分布をそれぞれ図 2.22 と 2.23 に示す。これらの結果は、いずれも  $y = 5 \text{ mm}$  の高さにおける結果を表している。これらの結果を見ると、レイノルズ応力と同様にメタン質量分率の半径方向スカラー流束 $\overline{u'f'}$ と軸方向スカラー流束 $\overline{v'f'}$ も、中心開放型に比べて中心閉鎖型の方で、活発に乱流輸送が行われていることが分かる。図 2.22 を見ると、半径方向のスカラー流束は、レイノルズ応力と似たような傾向で分布している。図 2.17(a)の平均場の結果から、中心閉鎖型条件のメタン平均濃度場は、ほぼ均質であり、濃度勾配がほとんどないと言える。つまり、濃度の拡散が、フィックの第 1 法則に従うなら、計測領域内での濃度の輸送は、ほぼ無いと言えるが、実際には、流れ場には乱れや速度勾配が

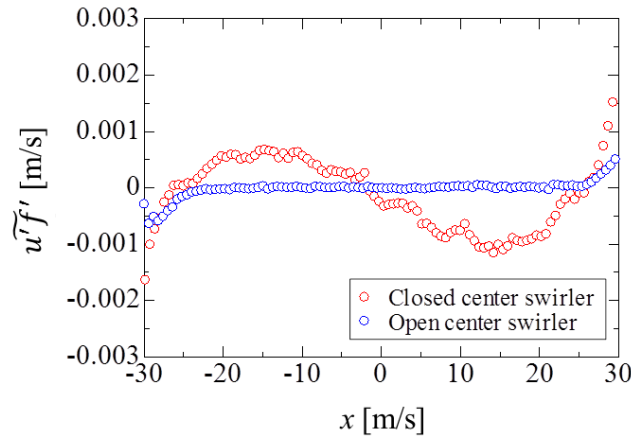


図 2.22 メタン濃度の半径方向乱流輸送量 $\widetilde{u'f'}$ の半径方向分布

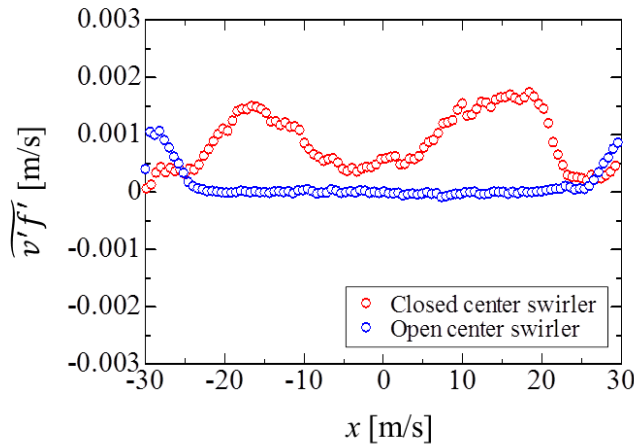


図 2.23 メタン濃度の軸方向乱流輸送量 $\widetilde{v'f'}$ の半径方向分布

存在しているので、濃度場が均質であっても濃度の輸送が行われる．そして、 $x = -15, 15 \text{ mm}$  付近でメタン濃度の半径方向乱流輸送量 $\widetilde{u'f'}$ の大きさが最大になっているという結果が得られた．また、この $\widetilde{u'f'}$ の分布形状から、メタン濃度は外側から中心部に向かって乱流輸送されていることが分かる．また、この結果ではレイノルズ応力の分布と異なり、中心開放型の結果においても $x = -30, 30 \text{ mm}$ の付近で乱流輸送量に変化があり、メタン濃度が半径方向の中心から外側に向う方向に輸送されている分布となっていることが分かる．これは、計測領域においてメタン存在領域が、半径方向にわずかに揺らいでいることが原因であると考えられる．

次に、図 2.23 ではメタン濃度の軸方向乱流輸送量 $\widetilde{v'f'}$ の半径方向分布が示されているが、こちらの結果でも、中心開放型を使用した条件に比べ、中心閉鎖型を使用した条件では盛んに乱流輸送が行われている様子が見られる．また、メタン濃度の軸方向乱流輸送量 $\widetilde{v'f'}$ は、中心部で低い値をとり半径方向に行くにつれ、その値が高くなり、およそ $x = -18, 20 \text{ mm}$ の位置でピークとなり、さらに半径方向に行くにしたがって、再び低下していくような分布となっている．この

ような分布から、メタン濃度の軸方向乱流輸送量 $\overline{v'f'}$ は、 $x = -18, 20 \text{ mm}$  付近で最も大きくなり  $x = 0 \text{ mm}$  の中心軸上と管の淵近くで低下していることが分かる。図 2.23 を空気の質量分率の軸方向乱流輸送量 $\overline{v'f'_{air}}$ に書き換えると図 2.24 のようになる。この図から、周囲空気は  $x = -18, 20 \text{ mm}$  の位置において、盛んに燃焼器上流側に取り込まれ、混合されていることが分かる。

以上のように、乱流輸送特性を考察することで、中心閉鎖型では中心開放型に比べて乱流輸送が活発に行われており、中心閉鎖型においてメタン濃度が低下する要因を定量的に明らかにした。

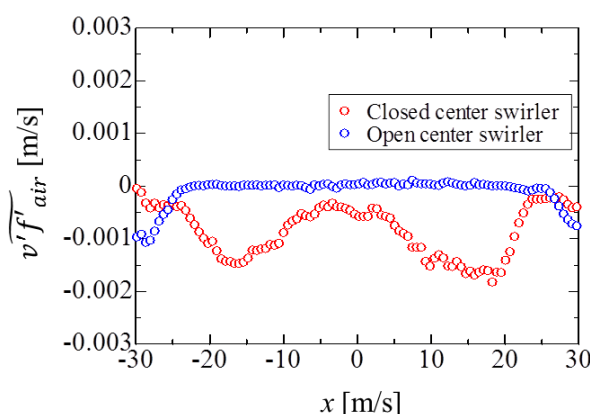


図 2.24 空気濃度の軸方向乱流輸送量 $\overline{v'f'_{air}}$ の半径方向分布

## 2.5 流れ場と火炎挙動の関係

前節では、火炎の動的挙動に影響を与える燃料濃度場と流れ場を、中心閉鎖型と中心開放型を使用したそれぞれの条件にて明らかにしたが、燃料濃度場よりも流れ場の方が火炎の動的挙動に影響を与えることが明らかとなった。そこで、この節では、火炎周辺に存在する未燃予混合気の流れ場と火炎挙動の相互関係を明らかにすることを目的とする。非定常な燃焼器内の流れ場と火炎挙動を連続的に取得する必要があるため、時系列 PIV 計測実験をした。この実験では、流れ場だけではなく火炎挙動も同時に捉えるため、トレーサ粒子として可燃性のオリーブオイル粒子を使用した。ただし、オリーブオイルは燃料としても働くため、火炎挙動への影響について留意する必要がある。本実験で、トレーサ粒子として混入させたオリーブオイルの含有率（体積）を気体状態で考えると、空気に対して 0.1% 程である。一方、燃料のメタンについては、空気に対して 6% 程である。さらに、オリーブオイルとメタンの単位体積あたりの発熱量を考慮すると、メタンに対するオリーブオイルの発熱量は約 1.2% に過ぎず、2.3 節で示した逆火・吹き消え限界空気比に対する影響も高々 2% であったため、本実験ではオリーブオイルが火炎挙動に及ぼす影響は、ほぼ無視できると考えた。

### 2.5.1 垂直断面における時系列 PIV 計測

この 2.5 節で述べる実験に使用した装置の概略図を図 2.25 に示す。用いる燃焼器は 2.2 節で述べた固定旋回羽根付燃焼器である。コンプレッサから供給され

た空気は、水蒸気と塵が取り除かれた後、レギュレータで一定の圧力に調整され、2 流路に分岐される。一方の流路には、途中にバブラを設けることによって、PIV 計測に用いるトレーサ粒子となるオリーブオイル粒子を空気に含ませ、その後、もう一方の流路と合流させることによって、空気流量に関する実験条件を満たすようにし、燃焼器へと導く。さらに、燃料としてメタンを使用し、空気の流路とは別の流路によって燃焼器まで運ばれ、燃焼器内で燃料と空気を混合させる。また、PIV 計測に必要な光源として、波長 514.5 nm の連続発振 Ar<sup>+</sup>レーザー (Spectra Physics 社製 Stabilite2017, 定格電力 6W) を用いた。このレーザー光を3枚のシリンドリカルレンズでシート状にし、燃焼器出口付近に導いた。さらに、トレーサ粒子からの散乱光を測定する高速度カメラ (Photoron 社製 FASTCAM SA-3 model120K-M2 1024×1024 pixels) をレーザーシート前面に配置し、前方散乱光を検出することによって、トレーサ粒子からの散乱光強度を強め、相対的にガラス管表面における反射の影響を低減した。

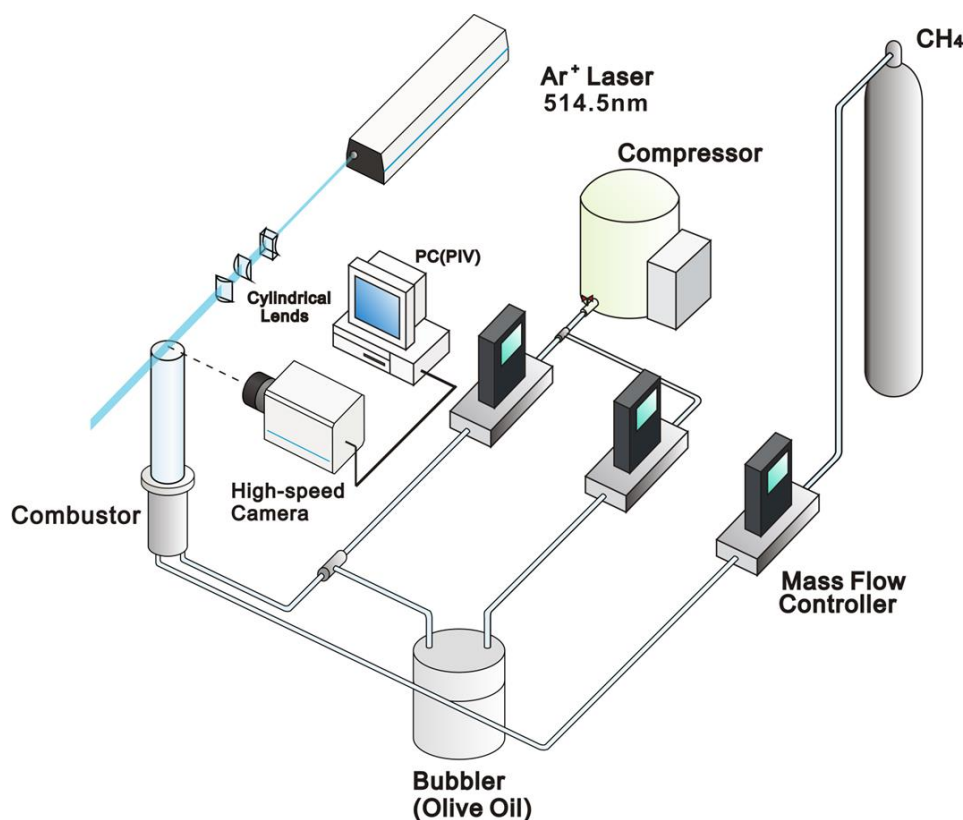


図 2.25 時系列 PIV 計測に用いる実験装置 (固定旋回羽根付燃焼器)

### 2.5.2 実験条件・計測範囲

表 2.3 は、本節で行った時系列 PIV 計測の実験条件を示している。中心閉鎖型と中心開放型の燃焼器において、空気流量  $Q_{air} = 50, 100 \text{ NL/min}$  の条件の下、非燃焼場と燃焼場に対して計測を行った。ただし、中心閉鎖型を使用した場合、 $Q_{air} = 100 \text{ NL/min}$  では火炎が保炎されないため、燃焼場における計測は行って



いない。また、燃焼場に対する時系列 PIV 計測における空気比の条件については、逆火時の火炎挙動を明らかにするため、それぞれの空気流量における逆火限界空気比に設定した。時系列 PIV 計測における計測範囲は図 2.26 中の斜線部が示す部分であり、ガラス管上端から 95 mm 上流の位置までとした。

表 2.3 時系列 PIV 計測の実験条件

空気流量 $Q_{air}$ [NL/min]	中心閉鎖型		中心開放型	
	非燃焼場	燃焼場	非燃焼場	燃焼場
50	空気のみ	$\lambda = 1.93$	空気のみ	$\lambda = 1.58$
100	空気のみ	保炎不可	空気のみ	$\lambda = 1.61$

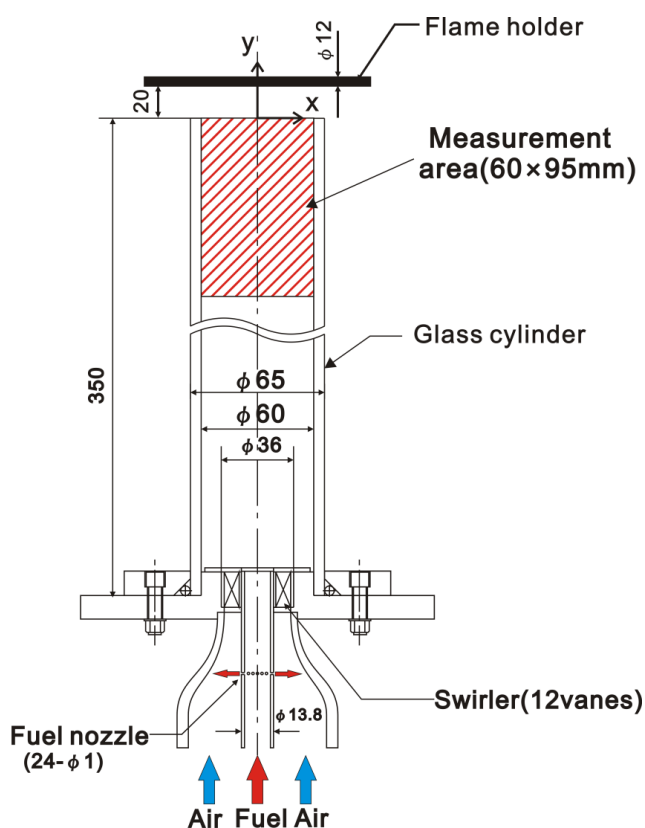


図 2.26 時系列 PIV 計測における計測範囲（固定旋回羽根付燃焼器）

### 2.5.3 流速分布

図 2.27 と 2.28 は、中心閉鎖型を使用し、空気流量をそれぞれ  $Q_{air} = 50, 100$  NL/min に設定した非燃焼場における時系列 PIV 計測の結果を示している。また、中心開放型を使用し、空気流量を  $Q_{air} = 50, 100$  NL/min として非燃焼場における計測を行った結果を図 2.29 と 2.30 に示す。全ての条件において、各図は、ガラス管軸方向（y 方向）の流速  $v$  を疑似カラーによって表しており、上（下流）方



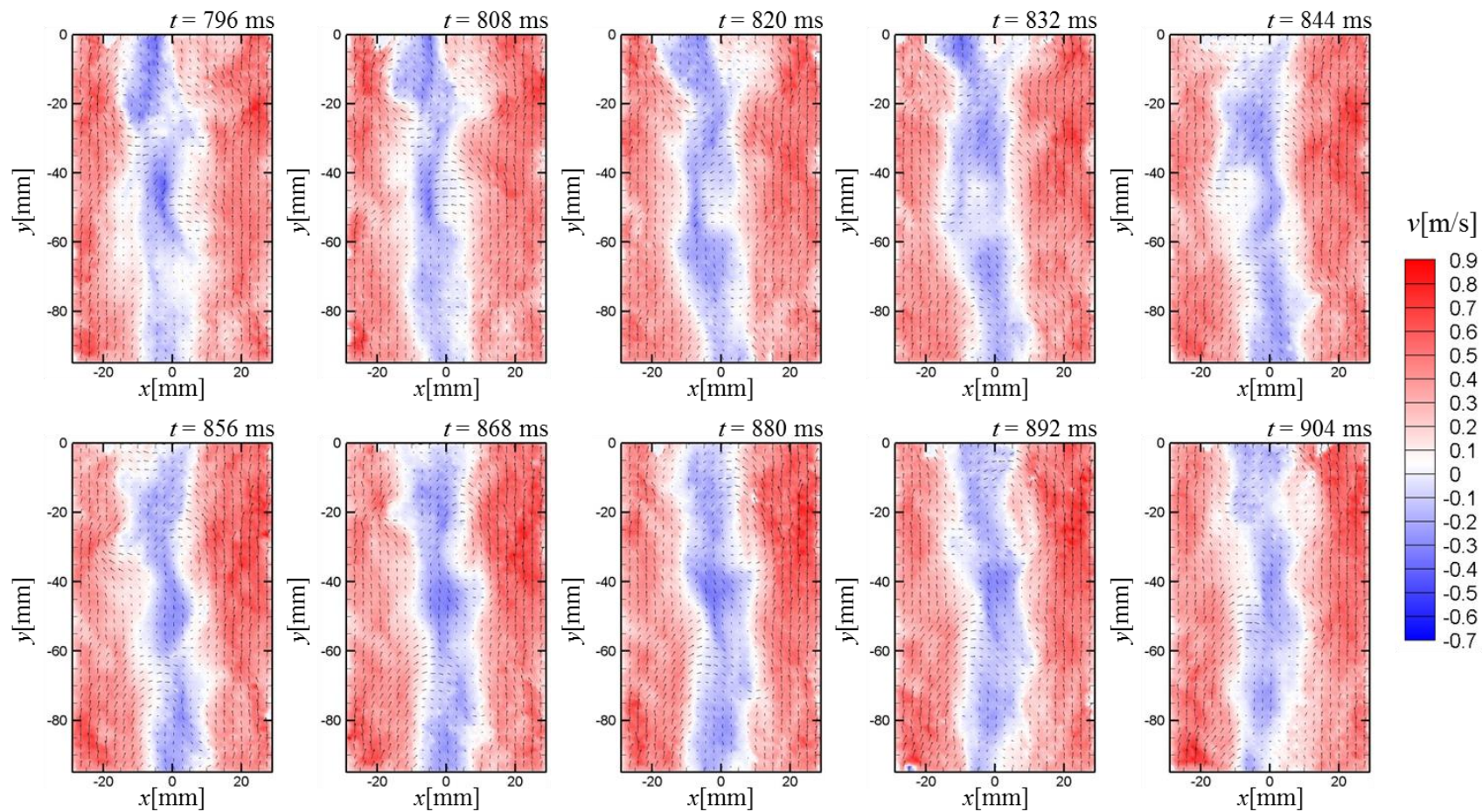


図 2.27 非燃焼場における時系列 PIV 計測結果（中心閉鎖型，空気流量  $Q_{air} = 50$  NL/min）

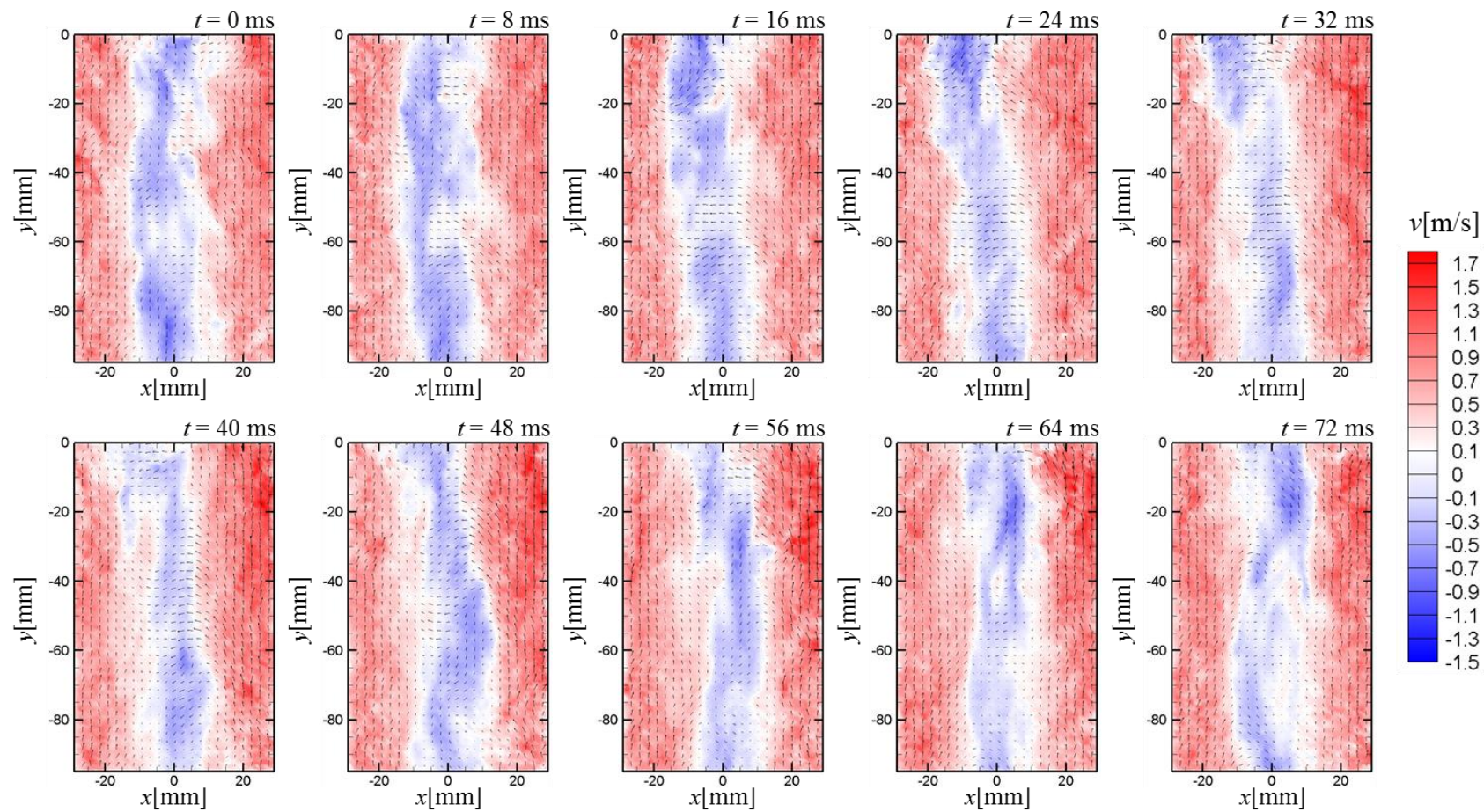


図 2.28 非燃焼場における時系列 PIV 計測結果（中心閉鎖型，空気流量  $Q_{air} = 100$  NL/min）



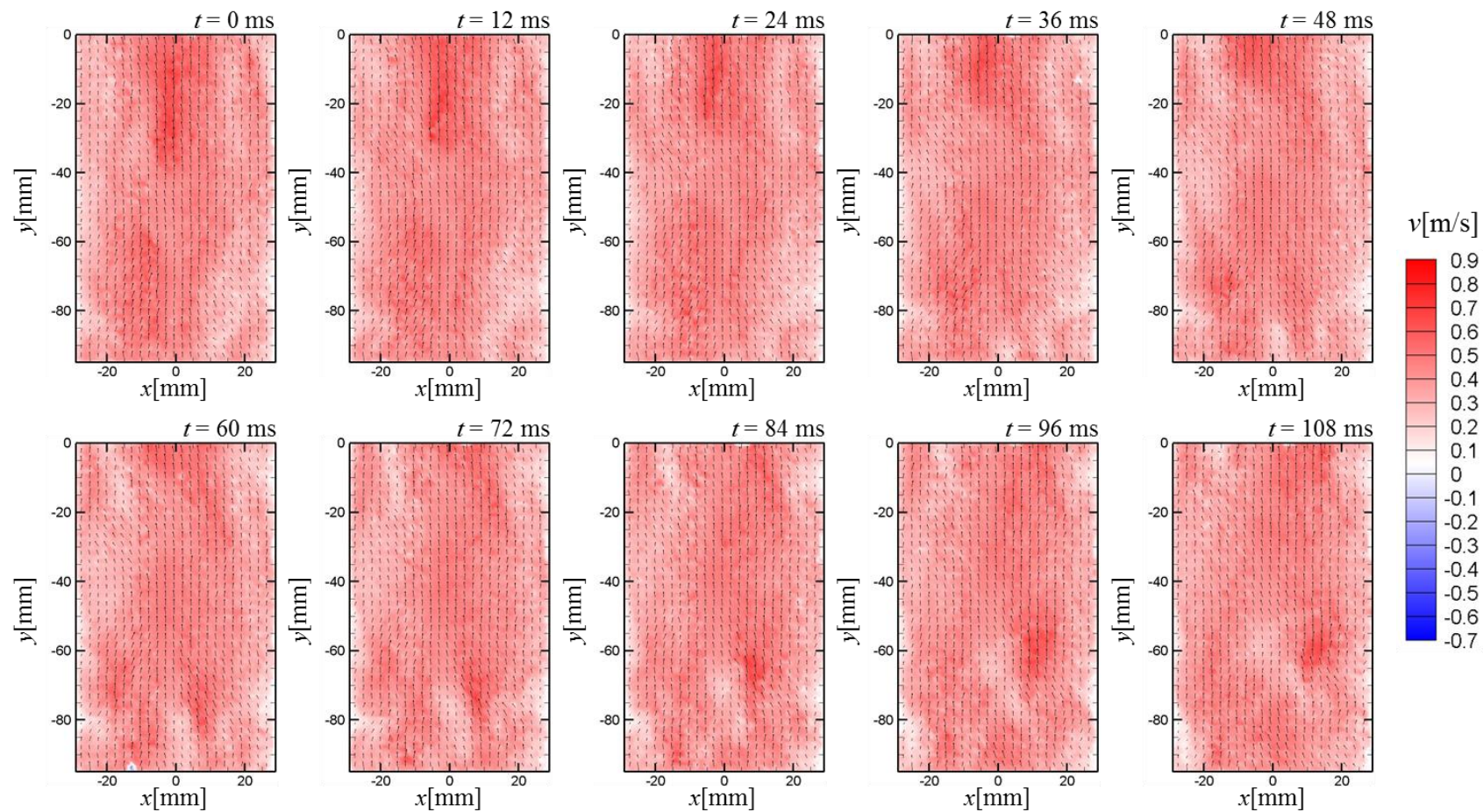


図 2.29 非燃焼場における時系列 PIV 計測結果（中心開放型，空気流量  $Q_{air} = 50$  NL/min）

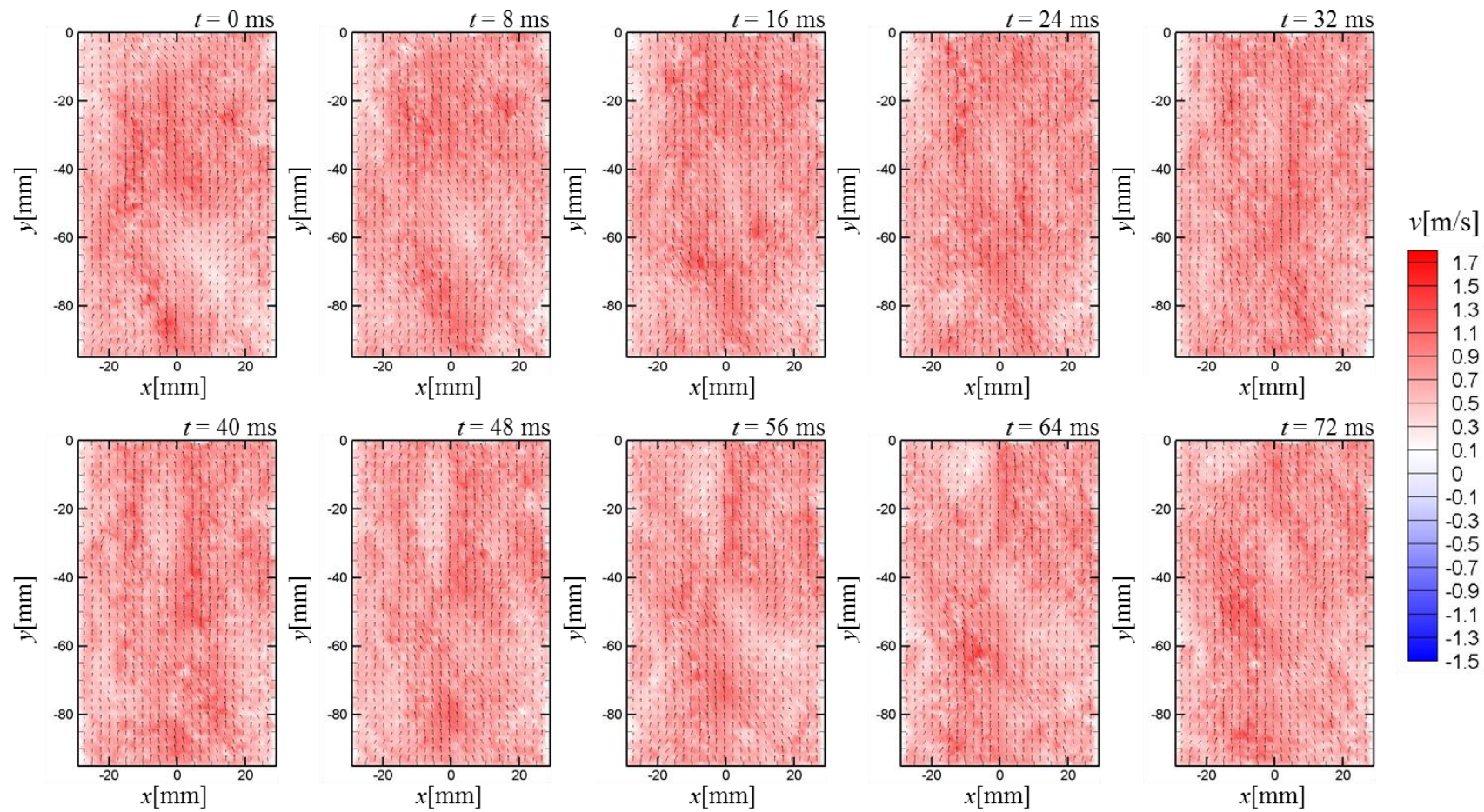


図 2.30 非燃焼場における時系列 PIV 計測結果（中心開放型，空気流量  $Q_{air} = 100$  NL/min）



向を正として赤色で，下（上流）方向を負として青色で示している．また，図中の黒色矢印は， $x$ - $y$  平面における 2 次元速度ベクトルを示している．さらに，各図の上部に示した  $t$  は，任意の時刻からの時間経過である．

中心閉鎖型を用いた結果を示す図 2.27 と 2.28 では，ガラス管中心軸に沿って，上流へ逆流している領域が見られる．これは，ガラス管中心軸付近では，旋回流によって遠心力を受け，負圧となっているためである．一方，中心開放型の結果を示す図 2.29 と 2.30 では，管中心軸部分でも下流への流れとなっていることが分かる．これは，スワロー中心から軸流噴流を噴出させた効果であると考えられる．中心開放型において，スワローの旋回羽根を通過する流量とスワロー中心部を通過する流量の割合を熱線風速計によって計測し，スワール数を算出した結果，空気流量  $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$  のときのスワール数は  $S = 0.47$ ，空気流量  $Q_{air} = 100 \text{ NL/min}$  のときは  $S = 0.42$  であった．通常，この程度のスワール数であれば，管中心軸に沿って低速領域が形成されるはずであるが，管壁側と比べて変わらない下流方向への流速となっていることが明らかとなった．すなわち，中心閉鎖型では，管中心軸に沿って形成される逆流によって，管半径方向の速度勾配が大きくなる．一方，中心開放型では，管中心軸でも下流への流れが存在するため，速度勾配がほぼ見られない流れ場が管内に形成されていることが明らかとなった．

ここで，それぞれの条件で，図 2.27 から 2.30 で示した瞬時場を含む 1360 枚の瞬時場を平均化した結果を，図 2.31 から 2.34 に示す．図 2.31 および図 2.32 に示す中心閉鎖型を使用した場合ではガラス管中心軸に沿って逆流が形成されており，図 2.33 および図 2.34 が示す中心開放型を使用した場合では計測領域全域にわたって流速分布が一様であることが平均場からも明らかとなった．さらに，この平均を取った際の RMS 値を時間変動と定義して図 2.35 から 2.38 に示す．この時間変動についても空気流量に関する条件に関わりなく，燃焼器の種類ごとに共通の結果を示している．中心閉鎖型では，ガラス管中心軸付近で時

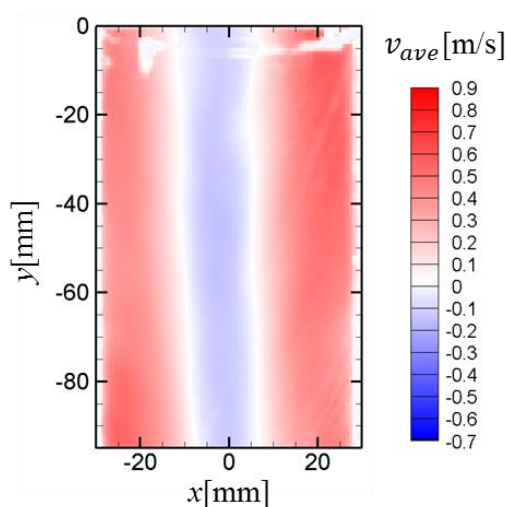


図 2.31 平均軸方向速度  
(中心閉鎖型,  $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$ )

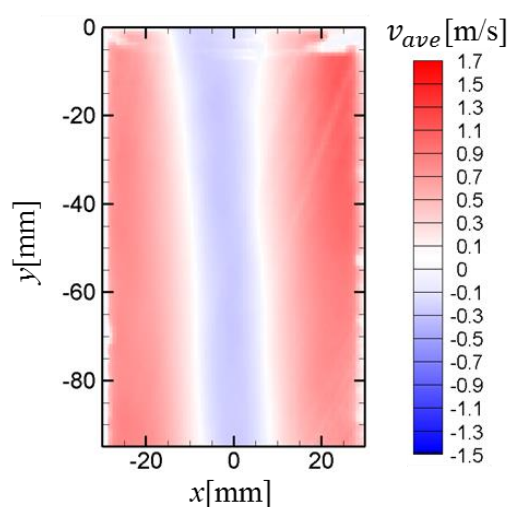


図 2.32 平均軸方向速度  
(中心閉鎖型,  $Q_{air} = 100 \text{ NL/min}$ )

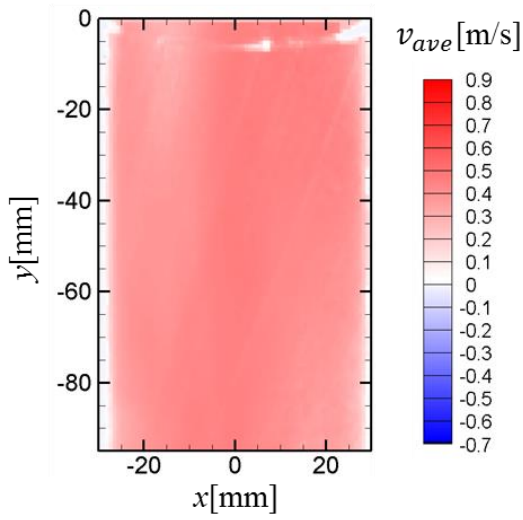


図 2.33 平均軸方向速度  
(中心開放型,  $Q_{air} = 50$  NL/min)

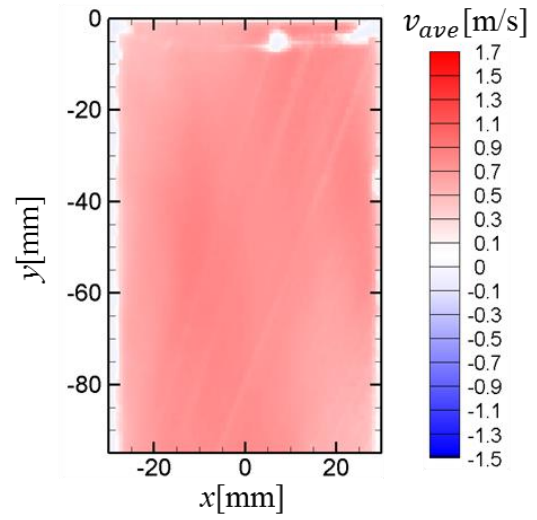


図 2.34 平均軸方向速度  
(中心開放型,  $Q_{air} = 100$  NL/min)

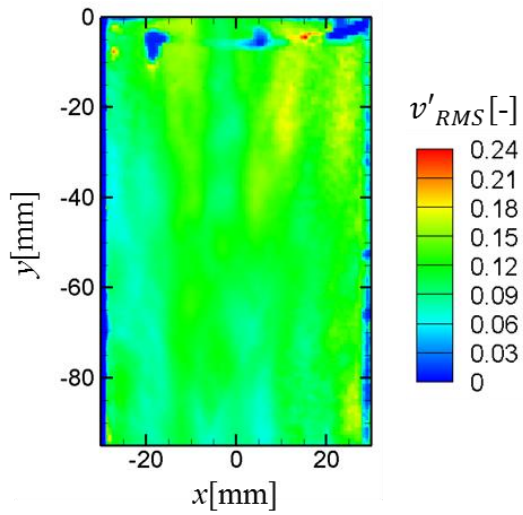


図 2.35 軸方向速度の時間変動  
(中心閉鎖型,  $Q_{air} = 50$  NL/min)

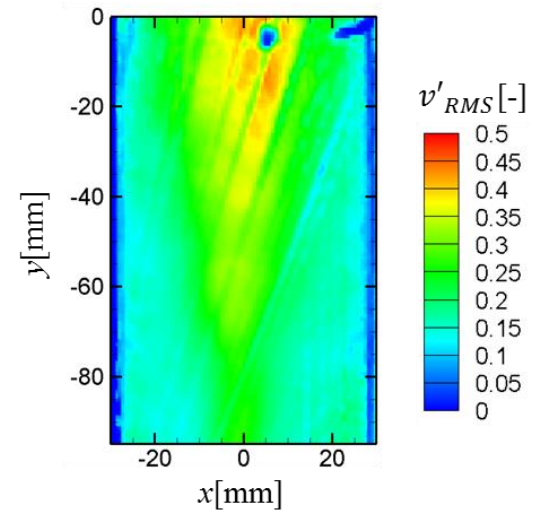


図 2.36 軸方向速度の時間変動  
(中心閉鎖型,  $Q_{air} = 100$  NL/min)

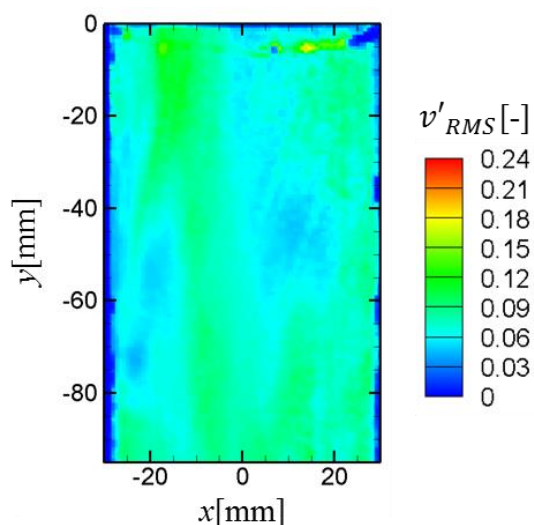


図 2.37 軸方向速度の時間変動  
(中心開放型,  $Q_{air} = 50$  NL/min)

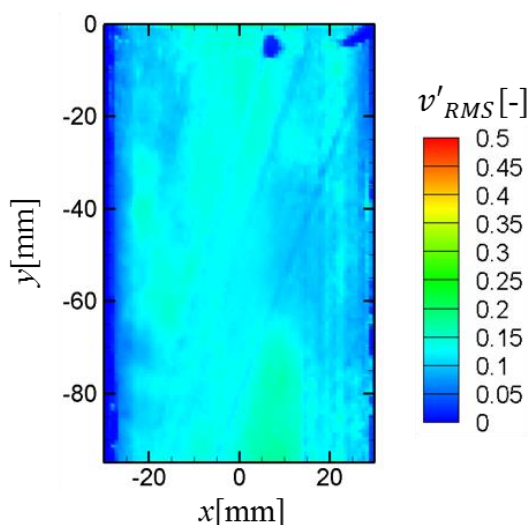


図 2.38 軸方向速度の時間変動  
(中心開放型,  $Q_{air} = 100$  NL/min)

間変動が大きくなっているため、速度の変動が壁側に比べて大きかったことが分かる。一方、中心開放型を使用した場合には、時間変動も計測領域の全体にわたって一様であり、その値は中心閉鎖型と比べて小さいことが分かる。

#### 2.5.4 中心閉鎖型燃焼器における流れ場と火炎挙動の関係

次に、燃焼場における計測結果に移る。まず、中心閉鎖型を使用した条件すなわち中心軸に沿って逆流領域が形成され管半径方向に速度勾配が大きい条件での火炎挙動を明らかにする。図 2.39 は、空気流量  $Q_{air} = 50$  NL/min の条件の下、カラー撮影が可能な高精細高速カメラ（Photoron 社製 FASTCAM SA-X 1024×1024 pixel）を用いて火炎の化学自発光の撮影を行い、その結果を時系列に並べたものである。これらの画像において、火炎先端部の形状に着目すると、丸みを帯びた下に凸な形状を示していることが分かる。また、図 2.40 は時系列 PIV 計測時に撮影するトレーサ粒子画像を時系列に並べて表している。これらの画像では、黒色部分がトレーサ粒子の欠損している部分に対応している。本来

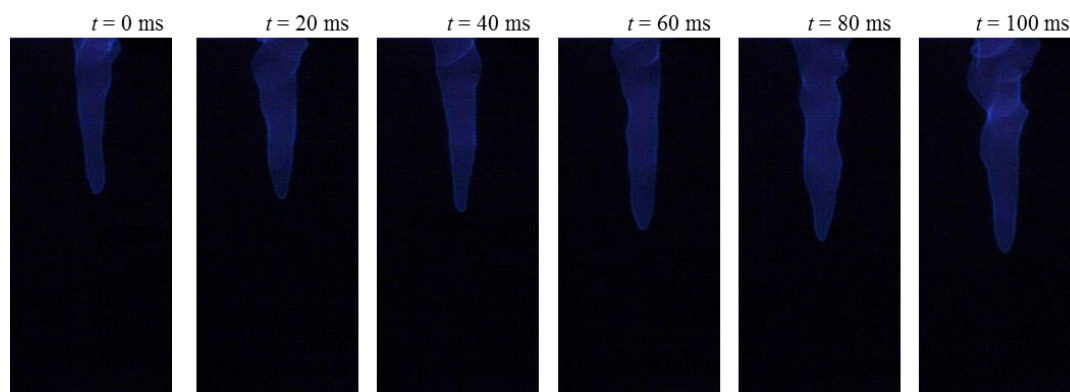


図 2.39 火炎自発光画像

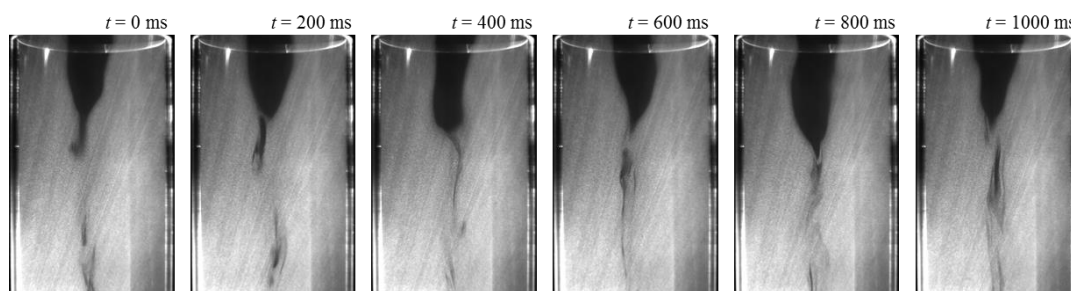


図 2.40 トレーサ粒子画像

であれば，このトレーサ粒子欠損部分の形状と図 2.39 で示した火炎形状は，似た形状を示すはずであるが，両画像における形状に注目すると，図 2.40 ではトレーサ粒子欠損部分の先端が細長い形状となっており，両者は全く異なる形状を示していることが分かる．本研究では，図 2.40 の先端部分で観察された紐のような細長く化学発光を示さない粒子欠損部分を“紐状予熱帯”と呼ぶ．因みに，図 2.39 と図 2.40 は同時に撮影して得られた結果ではないが，両者の形状の不一致は，撮影時間全体を通してほぼ常に見られたため，この不一致は特定の瞬間を取り出したものではないと言える．続いて，図 2.41 に中心閉鎖型条件で，空気流量  $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$  とした時の燃焼場における時系列 PIV 計測結果を示す．各図において，未燃予混合ガスが存在する領域では，前節で述べたように，疑似カラーによって燃焼器軸方向速度を，黒色矢印で  $x$ - $y$  平面における 2 次元速度ベクトルを表し，それに加えて，火炎によって高温となりトレーサ粒子が欠損している領域を黒色領域によって示している．これらの結果より，上記で明らかとなった“紐状予熱帯”が生成される原因として以下のことが考えられる．図 2.41 では，火炎先端部において管半径方向の速度勾配が非常に大きくなっている．このような速度勾配が大きい流れ場に火炎が存在する場合には火炎伸張が生じる．その様子を示した概念図を図 2.42 に示す．図 2.42 のように火炎面付近に速度勾配が存在する場合には，火炎面の法線方向に向かうにつれて火炎面に流入する未燃ガスの質量流速が低下する．そのため，伸張状態にある火炎の火炎温度は低下し燃焼速度も減速する．そして，伸張率が臨界以上の値では火炎面での反応を維持できず最終的に消炎が起こる．ここでも，火炎先端において火炎伸張による消炎が生じ，それ以上火炎が上流側へ移動できなくなったと考えられる．その上，後述するメカニズムによって火炎の熱のみが火炎先端上流部へ運ばれ，その熱によってオリブオイル粒子が欠損したことによって“紐状予熱帯”が生成されたと考えられる，そのため，“紐状予熱帯”の領域では，燃焼反応には至っていないと考えた．ここで，一般的に火炎の伸張度を表すカルロビッツ数  $Ka$  について，その値が  $Ka \geq 1 \sim 2$  で火炎伸張に伴う消炎が起こるとされている．このケースにおけるカルロビッツ数の算出については，第 4 章にて述べる．

さらに，上記の“紐状予熱帯”が火炎から離れた上流側まで伝播した理由について考察する．旋回流の渦心を伝播する火炎など，渦輪中では火炎が高速で伝播することが知られており，その原因の一つとして，篠田らが提案した渦糸



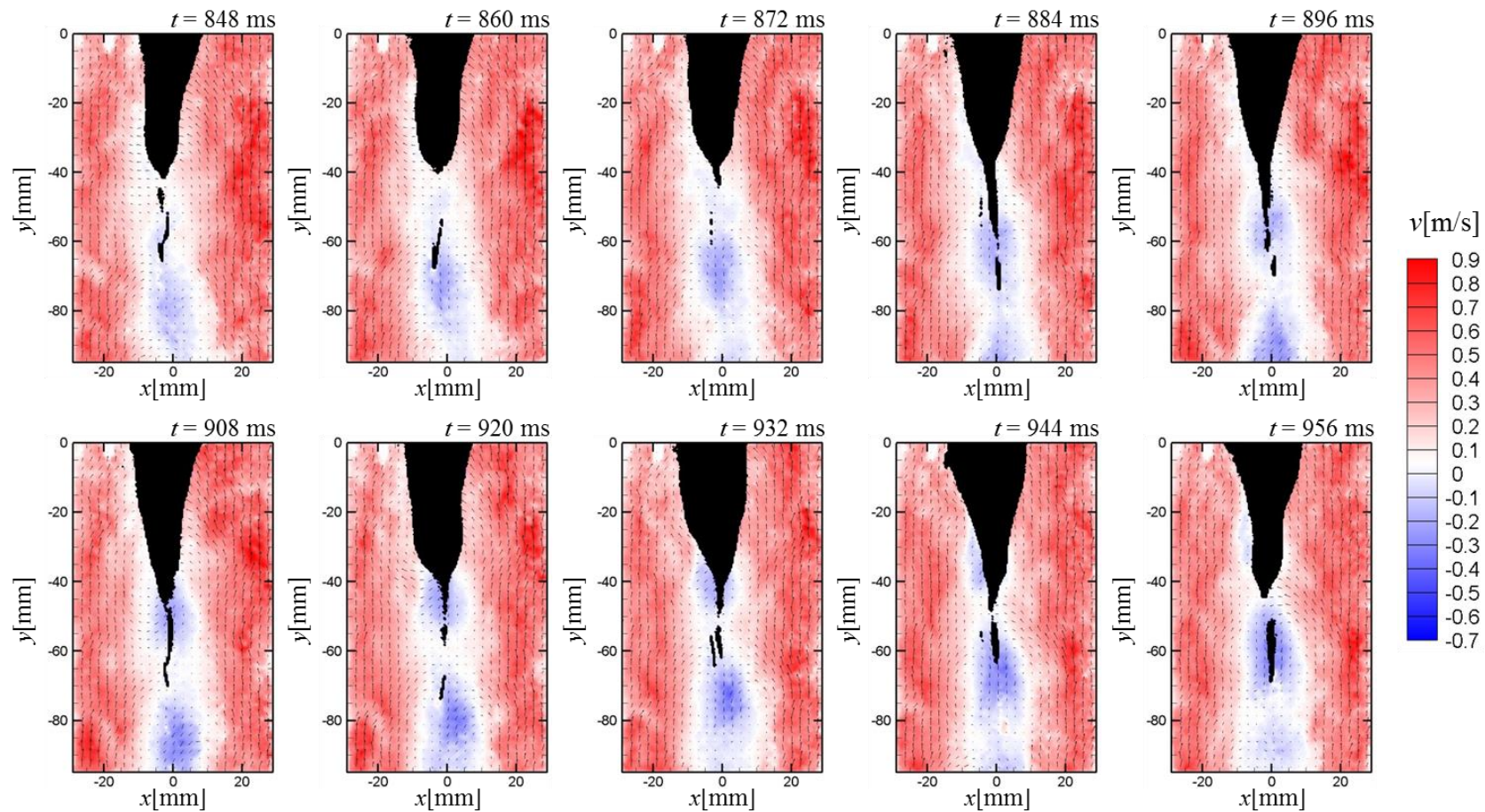


図 2.41 燃焼場における時系列 PIV 計測結果—紐状予熱帯— (中心閉鎖型, 空気流量  $Q_{air} = 50$  NL/min)

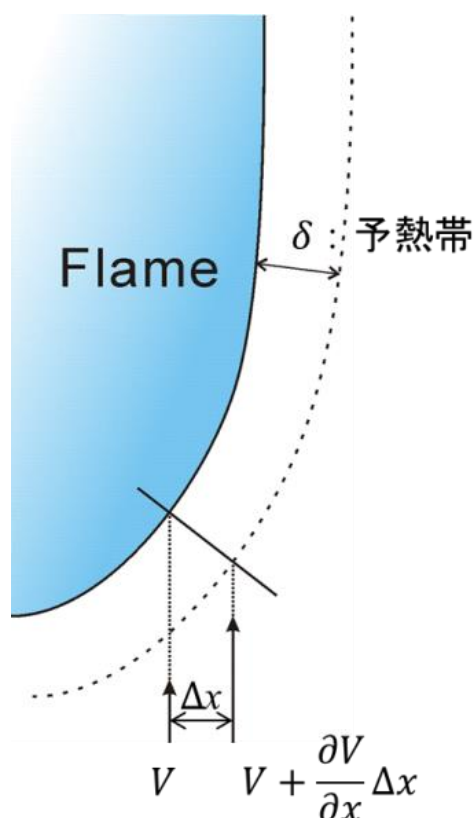


図 2.42 速度勾配を伴う流れ場に存在する火炎が受ける火炎伸張

駆動メカニズム<sup>[21]</sup>がある．渦糸駆動メカニズムでは，渦糸が火炎の熱膨張の影響などで捻じ曲げられ，ラセン状の孤立波（渦糸ソリトン）を形成すると同時に，渦糸ソリトンが誘起する速度が火炎を前方に駆動するというものである<sup>[22]</sup>．今回のケースでは，図 2.43 のように火炎からの熱の供給による熱膨張に伴い渦糸がねじれ，渦糸ソリトンが形成される．そして，火炎先端を熱源として“紐状予熱帯”が渦糸ソリトンの誘導速度によって伝播していると考えられる．本来であれば，この“紐状予熱帯”ではなく，火炎が上流へ伝播し逆火が生じるものと考えられるが，上述したように本ケースでは，火炎先端付近において速度勾配が非常に強いため，火炎伸張による消炎作用が働き，“紐状予熱帯”のみが観測されたと考えられる．

また，火炎先端における消炎は，旋回流による強い逆流が火炎先端付近でも燃焼器中心軸に沿って存在しているにも関わらず，火炎が上流側へと直ちに逆火していかない大きな要因の一つとして挙げられる．ここで，燃焼場における時系列 PIV 計測の結果，非燃焼場とは異なり，火炎先端部において逆流領域の合間に正の流速を持った領域が断続的に生成されている様子が明らかとなった．その様子を図 2.44 に示す．同条件での非燃焼場における結果である図 2.27 では，管中心軸に沿う逆流領域が途切れることなく連なって存在している様子が確認できる．しかし，燃焼場における結果を示す図 2.44 の結果からは，火炎先端付近で逆流領域が途切れて，所々正の流速を持った領域が存在している様子が確

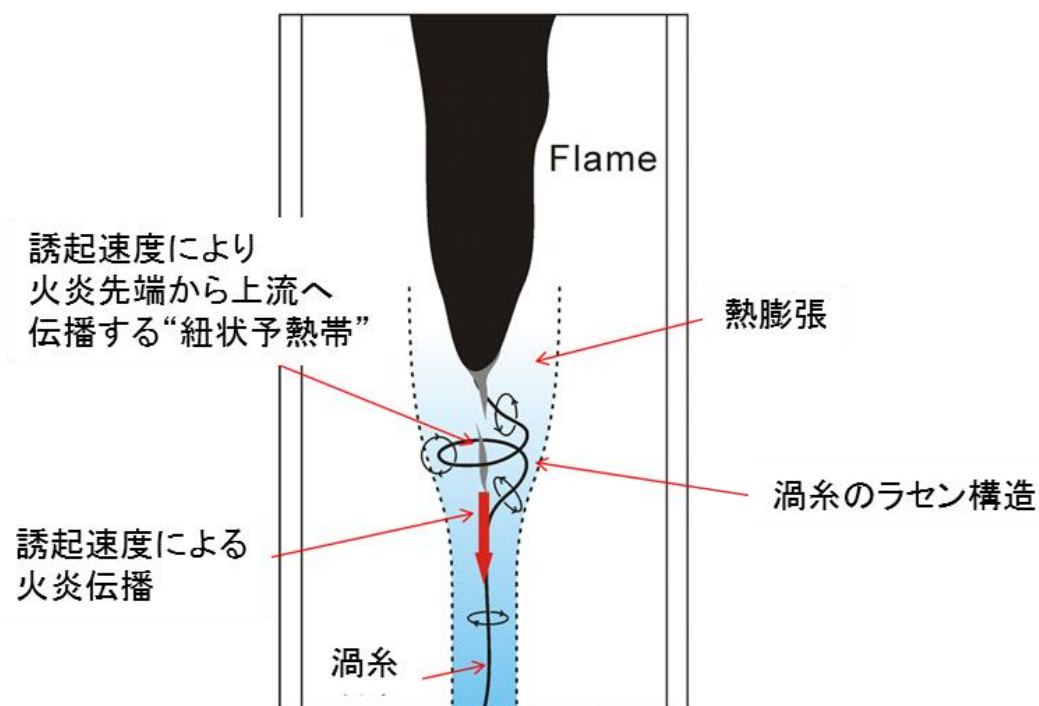


図 2.43 “紐状予熱帯” 生成のメカニズム

認できる．このような火炎先端で形成される正の速度領域が形成されるメカニズムとして以下のことが考えられる．火炎先端の上流部では，図 2.45 のように“紐状予熱帯”を媒体として火炎からの熱が供給されることが推測できる．この場合，供給された熱によって，火炎先端上流部に存在する未燃予混合気は熱膨張を起こし，密度が低下する．そのような低密度領域では浮力の作用を受け，上向きの速度が誘起される．これが火炎先端付近で逆流領域の合間に正の流速を持つ領域が生成されるメカニズムであると考えられる．そして，このような火炎先端部での逆流領域の合間に生成される正の速度領域によって，火炎が下流側に押し戻されている様子が時系列 PIV 計測の結果から明らかとなった．

以上から，中心閉鎖型を用いた場合では，火炎の上流移動抑制効果として，

①火炎先端部の強い速度勾配による火炎伸張に伴う消炎

②火炎先端から“紐状予熱帯”を媒体として上流側に熱が供給され，上流側に存在する未燃予混合気へ作用する浮力の作用

の 2 点が明らかとなった．



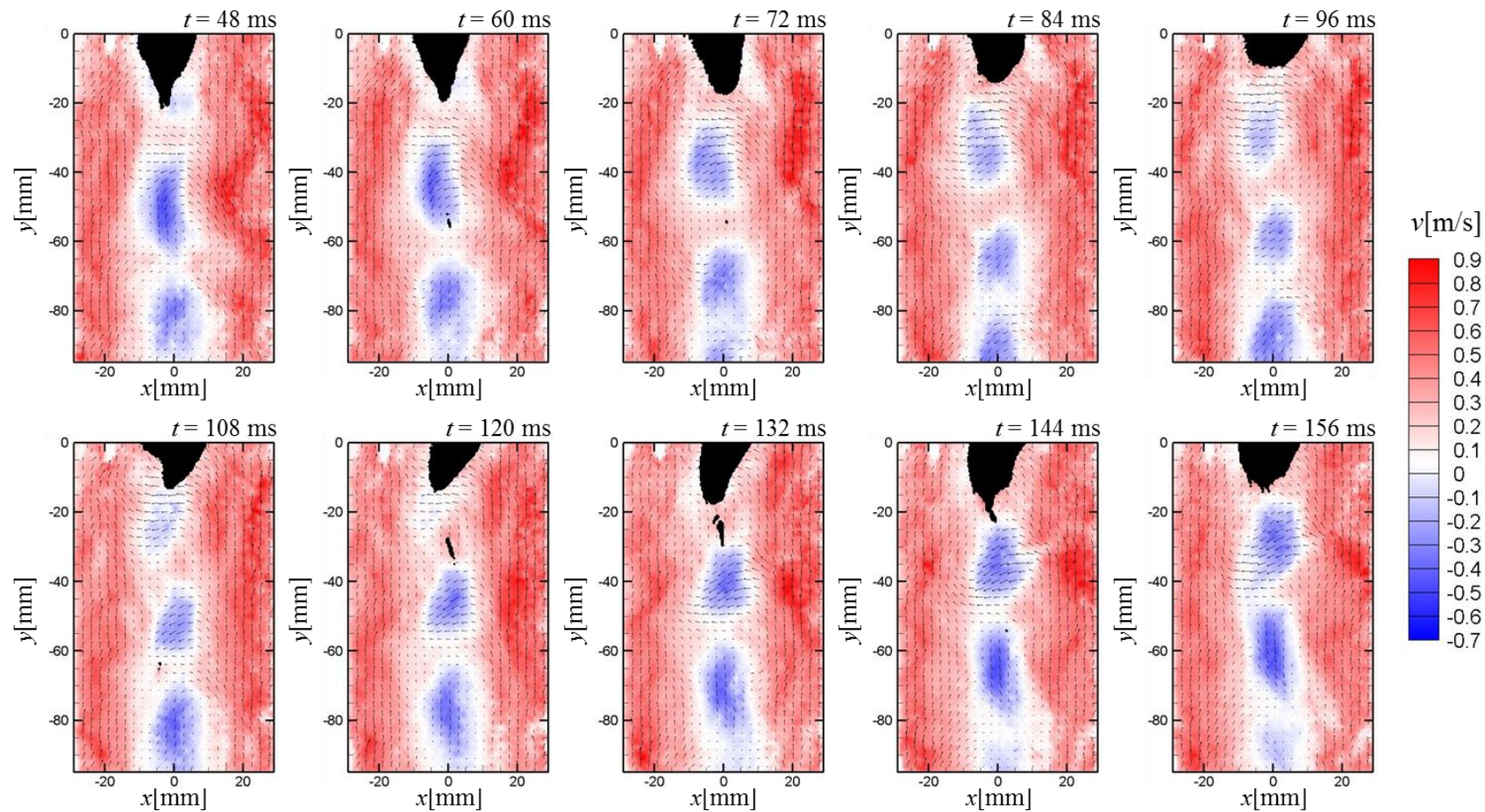


図 2.44 燃焼場における時系列 PIV 計測結果—火炎後退—（中心閉鎖型，空気流量  $Q_{air} = 50$  NL/min）

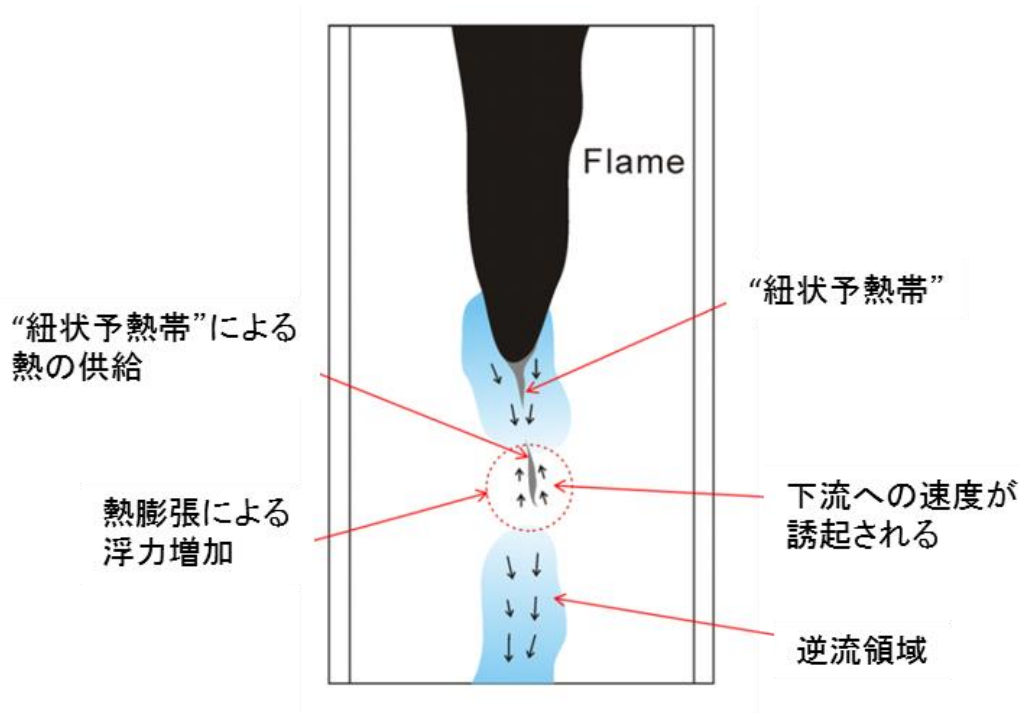


図 2.45 火炎先端上流部における上向き速度領域の生成メカニズム

### 2.5.5 中心開放型燃焼器における流れ場と火炎挙動の関係

中心開放型を使用した条件すなわち管半径方向の速度勾配がほとんど見られない流れ場における火炎挙動について考察を行う．中心開放型使用条件下で，空気流量を  $Q_{air} = 50, 100 \text{ NL/min}$  とし時系列 PIV 計測を行った結果をそれぞれ図 2.46 と 2.47 に示す．これらの図が示す疑似カラーやベクトルそして黒色領域は，上記の燃焼場における結果と同様である．空気流量が  $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$  の時は，図 2.46 の(a)と(b)が示すように，大きく 2 種類の火炎形状が観察された．1 つ目は図 2.46(a)で見られるような未燃予混合気に凸な形状で滑らかな火炎面を有するコーン状火炎である．非燃焼場における時系列 PIV 計測の結果から，この条件では，スワロー中心からの軸流噴流によって，旋回流の旋回軸においても低速領域がほとんど確認できなかった．つまり，旋回流による火炎安定化効果がほとんどない状態である．また，このコーン状火炎の先端には低速領域が存在している様子が確認できる．この低速領域は，非燃焼場における流れ場では確認されなかったため，火炎の存在によって形成されたものである．2 つ目は，図 2.46(b)で見られるような複雑な火炎構造を持つ平たいセル状火炎である．この平たいセル状火炎は，上述のコーン状火炎の条件からさらに当量比を上げた逆火限界空気比に近い状態でよく観察された．この火炎のセル状化については，火炎不安定性の影響によるものであると考えられる．また，時系列 PIV 計測の結果から，この複雑な火炎面形状を有するセル状火炎は，流れ場中の低速領域を伝わって上流側へと伝わる様子は見られず，複数存在する火炎面凸部が対向する未燃ガス中に勢いよく成長していき火炎が上流側に移っていく様子が観察さ



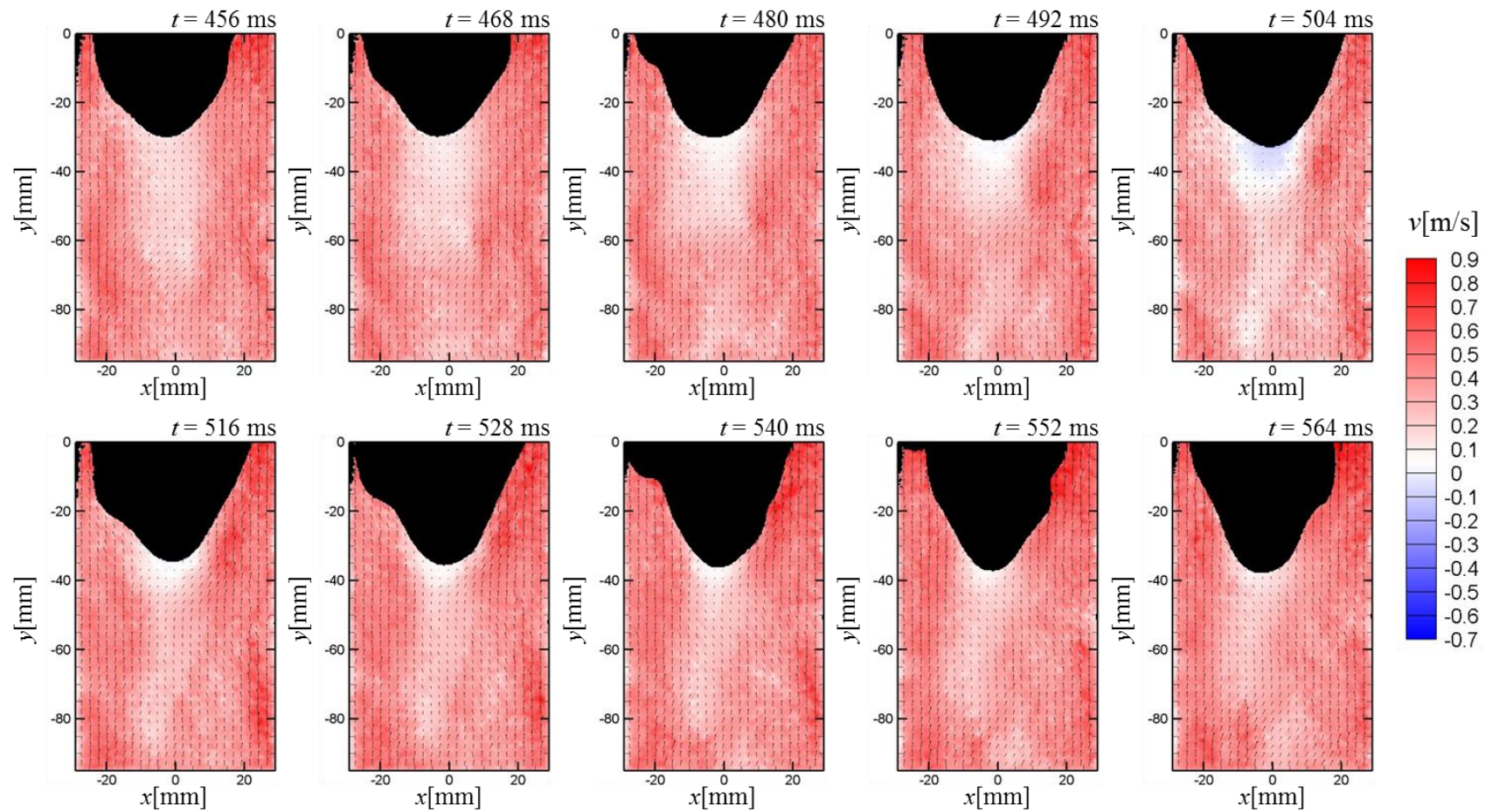


図 2.46(a) 燃焼場における時系列 PIV 計測結果—火炎コーン形状— (中心開放型,  $Q_{air} = 50$  NL/min)

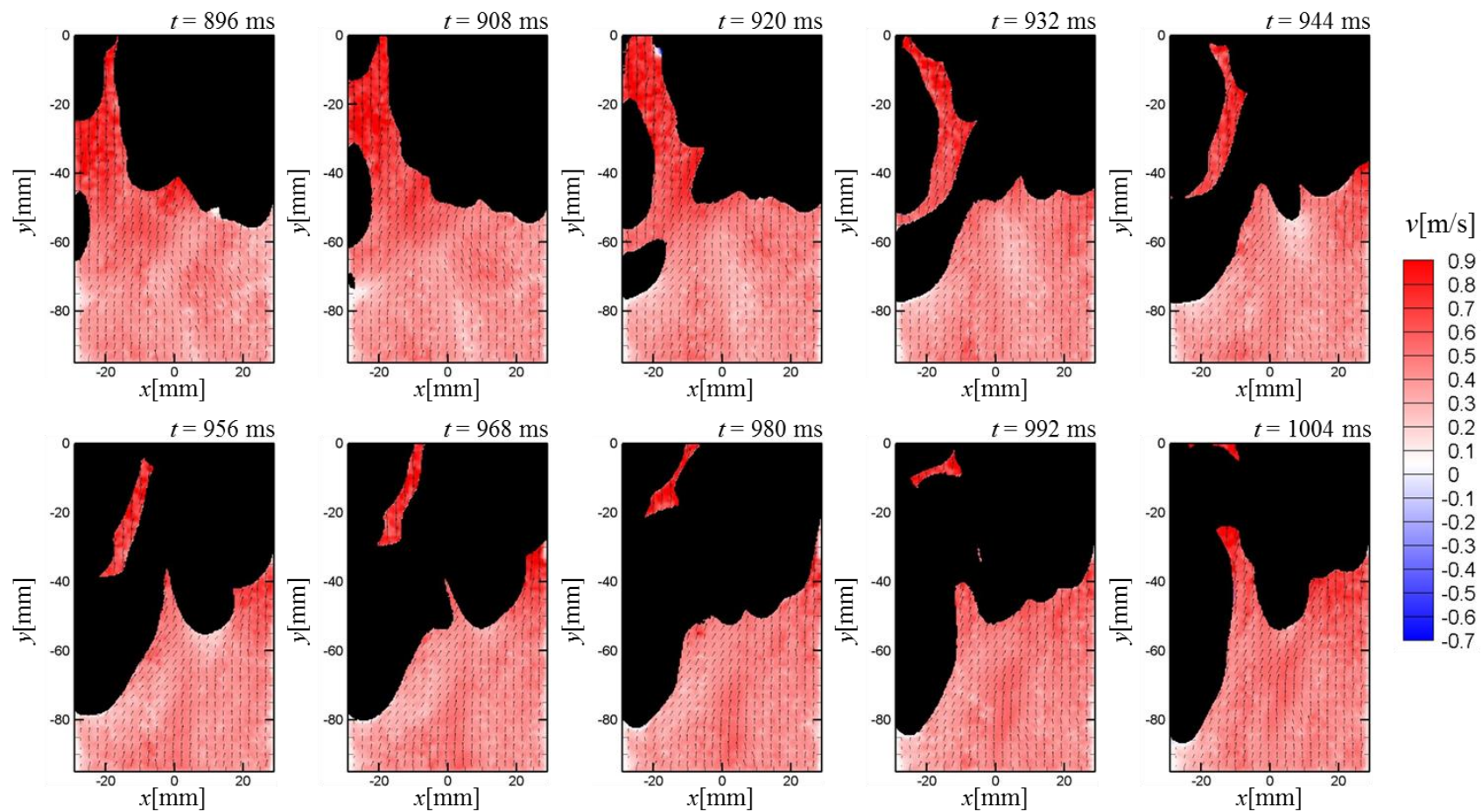


図 2.46(b) 燃焼場における時系列 PIV 計測結果—火炎セル形状—（中心開放型， $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$ ）



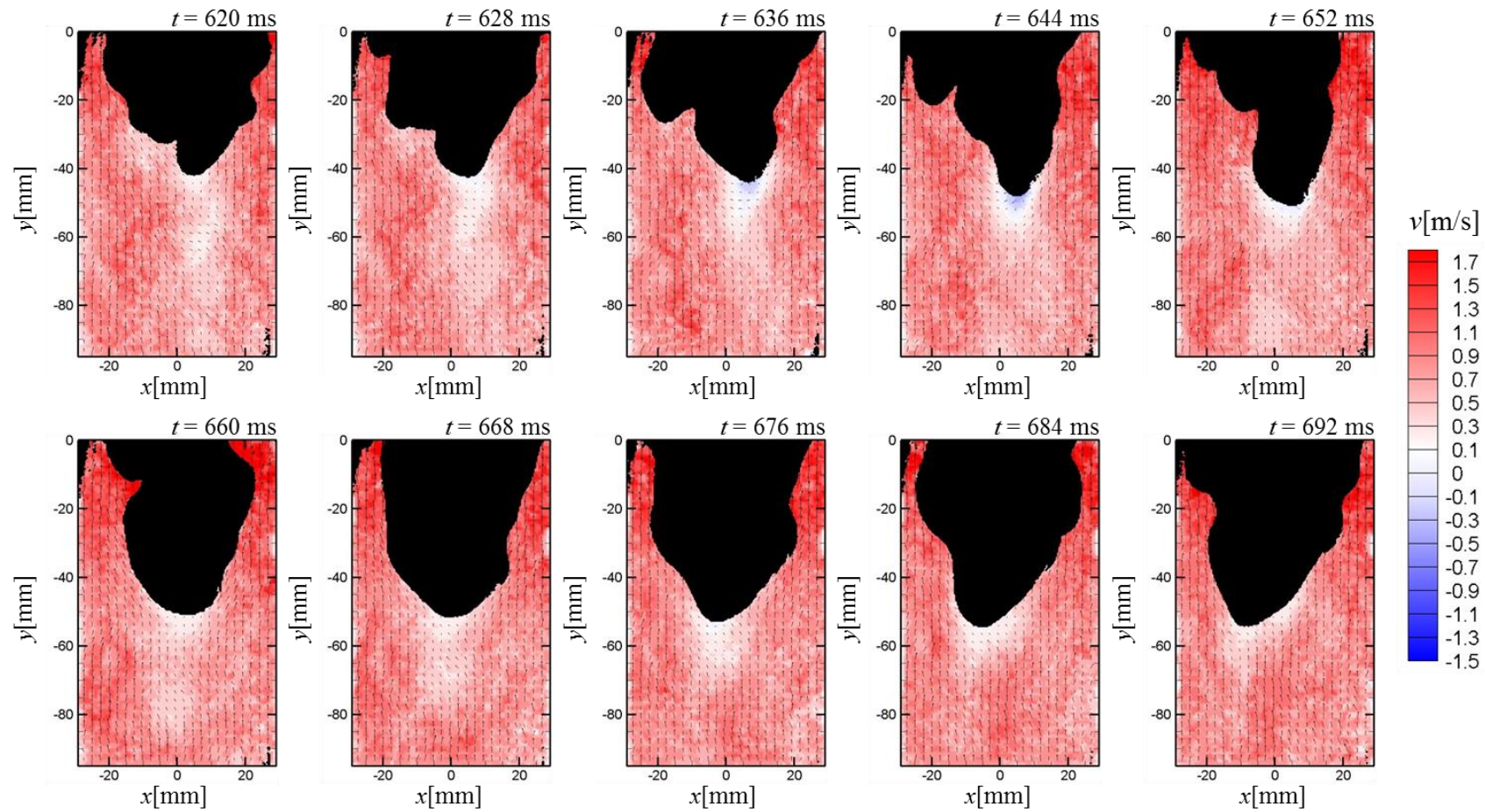


図 2.47 燃焼場における時系列 PIV 計測結果 (中心開放型,  $Q_{air} = 100$  NL/min)



れた。

次に、空気流量が  $Q_{air} = 100 \text{ NL/min}$  の条件では、図 2.47 のように、火炎は全体の概形としてコーン状を保っているがその火炎面は複雑化しており、セル状化している様子が観察された。この条件でも、火炎不安定性から火炎面がセル状化しているが、空気流量の増加に伴って、旋回流の周方向速度が増し、旋回流の軸付近で弱い低速領域が形成されたため、火炎先端がその低速領域によって安定化され、全体としてコーン状の火炎形状となったと考えられる。

ここで、セル状火炎を誘起する火炎不安定性について述べる。一般的に、火炎不安定性を引き起こす原因として、以下の3つの要因が考えられている<sup>[23]</sup>。

- ①外力不安定
- ②流体力学的不安定
- ③拡散・熱的不安定

不安定化機構のスケールは①から③になるにつれて小さくなる。このうち、①の外力不安定性とは高密度流体の下に低密度流体があるときに浮力の影響によって不安定になる効果である。このような外力不安定は、火炎が下から上向きに伝播する場合で発生すると考えられるが、本実験のように火炎が下向きに移動するケースでは低密度流体の下に高密度流体が存在するので、この不安定性は発生しない。そのため、本実験系では火炎不安定性の原因として、②流体力学的不安定と③拡散・熱的不安定が考えられる。

②の流体力学的不安定について図 2.48 を用いて説明する。流体力学的不安定は、火炎面近傍で未燃ガスが熱膨張し流速が増大することに起因する不安定性であるが<sup>[24]</sup>、以下では図 2.48 によって、より詳細なメカニズムを解説する。図 2.48 に示すように、火炎面に擾乱がある場合に、火炎面の前後で速度の接線方向成分が連続であるため、流線は火炎を通過する際に、火炎面の局所法線方向へ曲げられる。このため、図 2.48 で示したように、火炎面が未燃予混合気に凸ならば、はるか上流とはるか下流では摂動が 0 になり、流管断面積は同じでなければならないので、流管の断面積は火炎面で初期の A より拡がるはずである。非圧縮性流れでは、流路断面積が増大すると流れは減速する。そのため、火炎は未燃予混合気側に加速される。反対に、火炎面が未燃予混合気に対して凹の場合には流管は縮小し、その分流速が大きくなるので火炎は既燃側へと押し戻される。つまり、流体力学不安定により火炎面の凸部は上流へ伸展し、凹部は下流へと押し戻されるため、火炎面が複雑化しセル状火炎が形成される。

次に、③の拡散・熱的不安定性について図 2.49 を用いて説明する。未燃予混合気に突出した反応面は、反応物については吸い込みとして、熱については湧き出しとして働く。したがって、反応面への不足側成分の拡散が促進されれば、熱発生速度が増大するため、火炎温度は上昇し燃焼速度が大きくなる。一方、反応面からの熱伝導率が促進されれば、火炎温度は低下し燃焼速度は遅くなる。現在、対象としている希薄メタン・空気混合気体では、 $Le < 1$  であるため、熱に比べて物質の拡散が選択的に行われ、それによって増大した火炎温度は燃焼速度の増加を招き、火炎面の突出はより大きくなる方向に作用したと考えられる。さらに、 $Le$  が異なる 2 成分反応物系では、純粹に物質間の拡散によって生じる現象（選択拡散）が追加される。この効果によって、上流側に突き出た部分に

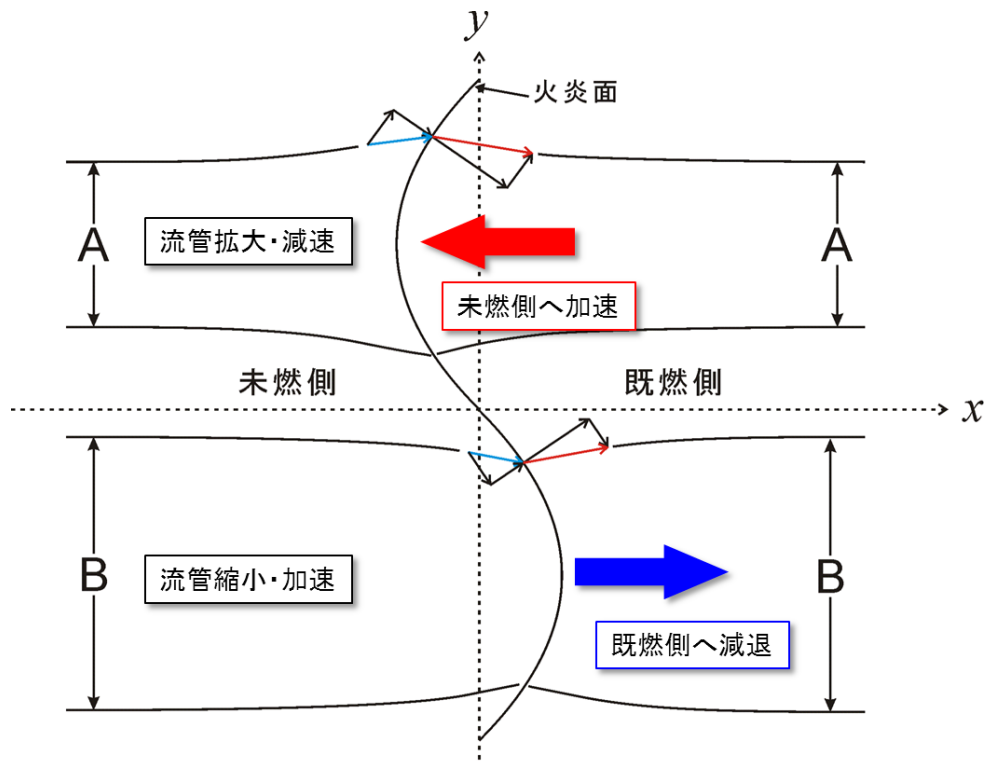


図 2.48 流体力学的不安定の概略図

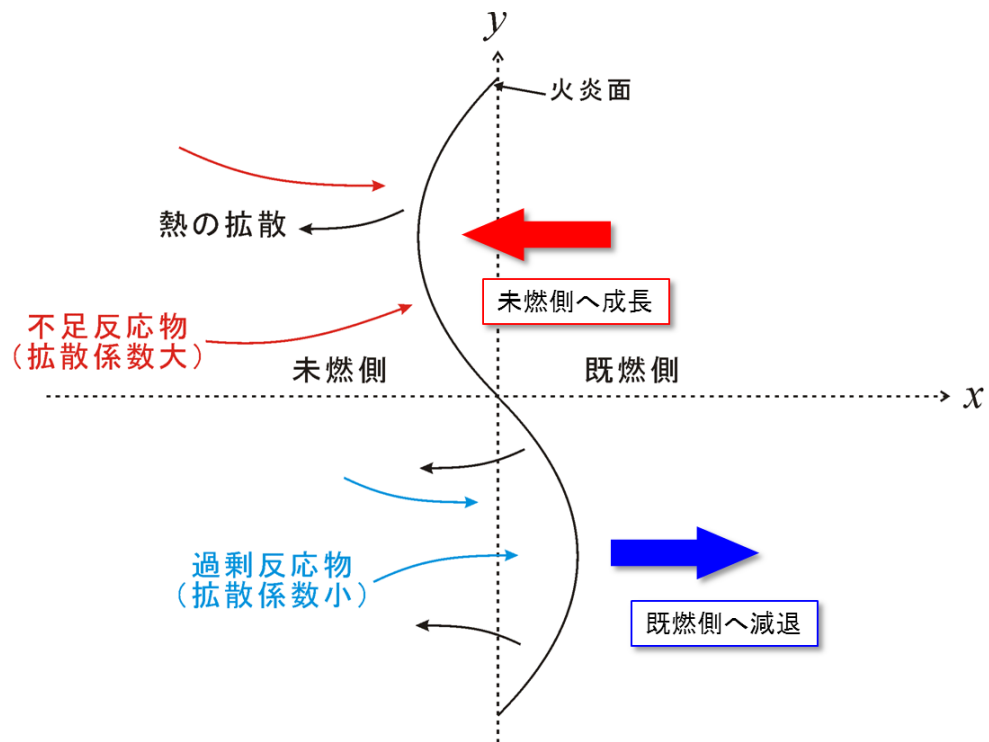


図 2.49 拡散・熱的不安定の概略図

は拡散しやすい反応物が集中し、逆に下流側につきだした部分には拡散しにくい成分が集まる。したがって、火炎のしわによって局所的な混合比が生じ、この組成変化によって火炎温度は変化し、燃焼速度も変わるため、反応面の運動に影響が現れてくる。不足側成分の拡散率が大きい場合には、混合比の変化が不安定側に働く。

以上より、中心開放型が生成する速度勾配の小さい流れ場における火炎挙動をまとめると、初めは、燃料希薄の安定状態にある火炎はコーン状になっているが、徐々に当量比を上げ逆火限界空気比に近づくと、火炎が発する熱によって未燃予混合気の熱膨張が起こり、それによって流体力学的不安定性が顕著になり、火炎面に凹凸が生まれる。そして、この火炎面の凹凸が拡散・熱的不安定によってさらに、不安定性が助長されセル状火炎が形成される。このようにして、火炎形状が複雑化することによって火炎面面積が増加し、それによって燃焼速度が大きくなり逆火に至ると考えられる。

## 2.6 渦心の歳差運動と紐状予熱帯の特性

この節では、旋回流を伴う流れ場において、火炎挙動に影響を与える渦心の歳差運動と 2.5 節で明らかとなった“紐状予熱帯”の連続性を明らかにするために、燃焼器の水平断面における時系列 PIV 計測を行った。

### 2.6.1 水平断面における時系列 PIV 計測

水平断面における時系列 PIV 計測を行うため実験装置は、図 2.25 で示した垂直断面における実験装置と同様である。ただし、水平断面における撮影を行うため、高速度カメラの位置を変更した。非燃焼場における撮影では、ガラス管上部に保炎器を設置する必要がないため、カメラをガラス管の真上に設置し撮影を行った。一方、燃焼場における撮影では、火炎をガラス管出口付近に保持する保炎器を設置する必要があるため、粒子画像の撮影には鏡を利用した。その様子を示した概略図を図 2.50 に示す。

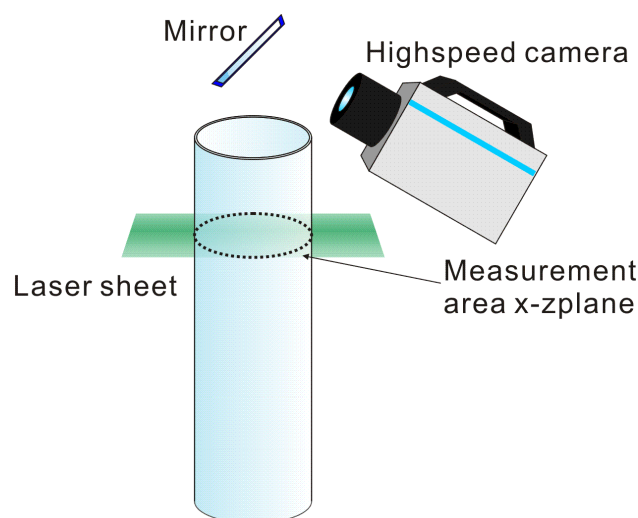


図 2.50 燃焼場を対象とした水平断面における時系列 PIV 計測の撮影方法

### 2.6.2 実験条件・計測範囲

まず、非燃焼場において旋回流の渦心に関する挙動を中心閉鎖型と中心開放型条件で比較するため、着火させない状態にて、図 2.51 中のガラス管出口断面 ( $y = 0 \text{ mm}$ ) において時系列 PIV 計測を行い、旋回流の渦心の様子を可視化した。ちなみに、中心閉鎖型・中心開放型それぞれにおいて、空気流量  $Q_{air} = 50, 100 \text{ NL/min}$  の 2 条件を行った。

一方、燃焼場での計測は、図 2.41 で示した“紐状予熱帯”の特性について明らかにするために行った。図 2.41 では、“紐状予熱帯”が断続的に見えたが、PIV 計測の原理上、“紐状予熱帯”がレーザシート平面から離れた場合、“紐状予熱帯”は観測できない。そこで、 $x$ - $z$  断面の計測を行うことによって、“紐状予熱帯”は火炎からひと続きの連続したものか、それとも断続的に途切れているものかを判断するため、図 2.51 で示す  $x$ - $z$  断面 2 か所 ( $y = -65, -110 \text{ mm}$ ) で時系列 PIV 計測を行った。この“紐状予熱帯”の連続性を判断する実験条件は、図 2.41 が示す条件と同様にし、“紐状予熱帯”が観測された中心閉鎖型を使用し、かつ空気流量  $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$  とした。また、空気比に関する条件は、火炎を一定の場所に定在化させるため、逆火限界空気比よりも燃料流量を絞り希薄側条件である  $\lambda = 2.00$  とした。

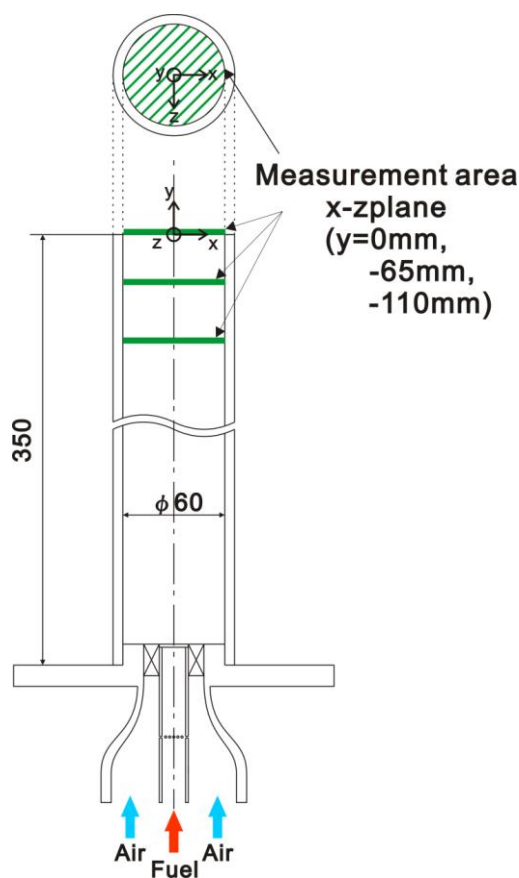


図 2.51 水平断面における時系列 PIV 計測の計測範囲

### 2.6.3 渦心の歳差運動

図 2.52 と 2.53 は，中心閉鎖型を使用した条件の下，空気流量をそれぞれ  $Q_{air} = 50, 100 \text{ NL/min}$  に設定した時の非燃焼場における時系列 PIV 計測の結果である．また，図 2.54 と 2.55 は中心開放型を用い，それぞれ  $Q_{air} = 50, 100 \text{ NL/min}$  とした時の非燃焼場での結果を示している．これらの図では， $x$ - $z$  断面における 2 次元速度分布をベクトルにて示し，渦度を疑似カラーによって表している．図 2.52 と 2.53 の結果から，中心閉鎖型では旋回流の渦心がガラス管中心軸の周りを旋回流の旋回方向に回転している様子が観察できる．これは渦心の歳差運動であり，旋回を伴う燃焼場では渦心の歳差運動に追従して火炎が燃焼器壁面に接近し，壁面を焼損させる恐れがある．一方，中心開放型を用いた結果である図 2.54 と 2.55 では，旋回流の渦心は確認できるものの，その渦度は中心閉鎖型に比べると非常に小さく，渦心の歳差運動も観察されない．

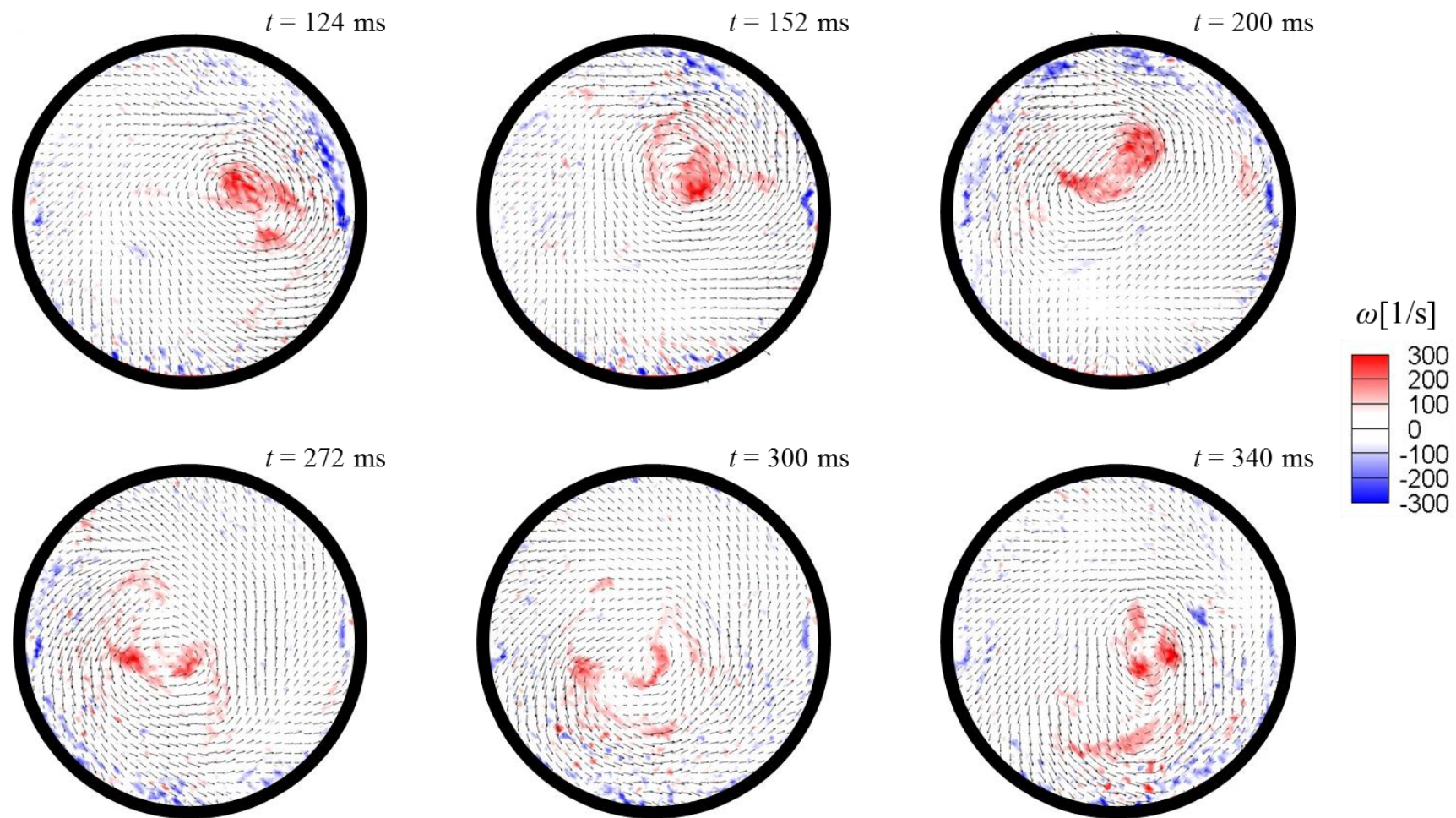


図 2.52 非燃焼場における時系列 PIV 計測結果（中心閉鎖型,  $Q_{air} = 50$  NL/min,  $x$ - $z$  断面）



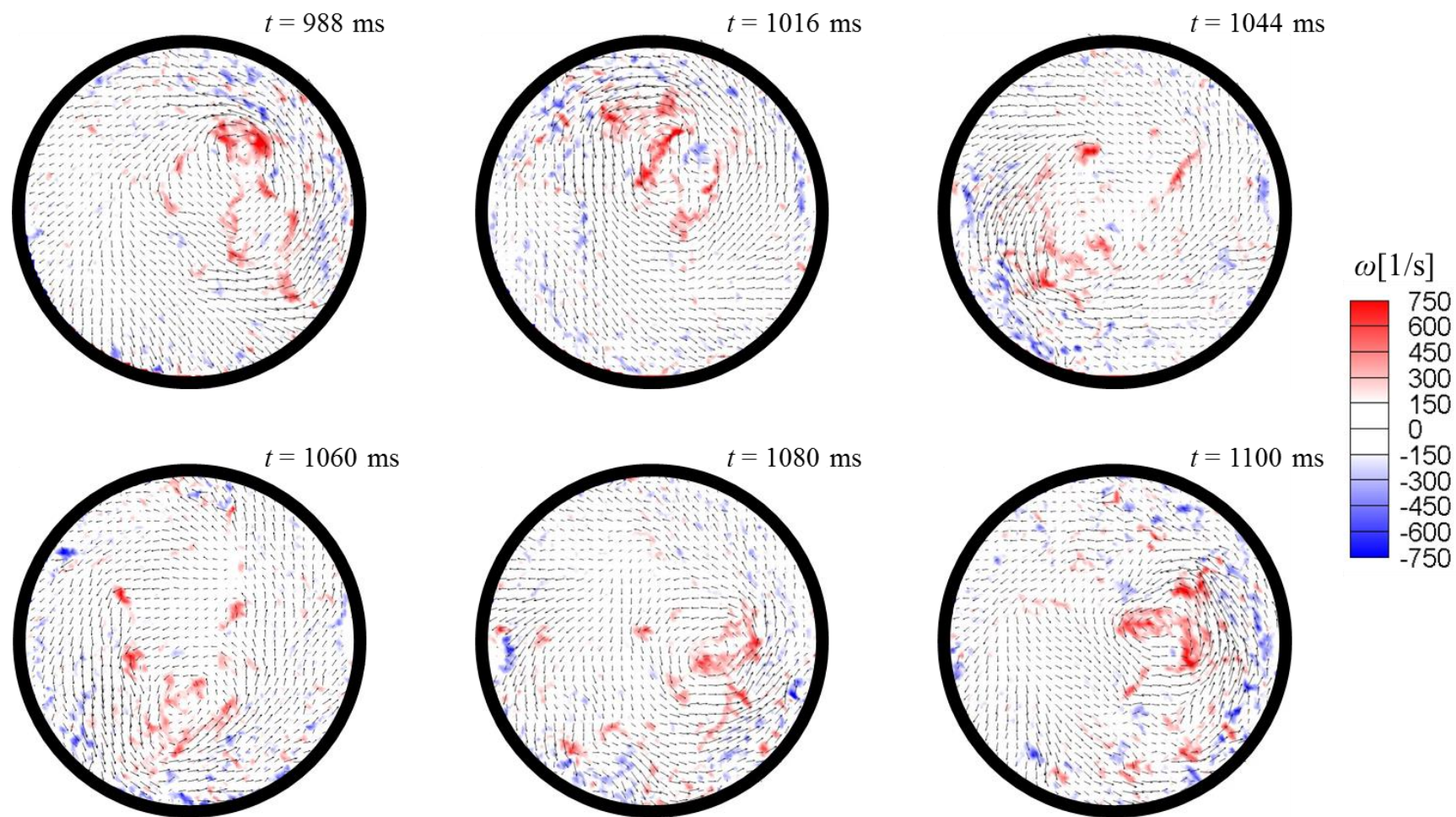


図 2.53 非燃焼場における時系列 PIV 計測結果（中心閉鎖型,  $Q_{air} = 100$  NL/min,  $x$ - $z$  断面）

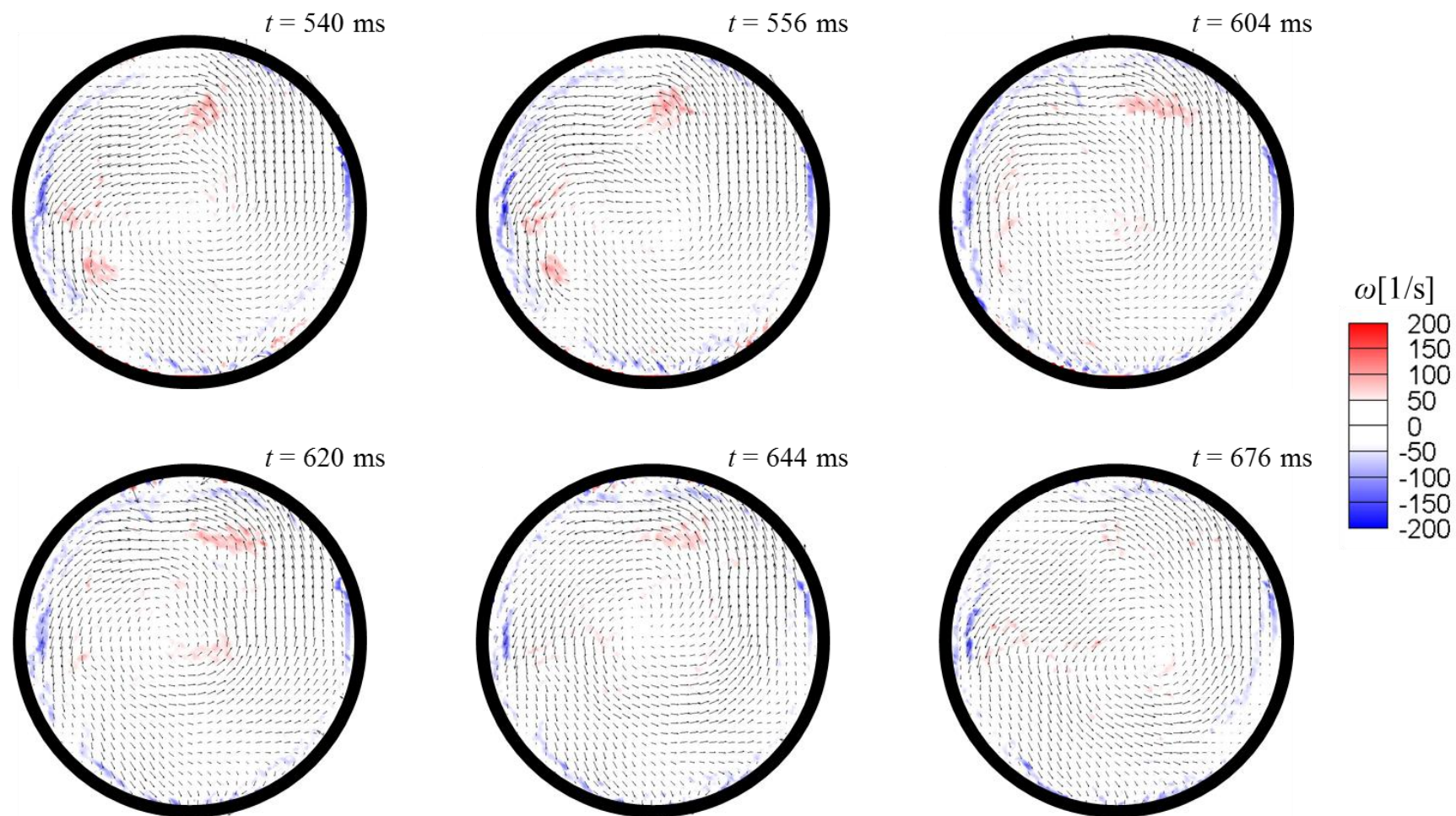


図 2.54 非燃焼場における時系列 PIV 計測結果（中心開放型,  $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$ ,  $x-z$  断面）



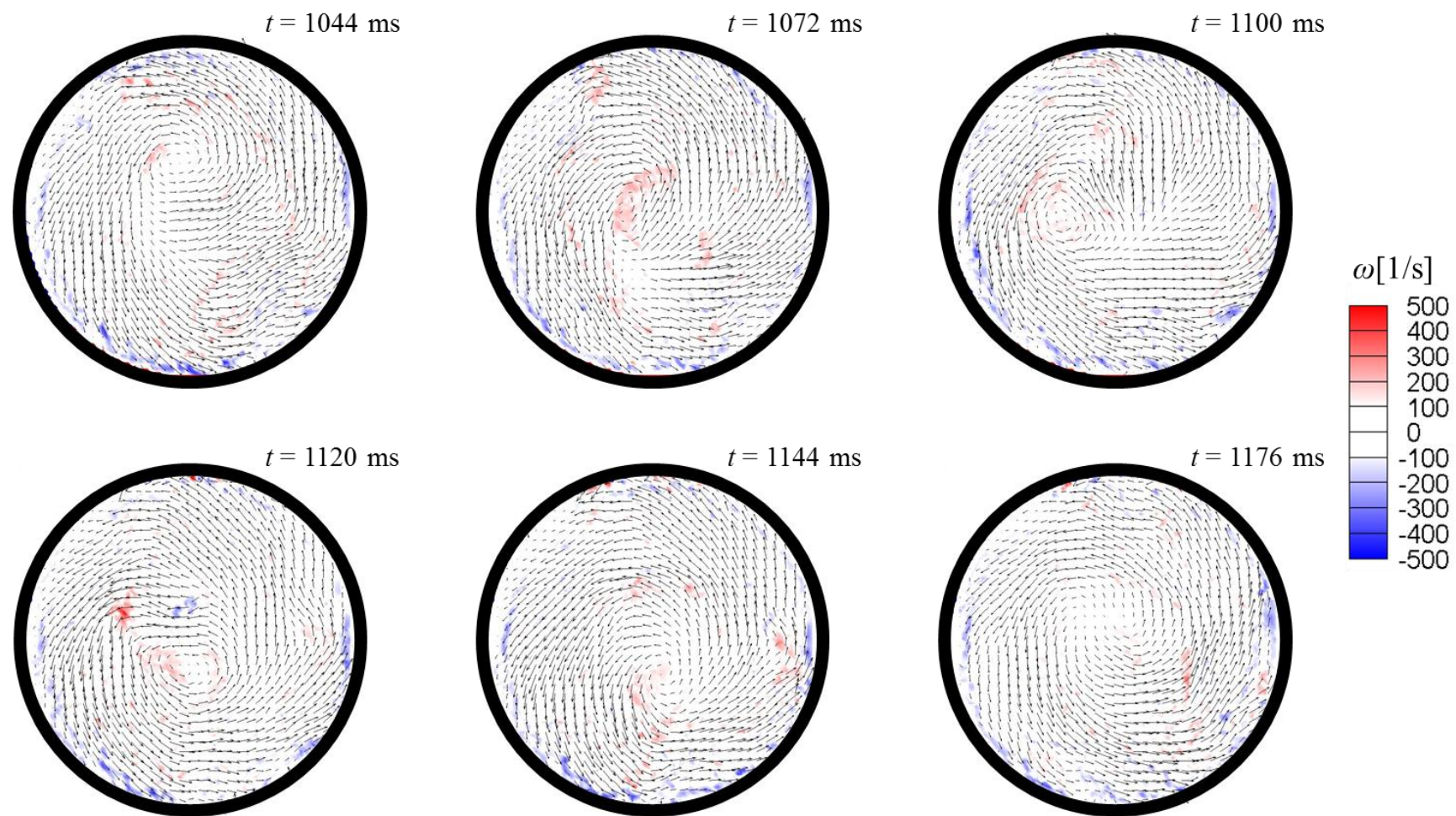


図 2.55 非燃焼場における時系列 PIV 計測結果 (中心開放型,  $Q_{air} = 100 \text{ NL/min}$ ,  $x$ - $z$  断面)

#### 2.6.4 紐状予熱帯の特性

図 2.56 と 2.57 は 2.6.2 項で示した  $y = -65 \text{ mm}$  と  $y = -110 \text{ mm}$  に位置する  $x$ - $z$  断面において時系列 PIV 計測を行い、2 次元速度分布から算出した渦度の分布を表している。ここでは、20 ms 間隔で 8 枚の渦度分布を掲載した。この図では、渦度が正の方向に大きい領域では赤色、負の方向に大きい場合は青色となるように疑似カラーで表示している。また、中心部付近に存在する黒色領域は“紐状予熱帯”の断面を表している。計測位置が異なる図 2.56 と 2.57 のすべての瞬時場において、黒色領域が確認できるが、 $x$ - $y$  断面計測面からずれている瞬時場もある。よって、“紐状予熱帯”は連続的であると考えられ、 $x$ - $y$  断面計測で“紐状予熱帯”が断続的に観測された原因は、“紐状予熱帯”の一部がレーザシート平面からずれたことであると考えられる。また、 $x$ - $y$  断面計測では、“紐状予熱帯”が渦心の左右に交互に現れるような動きを示していたが、それは、“紐状予熱帯”が渦心の歳差運動に伴って回転運動しており、ガラス管中心軸を通る  $x$ - $y$  断面でのみ観察していたため、左右に交互に現れるように見えたと考えられる。さらに、“紐状予熱帯”は常に渦度が大きい領域中に存在しており、渦度が大きい領域に合わせて“紐状予熱帯”の断面形状が変化していることも明らかとなった。

ここで、測定領域面内における速度ベクトルから渦心位置を求め、その時間変化を表したものを図 2.58 に示す。ここでは、6 ms 間隔で 53 枚の速度ベクトルから求めた渦心位置をプロットしている。この図から  $y = -65 \text{ mm}$  および  $y = -110 \text{ mm}$  において渦心位置の値自体は異なるものの、渦心位置の時間変化の振れ幅は概ね等しいことが分かる。また、渦心と“紐状予熱帯”の詳細な位置関係を捉えるため、渦心を黄丸で、“紐状予熱帯”の断面を黒色領域で表した水平断面における時系列 PIV 結果を図 2.59 に示す。これらの図から、“紐状予熱帯”は渦心を含むか、渦心を囲むような挙動を示しており、いずれの場合でも渦心近くに存在していることが明らかとなった。

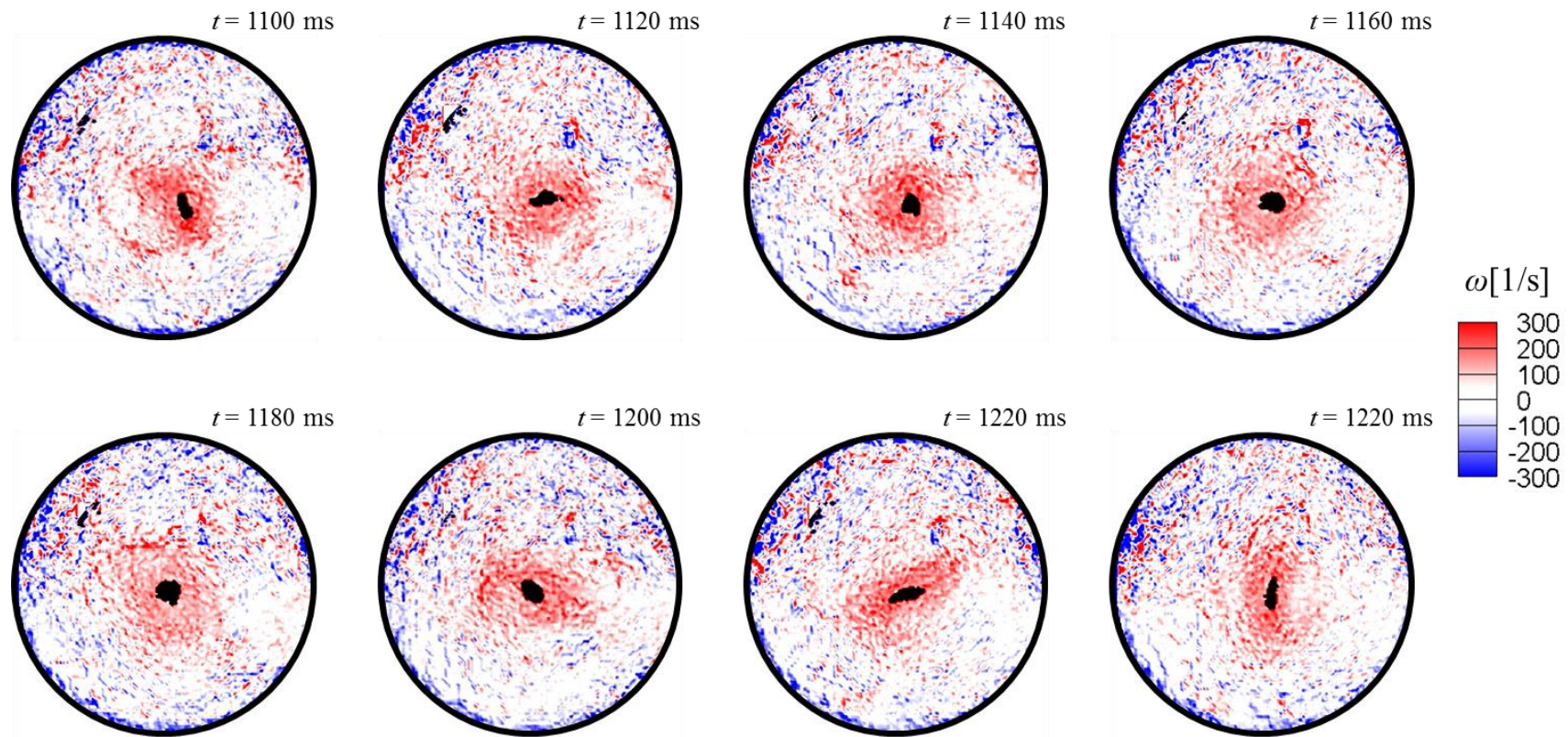


図 2.56 燃焼場における時系列 PIV 計測結果 (中心閉鎖型,  $Q_{air} = 50$  NL/min,  $x$ - $z$  断面,  $y = -65$  mm)



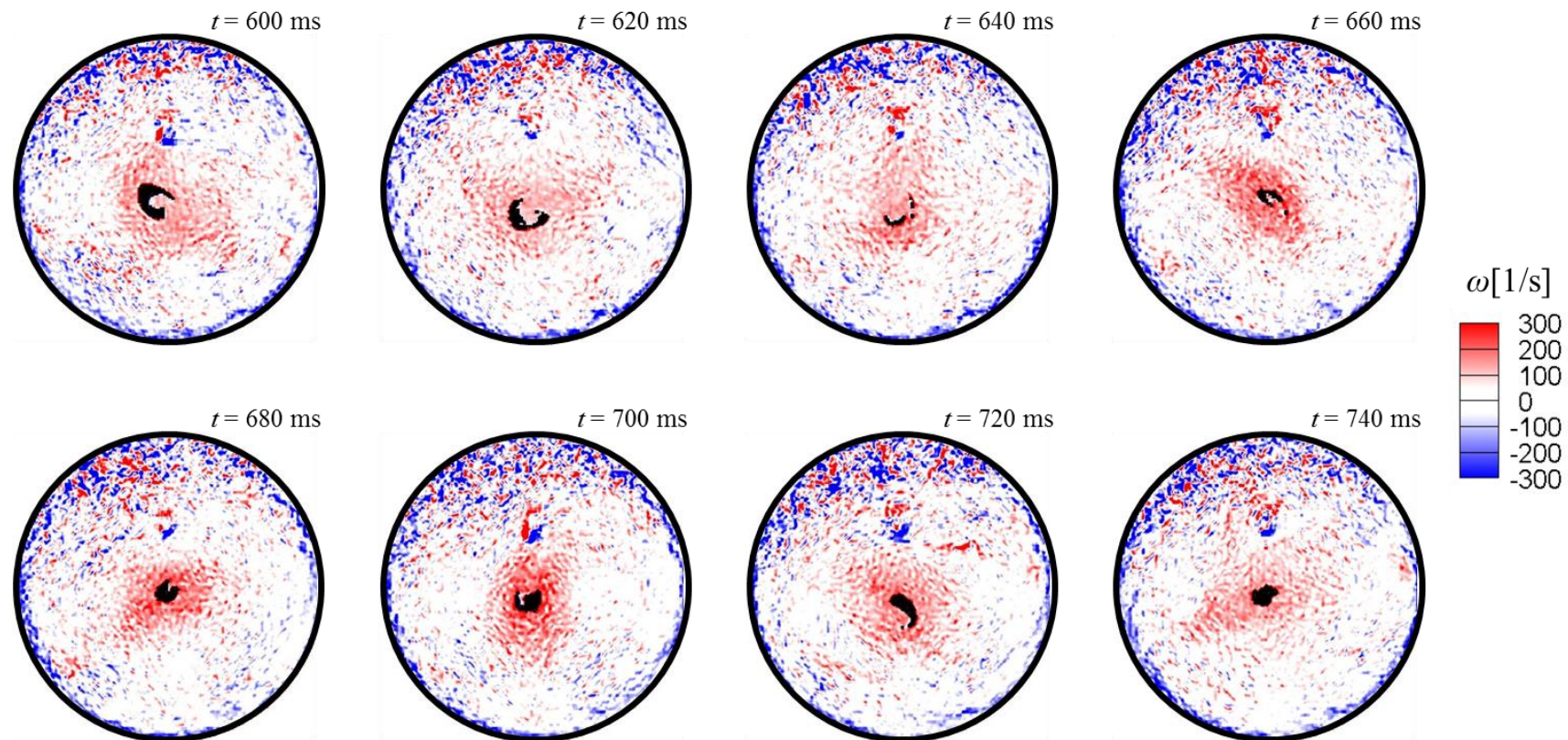


図 2.57 燃焼場における時系列 PIV 計測結果（中心閉鎖型， $Q_{air} = 50$  NL/min， $x$ - $z$  断面， $y = -110$  mm）

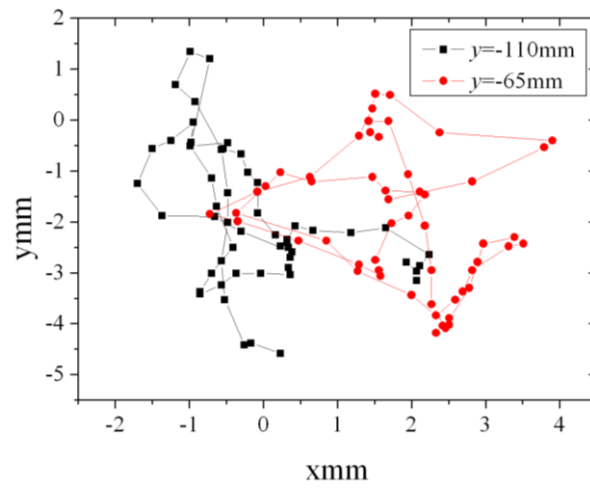


図 2.58 渦心位置の時間的变化

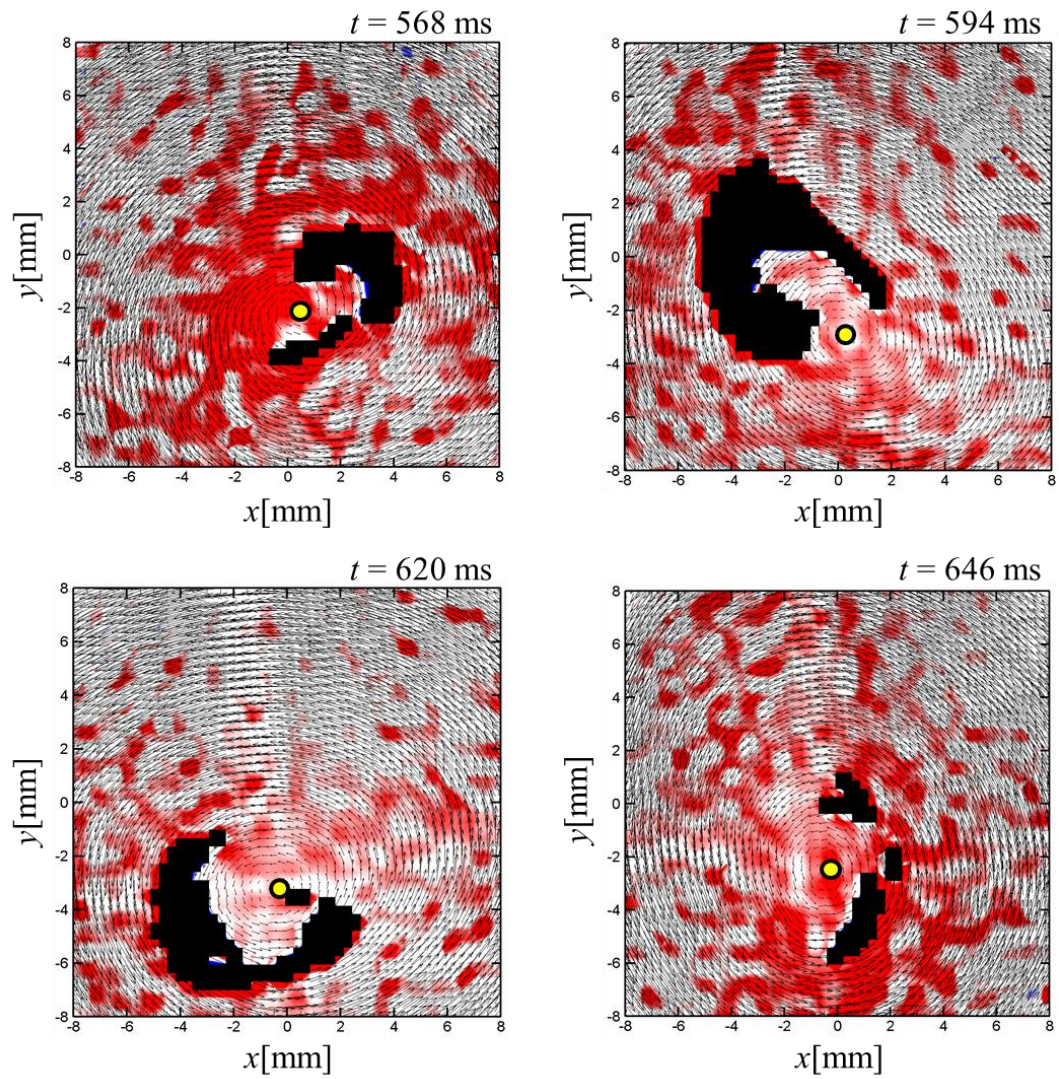


図 2.59(a) 渦心と“紐状予熱帯”の相対的位置関係 ( $y = -110$  mm)



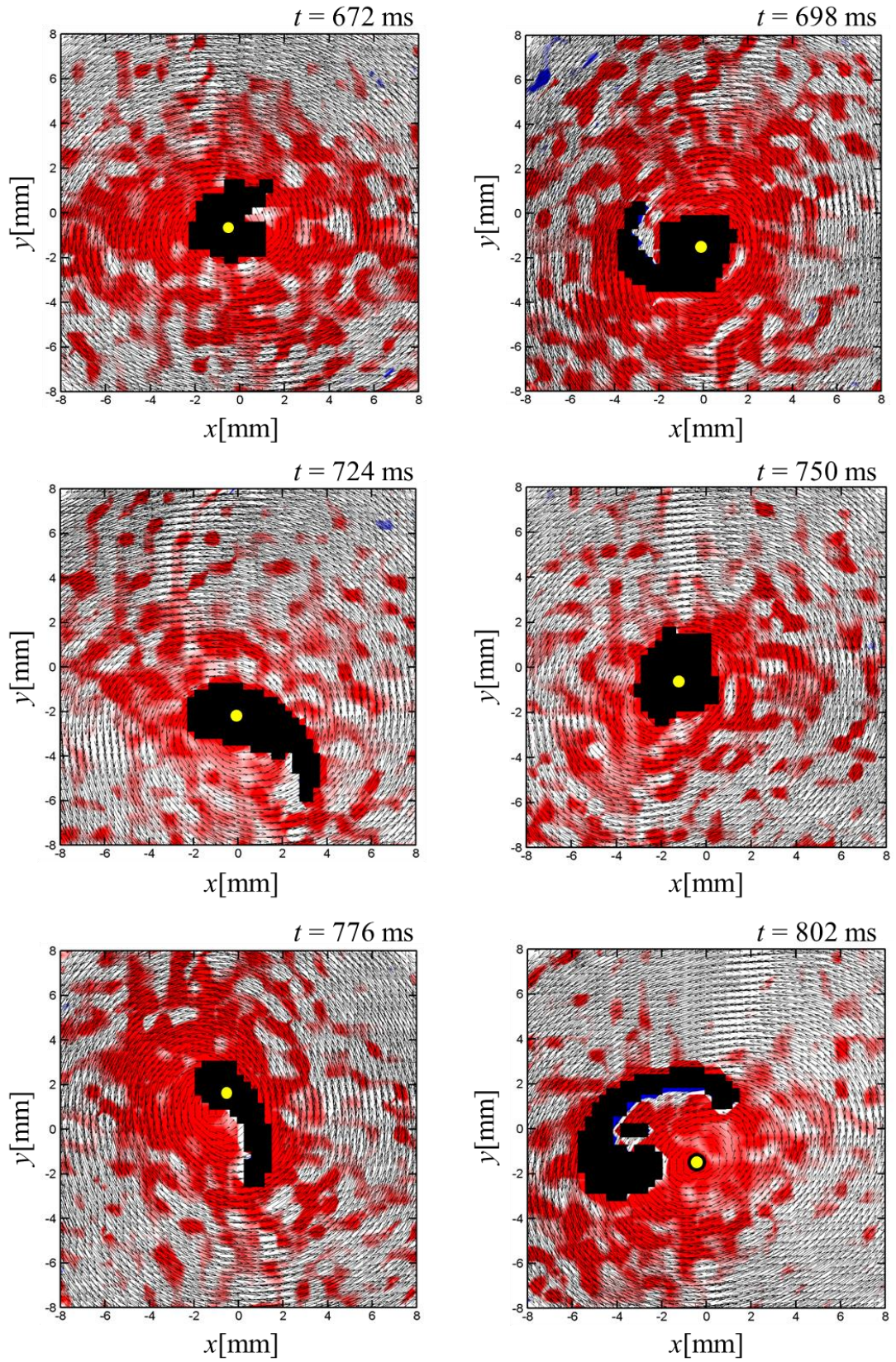


図 2.59(b) 渦心と“紐状予熱帯”の相対的位置関係 ( $y = -110$  mm)

## 2.7 第2章のまとめ

本章では、ガスタービン実機の燃焼器のうち予混合燃焼が行われている部分をモデル化した中心閉鎖型燃焼器と逆火の抑制を目的とした中心開放型燃焼器において、燃料濃度分布と流速分布が火炎挙動に与える影響を考察した。燃料濃度分布と流速分布の取得には LIF-PIV 同時計測を、流速分布と火炎挙動の取得には時系列 PIV 計測を用いた。中心閉鎖型と中心開放型では、それぞれ燃焼器の中心軸に低速領域（逆流領域も含む）が存在する流れ場と燃焼器半径方向に速度分布が一様である流れ場を示していたので、以下に、低速領域が存在する流れ場と速度分布が一様な流れ場における結論としてまとめる。

- ・燃料濃度の時間変動と燃焼器軸方向速度の時間変動を比較したところ、軸方向速度の時間変動が小さい領域と火炎が存在する領域が一致したため、主に火炎の動的挙動に影響を与えているものは、燃料濃度場よりも寧ろ流れ場であることが明らかとなった。

- ・低速領域が存在する流れ場では、火炎先端上流部において、オリーブオイル粒子が焼損しているにもかかわらず、火炎の自発光が観察できない“紐状予熱帯”が存在していることが分かった。本来、火炎自体がラセン状になった渦糸に誘起され、火炎が上流側へと伝播して行くところ、火炎先端では燃焼器半径方向に強い速度勾配が存在するため、火炎伸張を受けた影響で火炎先端では消炎が起こり、火炎の熱のみがラセン状となった渦糸に誘起され火炎先端上流部に運ばれ、“紐状予熱帯”が生成されたと考えられる。また、“紐状予熱帯”が媒体となり、火炎先端の熱が上流へと供給される。それによって、上流の未燃ガスが熱膨張を起こし、密度が低下することによって浮力が発生し、火炎先端よりも上流側で、上向き速度が誘起されることが考えられる。

- ・速度分布が一様な流れ場において、逆火限界空気比に設定した状態では、火炎面は複雑化しセル状火炎へと変化する。この火炎のセル状化は、火炎面近傍における熱膨張によって流速が増大することが原因の流体力学的不安定と拡散・熱的不安定によって誘起される。さらに、火炎のセル状化は、火炎面面積を拡大し、燃焼速度が増加するため、火炎の上流伝播が促進され、最終的に逆火に至ることが明らかとなった。

## 参考文献

- [1] Shtork, S. I., Cala, C. E. and Fernandes, E. C., “Experimental Characterization of Rotating Flow Field in a Model Vortex Burner”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol.31 (2007), pp.779-788.
- [2] Hasegawa, T., Michikami, S., Nomura, T., Gotoh, D. and Sato, T., “Flame development along a straight vortex”, *Combustion and Flame*, Vol.129, Issue 3 (2002), pp.294-304.
- [3] 大塚正義, 井戸田芳典, 大久保陽一郎, 杉山勝彦, “ガスタービン燃焼器における予蒸発予混合燃焼場の速度分布”, 日本ガスタービン学会誌, Vol.28,

No.103(1998), pp.31-36.

[4] 店橋護, 福地有一, 福里克彦, 宮内敏雄, “高解像度時系列 PIV による乱流計測”, 日本機械学会熱工学講演論文集 (2002), pp.121-122.

[5] Böhm, B., Heeger, C., Boxx, I., Meier, W. and Dreizler, A., “Time-resolved Condition Flow Field Statics in Extinguishing Turbulent Opposed Jet Flames Using Simultaneous Highspeed PIV/OH-LIF”, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol.32, Issue 2 (2009), pp.1647-1654.

[6] Konle, M., Kiesewetter, F. and Sattelmayer, T., “Simultaneous High Repetition Rate PIV-LIF-measurements of CIVB Driven Flashback”, *Experimental Fluids*, Vol.44, (2008), pp.529-538.

[7] 青木克己, 中山泰喜, 若槻光昭, “旋回流を伴う円筒形燃焼器内流れの研究”, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.51, No.468 (1985), pp.2759-2766.

[8] Cheng, R. K., Littlejohn, D., Strakey, P. A. and Sidwell, T., “Laboratory Investigations of a Low-swirl Injector with H<sub>2</sub> and CH<sub>4</sub> at Gas Turbine Conditions”, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol.32, Issue 2 (2009), pp.3001-3009.

[9] Ishizuka, S., “Flame Propagation along a Vortex Axis”, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol.28 (2002), pp.477-542.

[10] Lucht, R. P., Laurendeau, N. M. and Sweeney, D. W., “Temperature Measurement by Two-line Laser-saturated OH Fluorescence in Flames”, *Applied Optics*, Vol.21 Issue 20 (1982), pp.3729-3735.

[11] 小宮山正治, 田中知樹, 高城敏美, “エキシマレーザ誘起蛍光とレイリー散乱による火炎内酸素濃度と温度の測定”, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.57, No.543 (1991), pp.3961-3965.

[12] Lee, M. P., Paul, P. H. and Hanson, R. K., “Laser-fluorescence Imaging of O<sub>2</sub> in Combustion Flows Using an ArF Laser”, *Optics Letters*, Vol.11, Issue 1 (1986), pp.7-9.

[13] Kelman, J. B. and Masri, A. R., “Quantitative Technique for Imaging Mixture Fraction, Temperature, and the Hydroxyl Radical in Turbulent Diffusion Flames”, *Applied Optics*, Vol.36, Issue 15 (1997), pp.3506-3514.

[14] Lazano, A., Yip, B. and Hanson, R. K., “Acetone: A Tracer for Concentration Measurements in Gaseous Flows by Planer Laser-induced Fluorescence”, *Experiments in Fluids*, Vol. 13 (1992), pp.369-376.

[15] Raffel, M., Willert, C. and Kompenhans, J., PIV の基礎と応用, Springer-Verlag Tokyo (2000).

[16] 可視化情報学会, PIV ハンドブック, 森北出版 (2002).

[17] 植村知正, 山本富士夫, 幸川光雄, “2 値化相関法—粒子追跡法の高速画像解析アルゴリズム”, 可視化情報, Vol.10, No.38 (1990), pp.58-64.

[18] Hart, D. P., “PIV Error Correction”, *Experiments in Fluids*, Vol.29 (2000), pp.13-22.

[19] Hart, D.P., “Super-resolution PIV by Recursive Local-correlation”, *Journal of Visualization*, Vol.3, Issue 2 (2000), pp.187-194.

[20] 佐藤裕也, 篠田昌久, 山下博史, “渦糸ソリトンによる高速火炎伝播メカニズムの検証”, 日本機械学会流体部門講演会講演論文集 (1993), pp.587-588.

[21] 佐藤裕也, 篠田昌久, 山下博史, “渦輪に沿った高速火炎伝播メカニズム”, 日本燃焼学会誌, Vol.52, No.162 (2010), pp.224-232.

[22] Williams, F. A., 燃焼の理論, 日刊工業新聞社 (1987).

[23] 門脇敏, “セル状火炎の構造に及ぼす流体力学的不安定の影響”, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.64, No.626 (1998), pp.3491-3496.



## 第3章 火炎挙動に及ぼす旋回強さの影響

### 3.1 はじめに

前章では、中心閉鎖型と中心開放型燃焼器を用いて、低速領域が存在する流れ場と流速分布が一様な流れ場における火炎挙動を考察した結果、中心閉鎖型燃焼器を使用した方が火炎の安定性が高いことが分かった。そこで、本章では中心閉鎖型燃焼器において、羽根角度を変えることによって旋回強さが異なる流れ場を作り出し、その旋回強さが希薄予混合火炎の動的挙動に及ぼす影響について考察する。そのため、旋回強さを時間的に一定に固定した状態で、複数の強さを持つ流れ場を用意した。ここでも、流れ場と火炎挙動の相互関係を明らかにするため前章で用いた時系列 PIV 計測を行った。

### 3.2 手動式可変旋回羽根付燃焼器

#### 3.2.1 手動式可変旋回羽根付燃焼器の構造

本章では、旋回強さが希薄予混合火炎の動的挙動に及ぼす影響を明らかにするため、燃焼器内に発生させる旋回流の旋回強さを任意に調整できるように、スワローの羽根角度を手動で変化させることができる手動式可変旋回羽根付燃焼器を導入した。図 3.1 にその燃焼器の図を示す。第2章で用いた固定旋回羽根付

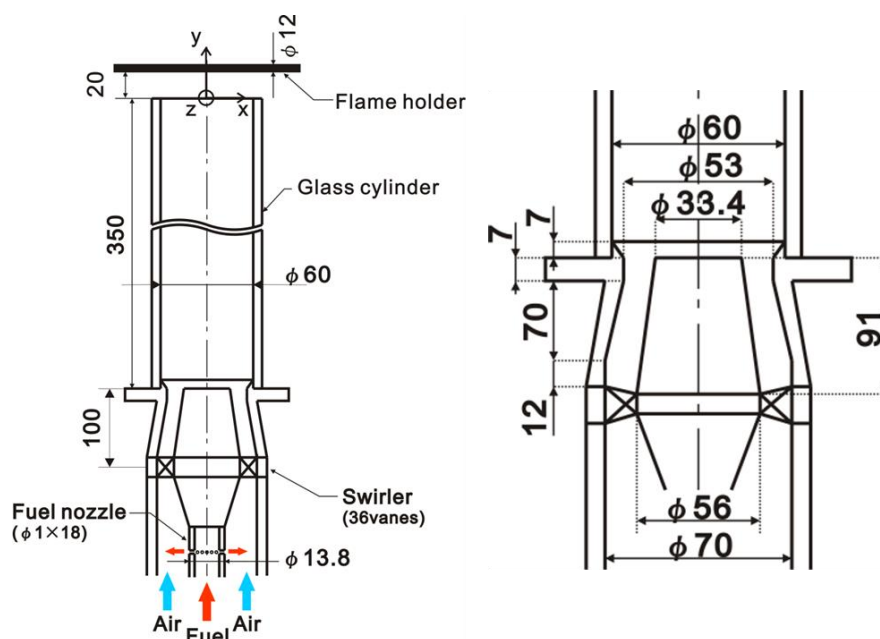


図 3.1 手動式可変旋回羽根付燃焼器（左図：全体図，右図：入口部拡大図）



燃焼器と同様に，ガスタービン燃焼器のうち予混合燃焼が行われている一部を取り出したものである．本燃焼器においても，燃焼器底部より燃料と空気を別々に取り入れ，燃焼器中心軸にあり直径 1 mm の穴が 18 個空けられた燃料ノズルから燃料を噴き出し，周囲の空気と混合させ，その混合ガスをスワールに通すことにより旋回を与えた．本実験で用いたスワールは図 3.2 で示すように，36 枚の羽根から成り立っており，羽根角度を手動で変更させることによって，旋回流の強さを独立的に変化させることができる仕組みになっている．このスワールを通る予混合気はすべて旋回羽根を通過する構造となっているので，第 2 章にて扱った燃焼器構造のうち中心閉鎖型の燃焼器となる．旋回を与えられた混合ガスは，固定旋回羽根付燃焼器と同様に燃焼室を模擬した合成石英製のガラス円筒管（長さ  $L = 350$  mm，内径  $D = 60$  mm）内部を流れ大気中へ開放される．また，ガラス円筒管上端より 20 mm 上方には，固定旋回羽根付燃焼器でも用いた直径 12 mm のセラミックス製円柱を保炎器として設置した．

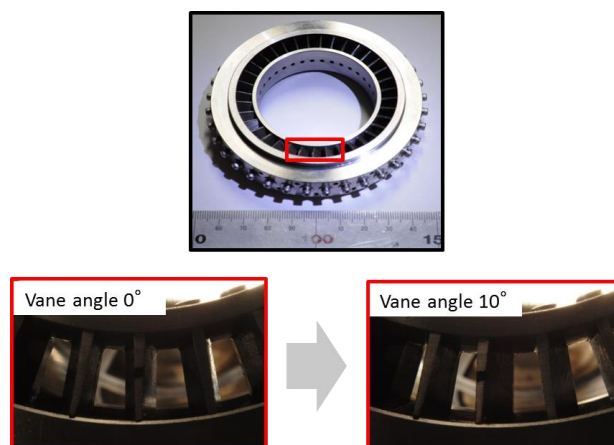


図 3.2 手動式可変旋回羽根付スワール

### 3.2.2 旋回流強さ

旋回強さを表す指標としてスワール数  $S$  を用いる．前章の 2.2.3 項の式(2.4)で示したスワール形状（ $R_i$ ：内径  $R_o$ ：外径）と羽根角度  $\alpha$  の幾何的情報からスワール数  $S$  を算出した<sup>[1]</sup>．

$$S = \frac{2}{3} \tan \alpha \left[ \frac{1 - \left( \frac{R_i}{R_o} \right)^3}{1 - \left( \frac{R_i}{R_o} \right)^2} \right] \quad (3.1)$$

### 3.3 逆火・吹き消え限界空気比測定

#### 3.3.1 実験方法

まず初めに、旋回流の旋回強さが火炎の動的挙動に与える影響を巨視的に明らかにするため、手動式可変旋回羽根付燃焼器において旋回強さが異なる条件での逆火限界空気比と吹き消え限界空気比の測定を行った。ここでは、空気流量  $Q_{air}$  に関する条件として  $Q_{air} = 50, 100 \text{ NL/min}$  の2種類を用意した。また、火炎に供給する未燃予混合気の温度は逆火・吹き消え限界空気比に影響を与えるため、燃焼器のガラス管出口付近の未燃予混合気温度が  $20^\circ\text{C}$  となるように、ヒータを用いて空気を加熱した。逆火限界空気比および吹き消え限界空気比の測定方法は2.3節でも述べたように、空気流量を  $Q_{air} = 50$  または  $100 \text{ NL/min}$  に固定して安定的に燃焼している状態から、燃料流量を変化させて逆火（吹き消え）に至った時の空気比を逆火（吹き消え）限界空気比とした。ここでもこの計測を各実験条件に対して5回行い、その平均をその実験条件における逆火（吹き消え）限界空気比とした。

#### 3.3.2 逆火・吹き消え限界空気比

図3.3は、空気流量  $Q_{air} = 50$  と  $100 \text{ NL/min}$  条件の下、旋回強さを変化させたときの逆火限界空気比と吹き消え限界空気比を示している。 $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$  条件での結果を赤色プロットで、 $Q_{air} = 100 \text{ NL/min}$  条件での結果を青色プロットで示している。また、中塗りプロットが逆火限界空気比、中空きプロットが吹き消え限界空気比を表している。図の横軸に旋回強さを示すスワール数  $S$  をとり、縦軸には逆火（吹き消え）が生じたときの空気比をとった。そのため、逆火（吹き消え）限界空気比の値が大きくなっている領域では逆火（吹き消え）がより生じやすい（生じにくい）ため、逆火（吹き消え）限界に関する特性が劣る（優れる）と言える。逆に、逆火（吹き消え）限界空気比の値が小さくなっている領域では、逆火（吹き消え）が生じにくい（生じやすい）ため、逆火（吹き消え）限界に関する特性が優れる（劣る）と言える。つまり、火炎は図中の斜線部が示す逆火限界空気比と吹き消え限界空気比の間でのみ保炎が可能であり、逆火限界空気比と吹き消え限界空気比の間が広いほど、火炎の安定領域が広いことを表している。各プロットには標準偏差を表すエラーバも合わせて示す。

図3.3からは、旋回を強めると、逆火限界に関する特性は低下し逆火が起こりやすくなる一方、吹き消え限界に関する特性は向上し吹き消えが起こりにくくなっていることが分かる。しかし、旋回強さの変化に対して、逆火・吹き消え限界空気比は単純な比例関係を示していないので、本章では、これ以降旋回強

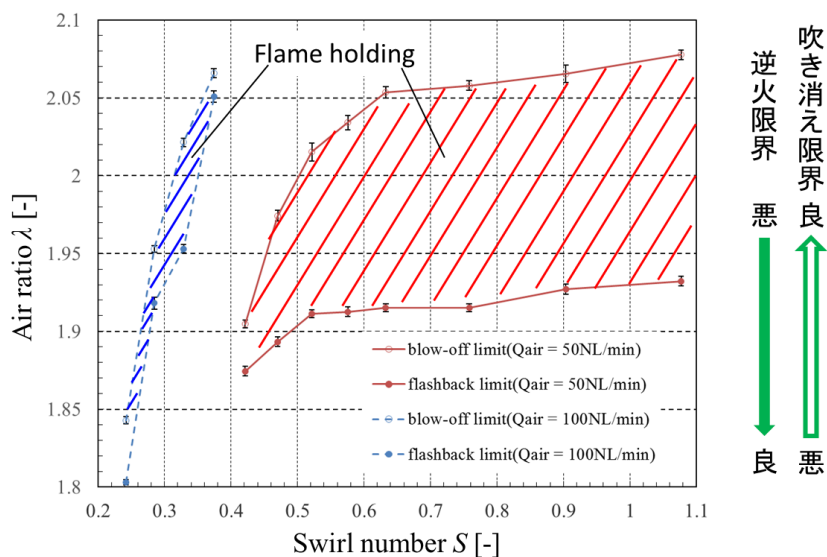


図 3.3 旋回強さによる逆火・吹き消え限界空気比への影響

さが異なる場における，希薄予混合火炎の動的挙動を明らかにする．

またこれ以降，流れ場と火炎挙動の相互関係を明らかにするため，本章においても第 2 章で用いたオリーブオイルをトレーサ粒子とした時系列 PIV 計測を行う．このオリーブオイルについては，メタンと同様に燃料の一部となるため，オリーブオイルを添加した際には，火炎挙動に影響を与えることが考えられる．そこで，実際の計測と添加する量を一致させた上でオリーブオイルを添加した状態と添加しない状態において，逆火・吹き消え限界空気比の比較を行ったところ，逆火・吹き消え限界空気比が，オリーブオイルを添加すると，最大 2 % 上昇することが明らかとなった．これより本研究では，オリーブオイルが火炎挙動に与える影響は限定的であると考えた．

### 3.4 旋回強さが異なる場での流速分布と火炎挙動の関係

#### 3.4.1 実験装置・方法

手動式可変旋回羽根付燃焼器に対して時系列 PIV 計測を適応した実験で用いた実験装置を図 3.4 に示す．燃焼器へ燃料とトレーサ粒子を含んだ空気を供給する流路系は前節の固定旋回羽根付燃焼器に適応した時系列 PIV 計測と同様の装置を用いた．また，PIV 計測に用いる光源として使用したレーザも同様の波長 514.5 nm の連続発振  $\text{Ar}^+$ レーザ (Spectra Physics 社製 Stabilite2017, 定格出力 6W) を用いた．前章の実験と異なる装置は，そのレーザビーム光源からレーザシートを作り出すために，シリンドリカルレンズを用いずコリメータを使用した点である．コリメータには光ファイバが繋がっており，レーザビーム光源を光フ

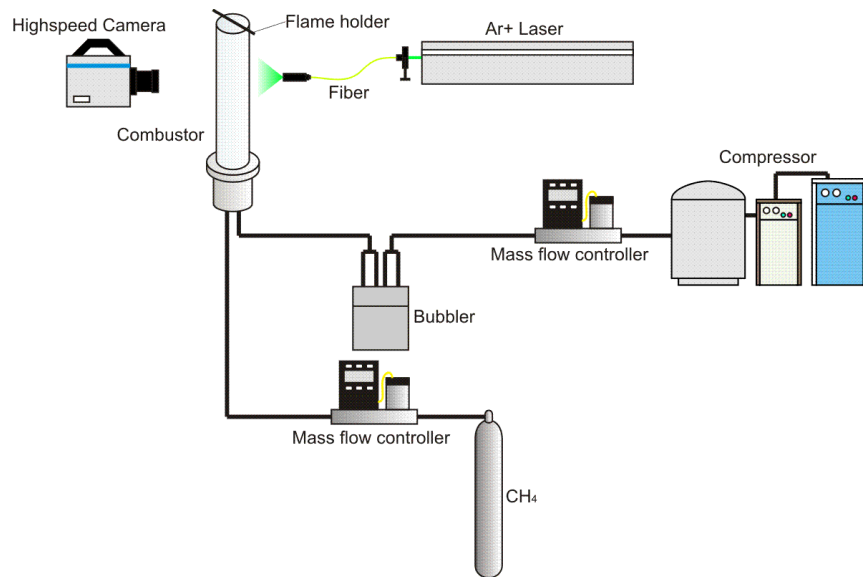


図 3.4 時系列 PIV 計測のための実験装置（手動式可変旋回羽根付燃焼器）

アイバに入射させ、コリメータまで伝送し厚さ 1 mm のレーザシートを作成した。また、ガラス管からの反射を防ぐため、測定したい範囲に対して斜め下方よりレーザシート光を照射した。一方、粒子画像を捉える高速度カメラ（Photoron 社製 FASTCAM SA-3 model 120K-M2 1024×1024 pixels）は前章と同様のものを用いて、粒子からの散乱光強度が強い前方散乱光を利用するため、レーザシート前面に配置した。本撮影における空間分解能は高速度カメラのピクセル間距離に相当し約 0.16 mm であった。撮影速度については、検出可能最小速度が空気流量  $Q_{air}$  から算出される平均流速  $v_{ave}$ （本実験では最小流量を  $Q_{air} = 50$  NL/min としたため  $v_{ave} = 0.3$  m/s）の 1/10 であり、同じく平均流速にて動いたトレーサ粒子が厚さ 1 mm のレーザシートを突き抜けるために必要な時間の 1/10 程度になる条件である 2000 frame/s とした。

### 3.4.2 実験条件・計測範囲

まず、空気流量を  $Q_{air} = 50$  と 100 NL/min の 2 種類を用意し、それぞれの空気流量の条件に対して旋回強さを 3 種類用意した。また、本実験では、空気流量を一定に保ち、メタンを供給して火炎を保炎器上に保炎させた状態から、図 3.3 で示した各条件における逆火限界空気比の値までメタン流量を増加させ、火炎がガラス管中を逆火する際、時系列 PIV 計測を行って、火炎周辺の流れ場と火炎形状を同時に計測した。これまでの実験条件を表 3.1 にまとめる。また、時系列 PIV 計測を行う計測範囲については、図 3.5 中の斜線部分である。空気流量  $Q_{air} = 50$  と 100 NL/min の両条件とも火炎先端付近における流れ場と火炎先端の動的

挙動に注目して計測を行うため、火炎先端が位置するガラス管出口付近の横 60 mm×縦 100 mm を計測場所を選んだ。空気流量  $Q_{air} = 100$  NL/min では  $Q_{air} = 50$  NL/min より火炎先端が上流側に位置したため、空気流量  $Q_{air} = 100$  NL/min の計測範囲は  $Q_{air} = 50$  NL/min の計測範囲よりも 10 mm ほど上流側に位置する。

表 3.1 実験条件

空気流量 $Q_{air}$ [NL/min]	羽根角度 $\alpha$ [degrees]	スワール数 $S$ [-]	空気比 $\lambda$ [-]
50	25.0	0.421	1.88
	30.0	0.522	1.92
	35.0	0.633	1.93
100	15.0	0.242	1.80
	20.0	0.329	1.95
	22.5	0.374	2.05

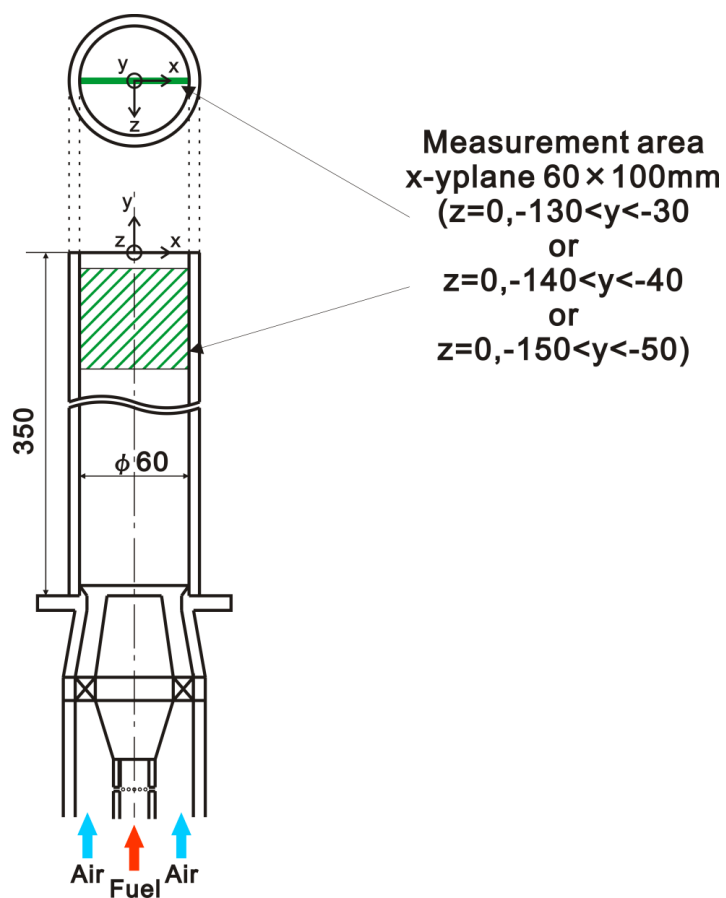


図 3.5 時系列 PIV 計測における計測範囲（手動式可変旋回羽根付燃焼器）



### 3.4.3 旋回強さが異なる場での流速分布

まず, 空気流量を  $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$  に設定した上, 旋回流の旋回強さを  $S = 0.421, 0.522, 0.633$  とした時, 非燃焼場におけるガラス円筒管内の瞬時流れ場を時系列に並べたものをそれぞれ図 3.6 から図 3.8 に示す. これらの図中の疑似カラーは, 未燃予混合気のガラス管軸方向に関する速度を表しており, 上 (下流) 方向への流れを正とし赤色で, 下 (上流) 方向への流れを負とし青色で示している. 各図中の  $t$  は任意の時刻からの時間経過である. 最も旋回強さが弱いスワール数  $S = 0.421$  の条件では, 図 3.6 が示すように, 円筒管の壁側は下流方向へ流れている一方で, 円筒管中心軸付近では速度の大きさが概ね 0 であることが分かる. これは, 旋回流の遠心力によって, その中心軸では負圧となり, 再循環流れが生成するためである. 続いて, 図 3.7 が示すスワール数  $S = 0.522$  の条件では, 円筒管中心軸付近における速度が上流方向であることを示す領域が所々に存在することが分かる. また, 図 3.6 において観察された中心軸に沿う速度の大きさが概ね 0 である低速領域の円筒管半径方向幅と図 3.7 で見られる中心軸に沿う逆流領域も含めた低速領域の半径方向幅を比べると, 旋回強さの増加に伴って広がっていることが分かる. さらに, 図 3.8 が示す旋回強さが強い  $S = 0.633$  の条件では  $S = 0.522$  の時と比べて, 上流へ逆流する速度の大きさに関して顕著な増加は見られない. しかし,  $S = 0.633$  の条件下における逆流領域も含めた低速領域の半径方向幅は  $S = 0.522$  の条件よりも広がっている. 上記の旋回強さを変化させた時の中心軸付近における, 流速変化や逆流を含めた低速領域の円筒管半径方向幅に関する特性を確認するため, スワール数  $S = 0.421, 0.522, 0.633$  の条件の下, 撮影開始時刻より 1 ms 間隔 750 枚の瞬時の軸方向速度を時間平均化した結果をそれぞれ図 3.9(a)~(c)に示す. さらに, この旋回強さの増加に伴う特性を明確にするため, 図 3.9(a)~(c)中の  $y$  一定の場所における速度分布を図 3.10 に示す. 速度分布を取った場所については, 次項にて述べる燃焼場における火炎先端より 20 mm 上流側の地点とした. この図 3.10 から, 円筒管中心軸付近の軸方向流速に関しては,  $S = 0.421$  で 0 付近の低速になっており,  $S = 0.522, 0.633$  で逆流になっていることが分かる. また, 逆流も含めた低速領域の半径方向の幅はスワール数  $S$  の増加と共に広がっている. よって, 時間平均場からも旋回強さの増加に伴う特性が確認できたと言える. さらに, この軸方向速度の平均を求めた際の RMS 値をスワール数  $S = 0.421, 0.522, 0.633$  の条件に対して, 軸方向速度の時間変動としてそれぞれ図 3.11(a)~(c)に示す. これらの図より, 旋回強さが強くなるにつれて, RMS 値が大きくなっており, 旋回強さが強い程, 流れが乱れていることが明らかとなった.

次に, 空気流量を  $Q_{air} = 100 \text{ NL/min}$  とした時の旋回強さ変化に対する軸方向速度分布について述べる. 図 3.12 から 3.14 は, 空気流量  $Q_{air} = 100 \text{ NL/min}$  条件

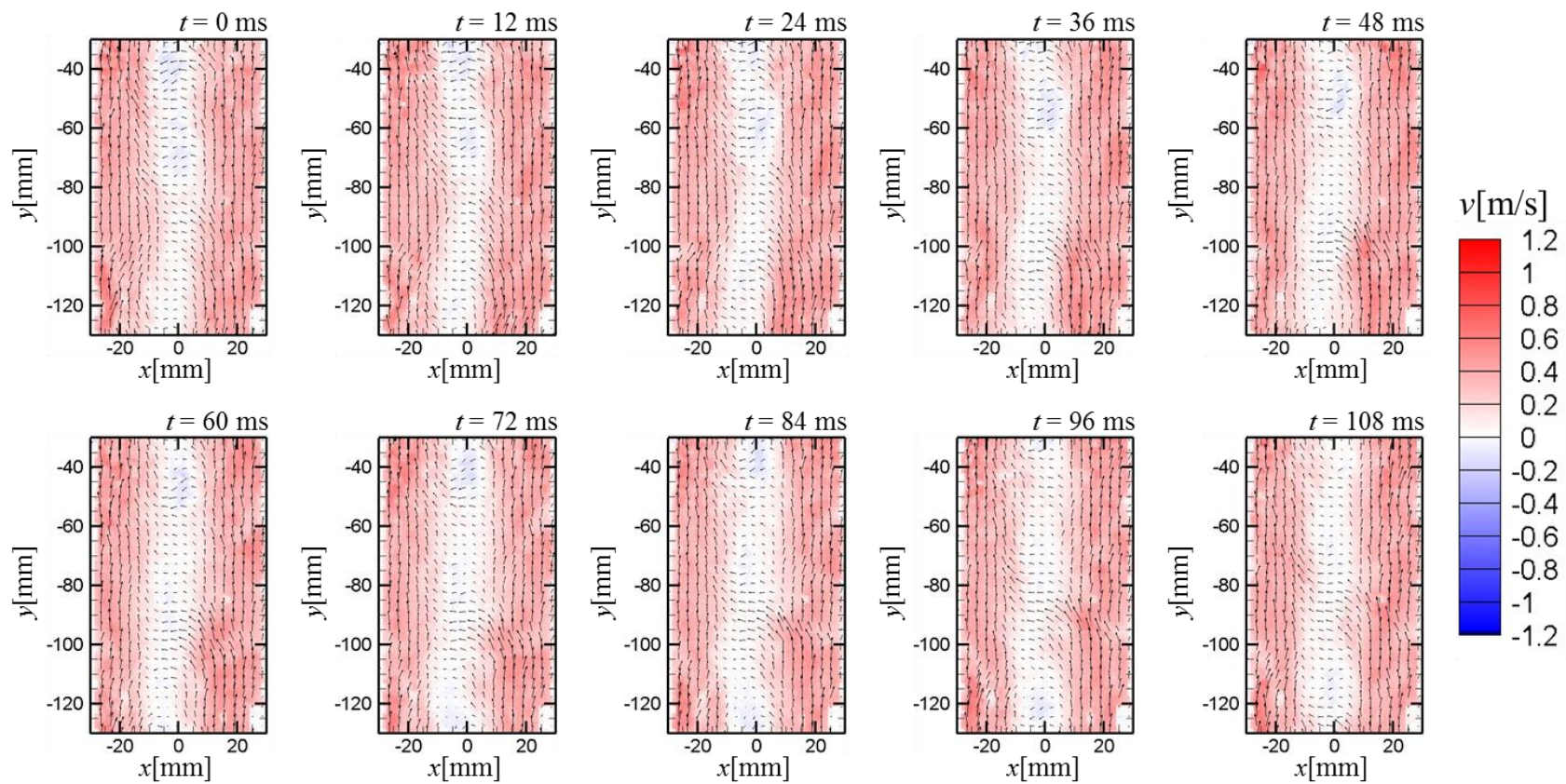


図 3.6 非燃焼場における時系列 PIV 計測結果 ( $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$ ,  $S = 0.421$ )

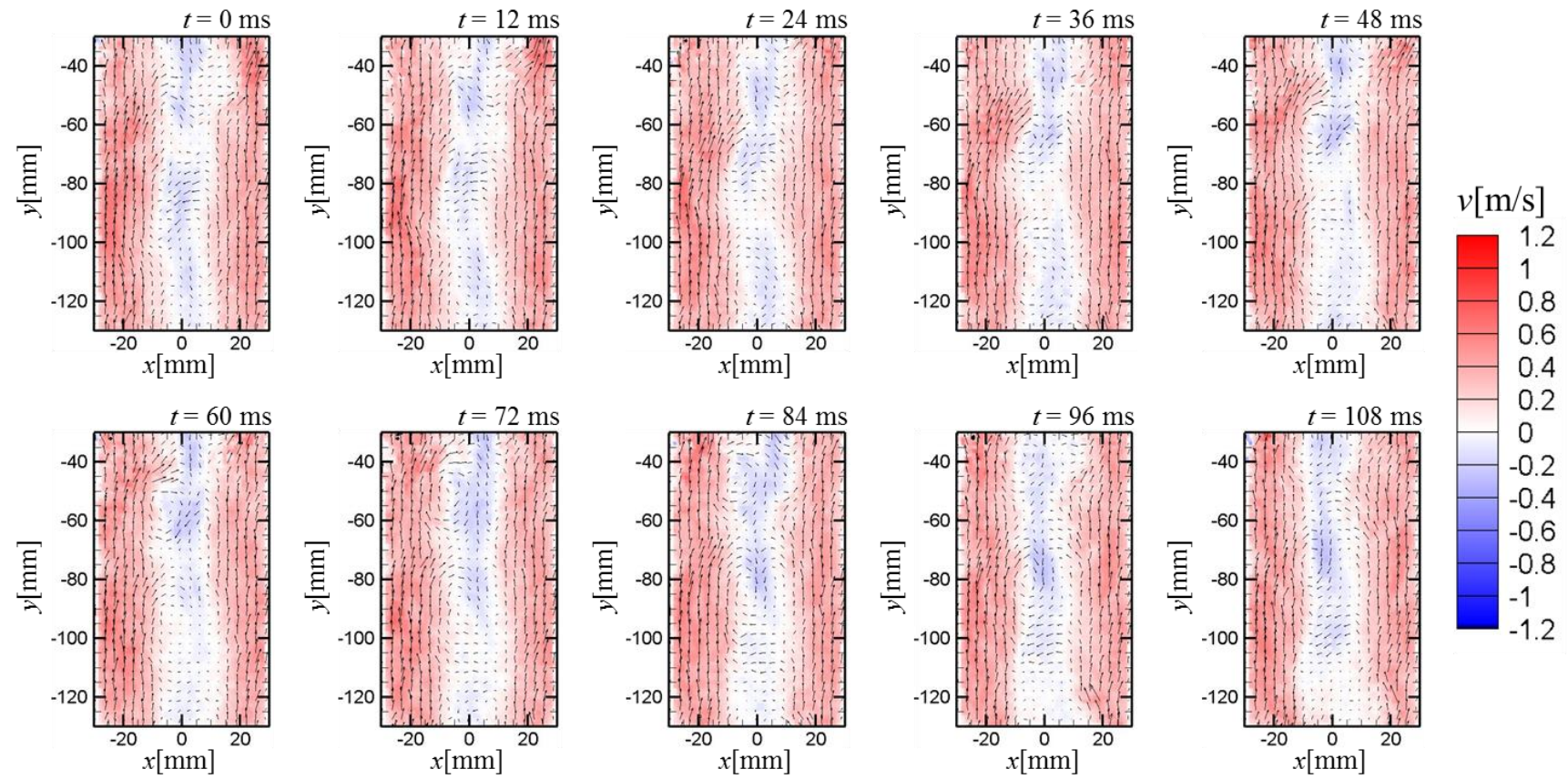


図 3.7 非燃焼場における時系列 PIV 計測結果 ( $Q_{air} = 50$  NL/min,  $S = 0.522$ )



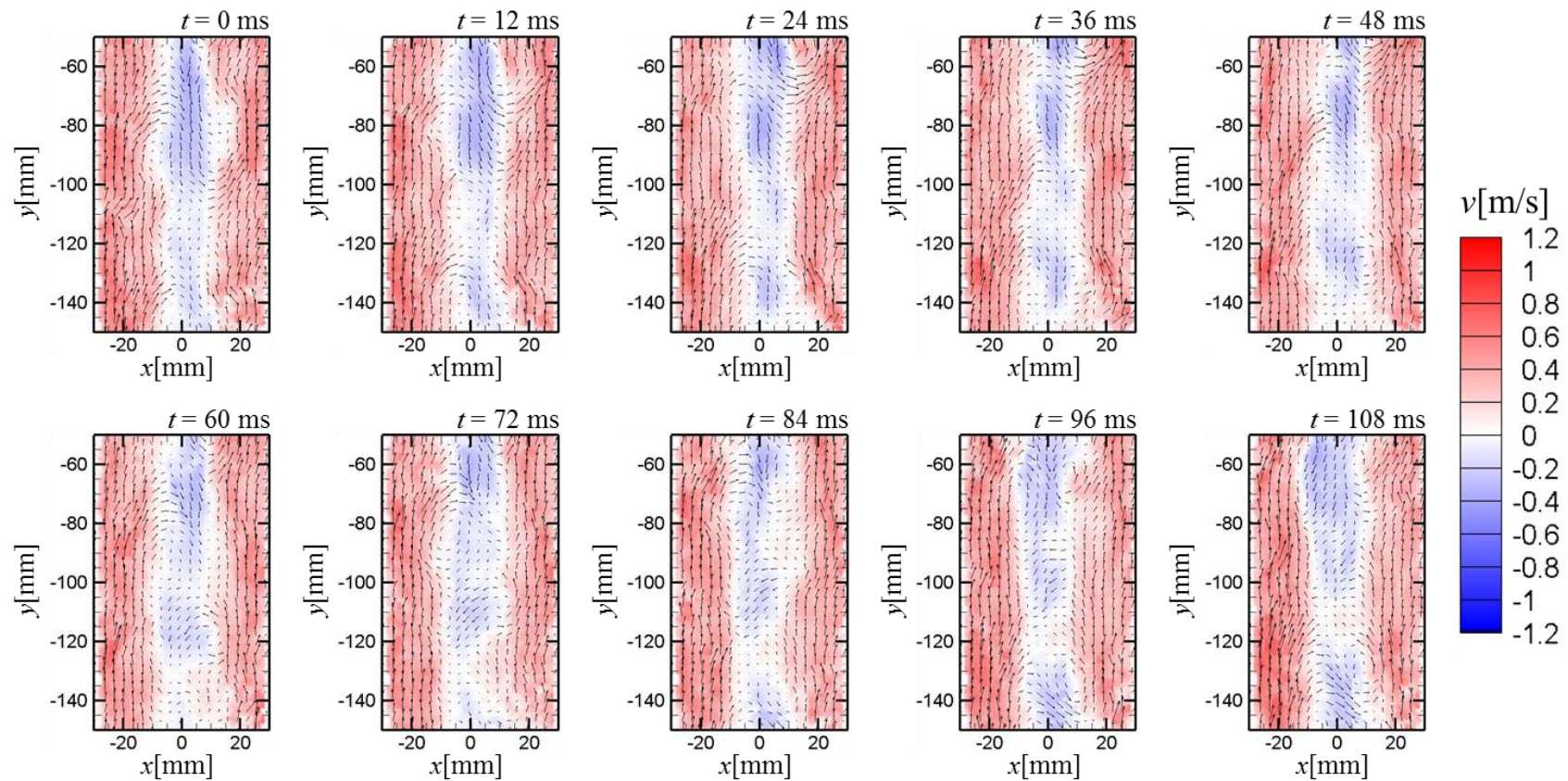


図 3.8 非燃焼場における時系列 PIV 計測結果 ( $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$ ,  $S = 0.633$ )

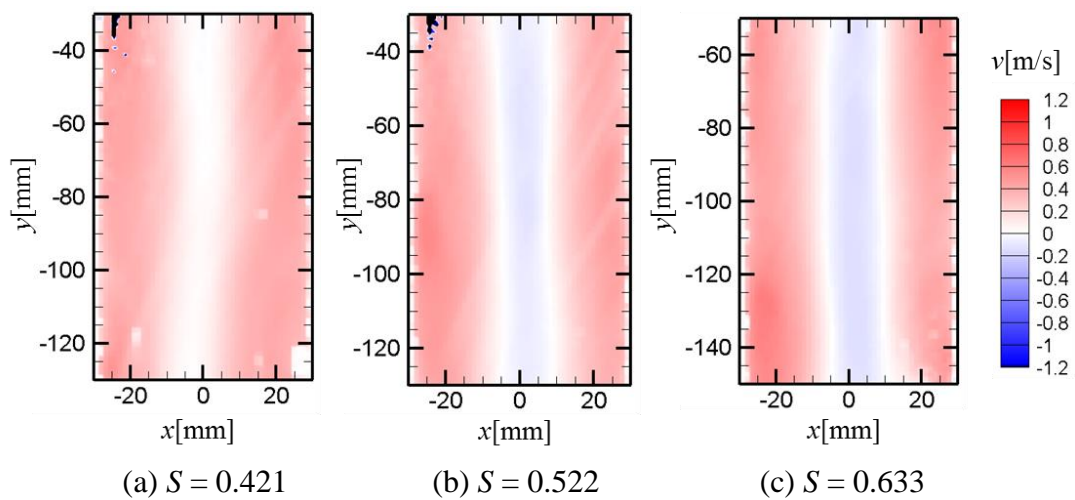


図 3.9 非燃焼場における平均軸方向速度の分布 ( $Q_{air} = 50$  NL/min)

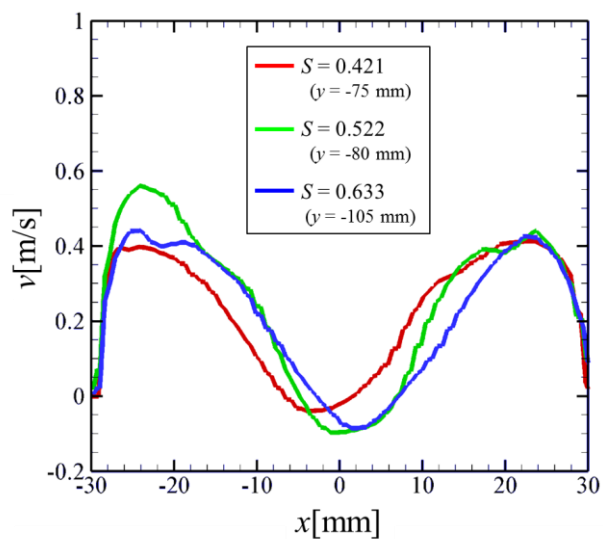


図 3.10 平均軸方向速度の比較 ( $Q_{air} = 50$  NL/min, 非燃焼場)

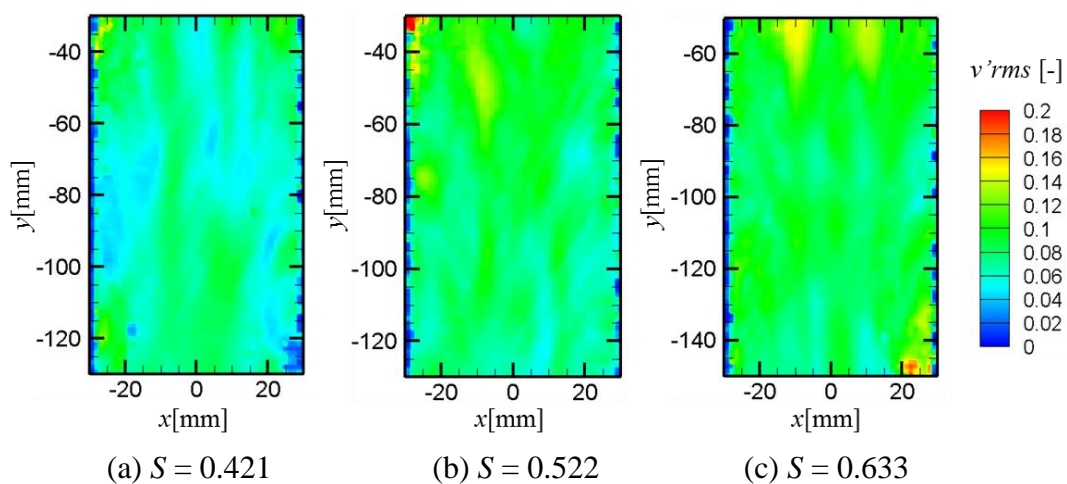


図 3.11 非燃焼場における軸方向速度の時間変動 ( $Q_{air} = 50$  NL/min)



下で、スワール数をそれぞれ  $S = 0.242, 0.329, 0.374$  にした時の非燃焼場における円筒管軸方向速度を表している。これらの図中が示す疑似カラーについては  $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$  における計測結果と同じである。図 3.12 が示す旋回強さが最も弱い  $S = 0.242$  における流速分布では、 $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$  での結果では見られた円筒管中心軸に沿った低速または逆流領域が見られない。これは、旋回強さが弱いと十分な遠心力が働かず、円筒管中心軸に沿って負圧とならなかったことがその原因として考えられる。続いて、図 3.13 が示すように、 $S = 0.329$  では円筒管中心軸に沿って壁側よりも流速が遅い低速領域が、わずかに形成されていることが分かる。さらに、旋回強さを強めた  $S = 0.374$  条件下の流速分布を示す図 3.14 からは、円筒管中心軸に沿って低速領域が明確に見られるようになり、所々に上流へ逆流する箇所も存在している。空気流量  $Q_{air} = 100 \text{ NL/min}$  条件でも、先程のスワール数  $S = 0.242, 0.329, 0.374$  に対して、撮影開始時刻より  $1 \text{ ms}$  毎 750 枚の軸方向流速分布の瞬時場を時間平均した結果がそれぞれ図 3.15(a)～(c)に対応している。そして、旋回強さが異なる条件間にて、流速分布の違いをより明確にするため、 $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$  と同様に次項で述べる燃焼場における時系列 PIV 計測によって判明した火炎先端位置から  $20 \text{ mm}$  上流側の地点における速度分布を図 3.16 に示す。瞬時場の結果でも述べたように、旋回強さが最も弱いスワール数  $S = 0.242$  のみ、円筒管半径方向の速度分布が平坦であり速度勾配がほとんどない流れ場であることが分かる。一方、それより旋回強さを強めたスワール数  $S = 0.329$  と  $0.374$  では、円筒軸付近で低速となる速度分布が見られる。さらに、空気流量  $Q_{air} = 100 \text{ NL/min}$  条件でも、軸方向速度の平均を求めた際の RMS 値を算出し、スワール数  $S = 0.242, 0.329, 0.374$  における結果を、それぞれ軸方向速度の時間変動として、図 3.17(a)～(c)に示す。これらの図より、燃焼器中心軸に沿って低速領域が形成され流れ場の特徴に類似点があった  $S = 0.329$  と  $0.374$  を比較すると、旋回強さの増加に伴って時間変動も大きくなっていることが分かる。しかし、燃焼器中心軸に沿って低速領域が形成されず、燃焼器の半径方向の速度分布が一様であった  $S = 0.242$  の条件では、旋回強さがより強い  $S = 0.329$  よりも時間変動が大きくなっていることが分かる。

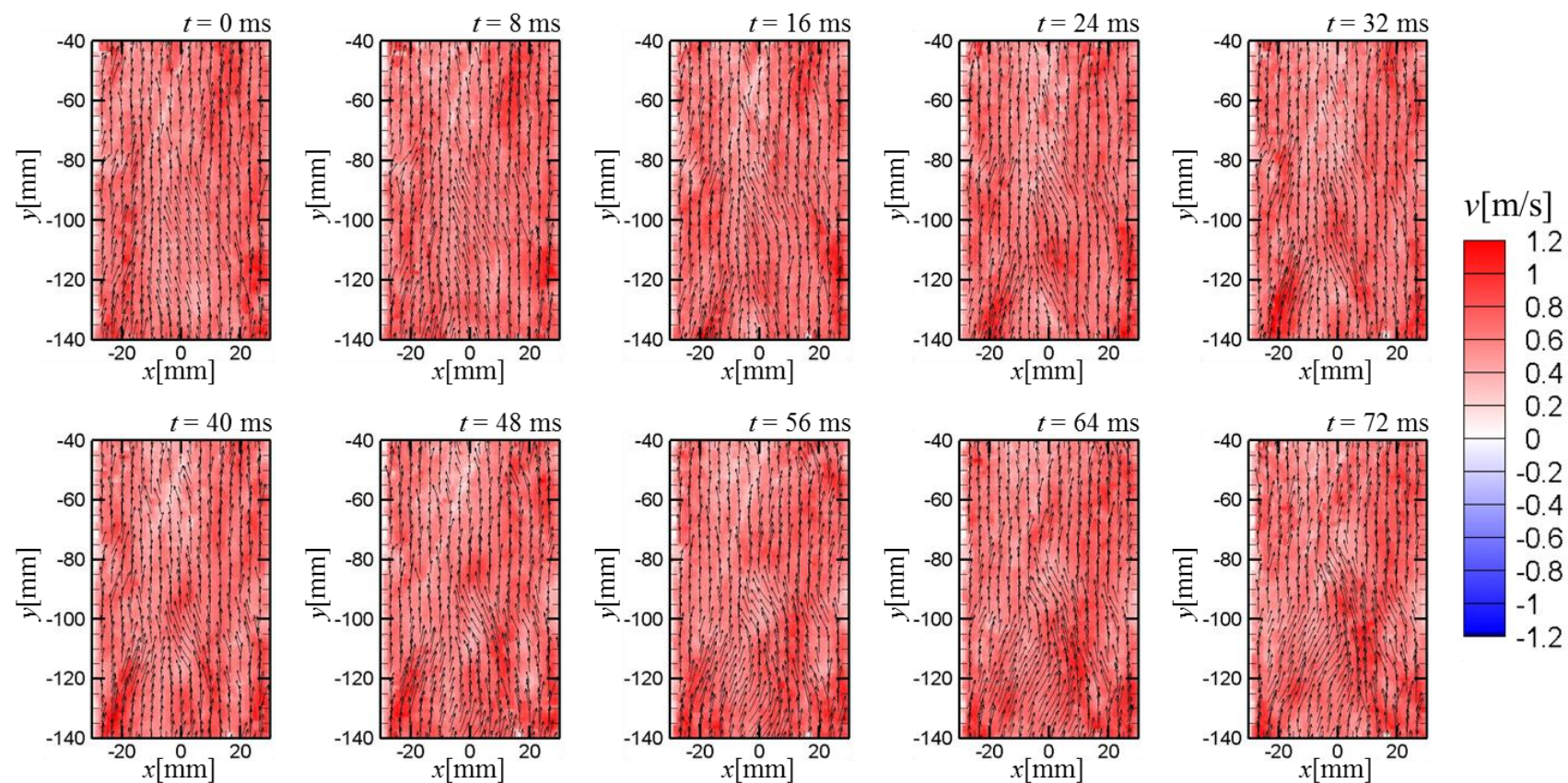


図 3.12 非燃焼場における時系列 PIV 計測結果 ( $Q_{air} = 100$  NL/min,  $S = 0.242$ )

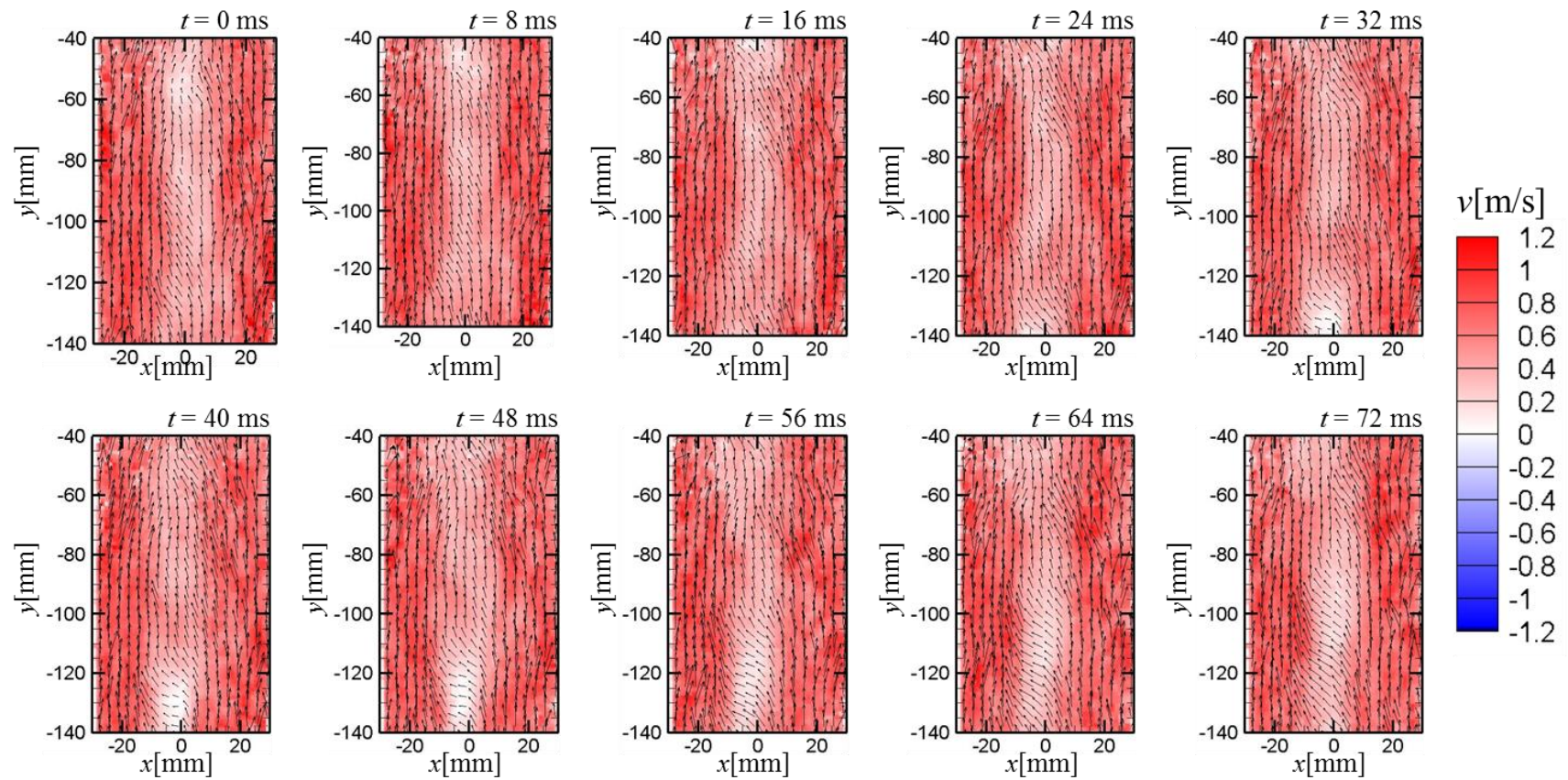


図 3.13 非燃焼場における時系列 PIV 計測結果 ( $Q_{air} = 100$  NL/min,  $S = 0.329$ )



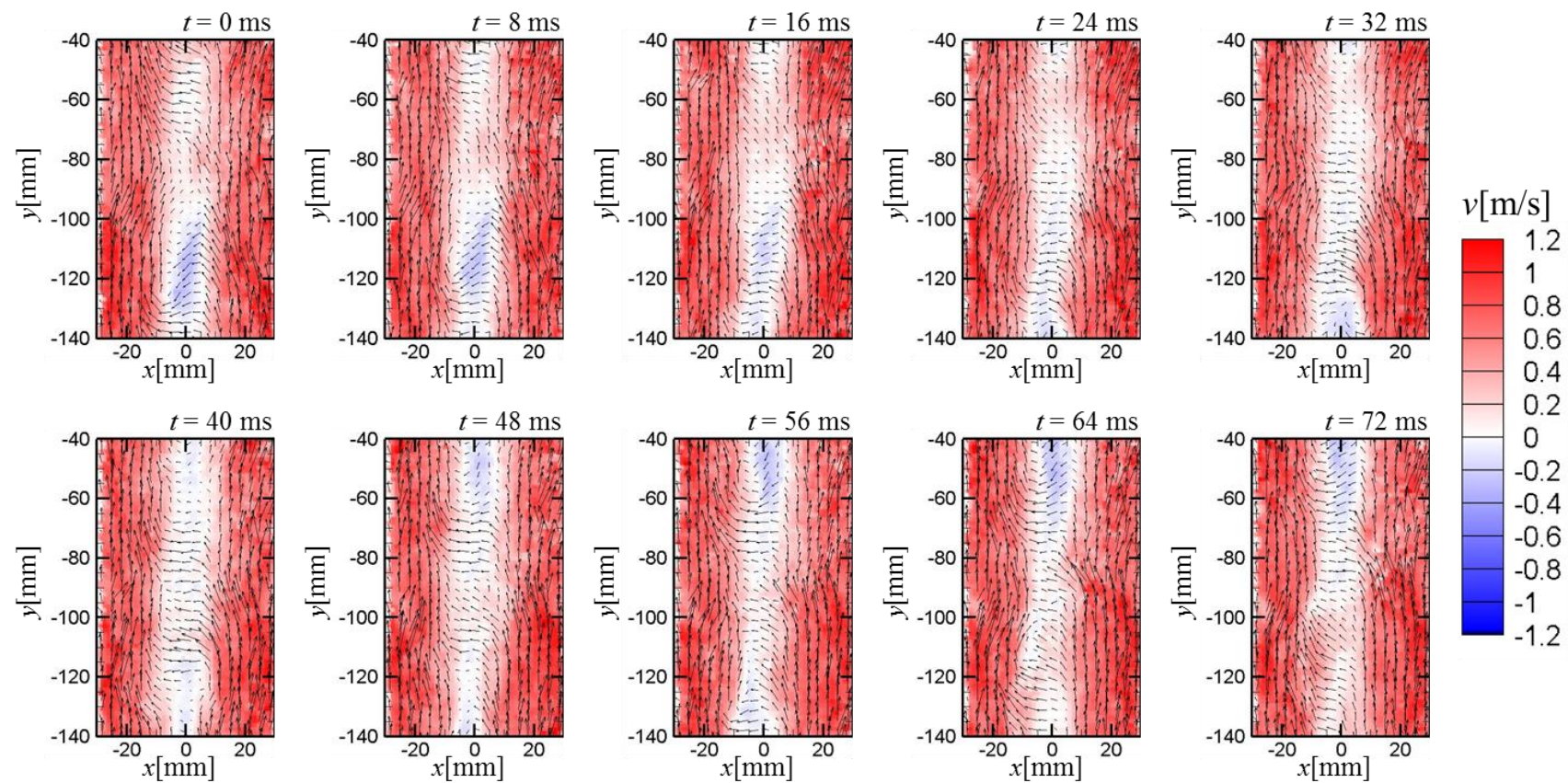


図 3.14 非燃焼場における時系列 PIV 計測結果 ( $Q_{air} = 100$  NL/min,  $S = 0.374$ )



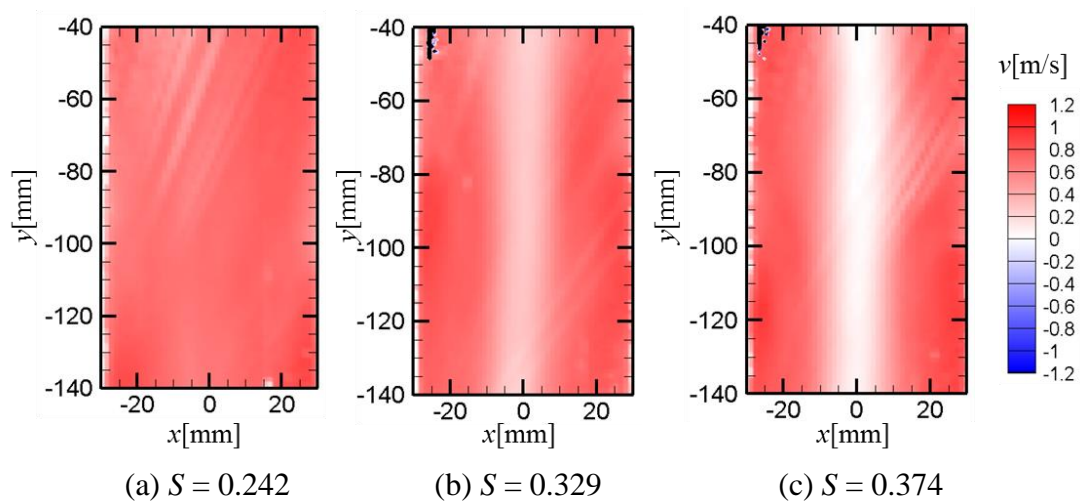


図 3.15 非燃焼場における平均軸方向速度の分布 ( $Q_{air} = 100$  NL/min)

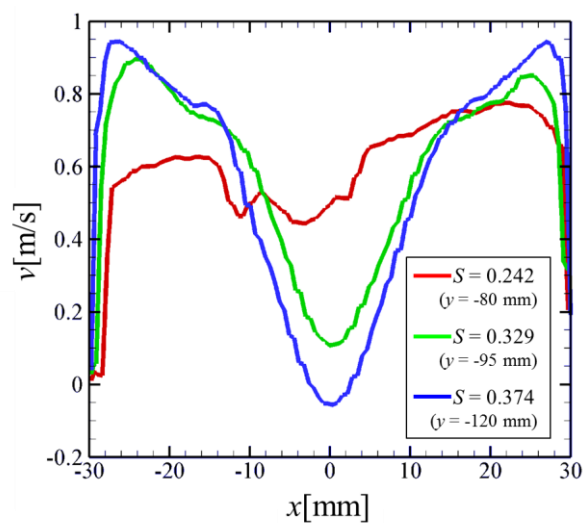


図 3.16 平均軸方向速度の比較 ( $Q_{air} = 100$  NL/min, 非燃焼場)

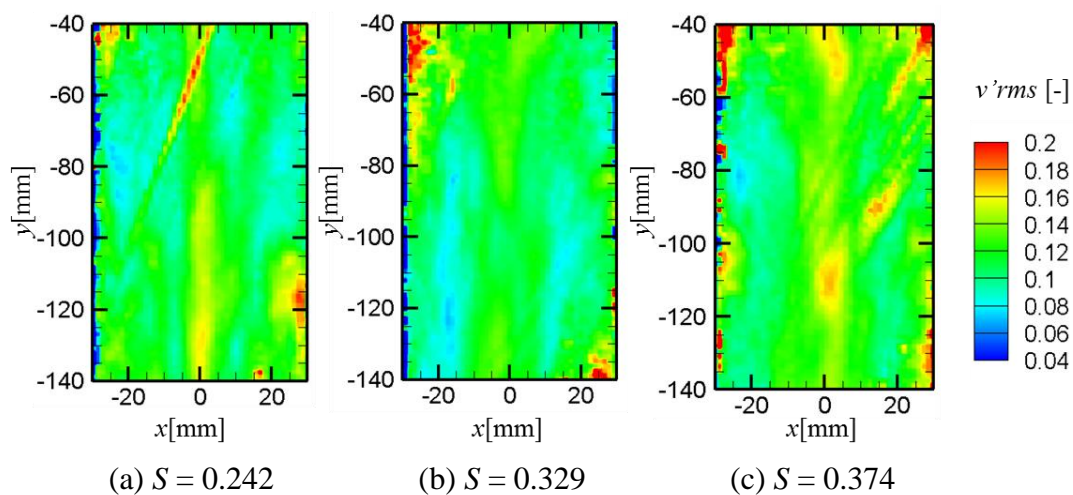


図 3.17 非燃焼場における軸方向速度の時間変動 ( $Q_{air} = 100$  NL/min)

#### 3.4.4 旋回強さが異なる場での火炎挙動

ここでは、非燃焼場と同様の実験条件において着火させ燃焼場において時系列 PIV 計測を行った結果について述べる．初めに、空気流量  $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$  において旋回強さを示すスワール数を  $S = 0.421, 0.522, 0.633$  に設定した時の時系列 PIV 計測の結果をそれぞれ図 3.18 から 3.20 に示す．図中の赤と青色の疑似カラーについては非燃焼場の結果と同様に未燃予混合気の軸方向流速を示しているが、それに加えて、火炎が存在する部分を黒色領域で表している．旋回強さが最も弱い  $S = 0.421$  においても、非燃焼時にはほとんど見られなかった逆流領域が存在することが分かる．そのため、旋回強さが異なるスワール数  $S = 0.421, 0.522, 0.633$  の 3 つの条件においては、軸方向流速の分布は類似しており、火炎は円筒管中心軸に沿ってできた低速または逆流領域中に存在し細長い形状となっている．続いて、空気流量を  $Q_{air} = 100 \text{ NL/min}$  の状態にして、スワール数を  $S = 0.242, 0.329, 0.374$  に条件を変え、燃焼場で時系列 PIV 計測を行った結果を順番に図 3.21 から 3.23 に示す．旋回強さが最も弱い  $S = 0.242$  では、非燃焼場における結果と同様に、円筒管中心軸に低速領域は見られない．また、低速領域が存在しないことによって火炎が安定せず、 $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$  や  $Q_{air} = 100 \text{ NL/min}$  のスワール数  $S = 0.329$  や  $0.374$  に比べて、火炎面が非常に複雑になっていることが分かる．

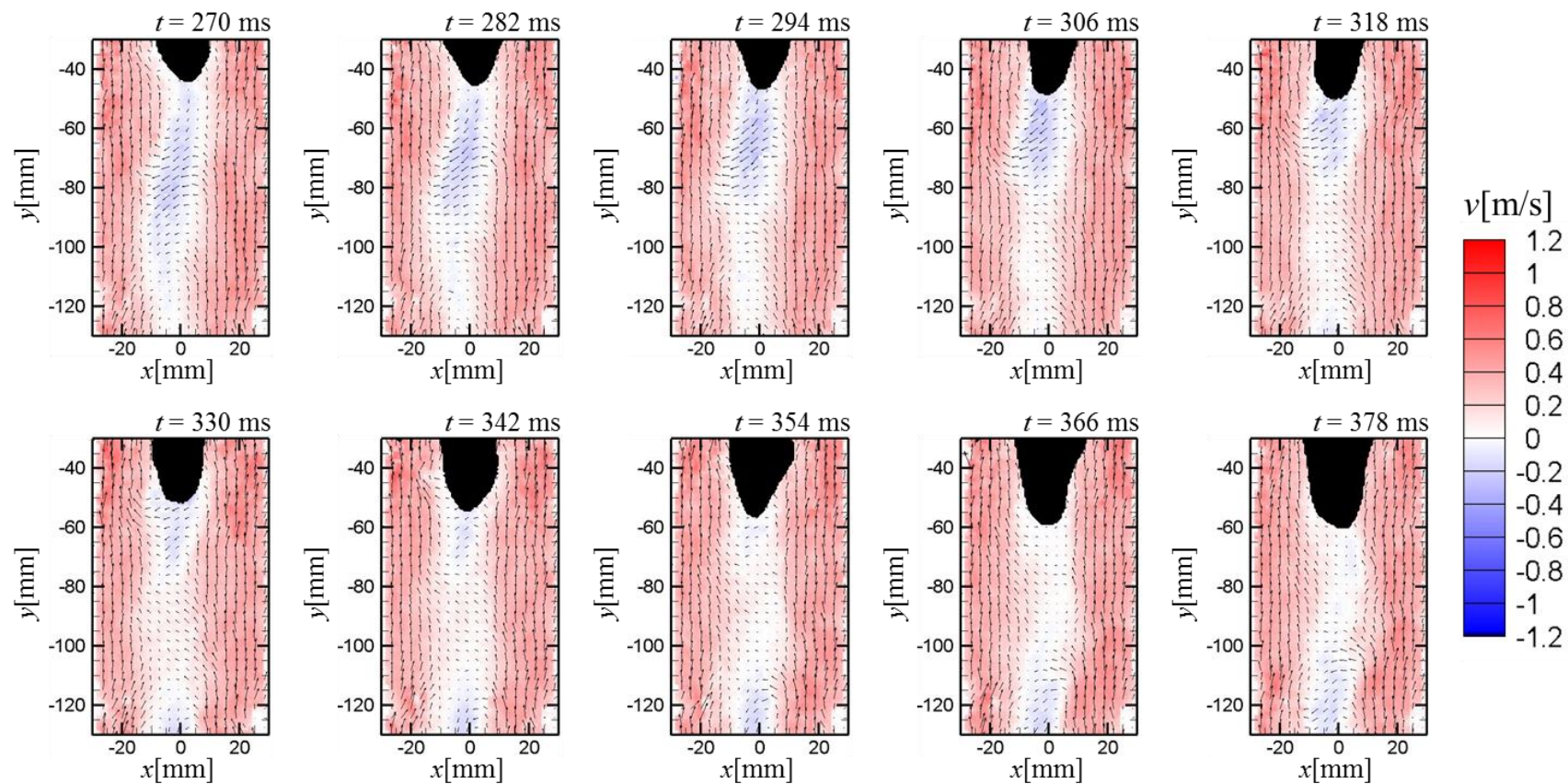


図 3.18 燃焼場における時系列 PIV 計測結果 ( $Q_{air} = 50$  NL/min,  $S = 0.421$ )



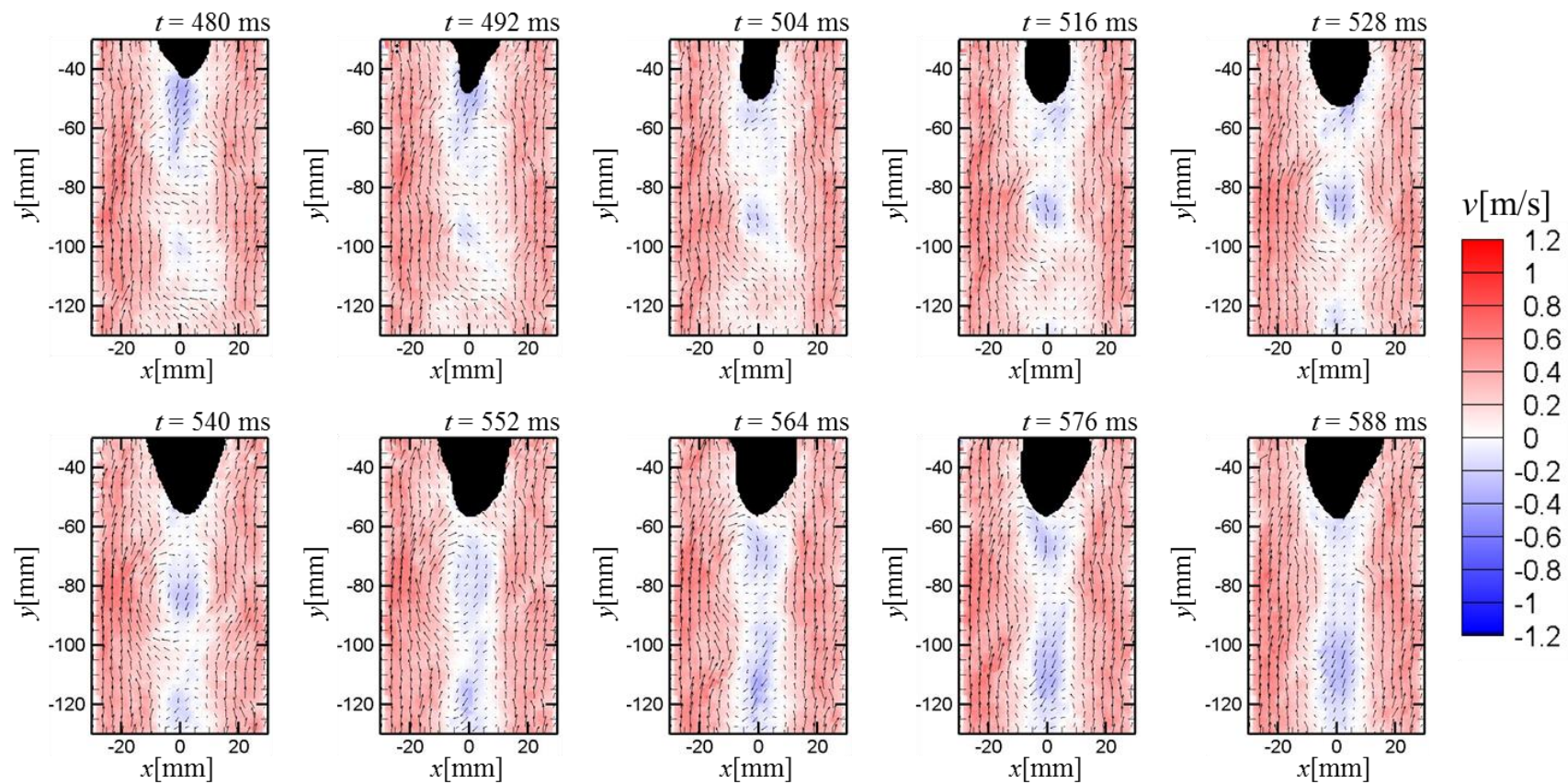


図 3.19 燃焼場における時系列 PIV 計測結果 ( $Q_{air} = 50$  NL/min,  $S = 0.522$ )



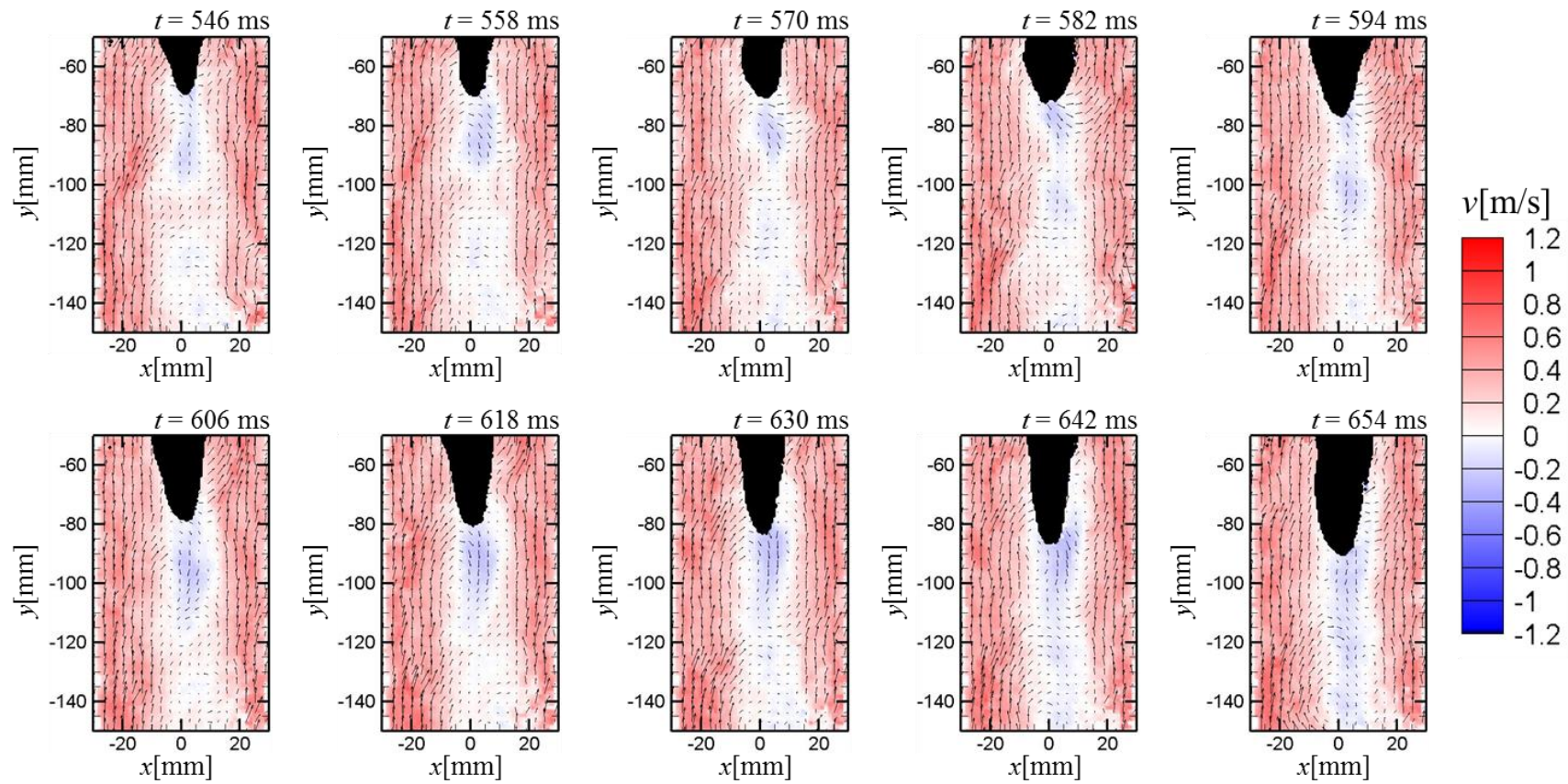


図 3.20 燃焼場における時系列 PIV 計測結果 ( $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$ ,  $S = 0.633$ )

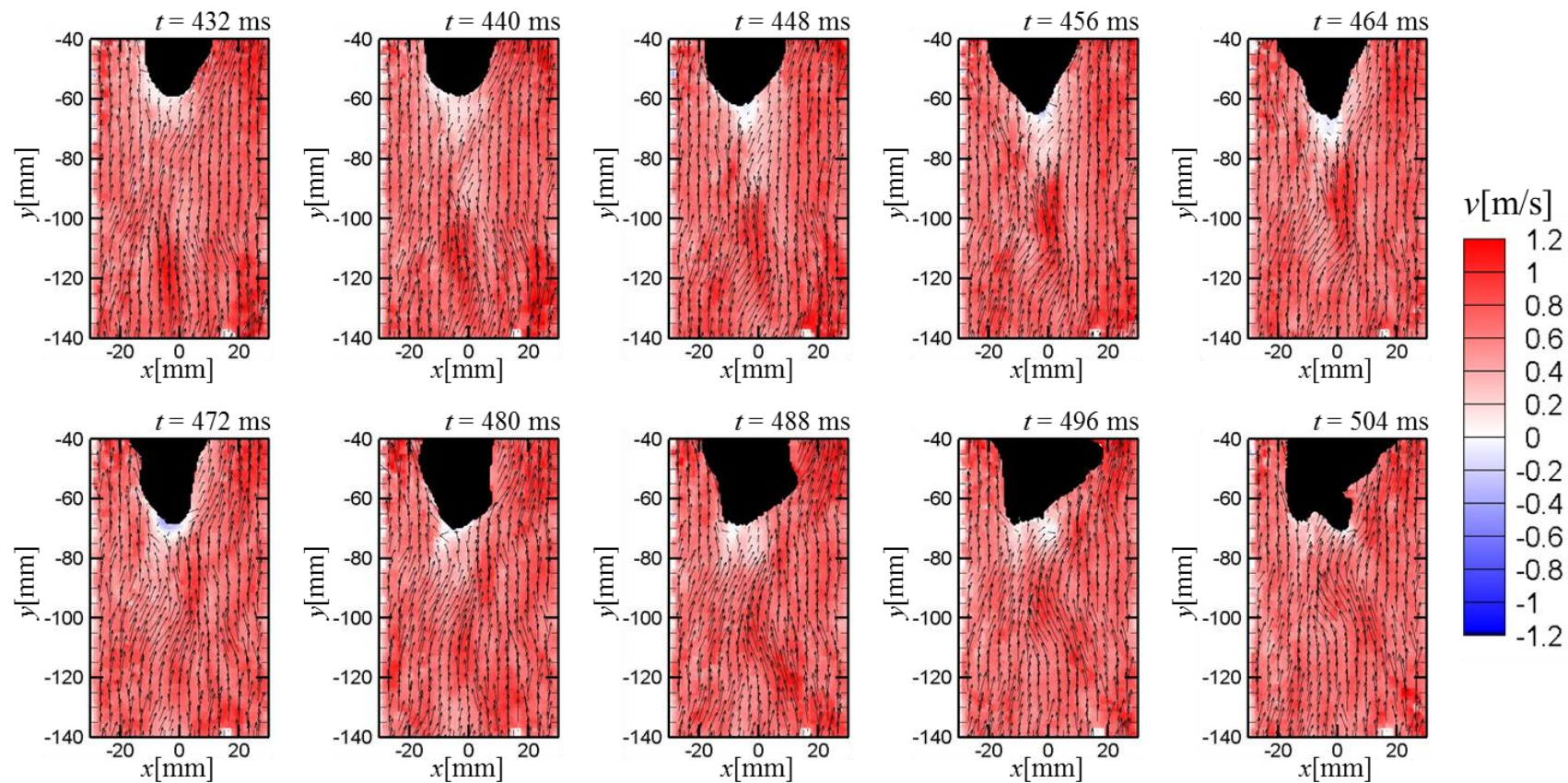


図 3.21 燃焼場における時系列 PIV 計測結果 ( $Q_{air} = 100$  NL/min,  $S = 0.242$ )



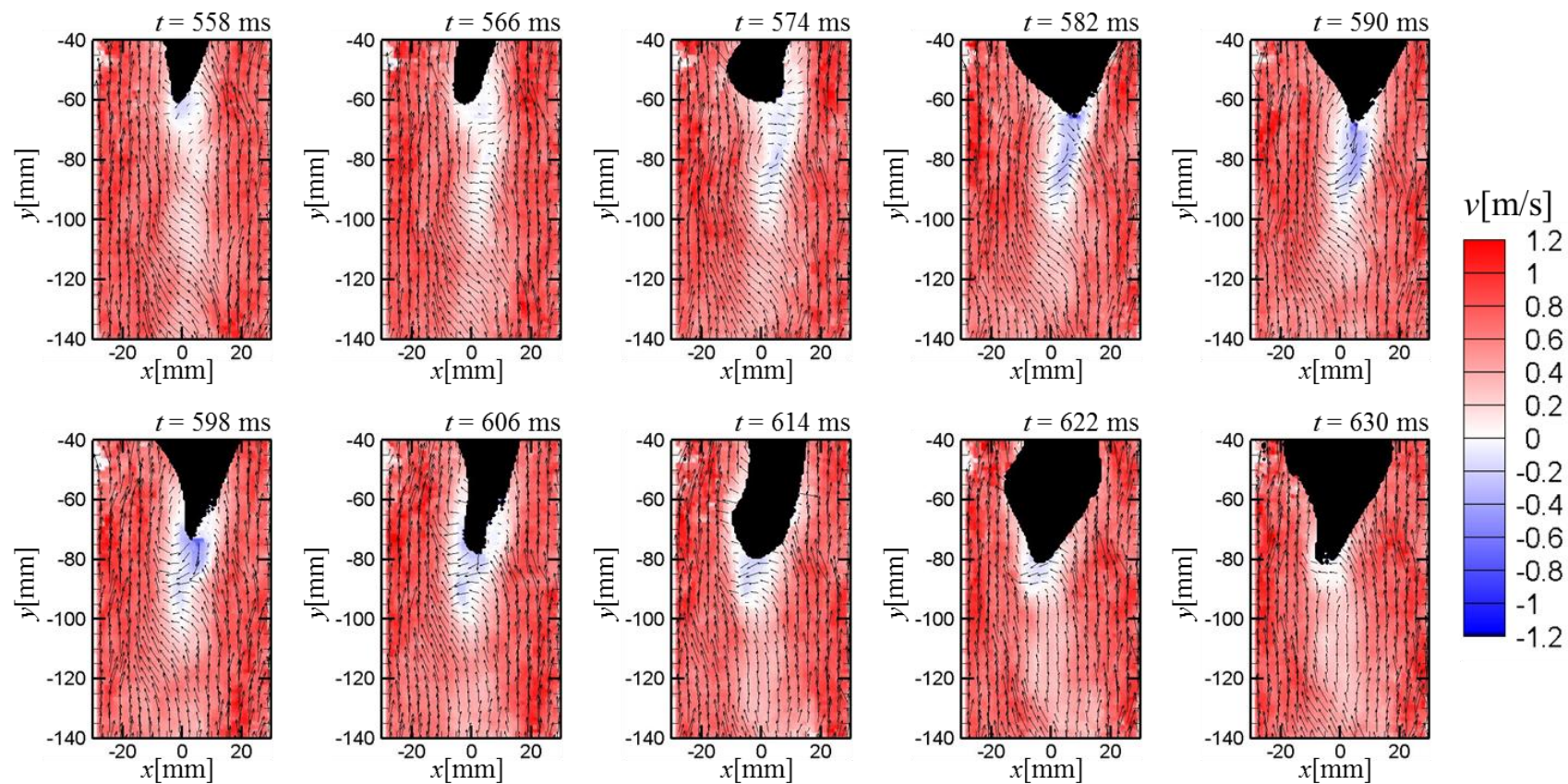


図 3.22 燃焼場における時系列 PIV 計測結果 ( $Q_{air} = 100$  NL/min,  $S = 0.329$ )

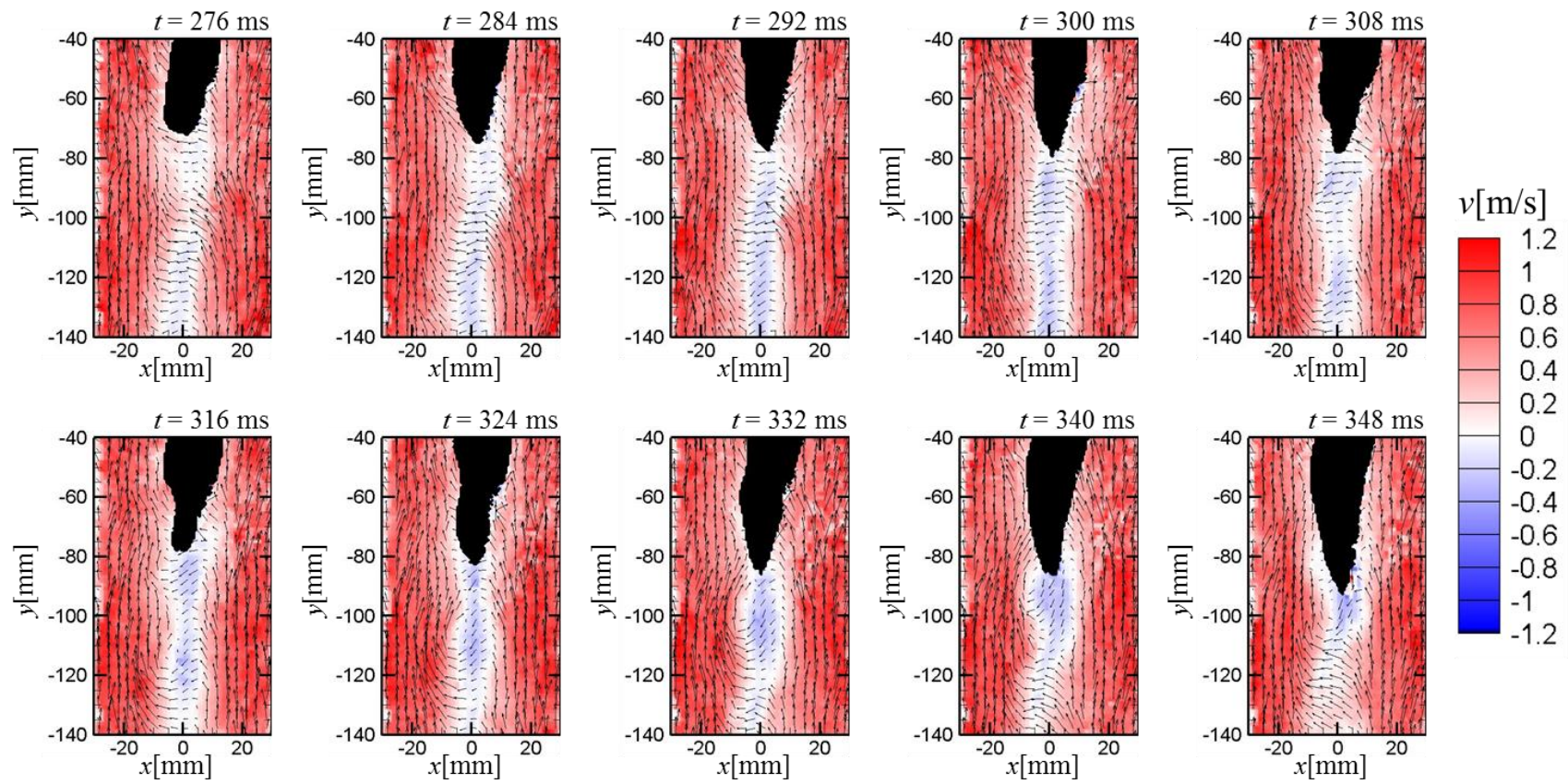


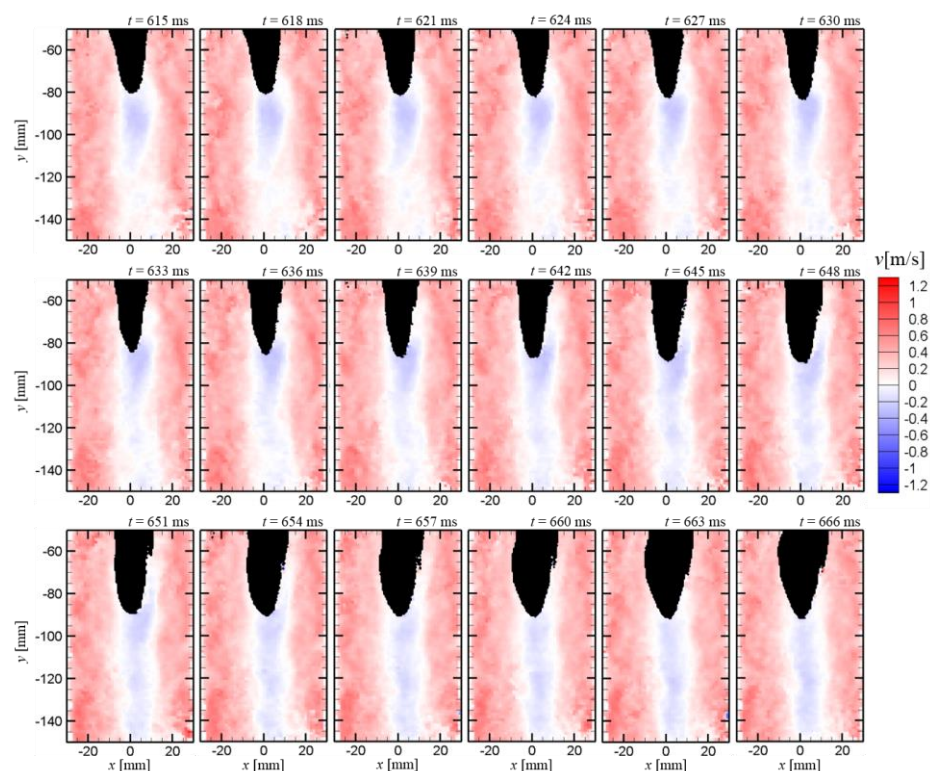
図 3.23 燃焼場における時系列 PIV 計測結果 ( $Q_{air} = 100$  NL/min,  $S = 0.374$ )



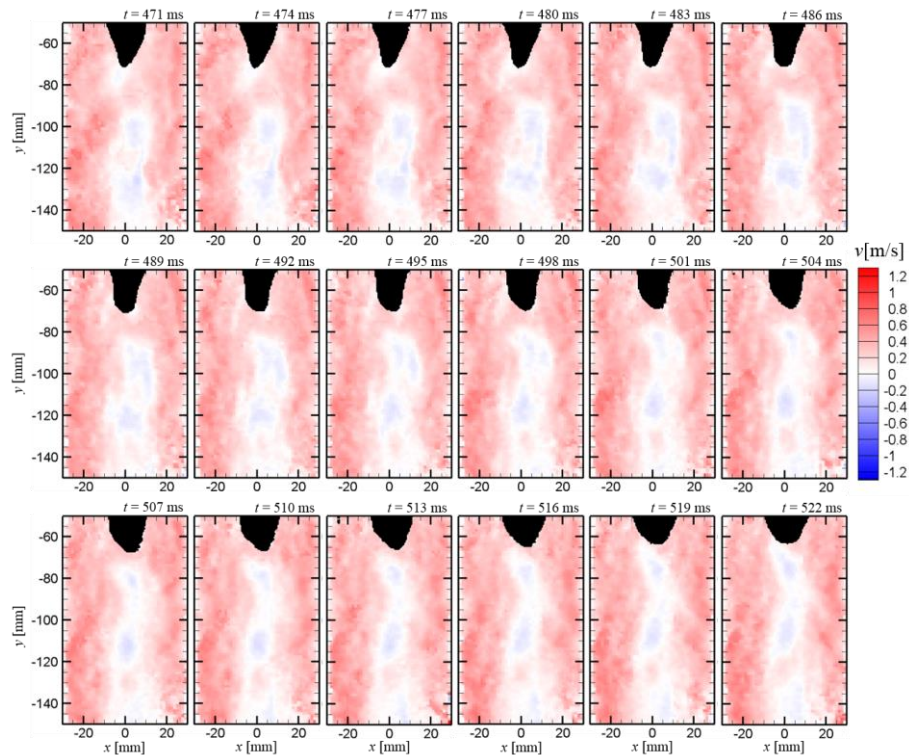
### 3.4.5 軸方向速度分布と火炎挙動の関係

前項 3.4.4 では、空気比を逆火限界空気比に設定しても火炎が一気に上流側へと逆火するのではなく、上下に振動しながら最終的に逆火に至ることが分かった。そこで、火炎が逆火する時と後退する時では、火炎先端に形成される未燃予混合気がどのような流速分布を持ち、その分布が火炎挙動に及ぼす影響について明らかにする。また、前項で示したように、旋回強さによって管内に形成される流速分布は異なる。そこで、旋回強さの違いによって流れ場が大きく異なる以下の 2 条件すなわち①高旋回場条件： $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$  かつ  $S = 0.633$  と②低旋回場条件： $Q_{air} = 100 \text{ NL/min}$  かつ  $S = 0.242$  に対して、火炎が上流側へ逆火する時と下流側へ後退する時の火炎先端の動的挙動と火炎先端周辺の未燃予混合気の流速分布の関係について考察する。そこで、高旋回場条件と低旋回場条件について、火炎が上流側へ伝わる逆火時と下流側へ戻る後退時に焦点を当て、時間間隔 3 ms 毎の詳細な時系列データを図 3.24 と 3.25 に示す。図 3.24 は高旋回場条件の結果を、図 3.25 は低旋回場条件における結果を示している。図 3.24 における逆火時では、火炎先端より上流側に存在していた逆流領域が火炎先端に達した  $t = 618 \text{ ms}$  以降、火炎先端が尖り始め上流へ徐々に移動していく様子が捉えられている。一方、後退時では下流への流れが火炎先端に近づいていく様子が捉えられており、 $t = 486 \text{ ms}$  以降では火炎先端が下流側へ後退していく。また、下流への流れと火炎が衝突した箇所では火炎面の下に凸の形状がへこみ、直線的になっている様子が分かる。次に、円筒管中心軸に沿った低速領域がほとんど見られなかった低旋回場条件についても考察を行う。図 3.25 の逆火時では、火炎先端付近にのみ低速領域が形成され、高旋回場条件とは異なり、ガラス管中心軸に沿って安定的に存在せず、それぞれの瞬時場で円筒管軸に対して傾斜していることが分かる。火炎は、その低速領域へと進展しようとするため、火炎が半径方向へ左右に蛇行しながら上流へと逆火していく。それに対して、下流側へと後退していく様子を捉えた図では、 $t = 639 \text{ ms}$  において、下流へ流れる未燃予混合気が火炎先端に衝突し、それ以降火炎先端の曲率が小さくなり火炎が下流側へ戻されていく様子が分かる。

ここで、火炎先端を下流側へと後退させる要因となった未燃予混合気の下流方向への流れが生成された原因について考察する。前章では、“紐状予熱帯”が媒体となって、火炎先端よりも上流側に熱が供給され、浮力の影響によって下流方向への流れが生成したと推測した。しかし、図 3.24 で示した  $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$  かつ  $S = 0.633$  の条件では、“紐状予熱帯”は確認できず、浮力によって下流への流れが生じたことは考えにくい。図 3.26 は、スワール数  $S = 0.533$  における瞬時の速度場において、2 次元速度ベクトルを繋げて黒線で表している。この図から分かるように、円筒管軸付近における上流方向流れ（逆流）と円筒管壁側における下流方向流れの境界線上に渦が発生していることが分かる。これは、両者の境で起こるせん断流れによって生じた渦と考えられる。この渦によって、比較的旋回強さが強い条件においても、中心軸付近において下流方向への流れが生成されたと推測できる。

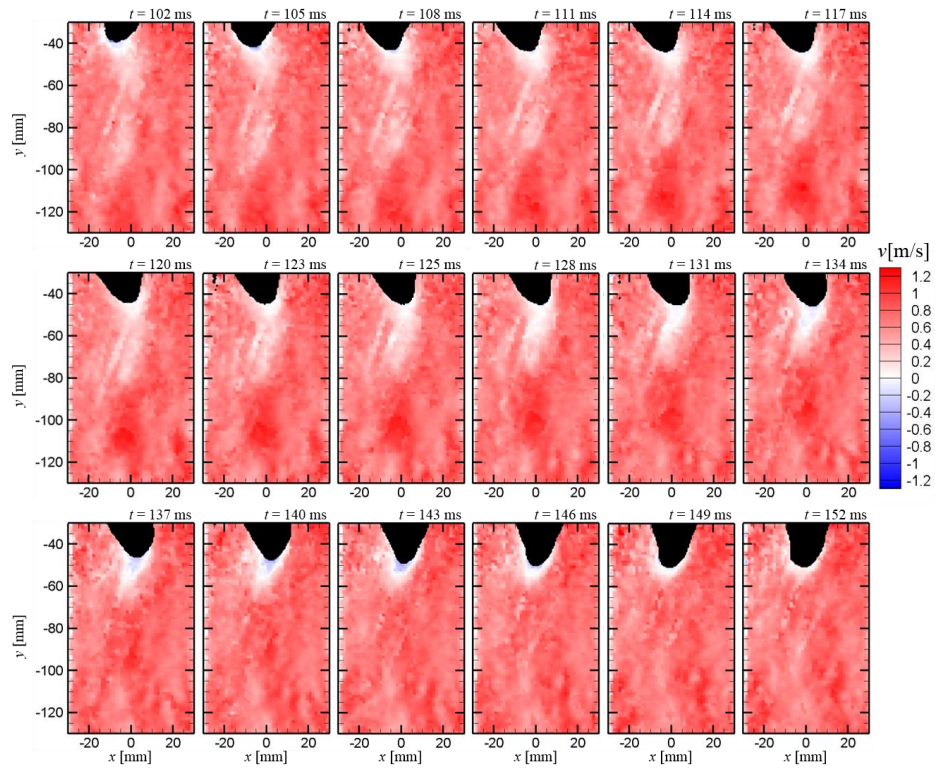


(a) 逆火時

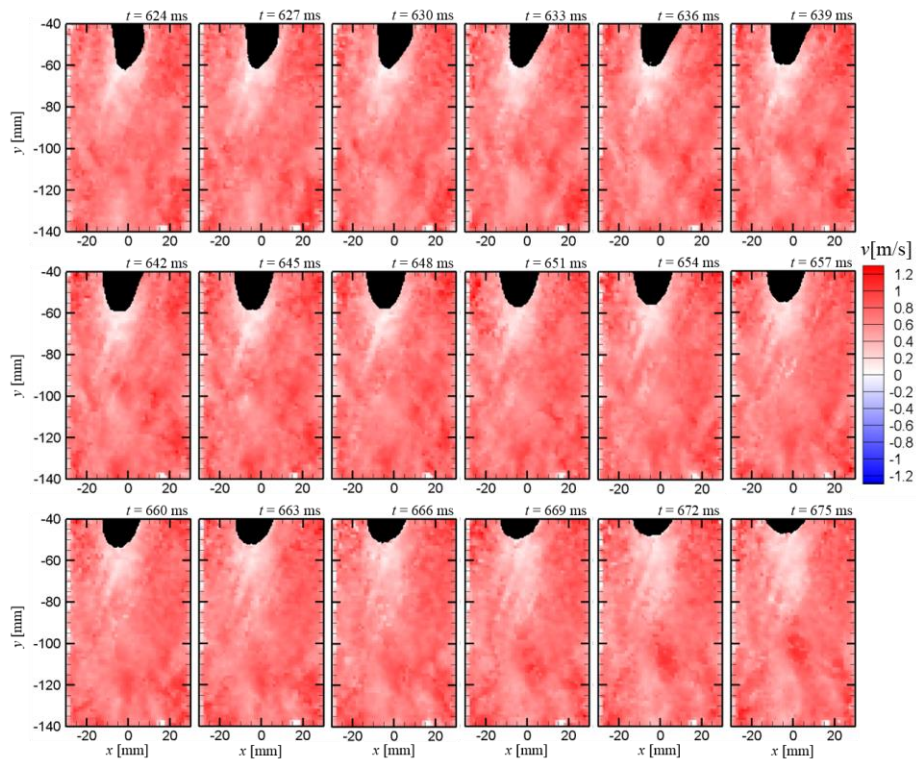


(b) 後退時

図 3.24 逆火（後退）時における軸方向速度分布と火炎挙動の時系列変化（高旋回場条件）



(a) 逆火時



(b) 後退時

図 3.25 逆火（後退）時における軸方向速度分布と火炎挙動の時系列変化（低旋回場条件）



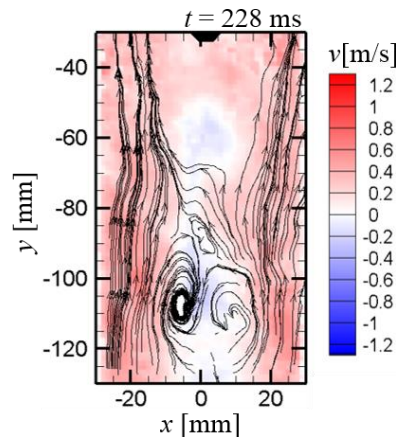


図 3.26 せん断流による渦

### 3.5 局所旋回強さによる火炎挙動への影響

前節では，スワロー形状から算出したスワール数を，流れにおける旋回強さの指標とし，旋回強さが異なる場における流れ場と火炎の動的挙動の相互関係を明らかにした．しかし，旋回強さは燃焼器内において局所的に変化していると考えられる．また，旋回流を伴う流れ場における火炎伝播速度には，旋回流の周方向流速が密接に関連しているとされている<sup>[2-4]</sup>．そこで，本節では火炎周辺に存在する未燃予混合気の周方向流速分布を明らかにし，局所的な旋回強さが，火炎の動的挙動に与える影響について明らかにする．そこで，旋回流の周方向流速を明らかにするため，これまでの時系列 PIV 計測に替えて時系列ステレオ PIV 計測<sup>[5-12]</sup>を実験した．

#### 3.5.1 実験装置・方法

図 3.27 に，本節で行った時系列ステレオ PIV 計測に用いた実験装置を示す．図 3.4 で示した時系列 PIV 計測の装置に，もう 1 台の高速度カメラを加えたものである．つまり，燃料や酸化剤である空気を導く流路系やトレーサ粒子を照射させるレーザシートを作成するための装置は，3.4 節で行った実験装置と同じであり，また用いる燃焼器も 3.4 節と同様の手動式可変旋回羽根付燃焼器である．本実験では，相対的にガラス管表面における反射の影響を低減するため，トレーサ粒子からの散乱光強度が強い前方散乱光を利用する．そのため，レーザシートを両側から挟み込むように 2 台の高速度カメラを配置した．その時のレーザシートとカメラの位置を表した概念図を図 3.28 に示す．この図が示すように，カメラレンズの主軸とレーザシートのなす角度が  $60^\circ$  になるように挟み込み配置をした．さらに，左右斜め方向から撮影する画像のピントを各カメラが撮影している領域全体にわたって合わせるため，カメラの撮像面とレンズ主平面，そしてレーザシートの延長線が一点に交わるようにカメラとレンズを配置するシャインフラグ配置を採用し，レンズに対してカメラを傾けた．



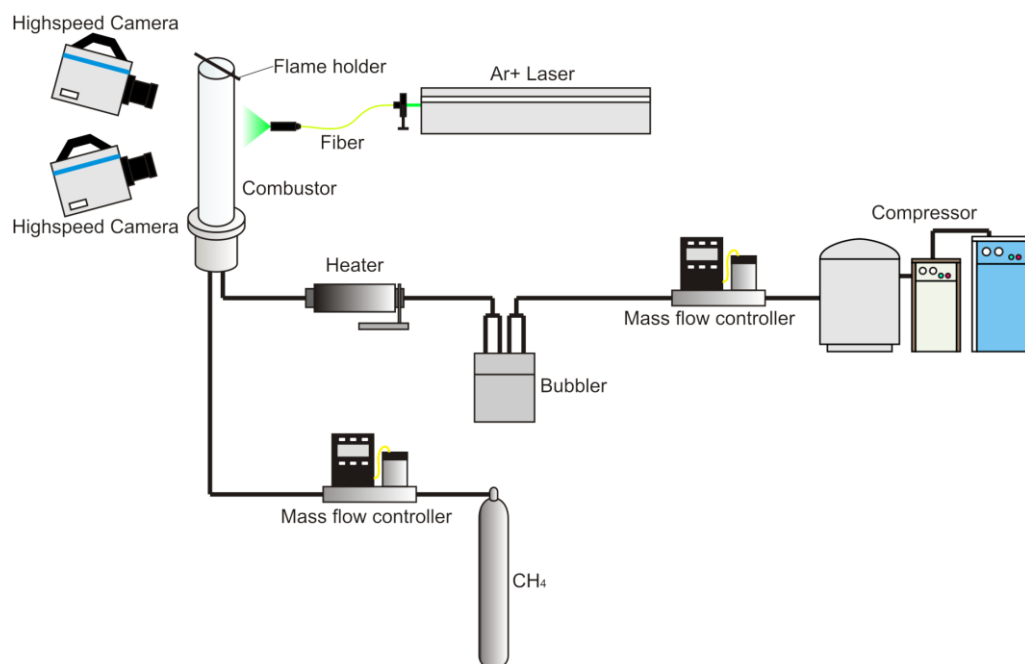


図 3.27 時系列ステレオ PIV 計測のための実験装置

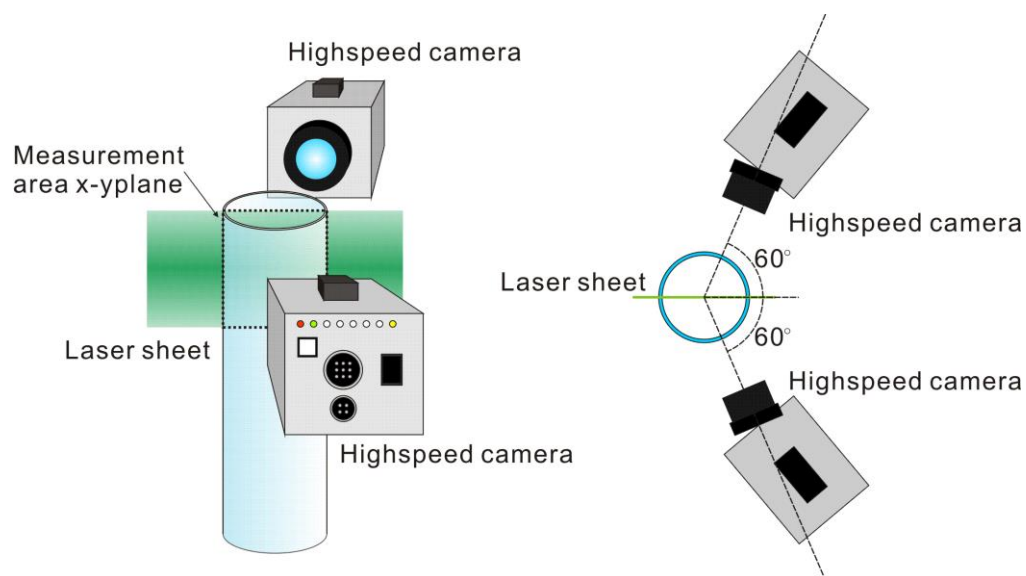


図 3.28 時系列ステレオ PIV 計測におけるカメラとレンズ配置図

また、左右斜め方向に配置したカメラで撮影を行うため、撮影した画像には歪みが生じる。そのため、歪みが生じている画像座標 $(x,y)$ を実際の燃焼器上の物理座標 $(X,Y)$ へ変換する必要がある。そこで、その変換のため、以下の写像関数を用いた。

$$X = \frac{a_{11}x + a_{12}y + a_{13} + a_{14}x^2 + a_{15}y^2 + a_{16}xy}{a_{31}x + a_{32}y + a_{33} + a_{34}x^2 + a_{35}y^2 + a_{36}xy} \quad (3.2)$$

$$Y = \frac{a_{21}x + a_{22}y + a_{23} + a_{24}x^2 + a_{25}y^2 + a_{26}xy}{a_{31}x + a_{32}y + a_{33} + a_{34}x^2 + a_{35}y^2 + a_{36}xy} \quad (3.3)$$

この式(3.2)と(3.3)における未知数を求めるために、本研究では、マイクロソフト社の表計算ソフト、Excelにあるソルバーと呼ばれる機能を使用して、写像関数の係数を決定する。ソルバーとは、最適化分析（最適化分析：セルの値を変更し、その変更が数式の計算結果に与える影響を調べる）と呼ばれることもあるコマンドセットの要素の1つである。ソルバーを使えば、ワークシートの目的セルと呼ばれるセルに入力されている数式の最適値を求めることができる。ソルバーは、目的セルの数式に直接または間接的に関係する複数のセルを使って実行される。ソルバーでは、変化させるセルの値を変化させつつ、目的セルの数式の計算を行い、最適の解を見つけ出す。また、制約条件を指定して、問題モデルで使用する値に制限をつけることも可能である。

写像関数の算出には図 3.29 に示す校正板を用いる。この校正板には 2.5 mm ピッチで直径 0.5 mm のドットが描かれている。この校正板を計測領域に設置し、左右に固定したカメラによって撮影する。また、カメラを正面にして歪みのない画像を撮影する。この画像を図 3.30 に示す。これらの画像からドット点を検定点として求め、正面から得た画像と、左右から得た画像の検定点の関係から写像関数を決定する。検定点の検出には、相互相関を用いる。画像上のドット

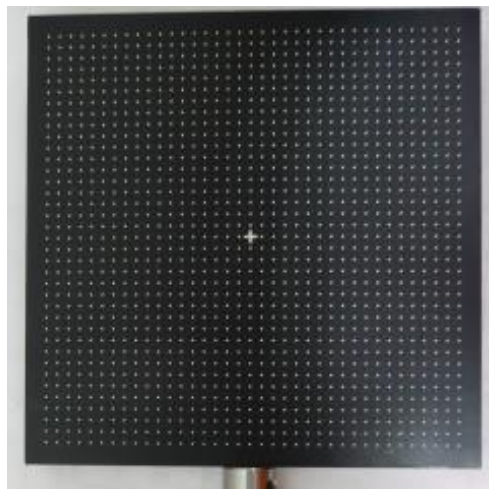


図 3.29 校正板

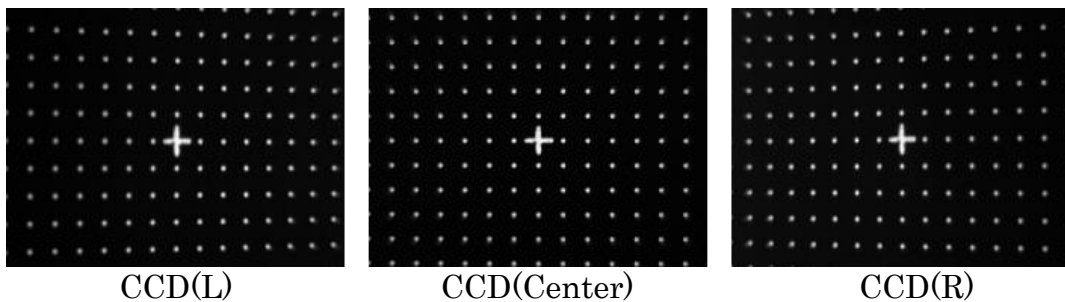


図 3.30 左右/中央のカメラから撮影した校正板

の 1 つを基準点に指定し，基準点を中心とした領域を基準領域とする．この基準領域と，画像上全体での相関係数を求め，相関係数がピークを指す点を検定点とする．これにより得られた各画像の検定点の座標から，前述のソルバーを用いて写像関数を算出する．ここでは，式(3.2)と(3.3)に左右のカメラによって得られた検査点の  $x$  座標， $y$  座標を代入し，これにより得られた解と，実際の検査点の  $x, y$  座標との差の 2 乗をすべての点において足し合わせ，この和が最小になるように各係数を求めた．その結果を図 3.31 に示す．この図では，実際の検定点の座標と，左右のカメラによって得られた検定点を，前述の方法で求めた写像関数によって校正した座標を示している．この結果から，前述の方法を使用することで，写像関数による誤差を 1% 以下にして校正を行うことが可能であることがわかった．

また，この校正板の位置とレーザシート面が一致していないことが原因で，左右から撮影した画像の歪みを補正しても同一粒子の位置にズレが生じることがある．そこで，このズレを補正する方法として，左右のカメラで同一時刻に撮影した粒子画像を PIV 解析に用いた相互相関解析を行い，視差ベクトルを算出することで，左右の粒子位置のズレを補正するという方法が一般的である<sup>[6,13]</sup>．本実験では，同時刻に撮影した 30 組粒子画像から得られた視差ベクトルを平均化し，これを基に，視差ベクトルの  $x$  方向， $y$  方向成分を算出する．このとき，前述の Excel にあるソルバーを利用し，各点において，求められた視差ベクトルと補正時に移動させる移動量との差をとり，その 2 乗和が最小になるように，移動量を決定する．

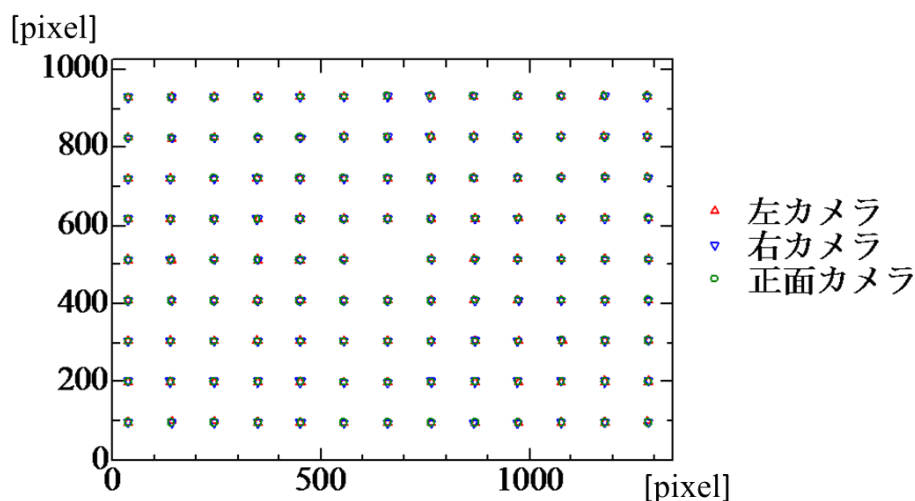


図 3.31 歪みの補正結果

### 3.5.2 実験条件・計測範囲

局所的な旋回強さと火炎挙動の相互関係を明らかにする実験条件については，3.4.4 項の旋回強さが異なる場における流れ場と火炎挙動の相互関係を明らかにした実験条件のうち，その流れ場が最も特徴的である 2 つの条件とした(表 3.2)．

また、この2条件は、3.4.4項の実験条件で、旋回強さを示すスワール数が最大と最小の条件に対応する。また、空気比に関する条件は、各条件において逆火に至る限界値である逆火限界空気比とした。

表 3.2 時系列ステレオ PIV 計測を行う実験条件

条件	空気流量 $Q_{air}$ [NL/min]	羽根角度 $\alpha$ [degree]	スワール数 $S$ [-]	空気比 $\lambda$ [-]
高旋回場	50	35.0	0.633	1.93
低旋回場	100	15.0	0.242	1.80

なお、この撮影における空間分解能は高速度カメラのピクセル間距離である 0.10 mm となった。撮影速度については、検出可能最小速度が空気流量  $Q_{air}$  から算出される平均流速  $v_{ave}$ （本実験では最小流量を  $Q_{air} = 50$  NL/min としたため、 $v_{ave} = 0.3$  m/s）の 1/10 以下であり、同じく平均流速で動いたトレーサ粒子がレーザシートを突き抜けるために必要な時間の 1/10 以下になる 2000 frame/s とした。

また、時系列ステレオ PIV 計測を行う計測範囲は図 3.32 に示す通りである。高旋回場条件では  $x$  方向 60 mm  $\times$   $y$  方向 70 mm である。一方、低旋回場条件では、 $x$  方向 60 mm  $\times$   $y$  方向 60 mm である。実験条件によって  $y$  方向の計測範囲が異なっているのは、火炎の存在する位置が異なっており、測定領域をそれぞれの火炎の存在する位置に対応させたためである。

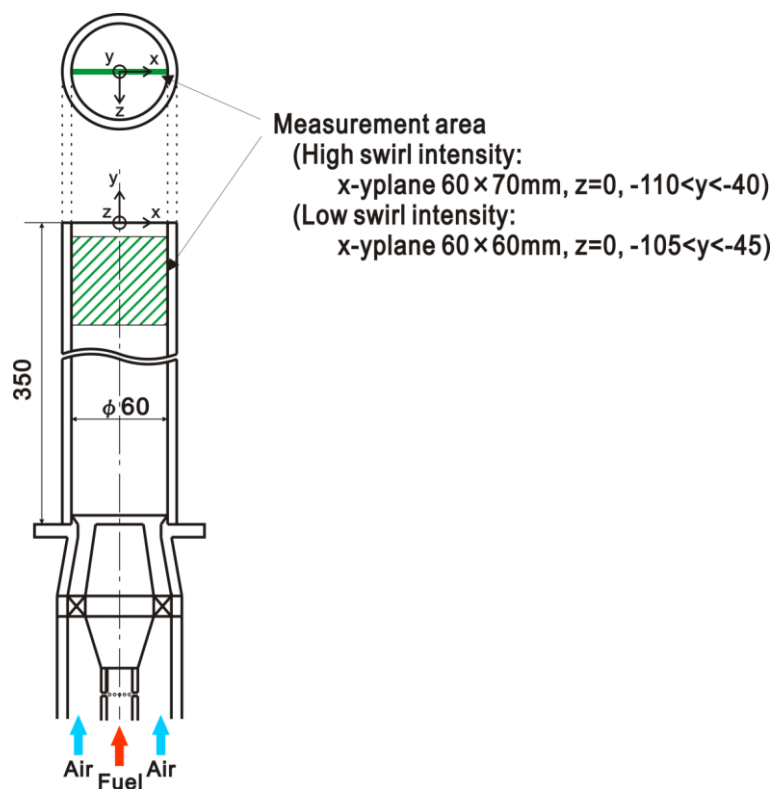


図 3.32 時系列ステレオ PIV 計測における計測範囲



### 3.5.3 局所旋回強さと火炎挙動の関係

本実験では、空気比を逆火限界空気比に設定したため、火炎は上下へ振動しながら上流へ逆火していく。そこで、火炎が上流側へ逆火していく時間帯と下流側へ後退する時間帯に着目して、時系列ステレオ PIV 計測の結果を示すことにする。図 3.33(a)と(b)は高旋回場条件において、図 3.34(a)と(b)は低旋回場条件において、逆火した時間帯と後退した時間帯における結果を時系列に沿って並べている。これらの図では、旋回流の軸方向流速  $v$  と周方向流速  $w$  について 6 ms 毎の瞬時場 2 枚を上下 1 組にして 9 組示した。各図における  $t$  は任意の時刻からの時間経過である。各組上側の旋回流軸方向流速  $v$  は、上（下流）方向を正として赤色で、下（上流）方向を負とし青色で表している。一方、各組下側の旋回流周方向流速  $w$  は、紙面手前方向を正として赤色で、紙面奥方向を負として青色で示している。さらに、本実験で適応した計測方法では、燃焼場において火炎も捉えることができるため、火炎は図中の黒色領域にて表す。

まず初めに、図 3.33 と 3.34 で旋回流周方向流速  $w$  の全体的な比較によって、高旋回場条件と低旋回場条件における相違点を述べる。図 3.33 では全体を通して、旋回流の渦心（旋回流周方向流速  $w$  がほぼ 0 の部分）がガラス管中心軸に沿って安定的に形成されていることが分かる。一方、図 3.34 では渦心が湾曲している瞬時場が多く見られる。つまり、高旋回場条件では渦心の歳差運動が顕著ではない一方、低旋回場条件では歳差運動が激しくその半径が大きいと言える。これは、高旋回場条件では旋回強さが強いいため旋回流の渦構造が安定的であり、低旋回場条件では旋回強さが弱いいため渦構造が不安定であることが原因として考えられる。

次に、各条件において逆火時と後退時それぞれに着目して考察する。まず、高旋回場条件において逆火する際の火炎の動的挙動と旋回流軸方向流速  $v$  または旋回流周方向流速  $w$  の相互関係について、図 3.33(a)を用いて述べる。軸方向流速  $v$  に注目すると、 $t = 288$  から  $294$  ms にかけて逆流を示す青色領域が徐々に火炎に近づいている様子が分かる。そして、 $t = 300$  ms 以降、逆流領域と火炎が衝突すると、火炎先端が尖り、火炎は上流側へと移動して行くことが分かる。その間の旋回流周方向流速  $w$  の分布については、上述した渦心のガラス管半径方向の幅は、火炎幅に比べて十分細く、火炎先端から上流側まで一様である。このことは、火炎先端上流側で、旋回流が安定的に形成され、旋回流の強さも他の時間帯に比べて、比較的強かったことを意味している。つまり、一時的に旋回流の強さが強まった結果、旋回流の中心は負圧となり、上流への流れが加速され、その結果火炎が上流側へと移動したということが言える。また、図 3.33(b)が示す後退時においては、火炎の動的挙動と旋回流軸方向流速  $v$  または旋回流周方向流速  $w$  の相互関係に関して、以下のことが言える。この高旋回場条件では、旋回流による再循環流れによってガラス管中心軸付近においては、主に上流への逆流状態となっている。しかし、 $t = 237$  ms における軸方向流速  $v$  の瞬時場において、 $y = -80$  mm 付近でガラス管中心軸でも、下流への流れが分布していることが分かる。この下流方向への流れをもつ流体塊はその後、火炎先端に近づき、 $t = 255$  ms では両者が衝突している。この瞬間、火炎先端の形状は下に凸から平坦に変わり、その後火炎が下流側へと押し戻されている様子が分か

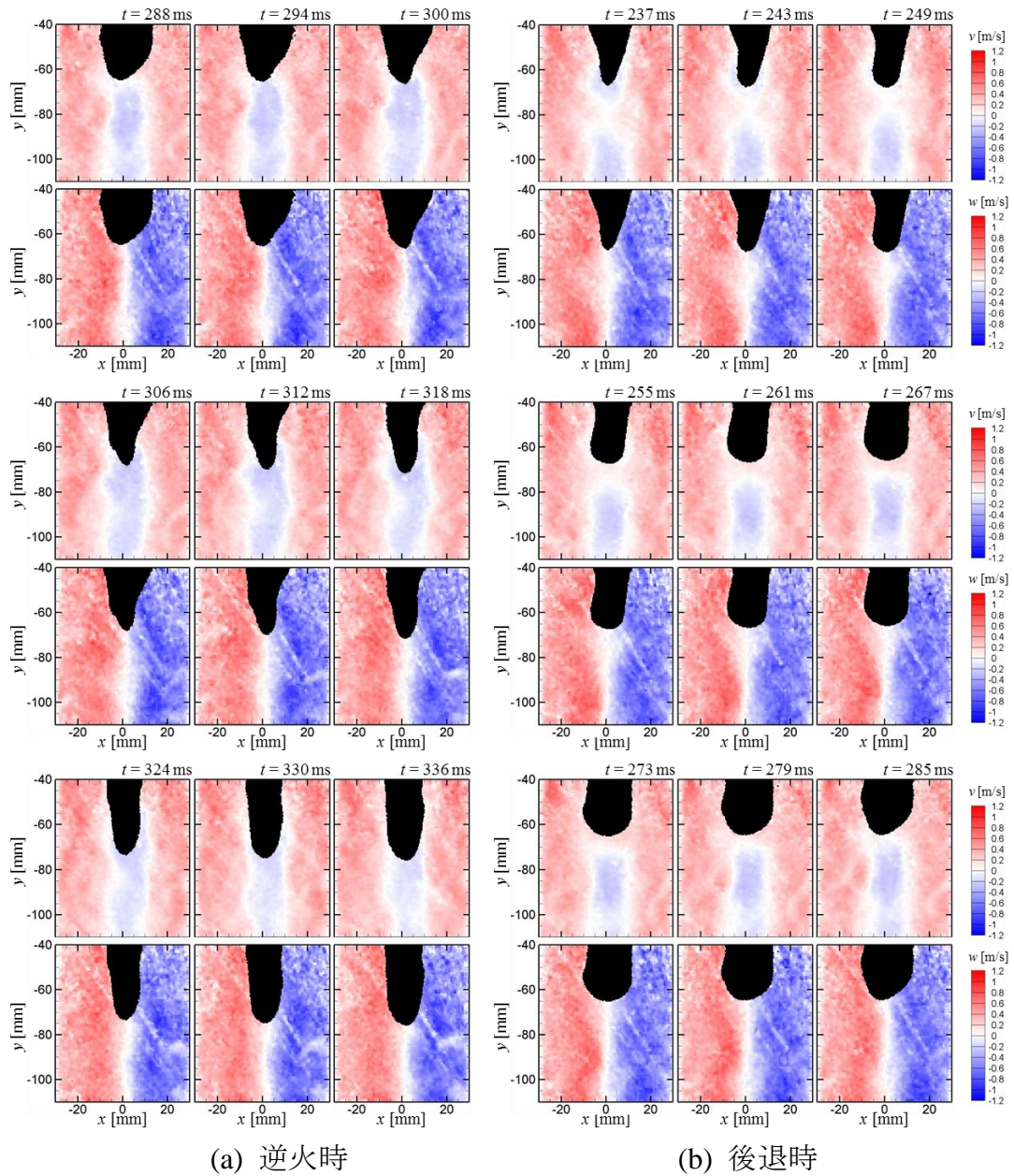


図 3.33 旋回流の軸/周方向流速と火炎挙動の時系列変化  
(高旋回場条件:  $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$  かつ  $S = 0.633$ )

る. この火炎が後退していく間の旋回流周方向流速  $w$  との相互関係については, 以下のことが明らかとなった. 特に, 火炎が後退する初期の時間帯である  $t = 255 \text{ ms}$  から  $267 \text{ ms}$  においては, 火炎先端付近で旋回流の渦心が, ガラス管半径方向に広がっている. また, この渦心が広がった領域は, 軸方向流速  $v$  の分布において, 下流への流れとなっている箇所と一致する. このことから, 火炎先端において局所的に旋回流の旋回強さが弱まり, 旋回流の中心でも下流への流れが発生し, その流れに乗って火炎は下流側へと後退したと言える.

それでは, 低旋回場条件においても, 逆火時と後退時における火炎の動的挙動

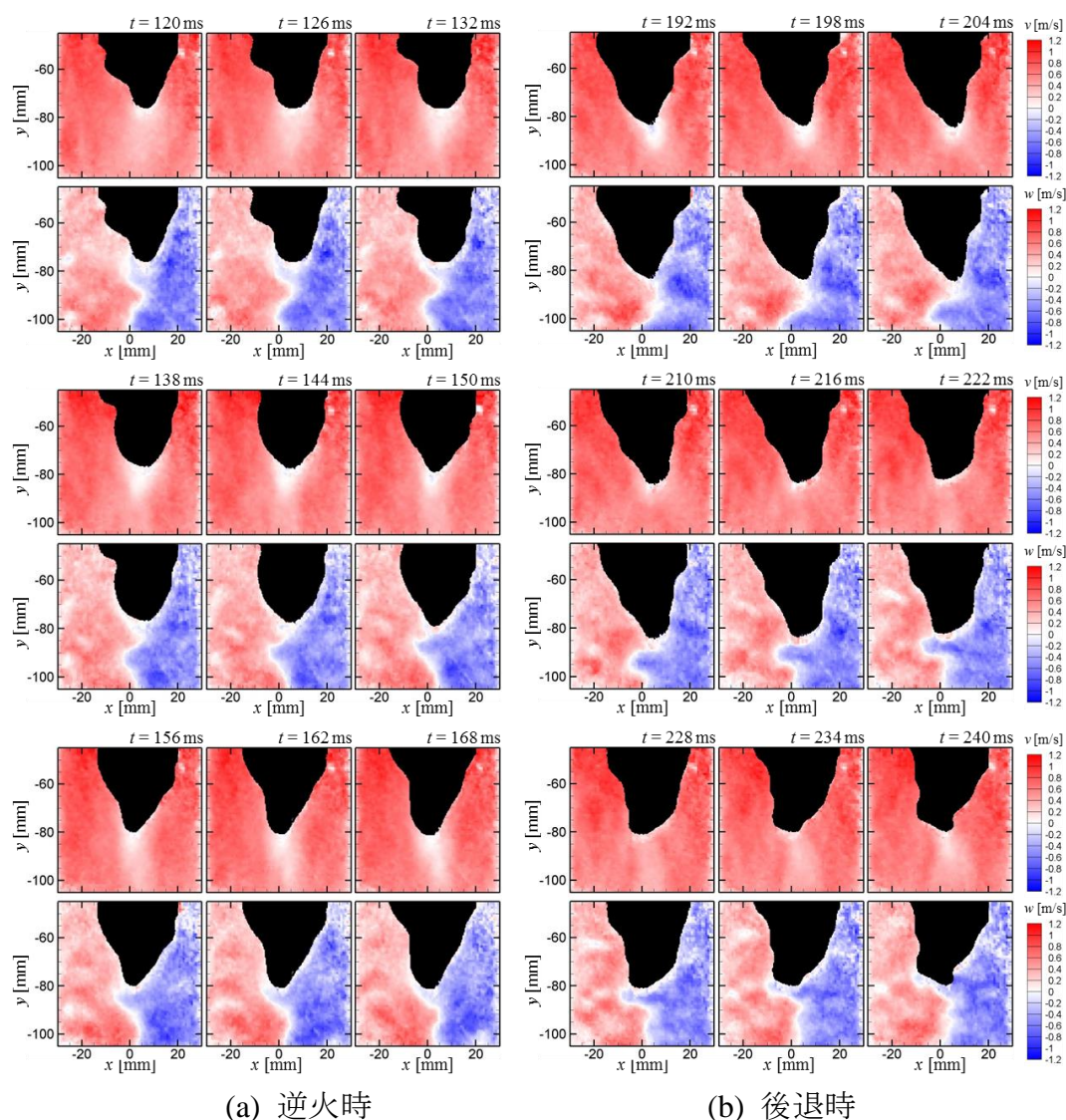


図 3.34 旋回流の軸/周方向流速と火炎挙動の時系列変化  
(低旋回場条件:  $Q_{air} = 100 \text{ NL/min}$  かつ  $S = 0.242$ )

と旋回流軸方向流速  $v$  または旋回流周方向流速  $w$  の相互関係について示す．逆火時における軸方向流速と火炎挙動の関係は，図 3.34(a)が示すように，火炎先端周りだけ極局的に低速流れが存在していることが分かる．この時の周方向流速の分布を見ると，湾曲している旋回流の渦心に関して，その曲率が後述する後退時と比べて小さいことが分かる．

一方，図 3.34(b)が示す後退時に関しては，特に後退が顕著であった  $t = 216$  から  $228 \text{ ms}$  では，それ以前には存在していた火炎先端付近における流速 0 付近の低速領域がほぼなくなっていることが分かる．また，旋回流周方向流速については， $t = 216 \text{ ms}$  以降，旋回流の渦心が大きく湾曲しており，その曲率は大きくなっていることが分かる．つまり，本条件のような旋回強さが弱い流れ場では，動きの大きい歳差運動によって，火炎先端付近の渦構造が変化し，軸方向流速



が影響されることによって、火炎の動的挙動も決定されることが分かった。

ここで、火炎の動的挙動と流れ場の相互関係を定量的に示すため、火炎伝播速度と旋回流軸方向速度  $v$  または旋回流周方向速度  $w$  の関係を明らかにする。図 3.33 と 3.34 で示した 6 ms 毎の瞬時場のうち任意の一枚において ( $t = t_0$  とする) 火炎先端位置を求め、これと次の 6 ms 後 ( $t = t_0 + 6$ ) の火炎先端位置との移動距離から求めたものを  $t = t_0$  における火炎伝播速度  $v_{flame}$  と定義し、下流方向へ後退する速度を正、上流方向へ逆火する速度を負とした。また、火炎先端付近における旋回流軸方向速度  $v$  と旋回流周方向速度  $w$  の算出方法について述べる。両者共に火炎先端付近を火炎先端よりも 2 mm 上流として、軸方向速度  $v$  に関しては火炎先端を中心に幅 3 mm、周方向速度  $w$  に関しては火炎先端を中心に幅 10 mm の線上と定義し、軸方向速度  $v$  はその線上における平均速度、周方向速度  $w$  はその線上における最大速度と最小速度の差を 1/2 倍にしたものとした。そして、 $t = t_0$  における火炎先端付近での未燃予混合気に関する旋回流軸方向速度  $v$  と旋回流周方向速度  $w$  を横軸に、火炎伝播速度  $v_{flame}$  を縦軸に取り、両者の相互関係を考察する。図 3.35 と 3.36 は、それぞれ高旋回場条件 ( $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$  かつ  $S = 0.633$ ) と低旋回場条件 ( $Q_{air} = 100 \text{ NL/min}$  かつ  $S = 0.242$ ) において示したものである。

まず、高旋回場条件の結果を表した図 3.35 では、軸方向速度と火炎伝播速度には比例関係が見られ、値の正負が一致しており値自体も近いことが分かる。つまり、旋回流の強い条件では、火炎先端付近における未燃予混合気の軸方向への速度が、火炎先端の伝播速度に影響を与え、両者は近い値を示すと言える。次に、火炎先端付近における未燃予混合気の周方向速度の影響について以下に述べる。図 3.35 が示すように、周方向速度が大きくなるにしたがって、火炎伝播速度は負の値となっていくことが分かる。つまり、局所的な旋回強さが強くなると、火炎は逆火することを示している。よって、火炎先端付近に存在する未燃予混合気の軸方向速度と周方向速度は共に、火炎伝播速度に影響を与えることが明らかとなった。これは、火炎先端付近において、旋回流の一時的な旋回強さの強弱に伴って、旋回流の中心軸上では、旋回流による負圧の大きさが変化し、軸方向流速が影響を受け、それに伴って火炎伝播速度が変化したためと言える。

一方、低旋回場条件の結果を示した図 3.36 について述べる。この条件においても高旋回場条件と同様に、火炎伝播速度と火炎先端付近における未燃予混合気の軸方向速度は比例関係にあることが分かる。つまり、旋回流の弱い条件でも火炎先端付近に存在する未燃予混合気の軸方向速度が、火炎伝播速度に影響を与えていると言える。では、この条件における火炎先端に存在する未燃予混合気に関して、その周方向速度による影響の有無について述べる。図 3.36 が示すように、周方向速度がほぼ 0.1 m/s で一定であるにも関わらず、火炎伝播速度は不規則な値を取っており、周方向速度と火炎伝播速度には関係性がないことが分かる。よって、旋回流の旋回強さが弱い場合は、軸方向速度と火炎伝播速度には比例関係があるものの、旋回強さが強い場合とは異なって、周方向速度と火炎伝播速度に顕著な関係性はないことが明らかとなった。これは、旋回強さが弱い条件では、渦心の歳差運動によって火炎先端付近の渦構造が絶えず変



化しているため、周方向速度よりも渦構造の変化が火炎挙動に影響を与えているためと考えられる。

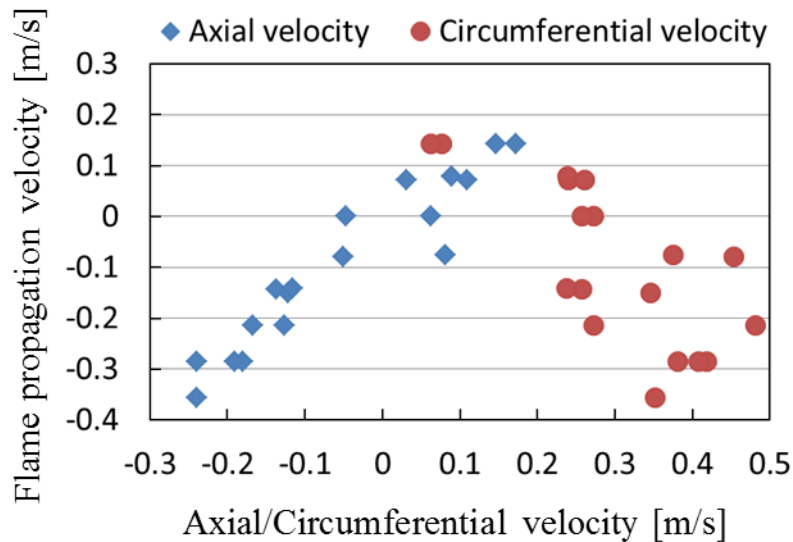


図 3.35 旋回流軸/周方向速度と火炎伝播速度の関係  
(高旋回場条件： $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$  かつ  $S = 0.633$ )

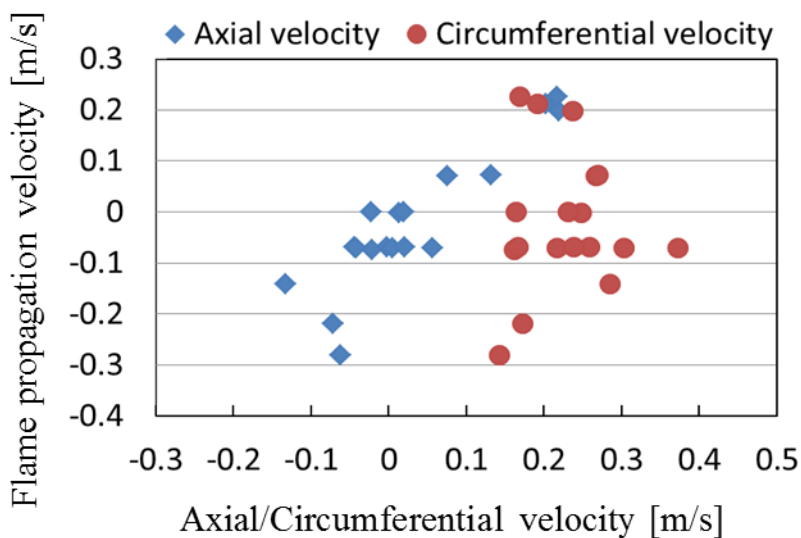


図 3.36 旋回流軸/周方向速度と火炎伝播速度の関係  
(低旋回場条件： $Q_{air} = 100 \text{ NL/min}$  かつ  $S = 0.242$ )

### 3.6 旋回強さによる紐状予熱帯への影響

この節では、第 2 章における中心閉鎖型燃焼器で明らかとなった“紐状予熱帯”について、同様の中心閉鎖型において旋回強さが異なる場合，“紐状予熱帯”は存在するか否か、そして“紐状予熱帯”の存在の有無と流れ場の相互関係を明

らかにすることを目的として、以下の実験を行った。

### 3.6.1 実験装置・方法

旋回強さに関する条件を変えた時の“紐状予熱帯”の有無を確認するため、火炎の自発光画像とオリーブオイル粒子画像を比較する。まず、オリーブオイル粒子を流さない状態にて、火炎の自発光画像を高速度カメラで撮影を行った。次に、火炎先端よりも上流側でオリーブオイル粒子が焼損しているかどうかを確認するため、図 3.4 に示す前項で用いた時系列 PIV 計測の実験装置を用いて粒子画像を撮影した。

### 3.6.2 実験条件・計測範囲

この実験では、空気流量を  $Q_{air} = 50$  NL/min として、旋回強さを変化させた。手動式可変旋回羽根付燃焼器では、空気比を逆火限界空気比付近に設定すると、旋回強さをいずれにしても“紐状予熱帯”の存在が確認できなかったため、燃料流量を減らし、吹き消え限界付近に空気比を設定して実験を行った。詳細な実験条件は表 3.3 の通りである。

表 3.3 実験条件

空気流量 $Q_{air}$ [NL/min]	羽根角度 $\alpha$ [degrees]	スワール数 $S$ [-]	空気比 $\lambda$ [-]
50	25	0.421	1.90
	35	0.633	2.05
	45	0.904	2.06

### 3.6.3 流速分布と紐状予熱帯の有無

まず、“紐状予熱帯”の有無を確認するため、火炎の化学発光画像と PIV 計測に用いるトレーサ粒子として用いるオリーブオイル粒子を撮影した粒子画像を比較する。図 3.37(a)～(c)は、それぞれスワール数を(a) $S = 0.421$ , (b) $S = 0.633$ , (c) $S = 0.904$ とした条件の下、左側に火炎の化学自発光画像を、右側に PIV 計測に用いるトレーサ粒子を捉えた粒子画像を時系列に示したものである。化学発光画像では白色領域が火炎形状を示しており、粒子画像では黒色領域が高温のためトレーサ粒子が欠損している箇所を示している。ただし、化学自発光画像と粒子画像は同時刻に撮影したものではない。しかし、この図 3.37 で示した火炎の自発光画像における火炎形状と粒子画像における粒子欠損部分に関して、特異な形状を示したのではなく、ほぼ常に確認できた形状を示している。本来、化学自発光画像における火炎形状とトレーサ粒子欠損部は一致していると考えられ、実際に、(a) $S = 0.421$ では両領域の形状が似ていることが分かる。ところが、(b) $S = 0.633$ と(c) $S = 0.904$ の条件では火炎先端よりも上流側において、化学発光による光強度が観測されないにもかかわらず、粒子画像では粒子欠損部が存在するため、この 2 つの条件では“紐状予熱帯”が発生していると言える。2.5.4 項では“紐状予熱帯”生成のメカニズムについて考察を行った結果、円筒管半径方向への軸方向流速の速度勾配が大きいことによって、火炎先端におい

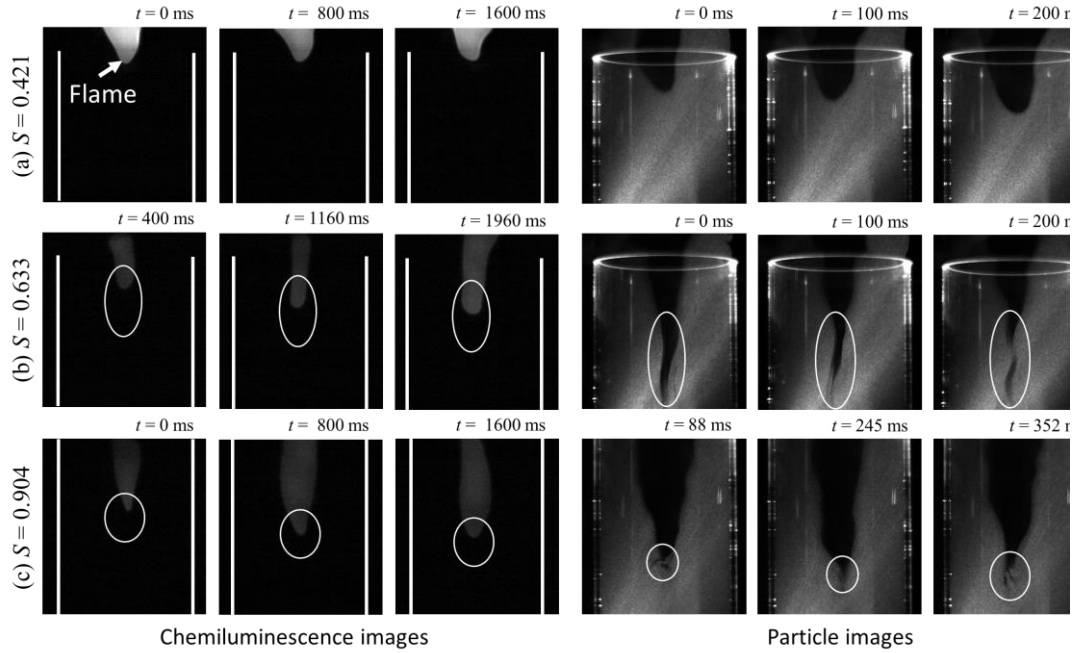


図 3.37 火炎自発光画像と粒子画像

て火炎伸張が原因である消炎が起き、その上、火炎が発する熱が火炎先端の上流部分に運ばれ、その熱によってトレーサ粒子が欠損したことによるものと考えた。それでは、“紐状予熱帯”が(a) $S = 0.421$ では確認できず、(b) $S = 0.633$ と(c) $S = 0.904$ では存在した原因について考察する。図 3.38(a)～(c)は、各スワール数の条件に対して、時系列 PIV 計測を行った結果を時系列に示しており、図中の疑似カラーは軸方向速度を、黒色部分はトレーサ粒子の欠損部分を示している。流れ場に関して“紐状予熱帯”が確認できた図 3.38(b)と(c)では、(a)と比べて中心軸上に上流方向への逆流が比較的頻繁に見られ、半径方向の速度勾配（本研究では円筒管の半径方向 1 次元速度勾配を指す）が急となっていると考えられるため、“紐状予熱帯”の正体として、急峻な速度勾配が誘引する火炎伸張による消炎という考察は妥当であることが言える。

さらに、この考えを定量的に示すため、化学反応に関連する時間スケールと乱流の時間スケールの比を表すカルロビッツ数  $Ka$  について検討する。流速  $U$ 、速度勾配  $g_u$  をもつ流れの中に、予熱帯厚みが  $\delta$  の火炎が存在する時、カルロビッツ数  $Ka$  は、式(3.4)のように求めることができる<sup>[14]</sup>。

$$Ka = \frac{g_u \delta}{U} \quad (3.4)$$

図 3.38 に示した各スワール数に対して、カルロビッツ数を算出するにあたり、図 3.39 に示すように、各条件における火炎先端より概ね 20 mm 上流側における軸方向速度の平均分布を算出した（スワール数条件によって火炎先端位置が異なるため、平均化した場所が異なる）。この図における  $5 \leq x \leq 10$  にある各点お

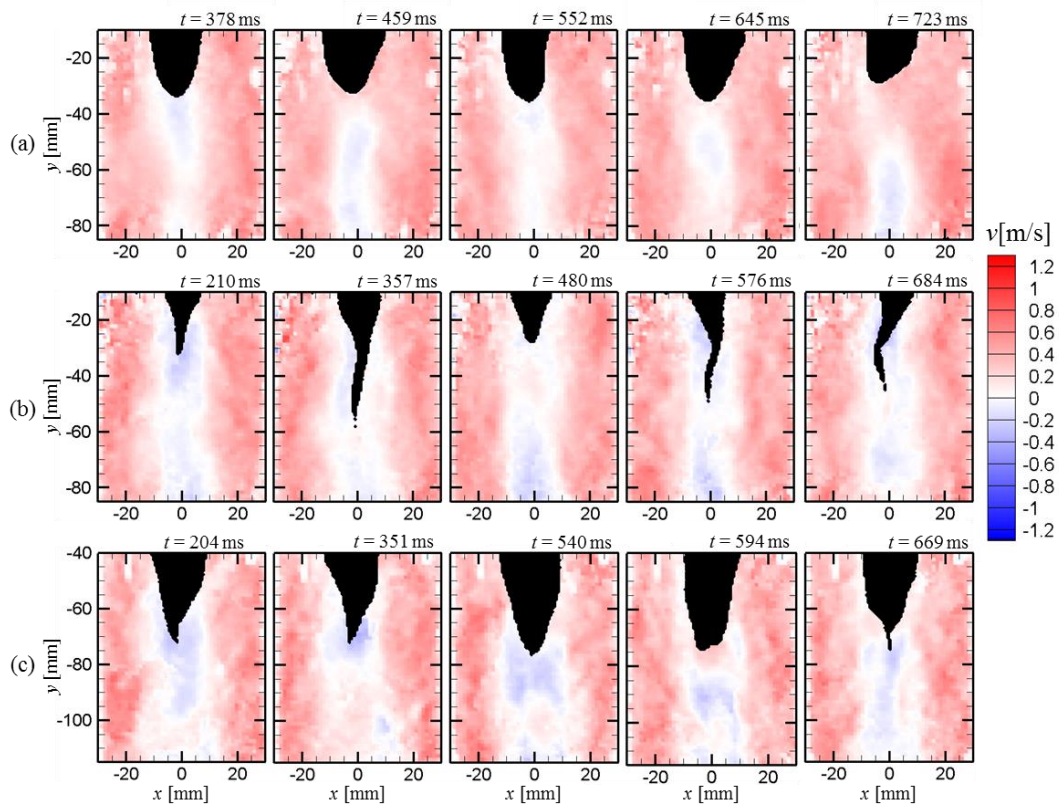


図 3.38 各旋回強さにおける流速分布と粒子焼損部分

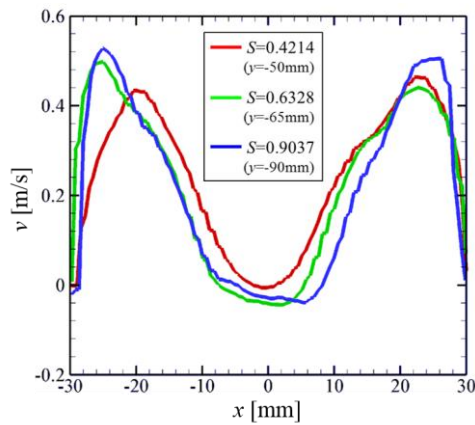


図 3.39 平均軸方向速度の比較 ( $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$ , 燃焼場)

いて、平均流速の速度勾配を算出し速度勾配  $g_u$ 、平均流速を流速  $U$  とした。予熱帯厚み  $\delta$  に関しては、CHEMKIN 中の PREMIX 条件下において、空気比を実験と一致させた上で求めた。  $5 \leq x \leq 10$  に存在する各点において、このようにして得られた値を式(3.4)に代入し平均をとった結果、スワール数  $S = 0.421, 0.633, 0.904$  において、カルロビッツ数はそれぞれ  $Ka = 0.42, 1.05, 1.19$  となった。消炎の可能性が考えられる(b) $S = 0.633$ , (c) $S = 0.904$  の条件では、 $S = 0.421$  と比べて倍以上となり、“紐状予熱帯”が生成されている時の火炎先端部分では消炎が起こ



っている可能性があるという考察は妥当であると考える.

### 3.7 第3章のまとめ

本章では、希薄予混合火炎の非定常挙動に与える旋回強さの影響を明らかにすることを目的とし、手動式可変旋回羽根付燃焼器を用いて旋回強さの異なる流れ場を再現し、高速度カメラを用いた時系列 PIV 計測並びに時系列ステレオ PIV 計測を行った. 以下に、旋回強さが異なる場における火炎の非定常挙動と流れ場の相互関係について得た知見を示す.

- ・旋回強さが強い条件では、逆火する際の火炎挙動について、ガラス管中心軸に沿って低速領域が形成され、火炎が低速領域に沿って移動する. その際、火炎先端付近に存在する未燃予混合気の燃焼器中心軸方向の速度は、火炎伝播速度に影響を与え両者は近い値となる. また、火炎先端付近の予混合気の周方向速度が速くなると、軸方向速度に関して上流方向への流れが強くなり逆火に繋がる. つまり、周方向速度も火炎伝播速度に影響を与える.

- ・旋回強さが弱い条件では、逆火する際の火炎挙動について、火炎先端にのみ中心軸に沿わない低速領域が形成され、半径方向へ左右に蛇行しながら上流へ移動していく. その際、旋回強さが強い場合と同様に、燃焼器中心軸方向の速度は火炎伝播速度に影響を与える. しかし、火炎伝播速度は予混合気の周方向速度には影響を受けず、火炎先端付近の渦構造の変化に影響を受ける.

- ・旋回強さが“紐状予熱帯”の有無に与える影響について、中心閉鎖型燃焼器を使用した場合でも、旋回強さが強い条件 ( $S = 0.633, 0.904$ ) では、“紐状予熱帯”の存在が確認されたが、旋回強さが弱い条件 ( $S = 0.421$ ) では、“紐状予熱帯”の存在は確認できなかった. 旋回強さが強い条件では、燃焼器中心軸に沿って、比較的頻繁に上流へ向かう逆流が発生する. それによって、火炎先端より上流側部分においては、半径方向への軸方向速度の勾配が急となり、火炎伸張による消炎が起こったためと考えられる.

### 参考文献

- [1] Johnson, M. R., Littlejohn, D., Nazeer, W. A., Smith, K. O. and Cheng, R. K., “A comparison of the flowfields and emission of high-swirl injectors and low-swirl injectors for lean premixed gas turbines”, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 30 (2005), pp.2867-2874.
- [2] Ishizuka, S., Murakami, T., Hamasaki, T., Koumura, K. and Hasegawa, R., “Flame Speeds in Combustible Vortex Rings”, *Combustion and Flame*, Vol.113 (1998), pp.542-553.
- [3] Kiesewetter, F., Hirsch, C., Fritz, J., Kroner, M. and Sattelmayer, T., “Two-Dimensional Flashback Simulation in Strongly Swirling Flows”, *Proceedings of ASME Turbo Expo 2003* (2003), Paper No.GT2003-38395, pp.293-300.
- [4] Kiesewetter, F., Konle, M. and Sattelmayer, T., “Analysis of Combustion Induced Vortex Breakdown Driven Flame Flashback in a Premix Burner with Cylindrical

- Mixing Zone”, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol.129 (2007), pp. 929-936.
- [5] Bryant, R. A., “Comparison of Gas Velocity Measurement in a full-scale enclosure fire”, *Fire Safety Journal*, Vol.44, Issue 5 (2009), pp.793-800.
- [6] Willert, C., “Stereoscopic Digital Particle Image Velocimetry for Application in Wind Tunnel Flows”, *Measurements Science and Technology*, Vol.8 (1997), pp.1465–1479.
- [7] Yoon, J. H. and Lee, S. J., “Stereoscopic PIV Measurements of Flow behind an Isolated Low-speed Axial-fan”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol.28 (2004), pp.791–802.
- [8] Liu, Z., Zheng, Y., Jia, L., Jiao, J. and Zhang, Q., “Stereoscopic PIV Studies on the Swirling Flow Structure in a Gas Cyclone”, *Chemical Engineering Science*, Vol.61 (2006), pp.4252–4261.
- [9] Raffel, M., Willert, C. and Kompenhans, J., *PIV の基礎と応用*, Springer-Verlag Tokyo (2000).
- [10] 可視化情報学会, *PIV ハンドブック*, 森北出版 (2002).
- [11] Sakakibara, J., Nakagawa, M. and Yoshida, M., “Stereo-PIV Study of Flow around a Maneuvering Fish”, *Experiments in Fluids*, Vol.36 (2004), pp.282–293.
- [12] Willert, C. E., “Assessment of Camera Models for Use in Planar Velocimetry Calibration”, *Experiments in Fluids*, Vol.41 (2006), pp.135–143.
- [13] Wieneke, B., “Stereo-PIV Using Self-calibration on Particle Images”, *Experiments in Fluids*, Vol.39 (2005), pp.267–280.
- [14] 城塚正, 酒井清孝, 又木登司, 火炎の安定限界—吹き消え, *化学工学*, Vol.33, No.4 (1969), pp.361-368.

## 第4章 乱流予混合火炎の火炎帯厚さ

### 4.1 はじめに

第2章において明らかとなった“紐状予熱帯”について、火炎先端の上流側に存在する急峻な速度勾配によって、火炎先端では火炎伸張による消炎が発生し、その上、熱のみが上流側へ伝わったことによって生成されたと推測した。そこで本章では、その裏付けとして、火炎伸張による消炎の有無を表す指標となるカルロビッツ数の値を算出した。具体的には、乱流予混合火炎の温度分布から予熱帯厚さを算出し、第2章の時系列PIV計測で行った流れ場に関するデータも参照して、カルロビッツ数を明らかにすることを目的とした。そのため、本章では、レーザ応用画像計測の一つであるレイリー散乱法を適応し、乱流予混合火炎の2次元平面内における火炎温度分布の計測を行った。

### 4.2 レイリー散乱法を用いた火炎温度分布計測

#### 4.2.1 レイリー散乱法の原理<sup>[1-2]</sup>

レイリー散乱とは、光と気体分子との弾性的散乱によるものであり、散乱光の周波数と入射光の周波数は一致し、また、分子の種類によって散乱光の周波数は変化しないが、以下で示すようにその散乱光強度は有効散乱断面積と分子数密度の積に比例する。

入射光の偏光面が縦（S偏光）であり、偏光面に対して直角方向において観測する場合、レイリー散乱光強度  $I$  は、式(4.1)のように表される。

$$I = I_0 N_s \sigma_{\text{Reff}} L_c \quad (4.1)$$

$I_0$  : 入射光(レーザ)強度

$N_s$  : 散乱分子の数密度

$\sigma_{\text{Reff}}$  : 有効レイリー散乱断面積

$L_c$  : 光軸上に沿った測定長さ

この式より、散乱光強度が有効散乱断面積と分子数密度の積に比例することが分かる。このため、多成分系での濃度は測定できないが、散乱断面積が分子の種類によって異なるので、2成分系での濃度や分子数密度の検出に基づく気体温

度の測定が可能である。

また、レイリー散乱を起こす気体が理想気体であると仮定すると、状態方程式から散乱分子の数密度  $N_s$  が求められ、レイリー散乱光強度は、

$$I = I_0 \frac{PA_0}{RT} \sigma_{Reff} L_c \quad (4.2)$$

となり温度に反比例する。

ここで、入射光強度  $I_0$  および圧力  $P$  が測定対象と共通であり、有効レイリー散乱断面積  $\sigma_{R1}$  および温度  $T_1$  が既知である条件において、気体のレイリー散乱光強度  $I_1$  がわかっているならば、式(4.2)を正規化して、

$$\frac{I}{I_1} = \frac{\frac{\sigma_{Reff}}{\sigma_{R1}}}{\frac{T}{T_1}} \quad (4.3)$$

となる。

以上より、未知の気体温度  $T$  は、

$$T = T_1 \left( \frac{\sigma_{Reff}}{\sigma_{R1}} \right) \frac{I_1}{I} \quad (4.4)$$

と表されるため、被測定気体の有効レイリー散乱断面積  $\sigma_{Reff}$  がわかっているならば、レイリー散乱光強度  $I$  を測定することによって温度  $T$  を決定できる。

一般に、燃焼場においては化学反応の影響により気体の組成が変化するために、有効レイリー散乱断面積が燃焼の前後において変化する。よって、本節に示したレイリー散乱法を用いて燃焼場の気体温度測定を行う場合、火炎の燃焼過程において、有効レイリー散乱断面積の変化ができるだけ小さくなるような燃料を用いた燃焼場に制限される。

この条件を満足する燃焼場として、水素 62.2% + メタン 37.8% の混合気を燃料とする拡散火炎<sup>[1,3,4]</sup>、水素 30% + 窒素 70% の混合気を燃料とする拡散火炎<sup>[2,5,6]</sup>、天然ガス-空気予混合火炎<sup>[7]</sup>などが報告されている。

本研究で行うメタン-空気予混合火炎は、その燃焼ガスの有効レイリー散乱断面積が空気と大きく変わらないことが知られている<sup>[8]</sup>。この燃料を用いた燃焼



場における，10の主要化学種（CO, CO<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, HO<sub>2</sub>, OH, O, H, N<sub>2</sub>）を考慮し，断熱を仮定した場合の化学平衡計算による空気比 $\lambda$ と空気の散乱断面積 $\sigma_{Rair}$ に対する有効レイリー散乱断面積比 $\sigma_{Reff}/\sigma_{Rair}$ の関係を図4.1に示す．

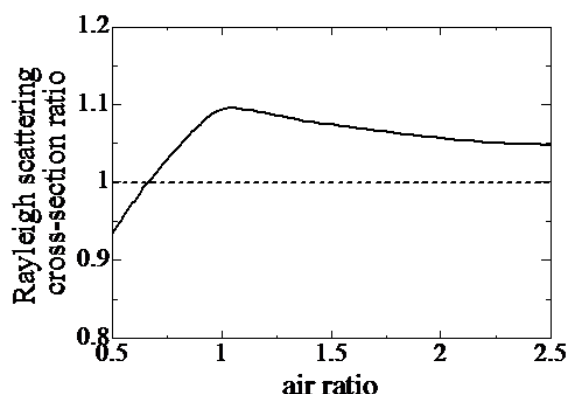


図 4.1 空気比に対する燃焼ガスの有効散乱断面積の変化

#### 4.2.2 実験装置・方法

図4.2にレイリー散乱法で使用した実験装置の概略図を示す．酸化剤として供給される空気はコンプレッサで圧縮された後，フィルタにて水蒸気と塵を取り除きレギュレータで一定の圧力に調整され燃焼器へと供給される．燃料はメタンを使用し，マスフローコントローラにより空気とメタンの流量を調整し，燃焼器内部での空気比を調整している．ちなみに，使用する燃焼器については，第2章で示した固定旋回羽根付燃焼器である．また，赤色で示された配管部は，本実験のレイリー散乱法において，以下で説明する背景画像を算出するため，ヘリウムガスのみを流す場合にのみ開放され，それ以外は閉鎖している．そして，光源にはNd:YAG レーザの第二高調波（波長 532 nm）を使用した．このレーザ光線を3枚のシリンダリカルレンズによって，シート状にし，計測領域でのシート厚さをおよそ 0.2 mm とした．レイリー散乱光の撮影には，イメージインテンシファイアを取り付けた CCD カメラを使用した．また，レイリー散乱光の強度は，空気中に含まれる塵のミー散乱や燃焼器表面でのレーザの反射光強度に対して，非常に微弱であるため，計測時には，周囲からの光が計測領域に入らないように十分注意をする必要がある．さらに，実験室内でのレーザの反射を抑えるため，計測領域通過後のレーザシートは集光レンズで集光したのちビームダンパにて受光する．

さらに，火炎からのレイリー散乱光を測定する際には，受光する信号の中にはレイリー散乱光の他に，背景光や暗電流，そして火炎からの化学発光が含ま

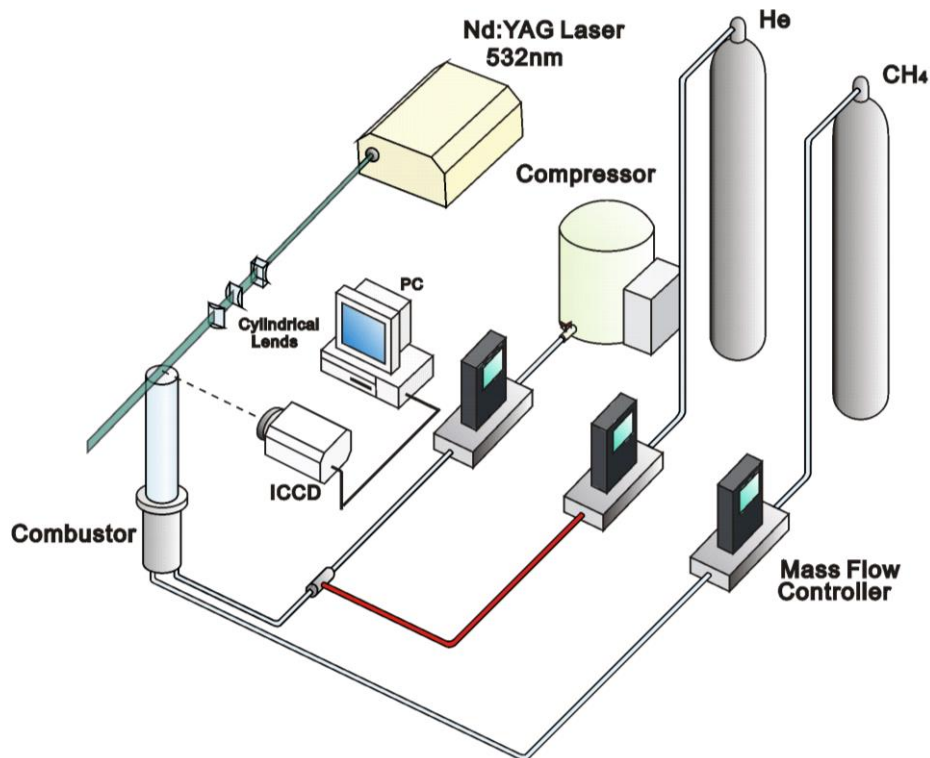


図 4.2 レイリー散乱による火炎温度場計測の実験装置

れる．そこで，背景光や暗電流を求め，それらを差し引くことによって，それらの影響を取り除いた．まず，背景光については，空気と有効散乱断面積が小さいヘリウムそれぞれのレイリー散乱光強度から算出している．火炎からのレイリー散乱光を測定する時と同様に，空気とヘリウムからのレイリー散乱光を測定する．そこで，この背景画像を算出するに当たって，ヘリウムガスのみを流す流路が必要となるため，図 4.2 の赤色で示された配管部が追加されている．

次に，各測定点について空気，ヘリウムの散乱断面積（空気:1 に対してヘリウム:0.0165）を横軸に，散乱光強度を縦軸にとり，2 点間で直線を結ぶと散乱断面積が 0 に相当する散乱光強度が得られる．これを背景光として検知信号から差し引き，その影響を取り除く．このとき背景光強度は次式で表すことができる．

$$I_{BG} = \frac{I_{He} - 0.0165 \times I_{Air}}{1 - 0.0165} \quad (4.5)$$

$I_{BG}$  : 背景光強度

$I_{Ai}$ : 空気のレイリー散乱強度  
 $I_{He}$ : ヘリウムのレイリー散乱強度

この背景光算出法では、空気とヘリウムの2点のみを用いて算出しているため、その値の信頼性が問題として考えられる。しかし、空気とヘリウムの混合分率を変え、すなわち散乱断面積を変化させ、11点で直線近似して求めた値と比較すると、2つの算出法による背景光の値の違いはほとんどなく、空気とヘリウムの2点で考えても良い。また、暗電流については、各撮影で別途に測定し、検知信号から差し引くことによって影響を取り除く。

そして、得られたレイリー散乱光強度を温度に変換する。式(4.4)を用いて、得られたレイリー散乱光強度分布を温度に変換する。ここで、校正ガスは室温の空気を用いる。すなわち式(4.4)における  $T_1$  は室温、 $I_1$  はその室温の空気に対してレーザを照射して得られるレイリー散乱光強度である。また反応過程では、気体の組成が変化することで有効散乱断面積比  $\sigma_{Reff} / \sigma_{Rair}$  も気体の組成変化による影響を受けていると考えられるが、この点については考慮していない。そのため  $\sigma_{Reff} / \sigma_{Rair}$  には、図 4.1 に示した計算結果から得られた燃焼ガスの有効散乱断面積比の値を、計測したそれぞれの空気比に対して用いた。

### 4.2.3 実験条件・計測範囲

表 4.1 に今回行ったレイリー散乱法による火炎温度場計測の実験条件を記す。ただし、本計測では、管出口部に保炎器を設置していないため、通常よりも火炎が安定化されにくく、保炎ができなかった条件については計測を行っていない。また、空気比は、逆火限界付近の空気比として計測を行った。また、計測領域については、図 4.3 に示すように、ガラス管出口下流部分としている。この理由は、上述のように管内で計測を行うためには、ガラス管にレーザ光を照射することとなり、管表面におけるレーザの反射光が火炎からのレイリー散乱に比べ極めて強く、レイリー散乱光の測定が困難になるためである。計測領域は、管出口から 10 mm 下流の 60×40 mm の長方形領域である。

表 4.1 レイリー散乱による温度場計測の実験条件

	空気流量 $Q_{air}$ [NL/min]	空気比 $\lambda$ [-]
中心閉鎖型	50	1.824
中心開放型	50	1.463
	100	1.568

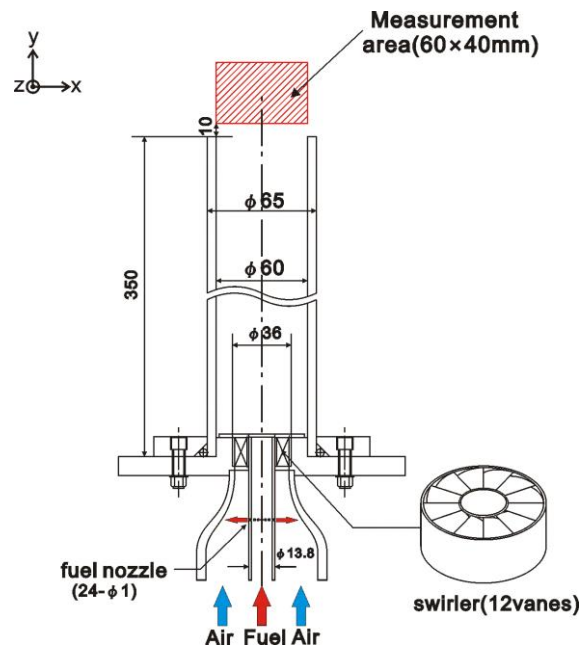


図 4.3 レイリー散乱による温度場計測範囲

#### 4.2.4 火炎温度分布

図 4.4 から 4.6 は、レイリー散乱法によって計測した各条件における瞬時火炎温度分布を示している．図中では、温度分布を疑似カラーにて表している．図中の  $x = -2 \text{ mm}$ ， $y = 5 \sim 10 \text{ mm}$  付近に存在している線状の高温領域は、イメージインテンシファイア上についた傷に起因するものであるが、本計測において火炎全体の温度分布を可視化し、考察する上では大きな問題にはならない．また、図中では未燃焼領域のごく一部でも、粒状に局所的な高温部が生じているが、これは背景画像の撮影時に撮影領域の端に映り込んだ空気中に存在する塵のミー散乱に起因する誤差である．まず、これらの結果の全体を通して、いずれの条件における火炎でも、火炎温度は、ほぼ均一に分布しており、予混合火炎に特徴的な温度分布を示していると言える．

図 4.4 に注目すると、中心閉鎖型を使用し空気流量  $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$  の条件では、火炎が様々な形状をとっていることが分かる．実際に、計測を行っている時、火炎の様子を観察すると、この条件では、火炎挙動は非常に不安定であり、細長い棒状の火炎が燃焼器の管内部に存在していた．図 4.4 のうち複雑な火炎形状は、管内部に入り込んでいる棒状の火炎のうち、その下流部分が計測領域にて揺らいでいる状態を捉えたものである．それに対して、図 4.4 の一部で確認できる細長い火炎形状は、管内部に入り込んでいる棒状の火炎が、計測領域においても形成されている状態を捉えたものである．このような棒状の細長い火炎では、火炎が火炎伸張を受けているため、通常の燃焼温度よりも火炎温度が低



下していると考えられる。

次に，中心開放型を用いた時の火炎温度分布について述べる．中心開放型を用いた場合は，空気流量 $Q_{air}=50$ と $100$  NL/min の条件で保炎できたため，それぞれの結果を図 4.5 と 4.6 に示す．図 4.5 と 4.6 の結果を比較すると， $Q_{air}=100$  NL/min の条件下では，火炎が逆三角錐型の形状をしていることが分かる．それに対して $Q_{air}=50$  NL/min の条件では，火炎が管半径方向に広がりを持ち，火炎形状も様々な曲率をもった構造となっている．このような流量の変化による火炎形状の違いは，流量の小さい条件では管内流れ場の周方向速度成分が小さいため，旋回流による火炎安定化効果が十分でなく，火炎も渦心部に形成されず不安定化するために生じる．逆に，流量の大きい条件では，管内流れ場の周方向速度成分が大きくなるので，顕在化した渦心に安定的に火炎が保たれる．また，実験時に火炎の様子を観察すると， $Q_{air}=50$  NL/min の条件ではその一部で，横方向に広がりを持った火炎が管壁面に付着している様子を確認できた．このような管壁面への火炎の付着は，燃烧器の焼損につながる恐れのある現象である．

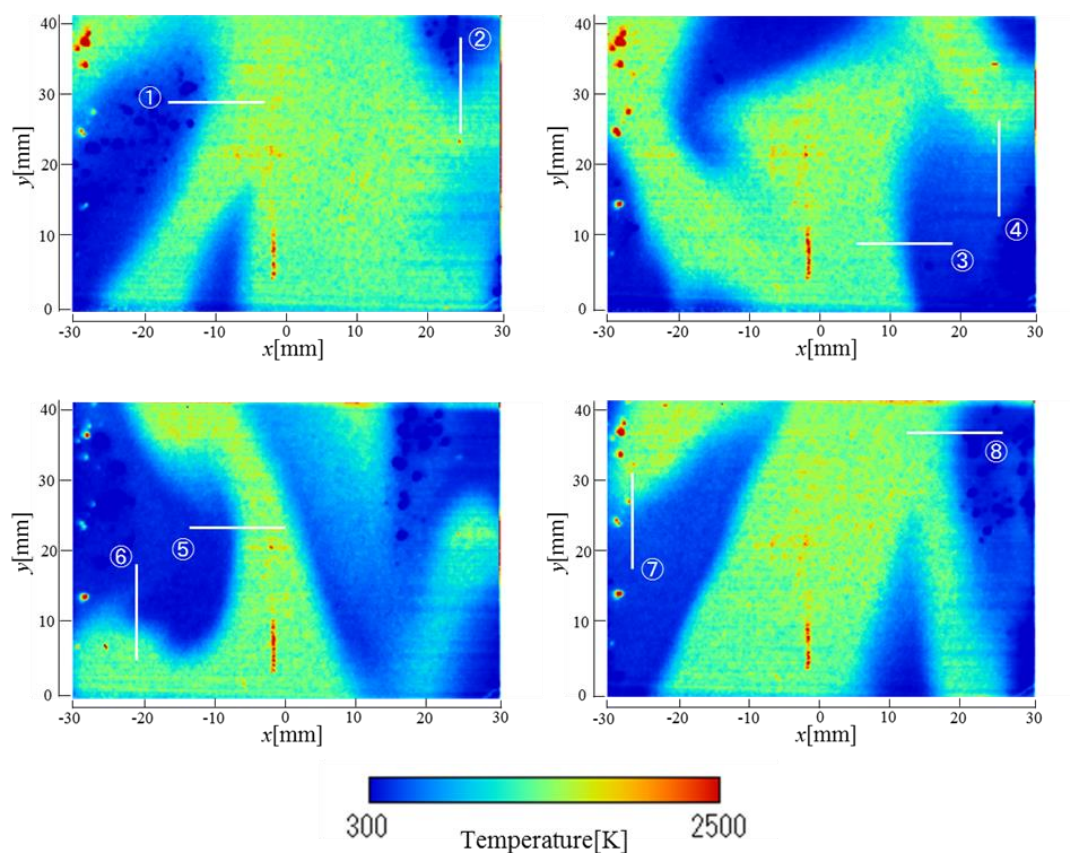


図 4.4(a) 瞬時火炎温度場分布（中心閉鎖型， $Q_{air}=50$  NL/min）

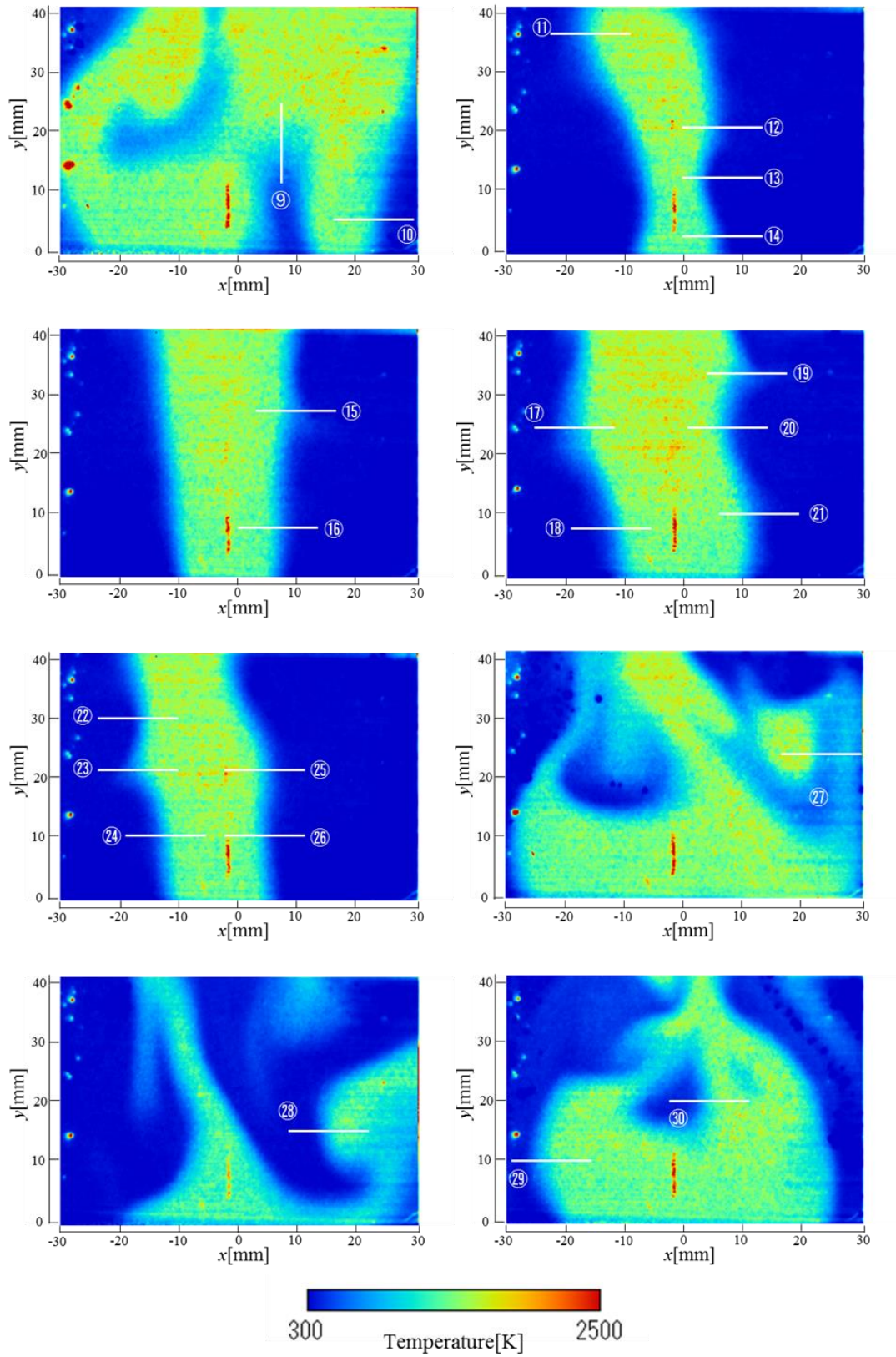


図 4.4(b) 瞬時火炎温度場分布 (中心閉鎖型,  $Q_{air} = 50$  NL/min)

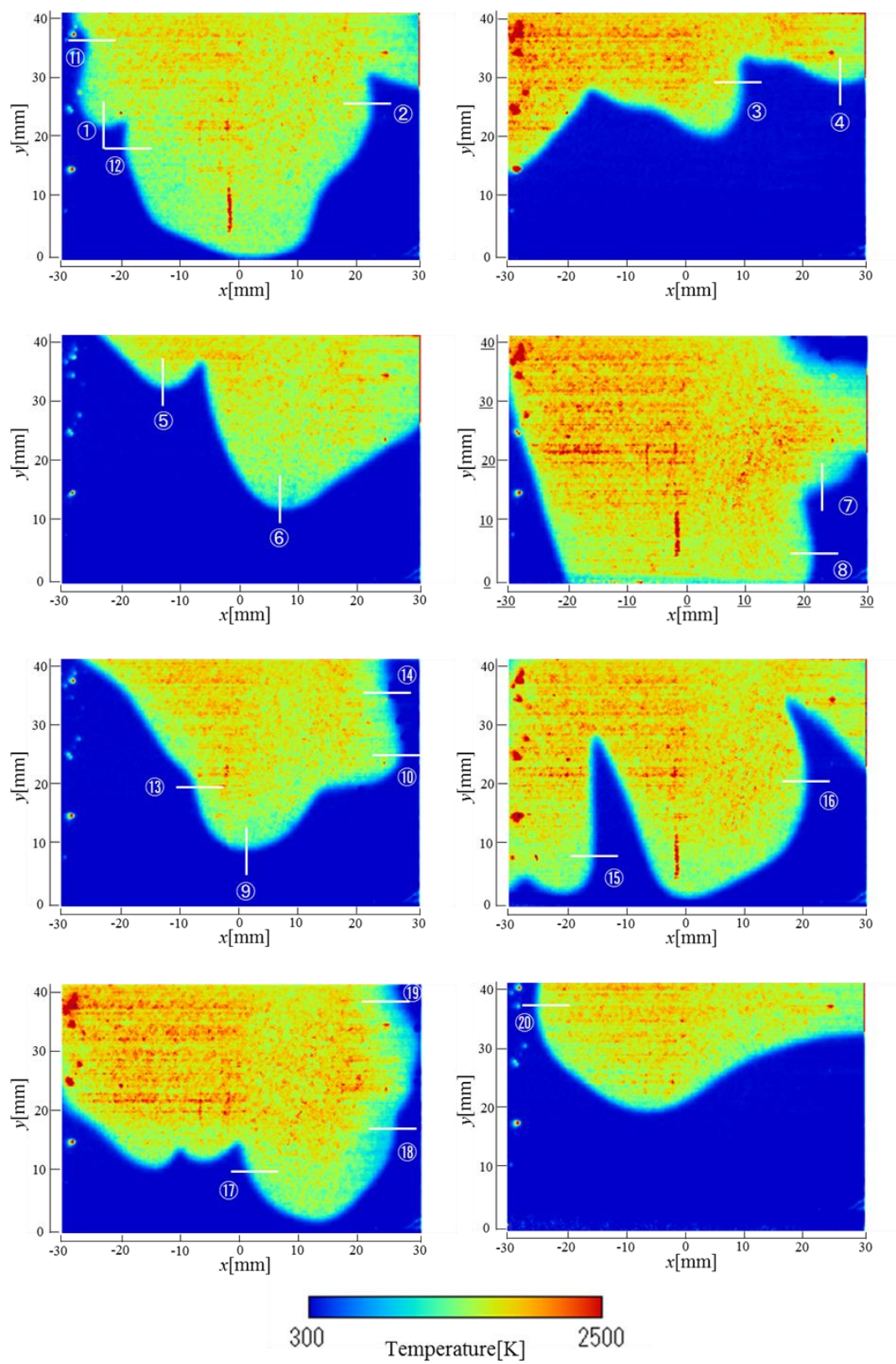


図 4.5(a) 瞬時火炎温度場分布 (中心開放型,  $Q_{air} = 50$  NL/min)



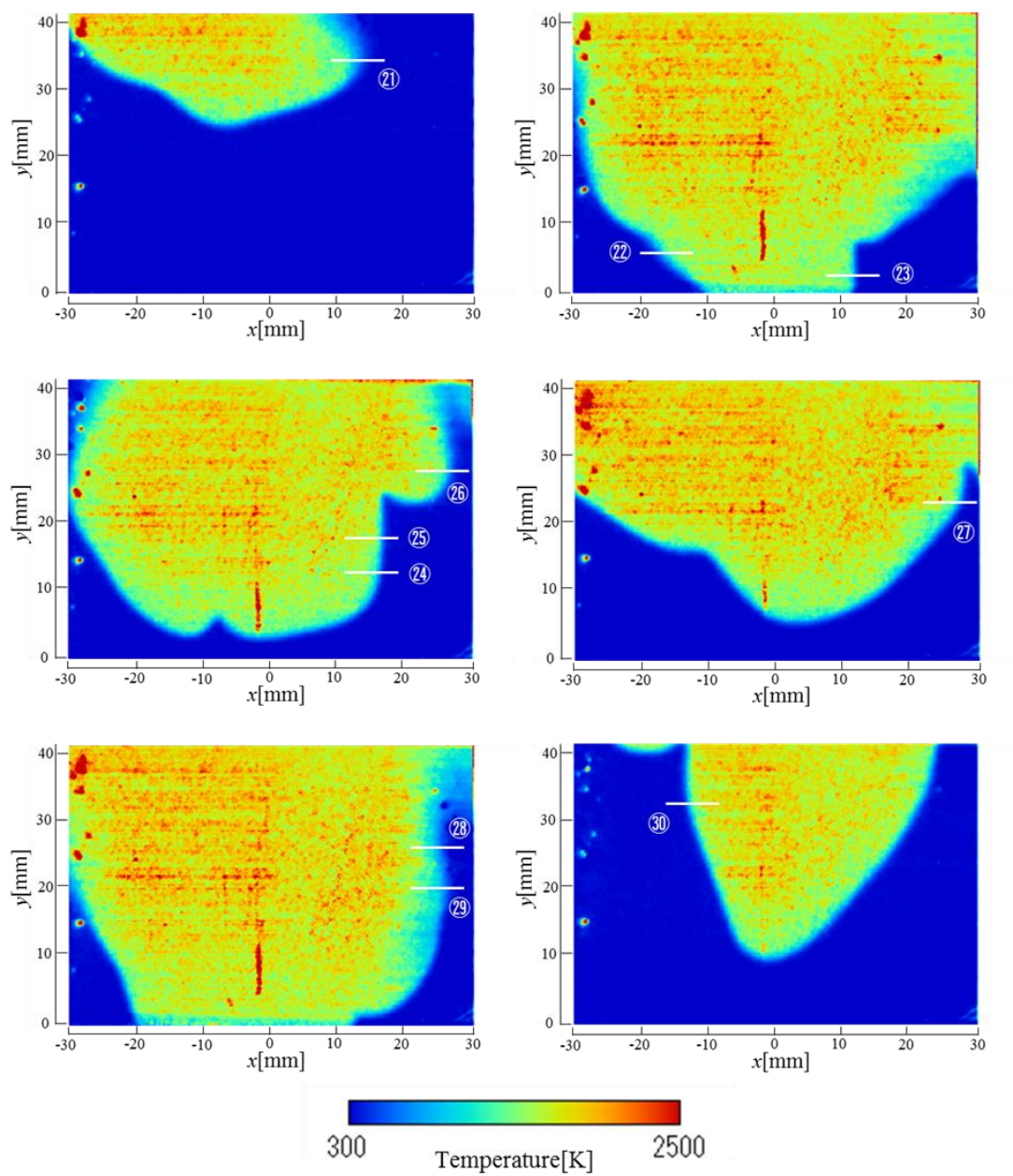


図 4.5(b) 瞬時火炎温度場分布（中心開放型,  $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$ ）



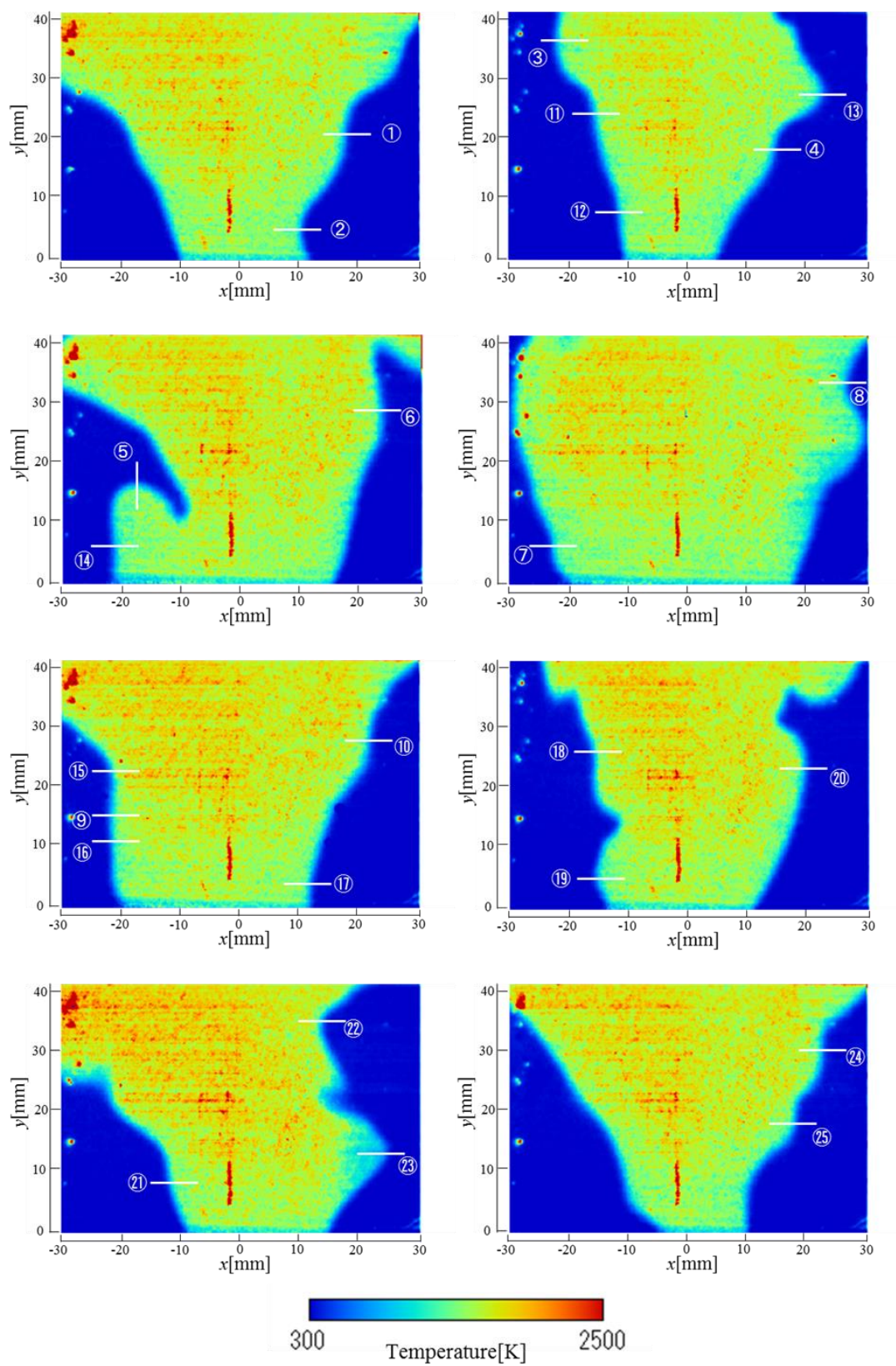


図 4.6(a) 瞬時火炎温度場分布（中心開放型,  $Q_{air} = 100 \text{ NL/min}$ ）

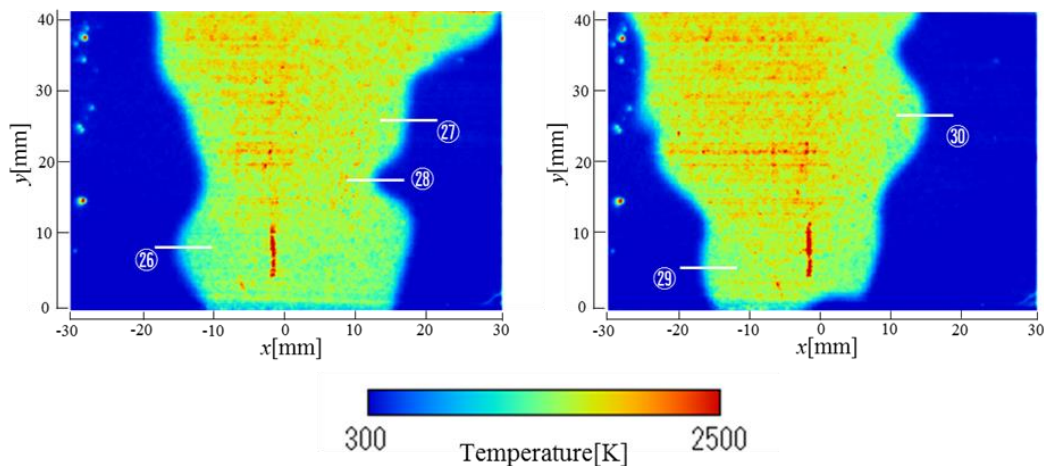


図 4.6(b) 瞬時火炎温度場分布（中心開放型， $Q_{air}=100$  NL/min）

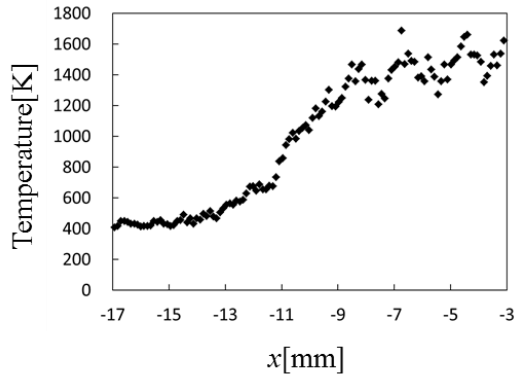
### 4.3 火炎帯厚さ測定とカルロビッツ数の算出

この節では，4.1 節で述べたように，“紐状予熱帯”生成の発端となった火炎先端における火炎伸張による消炎の有無を定量的に示すカルロビッツ数を算出する．そのため，4.2 節で計測した火炎温度分布を基に，火炎帯厚さを求め，そこからカルロビッツ数算出に必要な予熱帯厚さを計算する．

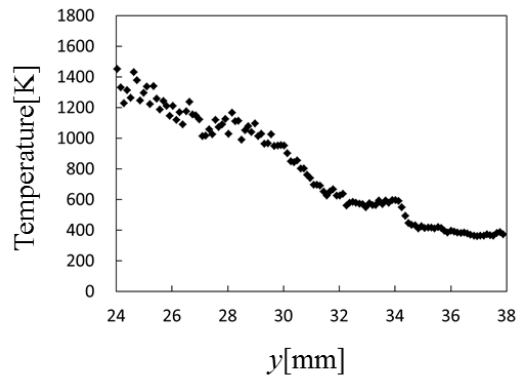
図 4.7 から 4.9 は，前節の各実験条件に対応する火炎温度分布図である図 4.4 から 4.6 のそれぞれで示した 30 本の白線のうち代表して①から⑥の白線上の火炎温度分布を示している．そして，これらの火炎温度分布をもとに，各実験条件において図 4.4 から図 4.6 で示した 30 か所で火炎帯厚さを算出した．さらに，各実験条件において，これら 30 か所における火炎帯厚さの平均と標準偏差を取り，その計算結果を表 4.2 にまとめる．また，表 4.2 には，第 3 章にてカルロビッツ数を算出する際に利用した CHEMKIN の PREMIX 条件から算出した火炎帯厚さも掲載している．

表 4.2 火炎帯厚さ

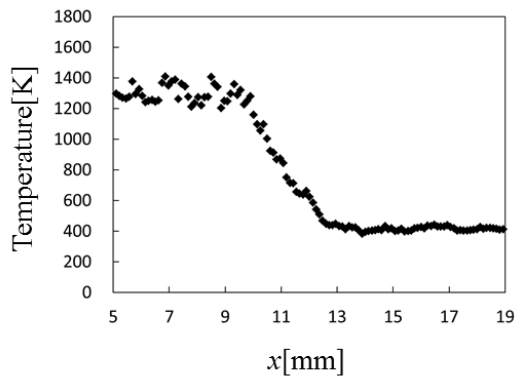
	空気流量 $Q_{air}$ [NL/min]	平均 火炎帯厚さ [mm]	火炎帯厚さの 標準偏差 [mm]	火炎帯厚さ (CHEMKIN) [mm]
中心閉鎖型	50	3.81	1.15	1.32
中心開放型	50	1.69	0.62	0.75
	100	1.67	0.54	0.84



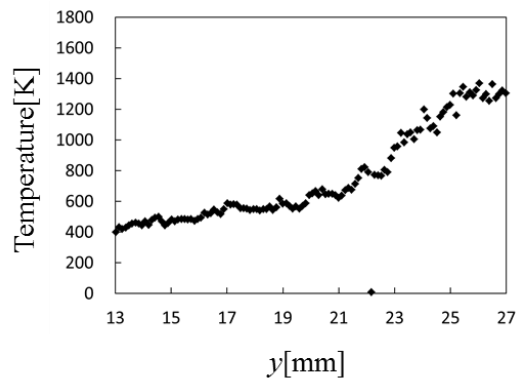
①



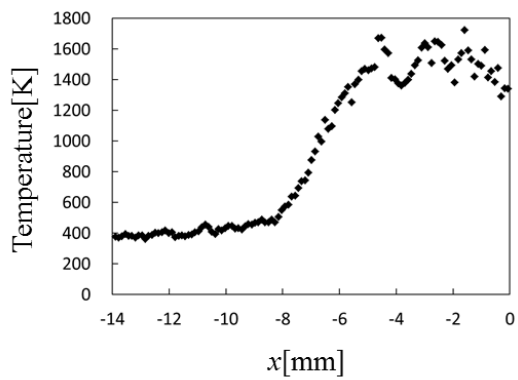
②



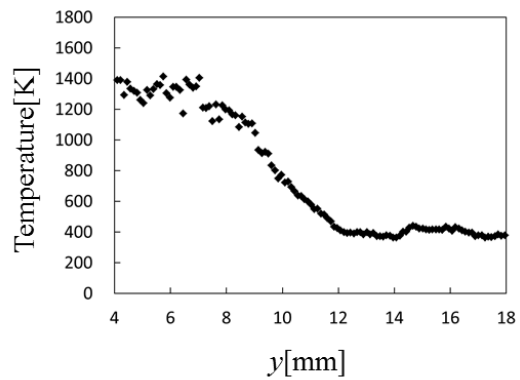
③



④



⑤



⑥

図 4.7 火炎面法線方向の火炎温度分布（中心閉鎖型， $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$ ）

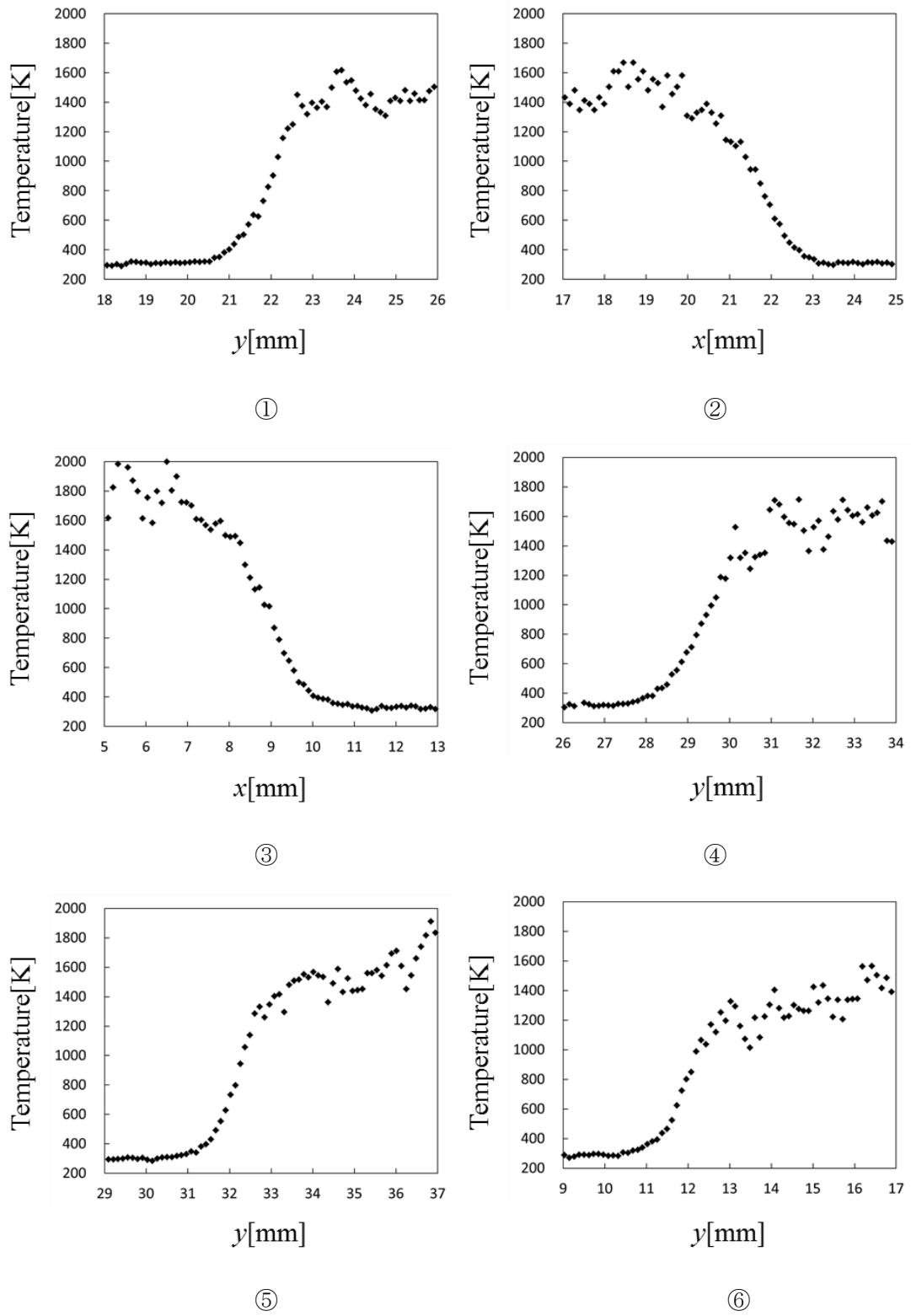
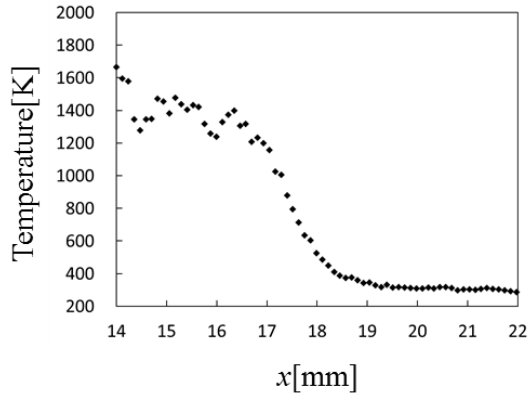
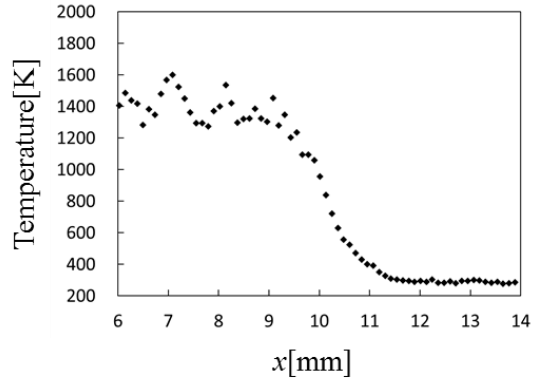


図 4.8 火炎面法線方向の火炎温度分布（中心開放型， $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$ ）

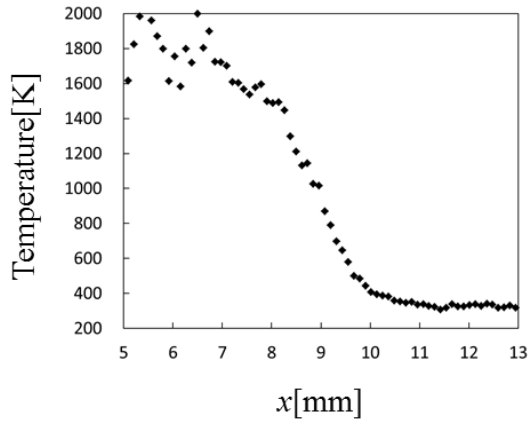




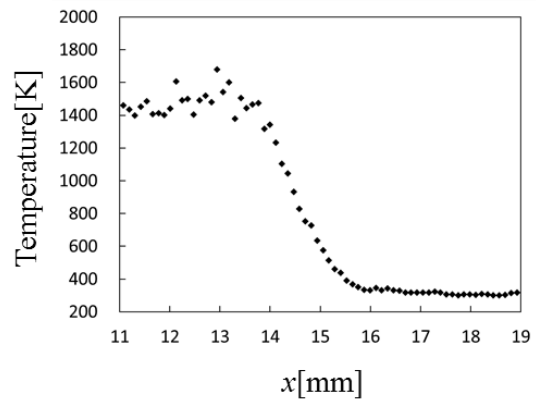
①



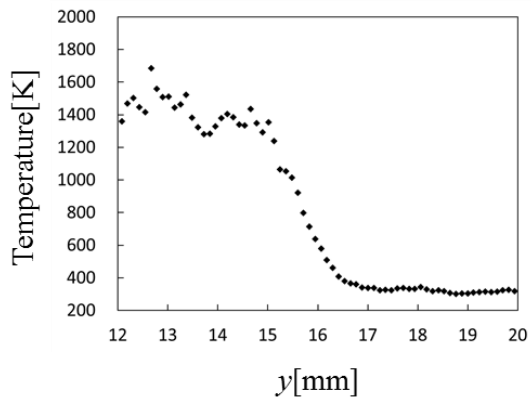
②



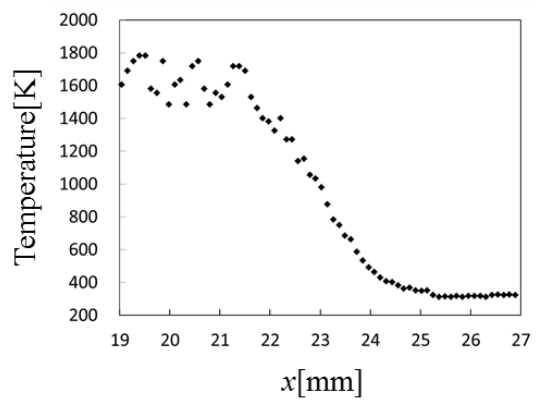
③



④



⑤



⑥

図 4.9 火炎面法線方向の火炎温度分布（中心開放型， $Q_{air}=100$  NL/min）

この表 4.2 からは、いずれの実験条件においても、レイリー散乱法を用いて得た火炎帯厚さは、CHEMKIN の PREMIX 条件から算出した結果よりも厚くなっていることが分かる。これは、CHEMKIN による計算では層流予混合火炎を想定している一方で、実際に計測した対象については、乱流予混合火炎であることが原因の一つであると考えられる。

次に、表 4.2 で得られた乱流予混合火炎の火炎帯厚さを利用して、第 2 章で明らかとなった“紐状予熱帯”の生成メカニズムの一つとして挙げた火炎先端における消炎の有無を定量的に示すため、カルロビッツ数の算出を行う。2 次元面内に存在する 1 次元の流速勾配による消炎作用を考える場合には、火炎伸張の度合いを示す無次元数カルロビッツ数  $Ka$  は以下の式のように表される<sup>[9]</sup>。

$$Ka = \frac{g_u \delta}{U} \quad (4.6)$$

ただし、 $g_u$  は流れ場の速度勾配、 $\delta$  は予熱帯厚さ、 $U$  は流速を表す。流れ場の速度勾配  $g_u$  と流速  $U$  については、第 2 章において中心閉鎖型かつ空気流量  $Q_{air} = 50$  NL/min の条件下で実施した時系列 PIV 計測で得られた火炎先端における平均軸方向速度を適応し、予熱帯厚さ  $\delta$  については、前節のレイリー散乱法を用いて測定した乱流予混合火炎の火炎帯厚さをもとに算出した。ただし、火炎帯厚さから予熱帯厚さを算出する過程では、レイリー散乱法を用いた計測によって得られた火炎温度分布（図 4.7 から 4.9）の変曲点を求めることは困難であったので、火炎温度と火炎周辺の未燃予混合ガス温度の差の半分だけ温度が上昇したところまでを予熱帯厚さとした。このようにしてカルロビッツ数を算出した結果、 $Ka = 1.83$  となった。一般には、カルロビッツ数  $Ka$  が  $Ka \geq 1 \sim 2$  で、火炎が伸張に伴う消炎によって吹き消えが起きることが確認されている。そのため、第 2 章で行った実験条件のうち中心閉鎖型かつ空気流量  $Q_{air} = 50$  NL/min の条件では、火炎先端における火炎伸張による消炎が発生していたと考えられ、“紐状予熱帯”生成の発端として挙げた考察は妥当であると言える。

## 4.4 第 4 章のまとめ

本章では、“紐状予熱帯”の生成の発端として挙げた火炎伸張による消炎が火炎先端で起こっていることを定量的に示すカルロビッツ数を算出するため、その算出に必要な火炎帯厚さを求めることを目的に、レイリー散乱法を用いた火炎温度場計測を行った。以下に本章で得た知見を示す。

・火炎温度分布について，燃焼器構造や空気流量に関わらず，全ての条件において，予混合火炎に特徴的な均質な分布となっている．

・火炎帯厚さについて，CHEMKIN から求めた層流予混合火炎に対して，レイリー散乱法から求めた乱流予混合火炎では，3 倍ほど厚くなっていることが分かった．また，このレイリー散乱法から求めた火炎帯厚さをもとに，“紐状予熱帯”が明らかとなった条件で算出したカルロビッツ数は，火炎伸張による消炎が起こる基準  $Ka \geq 1 \sim 2$  を満たしていた．そのため，第 2 章で明らかとなった“紐状予熱帯”生成の発端が火炎先端における火炎伸張による消炎であるという考察は妥当であることが分かった．

## 参考文献

- [1] 吉川典彦, 丹羽智明, 大竹一友, “レーレー散乱による火炎温度変動の計測”, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.50, No.452 (1984), pp.1088-1094.
- [2] 小宮山正治, 加藤宏行, 高城敏美, “乱流拡散火炎の瞬時二次元温度分布測定”, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.62, No.593 (1996), pp.361-367.
- [3] Fourquette, D. C., Zurni, R. M. and Long, M. B., “Two-Dimensional Rayleigh Thermometry in a Turbulent in a Nonpremixed Methane-Hydrogen Flame”, *Combustion Science and Technology*, Vol.44, Issue 5-6 (1986), pp.307-317.
- [4] Everest, D. A., Driscoll, J. F., Dahm, W. J. A. and Feikema, D. A., “Images of the Two-dimensional Field and Temperature Gradients to Quantify Mixing Rates within a Non-premixed Turbulent Jet Flame”, *Combustion and Flame*, Vol.101, Issue 1-2 (1995), pp.58-68.
- [5] 小宮山正治, 高城敏美, 松成佳樹, “レーザ・レイリー散乱を用いた乱流拡散火炎内の多点同時温度計測”, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.54, No.502 (1988), pp.1486-1490.
- [6] 小宮山正治, 松井正雄, 高城敏美, “乱流拡散火炎の半径方向瞬時温度分布測定”, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.60, No.572 (1994), pp.1443-1448.
- [7] Buschmann, A., Dinkelacker, F., Schäfer, T., Schäfer, M. and Wolfrum, J., “Measurement of the Instantaneous Detailed Flame Structure in Turbulent Premixed Combustion, *Symposium (International) on Combustion*, Vol.26, Issue.1 (1996), pp.437-445.
- [8] Eckbreth, A. C., “Recent Advances in Laser Diagnostics for Temperature and Species Concentration in Combustion, *Symposium (International) on Combustion*, Vol.18, Issue1 (1981), pp.1471-1488.

[9] 城塚正, 酒井清孝, 又木登司, “火炎の安定限界—吹き消え”, 化学工学, Vol.33, No.4 (1969), pp.361-368.



## 第5章 旋回強さ時間的変化環境下における火炎挙動

### 5.1 はじめに

第3章では、旋回流の旋回強さを時間的に固定した条件を複数設定し、旋回強さと希薄予混合火炎の動的挙動の相互関係を明らかにした。そこでは、火炎先端よりも上流側の未燃予混合気の流速分布によって、逆火が発生する空気比が異なることを明らかにした。そのため、旋回強さを時間的に一定とした条件下では、逆火が起こった場合、燃料を減らし空気比を増加させることによって、逆火を防ぐ必要がある。しかし、空気比を増加させると、燃焼温度の低下によるガスタービンの熱効率低下、さらに出力や燃焼負荷に変動が生じてしまい、逆火を防ぐ方法として現実的ではないと言える。そこで、本章では、旋回強さを時間的に変化させることによって火炎挙動を制御することを提案し、そのための基礎的な研究として、空気比一定の条件で、旋回強さを時間的に変化させる時間特性を変え、その時の流れ場応答と火炎挙動を明らかにすることを目的とした。

### 5.2 モータ可変旋回羽根付燃焼器

図5.1に本章での実験に用いるモータ可変旋回羽根付燃焼器を示す。燃料と酸化剤である空気を通る燃焼器内部構造は、第3章の3.2節で示した手動式可変旋回羽根付燃焼器と同様である。両者で異なる部分は、予混合気に旋回を与える

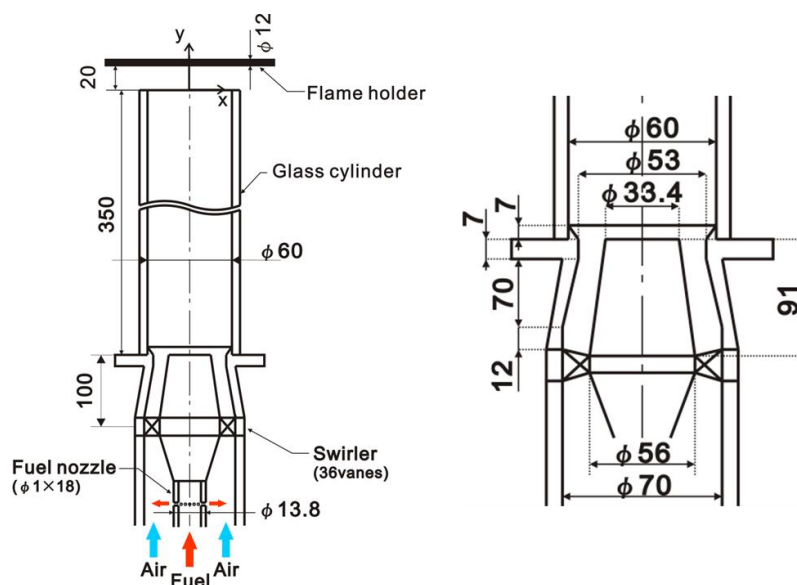


図 5.1 モータ可変旋回羽根付燃焼器（左図：全体図，右図：入口部拡大図）

ためのスワローを構成する旋回羽根の角度を燃焼器の外部に取り付けたステッピングモータによって、無段階に変えることができる点である。ここで用いるスワローを便宜的にモータ可変旋回羽根付スワローと呼ぶことにする。このモータ可変旋回羽根付スワローを図 5.2 に示す。このスワローにおける旋回羽根の角度を変える機構は以下の通りである。スワローを構成する 36 枚の旋回羽根のうち 35 枚の旋回羽根各々が歯車と繋がっており、歯車の回転に従って旋回羽根も回転し羽根角度を変えることができる。残り 1 枚の旋回羽根については、ステッピングモータと接続できるように片端が歯車になっている丸棒（主軸と呼ぶ）と繋がっている。そして、この 35 個の歯車と主軸の片端にきられた歯車は隣同士で噛み合っている。そのため、この主軸をステッピングモータで回転させることによって、他の歯車にも回転が伝わり、36 枚の旋回羽根の角度を同時に変えることができる仕組みとなっている。

また、次節で述べる実験条件の基準として用いるため、メタンと空気の混合ガスが流量より計算される平均流速にて、スワローから火炎先端の平均位置まで流れるために要する時間を  $t_0$ （約 1000 ms）と定義する。

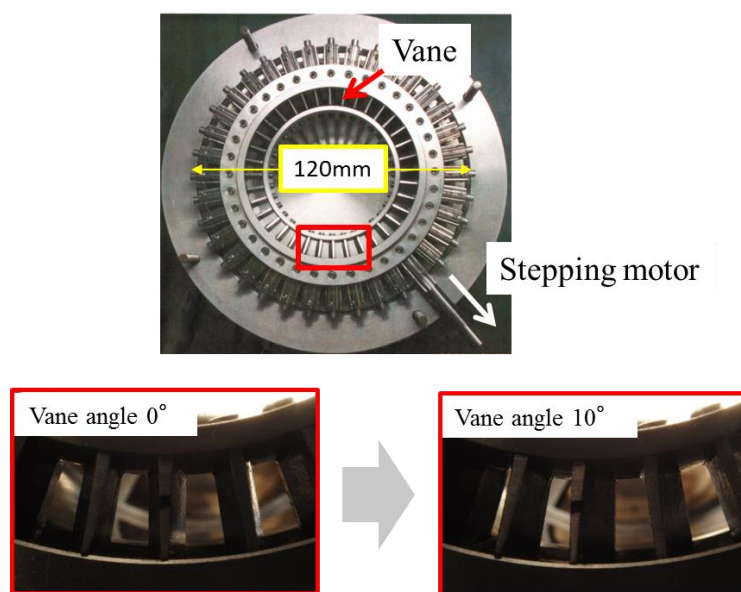


図 5.2 モータ可変旋回羽根付スワロー

## 5.3 旋回強さ時間的变化環境下における火炎挙動

### 5.3.1 実験装置・方法

旋回強さを時間的に変化させている間の火炎挙動を明らかにするため、モータ可変旋回羽根付燃焼器を導入したときの実験装置の全体図を図 5.3 に示す。この実験装置は、燃料と空気を燃焼器へ供給する流路系、時系列 PIV 計測に必要

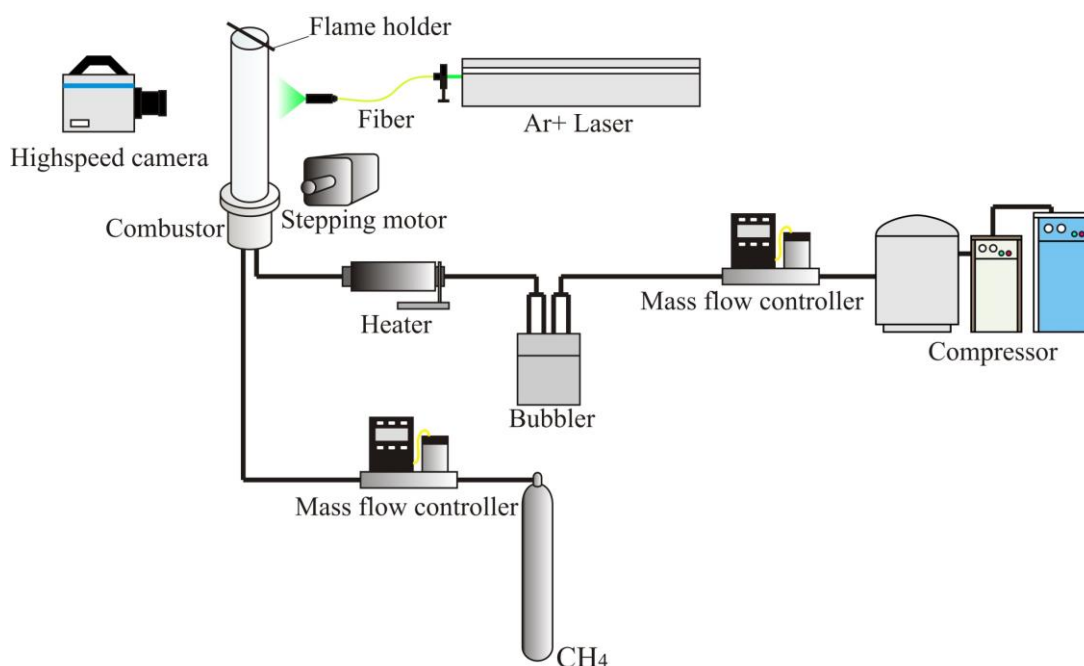


図 5.3 時系列 PIV 計測の実験装置（モータ可変旋回羽根付燃焼器）

なトレーサ粒子を照射するレーザシートを作成とその粒子を捉える高速度カメラは，第 3 章の 3.4.1 項で示した実験装置と同様である．

一方，燃焼器については，上で述べたモータ可変旋回羽根付燃焼器を用いた．また，高速度カメラと旋回羽根の角度を変えるステッピングモータを同期させ，高速度カメラのシャッターを切ると同時に，ステッピングモータが予め設定された量と速度で動き，羽根角度を任意に変化させることができる．

### 5.3.2 実験条件・計測範囲

旋回強さを時間的に変化させることによって火炎挙動の制御を目指す基礎的研究として，本実験ではスワール数を非定常的に変化させる際，その変化にかかる時間特性の強弱が流れ場の応答と火炎挙動へ与える影響を考察する．非定常性が弱い条件を弱非定常的变化と呼び，5.2 節にて定義した混合ガスが平均流速にてスワールから火炎先端平均位置まで流れるために要する時間  $t_0$  とほぼ同じ時間でスワールの羽根角度を変化させた．一方，非定常性が強い条件を強非定常的变化と呼び， $t_0$  よりも短い時間で羽根角度を変化させた．空気流量に関する条件は  $Q_{air} = 50 \text{ NL/min}$  のみとした．また，スワール数を変化させる領域については，旋回を伴う予混合燃焼器にて低旋回場に分類される  $S = 0.421$  と高旋回場に分類される  $S = 0.633$  の間を強弱させるものとした．具体的な実験条件については，スワール数を強めるまたは弱める条件それぞれに対して，弱非定常的

変化と強非定常的变化を設定し、条件 A～D として表 5.1 にまとめた。また、逆火時において旋回強さを変化させた時の火炎挙動を明らかにするため、空気比についてはスワール数を変化させる前における逆火限界空気比になるように設定した。条件 A～D におけるスワールの羽根角度の時間的変化の詳細については、旋回羽根をステッピングモータと同期させた高速度カメラで撮影をし、その結果に基づいて得たものを図 5.4 に示す。

表 5.1 実験条件

条件	空気流量 $Q_{air}$ [NL/min]	羽根角度 $\alpha$ [degrees] 変化	スワール数 $S$ [-] 変化	スワール 数 $S$ 平均 変化速度 [1/s]	空気比 $\lambda$ [-]
A	50	25.0 $\rightarrow$ 35.0	0.421 $\rightarrow$ 0.633	0.212	1.87
B		25.0 $\rightarrow$ 35.0	0.421 $\rightarrow$ 0.633	1.51	1.87
C		35.0 $\rightarrow$ 25.0	0.633 $\rightarrow$ 0.421	0.212	1.92
D		35.0 $\rightarrow$ 25.0	0.633 $\rightarrow$ 0.421	1.51	1.92

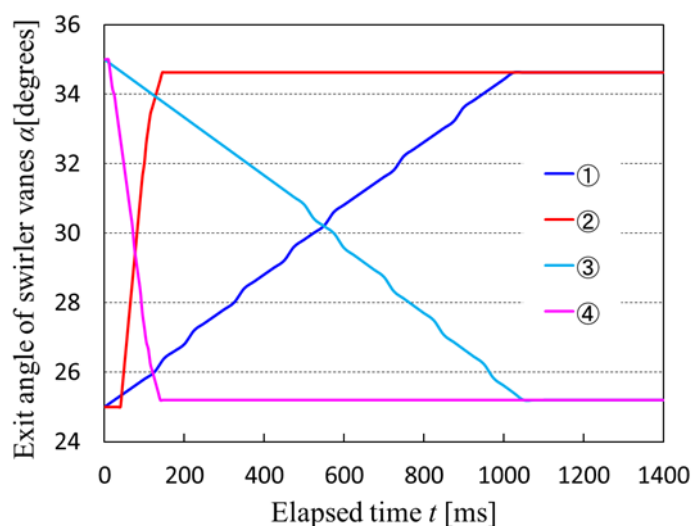


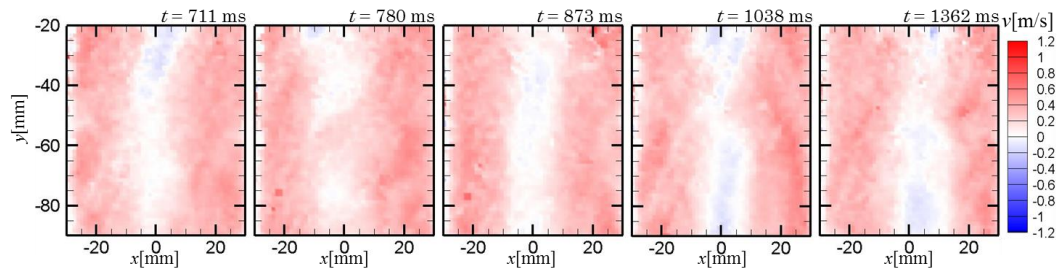
図 5.4 羽根角度の時間的変化 ( $Q_{air} = 50$  NL/min)

### 5.3.3 旋回強さ時間的変化環境下における流れ場応答

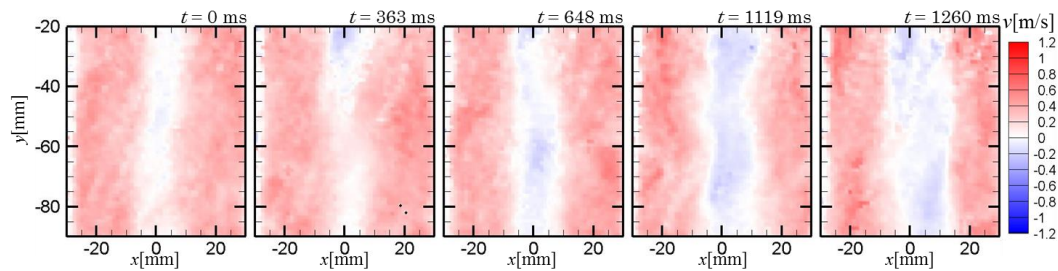
図 5.5 は、非燃焼場における時系列 PIV 計測から得られた瞬時の流れ場を時系列に並べたものである。この図中では、疑似カラーによってガラス管軸 ( $y$  軸) 方向速度の分布を表しており、上 (下流) 方向を正とし赤色で、下 (上流) 方



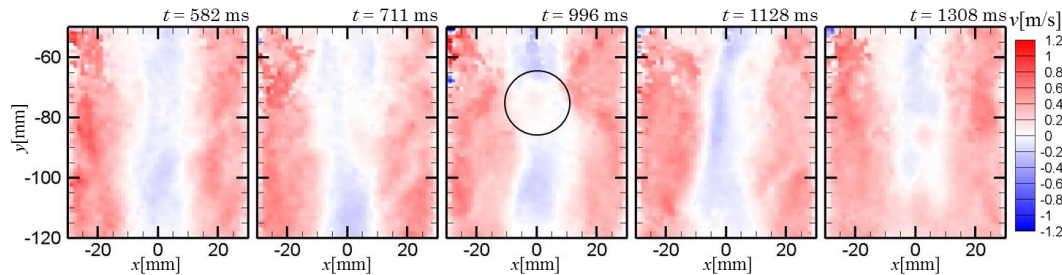
向を負とし青色で示している．各図中の  $t$  は羽根角度を変化させ始めた時からの時間経過を示している．また，図 5.5 における(a)～(d)は，それぞれ実験条件 A～D に対応している．全条件とも左端の図は，旋回強さの変化が計測範囲の流れ場に影響を与える以前の結果である．また，以下に述べる旋回強さを変化させた時に起った流れ場の応答や火炎挙動は，発生時刻こそ異なるものの，複数回の実験にて確認できている再現性のある現象である．



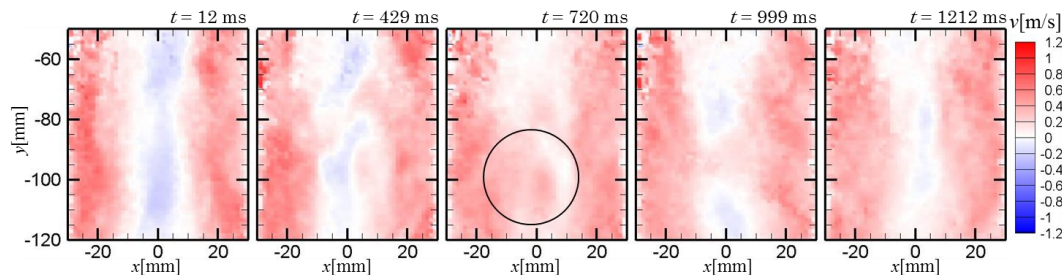
(a) 条件 A



(b) 条件 B



(c) 条件 C



(d) 条件 D

図 5.5 旋回強さ変化時の軸方向速度分布の時系列変化

まず初めに、スワール数  $S = 0.421$  から  $S = 0.633$  へ旋回強さを強めた条件について述べる．図 5.5(a)と(b)は、それぞれ弱非定常的変化と強非定常的変化の結果を示している．燃料流量  $Q_{fuel}$  については、 $S = 0.421$  において逆火に至る限界値（空気比  $\lambda = 1.87$ ）とした．図 5.5(a)と(b)におけるすべての瞬時場において、旋回流の中心軸に形成される再循環流れの影響によって、ガラス管中心軸に沿う低速領域または逆流領域を見ることができる．図 5.5(a)中の  $t = 873 \text{ ms}$  において、低速領域の半径方向への幅が、以前のものと比べて広がっていることがわかる．さらに、 $t = 1038 \text{ ms}$  では、中心軸上に上流への逆流を示す青い疑似カラーが計測領域の縦に広く分布するようになっている．しかし、次の  $t = 1362 \text{ ms}$  では、逆流領域が途切れているため、先程の縦に広く分布する逆流は一時的であったものと考えられる．

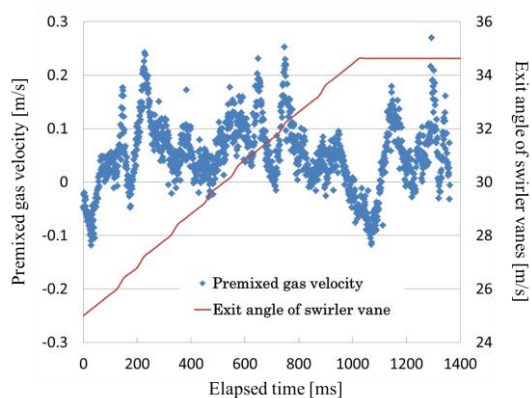
図 5.5(b)では、条件 A と同様に時間の進行に従い、低速領域または逆流領域の幅が広がっていることが確認できる．しかし、図 5.5(a)の  $t = 873 \text{ ms}$  における瞬時場のような、逆流がはっきり見られない状態で低速領域の幅が広がったのみという過渡的な瞬間は、本実験の撮影条件では確認できなかった．その一方で、図 5.5(b)の  $t = 648 \text{ ms}$  の結果が示すように、低速領域の拡大と共に逆流が起こっている．さらに、 $t = 1119 \text{ ms}$  では、その逆流がより強くなり、流速が速く逆流領域も広がっている．しかし、図 5.5(a)と同様に、この強い逆流は一時的であり、低速領域の更なる拡大と共に、逆流の流速が小さくなることが  $t = 1260 \text{ ms}$  における瞬時場から分かる．

次に、スワール数  $S = 0.633$  から  $S = 0.421$  へ変化させ、旋回強さを弱めた条件 C と D について述べる．条件 C と D は、旋回強さを弱める速さを異なる条件にしたものであり、それぞれ弱非定常的変化と強非定常的変化の条件における結果である、燃料流量については、 $S = 0.633$  において逆火に至る限界値（空気比  $\lambda = 1.92$ ）とした．図 5.5(c)においては、旋回強さを弱めた後、 $t = 582 \text{ ms}$  や  $t = 711 \text{ ms}$  の結果において見られるように、ガラス管中心軸付近では、上流への逆流がしばらく支配的であることが分かる．しかし、その後、 $t = 996 \text{ ms}$  では、その中心軸上に沿ってできた逆流を下流への流れが遮る部分（ $y = -70 \text{ mm}$  付近、図中の丸部分）が見られるようになる．次の  $t = 1128 \text{ ms}$  では、再びガラス管中心軸付近で逆流が支配的になるが、その半径方向の幅は、初期のものに比べて狭いことがわかる．その後の  $t = 1308 \text{ ms}$  では、逆流が弱まりその流速も領域も小さくなっている．

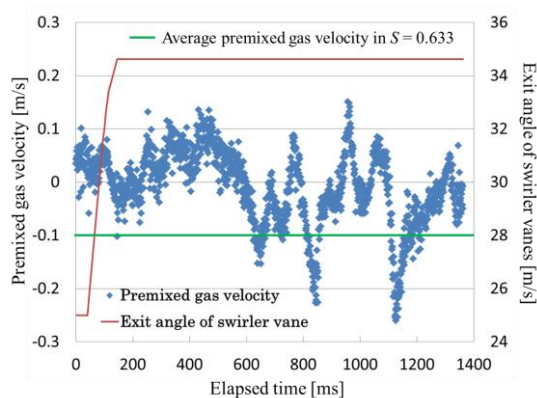
一方、条件 D の結果を示す図 5.5(d)では、条件 C よりも早期に中心軸上に存在する逆流を下流への流れが遮り、流速分布がより複雑になっていることから、流れがより激しく乱れていることが分かる．また、 $t = 720 \text{ ms}$  における瞬時場が示すように、計測領域の全体にわたって下流への流れとなっており（図中の丸

部分), 単に旋回流の勢いが弱まったのではなく, 渦構造が広範囲に崩壊していると考えられる. これは, 条件 C では見られなかった流速分布である. しかし, その後, ガラス管中心軸付近では, この強い下流への流れは弱くなり,  $t = 999 \text{ ms}$  では, 低速領域の一部を遮る程度にしかない. さらに, 次の  $t = 1212 \text{ ms}$  では, 中心軸において下流への流れがほとんど見られなくなる. また, 低速領域の幅が初期と比べて狭くなっており, 低速領域内での逆流もほぼなくなっている.

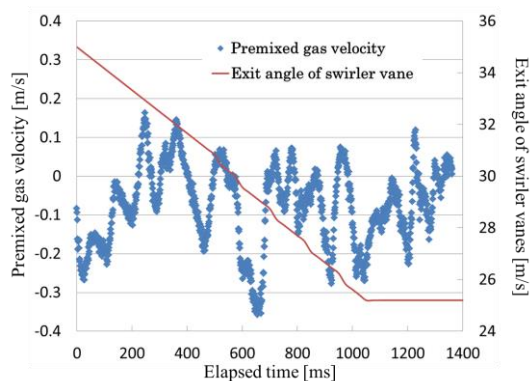
ここで, 図 5.5 で示した流速分布のある一点に着目して, 撮影開始から終了までの予混合気の軸方向速度について, その時間的变化を図 5.6 に示す. これらの図中では, 図 5.4 において示した羽根角度の時間的变化も一緒に示しているので, 旋回強さの変化に対する流れ場の応答が明らかとなる. 図 5.6 においても, 各図の(a)~(d)は, それぞれ実験条件 A~D に対応している. 着目した一点について



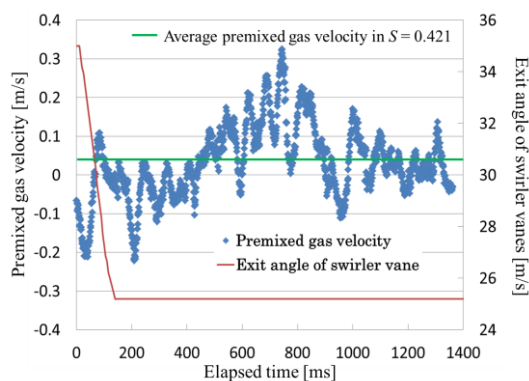
(a) 条件 A ( $x = 0 \text{ mm}$ ,  $y = -60 \text{ mm}$ )



(b) 条件 B ( $x = 0 \text{ mm}$ ,  $y = -60 \text{ mm}$ )



(c) 条件 C ( $x = 0 \text{ mm}$ ,  $y = -80 \text{ mm}$ )



(d) 条件 D ( $x = 0 \text{ mm}$ ,  $y = -80 \text{ mm}$ )

図 5.6 未燃予混合気の軸方向流速と旋回羽根角度の時間的变化

は、図 5.6(a)と(b)では  $x = 0 \text{ mm}$ ,  $y = -60 \text{ mm}$ , 図 5.6(c)と(d)では  $x = 0 \text{ mm}$ ,  $y = -80 \text{ mm}$  の点とした。(これらの点とした理由は、後述する燃焼場の議論において火炎先端部分になるため.)

ここでも、弱非定常的变化の条件にて  $S = 0.421$  から  $0.633$  へ旋回強さを強めた実験条件 A の結果を示す図 5.6(a)から述べると、スワールの羽根角度が旋回強さを強める方向へ変化している間は、逆流はほとんど見られないことが分かる。しかし、旋回羽根の角度変化が始まってから、未燃の混合ガスが平均流速にてスワールから火炎先端の平均位置へ流れるために要する時間  $t_0$  (約  $1000 \text{ ms}$ ) だけ経った頃に、図 5.5(a)でも明らかとなった一時的な逆流を観察することができる。図 5.6(b)は、(a)に対して旋回強さを変化させる時間特性を変え、強非定常的变化とした条件での結果である。この図では、スワール数を変化させた後の値である  $S = 0.633$  で固定した条件 (第 3 章の内容) における平均軸方向速度を緑線で示している。この図が示すように、羽根角度の変化が終了してから遅れて、変化後のスワール数  $S = 0.633$  における平均軸方向速度に対して、オーバーシュートが発生していることが明らかとなった。オーバーシュート発生の原因としては以下のことが考えられる。図 5.5 でも示したように、スワール数を大きくすると、その変化に費やす時間に関わらず、燃焼器中心軸上にある低速領域の半径方向への拡大と逆流の顕在化が見られるようになる。そして、強非定常的にスワール数を変化させた場合には、低速領域が半径方向へ十分に拡大しないうちに、逆流が発生するという特徴がある。そのため、スワール数を強非定常的に変化させた場合には、比較的狭い低速領域に逆流が発生するため、逆流の流速が速くなり、それによってオーバーシュートが発生したと考えられる。

一方、条件 A や B とは逆に、旋回強さを  $S = 0.633$  から  $0.421$  に弱めた時における流れ場の応答を以下に述べる。図 5.6(c)が示すように、弱非定常的に旋回強さを弱めた条件 C では、旋回強さを弱める方向に羽根角度を動かしている間も、流速が  $0.1 \text{ m/s}$  以下の低速ながらも下流への流れが頻繁に現れていることが分かる。この条件 C と比べて、旋回強さを強非定常的变化の条件にした実験結果を図 5.6(d)に示す。ここでは、図 5.6(b)と同様にスワール数を変化させた後の値である  $S = 0.421$  に固定した条件における平均軸方向速度を緑線にて表している。この図が示すように、羽根角度の変化が終了してから遅れて、流速が最大  $0.3 \text{ m/s}$  にも達し、変化後のスワール数  $S = 0.421$  における平均軸方向速度に対してオーバーシュートが発生していることが明らかとなった。

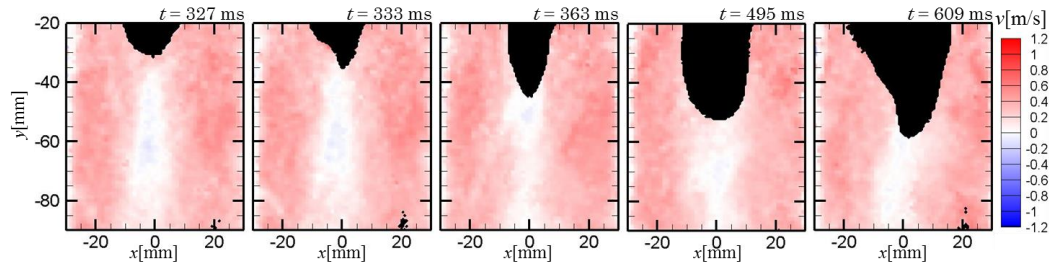
### 5.3.4 旋回強さ時間的变化環境下における火炎挙動

この項では、旋回強さの変化が火炎の動的挙動に及ぼす影響を、未燃予混合気の流れ場との相互関係と共に示す。図 5.7 は、燃焼場において時系列 PIV 計測

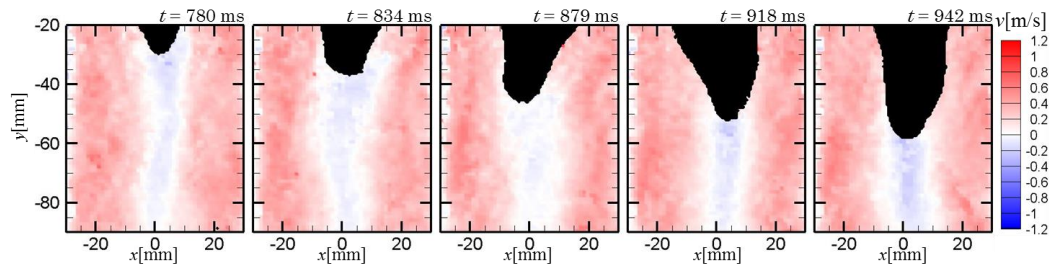


を行い，その結果を時系列に並べたものである．燃焼場における結果では，これまでと同様に，未燃予混合気の軸方向流速を示す疑似カラーに加えて，火炎形状を黒い領域によって示した．そして，図 5.7(a)～(d)は条件 A～D に対応している．

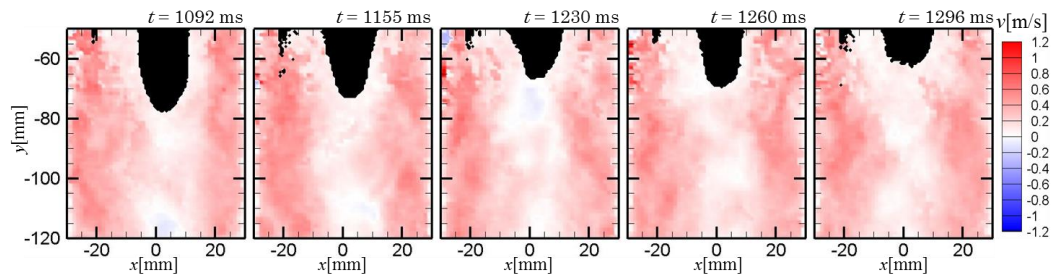
まず，スワール数を  $S = 0.421$  から  $S = 0.633$  へ変化させ，旋回強さを強めた条件から述べる．燃料流量  $Q_{fuel}$  については， $S = 0.421$  における逆火限界値（空気



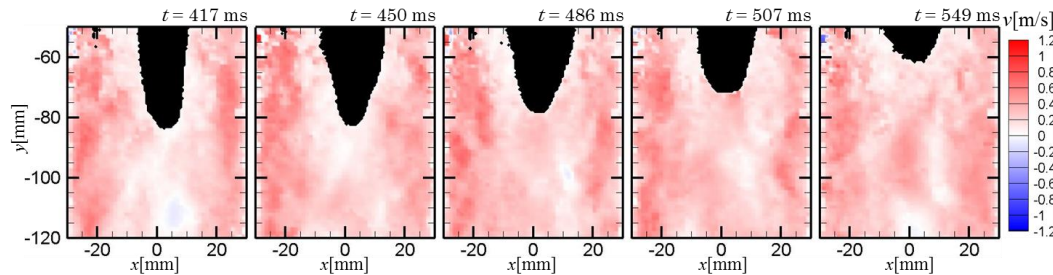
(a) 条件 A



(b) 条件 B



(c) 条件 C



(d) 条件 D

図 5.7 旋回強さ変化時の軸方向速度分布と火炎挙動の時系列変化

比 $\lambda = 1.87$ )とした。また、図 5.7(a)と(b)は、それぞれ弱非定常的变化と強非定常的变化の条件にてスワール数を強めた条件である。ここでは、特に火炎が $y = -30 \text{ mm}$ から $y = -60 \text{ mm}$ へ火炎が移動していくときに着目した結果と考察を述べる。図 5.7(a)における $t = 333 \text{ ms}$ の結果では、未だ初期状態から半径方向に幅が広がっていない低速領域へ、細長くなった火炎先端が入り込み始める様子が捉えられている。その後も火炎はその先端を尖らせたまま上流へと移動している様子がわかる。しかし、 $t = 495 \text{ ms}$ のように、下流へ流れる未燃予混合気が火炎先端に衝突すると火炎先端は丸くなり、火炎が横に広がると共に上流への火炎移動が止まる。

一方、強非定常的变化の条件における結果である図 5.7(b)では、 $t = 780 \text{ ms}$ の瞬時場が示すように、火炎先端の上流側に存在する未燃予混合気の流れは上流方向であり、逆流状態となっている。その後、火炎先端の形は、図 5.7(a)のように大きく変わることはなく、火炎先端の上流側に存在する未燃予混合気の逆流によって、一度も下流側へ戻ることもなく、上流側へ火炎が一気に伝わっていく様子が、その後の結果から明らかとなった。これは、火炎の燃焼速度と火炎先端付近に存在する未燃予混合気を持つ流速とのつり合いによって、上流へと逆流する未燃予混合気と共に、火炎も上流側へと一気に伝わったと考えられる。

続いて、スワール数を $S = 0.633$ から $S = 0.421$ へ旋回強さを弱めた条件 C と D について述べる。ここでは、特に、火炎が $y = -80 \text{ mm}$ から $y = -60 \text{ mm}$ へ移動していくときに注目して考察を行う。図 5.7(c)と(d)は、非燃焼場における計測と同様に、それぞれ非定常的变化条件と強非定常的变化の条件における結果である。燃料流量についても、 $S = 0.633$ における逆火限界値(空気比 $\lambda = 1.92$ )とし、非燃焼場と同様である。図 5.7(c)における $t = 1155 \text{ ms}$ では、下流方向へ流れる未燃予混合気が火炎先端に衝突し、火炎先端の形状は、下に凸から平坦に変わっている。その後、予混合気の流れと共に、火炎は下流方向へ押し戻される。しかし、火炎先端の上流側に存在する未燃予混合気の流れ方向は常に下流方向とはならず、 $t = 1230 \text{ ms}$ における瞬時場のように上流方向にもなるため、火炎が上流側へ移動することもあるが、全体を通しては、火炎が徐々に下流側へ押し戻されることが観察された。一方、強非定常的变化の条件において旋回強さを弱めた結果である図 5.7(d)についても、 $t = 486 \text{ ms}$ において、下流方向へ流れる未燃予混合気と火炎先端の衝突によって、その形状が平坦になっている。しかし、図 5.7(c)と比べて、未燃予混合気の下流方向への流れがより強く、火炎もより速い火炎伝播速度にて一気に下流方向へ移動した。これも、火炎の燃焼速度と火炎先端付近における未燃予混合気の流れとのつり合いによる影響と考えられる。しかし、弱非定常的变化または強非定常的变化に関わらず、火炎伝播速度は異なるものの、火炎を下流側へ押し戻し、また、その後、保炎器上にて火炎を保

持するに至った。

ここで、旋回強さを変化させたときにおける軸方向流速の **RMS** 値を乱流強度とし、前述した条件下における燃焼場で求めたものをそれぞれ図 5.8 に示す。対象とした時間は、それぞれ図 5.7 にて PIV 計測結果を示した時間である。乱流強度を示す範囲については、PIV 計測にて火炎が存在した部分は未燃予混合気流速が算出できないため、火炎が存在しなかった上流側部分のみを A～D に対応させて、それぞれ図 5.8(a)～(d)に示す。まず、旋回強さを強めた結果を示す図 5.8(a)と(b)を比較すると、ガラス管中心軸では、弱非定常的变化の条件における乱流強度の方が比較的大きいことがわかる。この結果は、図 5.7(b)ではガラス管中心軸に沿って逆流が安定的に存在する一方、図 5.7(a)ではガラス管中心軸に沿って形成されている低速領域を遮るように、下流方向への流れが時々存在していることから妥当であると言える。また、乱流強度が乱流燃焼速度に及ぼす影響を考察するため、乱流燃焼速度に影響を与える火炎面密度<sup>[1,2]</sup>について、燃焼場における時系列 PIV 計測から得られた火炎形状を用いて算出した。火炎面密度とは火炎面面積を火炎体積で割ったものである。本来、乱流火炎は非定常で 3 次元的な形状を持つが、本実験における PIV 計測から得られる火炎形状は瞬時の 2 次元的情報であるため、近似的に火炎面面積と火炎体積を以下の方法にて算出した。まず、火炎面面積については、火炎形状をスプライン曲線で近似し、その曲線長さを測定して得られた火炎の周長を火炎面面積として定義した。一方、火炎体積については、火炎部分に含まれるピクセル数から算出した面積を火炎体積として定義した。考慮する火炎形状の範囲は、PIV 計測によって得られた範囲とし、実験条件 A と B では  $y = 0$  mm から火炎先端まで、実験条件 C と D では  $y = -20$  mm から火炎先端までとした。これによって得られた火炎面密度に

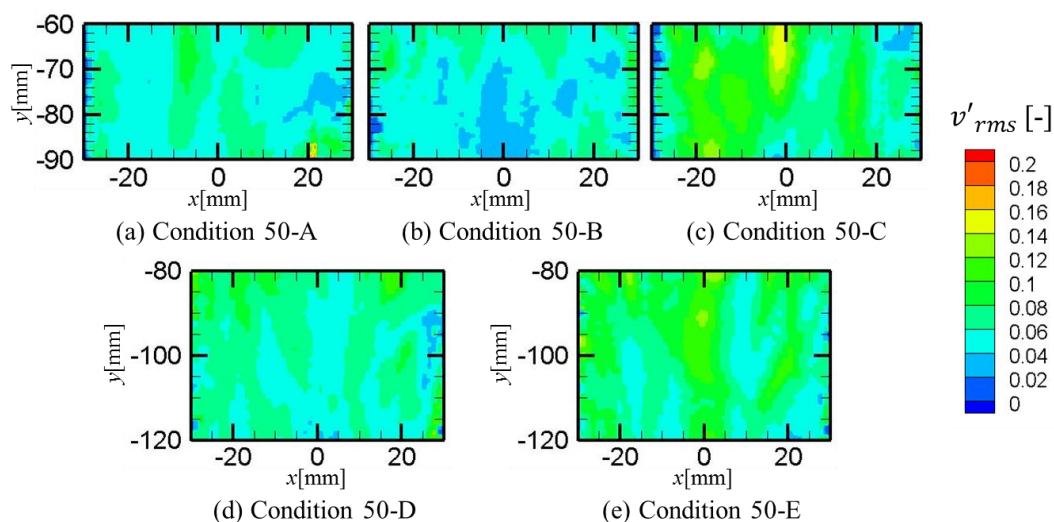


図 5.8 乱流強度

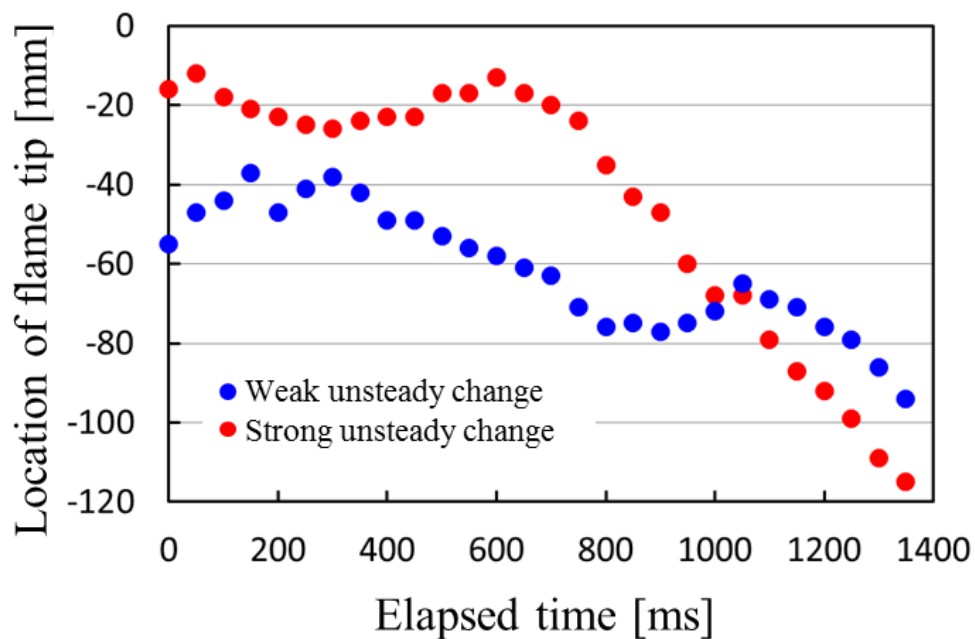
ついて、図 5.7 で示した時間帯の終点で考察する。条件 A と B を比較すると、終点における火炎面密度は  $0.122 \text{ mm}^{-1}$  と  $0.110 \text{ mm}^{-1}$  となった。つまり、条件 A の方が旋回強さの変化を受けている間、火炎面密度がわずかではあるが大きかったことが分かる。これは、条件 B より A において乱流強度が大きいいため、火炎面密度が比較的大きくなり、それによって乱流燃焼速度は速くなったと考えられる。図 5.7(a)と(b)において、経過時刻の始点と終点で火炎幅を比較すると、(a)の方が拡大しており、燃焼速度が速い影響であると考えられる。

さらに、旋回強さを弱めた時の乱流強度を図 5.8(c)と(d)に示す。ここでは、旋回強さを強めた時とは異なって、強非定常的变化の条件で乱流強度が大きくなることがわかり、特にガラス管中心軸付近に沿って顕著であった。これは、強非定常的变化の条件で旋回強さを弱めた場合、火炎を一気に下流へ押し戻した強い下流への未燃予混合気の流れによって、速度が大きく変動したためと考えられる。ここでも、上述と同様の方法を用いて、火炎面密度を算出し、乱流強度が乱流燃焼速度に与える影響を考察する。図 5.7 の終点における火炎面密度は、実験条件 C と D においてそれぞれ  $0.221 \text{ mm}^{-1}$  と  $0.266 \text{ mm}^{-1}$  となった。これらの値は、旋回強さを強めた実験条件 A と B における火炎面密度より大きいことが分かる。そのため、未燃予混合気側へと火炎が伝播しやすくなることが考えられるが、実験条件 C と D では、下流側へと押し戻されたため、旋回強さを変化させた時の火炎挙動には、乱流燃焼速度の増加よりも寧ろ火炎先端付近の軸方向速度が大きな影響を与えていると言える。

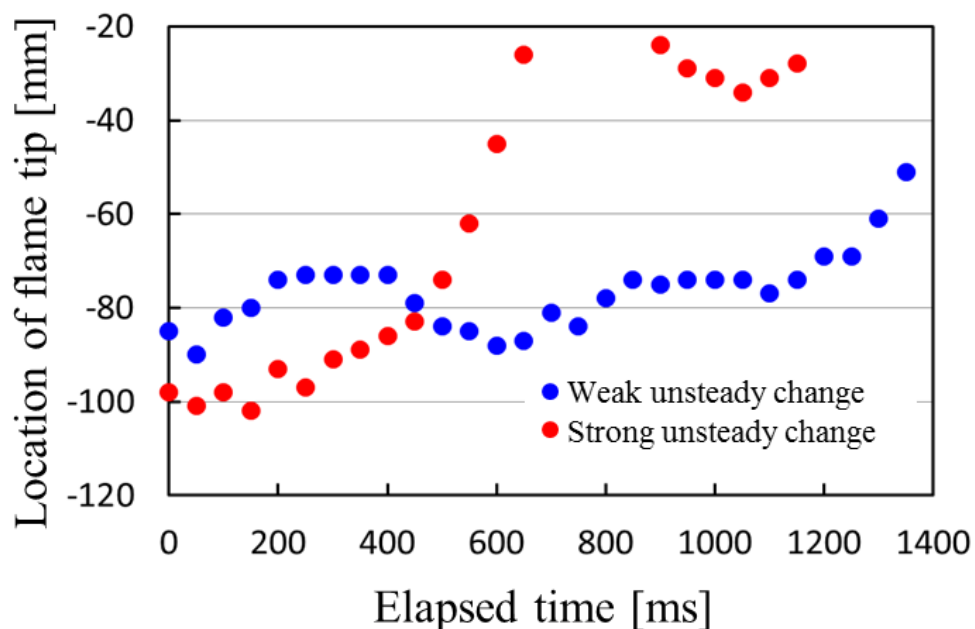
また、スワール数を変化させた時の火炎先端が存在する位置について示す。図 5.9 は、横軸にスワール数を変化させている時の時間経過をとり、縦軸には図 5.7 に示した燃焼場における時系列 PIV 計測から得た火炎先端の位置をとった。図 5.9(a)がスワール数を  $S = 0.421$  から  $S = 0.633$  へ変化させた時の、図 5.9(b)がスワール数を  $S = 0.633$  から  $S = 0.421$  へ変化させた時の結果を示している。両図において、弱非定常的变化の結果を青色プロットで、強非定常的变化の結果を赤色プロットで示している。図 5.9(a)では、計測を行った時間帯の終盤において、強非定常的变化の結果を示す赤色のプロットが弱非定常的变化の結果を示す青色プロットよりも下側に位置するようになることから、強非定常的にスワール数を増加させると、火炎をより上流側へと導くことができると言える。また、弱非定常的变化に比べて強非定常的变化の条件では、右下がりとなっているプロットの傾きがより急であるため、より大きい速度を伴って火炎を上流側へと移動させることが可能と言える。一方、図 5.9(b)では、赤色プロットが青色プロットよりも上側に位置するようになることから、強非定常的にスワール数を減少させると、火炎をより下流側へと押し戻すことができると言える。また、プロットの右上がりの傾きから、下流側へと後退していく速度も強非定常的变化



の方が大きいことが分かる．さらに，強非定常的に変化させた赤色プロットを見ると，火炎先端位置についてもオーバーシュートが発生することが明らかとなった．



(a) スワール数増加 ( $S = 0.421$  から  $S = 0.633$  へ変化)



(b) スワール数減少 ( $S = 0.633$  から  $S = 0.421$  へ変化)

図 5.9 旋回強さを変化させた時の火炎先端位置の時系列変化

## 5.4 第5章のまとめ

本章では、逆火の抑制をガスタービンの熱効率低下につながる空気比の増加に頼らず、旋回強さの時間的变化によって実現することを提案し、そのための基礎的な研究として、旋回強さを時間的に変化させ、その時間特性による非定常性の強弱が流れ場の応答と火炎挙動に与える影響を明らかにすることを目的とした。そのため、モータ可変旋回羽根付燃焼器を用い、空気流量と空気比一定の状態で、スワール数を予混合燃焼器において低旋回場とされる  $S = 0.421$  と高旋回場とされる  $S = 0.633$  の間を非定常性の強弱が異なる条件（弱非定常的变化と強非定常変化）で変化させ、その時の流れ場の応答並びに火炎挙動について、時系列 PIV 計測を用いて考察した。今回は、基礎的な研究として限られた実験条件において、流れ場の応答および火炎挙動に与える影響を考察したが、今後より詳細にこの影響については考える必要があるため、以下に本実験条件から示唆できる知見を示す。

- ・強非定常的にスワール数を変化させると、変化後のスワール数で定常状態とした平均軸方向速度に対して、オーバーシュートが見られる。
- ・強非定常的にスワール数を増加（減少）させた場合、軸方向速度のオーバーシュートにより、火炎をより上流（下流）側へ移動させることができ、その時の移動速度は大きい。また、強非定常的にスワール数を変化させた場合、速度のオーバーシュートに伴って、火炎先端位置にもオーバーシュートが発生する。

## 参考文献

- [1] Ichikawa, Y., Otawara, Y., Kobayashi, H., Ogami, Y., Kudo, T., Okuyama, M. and Kadowaki, S., “Flame Structure and radiation Characteristics of CO/H<sub>2</sub>/CO<sub>2</sub>/air Turbulent Premixed Flames at High Pressure, Proceedings of the Combustion Institute, Vol.33 (2011), pp.1543-1550.
- [2] 早川晃弘, 久保俊彦, 田中しおり, 永野幸秀, 北川敏明, “火炎伝播および圧力による球場伝播予混合乱流火炎の火炎面密度の変化”, 日本機械学会熱工学コンファレンス 2012 講演論文集 (2012), pp.361-362.

## 第 6 章 結言

本論文では，ガスタービンなどの予混合燃焼器に見られる，旋回を伴う流れ場における希薄予混合火炎の動的挙動に関する研究を行った．燃焼器を模擬した旋回を伴うガラス円管内を火炎が移動する際，レーザ応用計測を実施し，火炎の動的挙動に及ぼす流れ場を中心に燃料濃度場や火炎温度分布を取得し，これらと火炎挙動の相互関係を明らかにした．さらに，今後の逆火抑制に繋がる手法として，円管内の旋回強さを時間的に変化させることを提案し，その基礎的な研究として，旋回強さを時間的に変化させている間の火炎挙動を明らかにした．以下に，本論文で得た知見を章ごとに記す．

第 2 章では，ガスタービン実機の燃焼器のうち予混合燃焼が行われている部分をモデル化した中心閉鎖型燃焼器と逆火の抑制を目的とした中心開放型燃焼器において，燃料濃度分布と流速分布が火炎挙動に与える影響を考察した．燃料濃度分布と流速分布の取得には LIF-PIV 同時計測を，流速分布と火炎挙動の取得には時系列 PIV 計測を用いた．中心閉鎖型と中心開放型では，それぞれ燃焼器の中心軸に低速領域（逆流領域も含む）が存在する流れ場と燃焼器半径方向に速度分布が一様である流れ場を示していたので，以下に，低速領域が存在する流れ場と速度分布が一様な流れ場における結論としてまとめる．

- ・燃料濃度の時間変動と燃焼器軸方向速度の時間変動を比較したところ，軸方向速度の時間変動が小さい領域と火炎が存在する領域が一致したため，主に火炎の動的挙動に影響を与えているものは，燃料濃度場よりも寧ろ流れ場であることが明らかとなった．

- ・低速領域が存在する流れ場では，火炎先端上流部において，オリーブオイル粒子が焼損しているにもかかわらず，火炎の自発光が観察できない“紐状予熱帯”が存在していることが分かった．本来，火炎自体がラセン状になった渦糸に誘起され，火炎が上流側へと伝播して行くところ，火炎先端では燃焼器半径方向に強い速度勾配が存在するため，火炎伸張を受けた影響で火炎先端では消炎が起こり，火炎の熱のみがラセン状となった渦糸に誘起され火炎先端上流部に運ばれ，“紐状予熱帯”が生成されたと考えられる．また，“紐状予熱帯”が媒体となり，火炎先端の熱が上流へと供給される．それによって，上流の未燃ガスが熱膨張を起こし，密度が低下することによって浮力が発生し，火炎先端よりも上流側で，上向きの速度が誘起されることが考えられる．

・速度分布が一様な流れ場において、逆火限界空気比に設定した状態では、火炎面は複雑化しセル状火炎へと変化する．この火炎のセル状化は、火炎面近傍における熱膨張によって流速が増大することが原因の流体力学的不安定と拡散・熱的不安定によって誘起される．さらに、火炎のセル状化は、火炎面面積を拡大し、燃焼速度が増加するため、火炎の上流伝播が促進され、最終的に逆火に至ることが明らかとなった．

第 3 章では、希薄予混合火炎の非定常挙動に与える旋回強さの影響を明らかにすることを目的とし、手動式可変旋回羽根付燃焼器を用いて旋回強さの異なる流れ場を再現し、高速度カメラを用いた時系列 PIV 計測並びに時系列ステレオ PIV 計測を行った．以下に、旋回強さが異なる場における火炎の非定常挙動と流れ場の相互関係について得た知見を示す．

・旋回強さが強い条件では、逆火する際の火炎挙動について、ガラス管中心軸に沿って低速領域が形成され、火炎が低速領域に沿って移動する．その際、火炎先端付近に存在する未燃予混合気の燃焼器中心軸方向の速度は、火炎伝播速度に影響を与え両者は近い値となる．また、火炎先端付近の予混合気の周方向速度が速くなると、軸方向速度に関して上流方向への流れが強くなり逆火に繋がる．つまり、周方向速度も火炎伝播速度に影響を与える．

・旋回強さが弱い条件では、逆火する際の火炎挙動について、火炎先端にのみ中心軸に沿わない低速領域が形成され、半径方向へ左右に蛇行しながら上流へ移動していく．その際、旋回強さが強い場合と同様に、燃焼器中心軸方向の速度は火炎伝播速度に影響を与える．しかし、火炎伝播速度は予混合気の周方向速度には影響を受けず、火炎先端付近の渦構造の変化に影響を受ける．

・旋回強さが“紐状予熱帯”の有無に与える影響について、中心閉鎖型燃焼器を使用した場合でも、旋回強さが強い条件 ( $S = 0.633, 0.904$ ) では、“紐状予熱帯”の存在が確認されたが、旋回強さが弱い条件 ( $S = 0.421$ ) では、“紐状予熱帯”の存在は確認できなかった．旋回強さが強い条件では、燃焼器中心軸に沿って、比較的頻繁に上流へ向かう逆流が発生する．それによって、火炎先端より上流側部分においては、半径方向への軸方向速度の勾配が急となり、火炎伸張による消炎が起こったためと考えられる．

第 4 章では、“紐状予熱帯”の生成の発端として挙げた火炎伸張による消炎が火炎先端で起きていることを定量的に示すカルロピッツ数を算出するため、



その算出に必要な火炎帯厚さを求めることを目的に、レイリー散乱法を用いた火炎温度場計測を行った。以下に本章で得た知見を示す。

- ・火炎温度分布について、燃焼器構造や空気流量に関わらず、全ての条件において、予混合火炎に特徴的な均質な分布となっている。

- ・火炎帯厚さについて、CHEMKIN から求めた層流予混合火炎に対して、レイリー散乱法から求めた乱流予混合火炎では、3 倍ほど厚くなっていることが分かった。また、このレイリー散乱法から求めた火炎帯厚さをもとに、“紐状予熱帯”が明らかとなった条件で算出したカルロビッツ数は、火炎伸張による消炎が起こる基準  $Ka \geq 1 \sim 2$  を満たしていた。そのため、第 2 章で明らかとなった“紐状予熱帯”生成の発端が火炎先端における火炎伸張による消炎であるという考察は妥当であることが分かった。

第 5 章では、逆火の抑制をガスタービンの熱効率低下につながる空気比の増加に頼らず、旋回強さの時間的变化によって実現することを提案し、そのための基礎的な研究として、旋回強さを時間的に変化させ、その時間特性による非定常性の強弱が流れ場の応答と火炎挙動に与える影響を明らかにすることを目的とした。そのため、モータ可変旋回羽根付燃焼器を用い、空気流量と空気比一定の状態で、スワール数を予混合燃焼器において低旋回場とされる  $S = 0.421$  と高旋回場とされる  $S = 0.633$  の間を非定常性の強弱が異なる条件（弱非定常的变化と強非定常変化）で変化させ、その時の流れ場の応答並びに火炎挙動について、時系列 PIV 計測を用いて考察した。今回は、基礎的な研究として限られた実験条件において、流れ場の応答および火炎挙動に与える影響を考察したが、今後より詳細にこの影響については考える必要があるため、以下に本実験条件から示唆できる知見を示す。

- ・強非定常的にスワール数を変化させると、変化後のスワール数で定常状態とした平均軸方向速度に対して、オーバーシュートが見られる。

- ・強非定常的にスワール数を増加（減少）させた場合、軸方向速度のオーバーシュートにより、火炎をより上流（下流）側へ移動させることができ、その時の移動速度は大きい。また、強非定常的にスワール数を変化させた場合、速度のオーバーシュートに伴って、火炎先端位置にもオーバーシュートが発生する。

## 業績リスト

### 原著論文

- (1)市川雄一, 小宮山正治, 小山敦史, “希薄予混合燃焼器における火炎伝播挙動に及ぼす旋回強さの影響”, 日本機械学会論文集, Vol.81, No.827(2015), p.14-00624.
- (2)市川雄一, 小宮山正治, 小山敦史, “可変式旋回羽根付き予混合燃焼器内における火炎の伝播挙動に関する研究”, 可視化情報学会論文集, Vol.35, No.11(2015), pp.44-53.
- (3)市川雄一, 小宮山正治, 小山敦史, “旋回流を伴う希薄予混合燃焼における火炎伝播挙動に及ぼす流れ場の影響”, スマートプロセス学会誌 (投稿中 2015.9)

### 国際会議

- (1)Ichikawa, Y., Komiyama, M. and Koyama, A., “Study on Flow Field and Flame Propagation Behavior of Lean Premixed Burner with Swirling Flow”, 15<sup>th</sup> International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery, ISROMAC\_2014-TU207.
- (2)Ichikawa, Y., Komiyama, M. and Koyama, A., “Extinction at the Flame Tip in Lean Premixed Burner with Swirling Flow”, 35<sup>th</sup> International Symposium on Combustion, W1P131.
- (3) Ichikawa, Y., Komiyama, M. and Koyama, A., “Study on Premixed Flame Behavior in a Cylindrical Combustor with Variable Swirl Vanes”, International Gas Turbine Congress 2015.

### 国内会議

- (1)市川雄一, 小宮山正治, 小山敦史, “管内旋回流れ場での希薄予混合火炎の伝播挙動に関する研究”, 第 50 回日本伝熱シンポジウム, FSP408.
- (2)市川雄一, 小宮山正治, 小山敦史, “可変式旋回羽根付き燃焼器における予混合火炎の動的挙動に関する研究”, 第 52 回燃焼シンポジウム, D235.
- (3)市川雄一, 小宮山正治, 小山敦史, “予混合燃焼器内における旋回強さ変化時

の火炎伝播挙動に関する研究”，第 53 回燃焼シンポジウム，P118.

## 謝辞

本論文は、大阪大学大学院工学研究科の博士課程（機械工学専攻）において行った研究成果を纏めたものです。

私の博士課程への進学を快く受け入れ下さったこと、またこの3年の間、研究を進めるにあたり終始一貫して懇切丁寧なご指導を賜りましたことに対して、元 大阪大学大学院工学研究科機械工学専攻 准教授 小宮山正治 先生（現 岐阜大学工学部機械工学科 教授）に心から感謝の意を表します。また、本論文の主査を勤めて頂き、本論文を纏めるにあたって、ご丁寧にご指導を賜りました大阪大学大学院工学研究科機械工学専攻 准教授 吉田憲司 先生に厚く御礼申し上げます。さらに、副査を勤めて頂き、博士論文審査下読み会並びに公聴会に代わる論文発表会にて、貴重なご指摘・ご意見を賜りました大阪大学大学院工学研究科機械工学専攻 教授 赤松史光 先生、芝原正彦 先生に心より御礼申し上げます。

また、本論文は多くの方々のご協力によって完成したものです。特に、筆者が修士課程に在籍していた当時、同じ研究室に所属されていた小川洋平氏（現 宇宙航空研究開発機構）には、本論文で行った実験の礎を築いて下さり、様々な助言を賜りましたこと心から感謝の意を表します。さらに、同じく筆者と同じ研究室に所属していた小山敦史氏（現 三菱日立パワーシステムズ）には、共に様々な実験を行ったこと、ディスカッションを行ったこと、また実験装置の設計などにご協力頂いたことに深く感謝致します。

最後に、博士課程まで進学して長きにわたった学生生活にも関わらず、理解を示してくれた家族と支えてきてくれた全ての人に心から感謝致します。

2016 年 1 月

市川 雄一