

平成 27 年度 博士課程後期学位論文

# 管状火炎を用いた加熱システム に関する基礎的研究

(A Fundamental Study on the Heating System  
with a Tubular Flame)

指導教官 石塚 悟

Supervisor : Satoru Ishizuka

広島大学大学院工学研究科

Graduate School of Engineering Hiroshima University

機械物理工学専攻

Department of Mechanical Science and Engineering

燃焼工学研究室

Combustion Engineering Laboratory

D115945

胡 杰

HU JIE

# 学位論文概要

題目

## 管状火炎を用いた加熱システムに関する基礎的研究 (A Fundamental Study on the Heating System with a Tubular Flame)

氏名 胡 杰

新しい火炎素である管状火炎は、円筒座標系の火炎素として基礎燃焼学の立場から研究されてきたが、温度分布の対称性から断熱性に優れ、また、旋回型の管状火炎は空気力学にも安定なため、これを用いた様々な実用バーナが開発されている。その中の一つとして、管状火炎内部の高温領域を利用して半導体工場から排出される有毒ガスを加熱処理するシステムへの応用が期待されている。しかしながら、このシステムを構築するための基礎的知見が欠如している。そこで、本研究では、管状火炎内部の高温領域を用いた新しい加熱技術を創成すべく、その基礎的知見を系統的に実験で求めることとした。

第1章では、省エネルギー技術、半導体製造工業有毒排気ガスの無害化、並びに、旋回燃焼器の発展を調査するとともに、温度対称性がよくの管状火炎を注目し、省エネ技術および有毒排気ガス無害化に対して、その意義・重要性について述べる。

第2章では、試作したバーナについて詳述している。具体的には、スワール数0の非旋回型バーナ、旋回型としてスワールが0.35, 0.7, 1.4, 2.8, 5.9, 12.0のバーナ、また、現在半導体工場で使用されている非旋回型スリットバーナ、の計3種類のバーナについて記述したほか、実験を遂行するにあたり使用した燃料・空気供給装置、流れ場の観察に用いたPIVシステム、温度測定方法について詳述している。

第3章では、新しい加熱技術を提供する管状火炎バーナの基礎的特性として、バーナ内部の流動状態に及ぼす旋回強さと流量の影響をPIVシステムを用いて詳しく観察し、その結果、特に、スワールを大きくしていくと0.7前後を境に循環流が発生すること、1.4前後以上で周方向の不安定性が発生すること、さらに大きなでは乱流化が進み混合が促進されることを明らかにした。

第4章では、非旋回型と旋回流型のバーナを用いて、火炎形状や火炎安定範囲を求めるとともに、実際に火炎内部の高温領域に被加熱用空気を流した場合の温度上昇の様子を実験的に求め、非旋回型バーナに比べ旋回型バーナの方が火炎の対称性がよく、火炎安定範囲も広いこと、旋回を強くするほど加熱速度が速くなることなど明らかにしている。

第5章では、さらに、旋回による加熱速度の増加を詳しく調べるため、周方向の不安定性が起きないスワール数0.35, 0.7, 1.4のバーナ、並びに、従来使用されている非旋回型スワール数0のスリット型バーナにおける火炎形状や火炎安定範囲、並びに、温度分布を詳細に求めた結果について述べている。その結果は、非旋回型スリット型バーナにおける安定範囲が空気流量 $10\text{m}^3/\text{h}$ 以下に形成されるのに限られ、旋回型管状火炎バーナの方が、安定範囲が広いことほか、温度場では旋回を強くするほど温度上昇が速くなることなど明らかにしている。

第6章では、旋回強さによる加熱速度の増加のメカニズムを解明すべく、周方向の不安定性が起きるスワール数2.8, 5.9, 12.0および周方向の不安定性が起きないスワール数0.35, 0.7, 1.4バーナにおける流れ場についてPIVシステムを用いた結果について述べている。その結果は、旋回強さにより巻き込み効果が顕著になったため、燃焼ガスと被加熱空気の混合が促進されたことを明らかにした。

第7章では、温度場、流れ場の結果を踏まえて、巻き込み効果による伝熱効果が促進されたメカニズムを解明すべく、数値計算による検討を行った。具体的には、巻き込み効果による伝熱面積の増加、ヌセル数による熱伝達率の増加、または旋回強さによる軸方向流速の減衰で被加熱空気が管状火炎の高温領域に滞在時間の増大などのこと、被加熱空気は燃焼ガスとの混合が促進されたことが明らかになった。

第8章では、以上の結果を要約し、総括している。

# 目次

## 第1章 緒論

1.1. 研究背景	1
1.1.1. エネルギーの利用	1
1.1.2. 省エネルギーおよび排気ガスの低減	4
1.1.3. 半導体製造工業有毒排気ガス	8
1.1.4. 有害排気ガスの規制	10
1.1.5. 有害排出ガスの無害化	11
1.2. 旋回流	15
1.3. 管状火炎に関する従来の研究	22
1.3.1. 管状火炎	22
1.3.2. 逆火	25
1.3.3. 急速混合型管状火炎	27
1.3.4. 旋回強度	28
1.4. 本研究の目的	29

## 第2章 実験装置と計測装置

2.1. まえがき	30
2.2. 可視化バーナ	30
2.3. 加熱用バーナ	31
2.3.1. スリット型加熱バーナと対向流型管状火炎バーナ( $S_w = 0$ )	31
2.3.2. 旋回流型管状火炎バーナ	33
2.3.2.1. $S_w = 0.35, 0.7, 1.4$ ( $n=8, 4, 2$ )	33
2.3.2.2. $S_w = 2.8, 5.9, 12.0$ ( $W=4, 2, 1\text{mm}$ )	34
2.4. 被加熱気体インジェクター	35
2.5. 観察用石英管および温度測定用鋼管	36
2.6. 燃料・燃焼用空気・被加熱気体の供給装置	38
2.6.1. 浮き子式面積流量計	38
2.6.2. オリフィス流量計	40
2.7. 計測装置	42
2.7.1. 被加熱気体温度の計測装置	42
2.7.2. PIV システムの計測原理と方法	44

2.7.2.1. PIV 原理	44
2.7.2.2. 装置の配置とレーザーの照射方向	45

### 第 3 章 管状火炎バーナの基礎的特性

3.1. まえがき	46
3.2. 可視化管状火炎バーナ	46
3.3. 実験方法	47
3.4. 管状火炎バーナの流れ場と混合過程	41
3.4.1. $S_w = 0.34$ (L=64mm)	48
3.4.2. $S_w = 0.69$ (L=32mm)	51
3.4.3. $S_w = 1.37$ (L=16mm)	53
3.4.4. $S_w = 2.75$ (L=8mm)	56
3.4.5. 半径方向における周方向速度分布	58
3.5. まとめ	59

### 第 4 章 非旋回型と旋回型管状火炎バーナの加熱性能の有効性の検証

4.1. まえがき	60
4.2. 実験装置および実験方法	60
4.3. 実験結果	62
4.3.1. 火炎外観および火炎安定範囲	62
4.3.2. 温度分布	75
4.4. まとめ	80

### 第 5 章 従来型加熱バーナと旋回型管状火炎バーナの加熱性能

5.1. まえがき	81
5.2. 実験装置と実験方法	81
5.3. 実験結果	83



5.3.1.	火炎外観および火炎安定範囲	83
5.3.2.	温度分布	95
5.4.	まとめ	97

## 第6章 旋回強度による混合過程への影響

6.1.	まえがき	98
6.2.	実験装置および実験方法	98
6.3.	実験結果	99
6.3.1.	非旋回型と旋回型管状火炎バーナの場合	99
6.3.1.1.	流れ場	99
6.3.1.2.	半径方向および軸方向流速分布	103
6.3.2.	スリット型バーナと旋回型管状火炎バーナの場合	106
6.3.2.1.	非燃焼条件	106
6.3.2.2.	燃焼条件	111
6.4.	まとめ	116

## 第7章 加熱メカニズムについて考察

7.1.	まえがき	117
7.2.	シミュレーションおよび物性値	117
7.2.1.	モデルの説明	117
7.2.2.	境界条件	118
7.2.3.	熱伝導率	119
7.3.	数値計算	120
7.3.1.	平均温度	120
7.3.2.	温度の実験測定値と解析解の比較	121
7.4.	旋回運動による伝熱面積の増大	127
7.5.	ヌセル数による熱伝達率の増加	131
7.6.	まとめ	132

## 第8章 総括

謝辭 . . . . . 135

參考文獻 . . . . . 136

# 第 1 章 緒 論

## 1.1. 研究背景

### 1.1.1. エネルギーの利用

エネルギーは多くの天然資源の一つとして地球に大量に存在し、古くから人類と密接な関係がある。初めの主要なエネルギーの利用は 40 万年以前に遡及される。人類は、主に木、農作物残余、また動物の排泄物をバイオマス燃料として使用するのが始まった[1]。その時より、バイオマス燃料は、数千年間でその優位な役割を保持してきた。ところが、18 世紀後半のイギリスに始まる綿工業での手工業に替わりにイギリスの発明家、企業家であるトーマス・ニューコメンが世界初の蒸気機関の発明し、その後、スコットランドの数学者・エンジニアであるジェームズ・ワットがニューコメンの蒸気機関の効率の悪さに注目し新方式の蒸気機関を開発した。その蒸気機関の出現に伴う石炭の利用に連れ生産技術の革新やエネルギーの変革という産業革命などが始まった。さらに、Fig.1-1 に示すように近代での世界人口急激の増加[2]により、石炭、石油、天然ガスなどの化石燃料を利用したエネルギーの大量使用が可能となってきた。それにより、人類に生活の便利さ、快適さ与えた上で、エネルギー利用の用途を高度化・多様化させてしまった。Fig. 1-2 に示されるように、全世界の一次エネルギーの消費量は 100 万トン原油に換算して 90 年代で 8000 百万トン近くであり、近年では既に 12000 百万トンを超えていることがわかる。しかしながら、それに応じ、近年では、人類の経済活動と工業製造活動の拡大に伴い、大きな問題も現われた。一つの問題は、食料の不足であり、もう一つの問題はエネルギー消費量の増大および環境負荷になるの NO<sub>x</sub>、CO<sub>2</sub> などの排気ガスの増加である[3]。参考に、Fig. 1-3, 1-4 に、国際エネルギー統計機関による世界の原油生産量と CO<sub>2</sub> 排出量の結果を示す[4]。特に、燃料燃焼による生み出された CO<sub>2</sub> 排出量は、アメリカ・日本などの先進国に比べ、発展途上国である中国は益々増加している状況である。発展途上国に対し CO<sub>2</sub> 排出量の削減が急務になっている。そのほか、過量のエネルギー消費による化石燃料の資源枯渇や地球環境破壊の恐れなどの問題が引き起こされ、特に、枯渇性資源という再生不可能エネルギーなどの消費による再び人類とエネルギーの関係を見直す必要があると考えられている。以上の問題を解決するために、有効な解決手段の一つは、効率的にエネルギーの使用を目的とすることであり、いわゆる省エネルギー技術の開発と化石燃料に代替する再生可能エネルギーの創生・利用である。

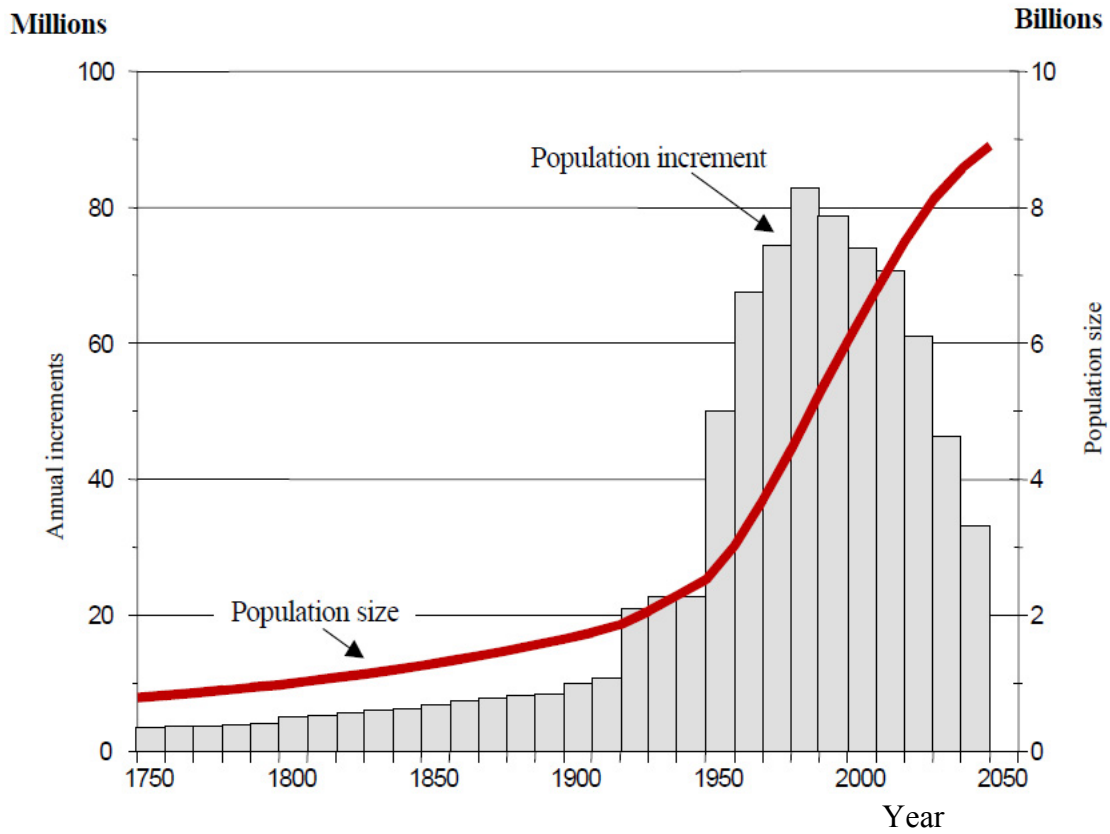


Fig.1-1 World population growth from 1750 to 2050 [2].

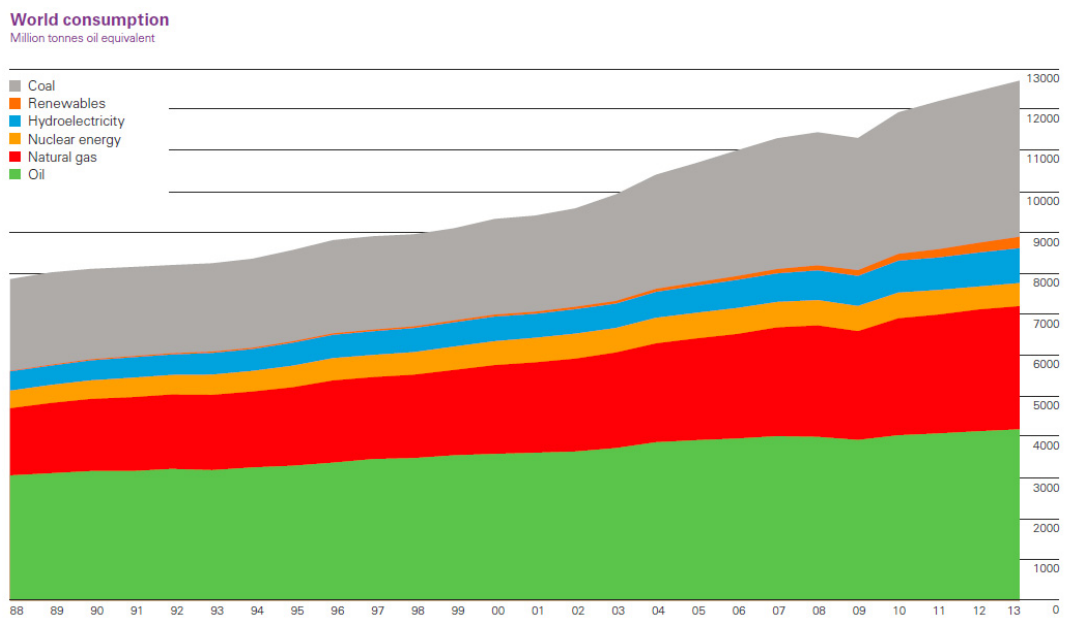


Fig.1-2 World primary energy consumption from 1988 to 2013 [3].

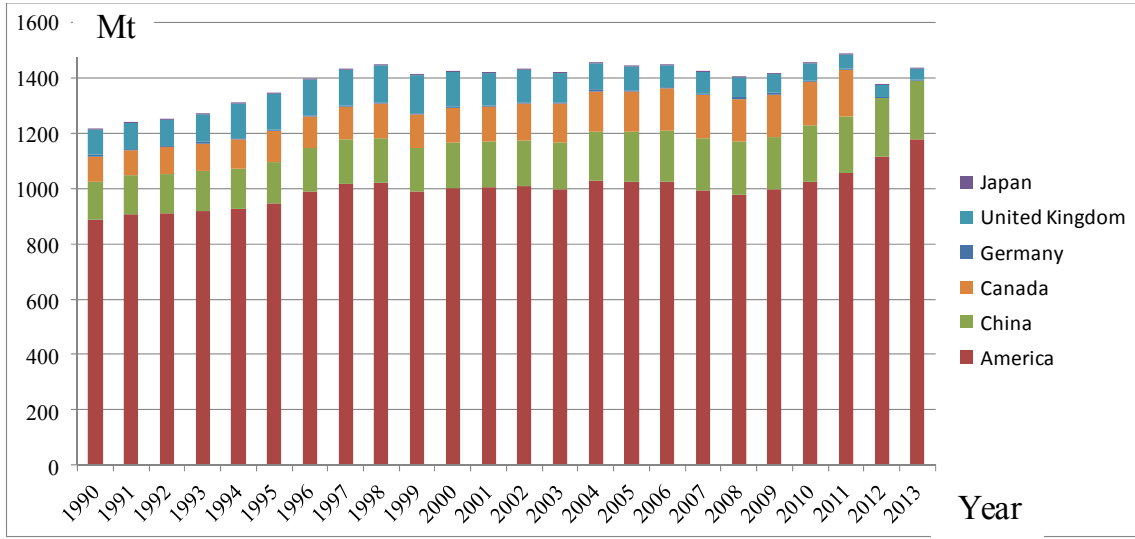


Fig.1-3 Crude oil production of global energy from 1990 to 2013 [4].

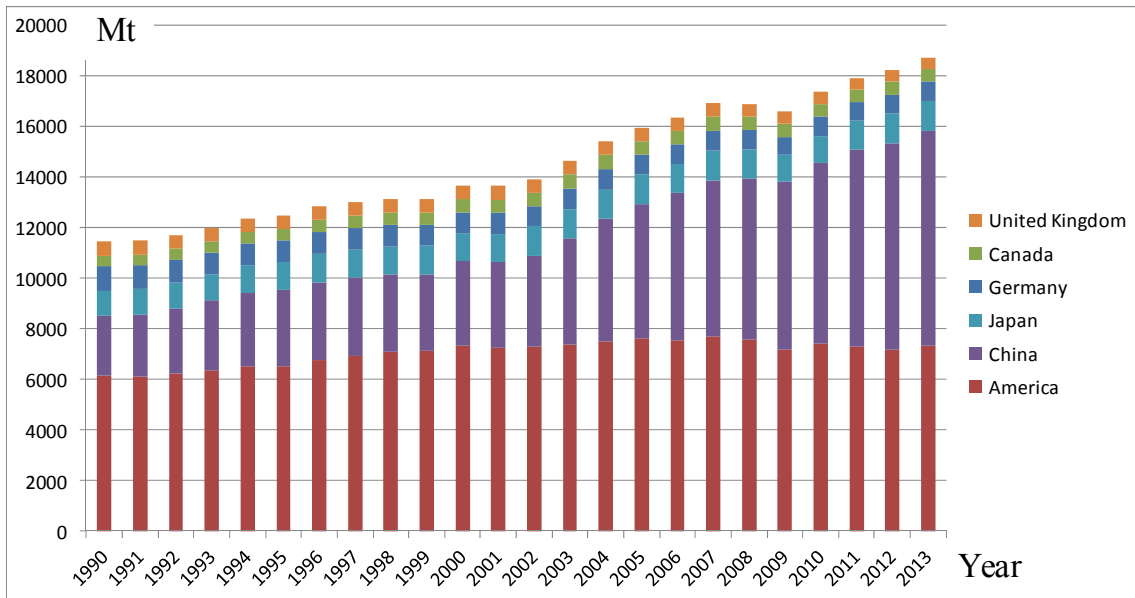


Fig.1-4 CO<sub>2</sub> emissions of fuel combustion from 1990 to 2013 [4].

### 1.1.2. 省エネルギー技術および排気ガスの低減

化石エネルギー利用の増大に伴い、様々な有害物質が燃焼排ガス中に含まれて排出される。例えば、自動車、船舶のエンジン、工業炉、ボイラーなどの排出ガスから、地球温暖化の原因となるCO<sub>2</sub>のほか、CO、NO<sub>x</sub>、SO<sub>x</sub>、PMなど、酸性雨、環境汚染の原因となる環境負荷物質が排出される[5]。それらの問題を防止するために、多様化の省エネルギー燃焼技術は、高性能工業炉、工業ボイラーにおいてが利用されている。例えば、燃焼前のガスを分離・回収する方法、酸素を用いた酸素富化燃焼法、燃焼後ガスを除去する後処理法、あるいは、排熱を回収して燃焼用空気を予熱する方法などがある。参考に、Fig.1-5には、酸素濃度を高めたのそれぞれ異なるの酸素富化燃焼方法のイメージ図を示す[6,7]。Fig.1-6には、各酸素濃度において時間変化によって火炎温度増加の傾向を示す。酸素濃度を30%とすれば、火炎温度が1200°Cに達する時間は最も短いことがわかる[8]。実際に、酸素濃度を21%~40%程度を高めれば、燃料コストや排気ガス温度が大きく上昇するほか、省エネルギー技術として炭酸ガスの排出にも貢献できる(Fig.1-7)。しかし、酸素富化燃焼では、酸素濃度を21%~40%程度とすれば、NO<sub>x</sub>濃度も大きく増加するため、NO<sub>x</sub>の生成および排出量を抑制する必要がある。さらに、酸素濃度が100%までに増加すれば、いわゆる純酸素燃焼の場合では酸化剤に窒素を絶つことにより、高温火炎が得られるため、石英ガラスなどの融点の高い物質の熔融が可能になるとともに、加熱をする場合には、被加熱対象との温度差を大きくできるため、高い伝熱効率も得られる[9]。しかしながら、酸素富化燃焼において、その反応過程が激しく、高温火炎が得られるとともに、バーナの負担が大きくなる。または、燃焼ガスの余熱を回収するために、製造コストが高くなる。安全面、経済性など様々な問題が起きてしまう。

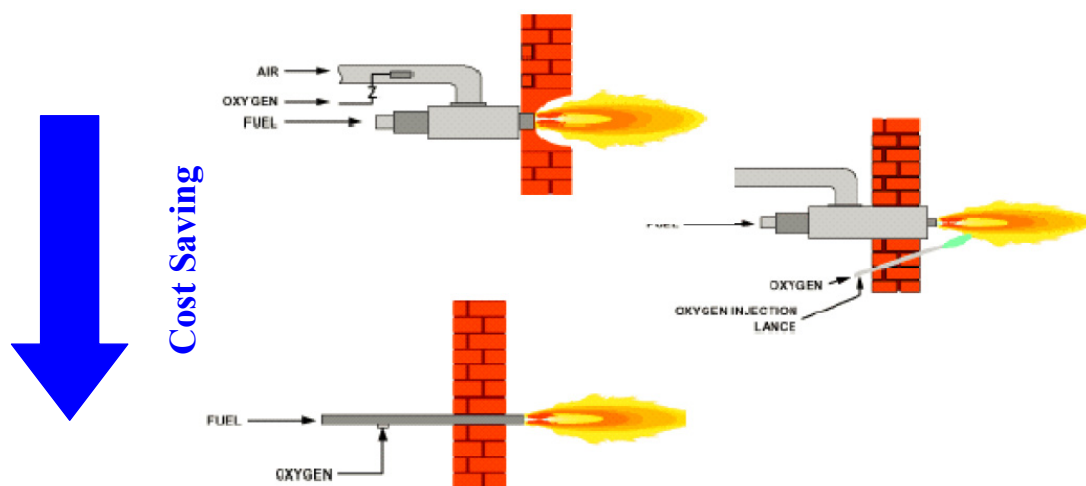


Fig.1-5 Oxygen enhancement combustion system [6,7].

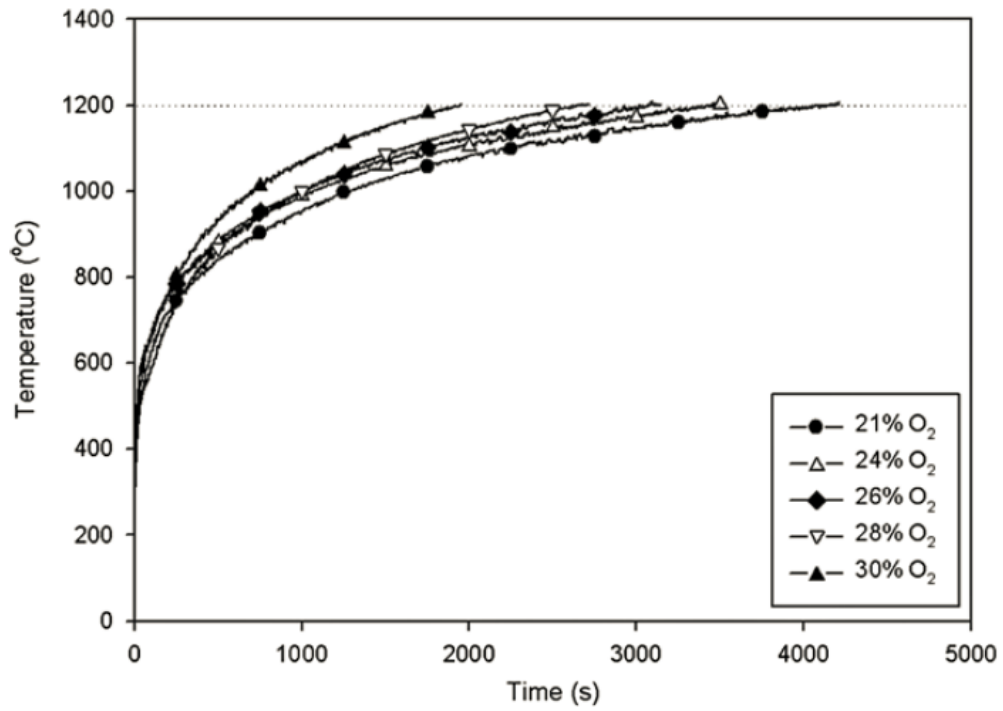


Fig.1-6 Elapsed time of heating to 1200 °C at different of oxygen concentrations [8].

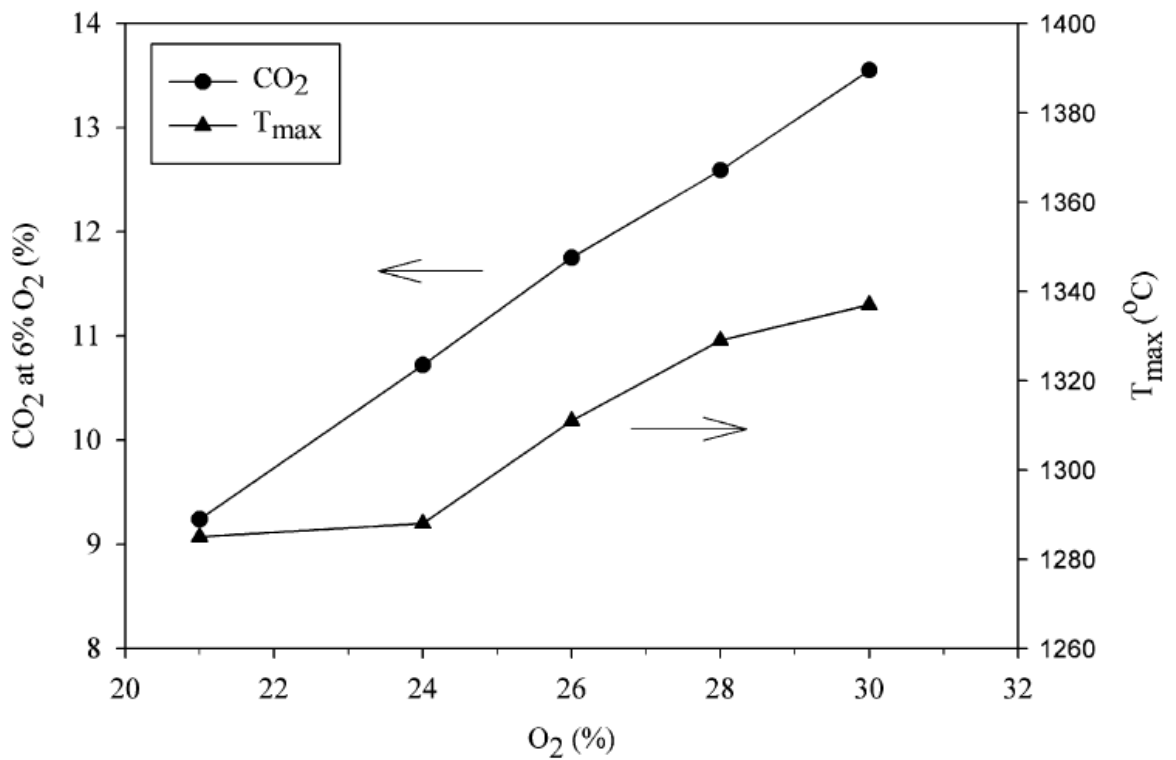


Fig.1-7 Variation of CO<sub>2</sub> concentration and maximum furnace-temperature at different oxygen concentration in the heating test [8].



Fig.1-8 には、排熱を回収して燃焼用空気を予熱する方法を利用することでリジェネレーティブ式バーナの概略を示す[10,11]. このリジェネレーティブ式バーナは、燃焼排気ガスの廃熱を回収して燃焼用空気を予熱し、有効な熱量として熱設備に循環に流し、エネルギー消費の節減を図ることを目的とし、燃焼排気ガスの顕熱を回収するという方法である. 通常、回転切替の連続燃焼式とも呼ばれる. そのほかには、燃焼用空気を予熱する方法もある. その燃焼法は、単純に燃焼用空気が 800℃以上に予熱された時に、酸素を稀釈した炉内全体に均一で低酸素濃度の燃焼雰囲気形成させることで、炉内では緩慢でかつ均一な燃焼が起こり、局所的な高温火炎がなくなるため、NO<sub>x</sub> 排出量の大幅な低減を達成することが可能となる. Fig.1-9 に、実際に燃焼用空気が 1500℃に予熱され、酸素濃度を 5%と稀釈したの火炎の様子を示す[7]. この方法は、燃焼の雰囲気、緩慢でかつ均一な燃焼が起こり、高温火炎部が明かになくなり、熱効率向上と窒素酸化物の排出量削減を同時に達成可能な燃焼技術である[11]. しかしながら、酸素濃度の減少によって、常温条件での燃焼法に比べると、稀釈された酸化剤の予熱温度が大きく増大する必要がある. いわゆる、多くのエネルギーが消費されるため、省エネと排気低減の両立が難しくなる. Fig.1-10 には、各酸素濃度で空気をそれぞれの温度に予熱し、様々の燃焼領域を示している.

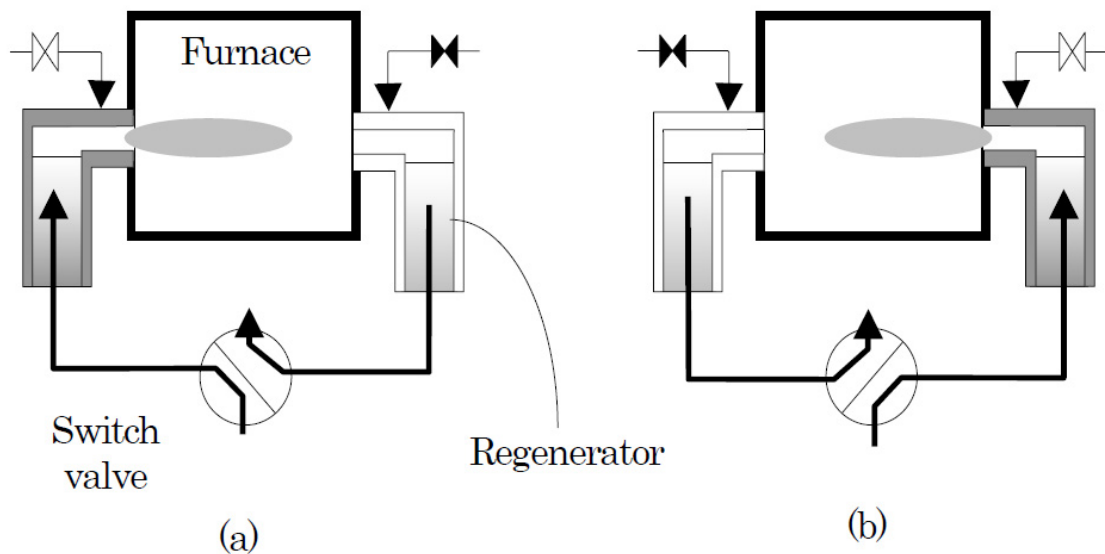


Fig.1-8 Regenerative burner system [10].

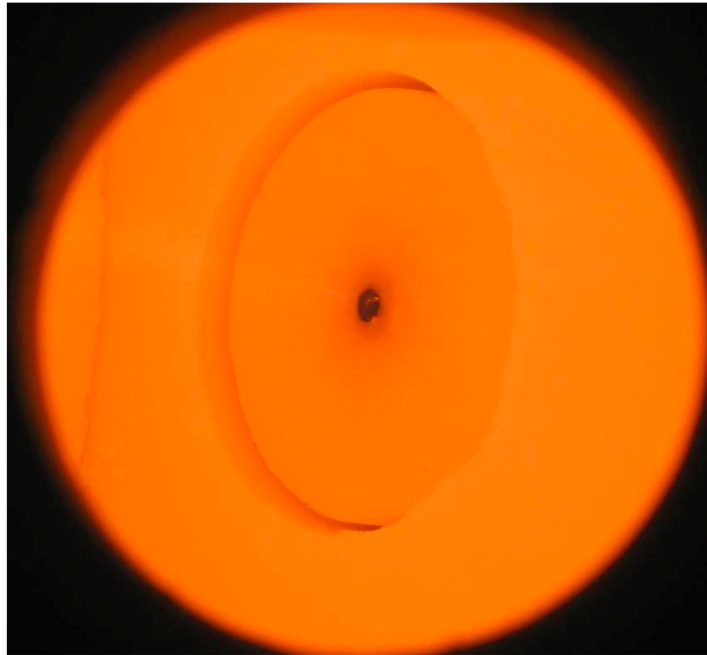


Fig.1-9 Flameless Oxy-fuel combustion of preheat at 1500°C for 5% O<sub>2</sub>.

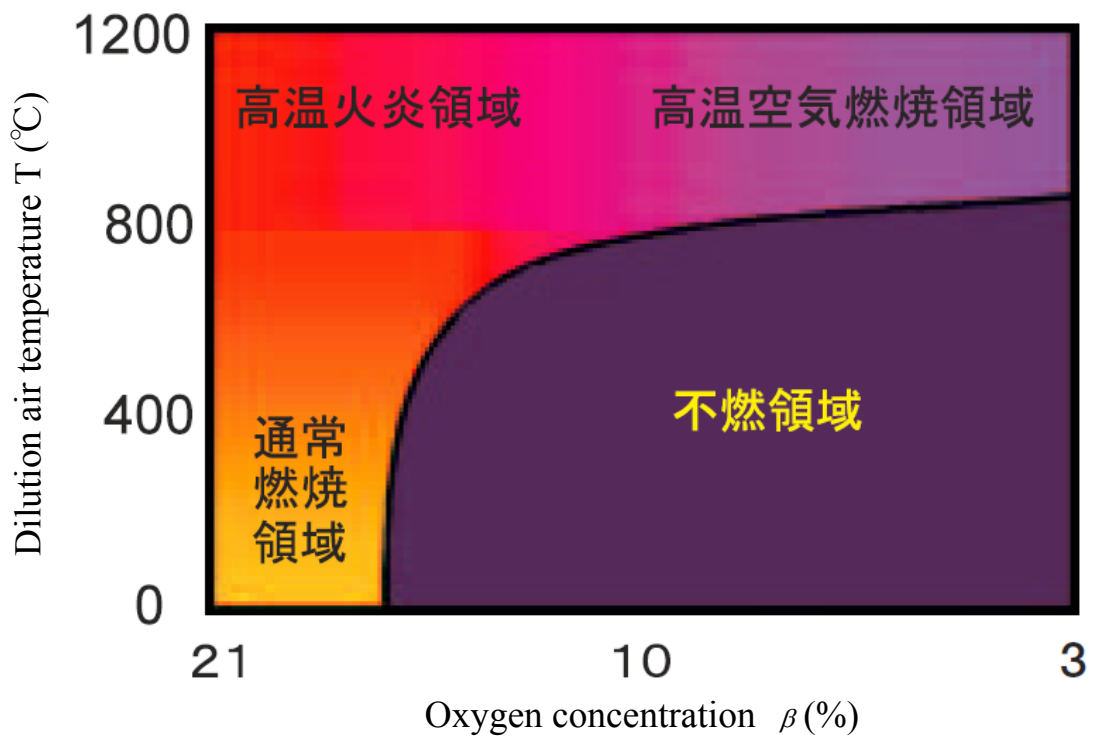
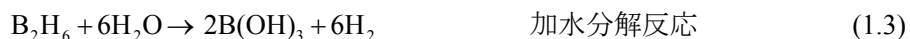


Fig.1-10 The combustion regions of preheating dilution air with varying oxygen concentrations [11].

### 1.1.3. 半導体製造工業有毒排気ガス

1984年のゲルマンの爆発事故と1989年のシランの分解爆発事故のきっかけで日本政府は半導体製造工業においてこれらの特殊ガスの分解特徴を調査することと強く要求した。しかし、近年、宇宙空間技術、人工衛星発射、情報ネットワーク技術の進展で、並びに、燃料電池の活用、高解析度液晶パネル、LED製造での需要が著しい増加で、半導体部品製造(Semiconductor Devices Industry)、マイクロエレクトロニクス産業(Microelectronics Industry)や、または、化学蒸着(Chemical Vapor Deposition : CVD)、エッチング(Etching)という表面処理法、表面加工法などの急速な発展に伴い、従来から、様々な特殊材料ガス(Hazardous Gases) : 可燃性ガス(Flammable Gases)、爆発性ガス(Explosive Gases)、有毒性ガス(Toxic Gases)であるアルシン(Arsine : AsH<sub>3</sub>)、ホスフィン(Phosphine : PH<sub>3</sub>)、シラン(Silane : SiH<sub>4</sub>)などの危険性をもつガスが半導体製造プロセスにおいて使用されてきている[12]。そのほかに、水素(H<sub>2</sub>)、ゲルマン(GeH<sub>4</sub>)、ジボラン(B<sub>2</sub>H<sub>6</sub>)などの可燃性ガスが工業製造、半導体製造でもよく使われている。例えば、工業製造領域で水素(H<sub>2</sub>)の用途は、ステンレス鋼をはじめとする金属熱処理、金属表面を平滑にするために光輝焼鈍用の添加剤として使われている。エネルギー領域では、近い将来において注目されている。特に、最近、水素と酸素の化学反応により電気と熱を作り出す燃料電池、自動車用に限らず、内燃機関、外燃機関などのコージェネレーションシステムとしても活用されている。半導体製造領域でゲルマン(GeH<sub>4</sub>)の用途は、半導体基板にて半導体薄膜結晶を形成するガスとして使用されている。ところが、供給ガスとしてゲルマン(GeH<sub>4</sub>)は分解爆発性が高く、熱的により容易にゲルマニウムと水素二つに分解される(式(1.1))。また、臭素、酸化剤とは激しく反応するため(式(1.2))。酸素と混ぜると、330℃程度で、容易に爆発が起きる。そのほかには、ジボラン(B<sub>2</sub>H<sub>6</sub>)は半導体材料ガスとして最も重要な添加ガスであるが、重合触媒や還元剤、ロケットの推進剤としても大きな役に立つ。しかしながら、引火性および爆発性が高く、さらに毒性が高くとなり、室温でも緩慢に分解し水素と高級ボランを生成し、かつ、その反応速度は温度とともに増大する。また、300℃以上ではボロンと水素に分解しはじめる。室温でも加水するとホウ酸と水素を生み出し(式(1.3))、酸化剤と混合すると容易に燃焼できることが判明された(式(1.4))。そこで、それらの特殊材料ガスに取り扱いは非常に重要である。一般的に、工業用の特殊材料ガスの取り扱いは、それぞれ高圧ガス保安法、労働安全衛生法、毒物・劇物取締法、船舶安全法、化学物質管理促進法、消防法、有害ガス規制基準、環境確保条例より規制されている。



一方、四フッ化メタン(CF<sub>4</sub>)や三フッ化窒素(NF<sub>3</sub>)に代表されるの温室効果の 1 つである PFCs (Perfluoro Compounds)は、半導体の製造プロセスにおいて薄膜をエッチングするために必要なフッ素の供給源として使用されている。しかしながら、PFCs は、熱化学的に安定であるため、大気に放出された場合に残存しやすく、国家レベルで地球温暖化係数が高いのため、1997年の京都会議以降、PFCs 放出量の削減目標が設定され、分解処理に対する要望が強くなっている。Tab.1-1 には、CO<sub>2</sub>の100年の地球温暖化係数1に対し、様々な有毒ガスのGWPを換算した値を示す。例えば、CF<sub>4</sub>の地球温暖化係数は6500に対し、SF<sub>6</sub>の方が既に23900に達し、環境に非常に大きく影響されていることがわかる。したがって、地球温暖化の大きく影響という観点から、これらの有害排気ガスが慎重に処理されるのが重要であると考えられる。

Table 1-1 Global Warming Potential of Major PFC gases [15]

PFCs ガス PFCgases	主な使用プロセス Process using the gases	GWP* (100年値) Value for 100 years
CF <sub>4</sub>	エッチング Etching	6500
CHF <sub>3</sub>		11700
C <sub>4</sub> F <sub>8</sub>		8700
CH <sub>2</sub> F <sub>2</sub>		650
SF <sub>6</sub>		23900
C <sub>2</sub> F <sub>6</sub>	化学気相成長法 CVD	9200
C <sub>3</sub> F <sub>8</sub>		7000

#### 1.1.4. 有害排出ガスの規制

日本国内では、有害排気ガスを取り扱う工場、または指定された作業場で設置している者は、有害排気ガスの大気中への排出規制基準を超えない、または漏出を防止するために、有害排気ガス取扱施設の構造を規則で定める基準に適合させ、並びに該当有害ガス取扱施設の使用および管理方法に基づき、規則で定める基準を遵守しなければならない[13,14]。例えば、作業者に対し、1日8時間、1週40時間の条件で連日繰り返し労働において曝露されても健康に有害な影響を及ぼさない濃度。米国産業衛生専門家会議によって時間加重平均曝露限界濃度（TLV-TWA：Threshold Limit Value-Time Weighted Average Concentration）を設定している。Tab.1-2にその基準値を示す。参考に、日本産業衛生協会により、アンモニアなどの最大許容濃度がそれぞれ100 ppm、25 ppmに制限されているのに対し、アメリカでは、米国産業衛生専門家会議(ASGIH)は最大許容濃度をそれぞれ5 ppm、10 ppmと設定し、更に厳しい基準となっている。この問題を解決するため、一般高圧ガス保安規則第55号第一項第21号に基づき、特殊高圧ガスの設備より排出された有害ガスは、除害設備により除害しなければならない。したがって、有毒排気ガス処理装置の設置が必要不可欠である。

Table 1-2 Allowable Concentration [14]

物質名	化学式	許容濃度		提案年度
		ppm	mg/m <sup>3</sup>	
シラン	SiH <sub>4</sub>	100*	130*	93
アルシン	AsH <sub>3</sub>	0.01	0.032	92
ホスフィン	PH <sub>3</sub>	0.3*	0.42*	98
ゲルマン	GeH <sub>4</sub>	ACGIH:0.2ppm		—
ジボラン	B <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	0.01	0.012	96
二酸化炭素	CO <sub>2</sub>	5,000	9,000	74
塩化水素	HCl	2*	3.0*	14
酸化窒素	NO <sub>x</sub>	東京都環境局 気体燃料：60ppm以下 液体燃料：80ppm以下		09

### 1.1.5. 有害排出ガスの無害化

有害排出ガス規制を強化するために、または、排気ガスを無害化と目的すべく、代表的に、有害排気ガスに対する除去方法は、燃焼法、触媒法、凝縮法、吸着法および吸収法であるが、一般に、燃焼式、湿式処理、並びに、乾式処理 3 つに分別される(Fig.1-11). それぞれは特徴があるため、実用的には、処理方式を選定する時に、除去目的に合わせた上で、経済性、安全性などを総合的に配慮する必要がある[15,16]. 湿式処理法は、水、アルカリ性溶液、酸化還元性をもつ溶液に排気ガス中の有毒成分を吸収させて窒素ガスなどと分離除去する方法である. 吸着・吸収剤による除去は、処理方法が簡便であるが、処理後の吸着・吸収剤の 2 次処理が問題となる. 一方、有害排気ガスの中で水溶液に対する溶解度が低い場合には、乾式処理法で処理されている. 設備費が安くとなるが、湿式処理と同様に 2 次処理は必要がある. 一方、燃焼式のメリットとしては、除害効率が高く、また、燃焼しやすいものは燃焼分解させて安定化処理をするという観点から、燃焼式有害排気ガス処理装置が注目されている.

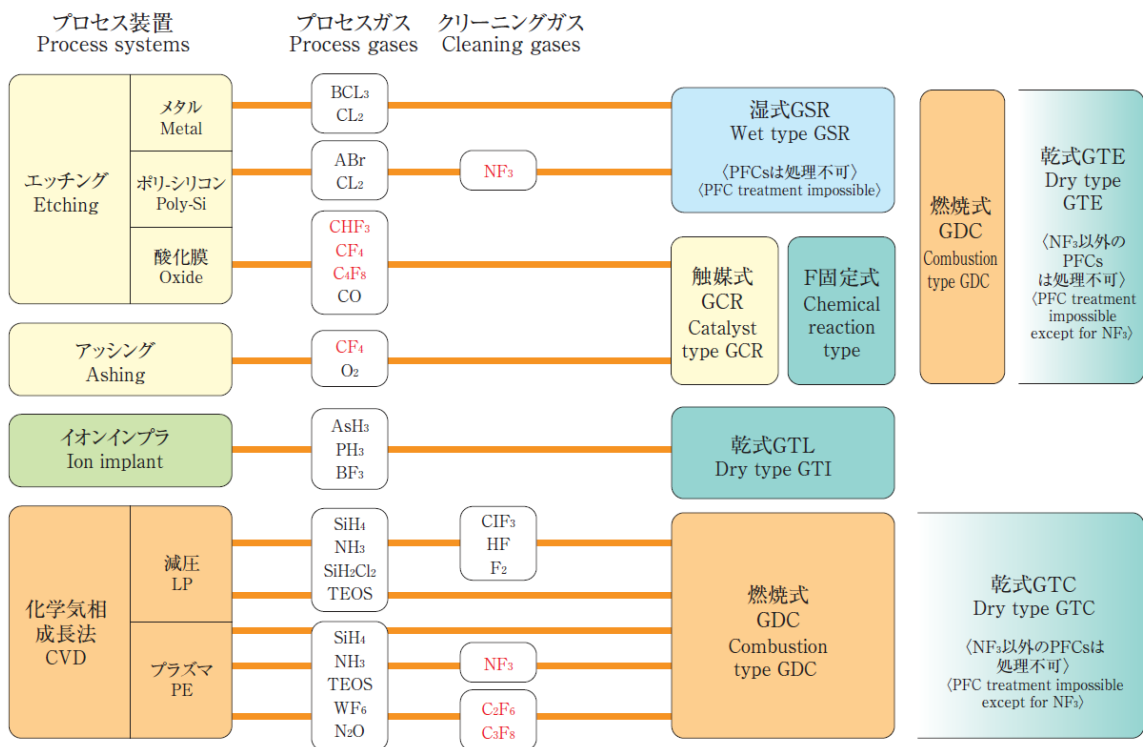


Fig.1-11 Application of PFC-containing waste gas treatment systems to each process [15].

Fig.1-12 には、半導体製造工程の排気系例の一つを示している. この排気系は、半導体工業において使用された有毒排気ガスは、真空ポンプを介して減圧される. その後、排気配管の燃焼危険性回避のために窒素ガスで真空ポンプをシールし、引き続き、窒素ガスで有毒排気ガスを希釈し、排気系に導入される有毒排気ガスは窒素ガスにより希釈された後直接に有害排気ガス処理装置に導入し、分解・処理する. 参考に、Fig.1-13 には、実際に窒素 N<sub>2</sub> を希釈剤とし流量を変化させた

条件での  $\text{NF}_3$  の処理効率の結果を示す。窒素流量の増加によって  $\text{NF}_3$  の除害効率が大きく増大していることが明らかになった。

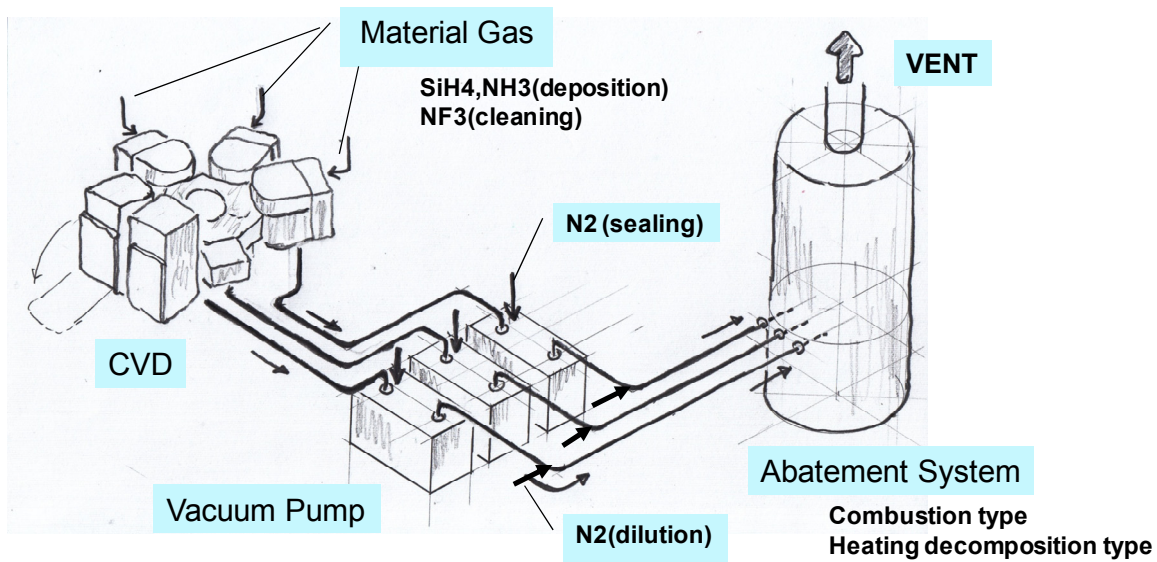


Fig.1-12 Application of waste gas treatment systems with combustion.

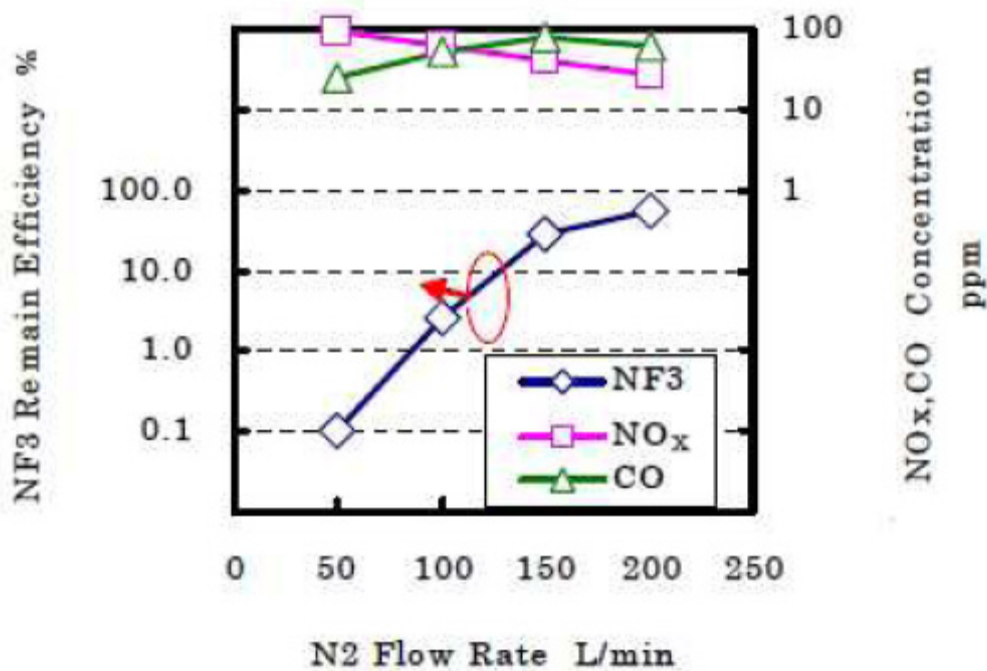


Fig.1-13 Variations of  $\text{NF}_3$  remain efficiency,  $\text{NO}_x$  and CO [79].

ところが、燃焼式有毒排気ガス処理装置の分解処理能力を大きく向上するため、有毒排気ガスの分解温度を確保しなければならぬと考えられる。例えば、Tab.1-3 に示されるように、シラン、シボランなどの分解温度は、それぞれ 370℃、280℃となり、四フッ化炭素、三フッ化窒素などの分解温度は、それぞれ 1600℃、800℃に高めなければならないことが明らかになった。

Table 1-3 Decomposition Temperature

ガスの種類	分解温度
SiH <sub>4</sub>	≥370℃
GeH <sub>4</sub>	常温
B <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	≥280℃
CF <sub>4</sub>	≥1600℃
SF <sub>6</sub>	≥950℃
C <sub>2</sub> F <sub>6</sub>	≥900℃
NF <sub>3</sub>	≥800℃

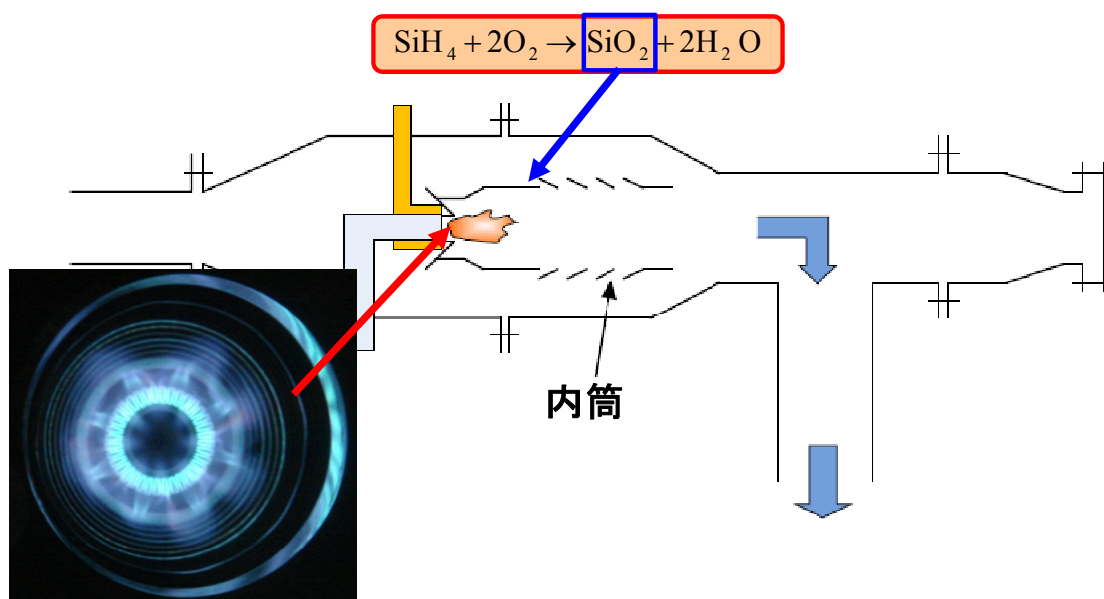


Fig.1-14 Conventional combustion abatement equipment.



しかしながら、従来型燃焼除害設備より、流量の増大によって火炎が絶滅する傾向があるため、加熱設備より多くの熱が与えられることができず、伝熱効率が悪くなったため、実用に加熱するのが大きい加熱設備が必要となった。これらの不足を克服するため、ガスタービンにおいてスワールバーナが使用されるのが注目された。しかしながら、強い乱流運動により加熱中では管内燃焼温度が均一ではなく、 $\text{SiH}_4$  燃焼分解の作用により発生された大きい直径の二酸化ケイ素( $\text{SiO}_2$ )の粉末がノズル先端に付着したことが判明されたため、生産ラインを止めなければならない、頻繁に掃除する必要がある。更に、二酸化ケイ素( $\text{SiO}_2$ )が発生したことは燃焼分解に、あるいは測定に対して支障になった。または、加熱処理設備内部では、分解温度に達するまで、加熱距離を長くする必要があるのであるため、コストの問題や大量のエネルギーが消費されることなどが不利の現状となっている(Fig.1-13, 14).

## 1.2. 旋回流

旋回流は、最も燃焼領域でよく利用されている。例えば、よく知られているように、旋回流燃焼は、旋回流による渦の発生、または、高温燃焼ガスが上流に向かって逆に流され、いわゆる、再循環領域を利用することで火炎の安定性が高く、且つ、高負荷の燃焼方法である[17-22]。発電所、ガスタービンのみならず、内燃機関、精練所などにも含み幅広い範囲で利用されている。その再循環領域が起きるメカニズムの一つは、周方向速度による中心軸付近で負の圧力勾配を引き起こしたことである。もう一つは、軸方向の周方向速度の減少による遠心圧力勾配を引き起こしたことである。その2つの原因で、中心軸上付近で逆流が起きたとわかる[23] (Fig.1-15)。

実際に、スワール数  $S_w=1.57$  の旋回流装置を用いた時に、軸方向の再循環量率の調査してみると、その再循環量最大率の値は、ジェット出口付近での旋回流の中では 12%の量が中心軸上で再循環していることが明らかになった[24,25]( Fig.1-16)。

旋回の特徴としては、火炎の安定化に対す有利である、例えば、軸方向 10%の燃料が上流で旋回している予混合気に吹き出されるときに、渦のような火炎ができる[26,27] (Fig.1-17)。もう一つは、再循環を利用することで燃焼ガスが再び燃焼領域に戻すことで火炎を安定化するしたり、あるいは、燃料・空気の混合率を促進したりすることが、ガスタービン、工業燃焼炉、ラムジェットエンジン、ダンプ燃焼室によく使用されている[28-35] (Fig.1-18)。

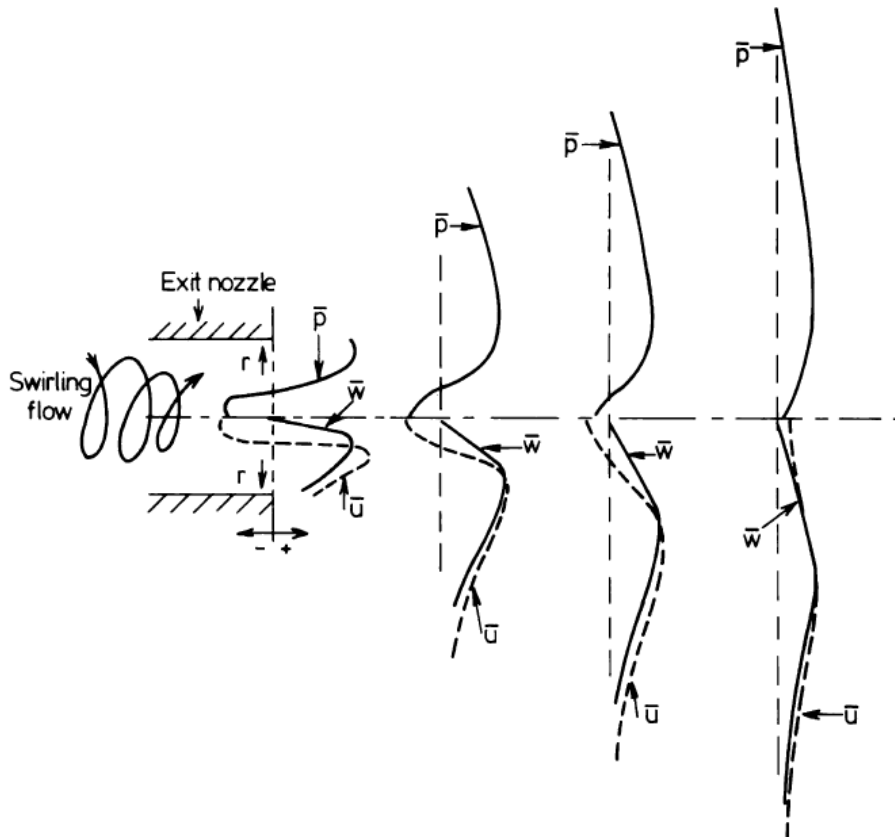


Fig.1-15 Schematic diagram of processing leading to CRZ formation [23].

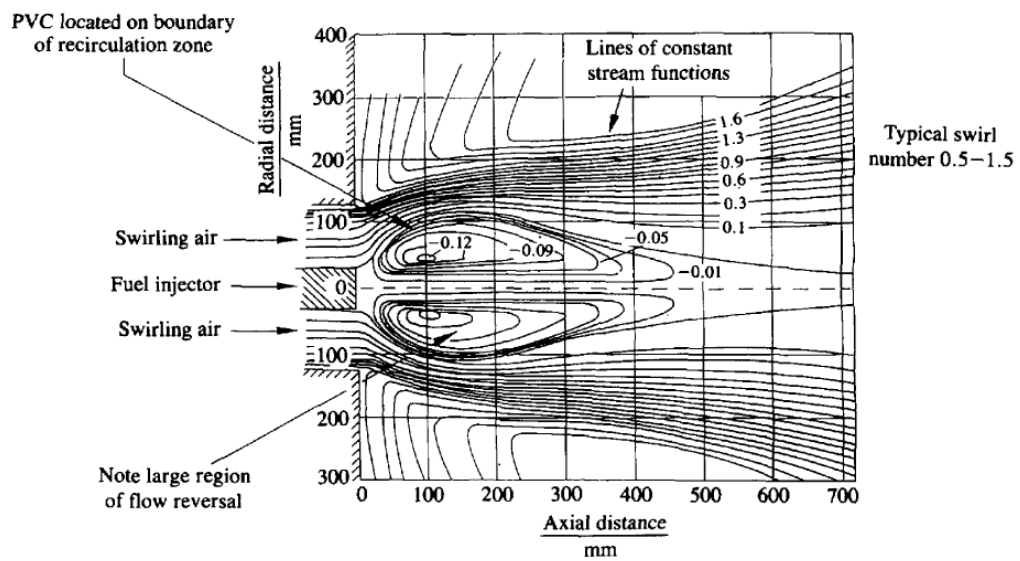


Fig.1-16 Stream function distribution at swirl burner exhaust showing typical recirculation zone,  $Sw = 1.57$  [24, 25].

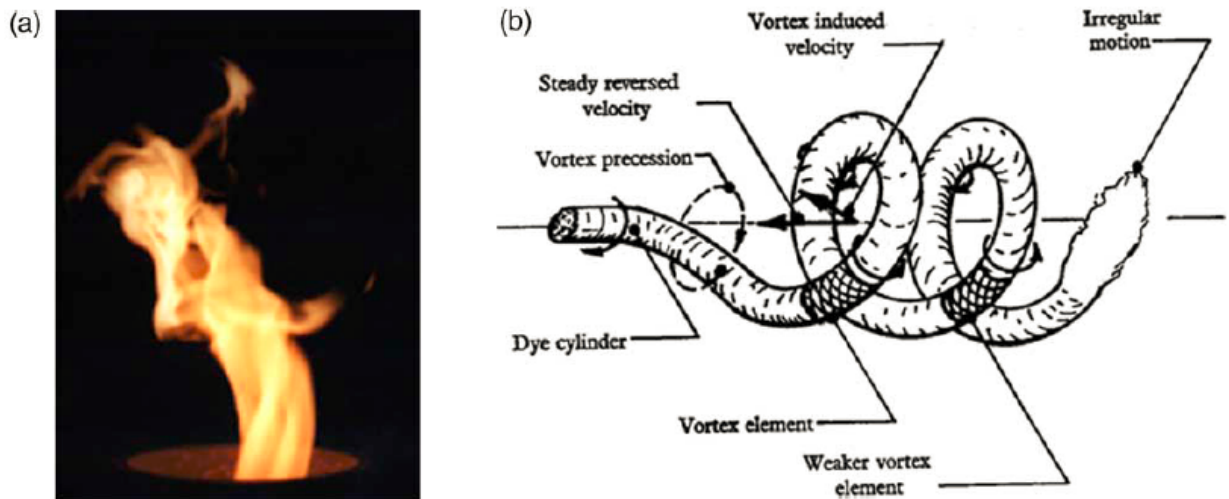


Fig.1-17 Visualization of single processing vortex core with separate axial fuel injection into a premixed flame,  $Sw = 0.75$  [26]; (b) visualization of helical nature of the processing vortex core [27].

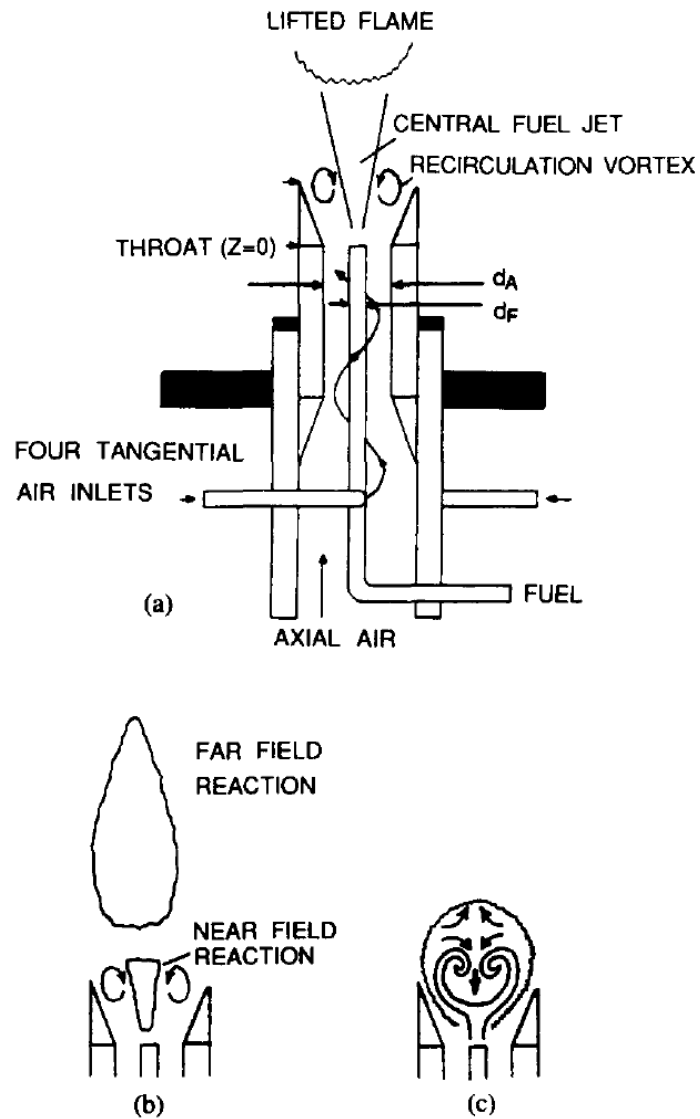


Fig.1-18 Schematic of flame appearance at blowout. (a) lifted flame at rich limit. (b) split, jet-like flame at rich limit. (c) short, strongly recirculation flame at lean limit without liftoff [35].

そのほかには、旋回流中に様々な流動や伝熱などに関する研究も少なくない。例えば、同じ旋回流中でも、異なる流動現象が起きる[35](Fig.1-20)。特に、旋回流動による伝熱が促進される例も報告している[36-38]。

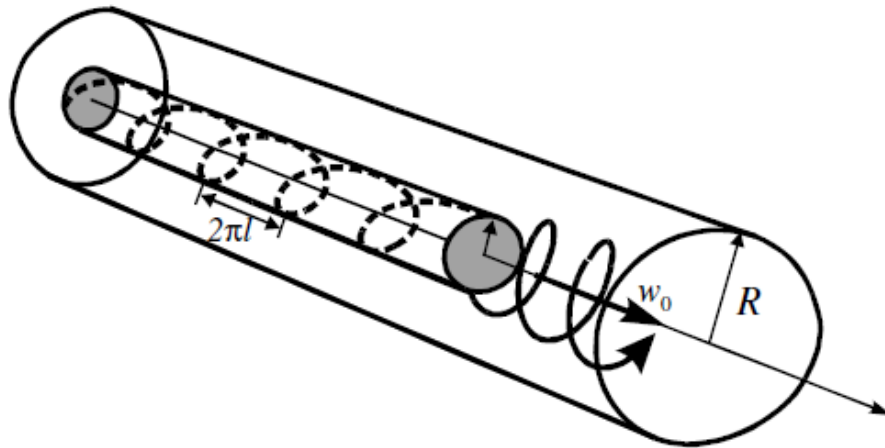


Fig.1-19 Swirl flow in a tube generated by an axisymmetric helical vortex structure: dashed line: shape of helical vortex lines forming the vortex core;  $\varepsilon$ : radius of the core; solid line: trajectory of fluid motion.[36].

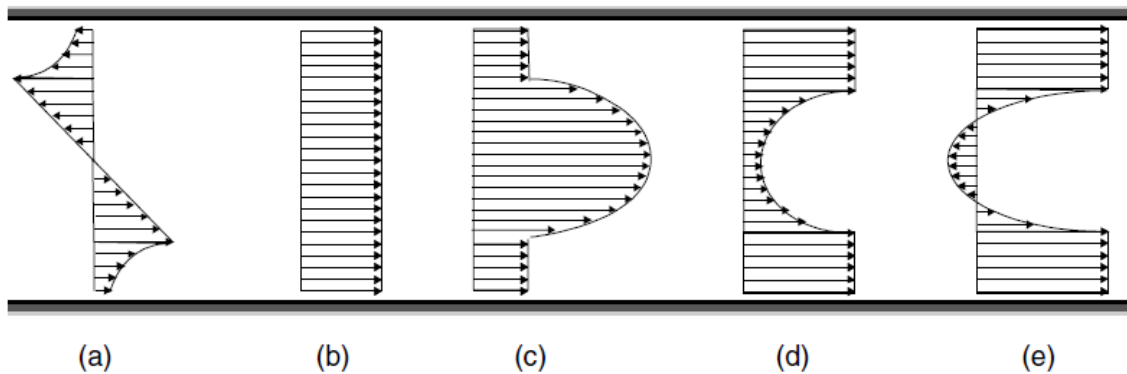


Fig.1-20 Possible axial velocity profiles (b)–(e) under the same Reynolds and swirl numbers: (a) tangential velocity profile (the same for all flow regimes); (b) uniform profile generated by Rankine vortex; (c) jet-like profile generated by the right-handed helical vortex; (d) wake-like profile generated by the left-handed helical vortex; (e) wake-like profile with counter flow generated by the left-handed helical vortex [36].

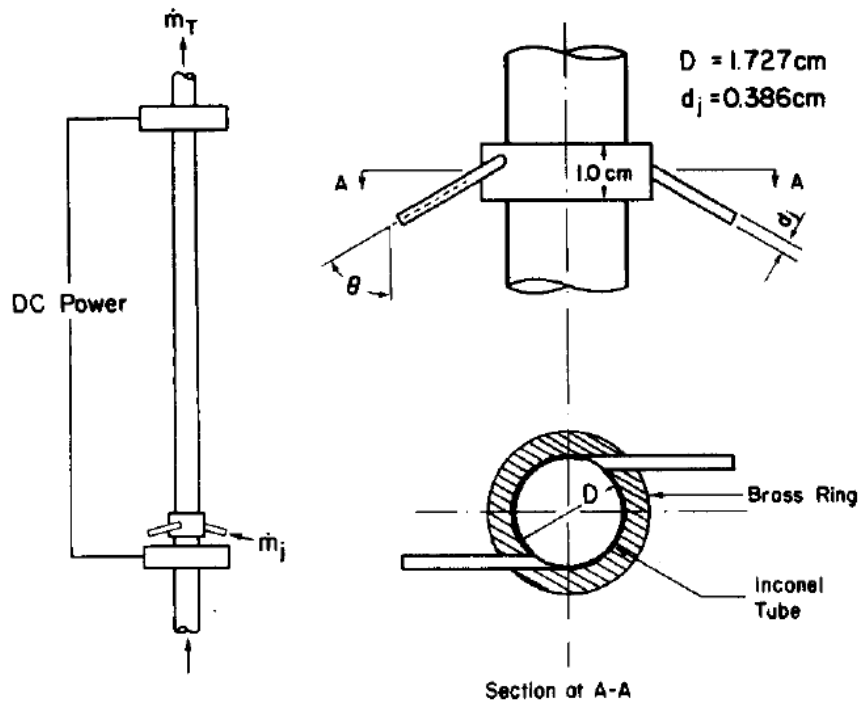


Fig.1-21 Schematic of injectors [37].

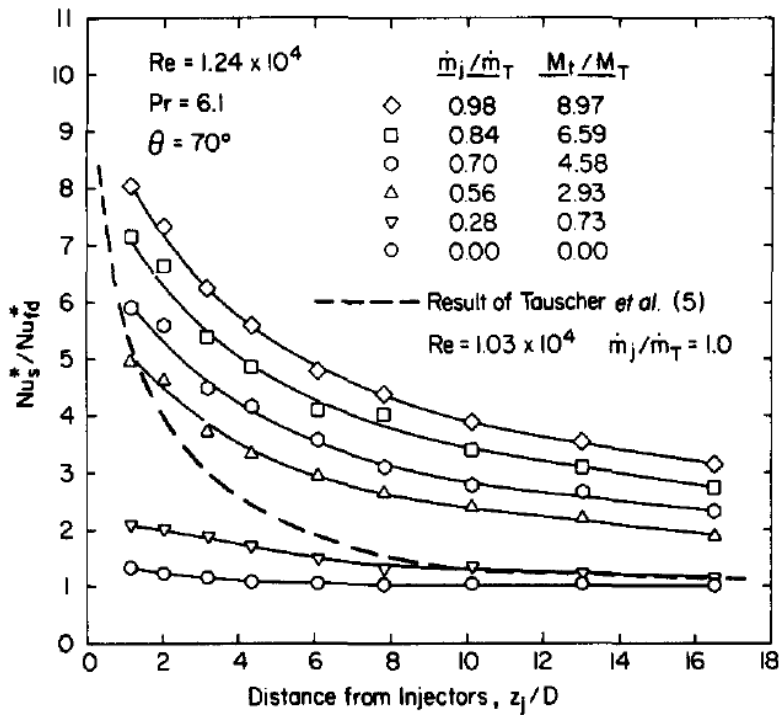


Fig.1-22 Ratio of normalized Nusselt number in swirl flow to that in fully developed purely axial flow as a function of axial distance vortex [37].

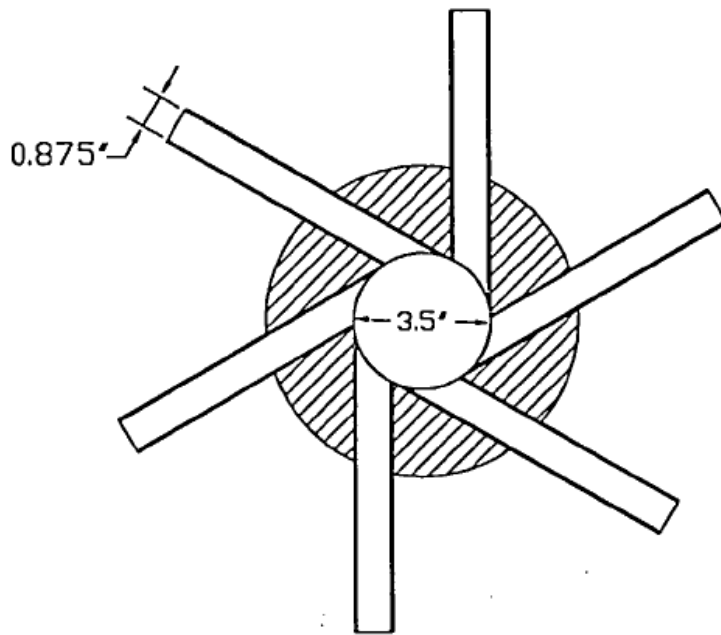


Fig.1-23 Schematic of injectors [37].

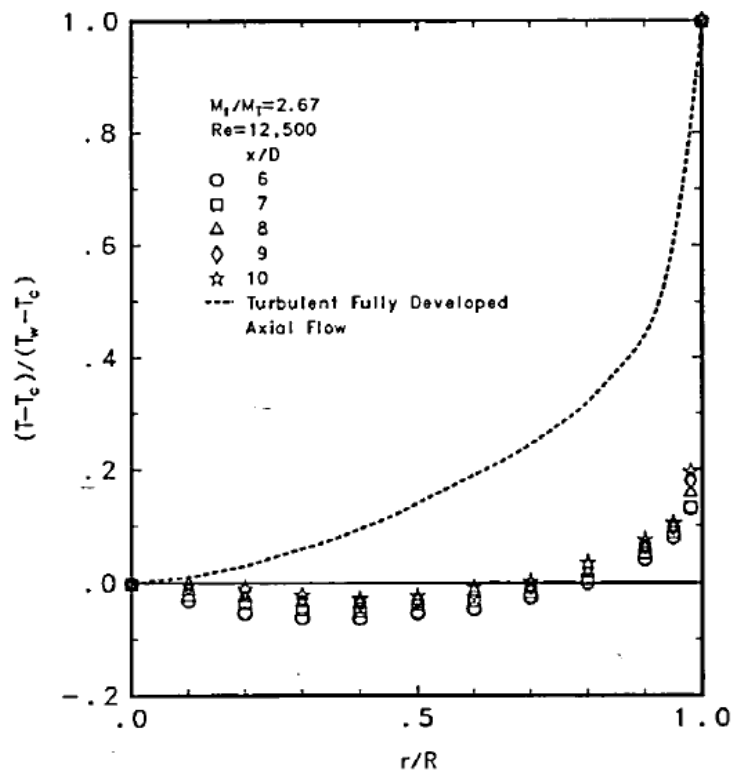


Fig.1-24 Temperature distributions for radial direction [38].

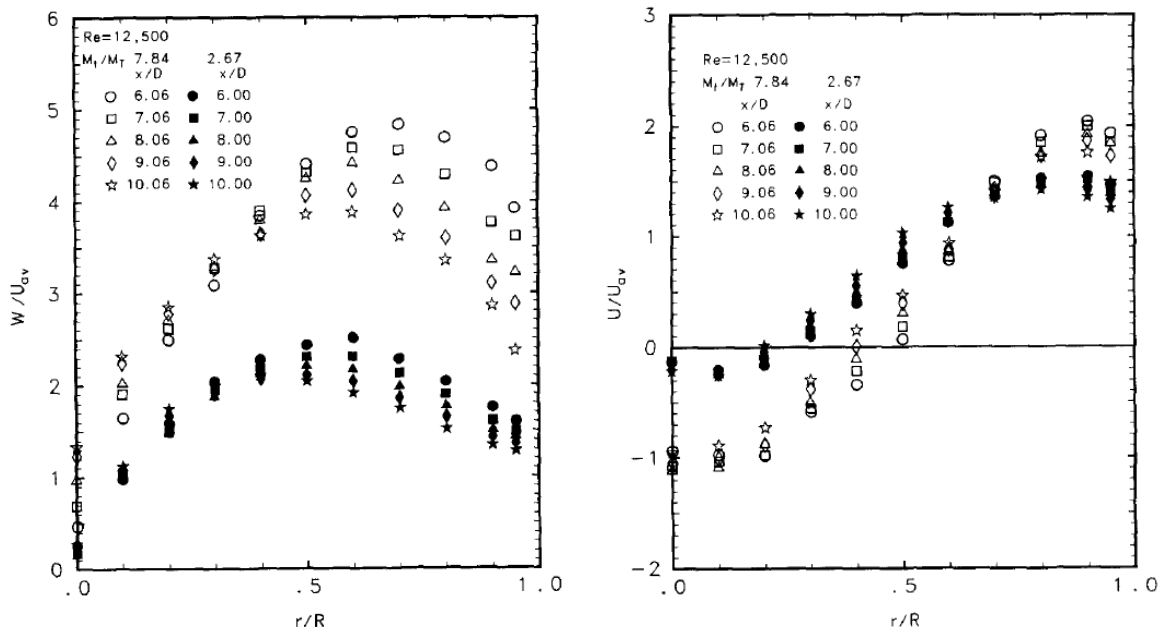


Fig.1-25 Velocity profile of tangential direction (a) and axial direction (b) [39].



### 1.3. 管状火炎に関する従来の研究

#### 1.3.1. 管状火炎

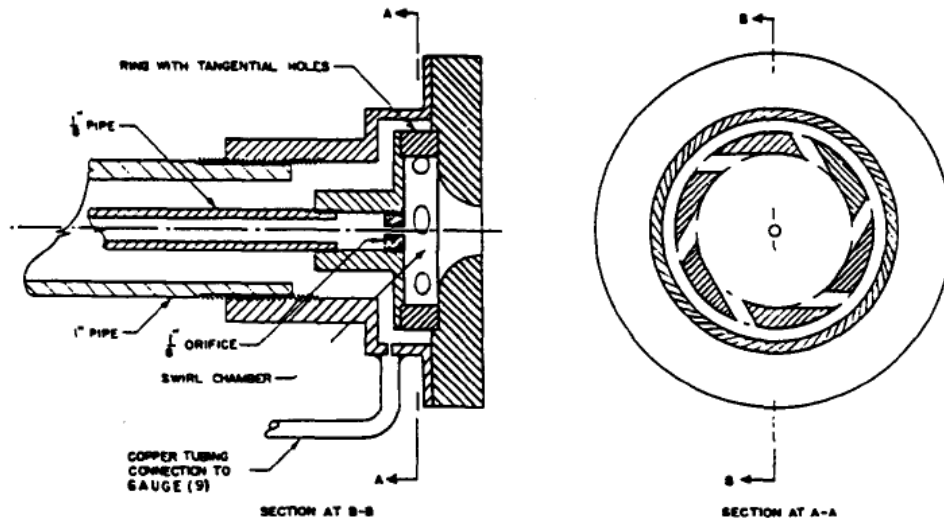


Fig.1-26 Cyclonic combustion nozzle [40].

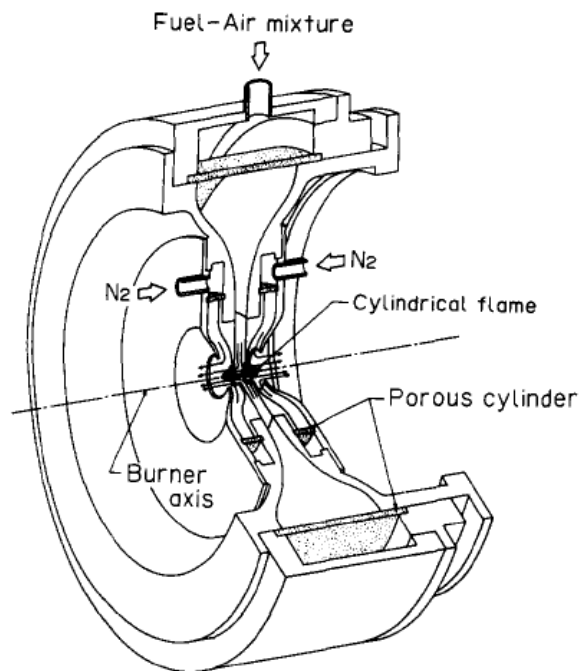


Fig.1-27 Schematic of a radial-flow nozzle burner [41].

一方、従来の旋回流燃焼と異なり、一様・伸張・回転の流れを3要素備える渦の中に形成されている管状火炎が大きな関心が集まっている。

管状火炎(Tubular Flame)は回転伸張流場に形成される火炎で、円筒座標系の火炎素として基礎燃焼学の立場から研究されてきた[40-47] (Fig. 1-26,1-27). 管状火炎は Fig.1-28 に示すように、スリットから可燃性混合気を管内に吹き出したり、あるいは、多孔質円筒の外側から内側に向かって吹き出したりすると形成される。Fig.1-29 は、スワール型管状火炎バーナ内に形成された火炎の外観を示す。この火炎は、Fig.1-30 の温度分布に示すように、外側は常温の未燃ガス、内側は高温の燃焼ガスとなっており、燃焼ガスはバーナ両端から排出される。

管状火炎は、対称な温度分布を持つことから、中央での温度勾配がゼロとなり、熱伝導による熱損失が回避できる。したがって、管状火炎は熱損失の極めて少ない熱構造となっている。但し、高温ガスの放射熱損失はいずれにせよ存在する。一方、内部は高温で、したがって、密度の小さな既燃ガス、外部は常温で、したがって、密度の大きな未燃ガスからなる管状火炎は、回転流中ではRayleigh Stability Criterion[17,47]より空気力学的にも安定になる。また、スリットから高速で吹出す混合気のレイノルズ数が乱流域にあっても、未燃・既燃ガスに働く遠心力の違いにより層流化し、連続した層流火炎面が形成される。Fig.1-31は、回転型・非回転型の管状火炎の吹き消え限界を測定した結果で、縦軸は当量比、横軸は半径方向速度勾配である。回転がない場合、吹き出し流速を増加させて半径方向速度勾配を1000s<sup>-1</sup>程度とすると理論混合気であっても消炎するのに対し[48]、回転を加えると吹き消える兆候が全く見られなくなる[48]。

このように、管状火炎は、熱的に断熱性が高い上に、流れの回転が加わると空気力学的にも安定で、実用燃焼器の火炎として大きな潜在力を持っていることが認識され、様々な実用燃焼器へ供する試みが進められている[49-52]。

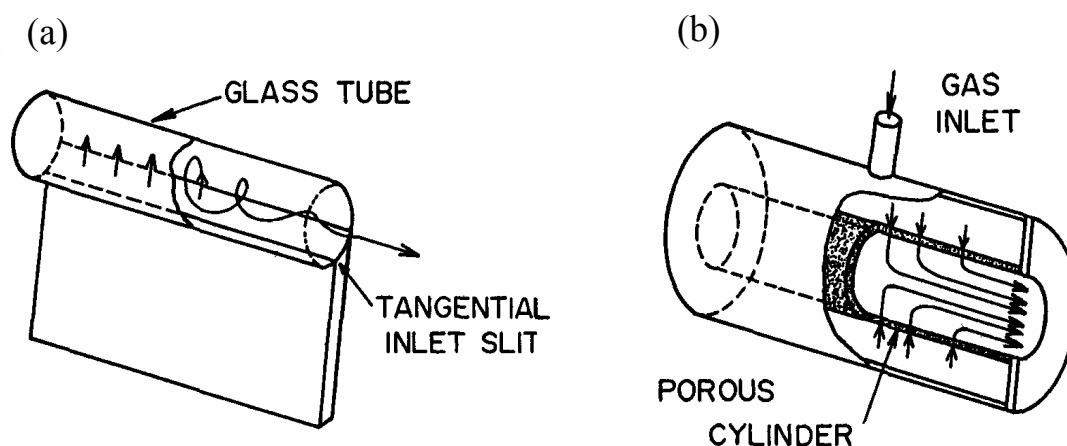


Fig.1-28 (a) the swirl type burner, and (b) the counterflow type burner [42].

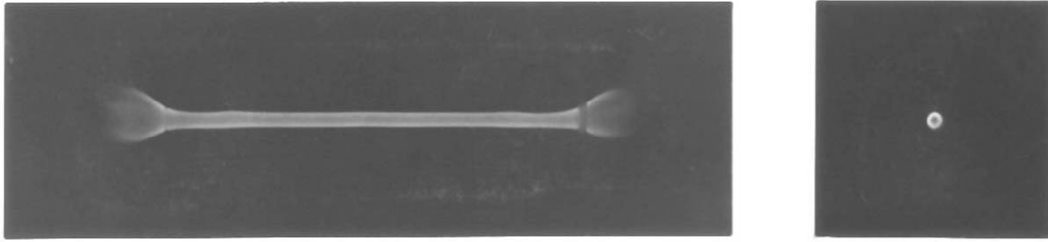


Fig.1-29 Appearance of the swirl type tubular flame (inner diameter: 13.4 mm, length: 120 mm) [42].

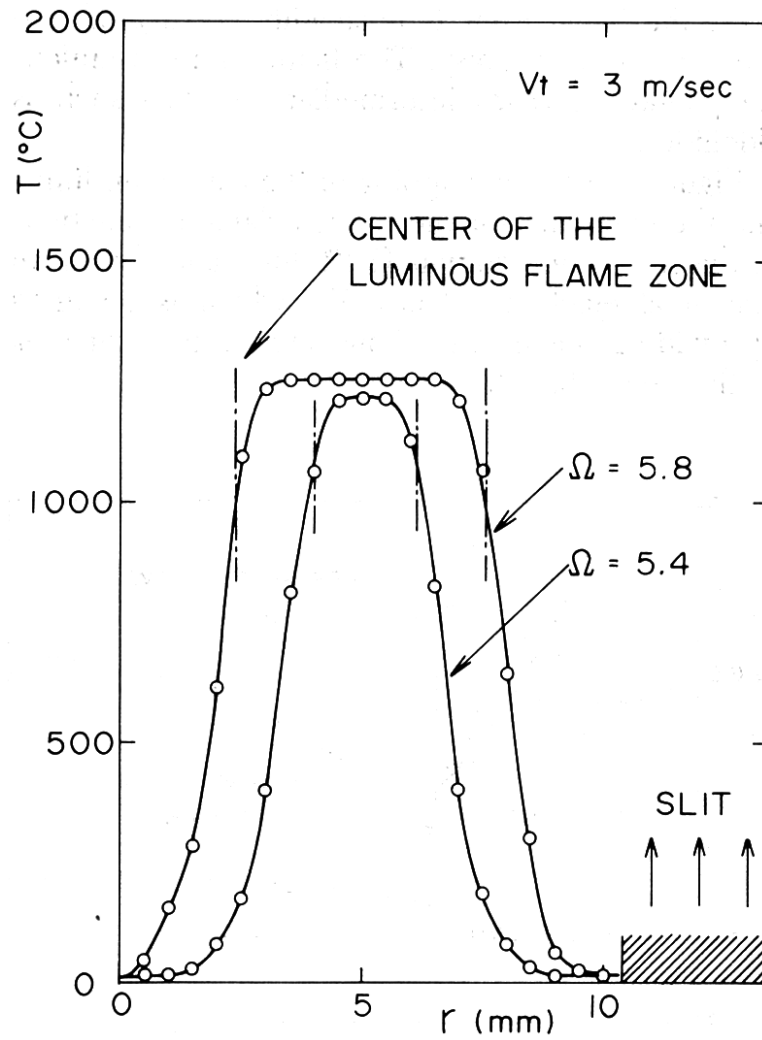


Fig.1-30 Radial temperature distribution of tubular flame ( $r=0$ , 13.4 mm: pipe wall, slit width: 3 mm) [42].

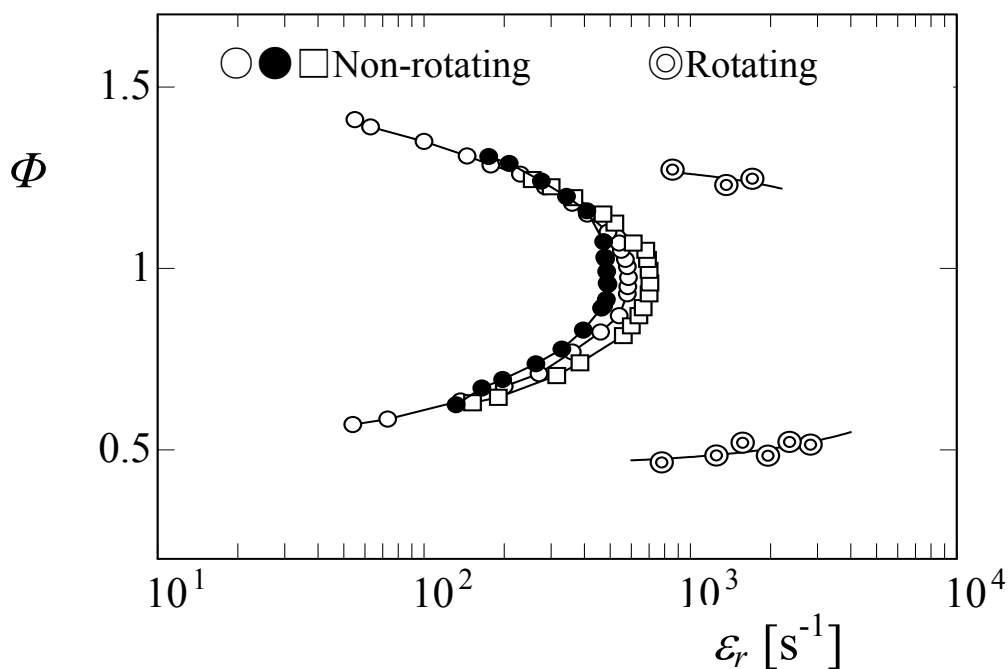


Fig.1-31 Blow off limits of non-rotating tubular flame burner and rotating tubular flame burner [48].

### 1.3.2. 逆火

しかしながら、管状火炎は従来可燃性混合気を吹出す「予混合燃焼」を前提としていた。予混合火炎においては、その燃焼速度が有限の値をとるため、気流中に存在する火炎は、流速の大小によって下流に押し流されたり、上流にさかのぼったりする。したがって、バーナや燃焼器において定常な燃焼を維持するためには、火炎を燃焼器内の特定の位置に保持する必要がある。一般に火炎はある流速の範囲内でのみ安定化され、可燃性混合気の流速を増大させ、ある限界の流速に達すると火炎は吹き飛び、また逆に流速を減少させ、ある限界の流速に達し、燃焼速度が流速よりも大きくなる領域が生じると火炎は逆火し上流に向かって伝播する。火炎の吹き飛びは、気流速度が大きくなると、必然的に起こってくるので、高負荷燃焼を行うためには、大きい速度範囲までの火炎の安定化を図る必要があるが、流れの回転を伴う管状火炎燃焼においては、上述したように、吹出し流速を大きくしても吹き消える兆候が見られなくなる。

ここではその逆火について詳しく述べる。簡単のためノズルバーナの場合のみ検討する。Fig.1-26は火炎位置(Fig.1-32 (a)), 流速と燃焼速度の分布のグラフ(Fig.1-32 (b))である。図のように、火炎が4, 3, 2と上方へ移動すると、燃焼速度曲線(Fig.1-32 (b))は、4, 3, 2と左方に移動する。このような燃焼速度を持つ火炎とバランスする流速分布を直線4', 3', 2'とする。対応する燃焼速度曲線と流速分布曲線とは一点で接するが、その点で燃焼速度と流速とが釣り合い、火炎が安定化される。これが火炎付着の原理であり流速と燃焼速度が釣り合う点が火炎の付着点である。図のようなノズルバーナの場合ではバーナ縁付近の流速の遅いところで安定化されており、混合気の当量比を一定に保ちつつ未

燃混合気の流速を速くすれば、燃焼速度  $S_u$  は一定だから火炎と流線とのなす角  $\theta$  が小さくなって火炎は長くなり、逆に流速が遅くなれば角  $\theta$  が大きくなって火炎は短くなる。このとき、直線 1' のように流速が速すぎて火炎が上方に移動すると、バーナリムの消炎作用は減少しても、周囲空気との混合による希釈効果のほうがそれを上回ってかえって燃焼速度が低下する。したがって火炎のいずれの点においても燃焼速度が流速を下回り、付着点がなくなって、ついには火炎はバーナから吹き飛んでしまう (Burn-off)。そのため、直線 2' は吹き飛びが起きる寸前の速度こう配なので吹き飛び限界速度こう配と呼ばれる。また、吹き出し流速を遅くしてしまうと火炎長さがますます短くなり、ついには火炎はバーナ内に入り込み、上流へとさかのぼっていく逆火が起きてしまう。これは燃焼速度曲線 (Fig.1-32 (b)) の 5' 直線まで、流速こう配が低下すると、燃焼速度が流速を上回る場所ができて、火炎はバーナ管内を下降し続けるから起きる現象である。そのため、直線 4' は逆火が起きる寸前の速度こう配であるため、逆火限界速度こう配と呼ばれる。Fig.1-33 のように逆火は燃料と空気とが混合されているところ (Mixing chamber) まで火炎が入り込む可能性があり、大爆発にもつながる。

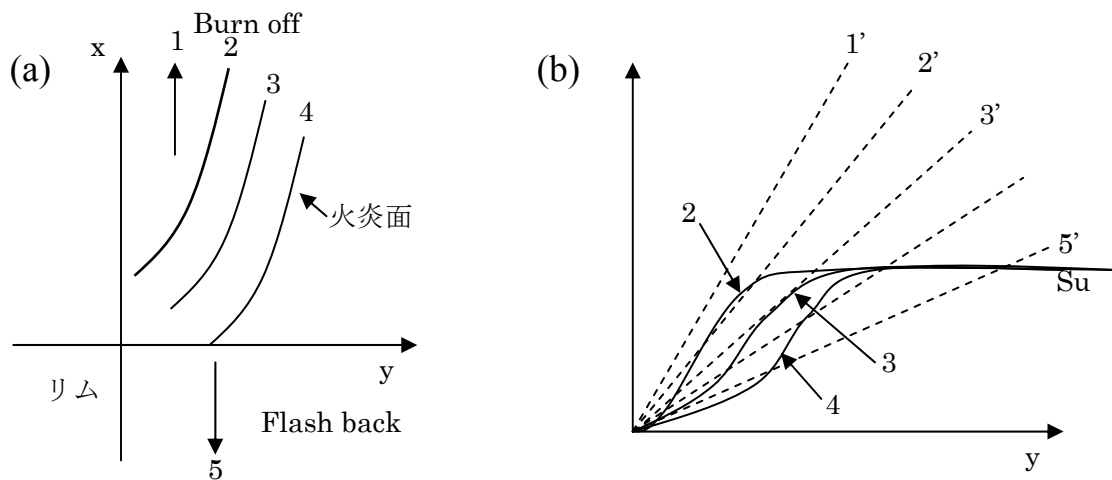


Fig.1-32 Illustrations showing (a) Location of flame and (b) Distribution of flowing velocity with burning velocity.

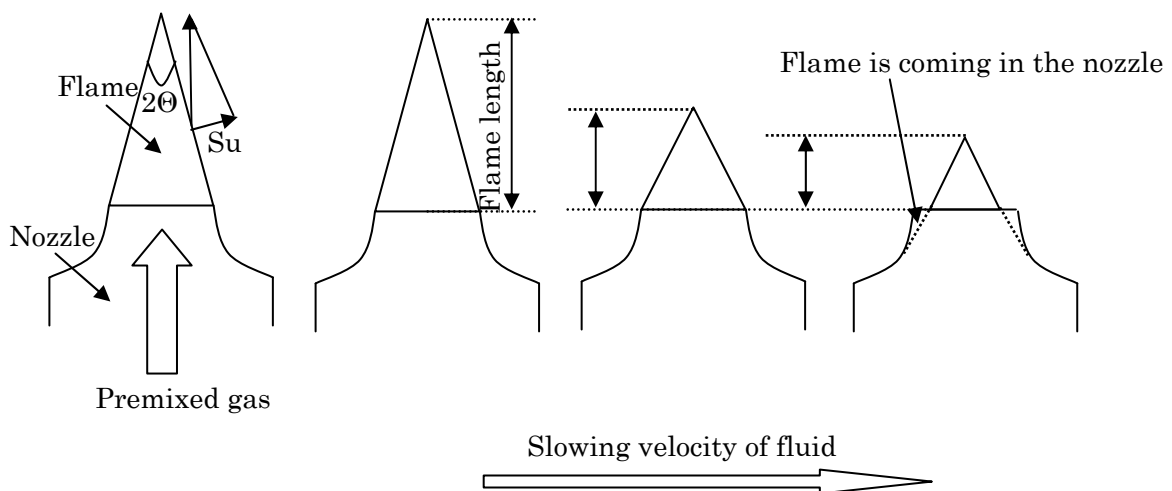


Fig1-33 Flash back system.

### 1.3.3. 急速混合型管状火炎

そこで我々は逆火の危険性が全くない管状火炎というものをコンセプトとして考えられた「急速混合型管状火炎」燃焼というものを提案している[52]. 急速混合型管状火炎とは可燃性混合気をスリットから供給していた従来の燃焼方式 Fig1-34(a)とは異なり, Fig1-34(b)のように, 燃料と空気を別々のスリットから吹き出し, 強旋回を与えることにより, 燃料と空気が円筒に沿って強い遠心力をうけながら回転するうちに急速に混合され, 着火させることによって形成される火炎である. 急速混合型管状火炎バーナでは, 一般的な旋回燃焼器より一桁大きなスワール数を必要とするほか, 燃料と空気を管壁に沿って同方向に導入し遠心力により火炎を層流化して面積的な, すなわち, 単位面積当たりの反応量で評価されるような層流燃焼を行う. 一方, 旋回燃焼器では強い乱れにより乱流化させ, 体積的な, すなわち単位体積当たりの反応量で評価される乱流燃焼を行う.

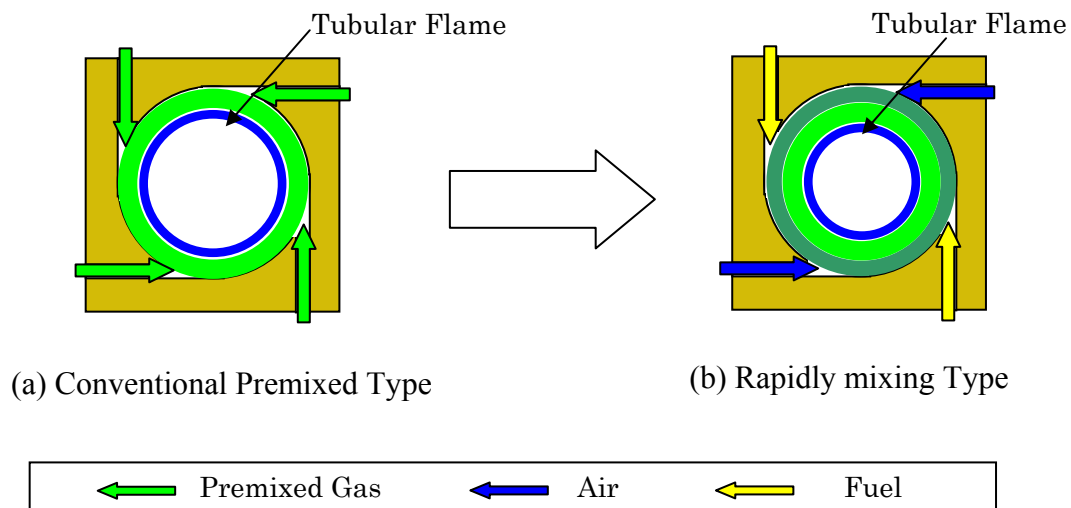


Fig. 1-34 Illustrations showing Tubular Flame Burner

### 1.3.4. 旋回強度

本研究では、旋回強度にはスワール数  $S_w$  を、燃料・酸素の当量比におけるパラメタとして用いる。以下にこのパラメタについて述べていく。

スワール数(Swirl number)は旋回燃焼器において、流れの挙動を支配する重要な無次元数である。スワール数は以下のような定義式で表される[55]。

$$S_w = \frac{G_a}{G_t R_b} = \frac{\int_0^R (wr)(\rho u)(2\pi r) dr}{R_b \int_0^R (\rho u^2 + p)(2\pi r) dr} \quad (1.7)$$

$G_a$  : 角運動量,  $G_t$  : 並進運動量,  $R_b$  : バーナ半径,  $u$  : 管軸方向速度,  $w$  : 接線方向速度  
 $P$  : 出口基準静圧,  $\rho$  : 密度,  $A_b$  : バーナ断面積

静圧の影響を無視し、流れは定常、運動量保存が保存されると仮定してバーナの幾何学的形状からスワール数を求めると以下のような式になる。

$$S_w = \frac{\text{Input Angular Momentum}}{D_e / 2 \times \text{Exit Angular Momentum}}$$

$$S_w = \frac{\rho Q^2 D_0}{2 A_T} \times \frac{2}{D_e} \times \frac{\pi D_e^2}{4 \rho Q^2} = \frac{\pi D_e D_0}{4 A_T} \quad (1.8)$$

$D_0$  : Diameter of main section of a burner

$D_e$  : Exit throat diameter

$A_T$  : Cross-sectional exit area

#### 1.4. 研究目的

最近, 管状火炎内部の高温領域を利用して半導体工場から排出される有毒ガスを管状火炎内部に導き無害化するプロセス例が報告されている. その結果はバーナ内部温度が均一となり, より温度が迅速に上昇することができる. さらに, 管状火炎内部高温領域を用いた場合, 95%の $\text{NF}_3$ が分解・除害できることも示唆されている. 加熱処理システムへの応用が期待されているが, その基礎的な知見が欠如している.

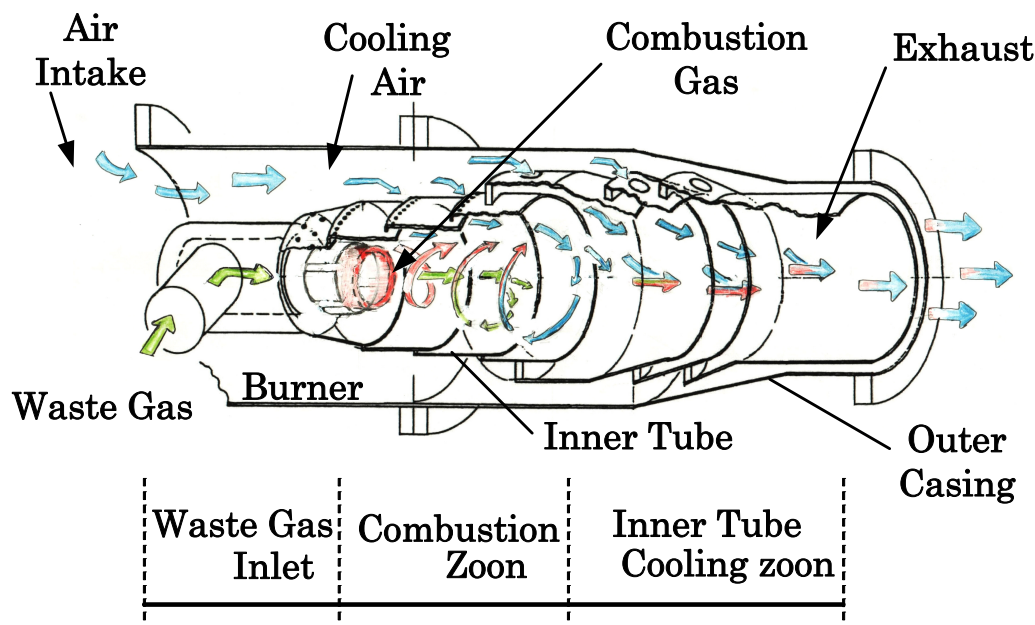


Fig.1-35 Structure of abatement system. [78]

そこで, 新しい火炎素である管状火炎は, 円筒座標系の火炎素として基礎燃焼学の立場から研究されてきたが, 温度分布の対称性から断熱性に優れ, また, 旋回型の管状火炎は空気力学にも安定なため, これを用いた様々な実用バーナが開発されている. その中の一つとして, 管状火炎内部の高温領域を利用して半導体工場から排出される有毒ガスを加熱処理するシステムへの応用が期待されている. また, 有毒排気ガスの処理のみならず, 粉体直接溶解や自動車塗装ガスの後処理, あるいは, 有臭ガス処理システムにおいても広く管状火炎内部の高温領域を用いた新しい加熱技術を創成すべく, その基礎的知見を系統的に実験で求めることとした.



## 第 2 章 実験装置と計測装置

## 2.1. まえがき

本研究では、基礎的な管状火炎バーナの構造および旋回運動のみについて系統的・実験的に調べるため、可視化管状火炎バーナを製作した。さらに、管状火炎を用いて新しい加熱技術を創成するため、比較的、スリット型加熱バーナ、対向流型管状火炎バーナおよび旋回流型管状火炎バーナ計 3 種類の加熱用バーナを試作し、実験を行った。以下、それぞれ実験装置および計測装置について詳しく説明する。

## 2.2. 可視化バーナ

まず、管状火炎バーナ内部の流れ場を調べるために、可視化管状火炎バーナを製作し実験を行った。可視化管状火炎バーナには 4 種類がある。その概略を Fig.2-1 に、詳細の寸法を Tab.2-1 に示す。

Fig.2-1 に示すように、管状火炎バーナは、可視化するために、石英ガラスを用いて製作した。90°毎に対称位置に取り付けた 4 つの矩形スリットから燃焼用空気を接線方向に吹き出すもので、スリット幅  $W=2$  mm、長さ  $L$  としては、64, 32, 16, 8 mm の計 4 種類を用意した。これらの管状火炎バーナは、両端開放で、内径  $D_0=16$  mm、全長  $L^*=160$  mm である。なお、スワール数 2.75 の場合、管状火炎バーナの全長は 120mm である。今、管状火炎バーナの内径を  $D_0$ 、吹き出し部の内径を  $D_e$ 、4 つの矩形スリット面積を  $A_T$  とし、概算で得られたスワール数はそれぞれ 0.34, 0.69, 1.37, 2.75 である。なお、本研究では、吹き出し部の内径  $D_e=D_0-W$  より与えられる。

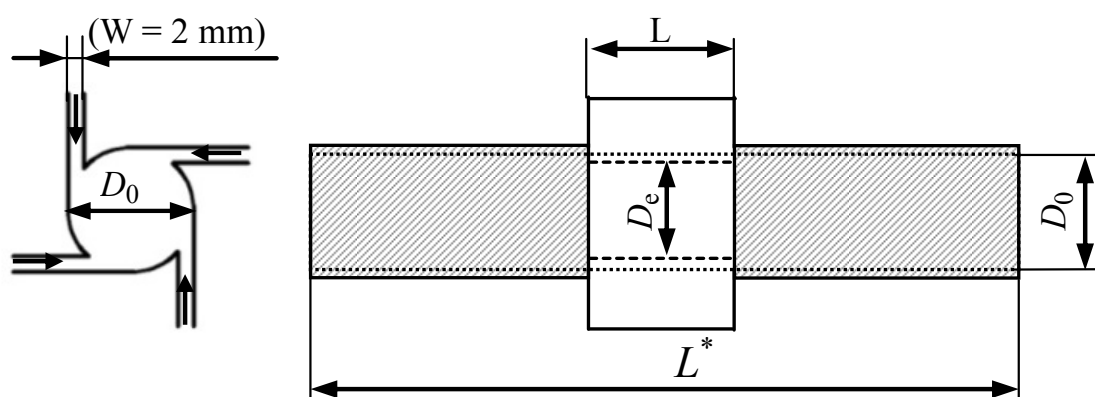


Fig. 2-1 Schematic of the tubular flame burners ( quartz made, two-side open).

Table 1

Configuration of the combustor

Burner diameter $D_0$ (mm)	Exit throat diameter $D_e$ (mm)	Total length of burner $L^*$ (mm)	Slit width $W$ (mm)	Slit length $L$ (mm)	Swirl number $S_w$
16	14	160	2	64	0.34
16	14	160	2	32	0.69
16	14	160	2	16	1.37
16	14	120	2	8	2.75

## 2.3. 加熱用バーナ

### 2.3.1. スリット型加熱バーナと対向流型管状火炎バーナ( $S_w = 0$ )

スリット型加熱バーナ，対向流型管状火炎バーナおよび旋回流型管状火炎バーナ計 3 種類の加熱用バーナの緒元を Tab.2-2 に示す。

Table 2-2 Burner Dimensions

Burners	Inner Diameter $D_0$ (mm)	Slit Length $L$ (mm)	Slit Width $W$ (mm)	Slit Number n	Swirl Number $S_w$
Slit Type	64	8	1.6	36	0
Non-swirl Type	50	40	—	—	0
Swirl Type	40	50	5	8	0.35
	40	50	5	4	0.7
	40	50	5	2	1.4
	50	40	4	4	2.8
	50	40	2	4	5.9
	50	40	1	4	12.0

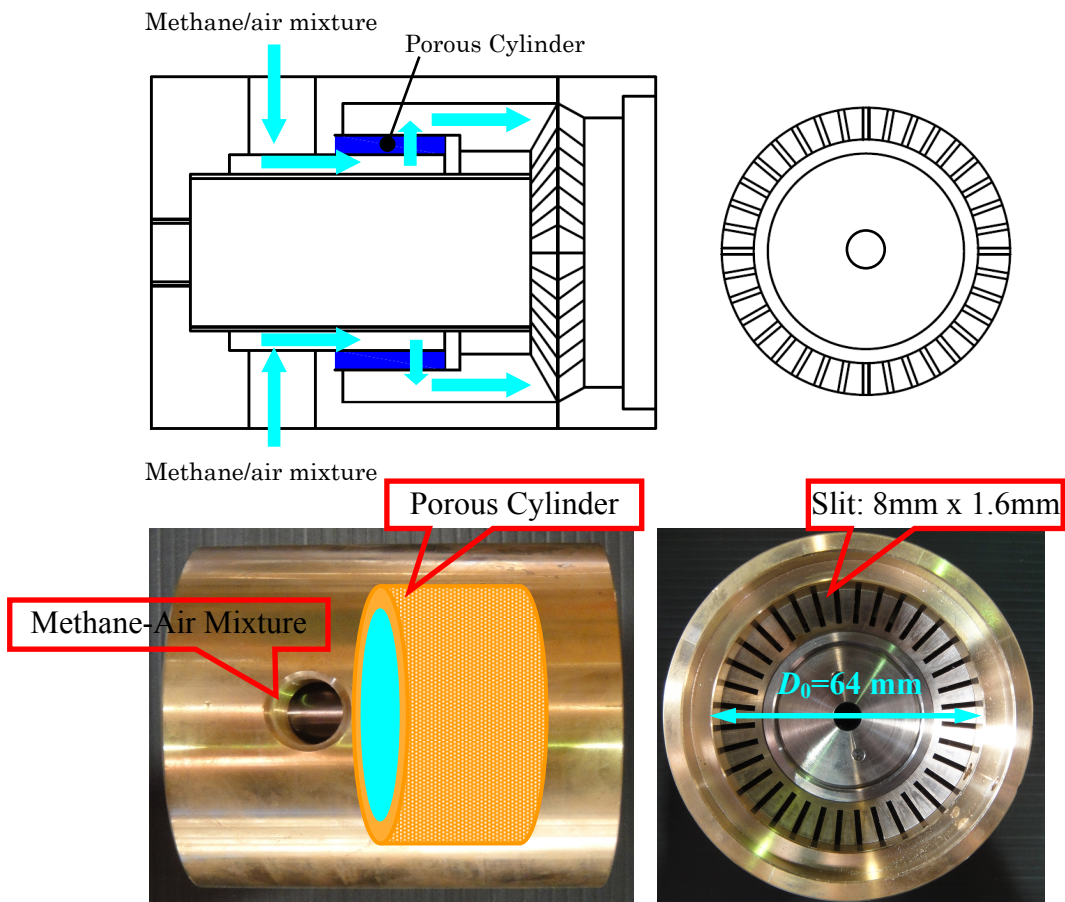


Fig. 2-2 Schematic of the slit type burner ( $S_w=0$ ).

従来型加熱バーナ（以降，スリット型バーナと称する）は，Fig.2-2 に示すように，内径 64 mm に埋め込んだ多孔質円筒（焼結黄銅製，濾過度 5 ミクロン，内径 50 mm，長さ 28 mm，厚み 5 mm）から可燃性ガスを均一にしてから， $10^\circ$  毎に取り付けられたの計 36 個の矩形スリットを一様に通過させた．矩形スリットは，長さ 8 mm，幅 1.6 mm である．バーナの一端には，被加熱空気を導入するため，ステンレス管を取り付けたの内径  $D_{inj}=8$  mm (1/4 inch) インジェクターを設置した．他端には内径 64 mm，長さ 180 mm の石英管を接続し実験を行った．

対向流型バーナ(以降，非旋回型バーナと称する)は，Fig.2-3 に示すように，多孔質円筒(焼結黄銅製，濾過度 5 ミクロン，厚み 5mm)から可燃性ガスを吹き出すもので，吹き出し部は，内径  $D_0=50$  mm，長さ  $L=40$  mm である．バーナの一端には，被加熱用空気を導入するため，内径  $D_{inj}=16$  mm (1/2 inch) のステンレス管を取り付け，他端には内径 50 mm，長さ 300 mm の石英管を接続した．なお，形成される火炎は浮力により変形するが[42]，実用的見地からバーナを水平に設置して実験を行った．

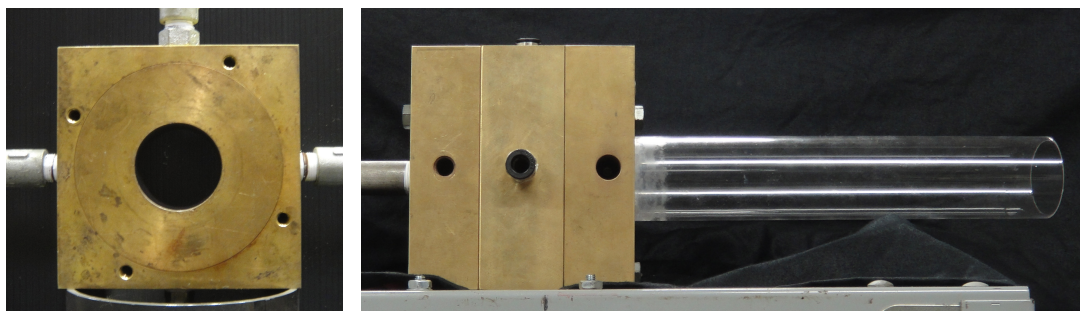
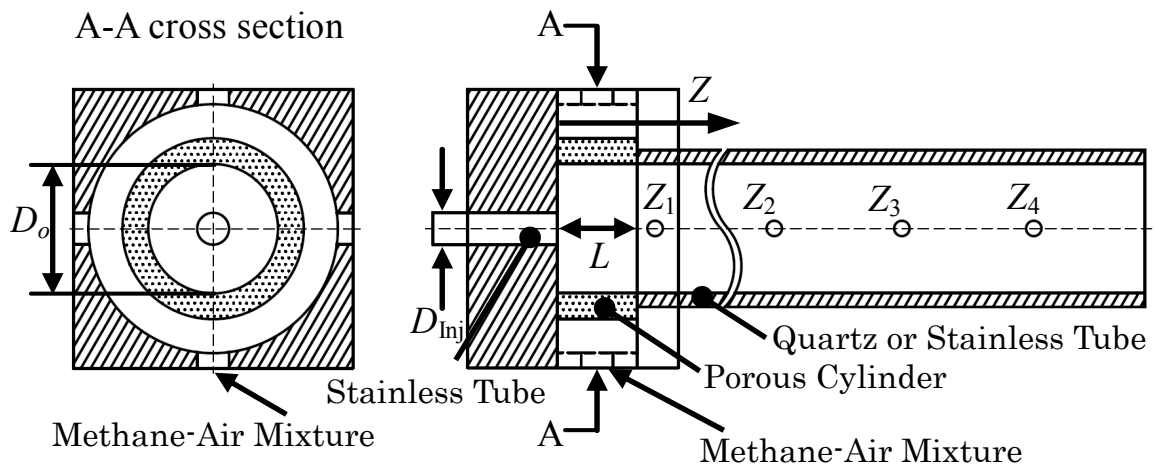


Fig. 2-3 Schematic of the non-swirl type tubular flame burner  $S_w=0$ .

### 2.3.2. 旋回流型管状火炎バーナ

一方、旋回流型バーナ(以降、旋回型バーナと称する)は、スリット幅を変更したり、あるいは、スリット数を変更したりすると、旋回強度を段階的に調整できるの計2種類ものを用意した。

#### 2.3.2.1. $S_w = 0.35, 0.7, 1.4$ ( $n=8, 4, 2$ )

まず、Fig.2-4に示すように、 $45^\circ$  毎に対称位置に取り付けた8つの矩形スリットから可燃性ガスを接線方向に吹き出すもので、吹き出し部は内径  $D_0=40$  mm、長さ  $L=50$  mm、スリット幅としては、5 mm である。異なる旋回強度を得るため、スリット数を8個全開、あるいは、4、6までに段階的に埋め込んだもので、概算で得られたスワール数  $S_w$  はそれぞれ 0.35, 0.7, 1.4 である [55]。スリット型バーナと同様、バーナの一端には、被加熱用空気を導入するため、内径  $D_0=8$  mm (1/4 inch) のステンレス管を取り付け、他端には内径 40 mm、長さ 300 mm の石英管を設置した。なお、いずれの場合でもバーナを水平に設置して実験を行った。

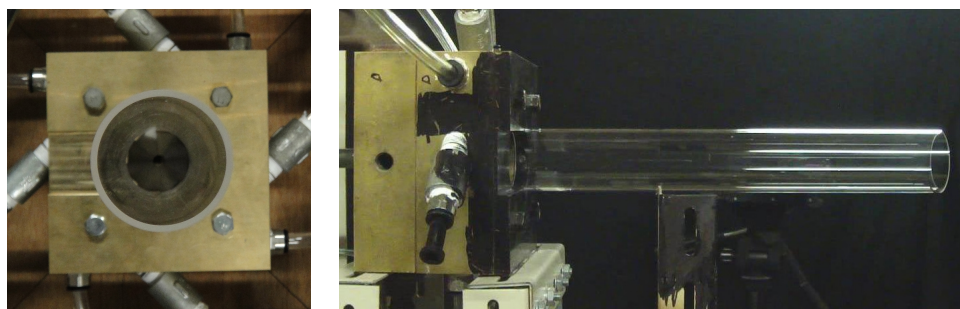
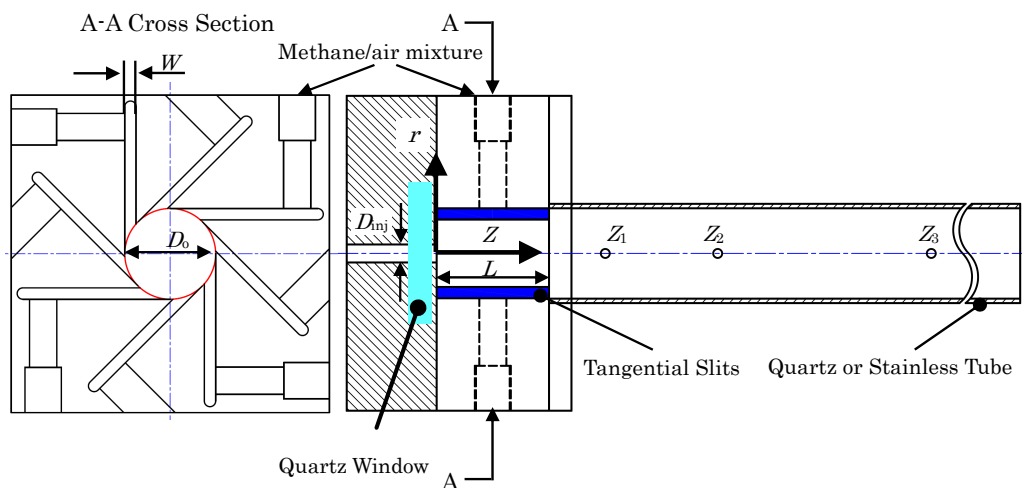


Fig. 2-4 Schematic of the weak swirl type tubular flame burner with varying the slit number  $S_w=0.35$  ( $n=8$ ),  $0.7$  ( $n=4$ ),  $1.4$  ( $n=2$ ).

### 2.3.2.2. $S_w = 2.8, 5.9, 12.0$ ( $W = 4, 2, 1$ mm)

次に、Fig.2-5 に示すように、 $90^\circ$  毎に対称位置に取り付けた 4 つの矩形スリットから可燃性ガスを接線方向に吹き出すもので、非旋回型バーナと同様、吹き出し部は内径  $D_0 = 50$  mm、長さ  $L = 40$  mm、スリット幅としては、異なる旋回強度を得るため、4、2、1 mm の計 3 種類を用意した。ちなみに、概算で得られたスワール数  $S_w$  はそれぞれ 2.8、5.9、12.0 である[55]。非旋回型バーナと同様、バーナの一端には、被加熱用空気を導入するため、内径  $D_0 = 16$  mm (1/2 inch) のステンレス管を取り付け、他端には内径 50 mm、長さ 300 mm の石英管を設置して実験を行った。

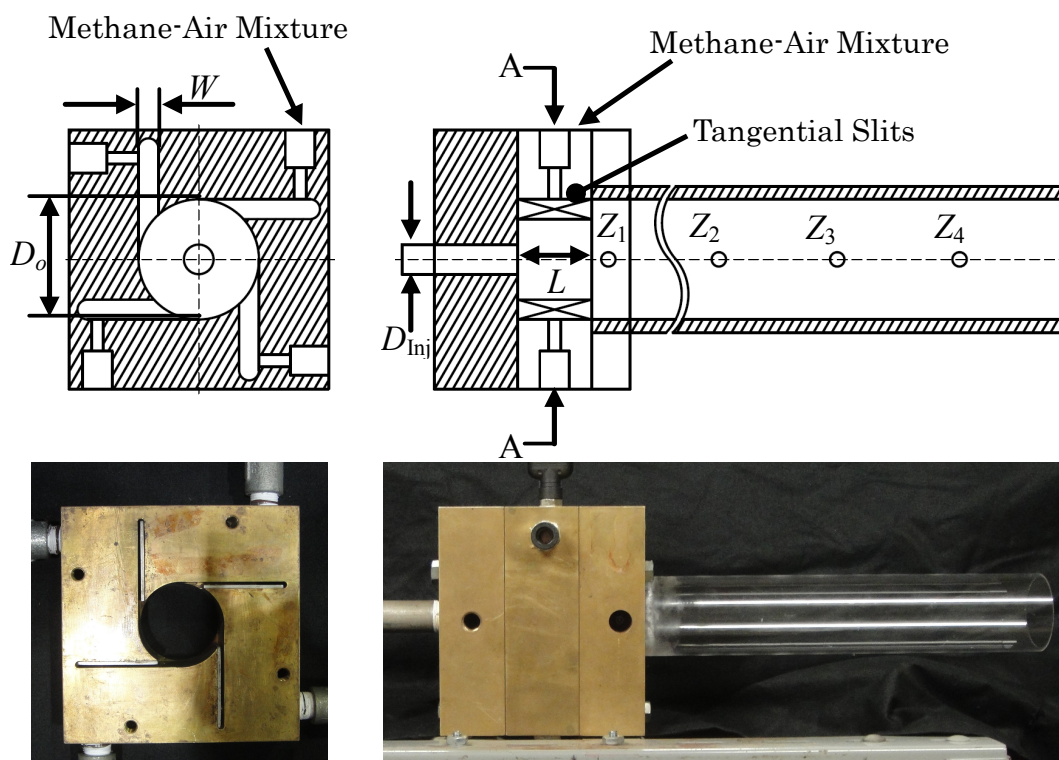


Fig. 2-5 Schematic of the strong swirl type tubular flame burner with varying the slit width  $S_w = 2.8$  ( $W = 4$  mm),  $5.9$  ( $W = 2$  mm),  $12.0$  ( $W = 1$  mm).

## 2.4. 被加熱気体インジェクター

Fig.2-6に示すように被加熱用空気を導入するため、内径 $D_{inj}=8\text{ mm}$  (1/4inch), あるいは $16\text{ mm}$  (1/2 inch) の2種類インジェクターを用意した。被加熱用空気を導入する際に、バーナの閉端に取り付け後、ステンレス管を接続した。

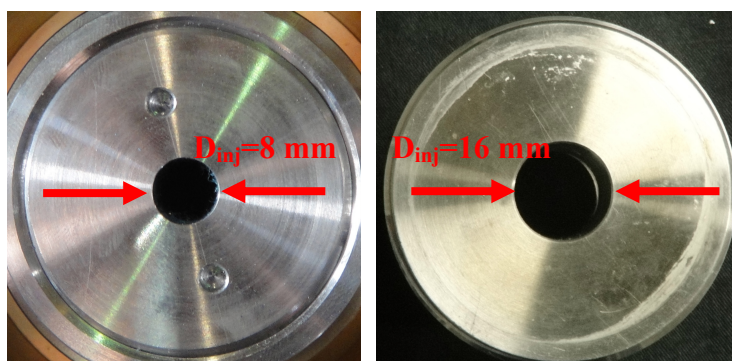


Fig. 2-6 Injector for inner diameter of 8mm (left) and 16 mm (right).



## 2.5. 観察用石英管および温度測定用鋼管

本研究では、火炎の観察には、バーナ閉端に設置された石英窓並びにバーナ下流に接続された石英管を介して2方向からデジタルビデオカメラで撮影を行った。また、加熱過程を把握すべく、複数の測定孔が開けられた鋼管を石英管の代わりに設置し、R形熱電対(Pt/Pt-13%/Rh)を挿入して半径方向、および軸方向温度分布を測定した。観察用石英管および温度測定用鋼管の外観を Fig.3-6 に、寸法を表 Tab.2-3 に示す。

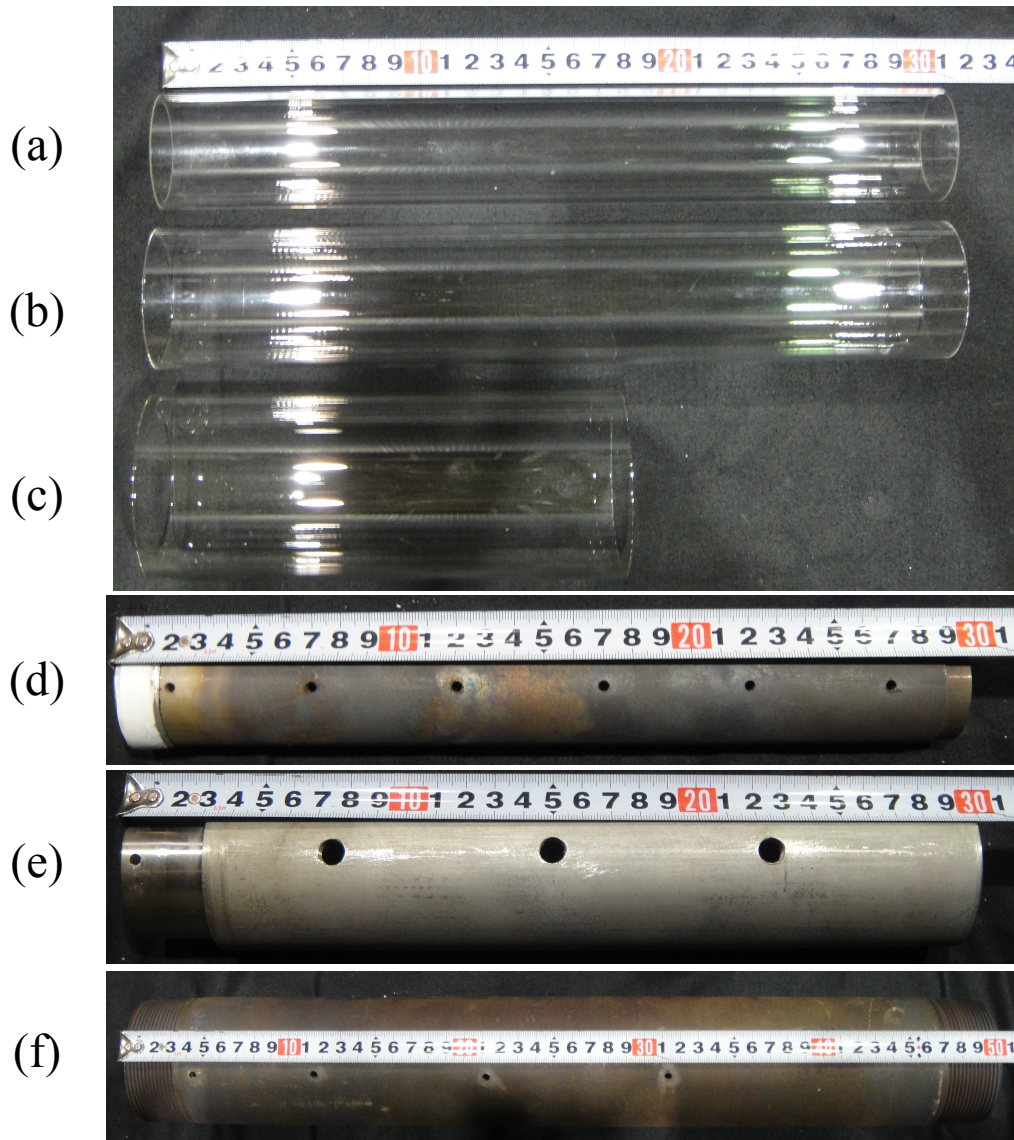


Fig. 2-7 Quartz or stainless tube.



Table 2-3 Quartz or Stainless Tube

Combustion Tube	Type	Inner Diameter $D_0$ (mm)	Length $L_t$ (mm)	Thickness $t$ (mm)	Distance $Z$ (mm)
Quartz Tube	a	40	300	2	—
	b	50	300	2	—
	c	64	180	2	—
Stainless Tube	d	36	40	2	75, 125, 220
	e	50	54	2	55, 125, 200, 275
	d	68	74	3	55,125,225

## 2.6. 燃料・燃焼用空気・被加熱用気体の供給装置

### 2.6.1. 浮き子式面積流量計

本研究では、流量測定装置として、管路中の抵抗体に作用する液体抵抗と重力の釣り合いを利用して流量を検出する、浮き子式面積流量計（昭和機器計装株式会社製，AP-0250U）を用いた（Fig.2-8）．流量計に刻まれている目盛りは，20°C，150mmAq-Gのもとで刻まれたものであるため，実際の流量を調べるためには，本実験を行った条件下で補正をしなければならない．

本来ならば，流量計の説明書にある補正式を利用して目盛りの補正を行なうと，実際の流量が得られる．しかし，予備実験の段階で流量計にて設定した流量が供給されていないということが判明した．そこで，正しい流量を測定するため浮き子式面積流量計の流量検定を行い，補正式により得られる補正值に，さらに補正係数 $\alpha$ をかけて，それを実際の流量とした．

$$\text{補正式： } Q(\text{m}^3_{\text{N}}/\text{h}) = Q_0 \cdot \sqrt{\frac{\gamma_{\text{N}0}}{\gamma_{\text{N}}}} \cdot \sqrt{\frac{PT_0}{P_0T}} \quad (2.1)$$

$Q$  : 実際の体積流量 (0°C, 1atm 状態)

$Q_0$  : 目盛り指示値

$\gamma_{\text{N}}$  : 実際に使用されている気体の標準状態の比重量 ( $\text{m}^3/\text{kg}$ )

$\gamma_{\text{N}0}$  : 設計基準の気体の標準状態の比重量 ( $\text{m}^3/\text{kg}$ )

$T$  : 実際の気体の絶対温度 (K)

$T_0$  : 設計基準の絶対温度 (K)

$P$  : 実際の気体の絶対圧力 (mmHg)

$P_0$  : 設計基準の絶対圧力 (mmHg)

また，今回は実際に使用している気体と，設計基準の気体の標準状態での比重は等しいものと考え， $\sqrt{\gamma_{\text{N}0}/\gamma_{\text{N}}} = 1$  として，補正を行っている．

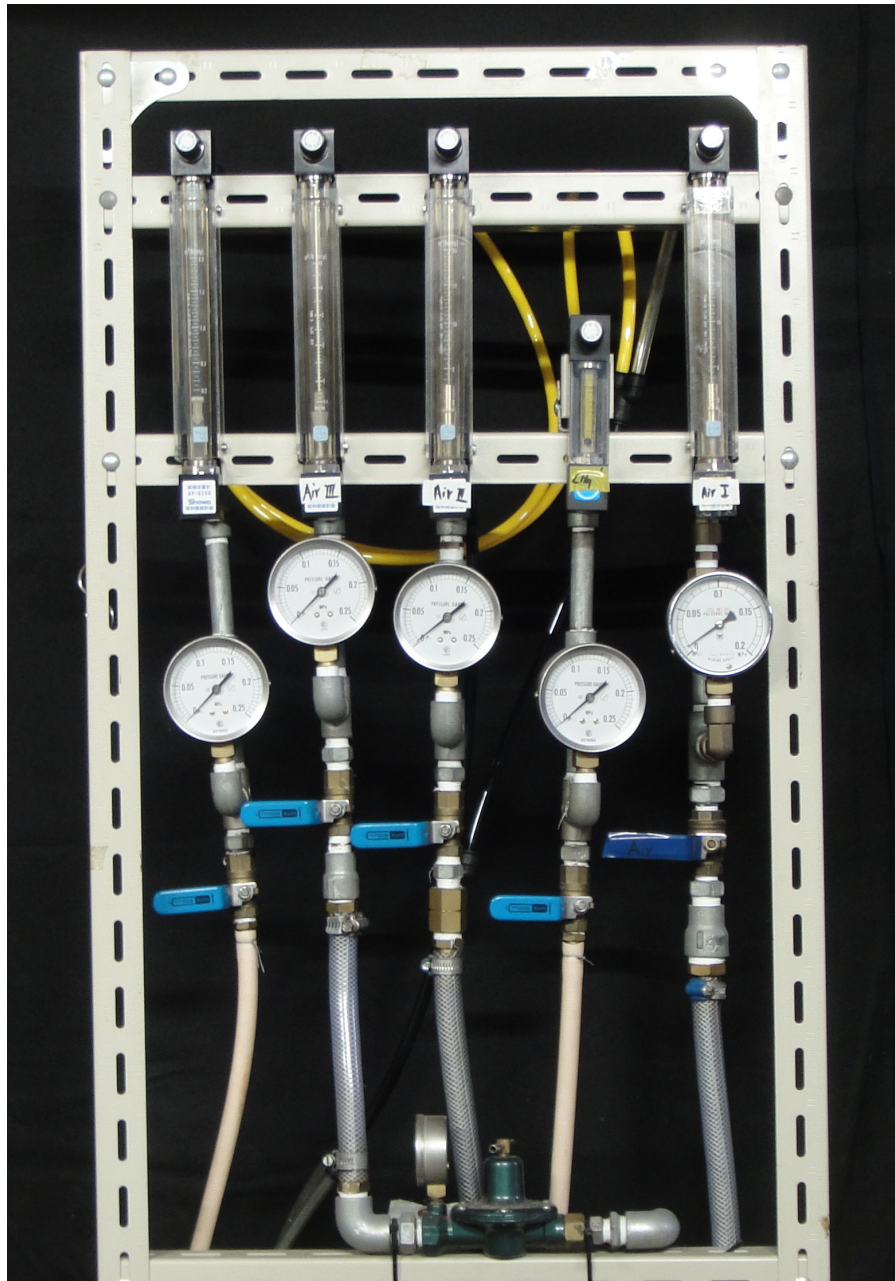


Fig. 2-8 Apparatus of the float-flow meter.

## 2.6.2. オリフィス流量計

本実験では、オリフィス流量計を製作して、これを燃料・空気供給装置として用いた。混合比で正確に供給するために各ガスに対して段階的に大きさの異なる 1~2 個のオリフィスを用意した (Fig.2-9)。また流量は、オリフィス流量の水柱マンメータの差(mm)を測定することによって求めることができる。

今回使用したオリフィス流量計におけるオリフィスを通過する流体の体積流量 $Q_v$ とオリフィス前後の圧力差の関係式を次に示した。

$$Q_v = C_0 \cdot \varepsilon \cdot (\pi D_0^2 / 4) \cdot (\Delta P / \rho)^{1/2} \quad (2.2)$$

ここで、

- $\rho$  : オリフィス上昇の気体密度 ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )
- $\Delta P$  : オリフィス前後の気体圧力 ( $\text{N}/\text{m}^2$ )
- $D_0$  : オリフィス孔径 (m)
- $C_0$  : 流量係数
- $\varepsilon$  : ガスの膨張による修正係数

これより、体積流量はオリフィス差圧 $\Delta P$ の平方根にして増加し、オリフィス面積に比例して増加する。なお、体積流量 $Q_v$ は温度、圧力の関数である。本実験ではデータ処理の関係により体積流量 $Q_v$ の代わりに $0^\circ\text{C}$ 、 $1\text{atm}$ における体積流量 $Q_{v0}$ を用いることとした。完全理想気体の式 $P = \rho RT$ を用いると式(2.1.1)より、

$$\begin{aligned} Q_{v0} &= (273.15/T) \cdot (P/P_0) \cdot Q_v \\ &= (273.15/T) \cdot (P/101325) \cdot C_0 \varepsilon (\pi D_0^2 / 4) \cdot (2\Delta P / \rho)^{1/2} \\ &= (273.15/T) \cdot (P/101325) \cdot C_0 \varepsilon (\pi D_0^2 / 4) \cdot (2RT\Delta P / P)^{1/2} \end{aligned} \quad (2.3)$$

また、各係数は以下のとおりである。

- $P_0$  : 標準 1 気圧 =  $101.03\text{J}(\text{kN}/\text{m}^2)$
- $R$  : 気体定数 ( $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{f})$ )
- $P$  : 気圧 +  $0.8(\text{kgf}/\text{cm}^2) = \text{気圧} + 7.84 \times 10^{-4}(\text{N}/\text{m}^2) = \text{気体の絶対圧力}(\text{N}/\text{m}^2)$
- $T$  : 気温 +  $273.15(\text{K}) = \text{気体の絶対温度}(\text{K})$

実験では、マンメータに水柱を用いているため $\Delta P(\text{N}/\text{m}^2)$ は差圧 $\rho_w g H(\text{N}/\text{m}^2)$  ( $\rho_w$  : 水の密度 ( $\text{kg}/\text{m}^3$ ),  $g$  : 重力加速度 ( $\text{m}/\text{s}^2$ ),  $H$  : マンメータの水柱 (mm)) となる、また、 $\Delta P = \rho_w g H$  を、式(2.1.2)に代入して、

$$Q_{v0} = (273.15/T) \cdot (P/760) \cdot C_0 \varepsilon \cdot (\pi D_0^2 / 4) \cdot (2RT\rho_w g H / P)^{1/2}$$

$$= \text{const} \cdot (PH/T)^{1/2} \quad (2.4)$$

が得られる。

これより体積流量  $Q_{v0}$  は  $(PH/T)^{1/2}$  に比例するので、マノメータの水柱高さより実際の体積流量を知ることができる。

実質的には流量検定を行うことにより  $Q_{v0}$  と  $(PH/T)^{1/2}$  を求め、その結果から最小二乗法によって、

$$Q_{v0} = A \times (PH/T)^{1/2} + B \quad (2.5)$$

の形とし、上式の  $A$  および  $B$  を算出してから用いた。

以下に流量検定により、本実験で用いるにおいて適切であったオリフィスの各燃料に対する流量算出式を示す。



Fig. 2-9 Apparatus of the orifice-flow meter.

## 2.7. 計測装置

### 2.7.1. 被加熱気体温度の計測装置

Fig.2-10 に示すように、R 型熱電対およびペンレコーダーを用いて温度分布を測定した。なお、加熱過程を把握すべく、複数の測定孔が開けられた鋼管を設置し、二酸化ケイ素で被覆したの素線径 0.2 μm の R 型熱電対(Pt/Pt-13%/Rh)を挿入して半径方向、および軸方向温度分布を測定した。また、いずれの場合で熱電対の露出した部分は 8 mm である。

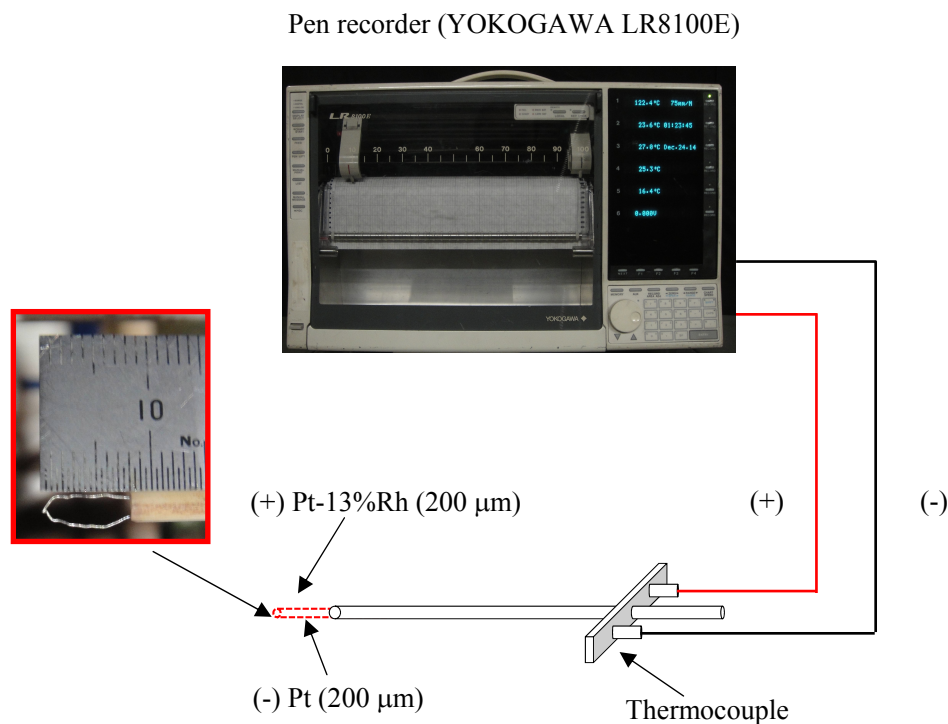


Fig. 2-10 Temperature measuring device.

本実験では、素線径 200 μm の R 形熱電対を用いて温度測定を行ったが、測定された温度は実際の燃焼ガス温度より低い値となっている。その要因には、素線を挿入することにより流れを乱して火炎形状に変化を与えたり、輻射や熱伝導によって熱損失が生じたりすることが考えられる。中でも、最も重要なものは熱電対の輻射による熱損失であり、素線径や素線の材質によりその大きさも様々である。今回は、Kaskan の輻射補正式[53, 54]を用いて輻射による熱損失を求めた。Kaskan によると、燃焼ガスから素線へと伝導する熱量と素線の発光による輻射によって放出される熱量が平衡状態になっていると仮定することによって、次のような補正式が導出できる。

$$\Delta T = \frac{1.25 \varepsilon \sigma T_w^4 d^{0.75}}{\lambda} \left( \frac{\mu}{\rho v} \right)^{0.25} \quad (2.6)$$

- $T_w$  : 燃焼ガス温度 (K)
- $\varepsilon$  : 放射率
- $\sigma$  : ステファンボルツマン定数 ( $W/(m^2 \cdot K^4)$ )
- $\lambda$  : 熱伝導率 ( $W/(m \cdot K)$ )
- $d$  : 熱電対素線径 (m)
- $\mu$  : 粘性係数 ( $kg/(m \cdot s)$ )
- $\rho$  : 密度 ( $kg/m^3$ )
- $v$  : ガス流速 (m/s)

$\Delta T$  は、燃焼ガス温度と熱電対の差であり、熱電対にこの値を加えることで燃焼ガス温度が得られる。

ここで、放射率  $\varepsilon$  については多少温度依存性があるが、被覆のない白金では 0.10 ~ 0.30 であるので今回は 0.16 という値を採用し、 $\sigma$  はステファン・ボルツマン定数で  $5.670 \times 10^{-8} W/(m^2 \cdot K^4)$ 、 $d$  は熱電対の素線径、また  $\lambda$ 、 $\eta$ 、 $\rho$  はそれぞれ燃焼ガスの熱伝導率、粘性係数、密度で、これらの物性値は、平衡計算で求められた組成の燃焼ガスに対して気体運動論で与えられる推定式[55]を適用して求め、燃焼ガスの速度  $v$  は混合気流量をバーナ管断面積で割って求められる軸方向平均速度を用いた。

## 2.7.2. PIV システムの計測原理と方法

### 2.7.2.1. PIV 原理

PIVの計測原理を、Fig.2-11に示す。軸方向の流れに微細なトレーサ粒子を混入させ、これをパルスレーザなどの光源で瞬間的にシート状に照明する。照明は流れの面内で少なくとも2時刻（時刻 $t_0$ と時刻 $t_1$ ）で行われる。トレーサ粒子からの散乱光は、CCD素子などの撮影装置を介して記録媒体に2時刻の瞬間的な粒子画像として記録される。連続する2時刻の画像上のトレーサ粒子像からその画像上の移動量  $\Delta x$  を求め、これと画像入力の時刻間隔  $\Delta t = (t_1 - t_0)$  および画像の変換係数  $\alpha$  とから、流れ空間の局所速度  $u$  を次式のように求める。

$$u = \alpha \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad (2.7)$$

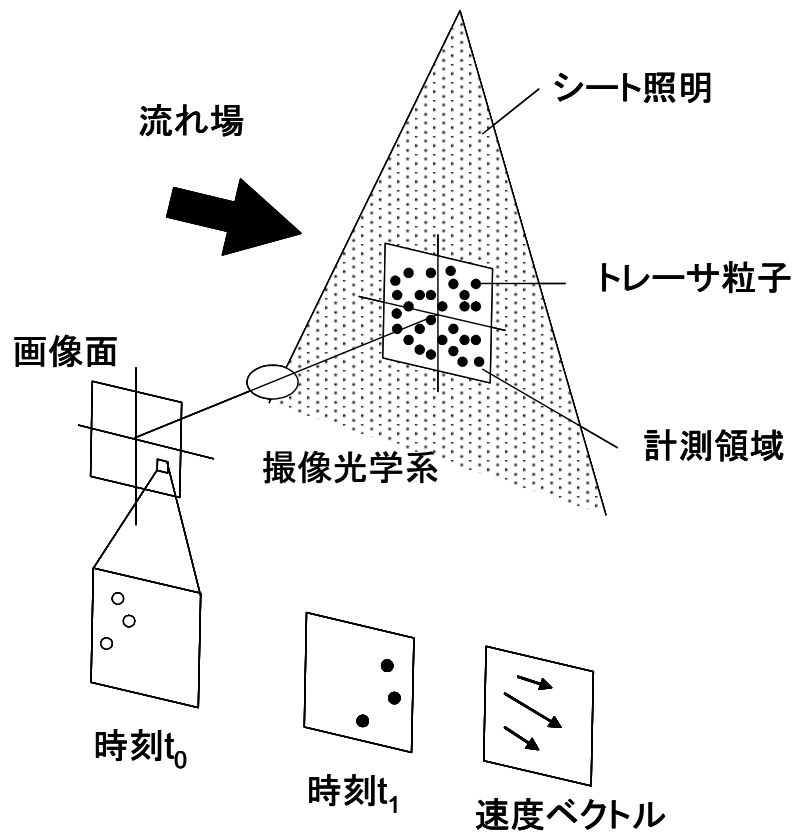


Fig. 2-11 The principle of PIV.



### 2.7.2.2. 装置の配置とレーザーの照射方向

PIV を使用する際の測定装置の配置とレーザーの照射方向について説明する。

本実験では、バーナ内部の流場を観察するために、Fig.2-12に示すようにレーザーはバーナの管軸に対して水平に、あるいは垂直に照射し、バーナ断面方向からCCDカメラで撮影を行った。

測定は非燃焼の場合で燃料は供給せず燃焼用空気と被加熱空気のみで行った。燃焼用空気の流量をオリフィス流量計で固定した後、トレーサ粒子である酸化マグネシウムを軸方向の被加熱様空気に混入させバーナに供給した。測定は200回程度行い平均化処理をした。

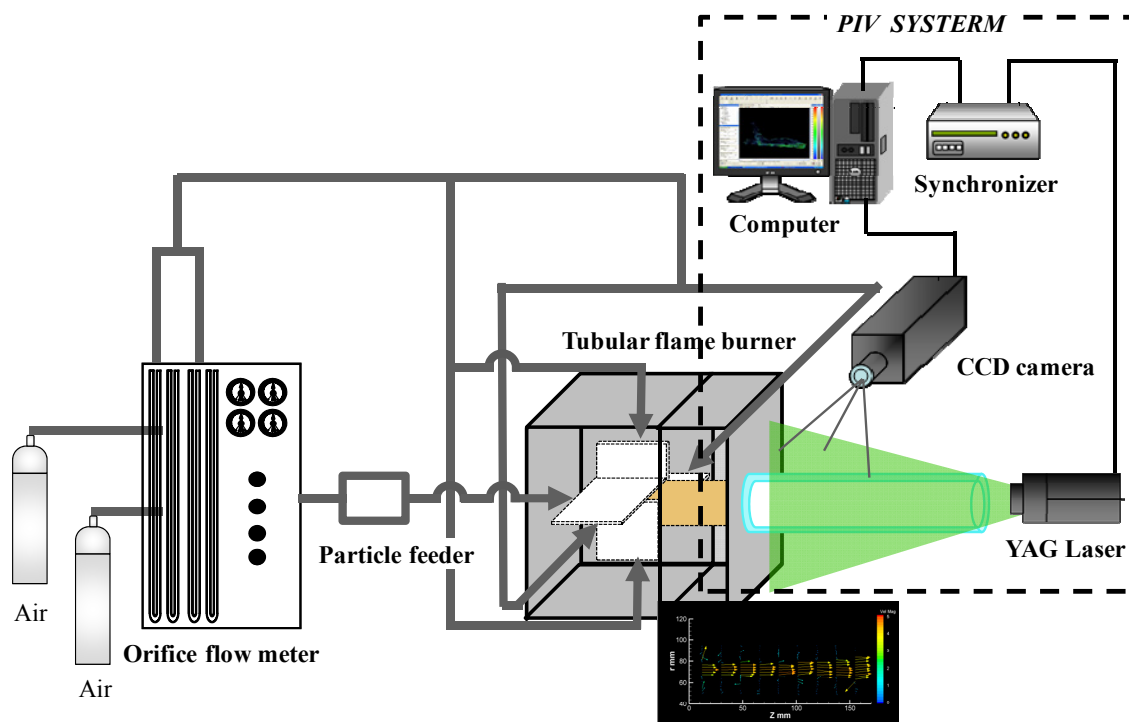


Fig. 2-12 Schematic of the apparatus with a PIV system.

## 第 3 章 管状火炎バーナの基礎的特性

### 3.1. まえがき

はじめに、管状火炎を用いて新しい加熱技術を創成するため、管状火炎の基本的特性を調べることにした。そこで、基礎的な管状火炎バーナの構造および旋回運動のみについて系統的・実験的に調べた。

### 3.2. 可視化管状火炎バーナ

本実験では、管状火炎バーナ内部の流れ場を調べるために、可視化管状火炎バーナを製作し実験を行った。可視化管状火炎バーナには4種類がある。その概略を Fig.3-1 に、詳細の寸法を Tab.1 に示す。

Fig.3-1 に示すように、管状火炎バーナは、可視化するために、石英ガラスを用いて製作した。90°毎に対称位置に取り付けた4つの矩形スリットから燃焼用空気を接線方向に吹き出すもので、スリット幅  $W=2$  mm、長さ  $L$  としては、64, 32, 16, 8 mm の計4種類を用意した。これらの管状火炎バーナは、両端開放で、内径  $D_0=16$  mm、全長  $L^*=160$  mm である。なお、スワール数 2.75 の場合、管状火炎バーナの全長は 120mm である。

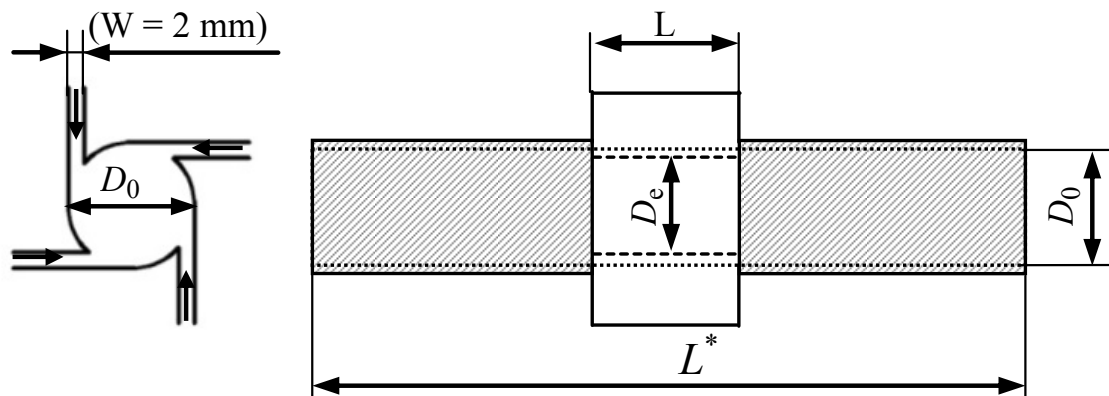


Fig. 3-1 Schematic of the tubular flame burners ( quartz made, two-side open).

Table 1  
Configuration of the combustor

Burner diameter $D_0$ (mm)	Exit throat diameter $D_e$ (mm)	Total length of burner $L^*$ (mm)	Slit width $W$ (mm)	Slit length $L$ (mm)	Swirl number $S_w$
16	14	160	2	64	0.34
16	14	160	2	32	0.69
16	14	160	2	16	1.37
16	14	120	2	8	2.75

ここでは、旋回強度による流れ場および混合過程の影響を調べるために、吹き出し部のスリット長さ、幅などを変化させたり、あるいは、バーナの断面面積を変化させたりすると、異なるの旋回強度が与えられる。この旋回強度は、いわゆるスワール数が以下の式 3-1 ように定義される。

$$S_w = \frac{\pi D_e D_0}{4 A_T} \quad (3.1)$$

今、管状火炎バーナの内径を  $D_0$ 、吹き出し部の内径を  $D_e$ 、4つの矩形スリット面積を  $A_T$  とし、概算で得られたスワール数はそれぞれ 0.34, 0.69, 1.37, 2.75 である。なお、本研究では、吹き出し部の内径  $D_e = D_0 - W$  より与えられる。

### 3.3. 実験方法

流れ場は、PIV システムを用いて測定した。Fig. 3-2 に、その概略を示す。PIV システムは、ダブルパルス Nd:YAG レーザ (TSI 社製, 120 mJ/pulse), 高解像度 CCD カメラ (TSI 社製, 1280x1024 pixels, 10-bit grayscale), ホストコンピュータ, トレーサジェネレーターから構成され、レーザと CCD カメラのシャッターの同期はパルスジェネレーターにより行った。レーザシートの厚さは約 1 mm であり、周方向速度の測定にはバーナ中心軸垂直に、軸方向速度の測定にはバーナ中心軸平行にレーザシートを照射した。乾燥空気は、それぞれオリフィス流量計にて流量測定後、2 つ流動ガスとして供給される。その後、トレーサには酸化マグネシウム ( $MgO$ :  $\sim 5\mu m$ ) を用いて、一つの流動ガスに導入し一様に混合され、水平の 2 つスリットのみ注入される。

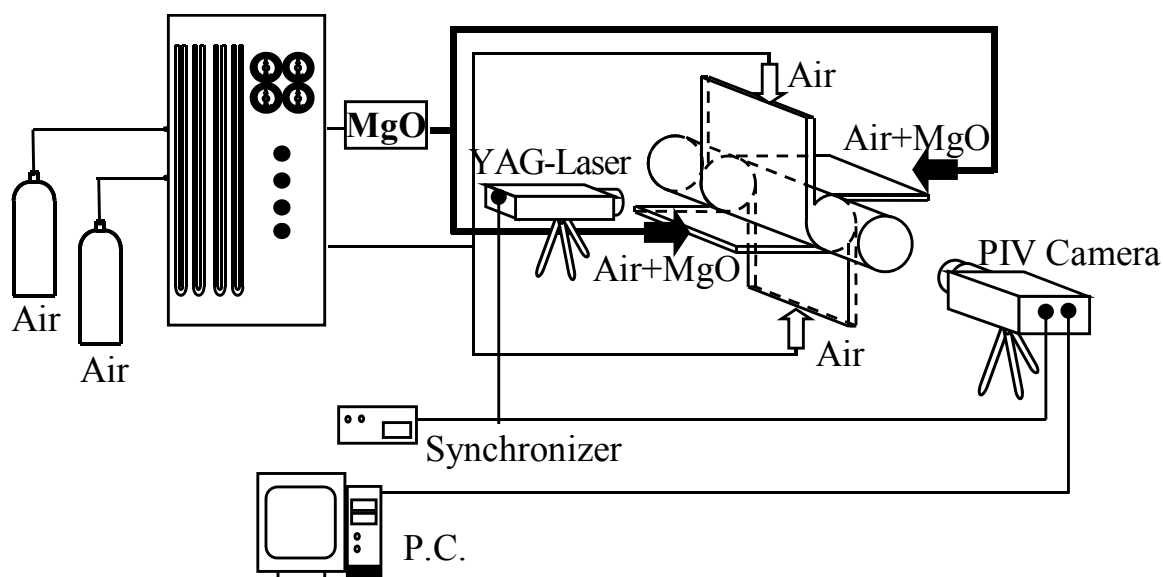


Fig. 3-2 Schematic of the PIV measurement system.

### 3.4. 管状火炎バーナの流れ場と混合過程

各管状火炎バーナの流れ場および混合過程を調べるために、スリット長さが異なるの管状火炎バーナの中央における断面およびスリットから離れた下流側に、管状火炎バーナ中心軸における断面の流れ場について測定した。

#### 3.4.1. $S_w=0.34$ ( $L=64\text{mm}$ )

はじめに、 $S_w = 0.34$  のバーナを用いた場合、酸化マグネシウムの微粒子があるとなないの空気流量  $Q_S$ ,  $Q_A$  を、それぞれ  $0.09$ ,  $0.15$ ,  $0.27 \text{ m}^3/\text{N/h}$  まで段階的に変更させる時に、管状火炎バーナ中央における断面で撮影した画像を Fig.3-3 に示す。なお、撮影上の問題で、画像は非燃焼時、且つ、流量も少ない条件のものである。左上、右下の2つの水平スリットから、それぞれ微粒子が混入された乾燥空気が接線方向に沿ってバーナへ供給する。一方、左下、右上の2つ垂直スリットから、乾燥空気のみ接線方向に沿ってバーナへ供給する。なお、破線は、それぞれ周方向に設置されたスリット、石英管壁の位置を示す。また、始点  $O$  としては、円形座標系に沿って時計回りで2つ流れの混合位置である。

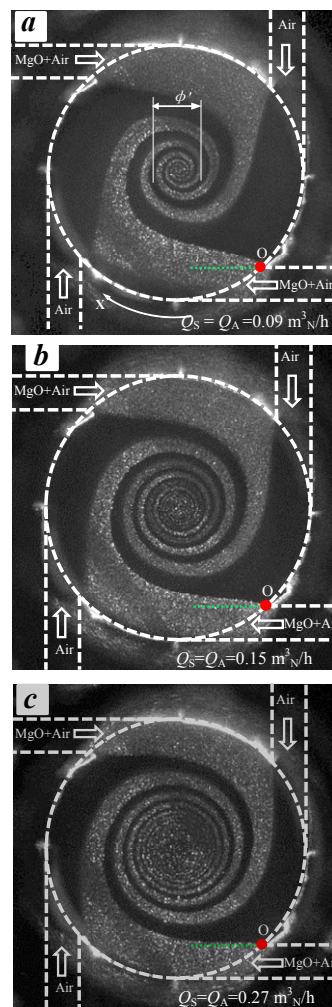


Fig. 3-3 Flow visualizations in a cross section perpendicular to the tube axis around the center of the burner for various flow rates ( $Q_S$ : flow rate of the seeded air flow,  $Q_A$ : flow rate of the non-seeded air flow, ( $S_w = 0.34$ )).

Fig.3-3(a)に示すように、空気流量 $Q_S=Q_A=0.09\text{ m}^3\text{N/h}$ の条件では、右下から粒子を混入した空気流は2 mm程度の幅で放出された後、右上から粒子を混入せず空気流と接続し拡大することがわかる。さらに流れが接線方向に沿って回ると、その幅は放射状でさらに拡大することがわかる。同時に、左下から粒子を混入せず空気流に接続した後、右下の空気流は、流体間の内部圧縮作用で幅が縮小する。最後に、流れが回すと、流体間の混合が無限にバーナーの中心軸に接近し均一になる。

次に、Fig.3-3(b)に、空気流量 $Q_S=Q_A=0.15\text{ m}^3\text{N/h}$ の条件では、右下から粒子を混入した空気流と右上から粒子を混入せず空気流の幅は、 $Q_S=Q_A=0.09\text{ m}^3\text{N/h}$ の条件より縮小していることが明らかになった。その幅は、流れの回しによって、それぞれ拡大しつつ、接続するとともに縮小する。また、中心軸上での渦の直径が前者より増大していることがわかった。

最後に、空気流量を $Q_S=Q_A=0.27\text{ m}^3\text{N/h}$ に増大すると、2流体が吹き出された後、前二者に比較すると、2流体間の幅が小さくなった。しかし、2流体の幅は、混合が始まった後に、流れによって減少するとともに、中心軸上での渦の直径が増大する様子が確認された(Fig.3-3(c))。

引き続き、スリットから 10 mm に離れた下流側に、管状火炎バーナ中心軸における断面の流れ場について調べた。その結果を Fig.3-4 に示す。図中で破線は、石英管壁の位置を示す。

まず、Fig.3-4(a)に示すように、空気流量  $Q_S=Q_A=0.09\text{ m}^3\text{ N/h}$  の条件では、中心軸上での渦の直径  $\phi$  は、Fig.3-3(a)での渦の直径  $\phi'$  とほぼ等しいである。下流側にいっても、その直径の大きさはほぼ一定で保持する。また、2 流体は、円周方向に沿って交替に現われることが見られた。

次に、空気流量  $Q_S, Q_A$  を  $0.15\text{ m}^3\text{ N/h}$  に増すと、中心軸上での渦の直径  $\phi$  が増加し、そして、粒子が混入した空気と粒子が混入せず空気の長さ  $S$  は前者より減少した(Fig.3-4(b))。空気流量  $Q_S, Q_A$  は、 $0.27\text{ m}^3\text{ N/h}$  に更なる増加すると、中心領域では 2 流体の混合面積が増大し、管壁の付近ではほとんど軸対称的に渦を持ちつつ、周期的に現われことが確認した(Fig.3-4(c))。この 2 つのパラメータから、流量増大による管状火炎バーナにおける 2 流体間の混合率を促進することが説明できる。

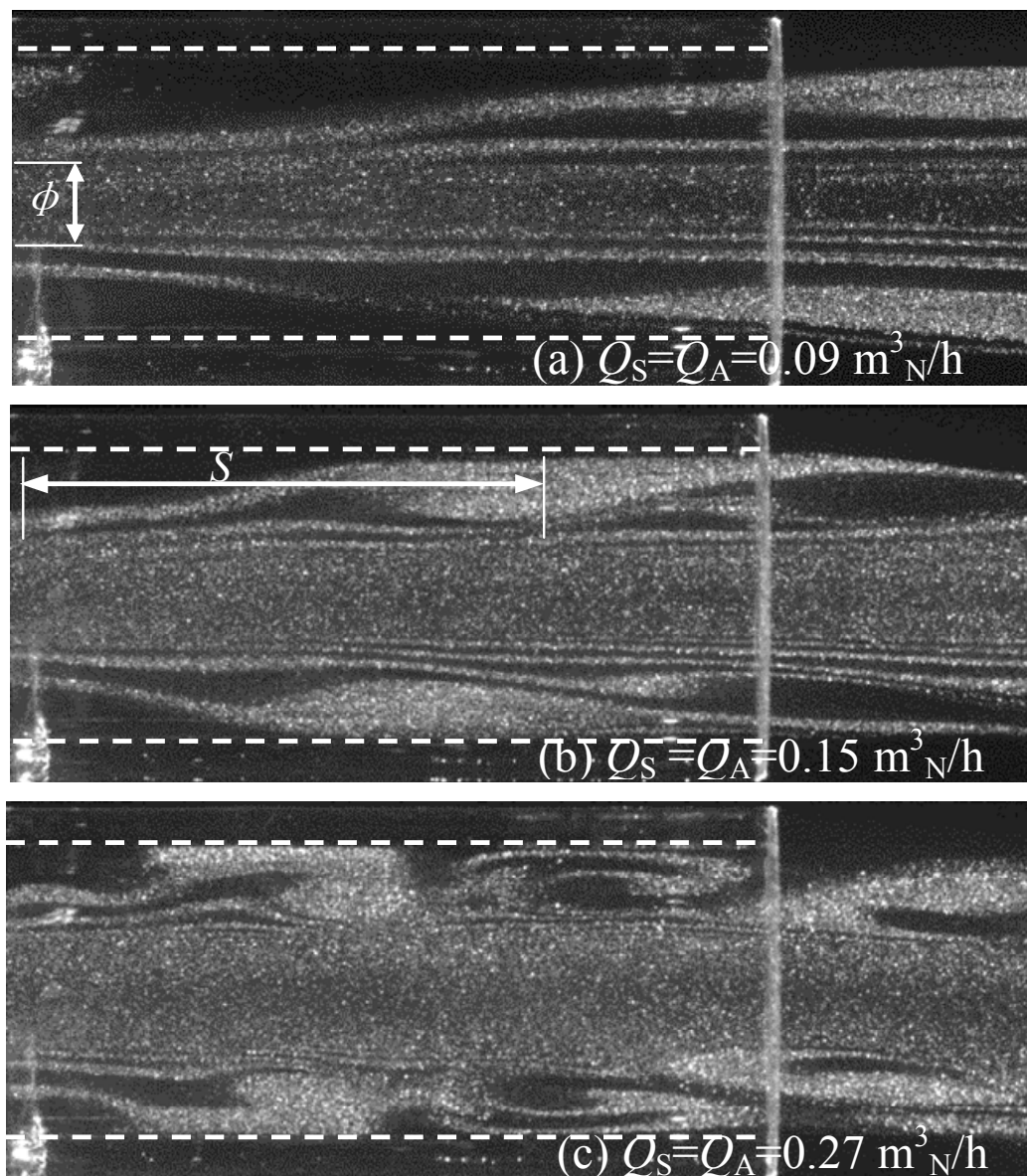


Fig. 3-4 Flow visualizations along the axis 10 mm downstream of the slit.

### 3.4.2. $S_w=0.69$ ( $L=32\text{mm}$ )

Fig.3-5, 3-6 に,  $S_w = 0.69$  のバーナを用いた場合, 空気流量  $Q_S$ ,  $Q_A$  を, それぞれ 0.09, 0.15, 0.21, 0.27  $\text{m}^3\text{N}/\text{h}$  まで段階的に変更させる時に, 管状火炎バーナ中央における断面およびスリットから 10 mm に離れた中心軸上での断面で撮影した画像である.

Fig.3-5(a)に示すように, 空気流量  $Q_S=Q_A=0.09\text{m}^3\text{N}/\text{h}$  の条件では, 2 流体の幅は,  $S_w=0.34$  のバーナ場合と同様, スリットから円周方向に沿って拡大し, 2 流体が接触するとともに減少することがわかる. また, 中心軸上での混合された渦が同じに観察された. さらに, 空気流量の増加とともに, 両者幅は減少し, Fig.3-5(d)では, それぞれスリット幅より小さいことがわかった. また, 空気流量  $Q_S=Q_A=0.15\text{m}^3\text{N}/\text{h}$  の条件では, 中心軸上で粒子が混入せず渦が現われ, 空気流量の増加とともに, その大きさも増大する. 以前の研究より, スワール数が 0.6 より大きい場合, 流れを再循環させることで再循環流が起こることがよく知られている[18,55]. このため中心軸上で逆流が発生したことを考えられる.

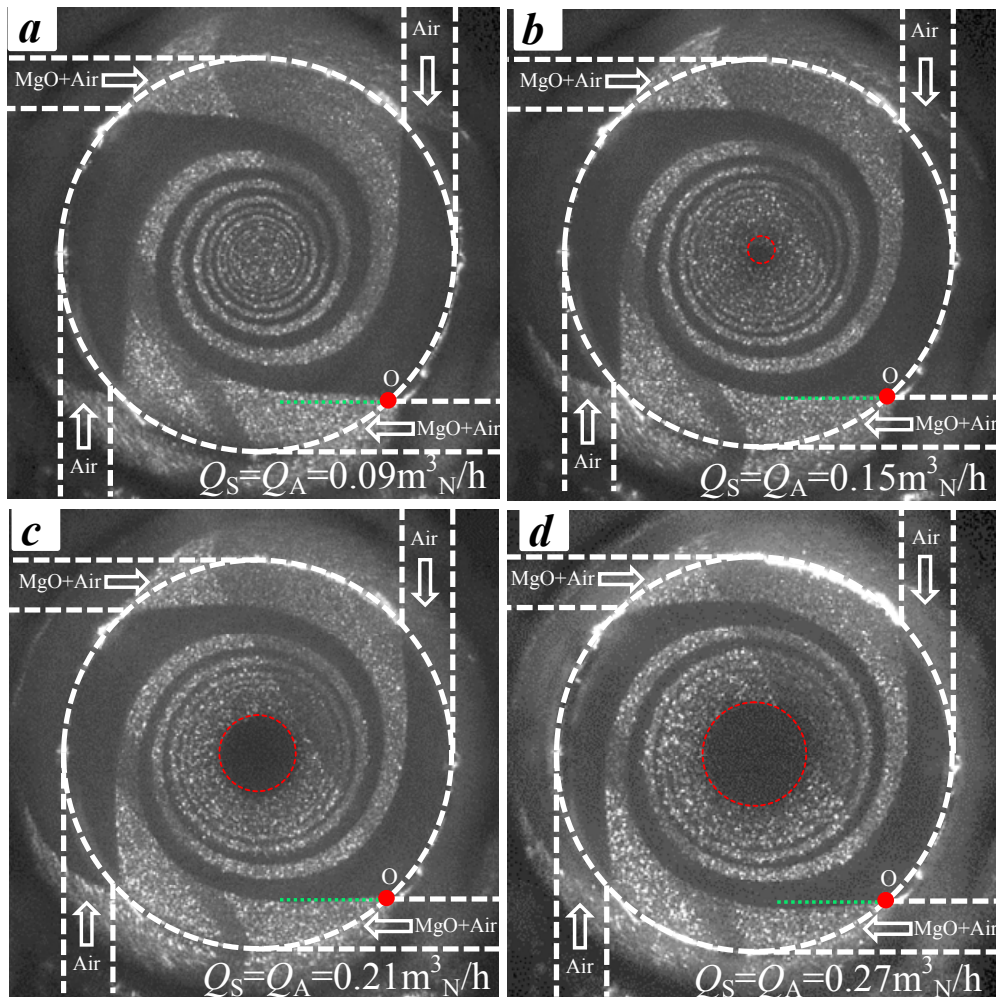


Fig. 3-5 Flow visualizations in the cross section varying with flow rates ( $S_w=0.69$ ).



引き続き、軸方向下流側における断面では、空気流量  $Q_S$ 、 $Q_A$  が  $0.09 \text{ m}^3/\text{h}$  と少ない条件時、中心軸上での2流体が混合された領域を観察した(Fig.3-6(a)). また、管壁には、2流体が軸方向に沿って交替的に、且つ、ほぼ軸対称的に分布される様子が観察された。空気流量を  $Q_S=Q_A=0.15 \text{ m}^3/\text{h}$  に増大すると、管壁付近では、2流体が混合した渦が発生するとともに、中軸上で逆流が起こることが明らかになった(Fig.3-6(b)). さらに、空気流量を  $Q_S=Q_A=0.27 \text{ m}^3/\text{h}$  大きい条件では、下流側にも中心軸上での2流体が相互に混合を始めたことがわかる(Fig.3-6(c)).

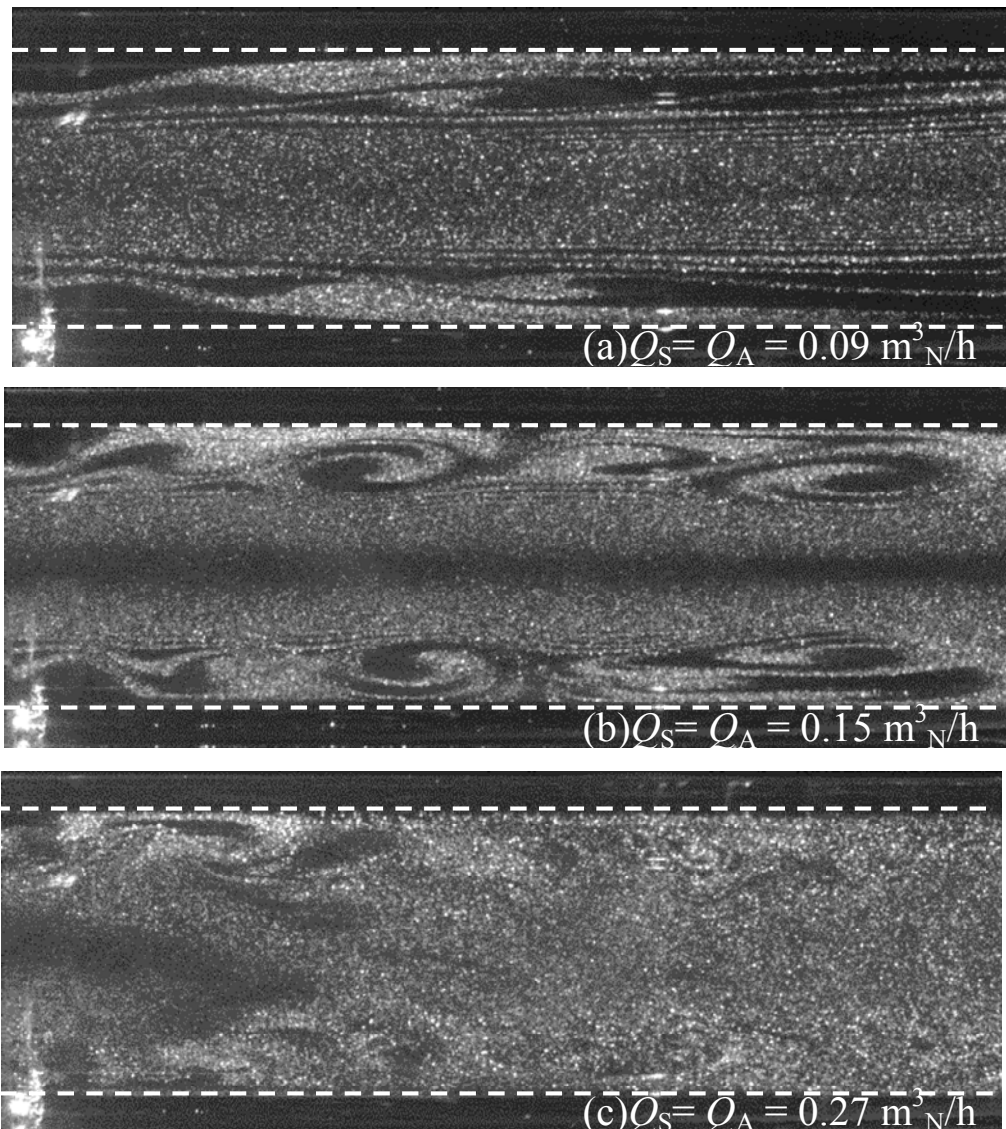


Fig. 3-6 Flow visualizations in the plane containing the tube axis 10 mm downstream of the slit.

### 3.4.3. $S_w=1.37$ ( $L=16\text{mm}$ )

Fig.3-7, 3-8 に,  $S_w = 1.37$  のバーナを用いた場合, 空気流量  $Q_S$ ,  $Q_A$  を, それぞれ  $0.09$ ,  $0.15$ ,  $0.21 \text{ m}^3/\text{h}$  まで同じ段階的に変更させる時に, 管状火炎バーナ中央における断面およびスリットから  $10 \text{ mm}$  に離れた中心軸上での断面で撮影した画像である.

Fig.3-7(a)に示すように, 空気流量  $Q_S=Q_A=0.09 \text{ m}^3/\text{h}$  の条件では, 2 流体の幅は,  $S_w=0.69$  のバーナの場合と同様, スリットから円周方向に沿って拡大し, 2 流体が接触するとともに減少することがわかる. 特筆すべき,  $S_w=0.69$  のバーナの条件を用いた場合と比較すると, 中心軸上での黒い領域がより一層大きくなったことがわかる. それは, 2 流体の流量の増加によって, 逆流が強くなったためと考えられる. 一方, 空気流量  $Q_S=Q_A=0.21 \text{ m}^3/\text{h}$  に増すと, 周方向に 2 流体の流れの不安定が発生を始めた Fig.3-7(c).

断面写真を見ると, 空気流量  $Q_S=Q_A=0.09$ ,  $0.15 \text{ m}^3/\text{h}$  の条件では,  $S_w=0.69$  のバーナと同様, それぞれ円形の黒い領域, 逆流が観察された(Fig.3-7(a, b), Fig.3-8(a, b)). その逆流の大きさは,  $S_w=0.69$  を用いた場合に比べると, 若干大きくなった. 空気流量  $Q_S=Q_A=0.21 \text{ m}^3/\text{h}$  の条件では, バーナ内部の周方向の対称位置に, それぞれ流れの不安定が発生した. その不安定性による中心軸上で少量の粒子が逆流に乗らせるため, 再びバーナ中心領域に現われた(Fig.3-7(c)). バーナの下流側にも, 軸方向の断面での粒子が強旋回運動の遠心力作用による影響せずバーナ管内の全領域で分布されていることがわかった(Fig.3-8(c)).

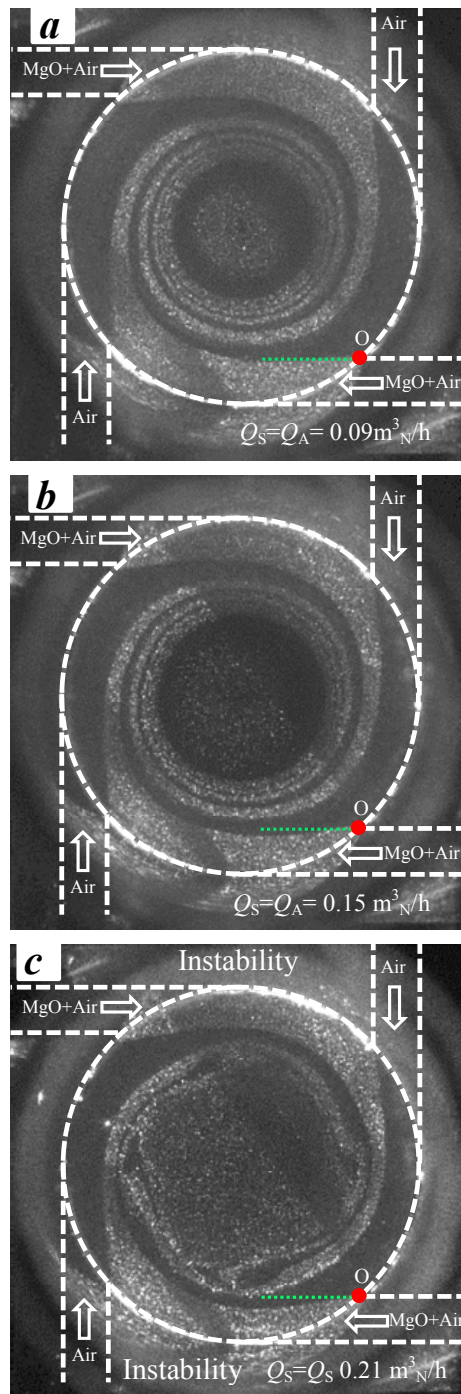


Fig. 3-7 Flow visualizations around the slit for various flow rates ( $S_w = 1.37$ ).

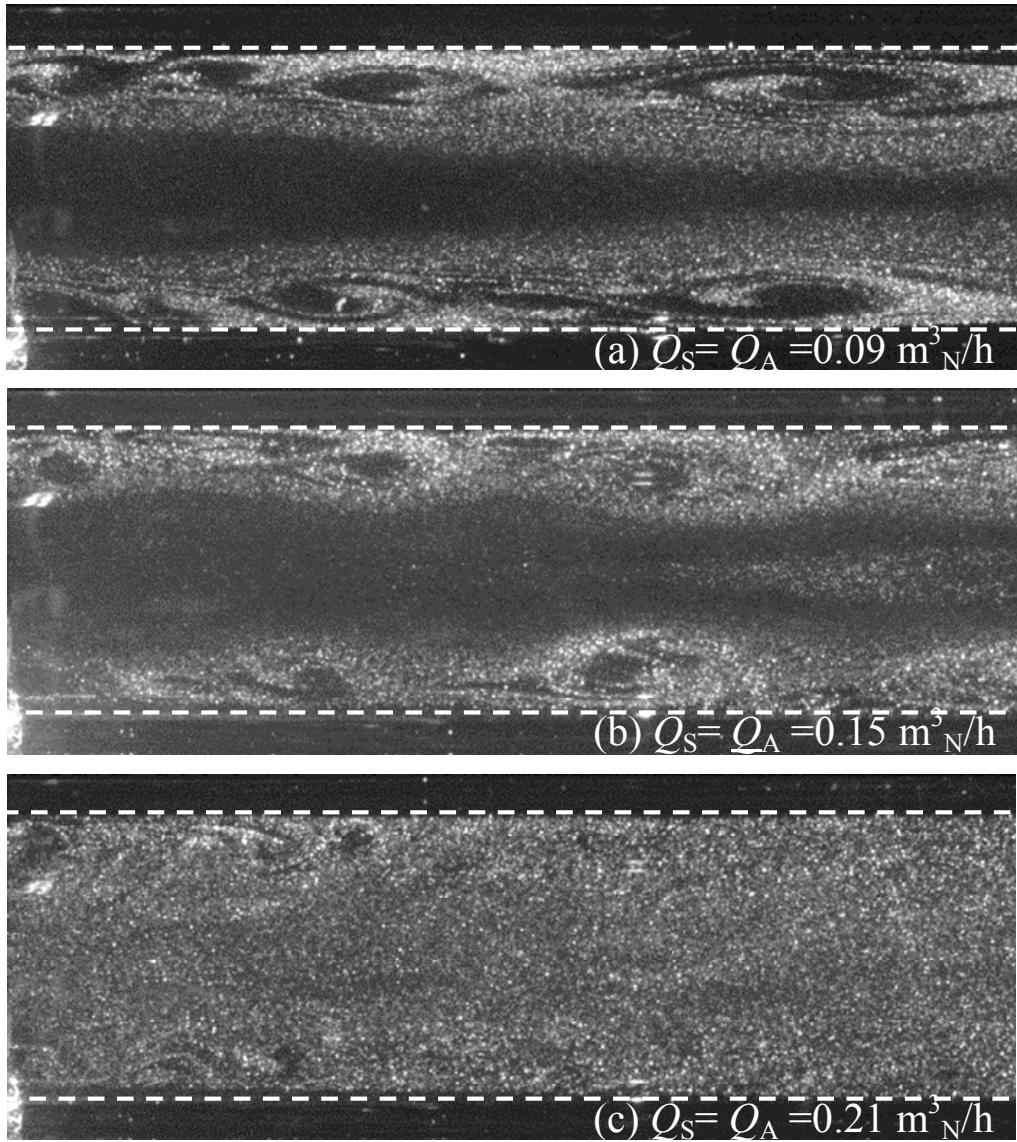


Fig. 3-8 Flow visualizations in the plane containing the tube axis downstream of the slit ( $S_w = 1.37$ ).

### 3.4.4. $S_w=2.75$ ( $L=8\text{mm}$ )

最後に、 $S_w=2.75$  のバーナを用いた場合、空気流量  $Q_S$ 、 $Q_A$  を、それぞれ  $0.09$ 、 $0.15 \text{ m}^3_{\text{N}}/\text{h}$  までに変更させる時に、バーナ中央におけるおよび管軸平行における断面で流れを観察した結果を Fig.3-9、3-10 に示す。

まず、バーナ中央の断面では、空気流量  $Q_S$ 、 $Q_A$  を  $0.09 \text{ m}^3_{\text{N}}/\text{h}$  少ない条件にした時に、前者と同じ、中心領域に旋回運動による渦を、バーナ下流側の管軸上での断面では、中心軸上での負圧による逆流を、それぞれ観察された(Fig.3-9(a), 3-10(a)). 空気流量  $Q_S$ 、 $Q_A$  を  $0.15 \text{ m}^3_{\text{N}}/\text{h}$  に増すと、バーナ中央の断面では、スリット出口付近に、流体の不安定が起こり Fig.3-9(b), 下流側にいっても、その不安定性による流体間の混合を促進したことがわかった(Fig.3-10(b)).

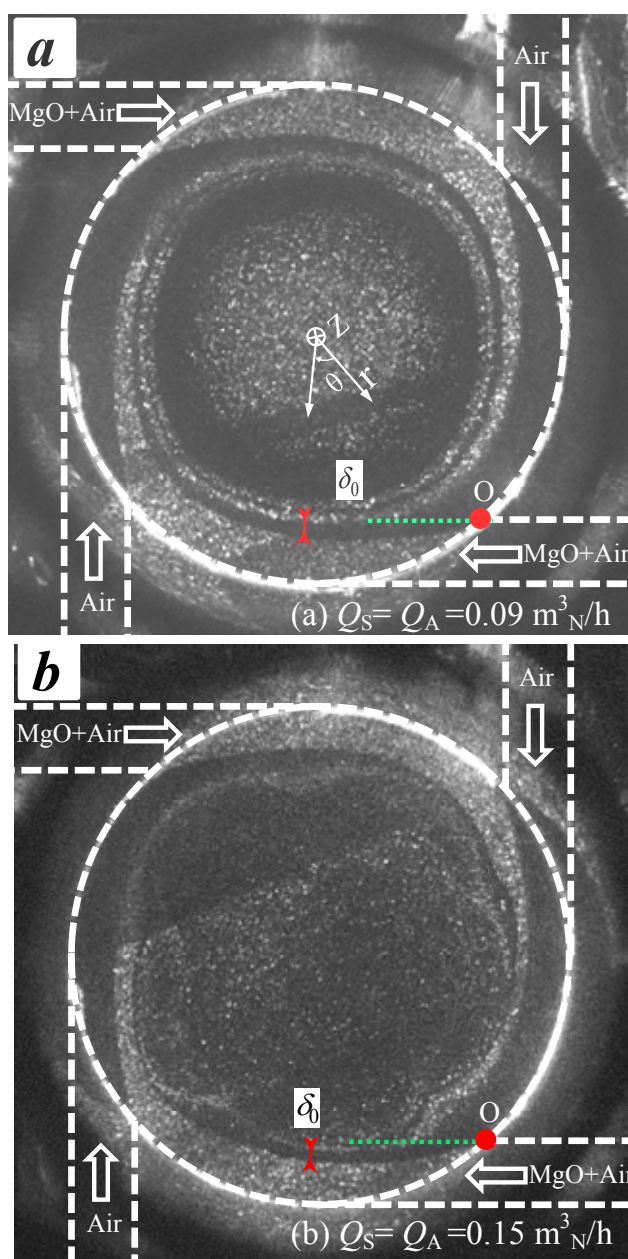


Fig. 3-9 Flow visualizations in the cross section varying with flow rates ( $S_w=2.75$ ).

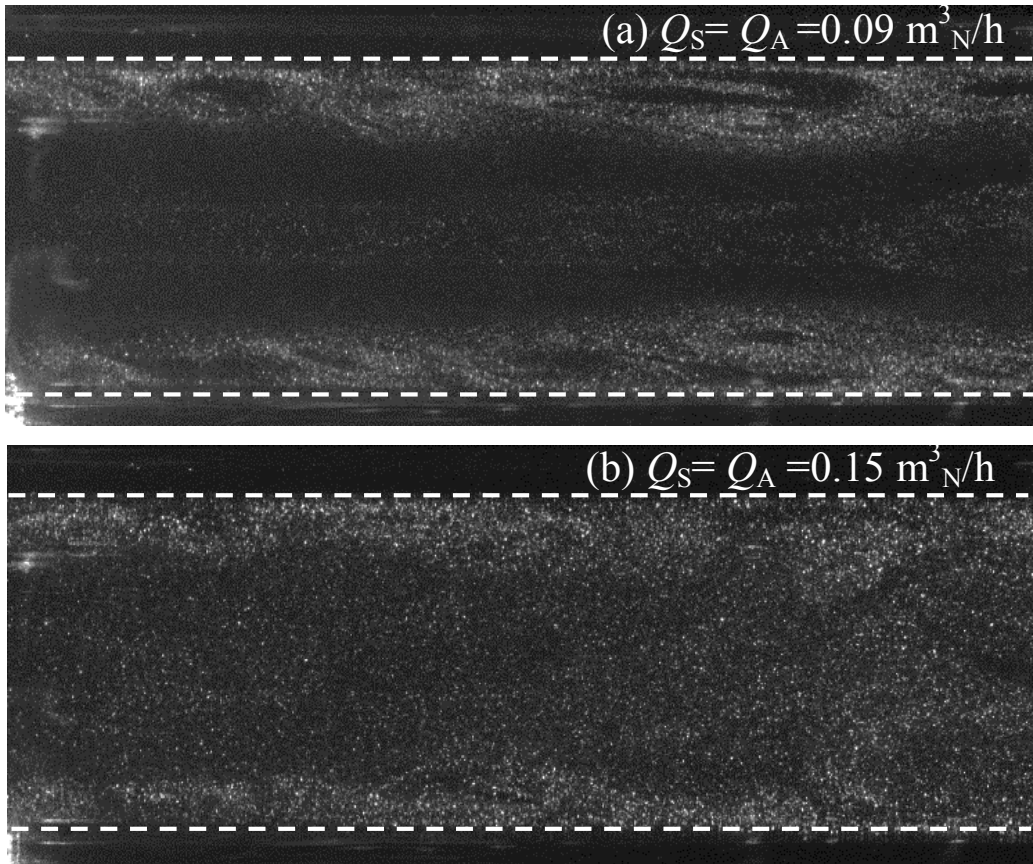


Fig. 3-10 Flow visualizations in the plane containing the tube axis downstream of the slit ( $S_w = 2.75$ ).

### 3.4.5. 半径方向における周方向速度分布

以前の研究によると、周方向速度は、接線方向に沿って吹き出された流体と流体間の混合層の厚さに対し、非常に重要なパラメータであることがわかった[56, 57]. そのため、半径方向における周方向速度について測定した. Fig.3-11 に 100 回ベクトルの平均値を示す.

まず、スワール数  $S_w = 0.34$  の場合、空気流量を  $Q_S = Q_A = 0.15 \text{ m}^3/\text{N/h}$  にした条件で、スリット断面積が大きいであるため、全体にわたって周方向速度の値は小さくなるが、空気流量を  $Q_S = Q_A = 0.27 \text{ m}^3/\text{N/h}$  に増加すると、最大周方向速度の値は  $r=2 \text{ mm}$  付近でとることがわかる. なお、スリット付近での周方向速度の値は小さく、速度分布はほぼ放物線となる. また、スリット出口の空気が拡大したため、実際の周方向速度の測定値は理論値より小さくなることがわかる. スワール数  $S_w$  を  $0.69$  に増大すると、周方向速度の値も増加することがわかった. なお、最大周方向速度の値をとった位置は、管壁に向けて移動する. さらにスワール数  $S_w$  を  $1.37$  に増すと、周方向速度分布は 2 つピークで M 形をもつことが明かになった. スワール数  $S_w = 2.75$  の場合、最大周方向速度は管壁付近である.

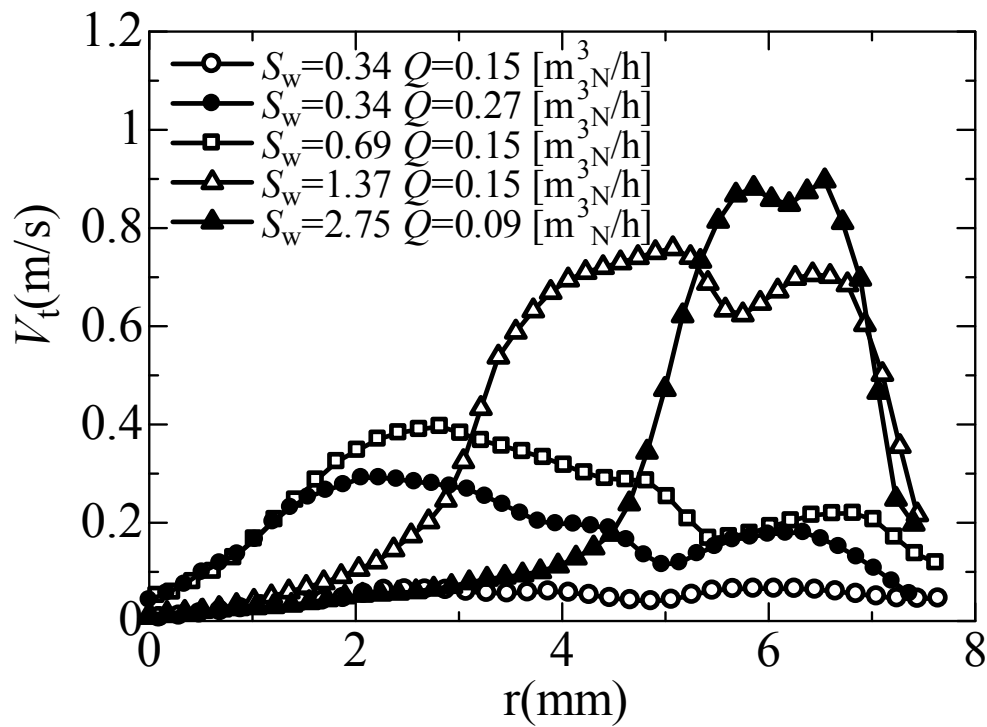


Fig. 3-11 Radial distributions of average circumferential velocities for various flow rates and burners ( $Q_S=Q_A$ ).



### 3.5. まとめ

本章では、異なるスワール数  $S_w$  の管状火炎バーナを用いて、空気流量  $Q_S$ ,  $Q_A$  を変更させた時に、バーナ中央におけるおよび中心軸における断面での流れ場について調べた。その結論は以下のように記入する。

1. スワール数  $S_w = 0.34$  の管状火炎バーナーでは、中心軸上での混合はよくされるが、バーナの下流側にいっても、管壁付近の混合は悪くなる。また、空気流量が大きくなると、混合がある程度で促進されるとともに、逆流が発生してないことがわかった。

2. スワール数  $S_w \geq 0.69$  の場合、再循環による発生された逆流、渦などが起こり、空気流量および旋回強度の増加とともに強化された。

3. 空気流量が大きい条件では、スワール数  $S_w = 1.37, 2.74$  のバーナを用いた場合、スリット出口付近で層流であるのに対し、中心領域付近で流れの不安定が発生することで、下流側で混合が促進されることがわかった。

4. 混合を促進するために、高スワール数および大流量にすることが必要だと考えられる。



## 第4章 非旋回型と旋回型管状火炎バーナーの加熱性能の有効性の検証

## 4.1. まえがき

管状火炎は、円筒座標系の火炎素として基礎燃焼学の立場から研究されてきたが[57-71]、温度分布の対称性から断熱性に優れ、また、旋回をかけると空気力学にも安定なため、実用的にも注目され、様々な管状火炎バーナが開発されている[72-74]。例えば、優れた断熱性を活かして、発熱量がプロパンの20分の1以下の高炉ガスを助燃無しに燃やすことのできる高炉ガス専焼バーナ[75]や、強靱な安定性を活かして個体の粉状バイオマス燃料を燃やすバーナ[72]、コンパクト性を活かした過熱蒸気発生器用バーナ[76]や携帯型マイクロバーナ[77]、そして、利便性のある管状の形状を活かして高速気流中での保炎[78]やスターリングエンジン外筒加熱用のバーナ[79]などが開発されている。このうち、管状という形状に注目したバーナは、管状火炎内部の高温領域を利用するものであるが、幾何学的に利便性に優れているので、各種プロセスにおいてライン上に組み込みことができる。事実、最近、半導体工場から排出される有害ガスを管状火炎内部に導き無害化するプロセス例が報告されている[80]。しかし、管状火炎をライン上に組み込んだ場合に、その特性や能力を基礎的・系統的調べた研究はほとんど行われていない。そこで、本研究では、その第一歩として、管状火炎内部の高温領域を用いた新しい加熱技術を創成すべく、その基礎的知見を実験的に求めることにした。具体的には、管状火炎が得られる非旋回型と旋回流型の2種類のバーナを試作し、火炎形状や火炎安定範囲を求めるとともに、火炎内部の高温領域に被加熱用空気を流した場合の温度上昇の様子を実験的に求めた。

## 4.2. 実験装置と実験方法

本実験では、対向流型と旋回流型の2種類の管状火炎バーナを製作し、実験に用いた。その概略を Fig.4-1 に、寸法を Tab.4-1 に示す。

非旋回型バーナは、Fig.4-1(upper)に示すように、多孔質円筒(焼結黄銅製、濾過度5ミクロン、厚み5mm)から可燃性ガスを吹き出すもので、吹き出し部は、内径 $D_0=50$  mm、長さ $L=40$  mmである。バーナの一端には、被加熱用空気を導入するため、内径 $D_{in}=16$  mm (1/2 inch) のステンレス管を取り付け、他端には内径50 mm、長さ300 mmの石英管を接続した。なお、形成される火炎は浮力により変形するが[58, 69]、実用的見地からバーナを水平に設置して実験を行った。

一方、旋回型バーナは、Fig.4-1(lower)に示すように、 $90^\circ$  毎に対称位置に取り付けた4つの矩形スリットから可燃性ガスを接線方向に吹き出すもので、非旋回型バーナと同様、吹き出し部は内径 $D_0=50$  mm、長さ $L=40$  mm、スリット幅 $W$ としては、異なる旋回強度を得るため、4, 2, 1 mmの計3種類を用意した。ちなみに、概算で得られたスワール数 $S$ はそれぞれ2.8, 5.9, 12.0である[58]。非旋回型バーナと同様、バーナの一端には、被加熱用空気を導入するため、内径 $D_{in}=16$  mm (1/2 inch) のステンレス管を取り付け、他端には内径50 mm、長さ300 mmの石英管を設置して実験を行った。

Fig.4-2 に、実験装置の概要を示す。燃料には、メタンを用いた。メタン及び空気は、それぞれ浮き子式面積流量計で流量測定後、一様に混合され、バーナへ供給される。火炎の観察には、バーナ閉端に設置された石英窓並びにバーナ下流に接続された石英管を介して2方向からデジタルビデオカメラで撮影を行った。

また，加熱過程を把握すべく，複数の測定孔が開けられた鋼管(内径 50 mm，長さ 300 mm)を石英管の代わりに設置し，素線径 0.2 mm の R 形熱電対(Pt/Pt-13%/Rh)を挿入して半径方向，および軸方向温度分布を測定した．測定孔の位置は，吹き出し部端面からの距離を  $Z$  とすると， $Z=55, 125, 200, 275$  mm の 4 ヲ所である．

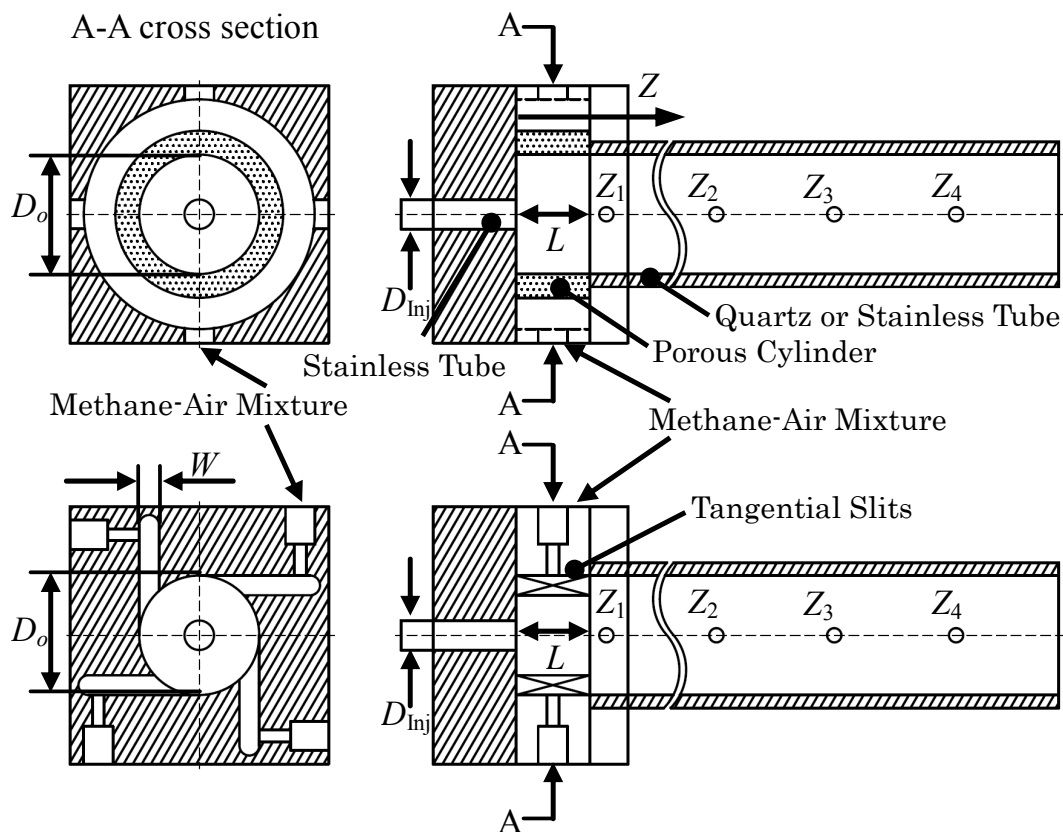


Fig.4-1 Tubular flame burners (upper: non-swirl type, lower: swirl type).

Table 4-1 Burner dimensions.

Burners	Inner Diameter $D_0$ (mm)	Slit Length $L$ (mm)	Slit Width $W$ (mm)	Swirl Number $S$
Non-swirl Type	50	40	—	0
Swirl Type	50	40	4	2.8
	50	40	2	5.9
	50	40	1	12.0

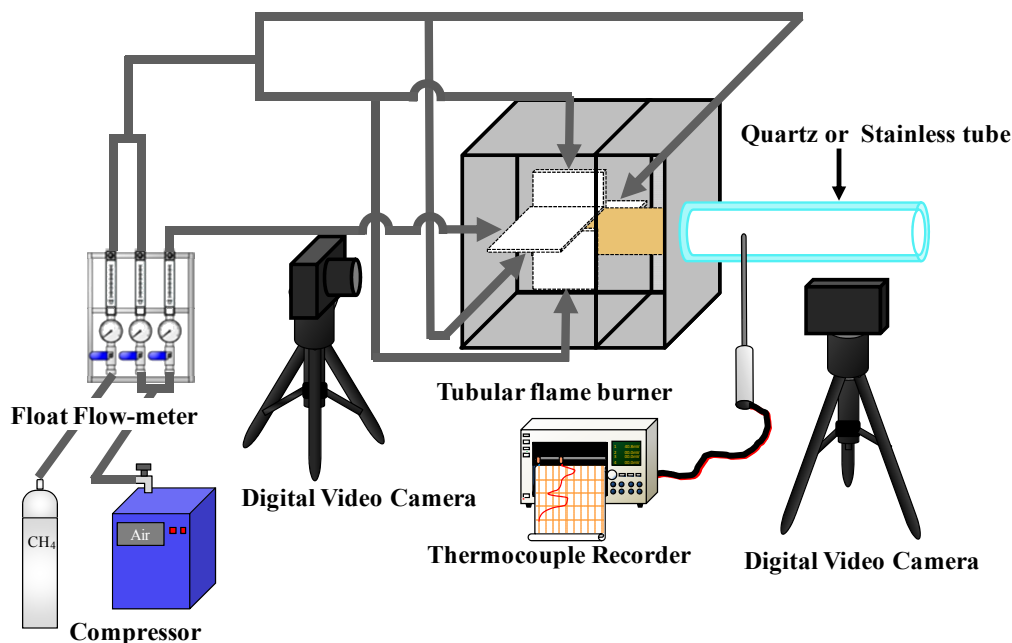


Fig.4-2 Schematic of the apparatus.

### 4.3. 実験結果

#### 4.3.1. 火炎外観および火炎安定範囲

はじめに、被加熱空気を流さずにメタンと空気の前混合気を非旋回型、旋回型バーナから吹き出した場合に形成される火炎外観と火炎安定範囲の測定を行った。

まず、非旋回型バーナについて、燃焼用空気流量  $Q_{\text{air}}$  を段階的に設定して燃料流量  $Q_{\text{fuel}}$  を増減させ、バーナ閉端に設置された石英窓から撮影された火炎外観を Fig.4-3 に示す。横軸には、燃焼用空気流量  $Q_{\text{air}}$  とこの流量を円筒吹き出し面積で割って求めた空気だけの吹き出し速度  $V_{w, \text{air}}$  の値が、縦軸には当量比  $\phi$  の値が示されている。

$Q_{\text{air}} = 2.0 \text{ m}^3/\text{h}$  一定の場合、当量比  $\phi = 1.0$  の付近では滑らかな円形断面の管状火炎が多孔質円筒内壁に付着されるように形成される。しかし、燃料流量を徐々に増やしたり減らしたりしていくと火炎が円筒表面から離脱して下部が変形し、さらに流量を増減させると過濃可燃限界、希薄可燃限界近くで消炎した。

空気流量を  $Q_{\text{air}}$  を  $3.0 \text{ m}^3/\text{h}$  に増加すると、当量比  $1.0$  付近では火炎直径、発光ともに  $Q_{\text{air}} = 2.0 \text{ m}^3/\text{h}$  の場合とほぼ同じであるが、混合気を過濃あるいは希薄にしていくと、火炎下部がまず変形し、次いで、過濃側では上部が局部的に消炎し、一方、希薄側では全周にわたって火炎がセル状となり、その後、過濃可燃限界、希薄可燃限界付近で消炎した。なお、内径  $30\text{mm}$ 、長さ  $120\text{mm}$ 、両端開放の多孔質円筒バーナを水平に設置した場合、希薄混合気では火炎下部が浮き上がり、上に凸状に湾曲し、火炎上部と接近した状態で消炎するが、過濃混合気では火炎下部が浮き上がるものの、平坦、且つ、発光強度を増し、火炎上部に接近することなく消炎した(参考文献[69], Figs.4-4(c, d)参照)。しかし、本実験では、バーナ長が  $40\text{mm}$  と短く、一端は石英ガラス

で閉じられているため、希薄、過濃いずれの混合気でも下部と上部の火炎がさほど接近することなく消炎した。

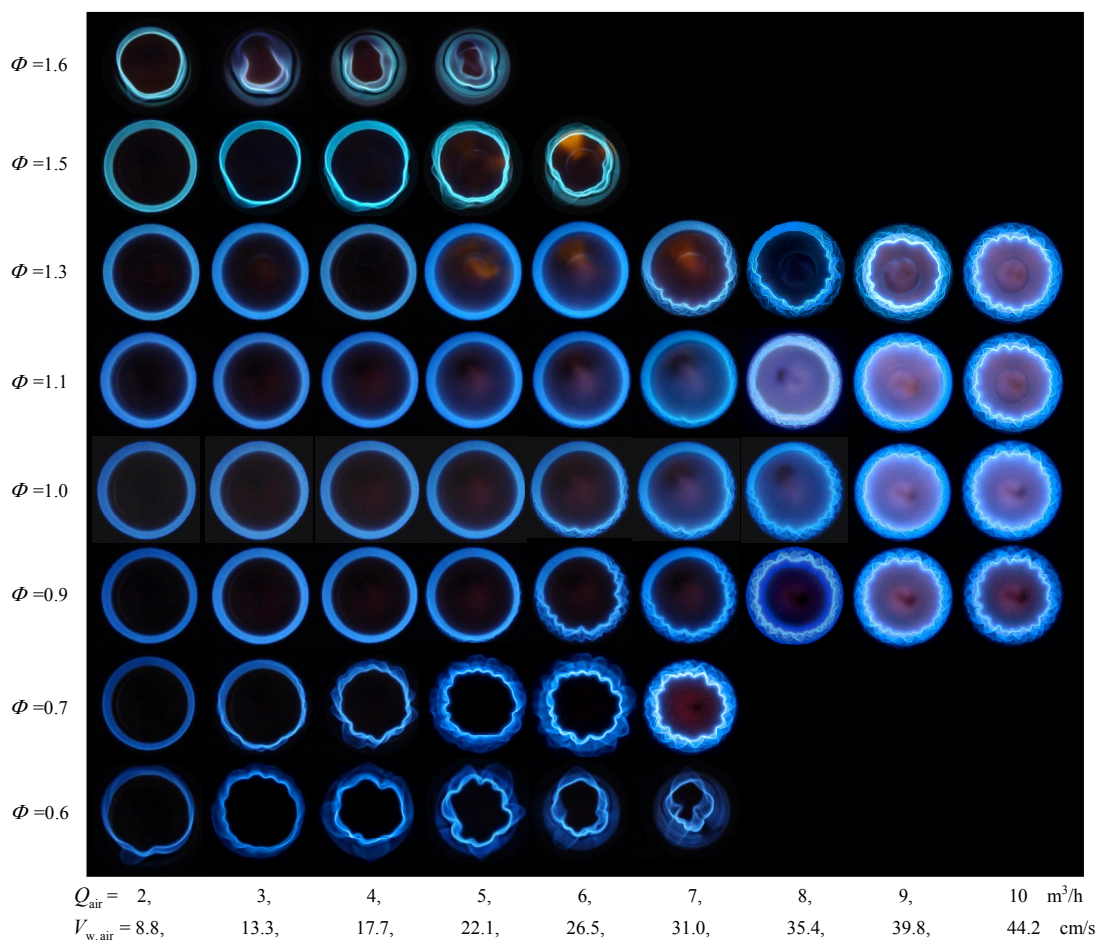


Fig.4-3 Appearance of flames in the non-swirl type tubular burner ( $S_w=0$ ) for  $Q_{\text{air}} = 2.0 \sim 10.0 \text{ m}^3/\text{h}$ .

この過濃側での局所的消炎や希薄側でのセル状火炎発生メカニズムであるが、その概略を示したものを Fig.4-4 に示す。Fig.4-4(a) 上は当量比 1.6 の火炎写真で、手前から奥に向かって光軸に沿った全視野の火炎が撮影されているので、その中間部について下段の図で説明する。火炎上部は、燃焼ガスに働く浮力により円筒表面に接近し、熱損失が増加して燃焼強度が弱められる。このとき、一様な濃度場であれば起きないはずである周方向への不足・律速成分の酸素の拡散が始まり、この非一様拡散と熱損失の相乗効果でますます火炎上部の燃焼強度が弱められ局所的消炎が起きたものと考えられる。一方、Fig.4-4(b) は当量比 0.6 の火炎写真で左下 4 分の 1 を拡大したものを下段に示す。不足・律速成分のメタンの拡散は、未燃ガスに向かって凸形状の火炎帯に向かって集中し、その結果、凹形状の火炎帯ではメタン不足となり、一方、燃焼ガス側から未燃ガス側への熱伝導による熱輸送は未燃ガスに向かって凸形状部で放散、凹形状部で集中するが、メタンと空気の希薄混合気の場合、前者の拡散による化学エンタルピーの供給が熱伝導による熱輸送に勝るから、いわゆるルイス数効果[81, 82]により未燃ガスに向かって凸の火炎帯では燃焼が強

められ、凹の火炎帯では弱められるため、セル状不安定性が発生したものと考えられる。なお、この場合のセル形状はバーナ長手方向に一定であり、フラットフレームバーナで観察されるセル状火炎というよりはブンゼンバーナで観察される多角錐状火炎[81]に形状に近いものになっている。

引き続き、空気流量を大きくしていくと、吹き出し速度が 30cm/s 程度を越えるあたりで当量比 1 付近でも火炎面が凹凸状に変形するようになるが、本研究で使用した多孔質円筒の場合、30cm/s を超えると吹き出しむらが顕著となるので、この火炎の凹凸は、吹き出しむらに起因しているものと思われる。

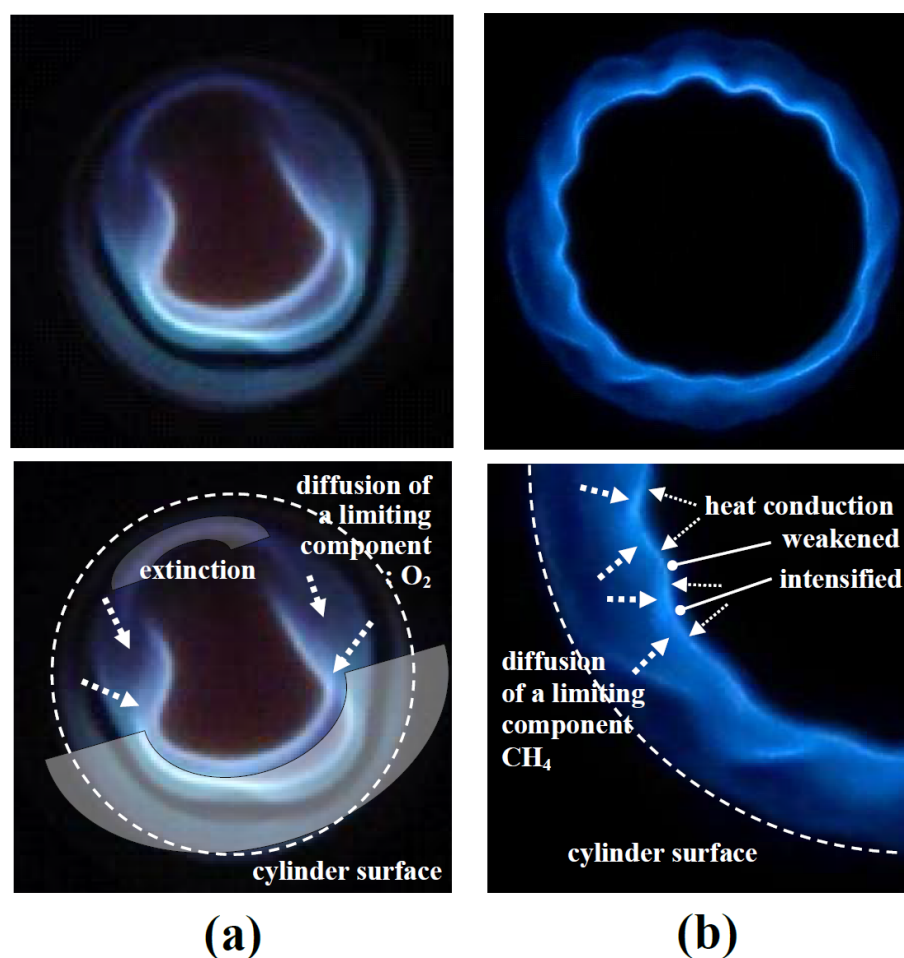


Fig.4-4 Appearance of flames and illustrations on the occurrence of local flame extinction and cellular instability in the rich and lean mixtures, respectively ((a)  $\Phi = 1.6$ , (b)  $\Phi = 0.6$  at  $Q_{\text{air}} = 3.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ).

次に、当量比  $\Phi$  と燃料・空気混合気流量  $Q_{\text{mix}}$  (燃焼用空気流量  $Q_{\text{air}}$  と燃料流量  $Q_{\text{fuel}}$  の和) , 並びに、その流量を円筒吹き出し面積で割った未燃ガスの半径方向速度  $V_{w,\text{mix}}$  を用いて、火炎安定範囲を求めた。その結果を Fig.4-5 に示す。白丸(○)は一様な火炎面の管状火炎が乱れ始める限界、黒丸(●)は火炎面の乱れた管状火炎が消滅する限界を示す。比較のために、標準的な方法で測定された希薄・過濃可燃限界での当量比の値 0.5, 1.68 [83]も示す。混合気流量  $Q_{\text{mix}}$  が小さい場合、過

濃・希薄可燃限界近くまで一様な火炎面をもつ管状火炎が形成されるが、 $V_{w,mix}$  の値が約 30cm/s を超えると一様な管状火炎は形成できず、当量比  $\Phi=0.6\sim 1.3$  の範囲で、かなり凸凹の激しい火炎が円筒表面に沿って形成された。

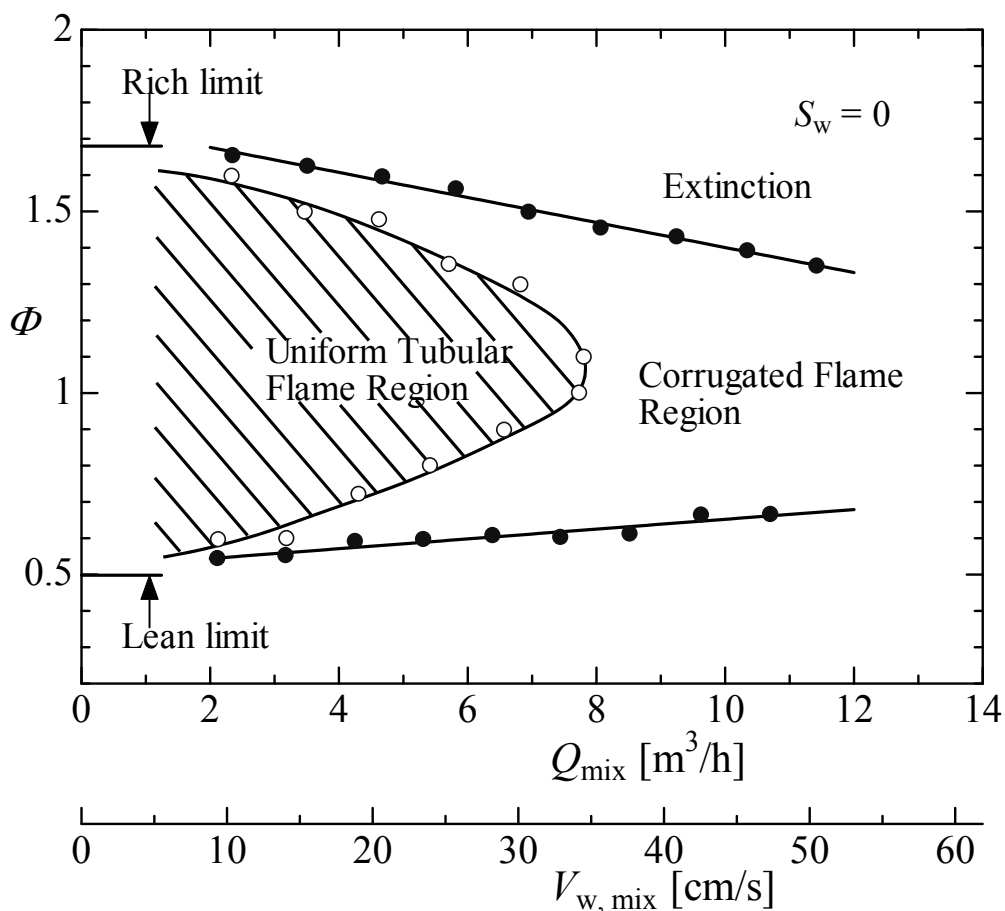


Fig.4-5 Mapping of stable flame regions in the non-swirl type burner of  $S_w=0$ .

次に、旋回型バーナについて調べた。Fig.4-6 は、 $S_w = 2.8$  の旋回型バーナにおいて、バーナ閉端の石英窓から撮影された火炎の外観を示す。燃焼用空気流量  $Q_{air}$  が  $2.0 \text{ m}^3/\text{h}$  と少ない場合、理論当量比付近では一つにつながった管状火炎は形成されず、4つのスリットそれぞれに付着した火炎が形成される。空気流量を一定に保ちつつ燃料流量を増減させ混合気を過濃あるいは希薄にしていくと、スリットに付着した火炎の先端は伸び、やがて一つにつながった管状火炎となり、その後、消炎した。

空気流量  $Q_{air}$  を  $5.0 \text{ m}^3/\text{h}$  に増やすと、理論当量比付近では依然、分離された4つの火炎が形成されるが、混合気をより過濃、希薄にすると広い当量比範囲で一つにつながり、より過濃、希薄にすると、いずれにおいても一つにつながった管状火炎となって消炎した。

さらに空気流量  $Q_{air}$  を  $10 \text{ m}^3/\text{h}$  に増やすと、理論当量比付近でも一つにつながった火炎が形成されるようになる。その火炎直径を、同一当量比で比較すると、 $Q_{air}$  が増加する程小さくなっていく。



ることがわかる。これは、火炎は未燃ガスの半径方向速度と燃焼速度とが釣り合う位置に形成されるため、吹き出し速度が増加すると、より中心軸寄りに移動するためと考えられる。

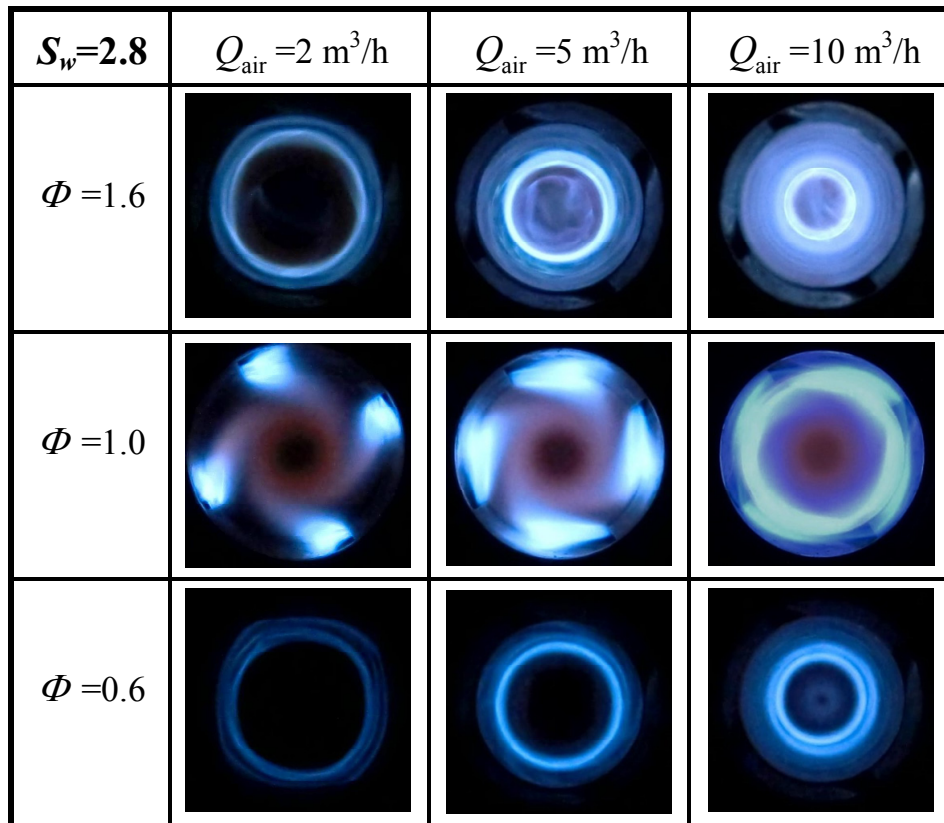


Fig.4-6 Appearance of flames in the swirl type tubular burner of  $S_w=2.8$ .

さて、このバーナにおける火炎安定範囲を Fig.4-7 に示す。縦軸は当量比  $\Phi$ ，横軸は混合気流量  $Q_{mix}$  ならびにこの流量を内径 50mm，長さ 40mm の円筒吹き出し面積で除して求めた半径方向吹き出し速度  $V_{w,mix}$ ，そして混合気総流量を 4 つのスリットの総断面積で除して求めた接線方向吹き出し速度  $V_{t,mix}$  である。白抜き三角印( $\Delta$ )は、空気流量一定のもとで混合気をより過濃，あるいは希薄にしていった場合に、それぞれのスリット出口に形成されていた 4 つの火炎が一つに合体する限界での当量比を、黒塗り三角印( $\blacktriangle$ )は、その一つにつながった管状火炎が消炎する限界での当量比を示す。

まず、それぞれのスリットに付着した 4 つの火炎が一つの管状火炎に合体する限界での当量比であるが、混合気流量  $Q_{mix} \cong 2.0\text{ m}^3/\text{h}$  では、過濃側，希薄側ともにそれぞれの可燃限界近い 1.57, 0.65 とするものの、混合気流量の増加とともに両者は接近し、 $Q_{mix} \cong 8.0\text{ m}^3/\text{h}$  では、それぞれ 1.23, 0.87 となり、 $Q_{mix} \geq 9.0\text{ m}^3/\text{h}$  では、すべての当量比に対し一つにつながった管状火炎が形成される。これは、混合気の半径方向吹き出し速度が 45cm/s 以上と大きく、メタン空気混合気最大の燃焼速度 (約 40 cm/s [84, 85]) を上回ったためと考えられる。



一方、消炎限界であるが、広い混合気流量の範囲で、一つにつながった管状火炎となって消炎し、その希薄限界、過濃限界での当量比の値は、混合気流量に対しほぼ一定で、それぞれ希薄可燃限界 ( $\Phi = 0.5$ )、過濃可燃限界 ( $\Phi = 1.68$ ) の値にほぼ等しいことがわかる。

なお、非旋回型バーナの場合、混合気流量の増加に対して希薄限界と過濃限界における当量比の値はそれぞれ増加、減少し、安定燃焼範囲が著しく狭くなるが、これは、混合気を火炎面に対して垂直に吹き出すため、その増加が、則、火炎伸張率の増加に直結するためと考えられる(参考文献[64]参照)。これに対し、旋回型バーナの場合、混合気を火炎面に対して平行に吹き出すため、混合気は半径方向のみならず軸方向にも移動し(参考文献[86], Figs.4,7参照)、混合気流量の増加が、則、火炎面に垂直な速度成分(半径方向速度成分)の増加、ひいては火炎伸張率の増加、には直結せず、むしろ、半径方向速度が大きくならないまま混合気が軸方向下流に流れ、結果的に軸方向に長く伸びた火炎が安定に形成されるものと考えられる。つまり、旋回型バーナでは、混合気流量を増やしても火炎伸張に関係する半径方向速度成分は直接的には増加せず、これが消炎限界での当量比の値がほとんど変化しない理由と考えられる。

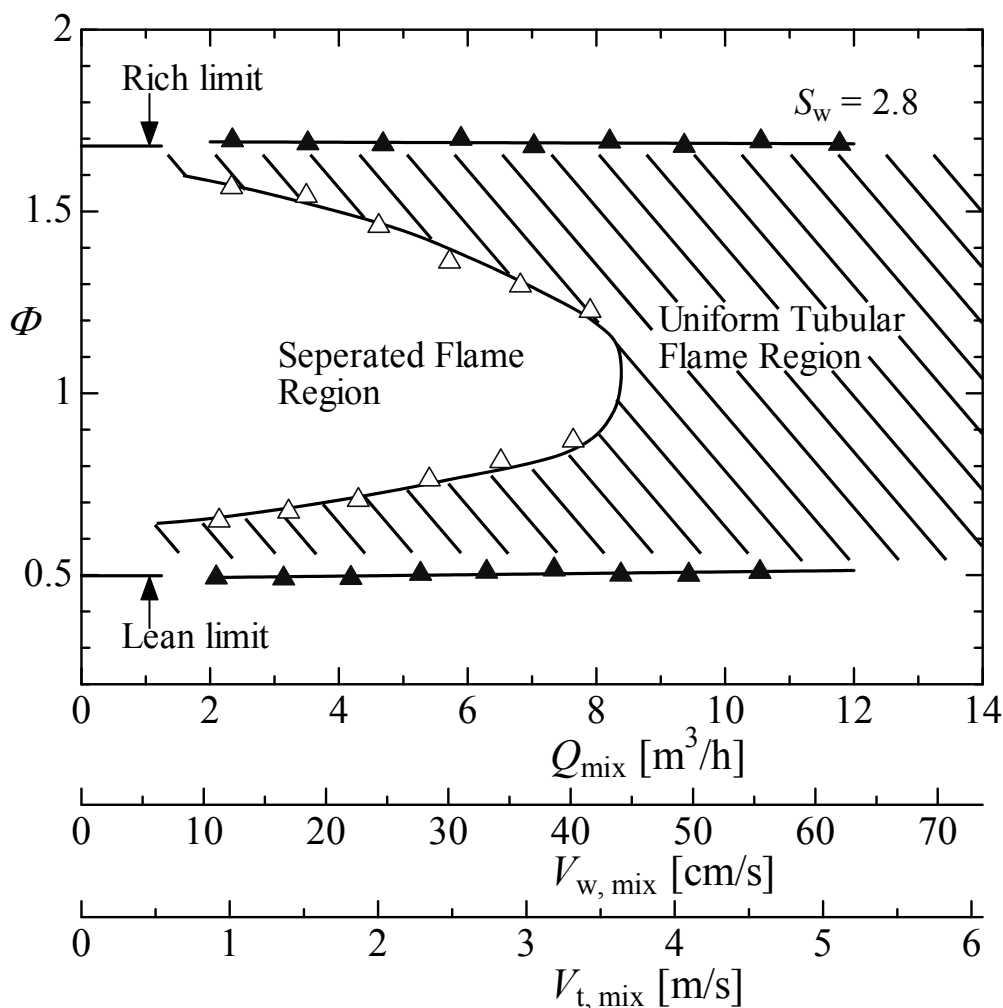


Fig.4-7 Mapping of stable flame regions in the swirl type burner of  $S_w=2.8$ .

旋回強度を高めた  $S_w = 5.9$  のバーナにおける火炎外観と火炎安定範囲をそれぞれ Fig.4-8 と Fig.4-9 に示す。

Fig.4-8の火炎外観で空気流量  $Q_{air} = 2.0\text{m}^3/\text{h}$  のとき、 $\Phi = 1.0$  では  $S_w = 2.8$  のバーナ同様、火炎はそれぞれのスリットに付着して離れているが、 $S_w = 2.8$  のバーナに比べてその先端は長く伸び、火炎間の距離は縮まっている。空気流量  $Q_{air} = 5.0\text{m}^3/\text{h}$  のとき、理論当量比  $\Phi = 1.0$  では、スリット吹き出し部では4つの火炎が別々に形成されるがその下流では一つに繋がった管状火炎が形成された。 $Q_{air} = 10.0\text{m}^3/\text{h}$  では、 $\Phi = 1.0$  でも根元のスリット吹き出し部から一つにつながった管状火炎が形成された。

Fig.4-9 の火炎安定範囲を見ると、 $S_w = 2.8$  のバーナと比較し、火炎が途切れている領域は若干狭くなっているが、一つの管状火炎となって消失する限界での当量比は、希薄・過濃可燃限界とほぼ一致し、吹き出し速度に無関係にほとんど一定であった。

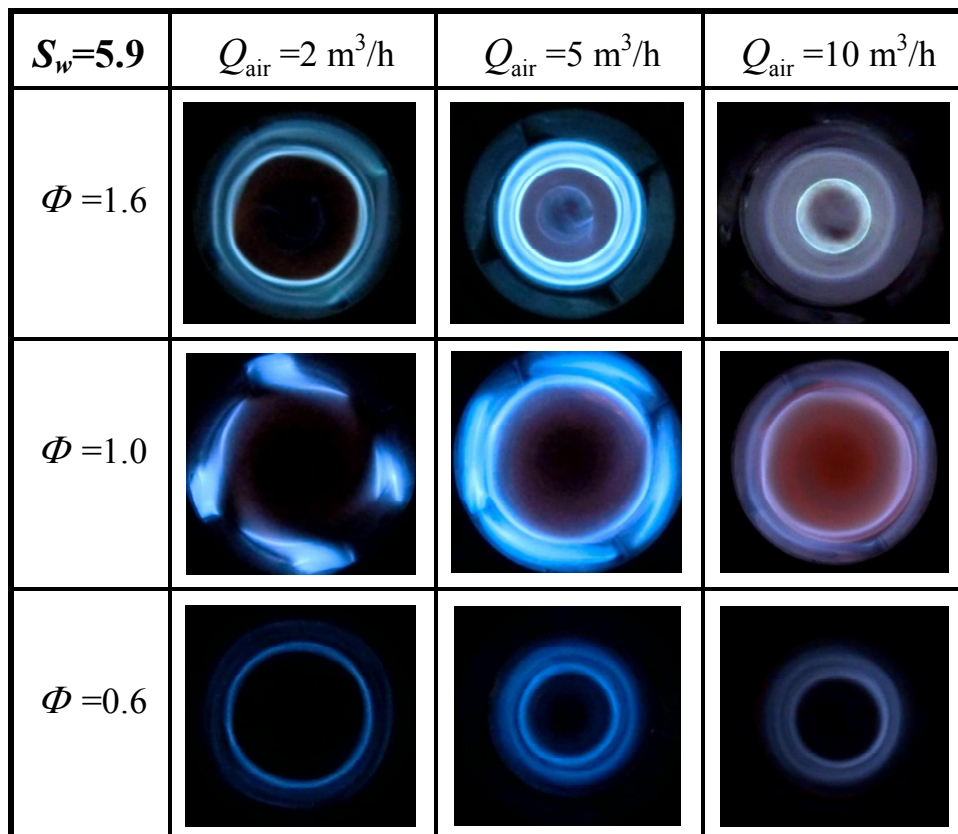


Fig.4-8 Appearance of flames in the swirl type tubular burner of  $S_w = 5.9$ .

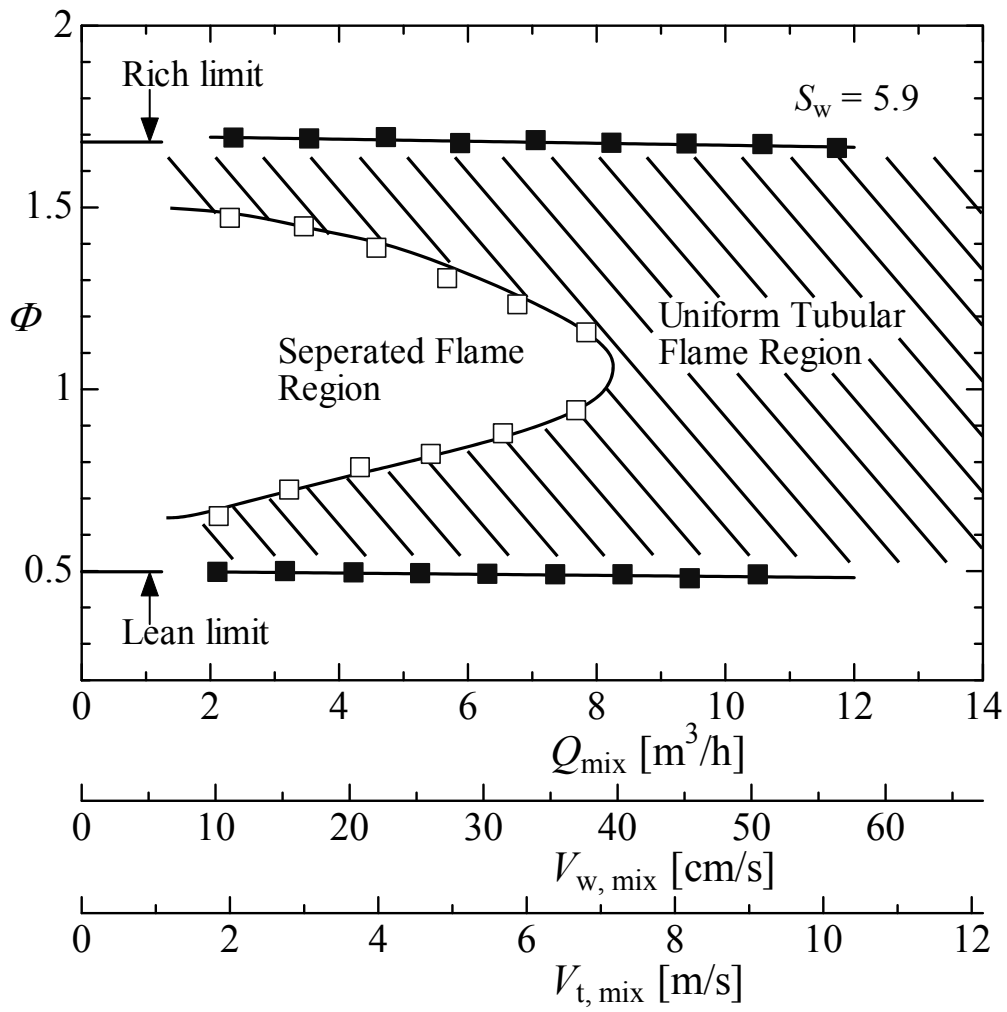


Fig.4-9 Mapping of stable flame regions in the swirl type burner of  $S_w=5.9$ .

さらに旋回の強い  $S_w = 12.0$  のバーナにおける火炎外観と火炎安定範囲をそれぞれ Fig.4-10, Fig.4-11 に示す. 前二者のバーナと比較して, 一つにつながった管状火炎が形成される領域が広くなった. ただし, 希薄限界での当量比は, 混合気流量が増加すると, 若干, 希薄可燃限界の値より大きくなった.

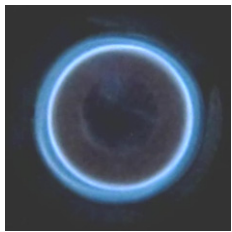
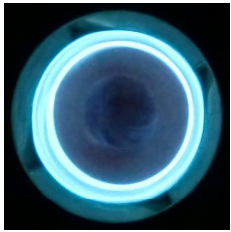
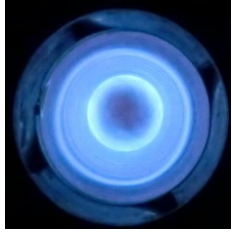

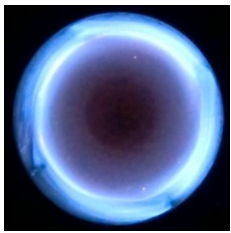




$S_w = 12.0$	$Q_{\text{air}} = 2 \text{ m}^3/\text{h}$	$Q_{\text{air}} = 5 \text{ m}^3/\text{h}$	$Q_{\text{air}} = 10 \text{ m}^3/\text{h}$
$\Phi = 1.6$			
$\Phi = 1.0$			
$\Phi = 0.6$			

Fig.4-10 Appearance of flames in the swirl type tubular burner of

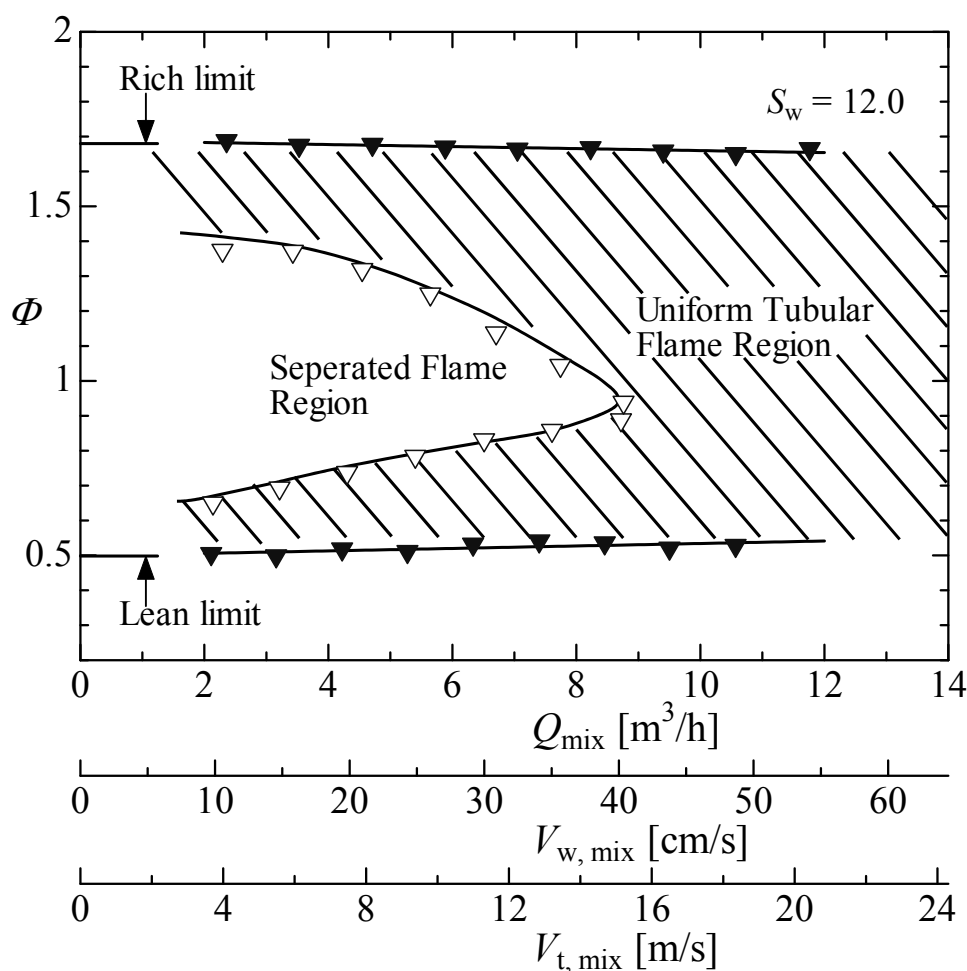


Fig.4-11 Mapping of stable flame regions in the swirl type burner of  $S_w=12.0$ .

さて、石英管内に形成される火炎の外観を各バーナについて調べた。一例として、被加熱用空気は流さず、燃焼用空気流量  $Q_{air} = 5.0 \text{ m}^3/\text{h}$  一定のもとで燃料流量  $Q_{fuel}$  を増減させた場合の火炎外観を Fig.4-12 に示す。

まず、非旋回型バーナの場合、当量比  $\phi=1.0$  では、均一な青炎が円筒壁の内側に付着するように形成され、石英管内には伸びていないが、高温燃焼ガスによる発光が下流まで伸びている (Fig.4-12(a)中段)。混合気を過濃あるいは希薄にすると、火炎は円筒から離れると同時に軸方向に伸びて石英管内に入り込む。このとき、過濃側では火炎は上方に偏り軸対称性が崩れていること、希薄側では火炎面に凹凸が生じることが分かる (Fig.4-12(a)上段、下段)。

一方、旋回型バーナの場合、石英管内に伸びた火炎は軸対称性が良いことがわかる。これは、流れの回転遠心効果により浮力が抑えられたためと考えられる。

次に、管状火炎が比較的バーナ壁面近くに形成される燃焼用空気流量  $Q_{air} = 5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ 、当量比  $\phi=1.0$  の条件で、被加熱用空気を流量  $Q_{inj} = 1.0 \text{ m}^3/\text{h}$  と  $4.0 \text{ m}^3/\text{h}$  で流した場合の火炎外観を Fig.4-13 に示す。撮影は、石英管下流の開放端側から行った。

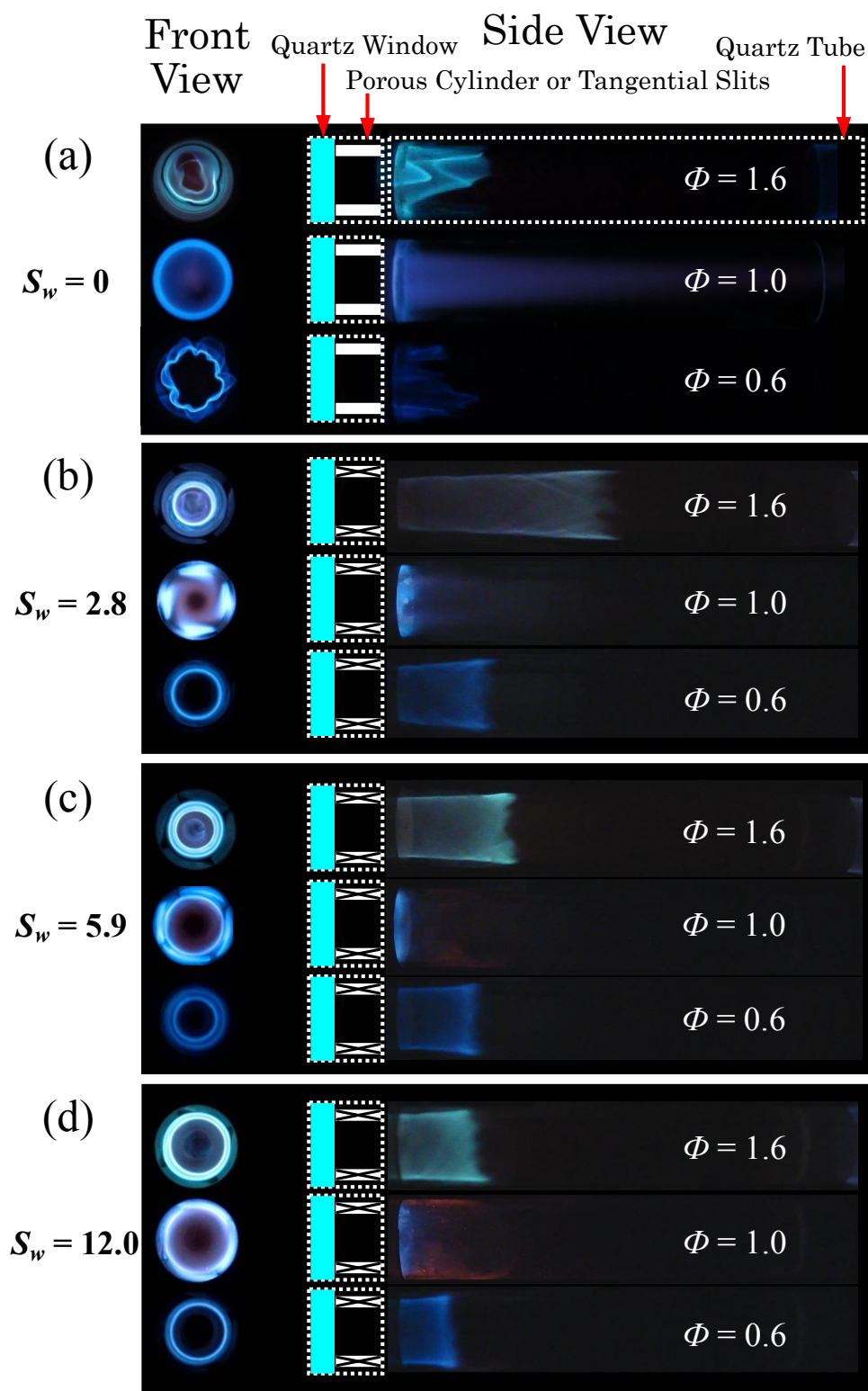


Fig.4-12 Appearance of flames ((a) the non-swirl type burner ( $S_w=0$ ), (b) the swirl type burner of  $S_w=2.8$ , (c) the swirl type burner of  $S_w=5.9$ , and (d) the swirl type burner of  $S_w=12.0$ ;  $Q_{air}=5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $\phi=1.6$  (upper), 1.0 (middle), 0.6 (lower)).

非旋回型バーナの場合、被加熱用空気流がない場合は、中心軸付近で燃焼ガスの発光が見られたが (Fig.4-12(a)中段) , 被加熱用空気流を流すとこの発光は消失し、断面の画像では中心部が暗黒となる。よく観察すると、この暗黒部は軸対称ではなく、燃焼ガスに働く浮力のため斜め上方に伸びていることがわかる。しかし、管状火炎そのものの形状は、円形断面を保っている。

一方、旋回型バーナの場合、 $S_w=2.8, 5.9$  のバーナでは、被加熱流がない場合に比べ、若干、管状火炎が石英管内まで伸びているが、旋回が強い $S_w=12.0$  のバーナではほとんど伸びず、管状火炎そのものもいずれのバーナでも安定に形成されている。また、断面画像中心部の暗黒部であるが、いずれのバーナでも軸対称性の良い円形断面となっている。管状火炎を用いると、高速気流中でも容易に保炎できることが示されているが[78], 今回の観察で、管状火炎をバーナ壁面近くに形成させ、一方、被加熱流を中心部に限定すれば、管状火炎を安定に維持し加熱に利用できることが確かめられた。

以上、非旋回型より旋回型バーナの方が、また、旋回型バーナでもスワール数が大きい方が混合気流量、当量比の広い範囲で軸対称の管状火炎が得られること、また、中心部に被加熱流体を流しても安定に管状火炎が維持され加熱に利用できること、が明らかになった。

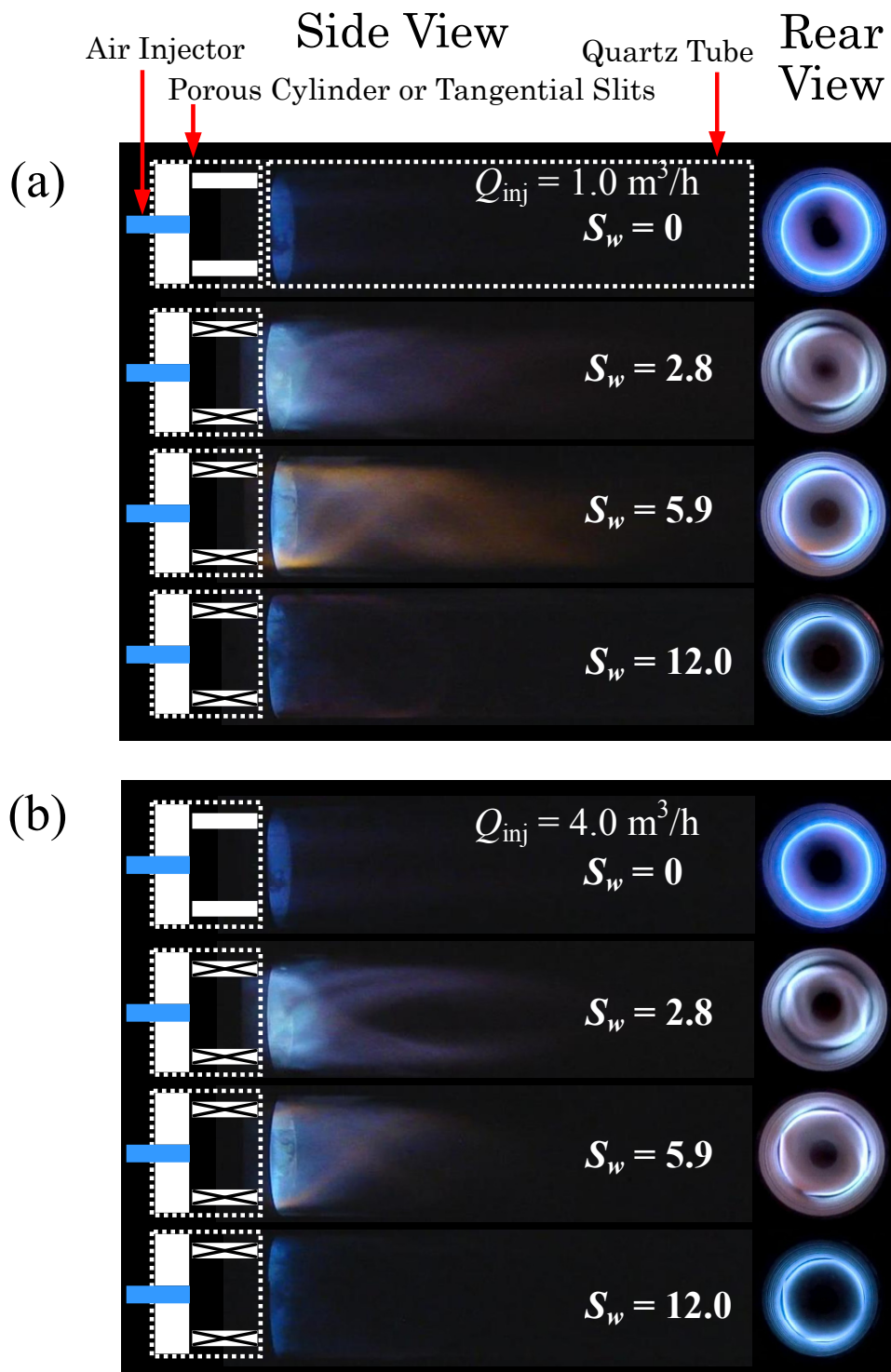


Fig.4-13 Appearance of flames ((a)  $Q_{inj}=1.0 \text{ m}^3/\text{h}$  , (b)  $Q_{inj}=4.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ;  $Q_{air}=5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $\Phi=1.0$ ).



### 4.3.2. 温度分布

次に、被加熱用空気を左端のステンレス管から吹き出した場合の温度分布を測定した。加熱側の管状火炎の条件としては、非旋回型、旋回型ともに断面形状が円形で、且つ、ほぼ同じ長さの管状火炎が得られる空気流量 $Q_{\text{air}}=5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ 、当量比 $\phi=1.0$ を選び、一方、被加熱用空気としては、小流量( $Q_{\text{inj}}=1.0 \text{ m}^3/\text{h}$ 、平均噴き出し流速 $V_{\text{inj}}=1.38 \text{ m/s}$ )と大流量( $Q_{\text{inj}}=4.0 \text{ m}^3/\text{h}$ 、 $V_{\text{inj}}=5.53 \text{ m/s}$ )の2ケースを試みた。 $Z_2=125 \text{ mm}$ と $Z_4=275 \text{ mm}$ の位置での半径方向温度分布を Fig.4-14(小流量)、Fig.4-15(大流量)に示す。

この図で、 $r=0 \text{ mm}$ は中心軸、 $r=25 \text{ mm}$ は壁面位置に対応し、被加熱用空気が吹き出されるインジェクターの吹き出し口は、 $r=0 \sim 8 \text{ mm}$ に位置する。また、火炎は、非旋回型バーナでは円筒表面に付着した状態で形成されるため $r=25 \text{ mm}$ 付近に、旋回型バーナではスリット幅だけ内側に形成されるため $r=21 \sim 24 \text{ mm}$ 付近に形成されるが、いずれの場合も火炎長は短く、吹きだし部( $Z=0 \sim 40 \text{ mm}$ )に留まるため、その下流の $Z_2=125 \text{ mm}$ 、 $Z_4=275 \text{ mm}$ の位置での管壁の温度は、熱損失のため断熱火炎温度( $1954^\circ\text{C}$ )よりかなり低下している。

さて、小流量( $Q_{\text{inj}}=1.0 \text{ m}^3/\text{h}$ )の場合、 $Z_2=125 \text{ mm}$ での温度分布(Fig.4-14(a))は、非旋回型バーナでは $r=10 \text{ mm}$ 付近で最高温度約 $1500^\circ\text{C}$ をとるものの中心軸上 $r=0 \text{ mm}$ では約 $800^\circ\text{C}$ と低く、内部まで十分加熱されていないことがわかる。一方、旋回型バーナでは、いずれのスワール数の場合も中心軸上で既に $1200 \sim 1300^\circ\text{C}$ に達している。下流の $Z_4=275 \text{ mm}$ (Fig.4-14(c))では、非旋回型バーナでも中心軸上で $1250^\circ\text{C}$ に達し、内部まで加熱されていることがわかる。また、旋回型バーナでは、全体的に上流 $Z_2=125 \text{ mm}$ での値より $100 \sim 200^\circ\text{C}$ 程度低下しているが、これは、熱輻射や壁面への熱損失のためと考えられる。

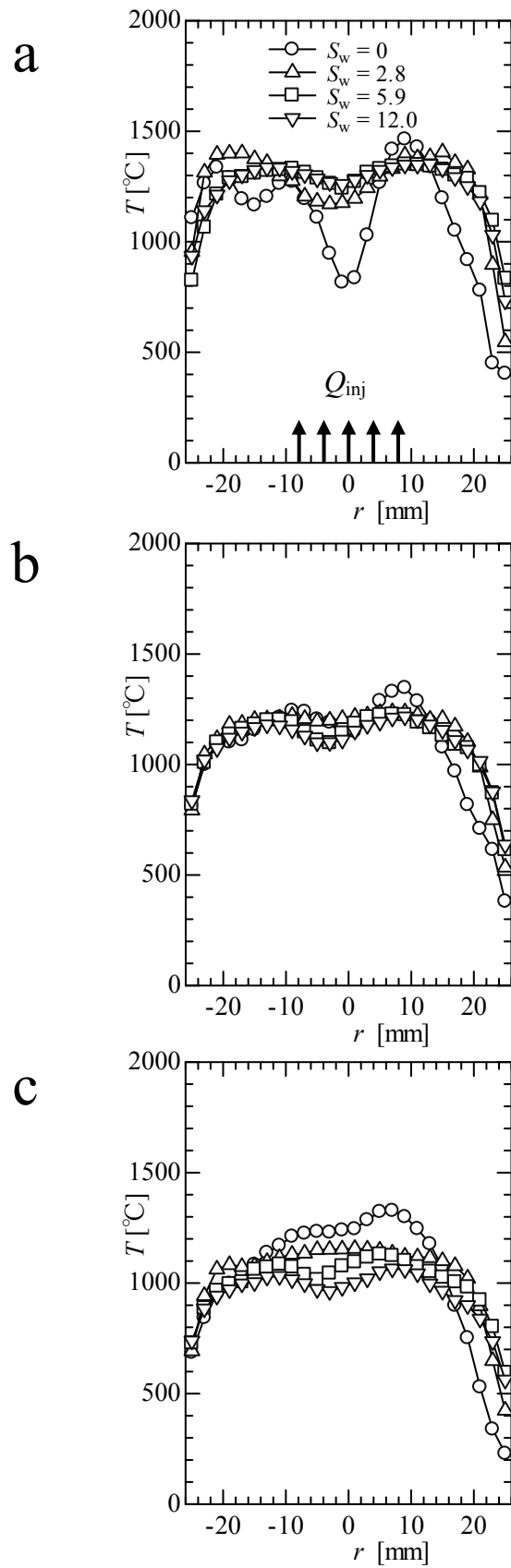


Fig.4-14 Radial temperature distributions ((a)  $Z_2=125$  mm, (b)  $Z_3=200$  mm, (c)  $Z_4=275$  mm;  $Q_{air} = 5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $\Phi = 1.0$ ,  $Q_{inj} = 1.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ).

なお、空気流量 $Q_{\text{air}}=5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ 、当量比 $\Phi=1.0$ 、断熱火炎温度 $1954^\circ\text{C}$ の燃焼ガスで $20^\circ\text{C}$ の空気 $1.0 \text{ m}^3/\text{h}$ を加熱した場合の平均温度は $1704^\circ\text{C}$ 、一方、 $Z_2=125 \text{ mm}$ で測定されたガス温度は $1300\sim 1450^\circ\text{C}$ であるが、熱電対の熱損失をKaskanの式[87]を用いて補正すると、 $1350\sim 1540^\circ\text{C}$ 程度なので、バーナ出口や石英管壁面での熱損失を考慮すれば、測定値は妥当なものであると考えられる。

さて、被加熱用空気流量 $Q_{\text{inj}}$ を $4.0 \text{ m}^3/\text{h}$ と多くした場合、 $Z_2=125 \text{ mm}$ における温度分布(Fig.4-15(a))を見ると、非旋回型バーナの場合、 $r=14 \text{ mm}$ 付近で最高温度 $1300^\circ\text{C}$ をとるものの、中心軸上 $r=0 \text{ mm}$ では $250^\circ\text{C}$ と低く、内部はほとんど加熱されていないことがわかる。また、 $S_w=2.8$ の旋回型バーナでも、中心軸上での温度は $600^\circ\text{C}$ と低く、十分加熱されていないことがわかる。一方、スワール数の大きい $S_w=5.9$ と $12.0$ のバーナでは、中心軸付近で温度は既に一様となり $1000\sim 1100^\circ\text{C}$ に達していることがわかる。この温度は、 $Q_{\text{inj}}=1.0 \text{ m}^3/\text{h}$ の場合に到達される中心軸付近の温度 $1300^\circ\text{C}$ より低いが、単純に考えて算出される平均温度は $1235^\circ\text{C}$ なので、スワール数の大きい場合、被加熱用空気が管状火炎により速やかに加熱されていることが分かる。

下流の $Z_4=275 \text{ mm}$ (Fig.4-15(c))では、中心軸上での温度は、非旋回型バーナでは $600^\circ\text{C}$ 、 $S_w=2.8$ のバーナでも $950^\circ\text{C}$ まで上昇しているが、スワール数の大きな $S_w=5.9$ と $12.0$ のバーナでは、管壁や熱輻射による熱損失のため若干減少して $1000^\circ\text{C}$ になっている。

最後に、中心軸上の温度分布(Fig.4-16)および実際の有毒排気ガスの加熱処理温度(Fig.4-17)を見ると、スワール数の大きい旋回型バーナを用いた方が短い距離で迅速に有毒排気ガスの加熱処理温度を確保できることが明らかになった。

以上の結果から、迅速に加熱を行うには、非旋回型バーナより旋回型バーナの方が、また、旋回型バーナでもスワール数の大きいバーナ方が有利であることが明らかになった。

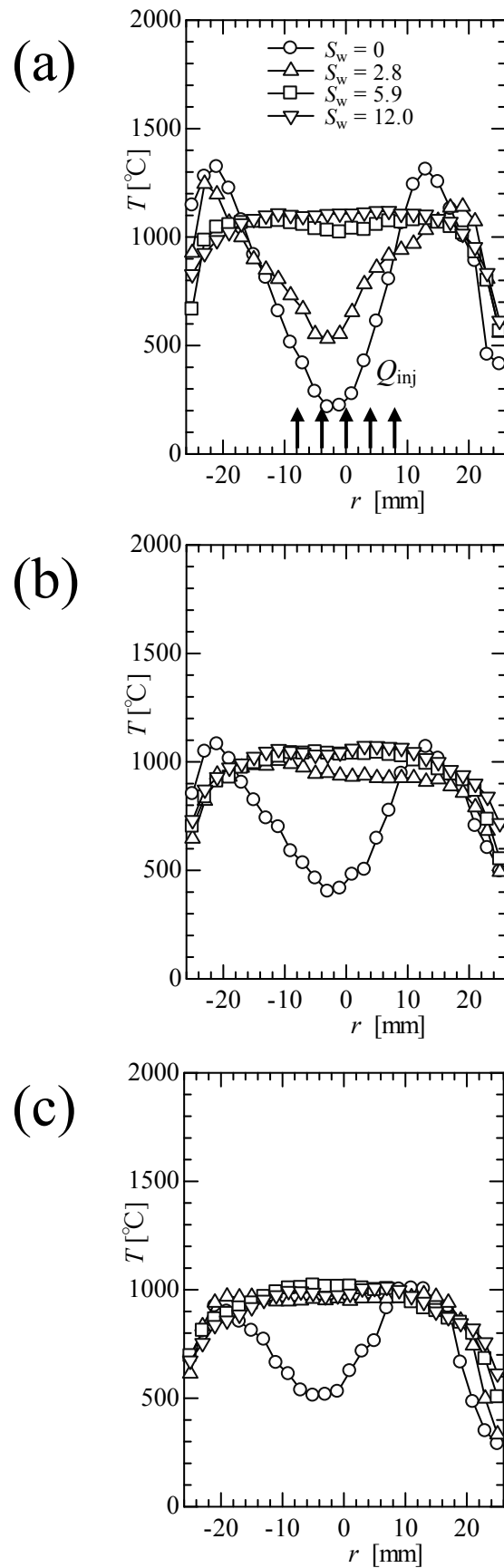


Fig.4-15 Radial temperature distributions ((a)  $Z_2=125$  mm, (b)  $Z_3=200$  mm, (c)  $Z_4=275$  mm;  $Q_{\text{air}} = 5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $\Phi=1.0$ ,  $Q_{\text{inj}} = 4.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ).

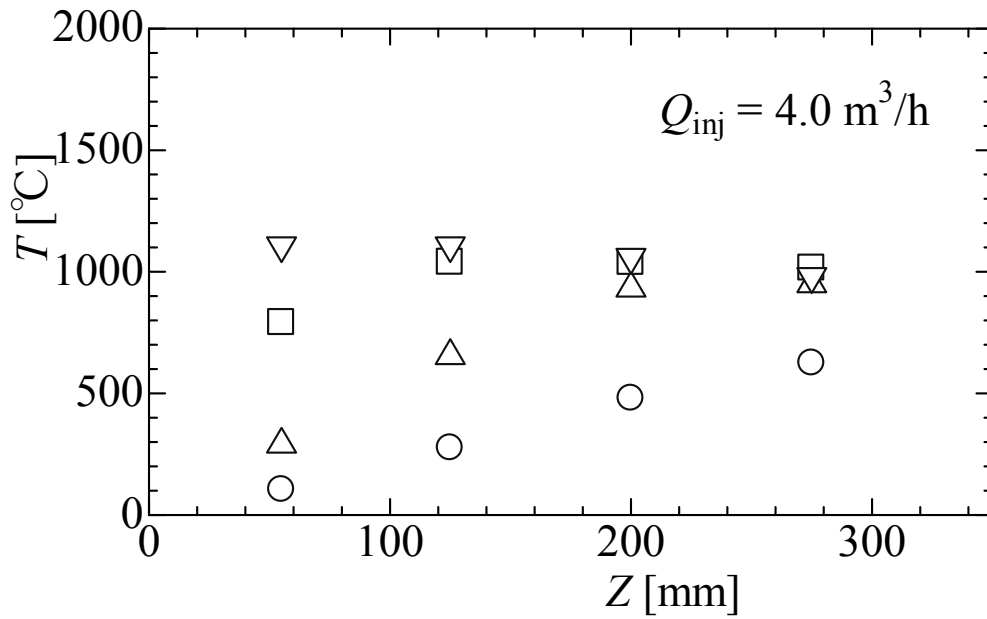


Fig.4-16 Axial temperature distributions at  $r=0$  mm ( $Q_{air} = 5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $\Phi = 1.0$ ,  $Q_{inj} = 4.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ).

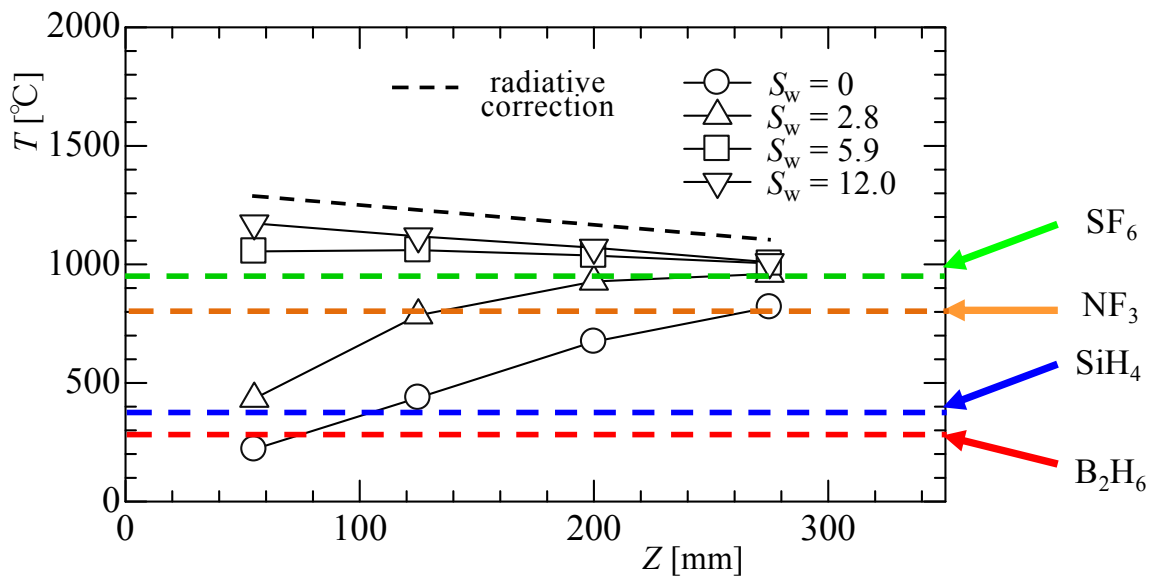


Fig.4-16 Average temperature distributions ( $Q_{air} = 5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $\Phi = 1.0$ ,  $Q_{inj} = 4.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ).

#### 4.4. まとめ

管状火炎内部の高温領域を用いた新しい加熱技術を創成すべく、非旋回型と旋回型バーナを試作し、火炎形状や火炎安定範囲を求めるとともに、被加熱用空気を流した場合の温度分布を測定した。以下に主な結論を記す。

- (1) 非旋回型バーナでは、均一軸対称の管状火炎が得られるのは、半径方向吹き出し流速がおおよそ 30cm/s 以下の比較的理論当量比付近の混合気に限られる。
- (2) 旋回型バーナでは、半径方向吹き出し流速がおおよそ 40cm/s 以上の希薄可燃限界から過濃過濃限界にわたる広い当量比範囲の混合気まで及び、実用上、旋回型バーナの方が利便性に優れている。
- (3) 被加熱用空気を管状火炎内部に導入した場合、非旋回型バーナに比べ旋回型バーナの方が、また、旋回型バーナでもスワール数が大きいほど速やかな温度上昇が得られる。

以上、非旋回型より旋回型バーナの方が、また、旋回型バーナでもスワール数が大きい方が混合気流量、当量比の広い範囲で軸対称の管状火炎が得られること、また、中心部に被加熱流体を流しても安定に管状火炎が維持され加熱に利用できることが明らかになった。一方、迅速に加熱を行うには、非旋回型バーナより旋回型バーナの方が、また、旋回型バーナでもスワール数の大きいバーナ方が有利であることが明らかになった。

## 第5章 従来型加熱バーナと旋回型管 状火炎バーナの加熱性能

## 5.1. まえがき

前章で、管状火炎内部の温度分布の対称性から、いわゆる、管状火炎内部の高温領域を利用するため、新しい加熱技術を創成すべく、その第一歩として、管状火炎が得られる非旋回型と旋回流型の2種類のバーナを製作し、火炎形状や火炎安定範囲を求めるとともに、火炎内部の高温領域に被加熱用空気を流した場合の温度上昇の様子を実験的に求めた。しかしながら、スワール数 $S_w$ を0から2.8に増やすと、被加熱空気の温度上昇が速くなるため、管状火炎による被加熱空気を加熱すべく、その知見は不足であるためと考えられる。一方、その温度上昇のメカニズムを解明するため、非旋回型と旋回型管状火炎バーナを用い場合、加熱する条件と同じ、PIVシステムで実際の加熱過程について調べたが、後者の方が流れ場を詳細に観察されていなかった。そのため、スリット型バーナと旋回強度を弱めた管状火炎バーナ(汎用の加熱バーナ)を製作し、実験に用いた。

## 5.2. 実験装置と実験方法

スリット型と旋回流型の2種類の管状火炎バーナの概略を Fig.5-1 に示す。

スリット型バーナは、Fig.5-1 に示すように、内径 64 mm 真鍮円柱に埋め込んだ多孔質円筒(焼結黄銅製、濾過度 5 ミクロン、内径 50 mm、長さ 28 mm、厚み 5 mm) から可燃性ガスを均一にしてから、 $10^\circ$  毎に取り付けられたの計 36 個の矩形スリットを一樣に通過させた。矩形スリットは、長さ 8 mm、幅 1.6 mm である。バーナの一端には、被加熱空気を導入するため、ステンレス管を取り付けたの内径 $D_{inj}=8$  mm (1/4 inch)インジェクターを設置した。他端には内径 64 mm、長さ 180 mm の石英管を接続し実験を行った。

一方、管状火炎バーナには、Fig.5-2 に示すように、 $45^\circ$  毎に対称位置に取り付けた 8 つの矩形スリットから可燃性ガスを接続方向に吹き出すもので、吹き出し部は内径 $D_0=40$  mm、長さ $L=50$ mm、スリット幅としては、5 mm である。今回の実験では、異なる旋回強度を得るため、それぞれのスリット数を 8 個全開、あるいは、4、6 までに段階的に塞いだもので、概算で得られたスワール数 $S_w$ はそれぞれ 0.35, 0.7, 1.4 である。スリット型バーナと同様、バーナの一端には、被加熱用空気を導入するため、内径 $D_0=8$  mm (1/4 inch) のステンレス管を取り付け、他端には内径 40 mm、長さ 300 mm の石英管を設置した。なお、いずれの場合も、バーナを水平に設置して実験を行った。

燃料には、メタンを用いた。メタン及び空気は、それぞれ浮き子式面積流量計で流量測定後、一樣に混合され、バーナへ供給される。火炎の観察には、バーナ閉端に設置された石英窓並びにバーナ下流に接続された石英管を介して 2 方向からデジタルビデオカメラで撮影を行った。

加熱過程を把握すべく、前章と同じ、スリット型バーナには、あるいは旋回型バーナにはそれぞれの複数の測定孔が開けられた鋼管(内径 36 mm、長さ 300 mm ; 内径 68 mm、長さ 500 mm)を石英管の代わりに設置し、素線径 0.2 mm の R 形熱電対(Pt/Pt-13%/Rh)を挿入して半径方向、および軸方向温度分布を測定した。



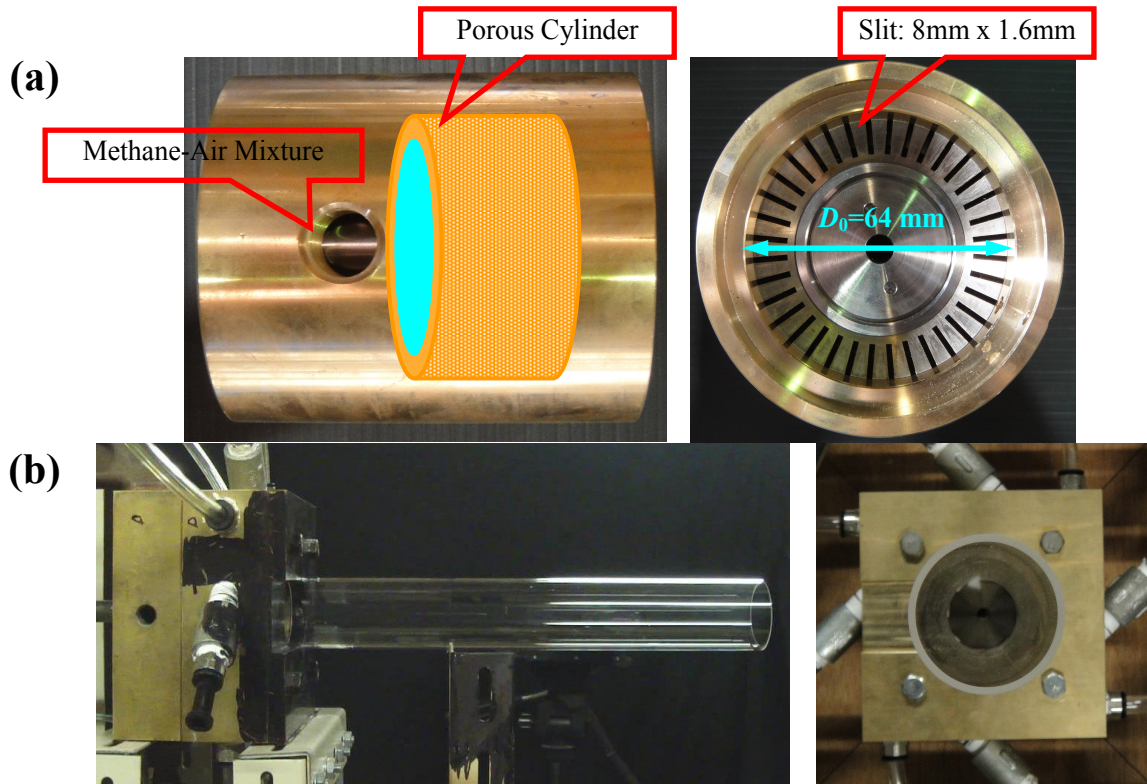


Fig.5-1 Schematic of the heating burner (a) the slit type burner (b) the swirl type tubular flame burner of  $S_w=0.35, 0.7$ , and  $1.4$ .

### 5.3. 実験結果

#### 5.3.1. 火炎外観および火炎安定範囲

はじめに、被加熱空気を流さずにメタンと空気の予混合気をスリット型、旋回型バーナから吹き出した場合に形成される火炎外観と火炎安定範囲の測定を行った。

まず、スリット型バーナについて、参考に、燃焼用空気流量  $Q_{\text{air}}$  を  $2.0 \text{ m}^3/\text{h}$  に設定して燃料流量  $Q_{\text{fuel}}$  を増減させ、バーナの側面、並びに開放端から撮影された火炎外観を Fig.5-2 に示す。

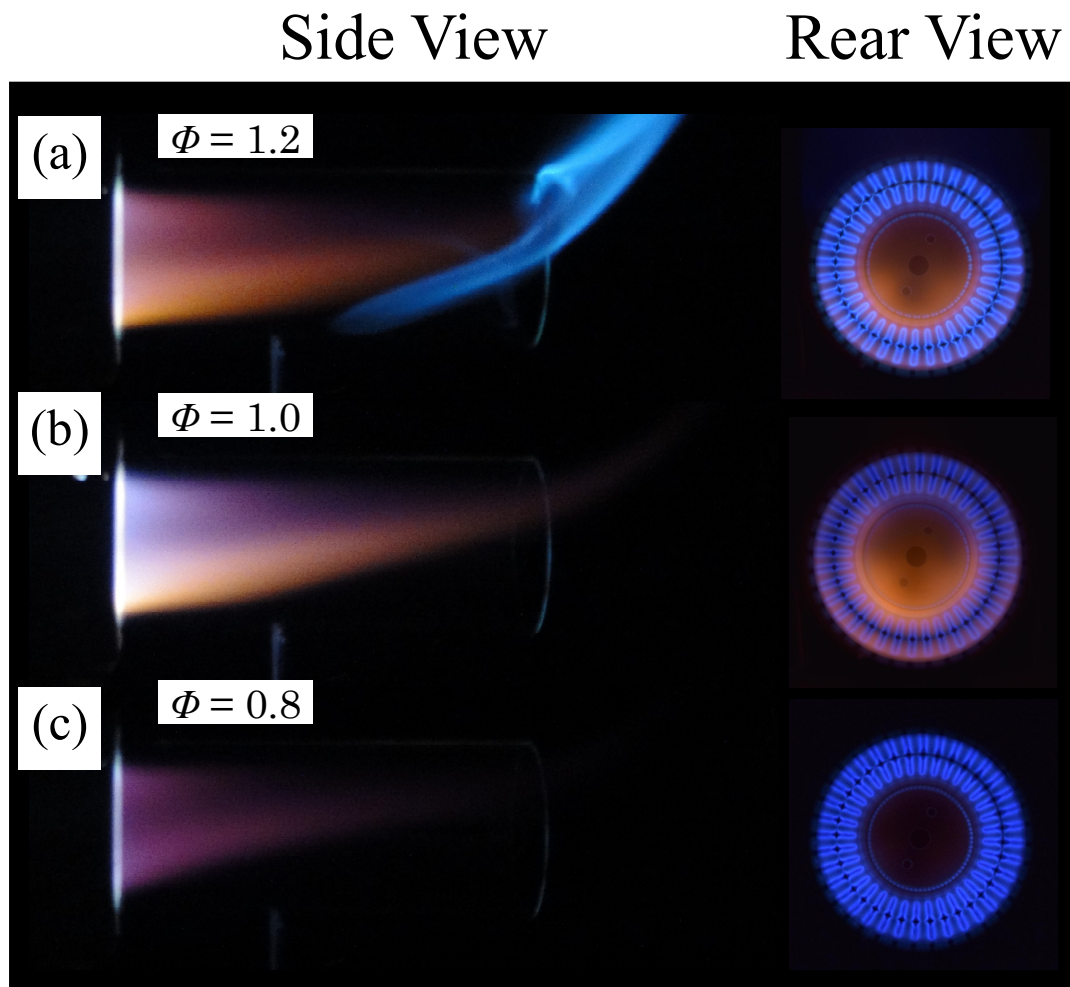


Fig.5-2 Appearance of flames in the slit type burner with varying the fuel concentration.

さて、Fig.5-2(b)右側に、 $Q_{\text{air}} = 2.0 \text{ m}^3/\text{h}$  一定の場合、当量比  $\Phi = 1.0$  では 36 個の槽形火炎が対称位置にスリット出口に付着されるように形成される。Fig.5-2(b)左側に、バーナ下流側では合体した燃焼ガスが強い発光が観察された。燃料流量を徐々に増やしたり減らしたりしていくと火炎がその形状を維持し(Fig.5-2(a), (c))、さらに流量を増減させると、火炎がスリットから離れて吹き飛ばされて消炎した。

次に、当量比  $\phi$  と燃料・空気混合気流量  $Q_{\text{mix}}$ （燃焼用空気流量  $Q_{\text{air}}$  と燃料流量  $Q_{\text{fuel}}$  の和），並びに、その流量をスリット吹き出し総面積で割った未燃ガスの軸方向速度  $V_{\text{axial,mix}}$  を用いて、火炎安定範囲を求めた。その結果を Fig.5-3 に示す。白丸(○)は一様な火炎面の管状火炎が吹き飛ばし始める限界，黒丸(●)は火炎面の乱れた火炎が消炎する限界を示す。比較のために，標準的な方法で測定された希薄・過濃可燃限界での当量比の値 0.5, 1.68 [83] も示す。混合気流量  $Q_{\text{mix}}$  が小さい場合，当量比 0.7~1.25 の範囲近くまで安定な火炎面をもつスリット状火炎が形成されるが，混合気流量  $Q_{\text{mix}}$  を増加していくと，過濃・希薄側における当量比の値は，それぞれ量論比に向けて減少したり，増加したり移動し，安定に形成される範囲が小さく変化する。 $V_{\text{axial,mix}}$  の値が約 5.4 m/s を超えると一様な火炎面は形成できなかつたことがわかる。

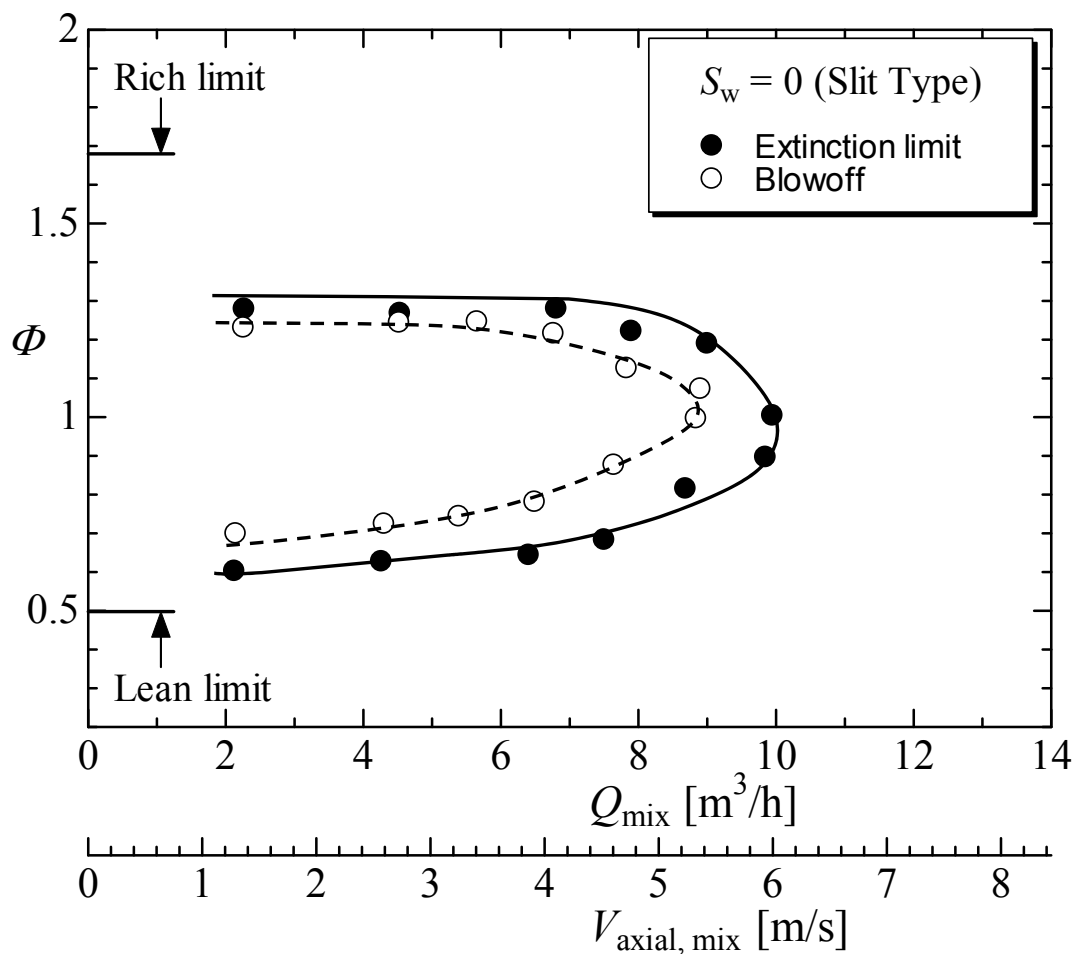


Fig.5-3 Mapping of stable flame regions in the slit type burner of  $S_w=0$ .

次に，旋回型バーナについて調べた。Fig.5-4 は， $s_w=0.35$  の旋回型バーナにおいて，バーナ閉端の石英窓および石英管側面から撮影された火炎の外観を示す。燃焼用空気流量  $Q_{\text{air}}$  が 2.0  $\text{m}^3/\text{h}$  に一定にした場合，過濃・希薄側では，それぞれ一つにつながった管状火炎は形成されず，8 つのスリットそれぞれに付着した火炎が形成される(Fig.5-4(a), (b))。空気流量を一定に保ちつつ燃料

流量を増減させ混合気当量比を量論比に向かってしていくと、スリットに付着した火炎の先端は縮み、やがてスリット内部に入り込み逆火が発生され、その後、消炎した。参考に、燃焼用空気流量  $Q_{\text{air}}$  が  $5.0 \text{ m}^3/\text{h}$  にした場合、当量比  $0.8$  付近では、逆火が発生される直前に撮影された火炎様子を Fig.5-4(c)に示す。

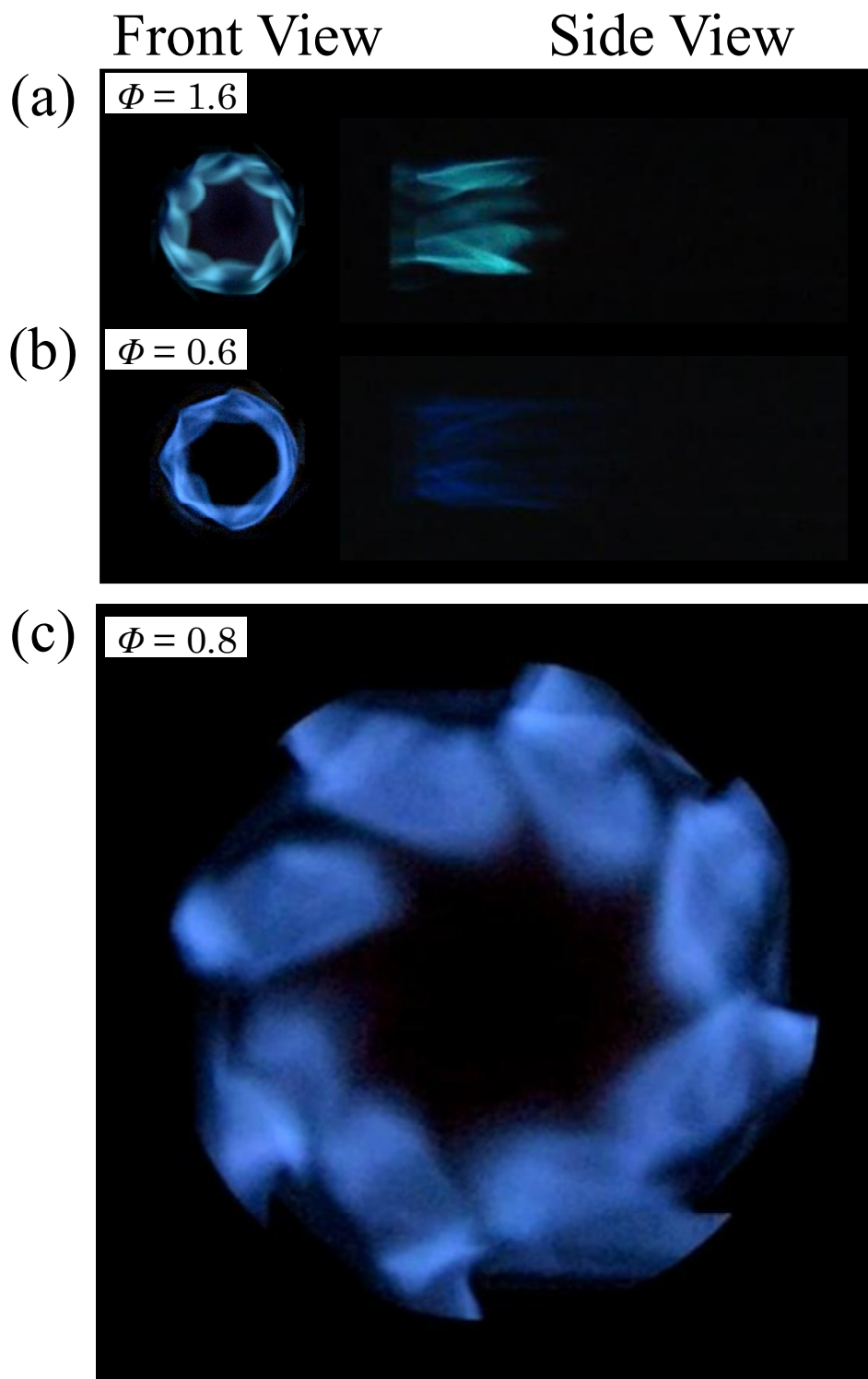


Fig.5-4 Appearance of flames in the swirl type tubular flame burner of  $S_w=0.35$  ((a), (b),  $Q_{\text{air}} = 2.0 \text{ m}^3/\text{h}$ , (c)  $Q_{\text{air}} = 5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ )

更に、空気流量  $Q_{\text{air}}$  を  $5.0 \text{ m}^3/\text{h}$  までに増加すると、理論当量比付近で火炎が形成されてなかったが、混合気をより過濃、希薄にすると火炎が一つにつながり (Fig.5-5(a), (b)), より過濃、希薄にすると、いずれにおいても一つにつながった管状火炎となって消炎した。側面の火炎外観を見ると、いずれの場合も火炎長さが下流側に伸びしていることがわかった。

さらに空気流量  $Q_{\text{air}}$  を  $10 \text{ m}^3/\text{h}$  に増やすと、理論当量比付近でも切れた状態になったの火炎が形成されるようになる (Fig.5-6(b)). 混合気をより過濃、希薄にすると広い当量比範囲で一つにつながり (Fig.5-6(a), (c)), より過濃、希薄にすると、いずれにおいても一つにつながった管状火炎となって消炎した。その火炎直径を、同一当量比で比較すると、 $Q_{\text{air}}$  が増加する程小さくなっていることがわかる。これは、火炎は未燃ガスの半径方向速度と燃焼速度とが釣り合う位置に形成されるため、吹き出し速度が増加すると、より中心軸寄りに移動するためと考えられる。

さて、このバーナにおける火炎安定範囲を Fig.5-7 に示す。縦軸は当量比  $\phi$ 、横軸は混合気流量  $Q_{\text{mix}}$  ならびにこの流量を内径  $40\text{mm}$ 、長さ  $50\text{mm}$  の円筒吹き出し面積で除して求めた半径方向吹き出し速度  $V_{w,\text{mix}}$ 、そして混合気総流量を 8 つのスリットの総断面積で除して求めた接線方向吹き出し速度  $V_{t,\text{mix}}$  である。黒塗り三角印(▲)は、空気流量一定のもとで混合気をより量論比寄り移動した場合に、その逆火が起きる限界での当量比を、白丸(○)は、混合気をより過濃、あるいは希薄にしていった場合に、それぞれのスリット出口に形成されていた 4 つの火炎が一つに合体する限界での当量比を、黒丸(●)は、その一つにつながった管状火炎が消炎する限界での当量比を示す。

まず、それぞれのスリットに付着した 8 つの火炎が一つの管状火炎に合体する限界での当量比であるが、混合気流量  $Q_{\text{mix}} \cong 2.0 \text{ m}^3/\text{h}$  では、過濃側、希薄側ともにそれぞれの可燃限界近い 1.41, 0.53 をとるものの、混合気流量の増加とともに両者は接近し、 $Q_{\text{mix}} \cong 9.0 \text{ m}^3/\text{h}$  では、それぞれ 1.25, 0.93 となり、 $Q_{\text{mix}} \geq 10.0 \text{ m}^3/\text{h}$  では、すべての当量比に対し一つにつながった管状火炎が形成される。これは、混合気の半径方向吹き出し速度が  $45\text{cm/s}$  以上と大きく、メタン空気混合気の最大燃焼速度を上回ったためと考えられる。

一方、消炎限界であるが、広い混合気流量の範囲で、一つにつながった管状火炎となって消炎し、その希薄限界、過濃限界での当量比の値は、混合気流量に対しほぼ一定で、それぞれ希薄可燃限界 ( $\phi = 0.5$ )、過濃可燃限界 ( $\phi = 1.68$ ) の値にほぼ等しいことがわかる。

なお、スリット型バーナの場合、混合気流量の増加に対して希薄限界と過濃限界における当量比の値はそれぞれ増加、減少し、安定燃焼範囲が著しく狭くなるが、これは、予混合火炎においては、その燃焼速度が有限の値をとるため、気流中に存在する火炎は、流速の大小によって下流に押し流されたり、上流にさかのぼったりする。したがって、バーナや燃焼器において定常な燃焼を維持するためには、火炎を燃焼器内の特定の位置に保持する必要がある。一般に火炎はある流速の範囲内でのみ安定化され、可燃性混合気の流速を増大させ、ある限界の流速に達すると火炎は吹き飛び、また逆に流速を減少させ、ある限界の流速に達し、燃焼速度が流速よりも大きくなる領域が生じると火炎は逆火し上流に向かって伝播するためと考えられる。

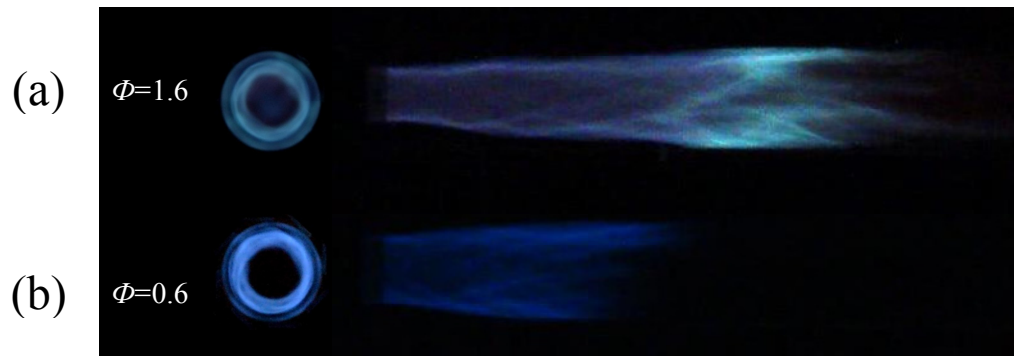


Fig.5-5 Appearance of flames in the swirl type tubular flame burner of  $S_w=0.35$  ( $Q_{air} = 5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ).

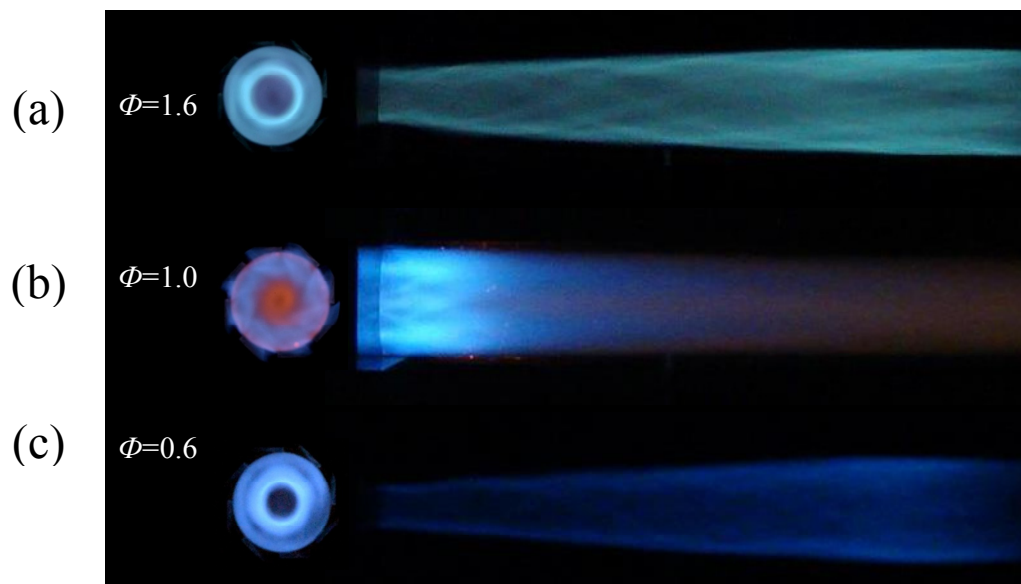


Fig.5-6 Appearance of flames in the swirl type tubular flame burner of  $S_w=0.35$  ( $Q_{air} = 10.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ).

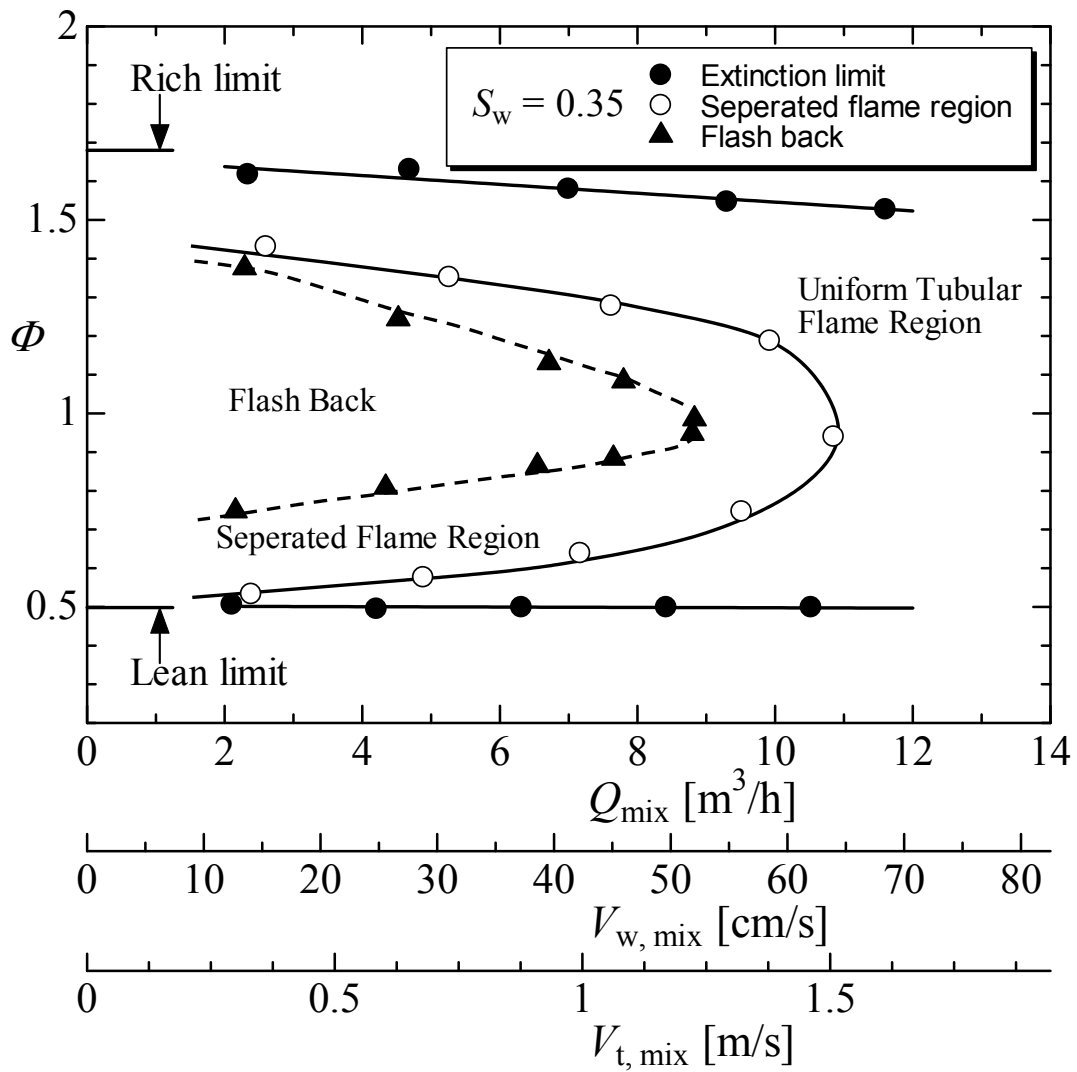


Fig.5-7 Mapping of stable flame regions in the swirl type burner of  $S_w=0.35$ .



旋回強度を高めた  $S_w = 0.7$  のバーナにおける火炎外観と火炎安定範囲をそれぞれ Fig.5-7, 8, 9 と Fig.5-11 に示す.

Fig.5-8の火炎外観で空気流量  $Q_{\text{air}} = 2.0 \text{ m}^3/\text{h}$  のとき,  $\Phi = 1.6, 0.6$  では  $S_w = 0.35$  のバーナ同様, 火炎はそれぞれのスリットに付着して離れているが,  $S_w = 0.35$  のバーナに比べてその先端は長く伸び, 火炎間の距離は縮まっていることがわかった.

更に, 空気流量  $Q_{\text{air}}$  を  $5.0 \text{ m}^3/\text{h}$  までに増加すると, 理論当量比付近で分離された火炎も形成されるが(Fig.5-9 (b)), 混合気をより過濃, 希薄にすると火炎が一つにつながり(Fig.5-9 (a), (c)), より過濃, 希薄にすると, いずれにおいても一つにつながった管状火炎となって消炎した. 側面の火炎外観を見ると, いずれの場合も火炎長さが下流側に伸びしていることがわかった.

さらに空気流量  $Q_{\text{air}}$  を  $10 \text{ m}^3/\text{h}$  に増やすと, 混合気をより過濃, 希薄にすると広い当量比範囲で一つにつながり火炎が形成される(Fig.5-10).

Fig.5-11 の火炎安定範囲を見ると,  $S_w = 0.35$  のバーナと比較し, 逆火が起きる領域, 並びに, 火炎が途切れている領域は若干狭くなっているが, 一つの管状火炎となって消炎する限界での当量比は, 希薄・過濃可燃限界とほぼ一致し, 吹き出し速度に無関係にほとんど一定であった.

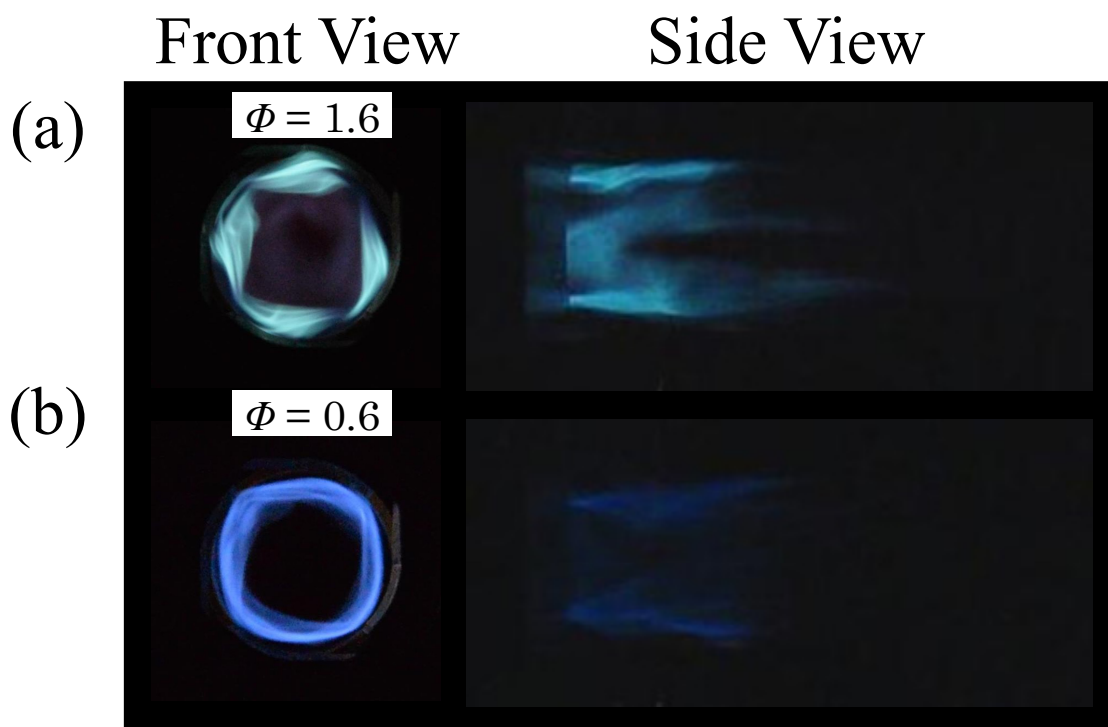


Fig.5-8 Appearance of flames in the swirl type tubular flame burner of  $S_w=0.7$  ( $Q_{\text{air}} = 2.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ).



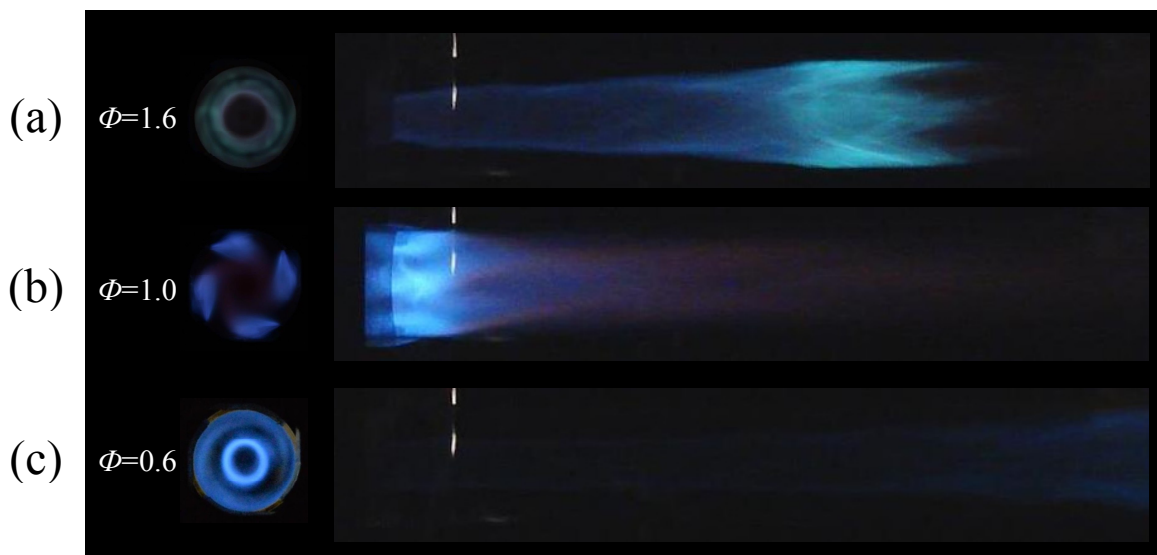


Fig.5-9 Appearance of flames in the swirl type tubular flame burner of  $S_w=0.7$  ( $Q_{\text{air}} = 5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ).

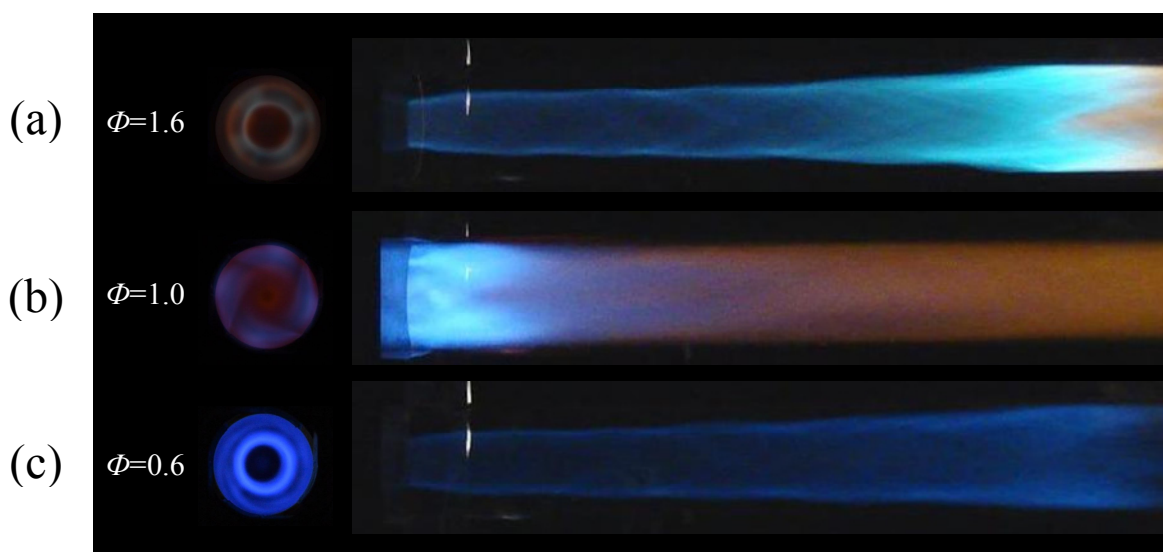


Fig.5-10 Appearance of flames in the swirl type tubular flame burner of  $S_w=0.7$  ( $Q_{\text{air}} = 10.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ).

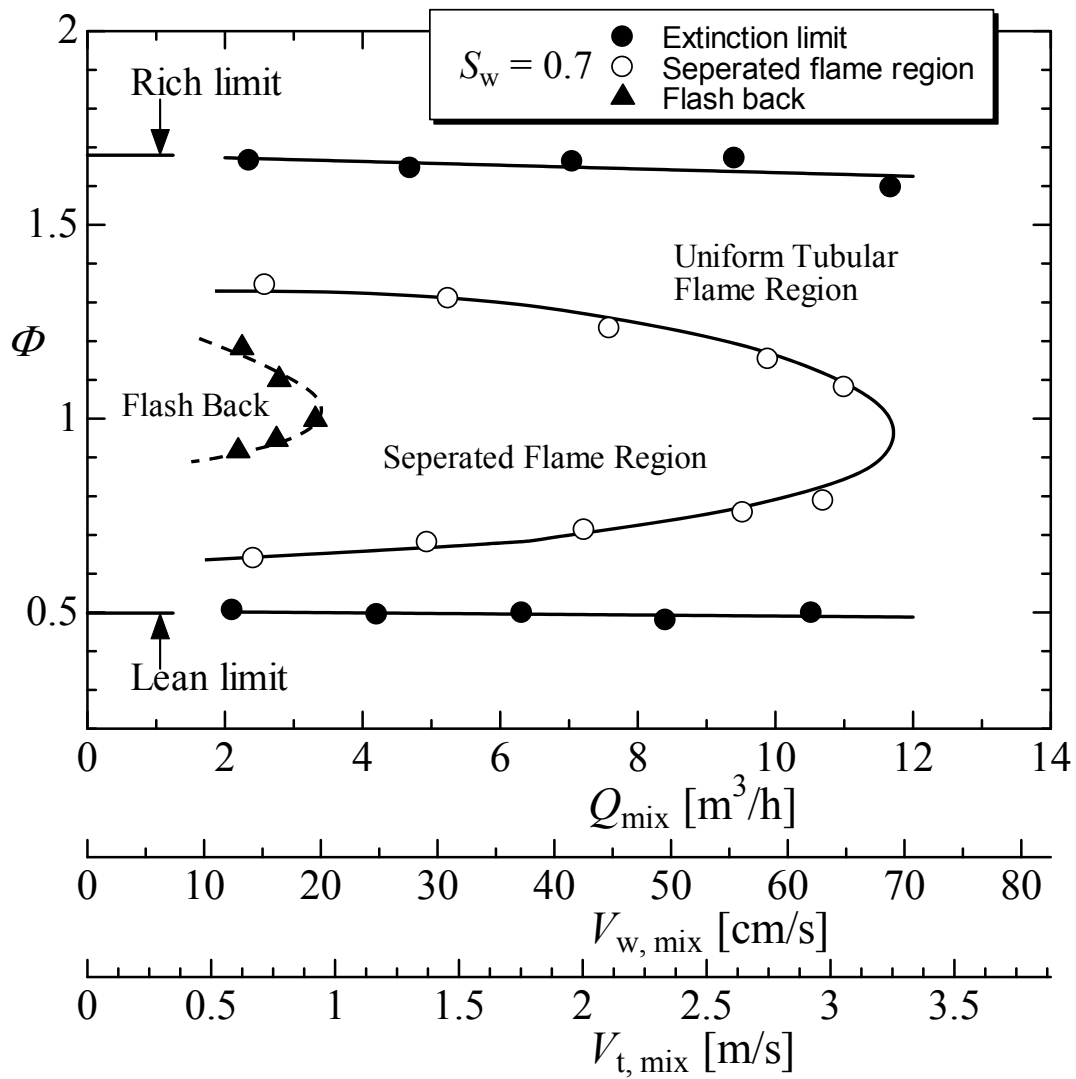


Fig.5-11 Mapping of stable flame regions in the swirl type burner of  $S_w=0.7$ .

さらに旋回強度を若干強めた  $S_w = 1.4$  のバーナにおける火炎外観と火炎安定範囲をそれぞれ Fig.5-12, Fig.5-15 に示す. 前二者のバーナと比較して, 一つにつながった管状火炎が形成される領域が広がった. ただし, 量論比付近では, 2 つのスリットそれぞれに付着した火炎が形成されるとともに, 逆火が起きる領域はなくなった(Fig.5-12(b), Fig.5-15).

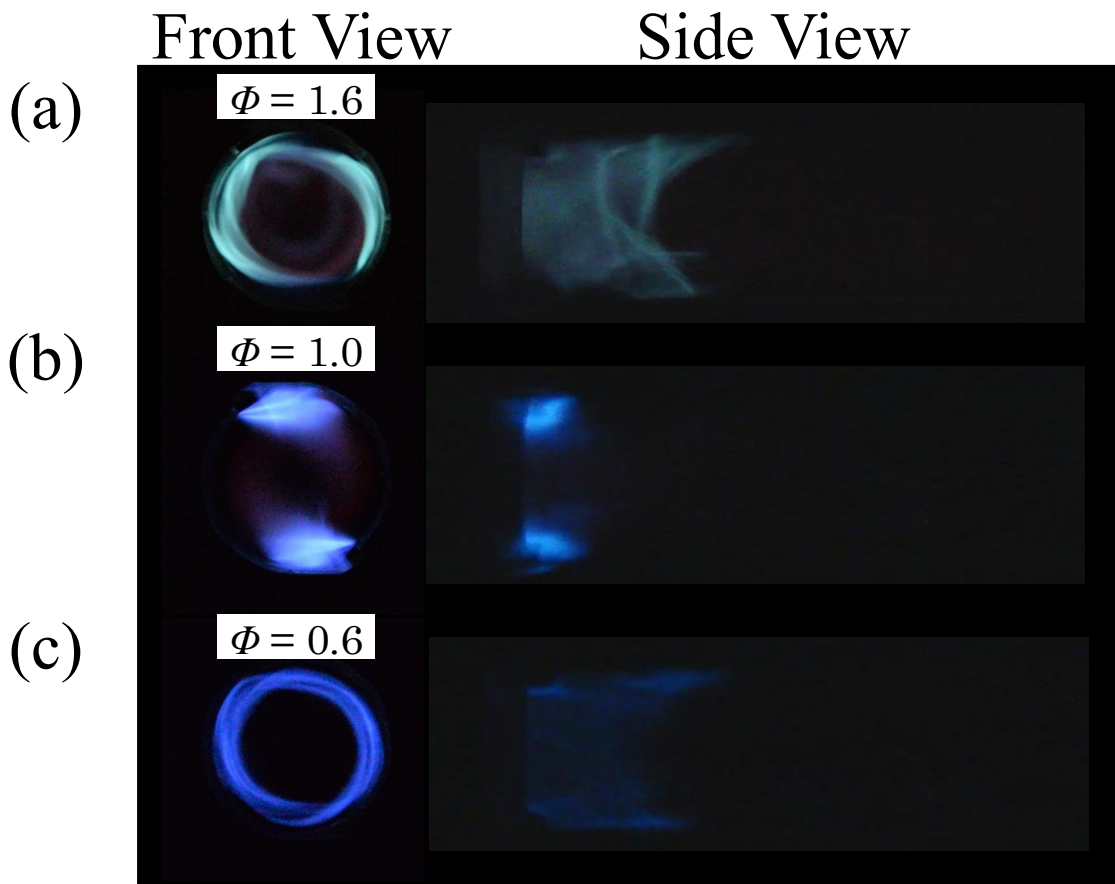


Fig.5-12 Appearance of flames in the swirl type tubular flame burner of  $S_w=1.4$  ( $Q_{\text{air}} = 2.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ).

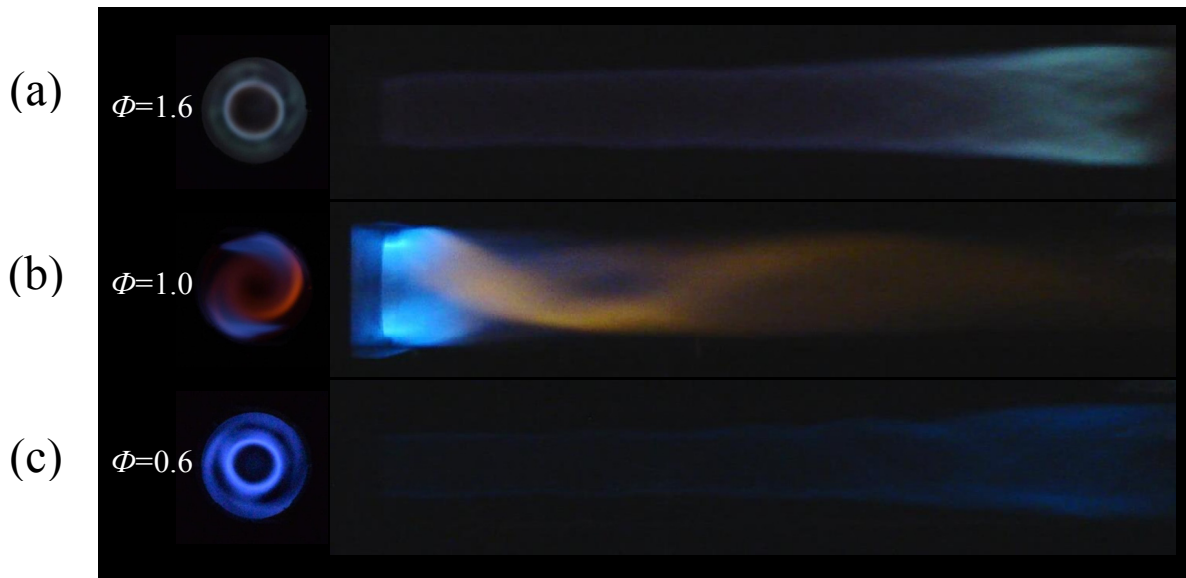


Fig.5-13 Appearance of flames in the swirl type tubular flame burner of  $S_w=1.4$  ( $Q_{\text{air}} = 5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ).

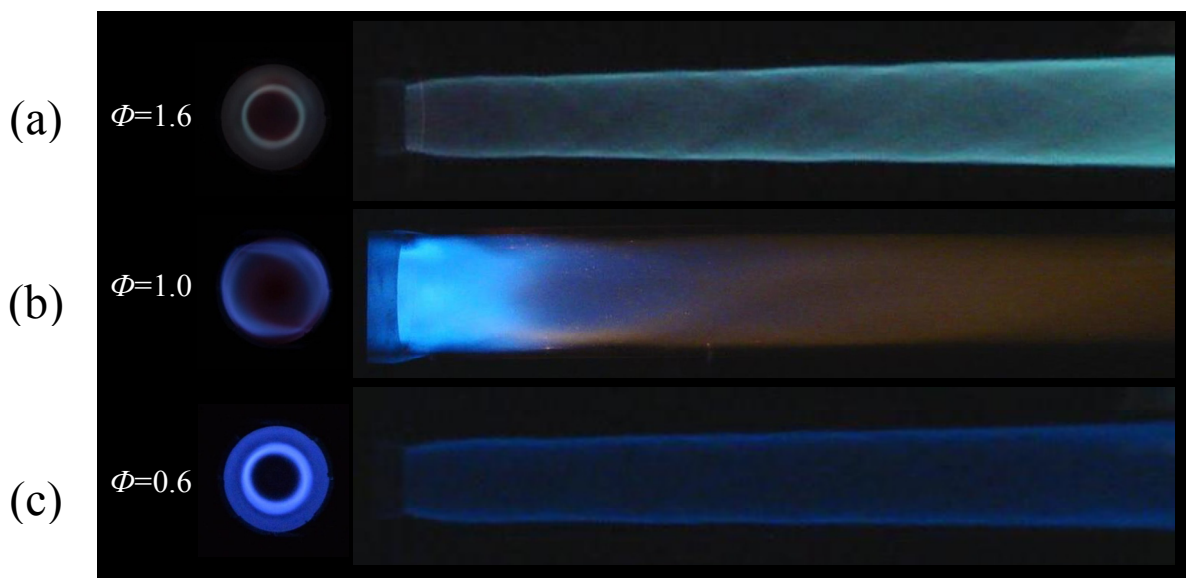


Fig.5-14 Appearance of flames in the swirl type tubular flame burner of  $S_w=1.4$  ( $Q_{\text{air}} = 10.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ).

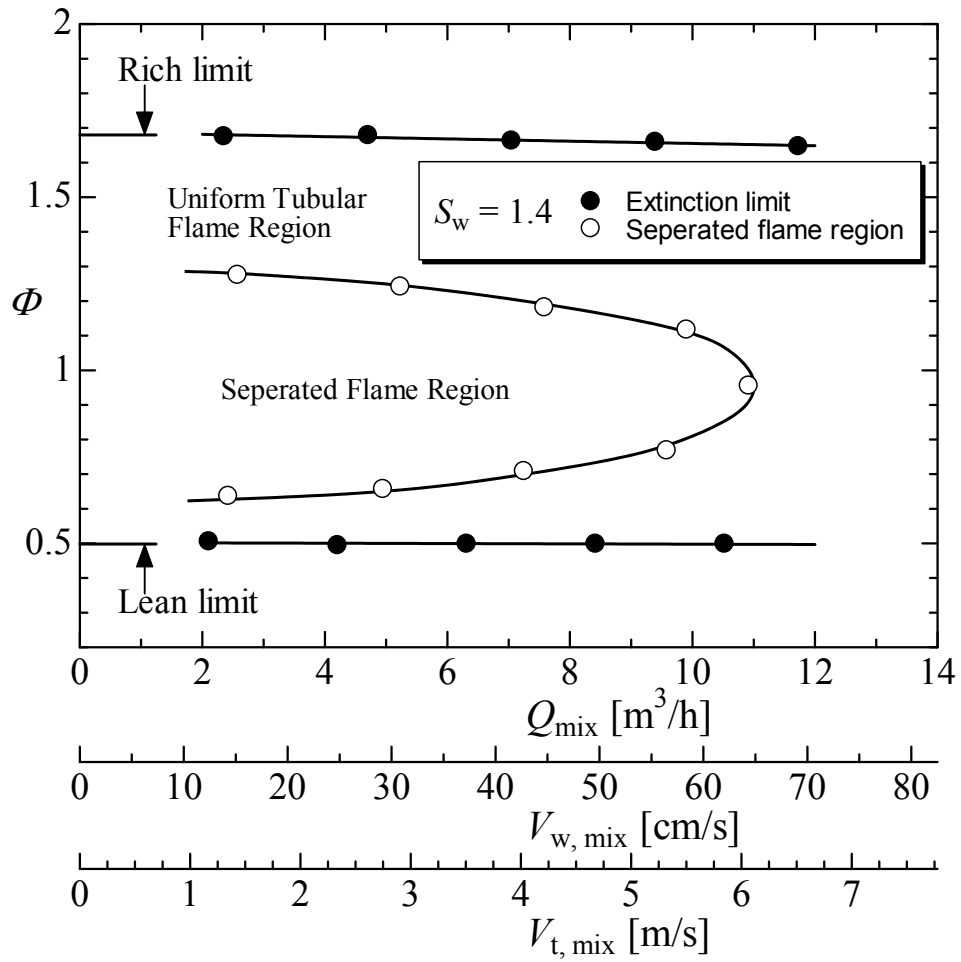


Fig.5-15 Mapping of stable flame regions in the swirl type burner of  $S_w=1.4$ .

### 5.3.2. 温度分布

次に、被加熱用空気を左端のステンレス管内径 8mm から吹き出した場合の温度分布を測定した。加熱側の火炎の条件としては、断面形状が途切れた管状火炎で、且つ、ほぼ同じ長さの管状火炎が得られる燃焼用空気流量  $Q_{\text{air}}=2.0 \text{ m}^3/\text{h}$ 、当量比  $\phi=0.7$  を選び、一方、被加熱用空気としては、小流量 ( $Q_{\text{inj}}=0.5 \text{ m}^3/\text{h}$ 、平均噴き出し流速  $V_{\text{inj}}=0.69 \text{ m/s}$ 、 $Re=691$ )を試みた。  $Z_1=75 \text{ mm}$ 、 $Z_2=125 \text{ mm}$  と  $Z_3=220 \text{ mm}$  の位置での半径方向温度分布を Fig.5-10 に示す。比較するために、燃焼条件が同じ条件で、スリット型バーナを用いた時の被加熱空気温度の測定した結果も図中に添付した。なお、実験装置が構造の問題で、測定距離はそれぞれ  $Z_1'=55 \text{ mm}$ 、 $Z_2'=125 \text{ mm}$  と  $Z_3'=225 \text{ mm}$  となった。

この図で、 $r=0 \text{ mm}$  は中心軸、 $r=18 \text{ mm}, 32 \text{ mm}$  はそれぞれスリット型、旋回型バーナの壁面位置に対応し、被加熱用空気が吹き出されるインジェクターの吹き出し口は、 $r=0 \sim 4 \text{ mm}$  に位置する。また、火炎は、スリット型バーナでは矩形のスリット出口に付着した状態で形成されるため  $r=20 \text{ mm}$  付近に、旋回型バーナではスリット幅だけ内側に形成されるため  $r=16 \sim 18 \text{ mm}$  付近に形成される。

さて、 $Z_1=75 \text{ mm}$  ( $Z_1'=55 \text{ mm}$ )での温度分布(Fig.5-10(a))は、スリット型バーナでは  $r=20 \text{ mm}$  付近で最高温度約  $1250^\circ\text{C}$  をとるものの中心軸上  $r=0 \text{ mm}$  では約  $600^\circ\text{C}$  と低く、内部まで十分加熱されていないことがわかる。一方、旋回型バーナでは、スワール数  $S_w=0.35, 0.7$  の場合、中心軸上で温度が  $150^\circ\text{C}$  と低く、内部まで十分加熱されていないことがわかる。スワール数  $S_w=1.4$  の場合、中心軸上で温度が既に  $700^\circ\text{C}$  に達した。 $Z_1=125 \text{ mm}$  ( $Z_1'=125 \text{ mm}$ ) (Fig.5-10(b))では、スリット型バーナで中心軸上で  $100^\circ\text{C}$  と高く  $900^\circ\text{C}$  付近に達していることがわかる。また、旋回型バーナでは、スワール数  $S_w=0.35, 0.7$  の場合、中心軸上で温度が  $400^\circ\text{C}$  に上昇したが、スワール数  $S_w=1.4$  の場合、中心軸上で温度がスリット型バーナと同様  $900^\circ\text{C}$  に上昇した。

下流の  $Z_3=225 \text{ mm}$  ( $Z_3'=225 \text{ mm}$ ) (Fig.5-10(c))では、非旋回型バーナでは熱輻射や壁面への熱損失が非常に大きくなるため、中心軸上で  $500^\circ\text{C}$  となり、旋回型バーナでは、全体的に  $800^\circ\text{C}$  近く付近で維持することがわかる。

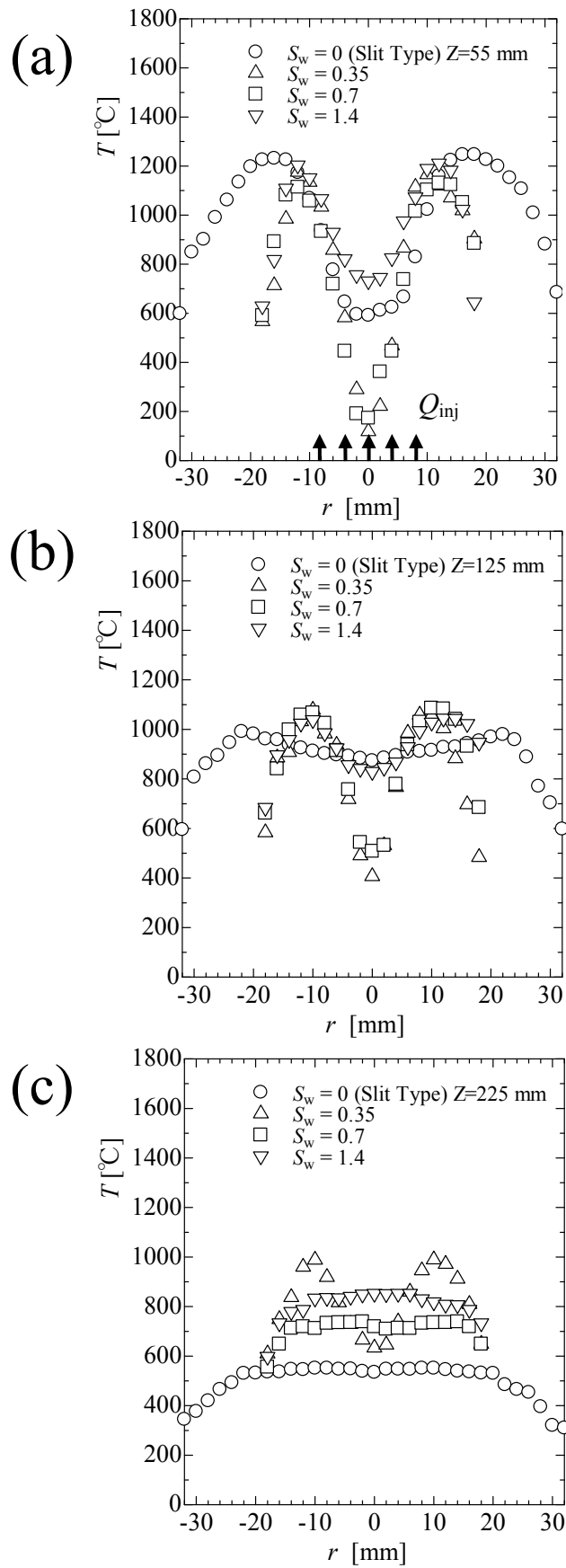


Fig.5-16 Radial temperature distributions (swirl type: (a)  $Z_1=75$  mm, (b)  $Z_2=125$  mm, (c)  $Z_3=220$  mm;  $Q_{air} = 2.0\text{m}^3/\text{h}$ ,  $\Phi=0.7$ ,  $Q_{inj} = 0.5\text{m}^3/\text{h}$ ).

## 5.4. まとめ

スワール数  $S_w$  を 0 から 2.8 に増やすと、被加熱空気の温度上昇が速くなるため、管状火炎による被加熱空気を加熱すべく、その知見は不足である。また、第 6 章では、その温度上昇のメカニズムを解明するため、燃焼条件でも詳細な流れ場を観察すべく、スリット型バーナと旋回強度を弱めた管状火炎バーナ(汎用の加熱バーナ)を製作し、火炎形状や火炎安定範囲を求めるとともに、被加熱用空気を流した場合の温度分布を測定した。以下に主な結論を記す。

- (1) スリット型バーナでは、安定的、且つ、均一軸対称の火炎が吹き飛ばさない領域では、軸方向吹き出し流速がおおよそ 5.0m/s 以下の比較的理論当量比付近の混合気に限られる。
- (2) 旋回型バーナでは、 $S_w \leq 0.7$  の場合、逆火が起きるが、半径方向吹き出し流速がおおよそ 40cm/s 以上の希薄可燃限界から過濃過濃限界にわたる広い当量比範囲の混合気まで及び、実用上、旋回型バーナの方が利便性に優れている。
- (3) 被加熱用空気を管状火炎内部に導入した場合、スリット型バーナに比べ旋回型バーナの方が、特に、スワール数が大きい方が、被加熱空気の温度が速く上昇することが得られる。

以上の結果より、従来型加熱バーナに比べて、旋回型バーナを用いた方が、加熱性能は有効であるため、実用的には、省エネ効果を有することが明らかになった。



## 第6章 旋回強度による混合過程への 影響

## 6.1. まえがき

前2章では、新しい火炎素である管状火炎に注目し、その内部の一様な高温燃焼ガス領域を用いて加熱する方法を提案し、スリット型バーナ、非旋回型と旋回型管状火炎の計3種類の加熱バーナを製作して、燃焼による加熱試験を行った。その結果は、スリット型バーナ、非旋回型管状バーナに比べ、いずれの場合でも旋回型管状火炎バーナの方が、加熱性能が著しく向上し、特に、スワール数の大きい管状火炎バーナを用いた方が中心部まで迅速に加熱できることが明らかになった。

そこで、本章では、その加熱促進のメカニズムを解明すべく、PIVシステムを用いて流れ場を詳しく観察することにした。

## 6.2. 実験装置と実験方法

Fig.6-1に、実験装置の概略を示す。

まず、非旋回型と旋回型の違いを明らかにするため、流れ場そのものの可視化を行った。測定には、それぞれ乾燥空気を用い、オリフィス流量計で流量測定後、バーナへ供給する。なお、トレーサ粒子は被加熱用空気流にのみ混入してある。撮影された位置は加熱された場合と同じ、被加熱空気が導入されたインジェクター端面からZとして55, 125, 220 mm計3カ所である。

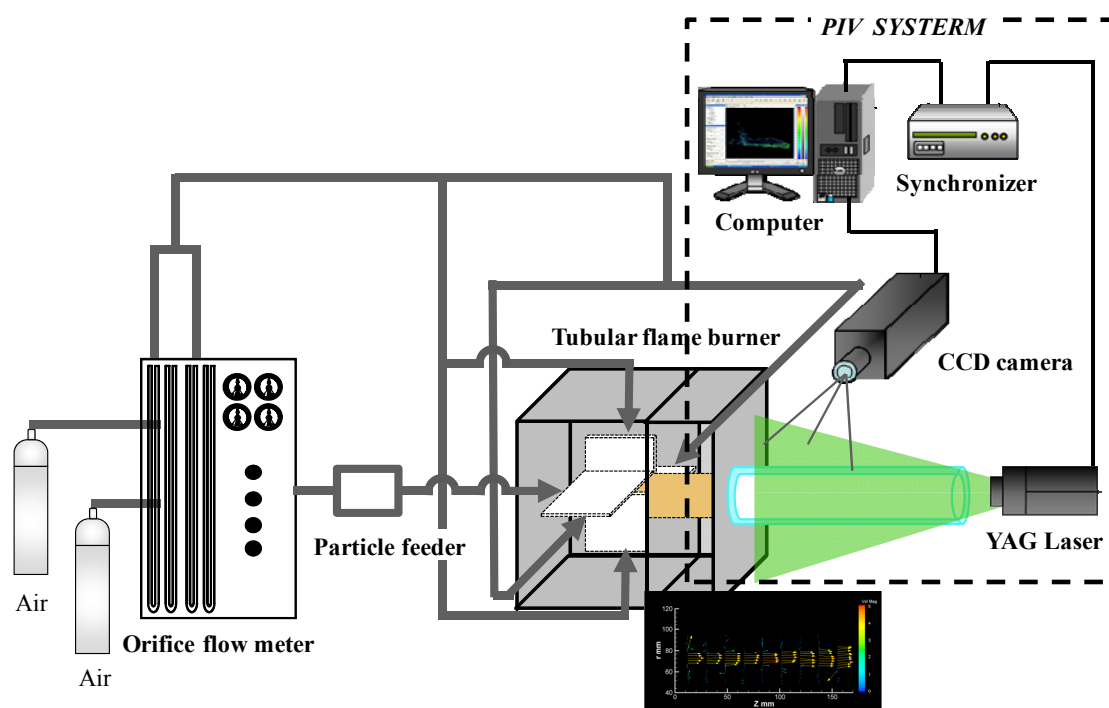


Fig.6-1 Schematic of the apparatus with a PIV system.

## 6.3. 実験結果

### 6.3.1. 非旋回型と旋回型管状火炎バーナの場合

#### 6.3.1.1 流れ場

さて、そのメカニズムを解明すべく、PIVシステムを用いて流れ場を観察した。Fig.6-2には、Fig.4-14, Fig.4-15の温度分布の測定時の流量に比べてかなり少ないが、被加熱用空気流量を $Q_{inj}=0.03$  m<sup>3</sup>/hに固定し、燃焼用空気流量を $Q_{air}=0.3, 0.5$  m<sup>3</sup>/hに変化したとき、 $Z_1=55$  mm断面での撮影された流れ場の様子である。白塗り矢印(→)を燃焼用空気、白い破線を石英管壁に示している。

まず、非旋回型バーナの場合(Fig.6-2(a) left,  $S_w=0$ )、トレーサ粒子が搬送された被加熱流は、回転することなくこの断面まで到達している。さらに、加熱用空気流量を $Q_{inj}=0.03$  m<sup>3</sup>/hに固定し、燃焼用空気流量を $Q_{air}=0.5$  m<sup>3</sup>/hに増やすと(Fig.6-2(a) right)、トレーサ粒子の形状が圧縮され変化したことがわかる。

一方、旋回型バーナの場合、中心部の被加熱流内で渦巻きが観察され、 $S_w=2.8$ の場合(Fig.6-2(b) left)は1回転、 $S_w=5.9$ の場合(Fig.6-2(c) left)は2回転、とスワール数が増えるほど回転数が増加する様子が確認できる(Fig.6-2(d) left)。そもそも、この渦巻きが視認される黒い暗線部は、トレーサのない流体塊、すなわち、旋回スリットから吹き出される燃焼用空気、に由来する流体塊であり、旋回により、中心部の被加熱流に周囲の空気流が巻き込まれる事実を如実に示している。次に、燃焼用空気流量を $Q_{air}=0.5$  m<sup>3</sup>/hを増大していったときに、 $S_w=2.8$ の場合(Fig.6-2(b) right)はその回転数が増加する様子が確認できる。 $S_w=5.9$ と旋回が強くなると(Fig.6-2(c) right)、接線方向の不安定性の発生によりトレーサ粒子面積の膨張のみならず混合そのものが促進される様子が分かる。スワール数 $S_w$ が12.0に増えるほど混合が促進される様子が確認できる(Fig.6-2(d) right)。

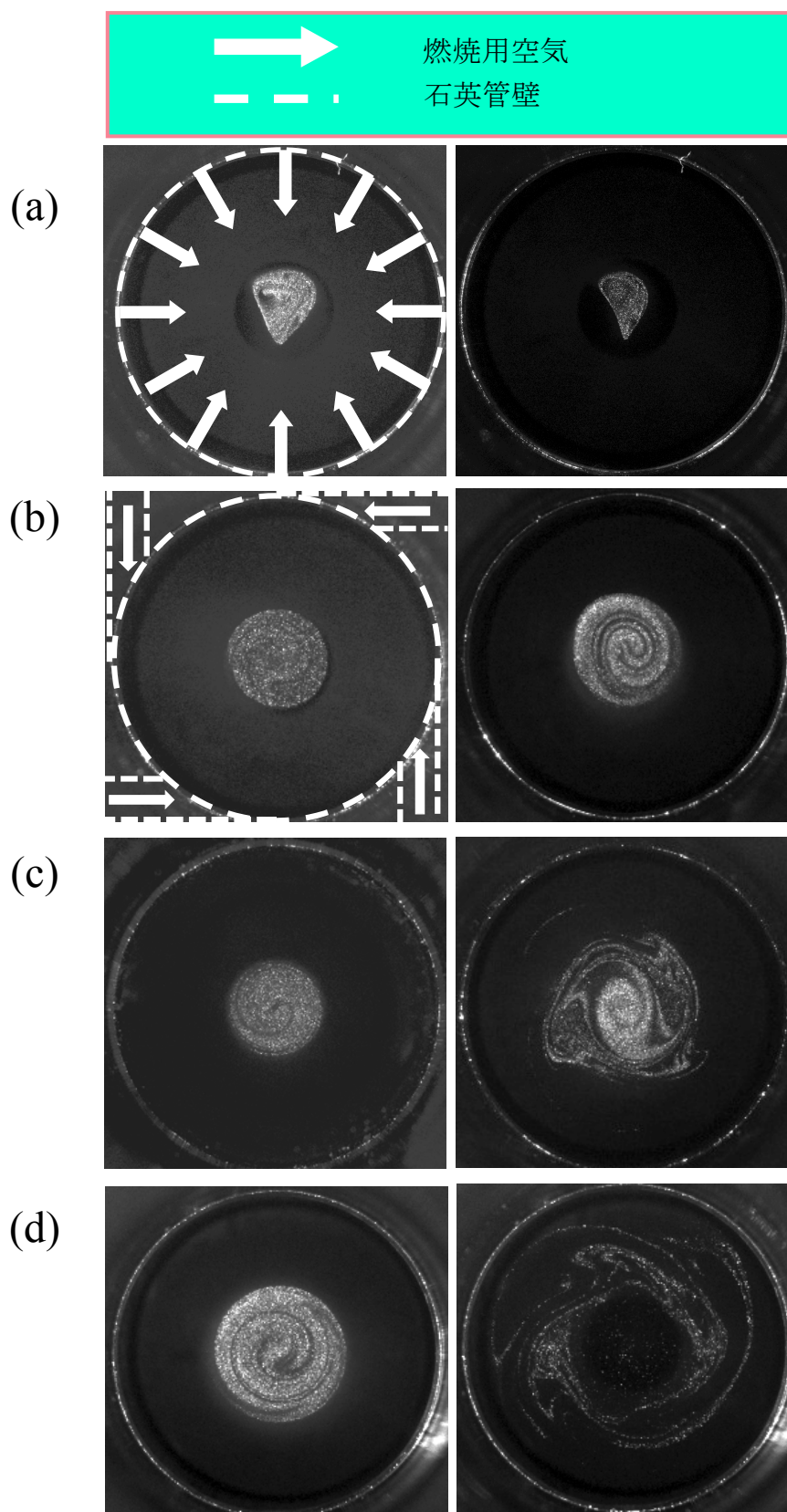


Fig.6-2 Flow visualization ((a)  $S_w = 0$ , (b)  $S_w = 2.8$ , (c)  $S_w = 5.9$ , (d)  $S_w = 12.0$ ,  $Z_1 = 55$  mm,  $Q_{inj} = 0.03$  m<sup>3</sup>/h, left:  $Q_{air} = 0.3$  m<sup>3</sup>/h, right:  $Q_{air} = 0.5$  m<sup>3</sup>/h).

次に、 $Z_1=125\text{ mm}$  断面での撮影された流れ場の様子を Fig.6-3 である。

まず、非旋回型バーナの場合(Fig.6-3(a) left,  $S_w=0$ ), 燃焼用空気流量  $Q_{\text{air}}=0.3\text{ m}^3/\text{h}$ では, Fig.6-3(a) に示された画像と同様, トレーサ粒子が回転することなくこの断面まで到達しているが, 燃焼用空気流量  $Q_{\text{air}}=0.5\text{ m}^3/\text{h}$ では, トレーサ粒子の形状が圧縮され変化した, 浮力の作用による粒子がバーナ上部に浮べることがわかる。

一方, 旋回型バーナの場合, 燃焼用空気流量  $Q_{\text{air}}=0.3\text{ m}^3/\text{h}$ では(Fig.6-3 left), 全体的に中心部の被加熱流内で渦巻きが観察され, スワール数が増えるほど回転数が増加し, 且つ, 中心部の直径も増大する様子が確認できる。燃焼用空気流量  $Q_{\text{air}}=0.5\text{ m}^3/\text{h}$ では(Fig.6-3 right),  $S_w=2.8$ の場合, 被加熱流が安定に, 且つ, ほぼ断面形状をもつ流体塊が回転する様子に対し,  $S_w=5.9, 12.0$ と旋回が強くなると, 中心部で黒い領域が起きたことがわかる。それは, 逆流の発生により下流側にいっても混合が継続的に促進されたためと考えられる。

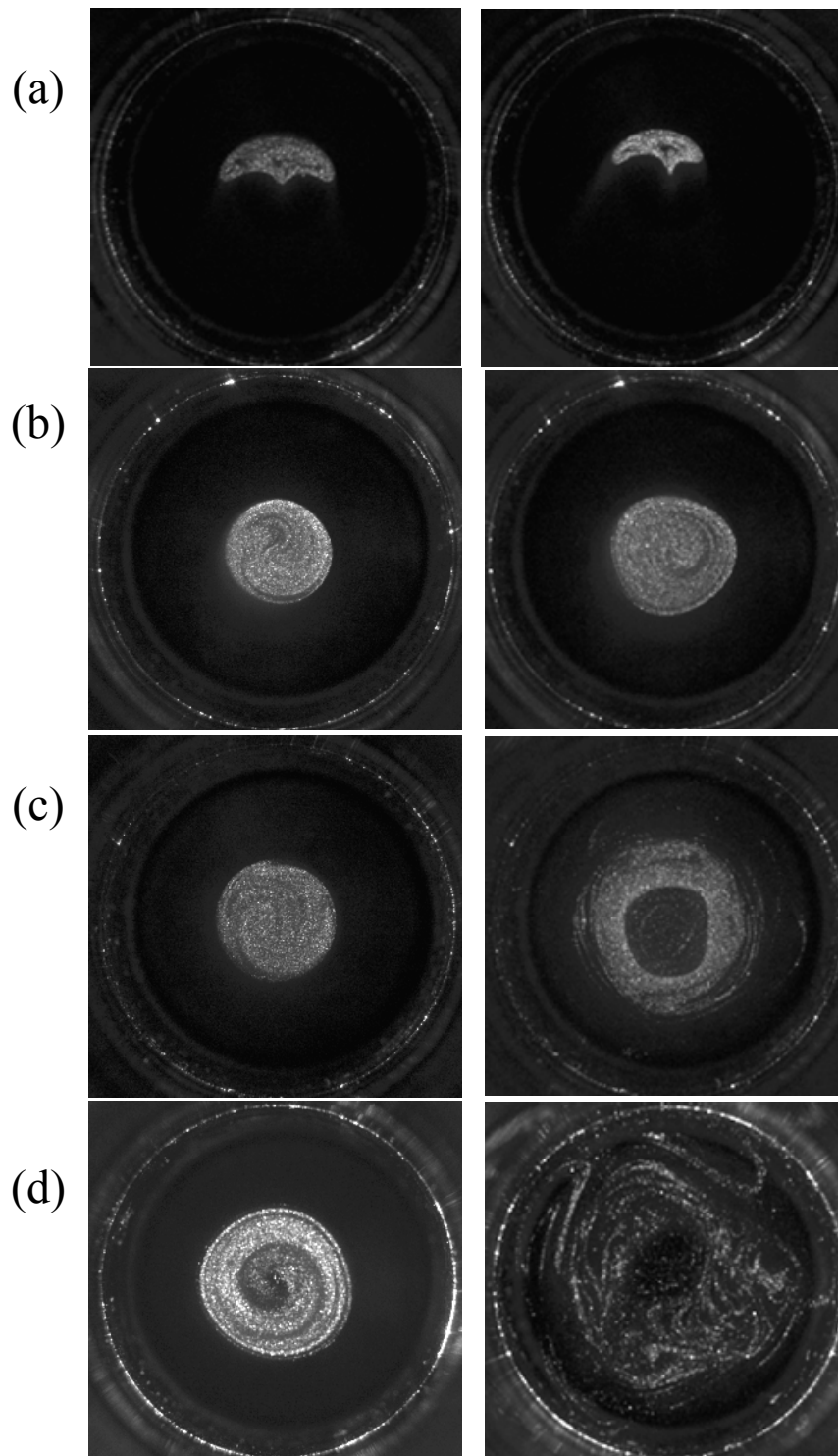


Fig.6-3 Flow visualization ((a)  $S_w = 0$ , (b)  $S_w = 2.8$ , (c)  $S_w = 5.9$ , (d)  $S_w = 12.0$ ,  $Z_2 = 125 \text{ mm}$ ,  $Q_{\text{inj}} = 0.03 \text{ m}^3/\text{h}$ , left:  $Q_{\text{air}} = 0.3 \text{ m}^3/\text{h}$ , right:  $Q_{\text{air}} = 0.5 \text{ m}^3/\text{h}$ ).

### 6.3.1.2 半径方向および軸方向流速分布

さて、旋回型バーナを装着し、 $Z = 80 \text{ mm}$  の位置において、加熱実験と同じ、燃焼用空気流量  $Q_{\text{air}} = 5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ 、被加熱用空気流量  $Q_{\text{inj}} = 1.0 \text{ m}^3/\text{h}$  の条件で測定した非燃焼時の軸方向、並びに、周方向速度について測定する。参考に、 $S_w = 2.8$  のバーナを用いた場合、燃焼用空気流量  $Q_{\text{air}} = 5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ 、被加熱用空気流量  $Q_{\text{inj}} = 1.0 \text{ m}^3/\text{h}$  のときに、中心軸に垂直、並びに、平行したの断面での2次元分布をそれぞれ Fig.6-4, Fig.6-5 に示す。

Fig.6-4 によると、バーナの半径方向にわたり粒子が回転している様子が確認され、管軸より管壁寄り移動すればするほど周方向速度の値が増加することがわかる。一方、Fig.6-5 には、中心軸上の粒子が管壁に向けて拡散し燃焼用空気との混合していることがわかる。

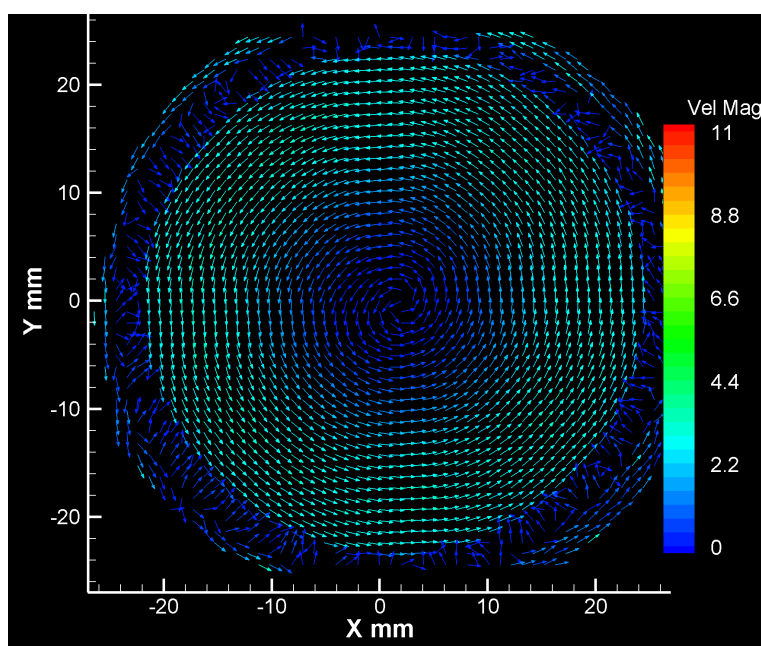


Fig.6-4 2 dimensional velocity distribution in the radial cross section under cold flow condition ( $Q_{\text{air}} = 5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_{\text{inj}} = 1.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Z=80 \text{ mm}$ ,  $S_w=2.8$ ).

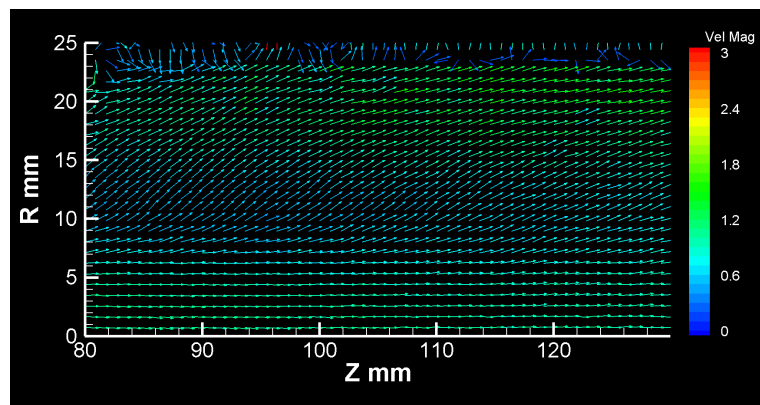


Fig.6-5 2 dimensional velocity distribution in the axial cross section under cold flow condition ( $Q_{\text{air}} = 5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_{\text{inj}} = 1.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Z=80 \text{ mm}$ ,  $S_w=2.8$ ).

Fig.6-6には周方向速度の測定した結果を示す。周方向速度は、壁( $r=25\text{ mm}$ )付近で、スリット出口での平均吹き出し速度(スワール数 2.9, 5.8, 12.0 のとき、それぞれ 2.2, 4.3, 8.7m/s)に近い値をとった後、中心軸に向かって減少し、インジェクターの壁面に相当する  $r=8\text{ mm}$  付近でほとんどゼロとなる。特筆すべきは、この被加熱用空気流の境界付近で速度が大きく変化し、剪断力が生じている点である。スワール数が大きくなると、速度勾配の値は大きくなるから、この剪断力は、スワール数が大きいほど大きくなっていると考えられる。

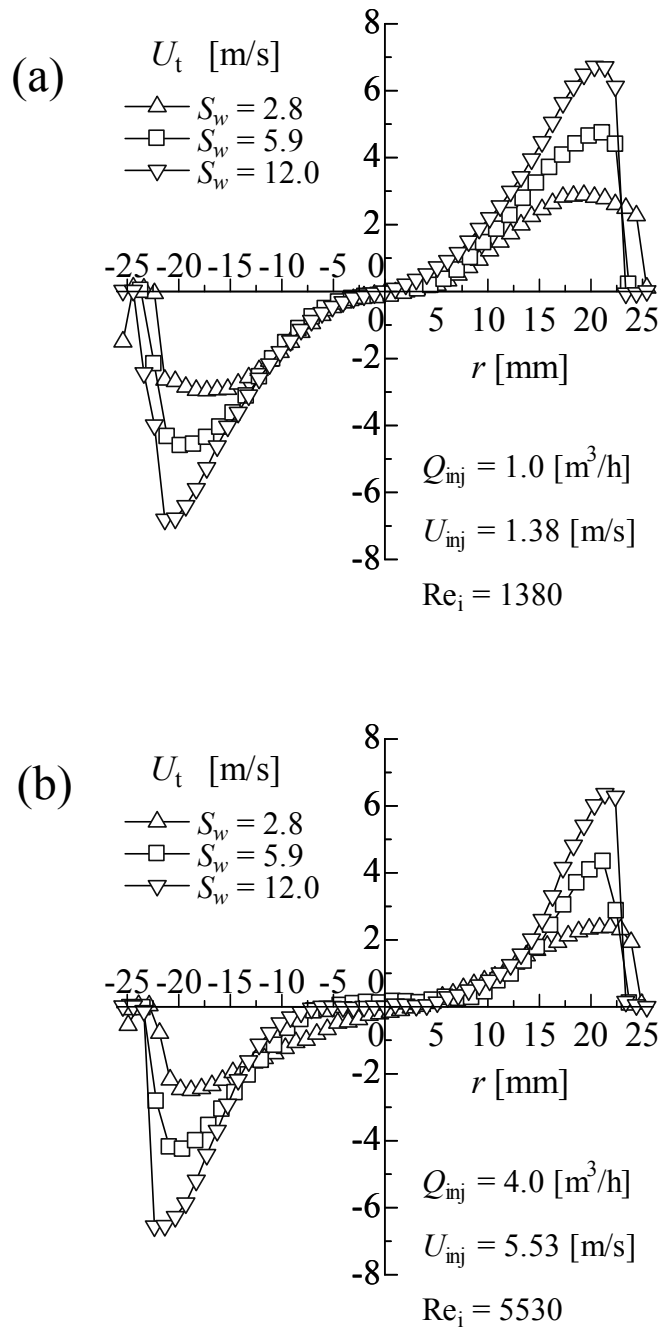


Fig.6-6 Radial distributions of tangential velocity under cold flow condition ( $Q_{air} = 5.0$  m<sup>3</sup>/h,  $Z=80$  mm, a:  $Q_{inj} = 1.0$  m<sup>3</sup>/h, b:  $Q_{inj} = 4.0$  m<sup>3</sup>/h).



引き続き、軸方向速度を測定した。その結果は、Fig.6-7 にを示す。

まず、被加熱用空気流量  $Q_{inj}=1.0\text{ m}^3/\text{h}$  (小流量, 平均流速  $U_{inj}=1.38\text{ m/s}$ ) を流した場合(Fig.6-7, left), 軸方向速度は、非旋回型バーナに比べると、旋回型バーナのほうが、全体的に低下し  $1\text{ m/s}$  付近である。被加熱用空気流量  $Q_{inj}=4.0\text{ m}^3/\text{h}$  (大流量, 平均流速  $U_{inj}=5.53\text{ m/s}$ ) を流した場合(Fig.6-7, right), 非旋回型バーナでは、軸方向最大速度の値は、 $6.0\text{ m/s}$  に増大しているのに対し、旋回型バーナでは、最大流速を  $2.5\text{ m/s}$  に達し、後者の方が、被加熱空気がバーナ内部に滞在する時間が長くなることわかる。

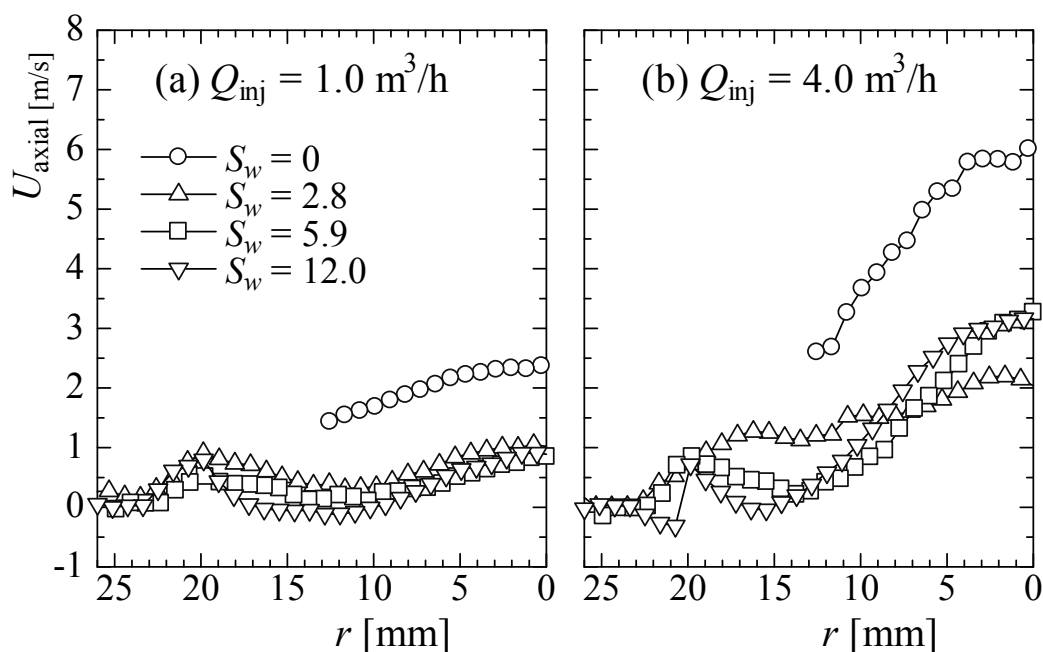


Fig.6-7 Radial distributions of axial velocity under cold flow condition ( $Q_{air} = 5.0\text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Z=80\text{ mm}$ , a:  $Q_{inj} = 1.0\text{ m}^3/\text{h}$ , b:  $Q_{inj} = 4.0\text{ m}^3/\text{h}$ ).

以上、非旋回型と旋回型管状火炎バーナを用いて、PIV システムを用い流れ場を詳しく調べた。その結果は以下のように

- (1) 旋回をかけると被加熱流との境界付近で剪断流が発生すること。
  - (2) 旋回により外周の加熱用空気が中心の被加熱用空気流中に巻き込まれて取り込まれること、
  - (3) 特に、旋回が強い場合は、両者の境界領域で流れが不安定になることが明らかになった。
- 非旋回型管状火炎に比べて旋回型管状火炎内で著しく伝熱が促進されたのは、これらの流体運動が大きく寄与したものと考えられる。

### 6.3.2. スリット型バーナと旋回型管状火炎バーナの場合

非旋回型と旋回型管状火炎バーナを用い、PIV システムで詳細な流れ場を調べた。しかしながら、全ては非燃焼条件で行われたため、燃焼条件で被加熱空気を実際に流した場合は、大きいな変化があると考えられる。例えば、流量が一定で、非燃焼条件に比べ、燃焼条件での燃焼ガスが膨張し、さらに流速が増大する。そのため、非燃焼条件で、旋回運動の作用による旋回型管状火炎内で著しく伝熱が促進されたのは、燃焼条件では説明が十分ではないと考えられる。

そこで、旋回強度を弱めた管状火炎バーナを用いて、非燃焼条件、燃焼条件で PIV システムで流れを調べた。

#### 6.3.2.1 非燃焼条件

旋回型管状火炎バーナを装着し、PIV システムでバーナ下流側 60 mm に離れた位置における軸断面の流れ場を観察した。

まず、Fig.6-8 には、旋回型バーナ  $S_w=0.35$  を用いた場合、被加熱空気流量  $Q_{inj}$  を 0.16 m<sup>3</sup>/h に固定し、燃焼用空気流量  $Q_{air}$  を 0.16, 0.32, 0.64 m<sup>3</sup>/h までに変化した時の撮影された画像を示す。

燃焼用空気流量  $Q_{air}=0.16$  m<sup>3</sup>/h では、微粒子が混入された被加熱流体が層流状態で出口まで到達していることがわかる(Fig.6-8 (a))。燃焼用空気流量  $Q_{air}=0.32$  m<sup>3</sup>/h に増やすと、その様子は、燃焼用空気流量  $Q_{air}=0.16$  m<sup>3</sup>/h の場合と同じであるが、燃焼用空気流量  $Q_{air}=0.64$  m<sup>3</sup>/h では、被加熱空気の先端が拡張し、その後、淀み点が起きることが確認された。それは燃焼用空気の旋回運動による被加熱空気が周方向の流体に巻き込まれたためと考えられる。

次に、Fig.6-9 には、旋回型バーナ  $S_w=0.7$  を用いた場合、被加熱空気流量  $Q_{inj}$  を 0.16 m<sup>3</sup>/h に固定し、燃焼用空気流量  $Q_{air}$  を 0.16, 0.32, 0.64 m<sup>3</sup>/h までに変化した時の撮影された画像を示す。

被加熱空気は、燃焼用空気流量  $Q_{air}=0.16, 0.32$  m<sup>3</sup>/h では、旋回型バーナ  $S_w=0.35$  と比較するとその流される様子と同じであるが、燃焼用空気流量  $Q_{air}=0.64$  m<sup>3</sup>/h では、被加熱空気が周方向燃焼用空気の接点における位置で不安定が発生し両者の混合が促進されたことが明らかになった。下流側では、その乱流作用による粒子がバーナ全体にわたって均一に分散されるのがわかる。

最後に、Fig.6-10 には、旋回型バーナ  $S_w=1.4$  を用いた場合、被加熱空気流量  $Q_{inj}$  を 0.16 m<sup>3</sup>/h に固定し、燃焼用空気流量  $Q_{air}$  を 0.16, 0.32, 0.64 m<sup>3</sup>/h までに変化した時の撮影された画像を示す。

被加熱空気は、前二者に比べると、燃焼用空気流量  $Q_{air}=0.16$  m<sup>3</sup>/h でも、被加熱空気の下流側に不安定な淀み点があった。さらに、燃焼用空気流量を増やしていくと、その不安定性が顕著になったことがわかる。単純に考えると、それは、スリットから吹き出された流速が速くなったためと考えられる。

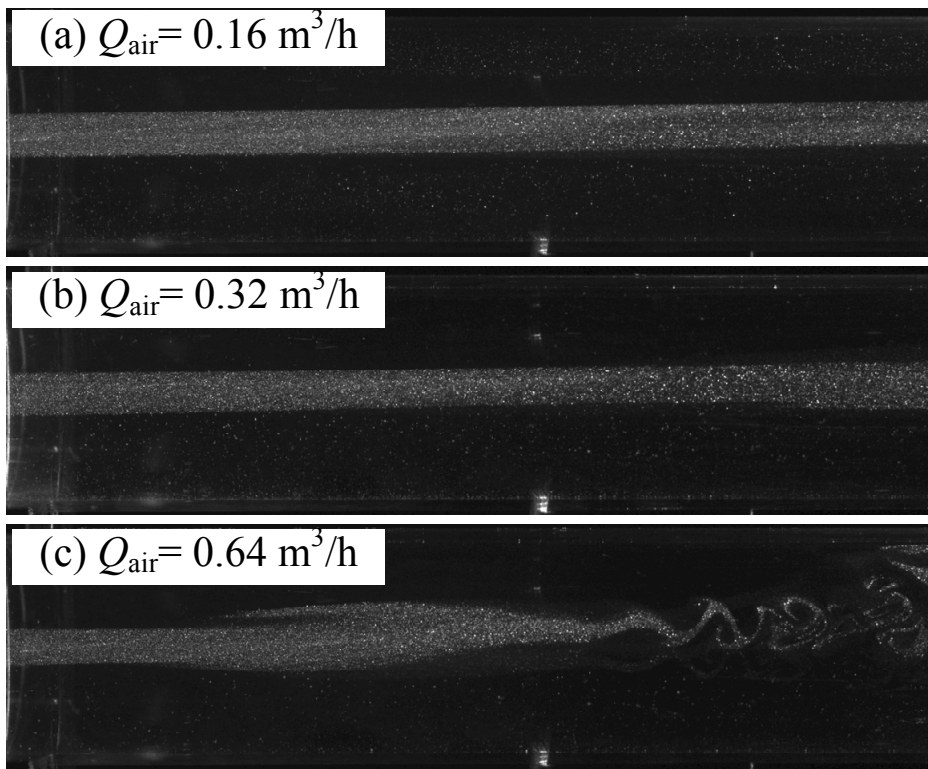


Fig.6-8 Flow visualization in the tubular flame burner of  $S_w = 0.35$  ((a)  $Q_{\text{air}} = 0.16 \text{ m}^3/\text{h}$ , (b)  $Q_{\text{air}} = 0.32 \text{ m}^3/\text{h}$ , (c)  $Q_{\text{air}} = 0.64 \text{ m}^3/\text{h}$ ;  $Q_{\text{inj}} = 0.16 \text{ m}^3/\text{h}$ ).

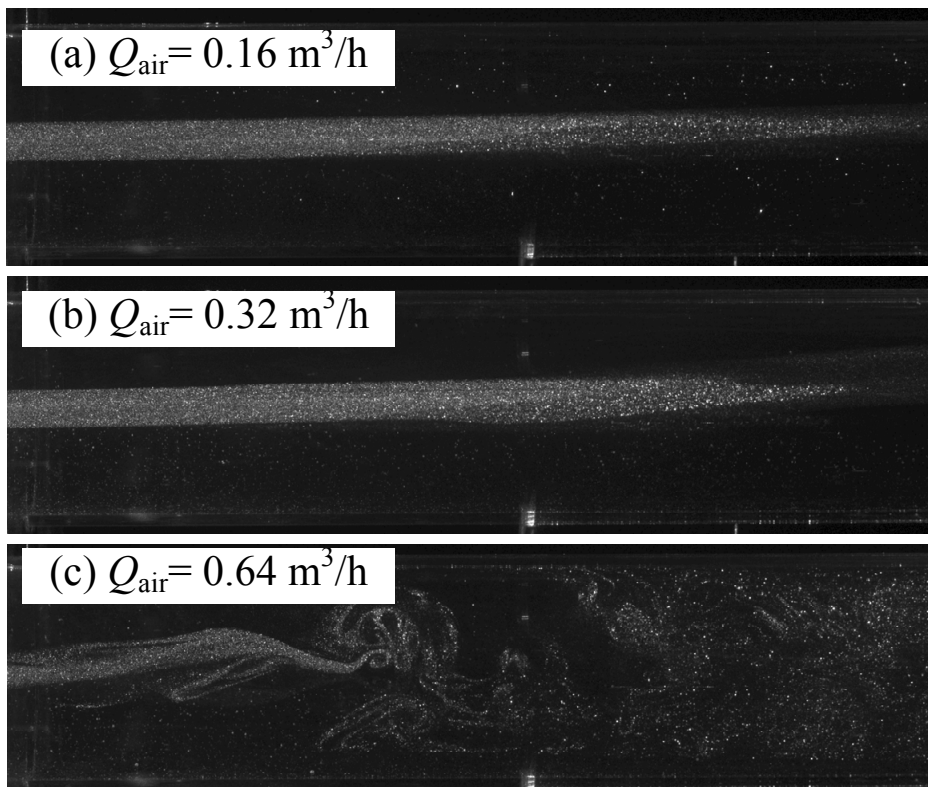


Fig.6-9 Flow visualization in the tubular flame burner of  $S_w = 0.7$ .

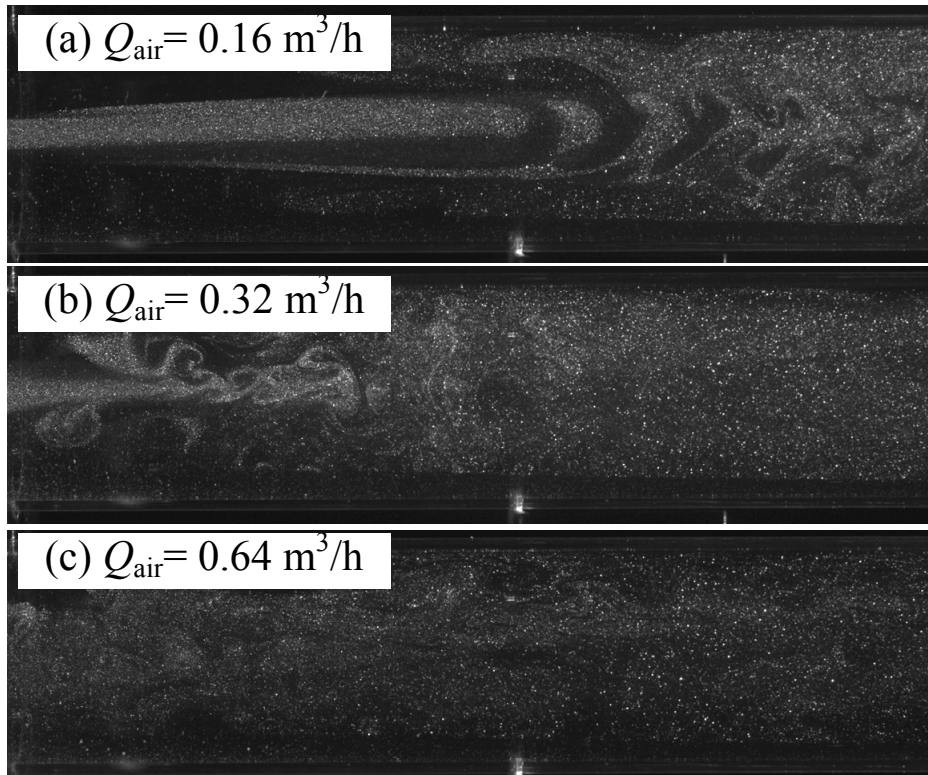


Fig.6-10 Flow visualization in the tubular flame burner of  $S_w = 1.4$ .

一方、中心軸上での断面での撮影された画像に対応した半径方向の断面における撮影された画像を Fig.6-11 に示す。

まず、旋回型バーナ  $S_w = 0.35$  を用いた場合 (Fig.6-11 left), バーナ内部中心軸上被加熱空気は、燃焼用空気流量の増加に関わらずその円形の断面形状維持しつつ吹き出される。旋回型バーナ  $S_w = 0.7$  では (Fig.6-11 middle), 旋回型バーナ  $S_w = 0.35$  と同様に、被加熱空気はほぼ同じな直径をもつ吹き出されたが、燃焼用空気流量  $Q_{air} = 0.64 \text{ m}^3/\text{h}$  では、黒い暗線の燃焼用空気が被加熱流内で渦巻きが観察される。さらに、スワール数が増えるほどその巻き込みが促進され、その後、粒子が完全にバーナ管内に分散されることがわかる (Fig.6-11 right).

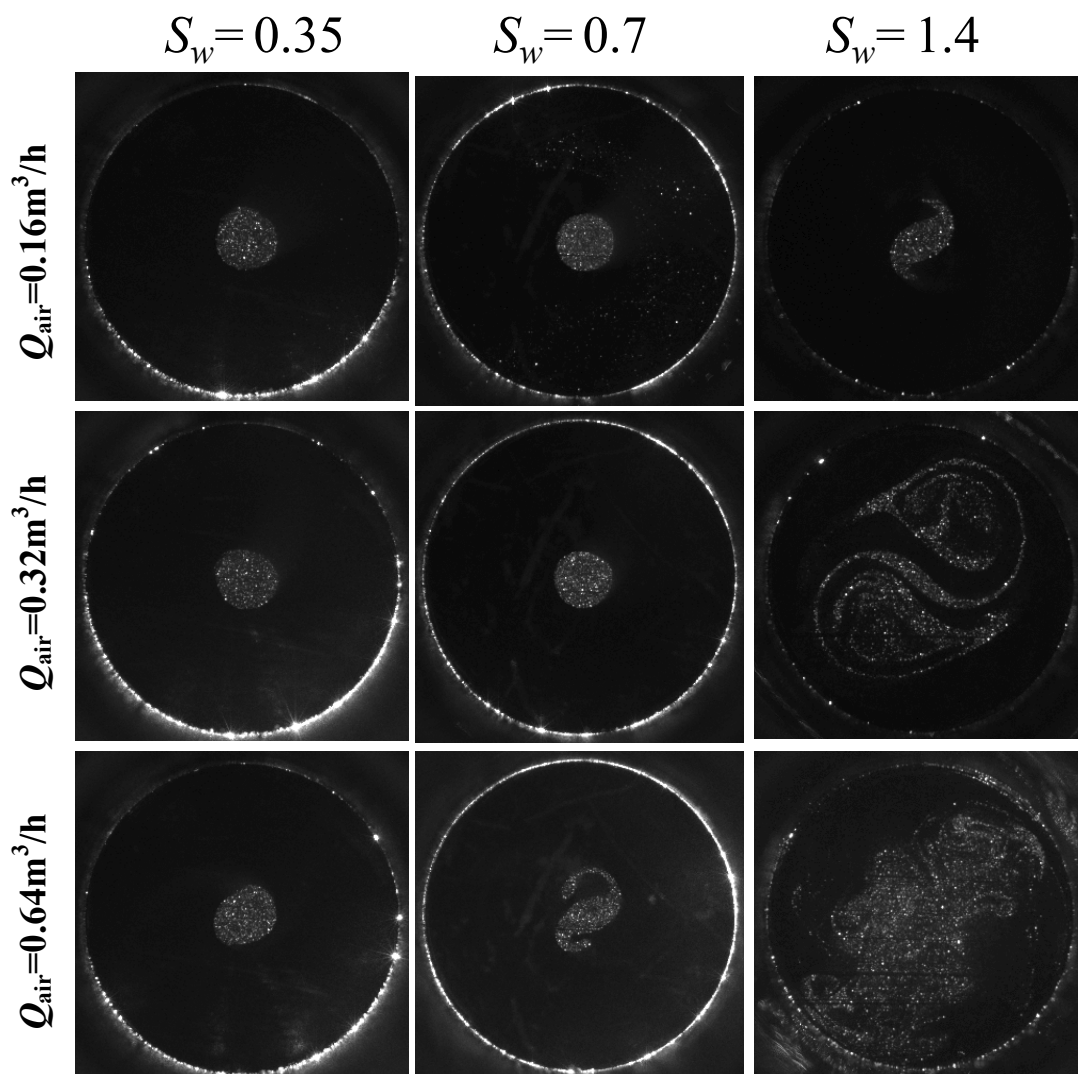


Fig.6-11 Flow visualization of cross-section at  $Z_1=75\text{mm}$  in the tubular flame burner of  $S_w = 0.35, 0.7, 1.4$  ( $Q_{air} = 0.16, 0.32, 0.64 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_{inj} = 0.16 \text{ m}^3/\text{h}$ ).

最後に、実際に混合気を燃やした時と同じ、燃焼用空気流量  $Q_{\text{air}}=2.0 \text{ m}^3/\text{h}$ 、 $Q_{\text{inj}}=0.5 \text{ m}^3/\text{h}$  の条件のもとで、流れ場を撮影された。Fig.6-12 に示す。図に示されるように、いずれのバーナで被加熱空気は、燃焼用空気と完全に混合されることがわかる。

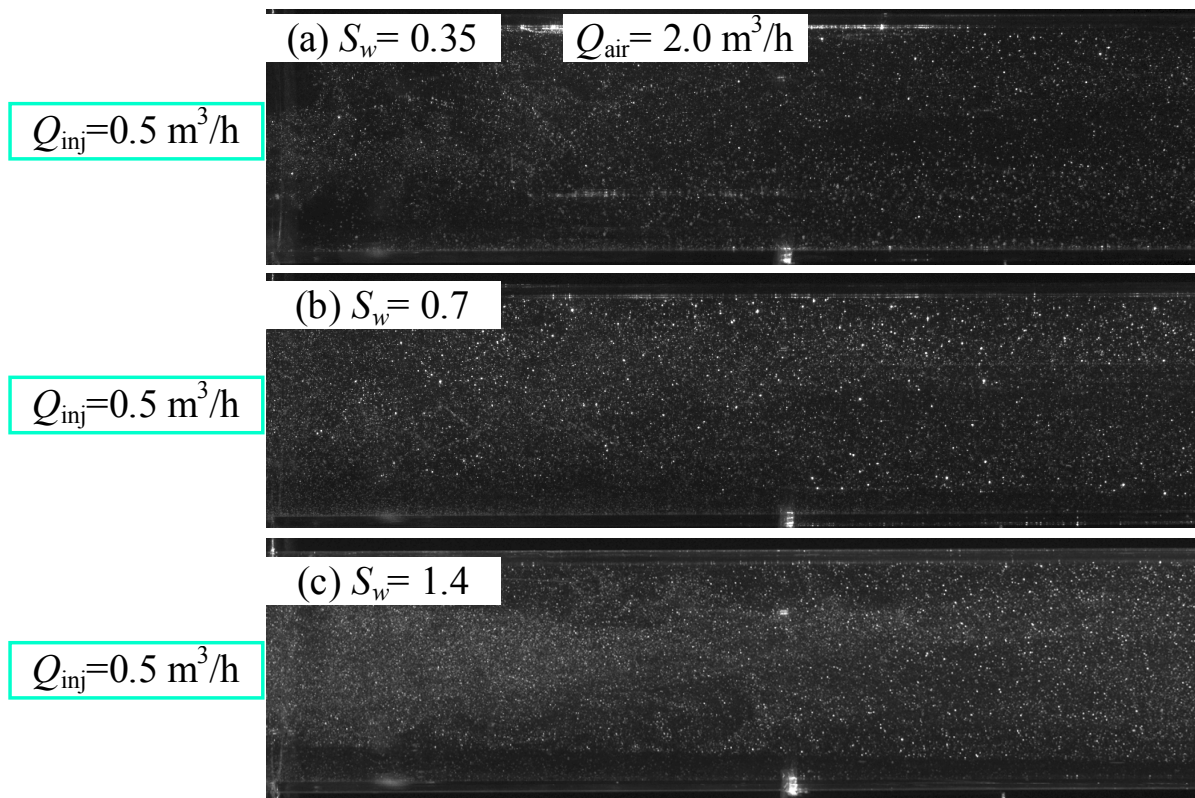


Fig.6-12 Flow visualization in the tubular flame burner ( $Q_{\text{air}} = 2.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_{\text{inj}} = 0.5 \text{ m}^3/\text{h}$ , (a)  $S_w=0.35$ , (b)  $S_w=0.7$ , (c)  $S_w=1.4$ ).

### 6.3.2.2 燃焼条件

引き続き、旋回型管状火炎バーナを用いて、燃焼用空気流量  $Q_{\text{air}}=2.0 \text{ m}^3/\text{h}$ 、当量比  $\Phi=0.7$  の混合気を燃やしたときに、粒子が混入されたの被加熱空気が  $Q_{\text{inj}}=0.5 \text{ m}^3/\text{h}$  で導入され、火炎外観および流れ場について調べた。

Fig.6-13 には、それぞれ側面、並びに、下流側から火炎外観を示す。左図には、火炎長さがほぼ一様で安定に形成されているが、右図には、 $S_w=0.35, 0.7, 1.4$  に増加していくと、火炎がそれぞれ対称に8つ、4つ、2つの途切れた管状火炎がスリット出口付近に付着されるように形成されている。一方、中心部より可視化粒子を混入した被加熱空気が吹き出されても、火炎が安定に存在していることがわかる。

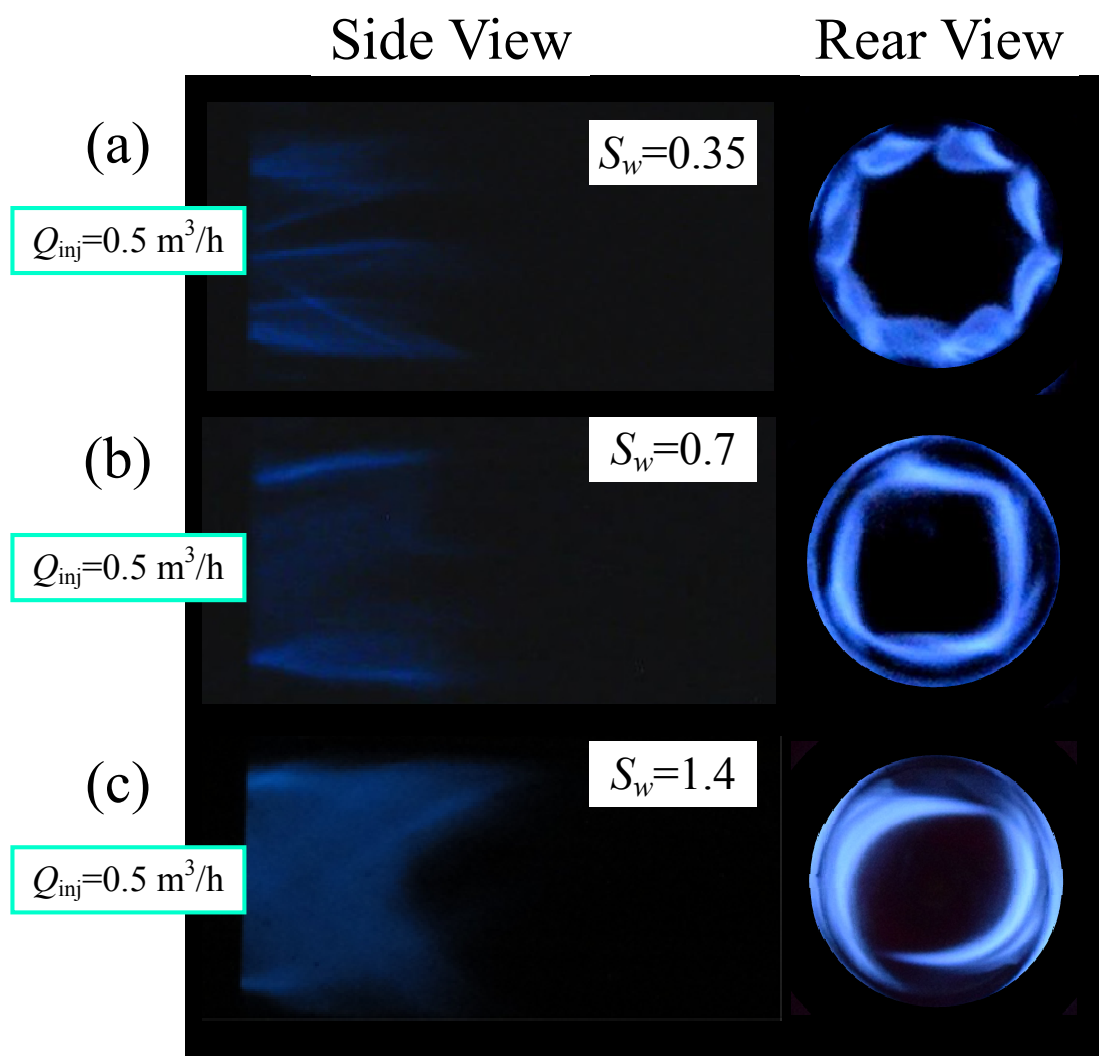


Fig.6-13 Appearance of flames in the swirl type tubular burner with seeding in the heated air ((a)  $S_w=0.35$ , (b)  $S_w=0.7$ , (c)  $S_w=1.4$ ,  $Q_{\text{air}}=2.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $\Phi=0.7$ ,  $Q_{\text{inj}}=0.5 \text{ m}^3/\text{h}$ )



さて、旋回にかけると、特に、旋回強度が大きい旋回型バーナを用いた方が、温度上昇が著しくなる。その伝熱が有効に促進されるメカニズムを解明すべく、PIV システムで、燃焼用空気流量  $Q_{\text{air}}=2.0 \text{ m}^3/\text{h}$ 、当量比  $\Phi=0.7$  の混合気を燃やしたときに、粒子があり被加熱空気が  $Q_{\text{inj}}=0.5 \text{ m}^3/\text{h}$  で吹き出される場合、被加熱空気が燃焼用空気との混合過程について実験を行った。その結果を Fig.6-14 に示す。なお、図中に、温度分布が測定される位置は、それぞれ水色矢印で示している。

まず、Fig.6-14 (a)左図に、旋回型バーナ  $S_w=0.35$  を用いた場合、旋回流動による再循環流が観察されていなかったため、インジェクター出口から吹き出された被加熱空気は、円形断面の流体塊をもち、the swirling jet-like flow のような[91, 92]、途切れた管状火炎中心部に通過し、その後、流体塊の直径をほとんど変えずに下流側に到達していることが確認された。Fig.6-14 (a)右図に、 $Z_1=75 \text{ mm}$  におけるの側面に対応した断面画像を示す。特筆すべき、流量が大きい非燃焼条件に比べると、前者では旋回強度に関わらず、2 流体の混合がよくされたが、後者では中心軸上の冷たい被加熱空気流と外側の熱い燃焼ガス流よく切り離されていることが明らかになった。これは、回転させることでいわゆる層流化の作用によるものだと考えられる[93-95]。旋回強度  $S_w$  を 0.7 増すと、被加熱空気は、インジェクター出口近い付近で流体塊直径がほぼ変わらず吹き出されたが、 $Z_2=125 \text{ mm}$  の位置に徐々に発散し始め、曲がりながら下流側に進んでいる様子が確認される Fig.6-14 (b)。 $Z_3=220 \text{ mm}$  では周方向の燃焼ガスと相互に拡散することがわかった。さらに、旋回強度を 1.4 に増加すると、その流体塊は  $Z_1=75 \text{ mm}$  付近で既に燃焼ガスへの拡散が始まった Fig.6-14 (c)。以上で、燃焼場では、旋回強度を増やせば増やすほど、被加熱空気が燃焼ガスとの混合が益々促進され、被加熱空気の温度上昇した様子に連結しても説明もできることがわかった。

以上の可視化画像より、旋回強度が大きい方が、被加熱空気との混合程度が強くなることがわかるが、具体的に、被加熱空気が燃焼場で流される様子、並びに、周囲燃焼ガスとの混合過程を 2 次元分布で示す。旋回強度を増やせば増やすほど、被加熱空気がバーナ内部での流速が減衰するので、旋回運動による巻き込み効果の増加よりは、流速の減少を介して被加熱空気がバーナ内部の高温燃焼ガス領域での滞在時間の増長で説明するのが適当かもしれない。

次に、Fig.6-15 にその中心軸に沿って測定した平均ベクトルの結果を示す。 $S_w=0.35$  の場合、噴出された被加熱空気のベクトルが層流化で下流側  $Z_3=220 \text{ mm}$  まで変化することがなかった。 $S_w=0.7$  の場合、噴出された被加熱空気のベクトルが  $Z_2=125 \text{ mm}$  付近で減衰し始めた。 $S_w=1.4$  の場合、噴出された被加熱空気のベクトルがインジェクター出口付近で減少していることがわかった。



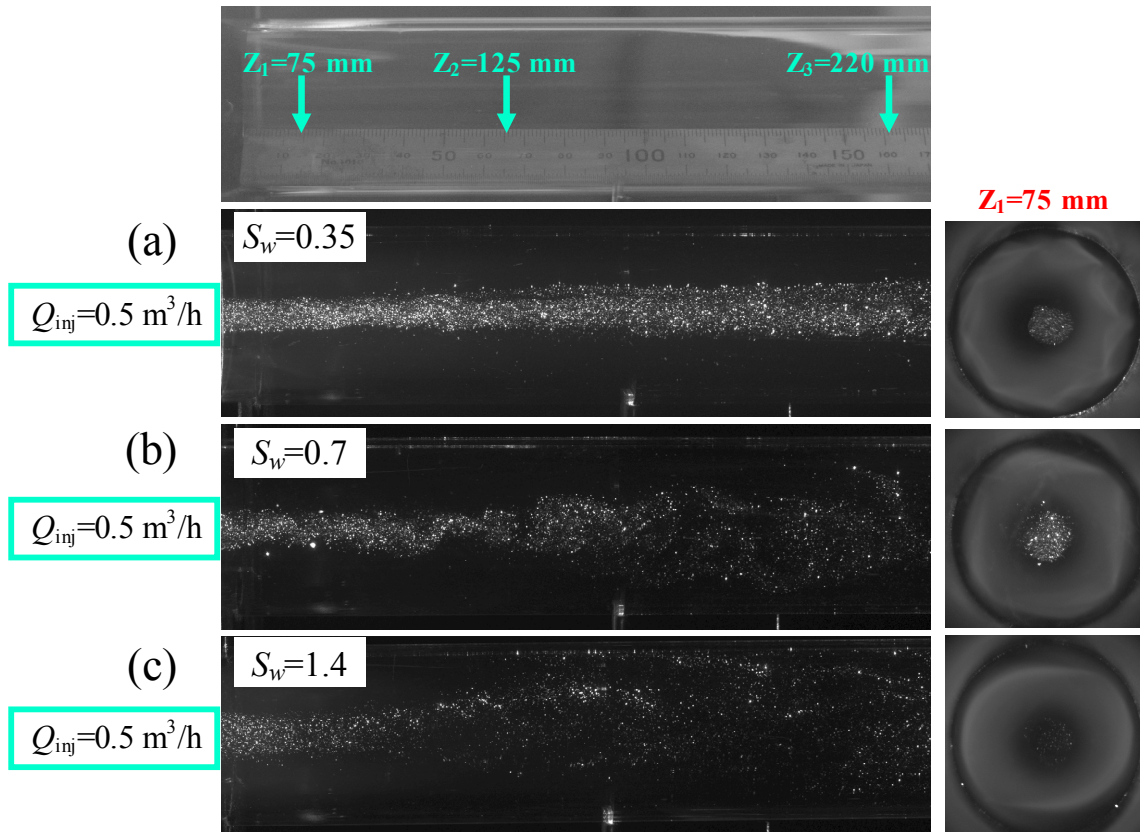


Fig.6-14 Flow visualization under the hot flow condition ( $Q_{air} = 2.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $\Phi = 0.7$ ,  $Q_{inj} = 0.5 \text{ m}^3/\text{h}$ , left: side view; right: the cross-section at  $Z_1=80 \text{ mm}$ ).

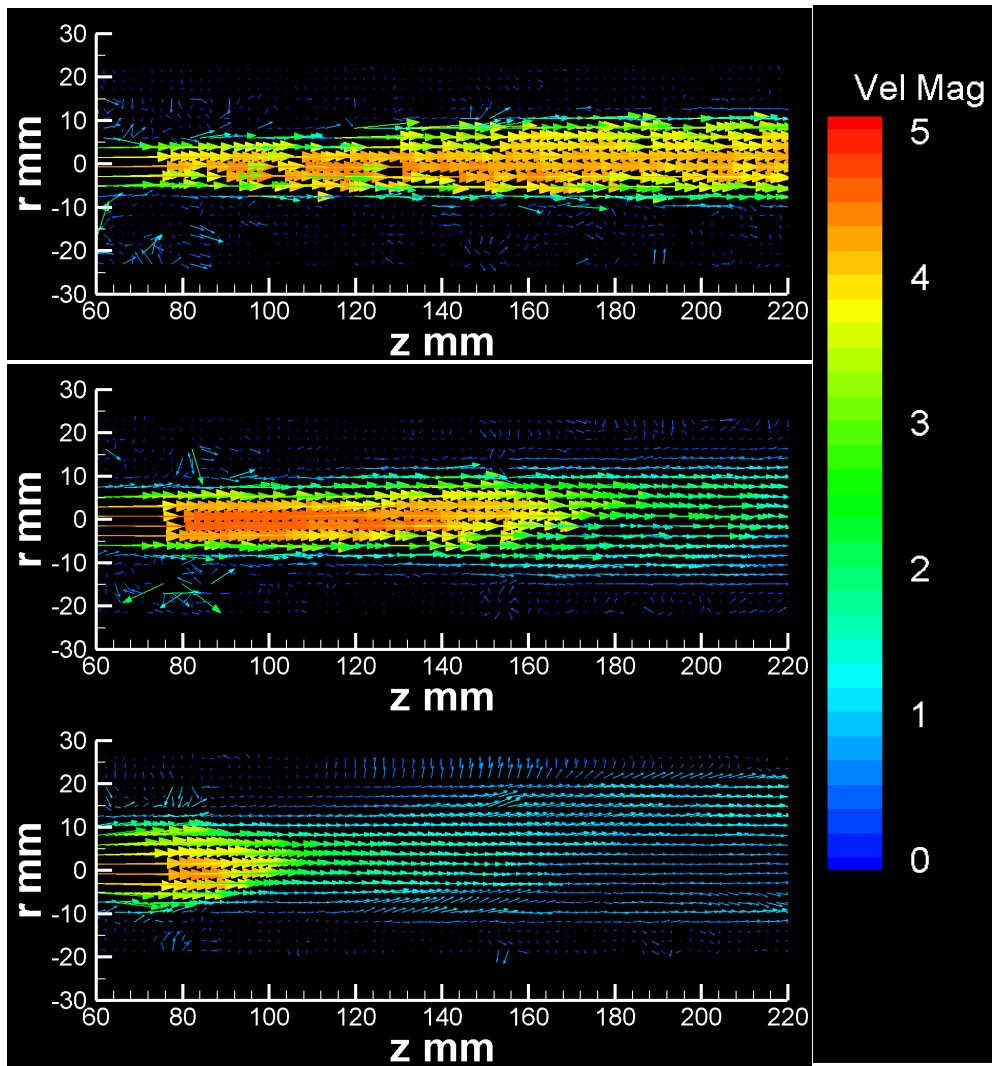


Fig.6-15 2 dimensional velocity distribution under the hot flow condition ( $Q_{\text{air}} = 2.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $\Phi = 0.7$ ,  $Q_{\text{inj}} = 0.5 \text{ m}^3/\text{h}$ ).

参考に、被加熱空気が  $Q_{inj}=0.5 \text{ m}^3/\text{h}$  で吹き出される時に、 $Z_1=75 \text{ mm}$  における軸方向速度分布を Fig.6-16 に示す。

図によると、軸方向速度の分布は層流分布である。その速度は、いずれの場合で、バーナ内壁より中心軸に向かって上昇し、最大軸方向速度の値  $U_{axial}$  は  $4.4 \text{ m/s}$  となり、被加熱空気流量をインジェクター断面積で割った平均流速  $U_{axial,avg} = 2.76 \text{ m/s} (\text{Re}=1380)$  の2倍に比較すると、若干低くとなった。それは被加熱空気が吹き出された後に、管壁寄り拡散し通過された断面積が大きくなった。そのため、実際に測定された流速が小さくなったと考えられた。

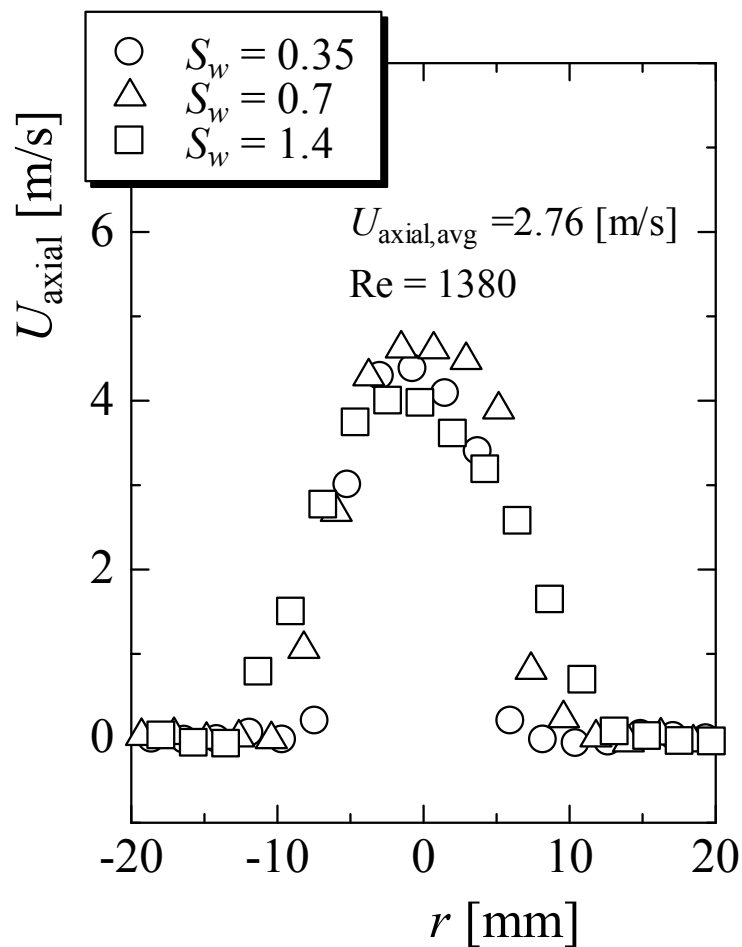


Fig.6-16 Radial distribution of axial velocity at the distance of  $Z_1=75 \text{ mm}$  under the hot flow condition ( $Q_{air} = 2.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $\phi = 0.7$ ,  $Q_{inj} = 0.5 \text{ m}^3/\text{h}$ ).

最後に、中心軸上での軸方向速度が減衰した結果を Fig.6-17 に示す。

中心軸上での流速  $U_{\text{axial}}$  は、旋回型バーナ  $S_w = 0.35$  を用いた場合、全領域において減衰せず 4.4 m/s を維持しているのに対し、 $S_w = 0.7$  の場合、 $Z_2 = 125$  mm より徐々に減少し軸方向距離 240 mm に 1.0 となった。また、 $S_w = 1.4$  の場合、インジェクター端面 90 mm の位置から減少していったことが明らかになった。

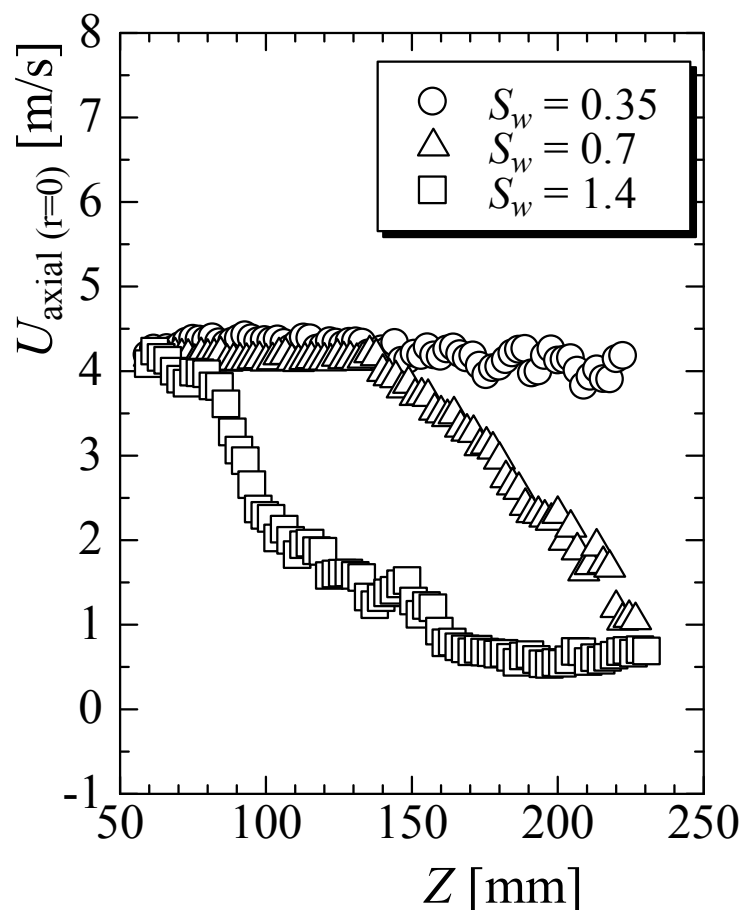


Fig.6-17 The central axis velocity distribution ( $Q_{\text{air}} = 2.0$  m<sup>3</sup>/h,  $\Phi = 0.7$ ,  $Q_{\text{inj}} = 0.5$  m<sup>3</sup>/h).

#### 6.4. まとめ

以上で、旋回型管状火炎を用いた方が非旋回型管状火炎に比べ極めて有効に加熱できることを示したが、本章では、この旋回型管状火炎による加熱促進のメカニズムを解明する目的で、PIV システムを用い流れ場を詳しく調べた。その結果は以下のように

- (1) 旋回をかけると被加熱流との境界付近で剪断流が発生すること。
- (2) 旋回により外周の加熱用空気が中心の被加熱用空気流中に巻き込まれて取り込まれること、
- (3) 特に、旋回が強い場合は、両者の境界領域で流れが不安定になることが明らかになった。非旋回型管状火炎に比べて旋回型管状火炎内で著しく伝熱が促進されたのは、これらの流体運動が大きく寄与したものと考えられる。

## 第7章 加熱メカニズムについて考察

## 7.1. まえがき

管状火炎による加熱過程を考察するため、解析解による検討を行った。管内を流れる流体の加熱に関しては、壁温一定、あるいは、壁での熱流束一定を前提とした解析が行われている。管状火炎による加熱では、火炎温度は一定、また、火炎帯における単位体積、単位時間当たりの発熱速度もほぼ一定と見なせるので、加熱条件としては温度一定、且つ、熱流束一定、という条件が考えられるが、火炎長が 40mm 程度と短く、一方、インジェクターから吹き出された被加熱用空気は火炎の下流領域でも高温燃焼ガスから受熱し温度上昇を続けているので、加熱条件としては温度で与えることにする。但し、通常の管内強制熱伝達の問題との大きな違いは、固体～流体間ではなく流体～流体間の熱輸送である点である。このことが、根本的・本質的な違いに結びつく可能性があるが内部流体の加熱という類似性に鑑み、その理論的な考察の第一歩として、管状火炎による加熱の問題を高温壁による管内強制熱伝達の問題に置き換えて考察することにする。

## 7.2. シミュレーションおよび物性値

### 7.2.1. モデルの説明

まず、管状火炎内部高温ガスを利用し被加熱気体を加熱すべく、解析解による被加熱空気の温度上昇過程を把握するため、各燃焼ガス、被加熱空気の物性値を決めなければならないと思われる。断熱火炎温度、被加熱空気が高温条件における熱伝導率を求めた。断熱火炎温度を求めるには、ソフトウェア Chemkin-Pro で 1 次元層流予混合火炎伝播反応メカニズム[96-98]を用いて計算した。熱伝導率の計算は輸送現象論(Transport Phenomena)およびガスと液体の特性(The properties of gases and liquids)[99, 100]より計算される。

まず、層流予混合火炎モードには、燃焼による断熱火炎温度のみならず、各燃焼ガスの成分も予測できるの 2 つタイプの層流火炎がある。一つは、流量による火炎安定燃焼であり、燃焼実験で各化学成分の特性を分析するために、よく使用されている。もう一つは、熱損失がなく、且つ、エネルギー保存式で計算されている自由火炎伝播である。なお、本プログラムでは、適切な支配方程式と境界条件のもとで、化学反応速度および多成分分子輸送理論を用い、有限差分離散化とニュートン法で断熱火炎温度を解析している。

連続の式、エネルギーの式および各成分の式は以下の通りに記述される。

連続の式：

$$\dot{M} = \rho\mu A \quad (7.1)$$

エネルギーの式：

$$\dot{M} \frac{dT}{dx} - \frac{1}{c_p} \frac{d}{dx} \left( \lambda / A \frac{dT}{dx} \right) + \frac{A}{dx} \sum_{k=1}^K \rho Y_k V_k c_{pk} \frac{dT}{dx} + \frac{A}{c_p} \sum_{k=1}^K \dot{w}_k h_k W_k = 0 \quad (7.2)$$

各成分の式：

$$\dot{M} \frac{dY_k}{dx} + \frac{d}{dx}(\rho A Y_k V_k) - A \dot{w}_k W_k = 0 \quad (7.3)$$

状態方程式：

$$\rho = \frac{P \bar{W}}{RT} \quad (7.4)$$

以上の式で、それぞれ空間座標を  $x$ 、質量流量を  $\dot{M}$ 、温度を  $T$ 、第  $k$  種成分の質量分率を  $Y_k$ 、圧力を  $P$ 、混合気流速を  $u$ 、質量密度を  $\rho$ 、第  $k$  種成分の分子量を  $W_k$ 、混合気平均分子量を  $\bar{W}$ 、気体定数を  $R$ 、混合気の熱伝導率を  $\lambda$ 、定圧比熱を  $C_p$ 、第  $k$  種成分の定圧比熱を  $C_{pk}$ 、単位体積にあたる第  $k$  種成分の生成率を  $\dot{w}_k$ 、第  $k$  種成分の比エンタルピーを  $h_k$ 、第  $k$  種成分の拡散率を  $V_k$ 、管の断面積を  $A$ 、なお、今回で、管の面積を 1 として計算している。

反応速度定数と温度の関係は以下のように与えられる。

$$k = AT^n \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \quad (7.4)$$

式の中、 $A$ 、 $n$ 、 $E$  は、それぞれ頻度係数、正または負の温度指数、活性化エネルギーである。

## 7.2.2. 境界条件

次に、境界条件の設定は、Fig.7-1 のように示している。

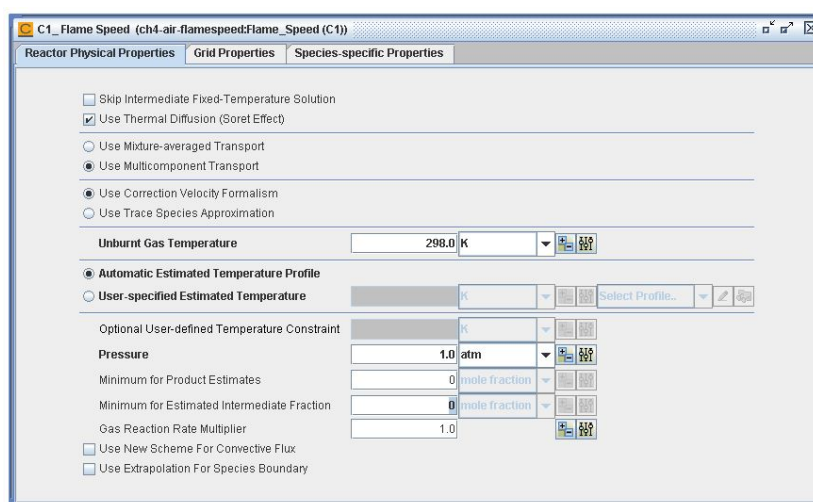


Fig.7-1 Physical properties of premixed laminar flame speed reactor

正確な断熱火炎温度を計算するためには、境界条件を設定することが重要である。また、火炎自体から十分に離れてもわずかな熱の拡散が存在すると思われた上で、境界条件メッシュの設定によるその結果が大きく影響される。そのため、本計算では、最初で 12 グリッド点が含まれているの 3 cm 長さの計算領域で非常に粗いグリッドの条件で実行された。その初期で計算された結果より、再び計算領域のグリッドを修正した後、勾配および曲率などパラメータを制御しシミュレーションを繰り返してみた。

今回の計算では、33cm(-3~30cm)までの領域で 2 つのグリッド点を配置とし、勾配と曲率が 0.1 を超えない範囲で設置されている。燃焼ガス温度、並びに、主な種成分などの勾配がほぼ 0 であったことは確認されている。

### 7.2.3. 熱伝導率

被加熱空気が高温条件における熱伝導率の求めるため、まず粘性係数を求める必要がある。空気には、79%の窒素と 21%の酸素が含まれているため、まず窒素と酸素個々の純気体の粘性係数を、以下の式で求める。

$$\mu = 2.6693 \times 10^{-5} \cdot \frac{\sqrt{MT}}{\sigma^2 \Omega_\mu} \quad (7.5)$$

$\Omega_\mu$  は、以下の近似式で求める

$$\Omega_\mu = \left( \frac{A}{T^{*B}} \right) + \frac{C}{\exp DT^*} + \frac{E}{\exp FT^*} \quad (7.6)$$

$k$  はボルツマン定数で、 $\varepsilon$  特性エネルギーである

空気の粘性係数を求める式は以下のように与えられる。

$$\mu_{\text{mix}} = \sum \frac{x_i \mu_i}{\sum_{j=1}^n x_j \Phi_{ij}} \quad (7.7)$$

$$\Phi_{ij} = \frac{\left[ 1 + (\mu_i/\mu_j)^{1/2} (M_j/M_i)^{1/4} \right]^2}{\left[ 8(1 + M_i/M_j) \right]^{1/2}} \quad (7.8)$$



次に，単原子分子の熱伝導率を次式で求める

$$\lambda = \left( C_p + 1.25 \frac{R}{M} \right) \mu \quad (7.9)$$

最後に，式 7.10 と 7.11 で被加熱空気の熱伝導率を求める．

$$\lambda_{\text{air}} = \frac{\sum_i x_i \lambda_i}{\sum_{j=1}^n x_j \Phi_{ij}} \quad (7.10)$$

$$\Phi_{ij} = \frac{\left[ 1 + (\mu_i/\mu_j)^{1/2} (M_j/M_i)^{1/4} \right]^2}{\left[ 8(1 + M_i/M_j) \right]^{1/2}} \quad (7.11)$$

### 7.3. 数値計算

#### 7.3.1. 平均温度

引き続き，以上のシミュレーションで得られた断熱火炎温度および流体の物性値を用いて，実際に 20°C の空気を加熱した場合の平均温度は，単純にエネルギー保存式で考えると次式 7.12 で保存されている．

$$C_{p,b}(T_b - T_{\text{avg}})m_b = C_{p,a}(T_{\text{avg}} - T_a)m_a \quad (7.12)$$

整理すると，平均温度  $T_{\text{avg}}$  は次式で与えられる

$$T_{\text{avg}} = \frac{C_{p,b}T_b m_b + C_{p,a}T_a m_a}{C_{p,b}m_b + C_{p,a}m_a} \quad (7.13)$$

なお， $C_{p,b}$ ， $C_{p,a}$ ， $T_b$ ， $T_a$ ， $m_b$  または  $m_a$  は，それぞれ燃焼ガスの定圧比熱，常温空気の定圧比熱，燃焼ガスの温度，常温空気の温度，燃焼ガスの質量および常温空気の質量を示す．その結果は Fig.7-2 に示す．

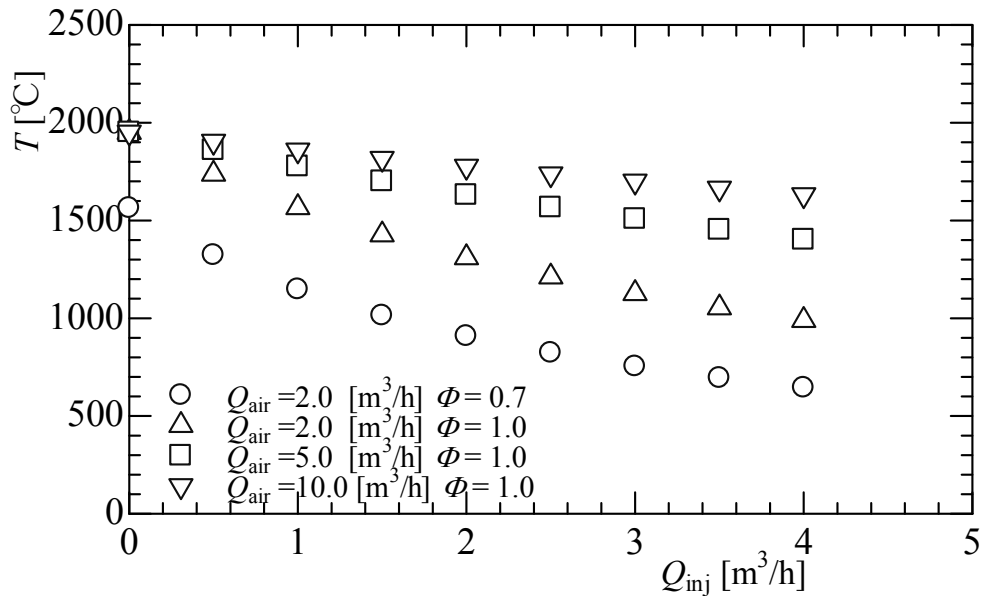
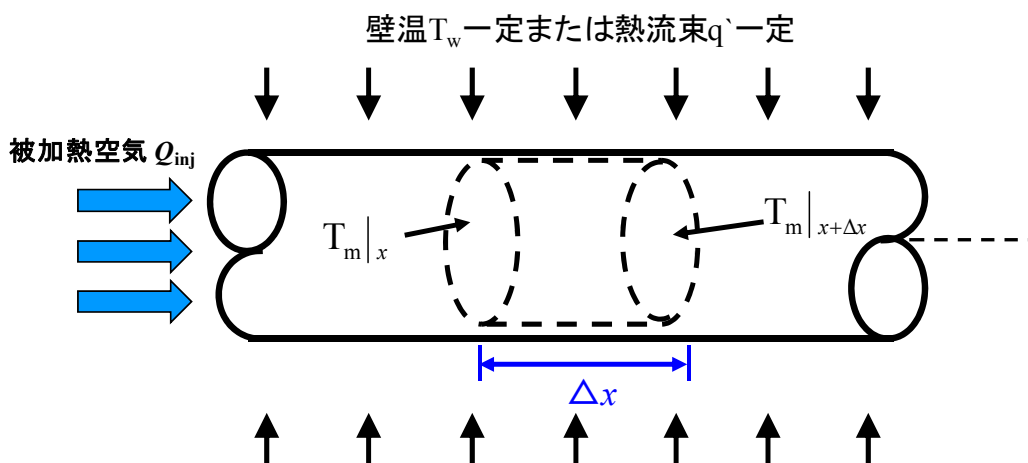


Fig.7-2 Equilibrium temperature with varying the air flow rate for combustion

### 7.3.2. 温度の実験測定値と解析解の比較

$Q_{air} = 5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $\Phi = 1.0$  の条件では、火炎はバーナ壁近くに形成されるので、仮想的な高温壁は、管の壁面に置くことにする。温度分布の測定結果では、吹き出し部下流で壁面温度は熱損失のため低下し、最高温度は、例えば非旋回型バーナの場合、 $Z=125\text{mm}$  で  $r=10\sim 14\text{mm}$  に位置し、壁面よりかなり内側に位置するが、燃焼ガスと被加熱用空気間の伝熱は管断面にわたって行われていると考えられるので、仮想壁としては管壁の位置に置くことにする。

今、管径を  $D$  [m]、壁温を  $T_w$  [K]、閉端から流入する流体の質量流量、定圧比熱、温度をそれぞれ  $\dot{m}$  [kg/s]、 $C_p$  [J/(kg·K)]、 $T_i$  [K]、また、壁面での熱伝達率を  $h$  [W/(m<sup>2</sup>·K)] とし、温度は半径方向に一様で、定常状態が成り立っているとすれば、閉端から距離  $Z$  [mm] における流体の温度  $T(Z)$  は、次式で与えられる[88].



まず，被加熱空気が受け取った熱量は式 7.14 で与えられる．

$$\begin{aligned}
 \therefore \dot{Q}_{\text{inj}} &= \dot{m}(h|_{x+\Delta x} - h|_x) \\
 \Delta h &= C_p \Delta T \\
 \therefore \dot{Q}_{\text{inj}} &= \dot{m}C_p (T_m|_{x+\Delta x} - T_m|_x)
 \end{aligned} \tag{7.14}$$

次に，管壁より熱伝達で与えられる熱量は式 7.15 で与えられる．

$$\begin{aligned}
 \dot{Q}_w &= h\Delta A(T_w - T_m) \\
 h\Delta A(T_w - T_m) &= \dot{m}C_p (T_m|_{x+\Delta x} - T_m|_x)
 \end{aligned} \tag{7.15}$$

ところで， $\Delta A = \pi D \Delta x$

両者の熱量の釣り合いが成り立っているとすれば，

$$\begin{aligned}
 h\pi D \Delta x (T_w - T_m) &= \dot{m}C_p (T_m|_{x+\Delta x} - T_m|_x) \\
 T_w - T_m &= \frac{\dot{m}C_p (T_m|_{x+\Delta x} - T_m|_x)}{h\pi D \Delta x}
 \end{aligned} \tag{7.16}$$

$$T_w - T_m = \frac{\dot{m}C_p}{h\pi D} \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \left[ \frac{(T_m|_{x+\Delta x} - T_m|_x)}{\Delta x} \right] = \frac{\dot{m}C_p}{h\pi D} \cdot \frac{dT_m}{dx}$$

$$dx = \frac{\dot{m}C_p}{h\pi D} \left( \frac{dT_m(x)}{T_w - T_m(x)} \right)$$

積分すると

$$\int_0^Z dx = -\frac{\dot{m}C_p}{h\pi D} \int_{T_i}^{T(z)} \left( \frac{dT_m(x)}{T_m(x) - T_w} \right)$$

$$\begin{aligned}
 Z &= -\frac{\dot{m}C_p}{h\pi D} [\ln(T_m - T_w) - \ln(T_i - T_w)] \\
 &= -\frac{\dot{m}C_p}{h\pi D} \ln\left(\frac{T_m - T_w}{T_i - T_w}\right)
 \end{aligned}$$

整理すると、式 7.17 が得られる。

$$T(Z) = T_w - (T_w - T_i) \exp\left(-\frac{h\pi D}{\dot{m}C_p} \frac{Z}{1000}\right) \quad (7.17)$$

まず、被加熱空気流量  $Q_{inj}$  を 1.0, 2.0, 4.0m<sup>3</sup>/h と変更させた場合、数値計算による結果は Fig.7-3 に示す。被加熱空気流量が増加していくと、温度が減少していることがわかった。

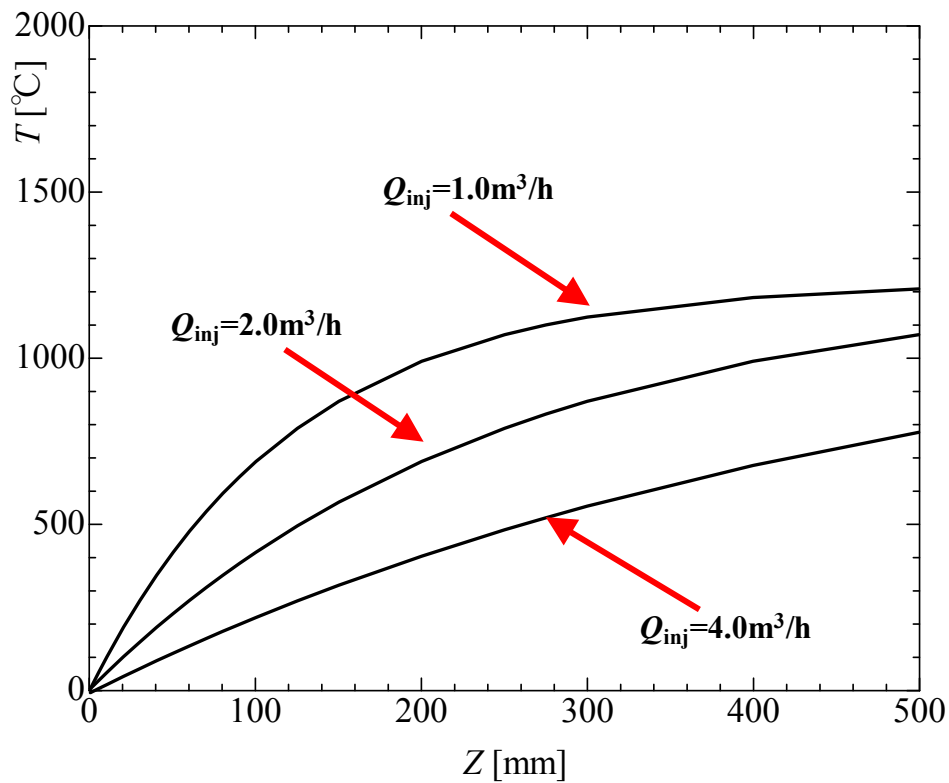


Fig.7-3 Predicted axial temperature distributions for varying the flow rate of the air to be heated

次に、局所ヌセルト数  $Nu$  を 3.65, 7.3, 10.95 と変更させた場合、数値計算による結果は Fig.7-4 に示す。局所ヌセルト数  $Nu$  が増加すると、温度が増加していることがわかった。

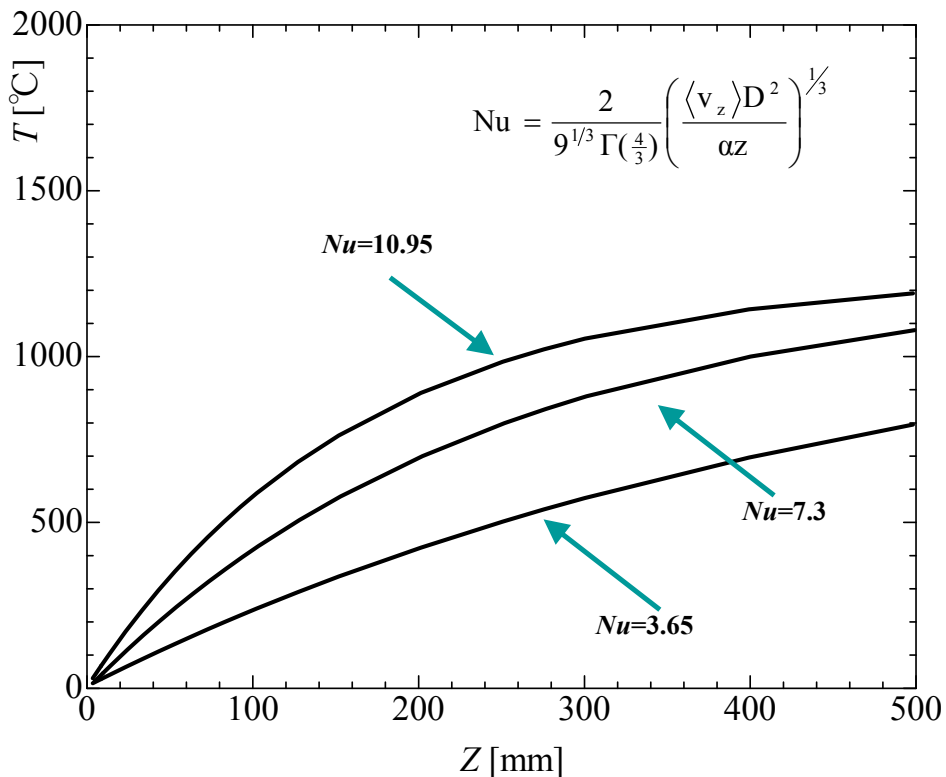


Fig.7-5 Predicted axial temperature distributions for varying Nusselt number.

実際には、Fig.4-14, 4-15 に示されるように温度は半径方向に一樣とはなっていないが、中心軸上における温度の測定値に注目し、解析解と比較することにする。

このとき解析解に用いる物性値であるが、まず、閉端から吹き出される質量流量[kg/s]は、 $Q_{inj}=1.0, 4.0 \text{ m}^3/\text{h}$  では、それぞれ、 $\dot{m}=3.5 \times 10^{-4}, 1.4 \times 10^{-3}$  である。また、定圧比熱  $C_p$  [J/kg·K] は、320K で 1.008, 1500K で 1.212 とあまり変化しないから、900K での値 1.122 [J/kg·K] [87]を用いることにする。一方、熱伝達率  $h$  は、ヌセルト数  $Nu \equiv hD/\lambda$  ( $\lambda$ :熱伝導率)を介して  $h = Nu \lambda/D$  で与えられるが、まず、ヌセルト数としては壁温一定、且つ、十分に発達した放物型速度分布の層流で軸方向位置が無限大の場合の局所ヌセルト数の漸近値 3.657[90]を、また、熱伝導率は温度により大きく変わるので、Fig.4-14, Fig.4-15 の温度分布を参考に、代表的な温度として 700, 1100, 1500 K における空気の熱伝導率の値 51.3, 71.7,  $87.0 \times 10^{-3}$  [W/(m·K)][87]に対し解析値を求めることにする。また、壁温としては、熱伝導率と同様、Fig.4-14, 4-15 の温度分布を参考に代表温度として 1000, 1250, 1500°C の 3 つを選び、解析値を求めることにした。

Fig.7-6 は、壁温を  $T_w = 1250^\circ\text{C}$  とし、3つの熱伝導率に対して  $T(Z)$  の値を求めた結果で、非旋回型バーナ加熱時の中心軸上での測定値と比較して示す。 $Q_{inj}=1.0, 4.0 \text{ m}^3/\text{h}$  のいずれの流量の場合も、測定値に対し  $T(Z)$  の値は、700K での熱伝導率を用いると下回り、1500K での値を用いると上回り、その中間の 1100K での値を用いると、比較的一致が良いことがわかる。

なお、熱伝導率として 1100K での値を用い、壁温  $T_w$  を 1000, 1250, 1500°C と変化させ求めた温度分布を Fig.7-7 に示すが、解析値は、測定値と比べ 1000°C では下側にずれ、1250°C, 1500°C でだいたい一致することがわかる。

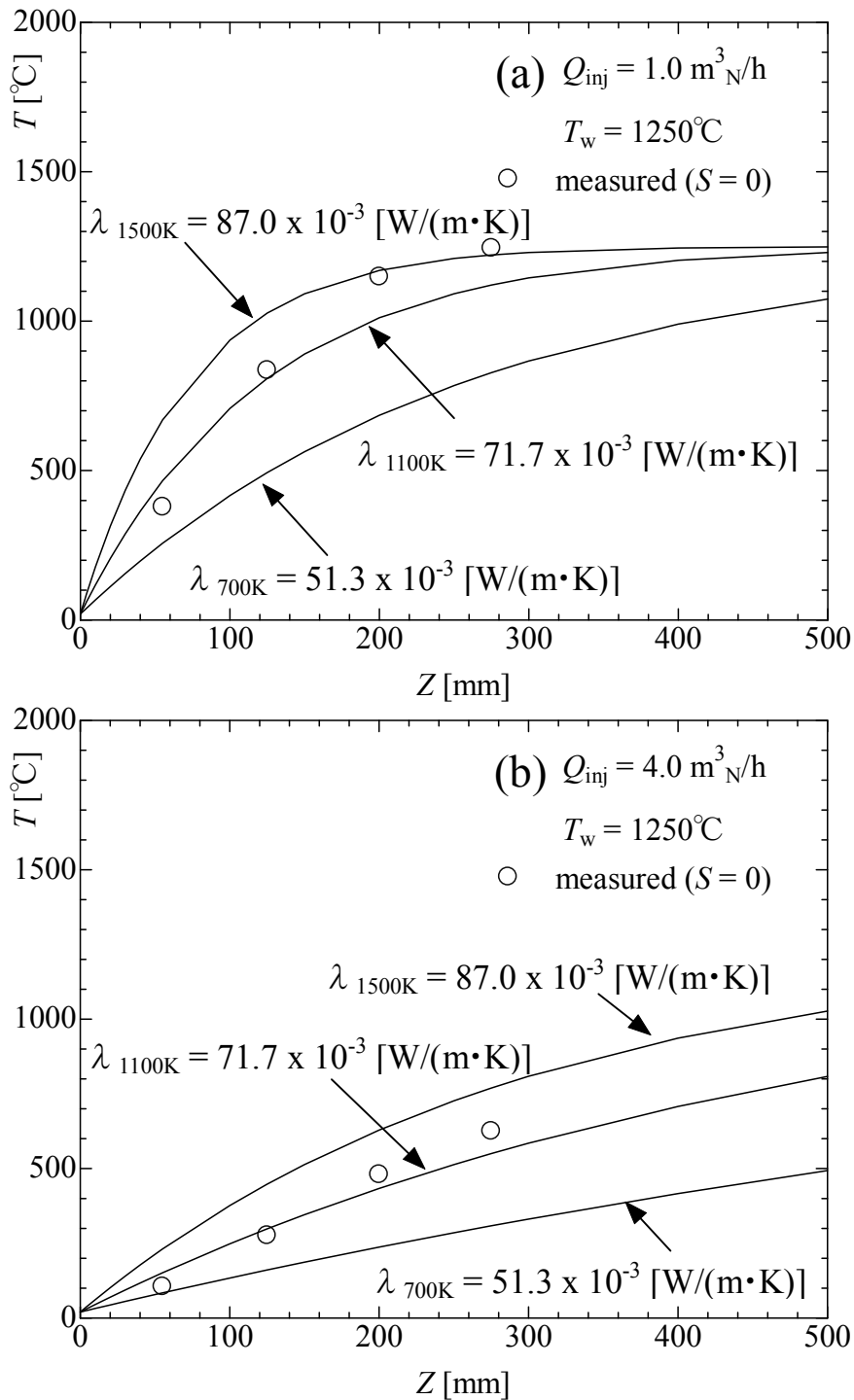


Fig.7-6 Predicted axial temperature distributions for the three representative thermal conductivities ((a)  $Q_{inj} = 1.0 \text{ m}^3/\text{h}$ , (b)  $Q_{inj} = 4.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ; open circle: the measured temperatures on the centerline when heated with the non-swirl type burner).

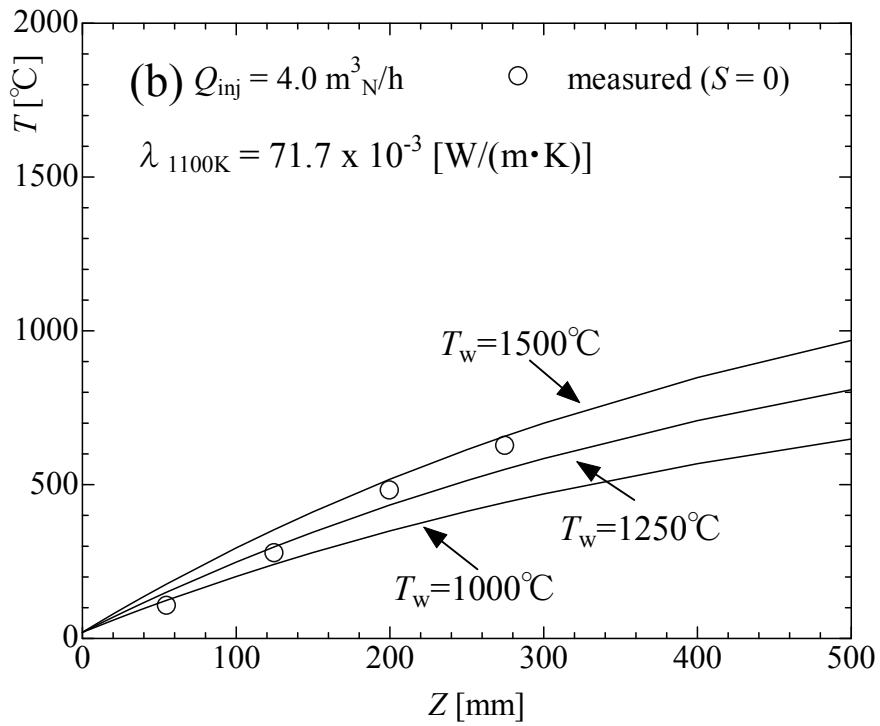
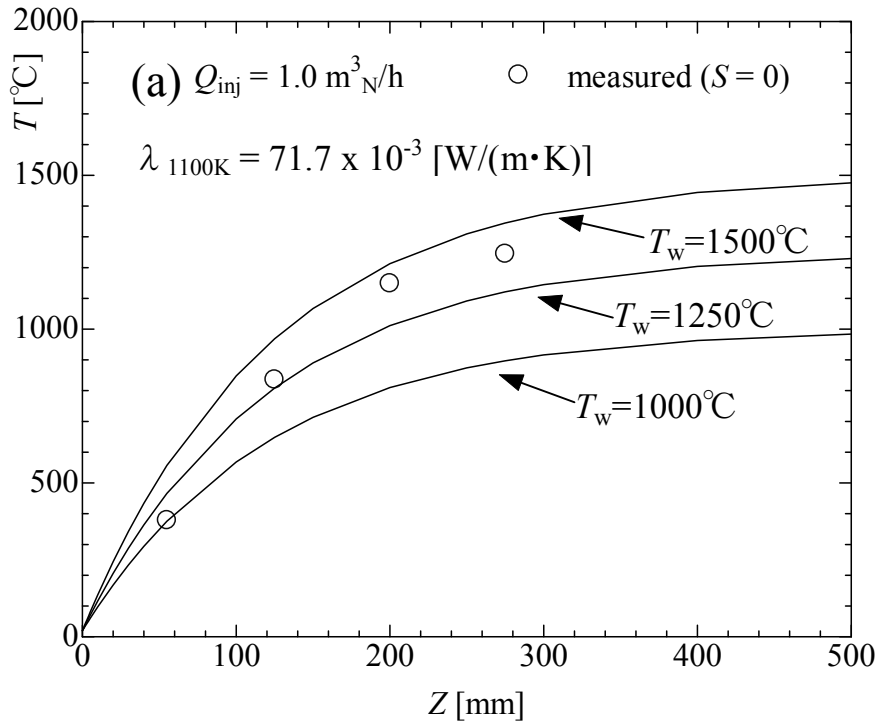


Fig.7-7 Predicted axial temperature distributions for the three representative wall temperatures ( (a)  $Q_{inj} = 1.0 \text{ m}^3/\text{h}$  , (b)  $Q_{inj} = 4.0 \text{ m}^3/\text{h}$  , open circle: the measured temperatures on the centerline when heated with the non-swirl type burner).

#### 7.4. 旋回運動による伝熱面積の増大

以上、物性値の取り方に大きく依存するが、(1)式の解析解は、被加熱流体の温度上昇の挙動を把握する上で有用であることがわかる。そこで、この解析解を用いて、なぜ旋回型バーナを用いると加熱が促進されるのかについて考察することにする。

そもそも旋回型バーナを用いると、被加熱流はその旋回力のために回転することが予想される。そこで、PIVの画像システムを利用して流れ場を観察した。

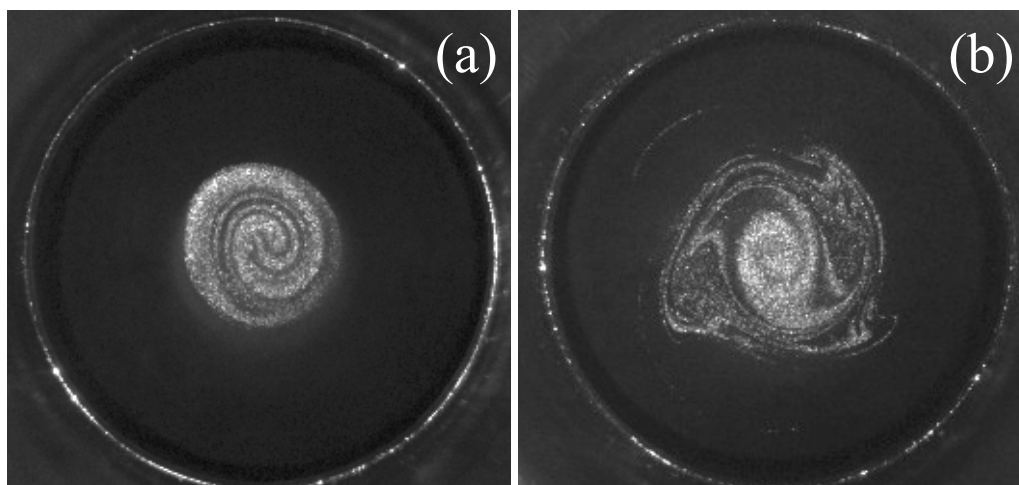


Fig.7-8 Flow visualizations at  $Z_1=55\text{mm}$  ((a)  $S_w=2.8$ , (b)  $S_w=5.8$ ;  $Q_{inj} = 0.03\text{ m}^3/\text{h}$  with seeding,  $Q_{air} = 0.3\text{ m}^3/\text{h}$  without seeding).

Fig.7-8は、 $S_w=2.8$ と $S_w=5.9$ の旋回型バーナを用い、閉端から流入する被加熱用空気には酸化マグネシウムの微粒子を混入し、一方、加熱側の燃焼用空気には粒子を混入せずに撮影された $Z_1=55\text{mm}$ での断面画像である。但し、撮影上の問題で、画像は非燃焼時、且つ、流量も被加熱側空気 $0.03\text{m}^3/\text{h}$ 、加熱側空気 $0.3\text{m}^3/\text{h}$ と少ない条件でのものである。

$S_w=2.8$ の場合(Fig.7-8 (a))、閉端から流入した被加熱用空気は、周囲空気の旋回により回転すること、このとき、粒子の入っていない燃焼用空気層が粒子の混入した被加熱流中に巻き込まれ、両者間の伝熱面積が増加していることが分かる。一方、 $S_w=5.9$ と旋回が強くなると(Fig.7-8 (b))、接線方向の不安定性の発生により伝熱面積の増加のみならず混合そのものが促進される様子が分かる。

そこで、一番基本の、旋回運動の巻き込み作用による伝熱面積の増加を想定し、参考として(1)式における円筒伝熱面積 $\pi DZ$ が単純に3, 6, 12倍、つまり、 $3\pi DZ$ 、 $6\pi DZ$ 、 $12\pi DZ$ になると仮定して、軸方向温度分布を求めてみた。その結果を、Fig.7-9に示す。



$Q_{inj}=1.0 \text{ m}^3/\text{h}$  の場合は、中心軸上での温度上昇が速く、比較が難しいが、 $Q_{inj}=4.0 \text{ m}^3/\text{h}$  の場合、 $S_w=2.8$  の測定値は伝熱面積を3倍、 $S_w=5.9$  の測定値は、伝熱面積を6倍と仮定した解析値と比較的一致することがわかる。これから、旋回型バーナによる加熱促進のメカニズムの一つとして、スワール数に直結した旋回運動の巻き込みによる伝熱面積の増大が考えられる。

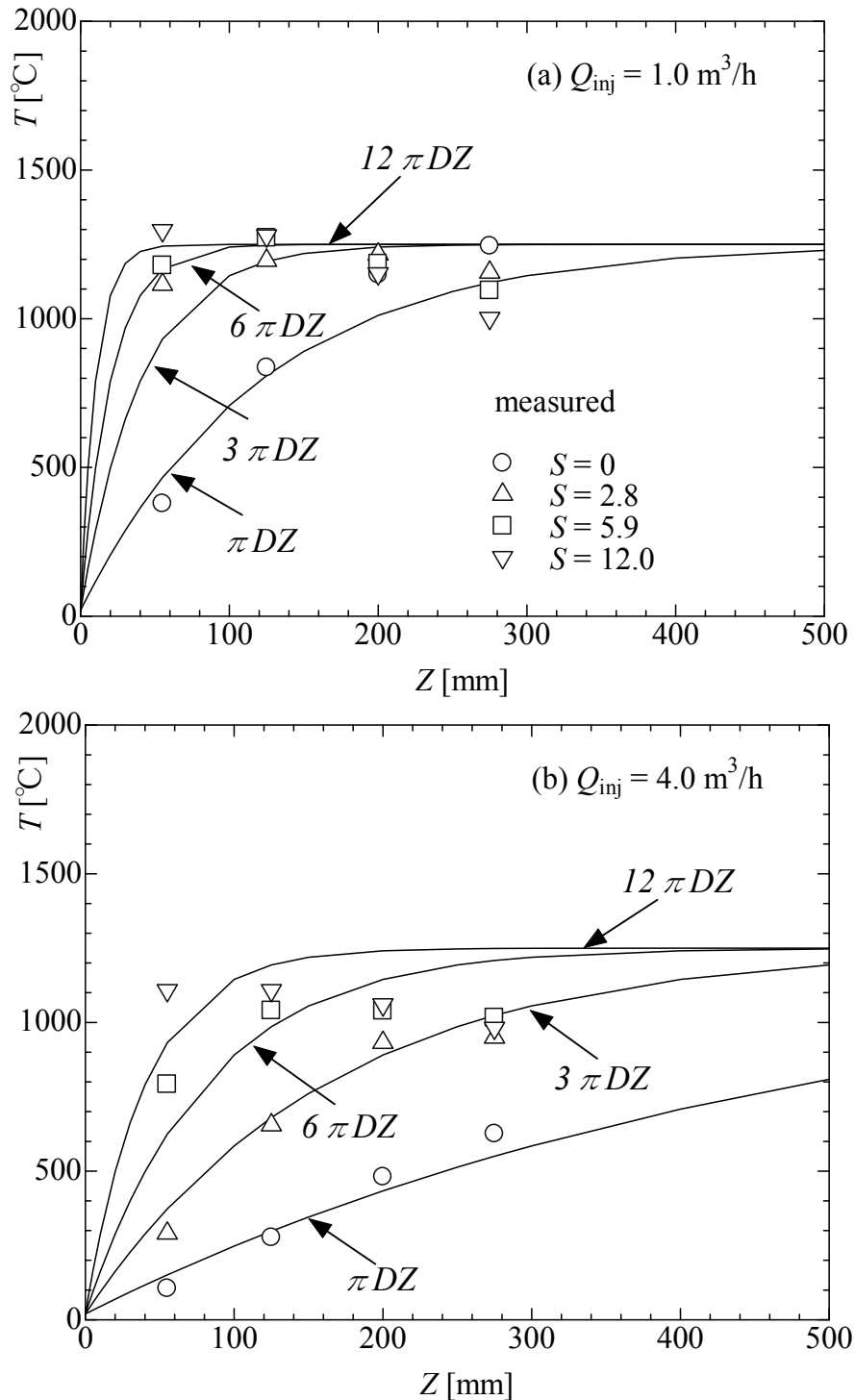


Fig.7-9 Predicted axial temperature distributions for the representative heat transfer areas ((a)  $Q_{inj}=1.0 \text{ m}^3/\text{h}$ , (b)  $Q_{inj}=4.0 \text{ m}^3/\text{h}$ , open circle: the measured temperatures on the centerline when heated with the non-swirl and swirl type burners).

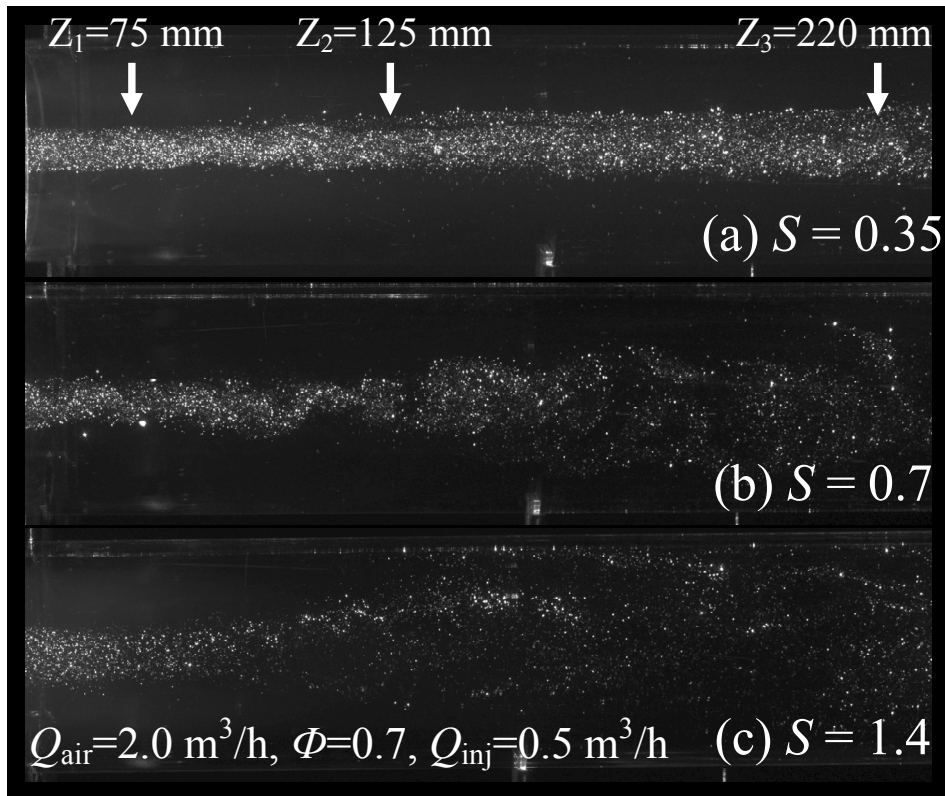


Fig.7-10 Flow visualization of tubular flames burners with different swirl numbers under the combustion condition ( $Q_{\text{air}} = 2.0 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $\Phi = 0.7$ ,  $Q_{\text{inj}} = 0.5 \text{ m}^3/\text{h}$ ).

Fig.7-11 (a)は、壁温を  $T_w = 1100\text{K}$  とし、3つの熱伝導率に対して  $T(Z)$  の値を求めた結果で、旋回型バーナ  $S_w = 0.35$  加熱時の中心軸上での測定値と比較して示す。測定値に対し  $T(Z)$  の値は、 $700\text{K}$  での熱伝導率を用いると下回り、 $1500\text{K}$  での値を用いると上回り、その中間の  $1100\text{K}$  での値を用いると、比較的一致が良いことがわかる。

なお、熱伝導率として  $1100\text{K}$  での値を用い、壁温  $T_w$  を  $700$ ,  $1100$ ,  $1500\text{K}$  と変化させ求めた温度分布を Fig.7-11 (b)に示すが、解析値は、測定値と比べ  $700\text{K}$  では下側にずれ、 $1500\text{K}$  では上側に回り、 $1100\text{K}$  でだいたい一致することがわかる。

最後に、旋回強度  $S_w = 0.35$ ,  $0.7$  並び  $1.4$  に直結した円筒伝熱面積を  $\pi DZ$  が単純に  $1.35$ ,  $1.7$ ,  $2.4$  倍、つまり、 $1.35\pi DZ$ ,  $1.7\pi DZ$ ,  $2.4\pi DZ$  になると仮定して、軸方向温度分布を求めてみた。その結果を、Fig.7-12 に示す

その結果は、 $S_w = 0.35$  の測定値は伝熱面積を  $1.35$  倍、 $S_w = 0.7$  の測定値は、伝熱面積を  $6$  倍、並びに、 $S_w = 1.4$  の測定値は伝熱面積を  $2.4$  倍と仮定した解析値と比較的一致することがわかる。

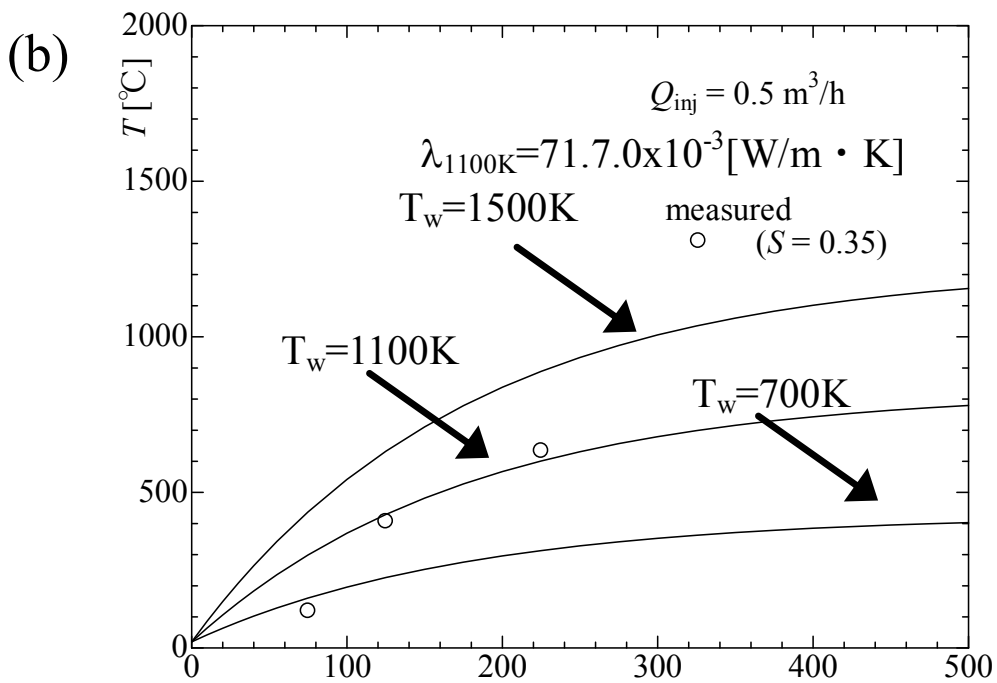
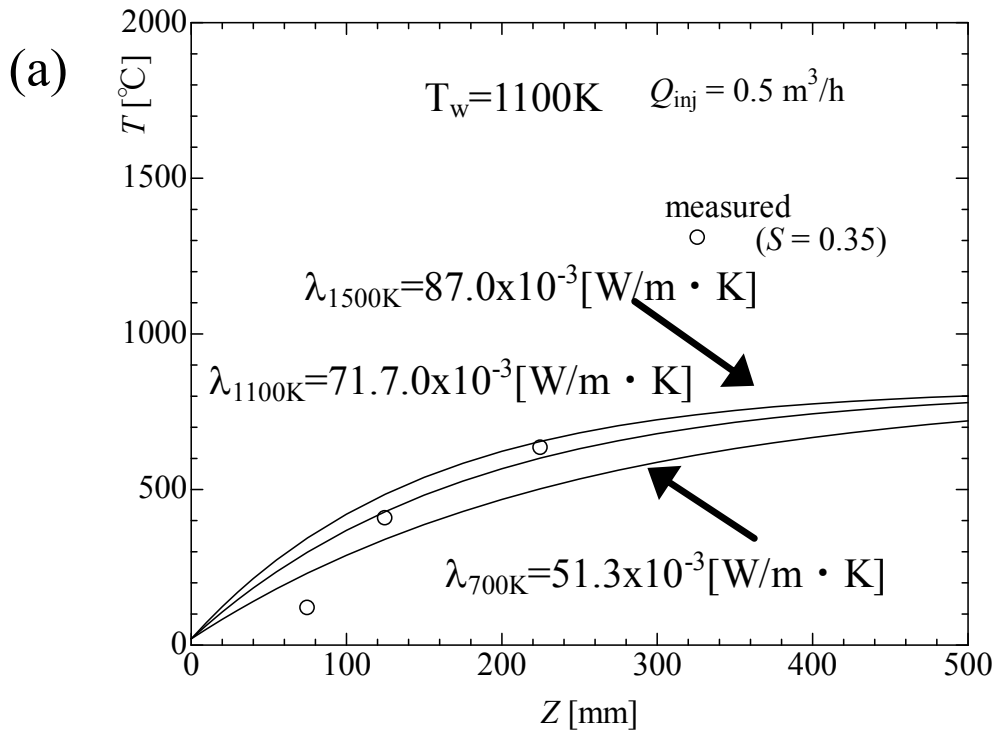


Fig.7-11 Predicted axial temperature distributions for the three representative thermal conductivities (a) and the three representative wall temperatures (b) (open circle: the measured temperatures on the centerline when heated with  $S_w=0.35$ ).

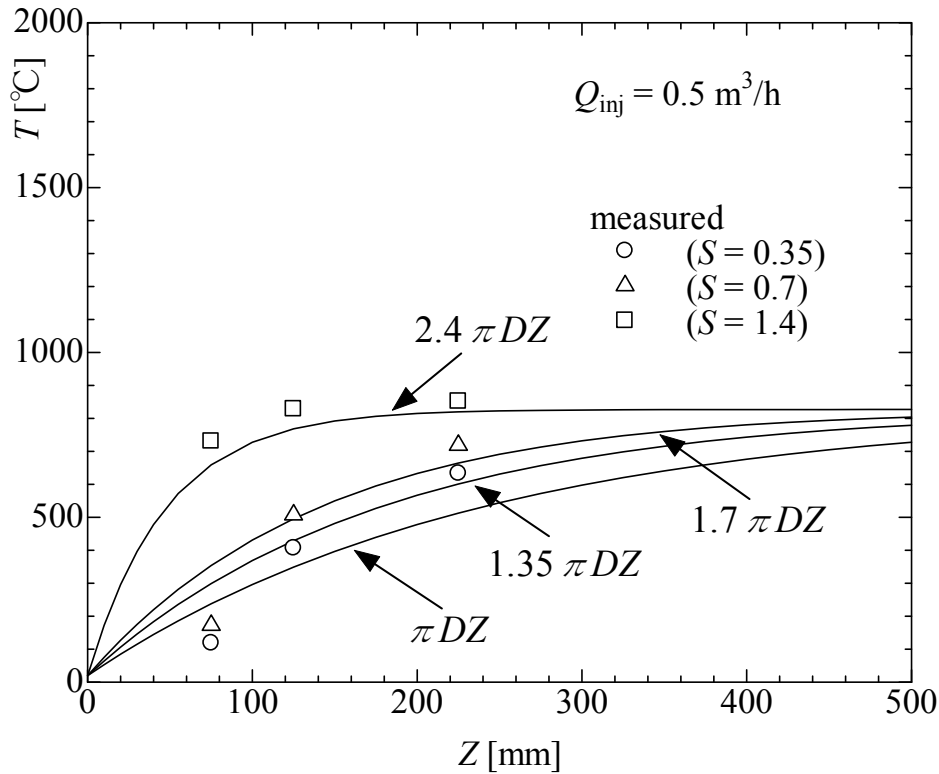


Fig.7-12 Predicted axial temperature distributions for the swirl numbers of 0.35, 0.7 and 1.4.

### 7.5. ヌセル数による熱伝達率の増加

もっとも、(1)式で、伝熱面積  $\pi DZ$  の増加は熱伝達率  $h$  の増加と解釈することもできる。また、今回ヌセルト数として 3.657 を用いたが、壁温一定、且つ、導入口付近で、 $\langle V_z \rangle D^2 / (\alpha Z) \gg 1$  であれば、ヌセルト数は次式で与えられる[90].

$$Nu = \frac{2}{9^{1/3} \Gamma(4/3)} \left( \frac{\langle V_z \rangle D^2}{\alpha Z} \right)^{1/3} \quad (7.18)$$

但し、ここで  $\langle V_z \rangle$  は軸方向平均速度、 $D$  は管径、 $\Gamma$  はガンマ関数、 $\alpha$  は温度伝導率、である。概算で求めると、ヌセルト数は、 $Q_{inj} = 1 \text{ m}^3/\text{h}$  の場合 6.9、 $4 \text{ m}^3/\text{h}$  では 7.9 となるので、伝熱面積の増加よりは、ヌセルト数を介して熱伝達率の増加で説明するのが適当かもしれない。

また、図 18 は流量が小さい場合での可視化画像であるが、実際に温度測定が行われた大流量時では、非燃焼時でも乱流効果が予想される上に、燃焼時では膨張による加速や強回転遠心場での層流化の可能性もあり、今回得られた伝熱促進効果は、これら諸現象で解釈すべきものとは思われる。

しかしながら、半導体工場から排出される有害ガスの無害化プロセス[80]のような場合、管理の厳密性が求められ、従来のスワールバーナで行われている乱流による処理速度の向上よりも、よく管理された層流状態において確実に処理する完璧性が重視される場合もある。このような場合、巻き込みによる伝熱面積増加法は、完璧性を確保しつつ処理速度を向上させる上できわめて有効であり、伝熱促進効果がスワール数に直結した伝熱面積の増加で定量的に示された本解析結果は、管状火炎内部の高温領域を用いた新しい加熱プロセスの創成にあたって、きわめて有用な知見であると思われる。

## 7.6. まとめ

温度場、流れ場の結果を踏まえて、スワール数の増加による伝熱促進効果のメカニズムとして、熱伝達率の向上や乱流や燃焼による効果などが考えられるが、簡単な解析により、旋回運動の巻き込みによる被加熱空気流と燃焼ガス流間の伝熱面積の増加によっても説明できることが示された。

## 第8章 総括

## 総 括

新しい火炎素である管状火炎は、円筒座標系の火炎素として基礎燃焼学の立場から研究されてきたが、温度分布の対称性から断熱性に優れ、また、旋回型の管状火炎は空気力学にも安定なため、これを用いた様々な管状火炎バーナが開発されている。その一つとして、管状火炎内部の高温領域を利用して半導体製造工場から排出される有毒ガスを加熱処理するシステムへの応用が期待されている。しかしながら、このシステムを構築するための基礎的知見が欠如している。そこで、本研究では、管状火炎内部の高温領域を用いた新しい加熱技術を創成すべく、その基礎的知見を系統的に実験で求めることとした。

第 1 章では、半導体製造工場の排気ガス加熱処理システムの現状と問題点、並びに、管状火炎と管状火炎バーナの特性を調査し、広く管状火炎内部の高温領域を用いた新しい加熱技術を創成する意義と重要性について述べている。

第 2 章では、新しい加熱技術を提供する管状火炎バーナの基礎的特性として、バーナ内部の流動状態に及ぼす旋回強さと流量の影響について PIV システムを用いて詳しく観察し、スワール数を大きくしていくと 0.7 前後で循環流が発生すること、1.4 以上で周方向の不安定性が発生すること、それ以上では乱流化が進むなどの特性を明らかにした。

第 3 章では、本研究で用いたバーナや実験装置、測定装置について述べている。具体的には、現在半導体工場で使用されているスリットバーナや非旋回型管状火炎バーナのほか、第 2 章の結果に基づき設計・製作したスワール数可変の旋回型管状火炎バーナ、並びに、燃料・空気供給装置、流れ場の観察に用いた PIV システム、温度測定方法について詳述している。

第 4 章では、非旋回型と旋回流型のバーナを用いて、火炎形状や火炎安定範囲を求めるとともに、火炎内部の高温領域に被加熱用空気を流した場合の火炎形状や温度上昇の様子を実験的に求め、非旋回型バーナに比べ旋回型バーナの方が火炎の対称性がよく、火炎安定範囲も広いこと、旋回を強くするほど加熱速度が速くなるなど、得られた知見について述べている。

第 5 章では、旋回による加熱速度の増加のメカニズムを詳しく調べるため、さらにスワール数を小刻みに変化させて火炎形状や火炎安定範囲、並びに、被加熱用空気を流した場合の温度上昇の様子を詳細に求めた結果について述べている。また、比較として、従来の使用されているスリットバーナについても火炎形状や火炎安定範囲、並びに、被加熱用空気を流した場合の温度上昇の様子を測定し、旋回型管状火炎バーナの方が、スワール数が大きくなると加熱速度が大きくなった結果について述べている。

第 6 章では、特に加熱速度に大きな影響を与える流動特性について、PIV システムを用いてさらに詳しく観察した結果について述べている。すなわち、スワール数が 0.35 と小さい場合は、燃焼ガスと被加熱空気との界面は単純に回転運動により面積が増加するだけだが、スワール数 0.7 前後では周方向の不安定性が現れ、スワール数 1.4 前後では軸方向の不安定性が加わり、燃焼ガスと被加熱空気との熱・物質混合が促進されること、また、非燃焼場と比較して燃焼場では回転遠心効果により不安定性が抑制されることなどを明らかにした。

第 7 章では、上記温度場、流れ場の結果を踏まえて、高温燃焼ガスによる加熱のメカニズムに関して解析解による検討を行った。その結果、加熱速度の旋回強度による増加は、旋回の巻き込

みによる伝熱面積の増加，流れの周方向・軸方向不安定性による対流熱伝達の増加，そして，乱流運動による増加の領域に分類され，スワール数が 0.7 以下では，伝熱面積の増加で定量的にも把握できることが示された。

第8章では，以上の結果を要約し，総括している。

本研究を行うことにより，管状火炎内部の高温領域を用いた新しい加熱処理を創成すべく，その基礎的知見を系統的に実験で求めることとした。その結果は，旋回型管状火炎バーナを用いた方が，従来型のスリットバーナの加熱方法に比べ，安定性に優れ，且つ，加熱効果が顕著であるほか，従来のスワールバーナで行われている乱流による有毒排気ガス処理速度の向上より，よく管理された層流状態に確実に処理することができることを示す。近い将来に半導体工場から排出される有毒ガスを加熱処理するシステムへの応用が期待される。本論文では，管状火炎を用いた加熱システムに関し燃焼工学上多くの知見が得られ，学術的に重要であるばかりでなく，実用的にも新しい燃焼技術の創成に役立つものと期待される。



## 謝 辞

本研究を進めるにあたり，終始適切なご指導を賜り，さらに多大なるご指導，ご助言を賜りました石塚悟教授に対して，謹んで感謝の意を表す．また，ゼミなどの研究過程報告の場で適切なご助言を賜った，西田恵哉教授，にも心からお礼申し上げます．

さらに本研究の実験や解析等，論文作成，そして私生活に至るまで，不甲斐ない私に，最後までお世話していただきました，下栗大右准教授には深く感謝いたします．また共同研究者である石保禄君には，本研究の実験を夜遅くまで，そして論文提出ぎりぎりまで手伝ってくださり，心から感謝いたします．

最後に，7年間燃焼工学研究室で日頃から研究に至るまで，何かと大変お世話になりました燃焼工学研究室生の皆さんにも心から感謝の意を表します．

## 参考文献

---

- [1] *Energy transitions: Past and Future*, Energy Vision 2013, WEF.
- [2] *The World at Six Billion*, Part 1: Introduction, United Nations.
- [3] BP Statistical Review of World Energy 2014.
- [4] Enerdata, *Global Energy Statistical Yearbook 2014*, <https://yearbook.enerdata.net/>
- [5] A. F. Ghoniem, Needs, *Resources and Climate Change: Clean and Efficient Conversion Technologies*, Prog. Energy Combust. Sci. 37:15-51(2011).
- [6] Charles E. Baukal, *Oxygen-Enhanced Combustion*, CRC Press, 1998.
- [7] *Highest Efficient and Economic Burner Concepts for The Glass Industry*, <http://www.messer.hu/>.
- [8] Kuokuang, Wu, Yucheng, Chang, Chiun-Hsun, Chen, and Young-Da Chen, *High Efficiency Combustion of Natural Gas with 21~30% Oxygen-Enriched Air*, Fuel 89 (2010) 2455–2462.
- [9] 羽路 智之, 飯野 公夫, 萩原 義之, 山本 康之, 超低 NO<sub>x</sub> 酸素富化燃焼システム, 大陽日酸技報, No.30 (2011).
- [10] Shinichiro, Fukushima, Yutaka, Suzukawa, Toshikazu, Akiyama, Yuzo, Kato, Akio, Fujibayashi, and Takeshi Tada, *Eco-friendly Regenerative Burner Heating System Technology Application and Its Future Prospects*, NKK Technical Review, No.87 2002.
- [11] 石油燃焼技術開発, <http://www.pecj.or.jp/>.
- [12] P. Duval, *Problems in Pumping Aggressive, Poisonous and Explosive Gases*, Vacuum, Vol. 38, 1988, pp. 651-658.
- [13] 許容濃度等の勧告, 産業衛生学雑誌, Vol. 56: 162-188, 2014.
- [14] 大里 雅昭, 半導体等製造装置用排ガス処理装置の動向と当社の取り組み, エバラ時報, No.207 (2005-4).
- [15] 森 洋一, 京谷 敬史, 鈴木 康彦, PFCs 含有排ガスの処理方法と除害効率の評価, [エバラ時報](#), No.219, p.28, 2008.

- [16] 芝田 準次, 山本 秀樹, 特殊ガスの無害化处理, 環境安全の技術, 2009年9月号.
- [17] N. A., Chigier, J. M., Beer, D. Grecov, and K. Bassindale, *Jet flames in rotating flow fields*, Combust. Flame 14: 171-179 (1970).
- [18] J. M., Beer, and N. A., Chigier, *Combustion Aerodynamics*, Applied Science Publishers, London, 1972.
- [19] P. F., Drake, and E. F., Hubbard, *J. Inst. Fuel* 39, 98 (1966).
- [20] L. M., Mather, and N. R. L., Maccallum, *J. Inst. Fuel* 40, 214 (1967).
- [21] V. N., Afrosimova, *Thermal Eng.* 14, 10 (1967).
- [22] N., Syred, N. A., Chigier, and J. M., Beer, *Proc. 13th. Int. Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, Pa., p.563 (1971).
- [23] Gupta, A.K., Lilley, D.J., and Syred, N., *Swirl flows*, Tunbridge Wells, UK: Abacus Press, 1984.
- [24] N.A., Chigier, and J.M., Beer, *Velocity and static pressure Distributions in swirling air jets issuing from annular and divergent nozzles*, *Trans ASME J Basic Eng.*, 86 (4) (1964) 788–96.
- [25] N., Syred, *A Review of Oscillation Mechanisms and the Role of the Precessing Vortex Core (PVC) in Swirl Combustion Systems*, *Progress in Energy and Combustion Science*, 32 (2006) 93-161.
- [26] Fick, W., PhD Thesis. Cardiff University, 1968.
- [27] RC., Chanaud, *Observations of Oscillatory Motion in Certain Swirling Flows*. *J Fluid Mech.* 21 (1) 111 (1965).
- [28] V., Tangirala, R. H., Chen, and J. M., Driscoll, *Comb. Sci. Tech.*, 51, 75 (1986).
- [29] V., Tangirala, and J. M., Driscoll, *Combust. Sci. Technol.*, 60 143 (1988).
- [30] J. F., Driscoll, R. H., Chen, and V., Tangirala, *AIAA pp.* 87-306 (1987).
- [31] J. M., Beer, and N. A., Chigier, *Combustion Aerodynamics*, Wiley Co., N.Y. 1972.
- [32] R., Rawe, and H., Kremer, *Eighteenth Symposium (International) on Combustion*, 667, The Combust. Inst., 1981.
- [33] R. H., Chen, and J. F., Driscoll, *The role of the recirculation vortex in improving fuel-air mixing*

- within swirling flames*, Twenty-Second Symposium (International) on Combustion, The Combust. Inst., 531-540 1988.
- [34] P. L., Buckley, R. R., D. L., Craig, and K. G., Schwartzkopf, AIAA J. 21 733-740 (1983).
- [35] D., Feikema, R. H., Chen, and J.F., Driscoll, *Enhancement of flame blowout limits by the use of swirl*, Combust. Flame, 80 183-195 (1990).
- [36] S., Martemianov, and V. L., Okulov, *On Heat Transfer Enhancement in Swirl Pipe Flows*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 47:2379-2393 2004.
- [37] Z., Guo, V. K., Dhir, Single and two phase heat transfer in tangential injection-induced swirl flow, International Journal of Heat and Fluid Flow, 10: 203-210 1994.
- [38] F., Chang, and V. K., Dhir, *Mechanisms of heat transfer enhancement and slow decay of swirl in tubes using tangential injection*, International Journal of Heat and Fluid Flow, 16:78-87 1995.
- [39] F., Chang, and V. K., Dhir, Turbulent flow field in tangentially injected swirl flows in tubes, International Journal of Heat and Fluid Flow, 15: 346-356 1994.
- [40] Albright, L. F., and Alexander, L. G., Jet Propulsion 26, 867-873 (1956).
- [41] Kobayashi, H., and Kitano, M., *Combust. Flame* 76: 285-295 (1989).
- [42] Ishizuka, S., *Twentieth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, pp.287-294 (1984).
- [43] Takeno, T. and Ishizuka, S., *Combust. Flame* 64: 83-98 (1986).
- [44] Ishizuka, S., *Combust. Flame* 75: 367-379 (1989).
- [45] Ishizuka, S., *Prog. Energy Combust. Sci.*, 19: 187-226 (1993).
- [46] Ishizuka, S., *Combust. Flame*, 82 176-190 (1990).
- [47] Lord, Rayleigh, Proc. Roy. Soc. (London) A93, 148 (1916).
- [48] 石塚 悟, 三苦 功典, 下栗 大右, 強回転による管状火炎の消炎限界の拡張, 第 41 回燃焼シンポジウム講演論文集, 17-18 (2003).
- [49] Ishizuka, S., Suzukawa, Y., Ishioka, M., and Okada, K., *Pron. Thermal Conference' 03, JSME* (in

- Japanese) 03-30:553-554 (2003)
- [50] Shimokuri, D., Kubo, C., and Ishizuka, S., *Journal of the Combustion Society of Japan* (in Japanese) 47-142: 300-307 (2005).
- [51] Ishizuka, S., Motodamari, T., Shimokuri, D., *Proc. Combust. Inst.* 31: 1085-1092 (2007).
- [52] Ishizuka, S., Shimokuri, D., Ishii, K., Okada, K., Takashi, K., and Suzukawa, Y., *Journal of the Combustion Society of Japan* (in Japanese) 51-156: 104-113 (2009).
- [53] Kaskan, W.E., *Sixth Symposium (International) on Combustion*, Reinhold, pp.134-143(1957).
- [54] Hirschfelder, J. O., Curtiss, C. F., and Bird, R. B., *Molecular Theory of Gases and Liquids*, (1954), 514-610, John Wiley & Sons, Inc., New York.
- [55] N., Syred, J. M., Beer, *Combust. Flame*, 23: 143–201 (1974).
- [56] B. Shi, D. Shimokuri, S. Ishizuka, *Methane/oxygen combustion in a rapidly mixed type tubular flame burner*, *Proc. Combust. Inst.* 34 (2013) 3369–3377.
- [57] B. Shi, D. Shimokuri, S. Ishizuka, *Reexamination on methane/oxygen combustion in a rapidly mixed type tubular flame burner*, *Combust. Flame* 161, (2014) 1310-1325.
- [58] Ishizuka, S., *Twentieth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, pp.287-294 (1984).
- [59] Ishizuka, S., *Combust. Flame* 75: 367-379 (1989).
- [60] Takeno, T. and Ishizuka, S., *Combust. Flame* 64: 83-98 (1986).
- [61] Nishioka, M., Takeno, T., and Ishizuka, S., *Combust. Flame* 73: 287-301 (1988).
- [62] Kobayashi, H., Kitano, M., Otsuka, Y., *Combust. Sci. Technol.* 57: 17-36 (1988).
- [63] Kitano, M., Kobayashi, H. and Otsuka, Y., *Combust. Flame* 76:889-105 (1989).
- [64] Kobayashi, H. and Kitano, M., *Combust. Flame* 76: 285–295 (1989).
- [65] Libby, P., Peters, N. and Williams, F. A., *Combust. Flame* 75: 265-280 (1989).
- [66] Dixon-Lewis, G., Giovangigli, V., Kee, R. J., Miller, J. A., Rogg, B., Smooke, M. D., Stahl, G., Warnatz, J., *Progress in Astronautics and Aeronautics* 131:125-44, 1991.

- [67] Smooke, M. D. and V. Giovangigli, *Twenty-Third Symposium (International) on Combustion*, 447–54. Pittsburgh, PA: The Combustion Institute, 1991.
- [68] Sakai Y. and S. Ishizuka, *JSME International Journal Series II* 34 (2):234–41, 1991.
- [69] Ishizuka, S., *J. Loss Prev. Process Ind.* 4: 185-193 (1991).
- [70] Y. Sakai, S. Ishizuka, *Twenty-Fourth Symposium (International) on Combustion*, pp.153-159, (1992).
- [71] Ishizuka, S., *Prog. Energy Combust. Sci.*, 19: 187-226 (1993).
- [72] Ishizuka, S., Shimokuri, D., Ishii, K., Okada, K., Takashi, K., and Suzukawa, Y., *Journal of the Combustion Society of Japan* (in Japanese) 51-156: 104-113 (2009).
- [73] Shimokuri, D., “Chap.7 Small-Scale Applications” in *Tubular Combustion*, Momentum Press, New York, pp.207-225, 2013.
- [74] Ishizuka, S., “Chap.8 Large-scale Applications,” in *Tubular Combustion*, Momentum Press, pp. 227-275, 2013.
- [75] Ishioka, M., Okada, K., and Ishizuka, S., *Journal of the Combustion Society of Japan* (in Japanese) 48-145: 250-256 (2006).
- [76] Kobayashi, Y., Matsumoto, R., Ozawa, M., Kegasa, A., Takemori, Y., Hisazumi, M., Katsuki, M., and Funagoshi, H., *Transaction of JSME* (in Japanese) 77:997-1001 (2011).
- [77] Kumagai, K., Ishizuka, S., Taketomi, H., Nakajima, Y., and Iino, Y., *45th Symposium (Japanese) on Combustion* (in Japanese): 202-203 (2007).
- [78] Shimokuri, D. and Ishizuka, S., *Proc. Combust. Inst.* 30: 399-466, (2005).
- [79] Kakehashi, Y., Shimokuri, D., Ishizuka, S., Toki, F., Murata, Y., and Saito, M., *Proc. 17<sup>th</sup> National Symposium on Power and Engine Systems* (in Japanese): 175-176 (2012).
- [80] Shibuya, K., Orita, T., Watanabe, N., Oishi, Y., and Ishizuka, S., *51st Symposium (Japanese) on Combustion* (in Japanese): 112-113 (2013).
- [81] Lewis, B. and von Elbe, G., *Combustion, Flames and Explosions of Gases*, 3<sup>rd</sup> ed., Academic Press,

- Orland, pp.315-323, 1987.
- [82] Williams, F. A., *Combustion Theory*, 2<sup>nd</sup> ed., Addison -Wesley, Redwood City, pp.357-365, 1985.
- [83] Zabetakis, M. G., *Bull. US Bureau Mines*, 627 (1965).
- [84] Yamaoka, I. and Tsuji, H., *Twentieth Symp.(Intern.) on Combustion*, The Combustion Institute, pp.1883-1892 (1985).
- [85] Shi, B., Kowari, T., Matsuda, S., Shimokuri, D., and Ishizuka, S., *Journal of the Combustion Society of Japan* (in Japanese) 54-169: 193-200 (2012).
- [86] Shimokuri, D., Zhang, Y-Y., and Ishizuka, S., *Proc. of the Sixth Asia-Pacific Conference on Combustion*, pp.154-157, 2007.
- [87] Kaskan, W.E., *Sixth Symposium (International) on Combustion*, Reinhold, pp.134-143(1957).
- [88] Kaminski, D. A. and Jensen, M. K., *Introduction to Thermal and Fluids Engineering*, 12.5 Internal Flow with Constant Wall Temperature, John Wiley & Sons, New York, pp. 589-598 (2005).
- [89] JSME Data Book, *Thermophysical Properties of Fluids*, JSME, Tokyo, 1983.
- [90] Bird, R. B., Stewart, W. E., and Lightfoot, E. N., *Transport Phenomena*, Second ed., John Wiley and Sons, New York, p.430, 2002.
- [91] S. R., Jufar, R. F., Huang, and C.M., Hsu, *Effects of Swirl on Flow and Mixing of Acoustically Excited Swirling Double-Concentric Jets*, *Experimental Thermal and Fluid Science* 49 (2013) 40–50.
- [92] R. F., Huang, and F. C., Tsai, *Flow and mixing characteristics of swirling wakes in blockage-effect regime*, *Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 92 (2) (2004) 199–214.
- [93] Beér, J., M., Chigier, N., A., Davies, T., W., and Bassindale, K., 1971, Laminarization of turbulent flames in rotating environment, *Combust. Flame* 16, pp.39-45.
- [94] Zawadzki, Andrzej, and Jarosiński, Józef, 1983. Laminarization of flames in rotating flow, *Combust. Sci. and Tech.*, 35, pp.1-13.
- [95] Shi, B., Hu, J., Peng, H., and Ishizuka, S., 2014, Flow visualization and mixing in a rapidly mixed

- type tubular flame burner, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 54, pp.1-11.
- [96] R. J., Kee, J. F., Grcar, M. D., Smooke, and J. A., Miller, *A Fortran Program for Modeling Steady Laminar One-Dimensional Premixed Flames*, Sandia National, Laboratories Report SAND 85-8240 (1985).
- [97] R. J., Kee, G., Dixon-Lewis, J., Warnatz, M. E., Coltrin, and J. A., Miller, A Fortran Computer Code Package for the Evaluation of Gas-Phase Multicomponent Transport Properties, Tech. Rep. SAND86-8246, Sandia National Laboratories, 1986.
- [98] M., Frenklach, H., Wang, M., Goldenberg, G. P., Smith, D. M., Golden, C. T., Bowman, R. K., Hanson, W. C., Gar-diner and V., Lissianski, *An Optimized Detailed Chemical Reaction Mechanism for Methane Combustion*, Report No. GRI-95/0058, GRI-Mech, 1995.
- [99] Transport Phenomena
- [100] The properties of gases and liquids