

Title	低ダムケラ数火炎の構造に関する研究
Author(s)	渕端 <b>,</b> 学
Citation	大阪大学, 1999, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3155369
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka



低ダムケラ数火炎の構造に関する研究

平成10年12月

渕 端



	0			
低ダムケラ数火炎				
平成 1 汉] :				
	-			-

# 後の構造に関する研究

10年12月

川端 学

目 次

1		緒		言	1
	1		1	はじめに	1
	1		2	乱流予混合火炎構造に関する従来の研究	3
	1		3	分散反応領域火炎の構造に関する従来の研究	4
	1		4	本研究の目的ならびに本論文の構成	6

2. 火炎断層像とイオン電流の同時測定による

低ダムケラ数火炎構造の観察	 11
2.1 まえがき	 11
2.2 実験装置および方法	 12
2.2.1 バーナ	 12
2.2.2 計測装置	 13
2.3 データ処理方法	 14
2.4 実験結果および考察	 15
2.4.1 可燃範囲外の予混合気に形成される反応帯と	
通常の伝ば火炎における反応帯の比較	 15
2.4.2 希薄可燃限界付近における	
当量比の変化による火炎構造の変化	 19
2.5 結 言	 21
<ol> <li>火炎診断用同時計測システムの開発</li> </ol>	 36
3.1 まえがき	 36
3.2 計測装置	 36
3.3 データ処理方法	 39
3.3.1 画像データ処理	 39
3.3.2 LDVデータ処理	 39

3.3.3 熱電対のデータ処理方法	41
3.4 結 言	42
4. 火炎断層像, ラジカル自発光, 温度, 流速の同時測定による	
低ダムケラ数火炎構造の観察	51
4.1 まえがき	51
4.2 実験装置および方法	51
4.2.1 バーナ	51
4.2.2 計測装置	52
4.3 実験結果および考察	52
4.3.1 固定座標系による観察データの考察	52
4.3.2 火炎断層像中の境界とポイント測定点との	
相対距離による整理	56
4. 4 低ダムケラ数火炎の構造についての考察	58
4.5 結 言	60
5. 低ダムケラ数火炎の火炎構造	93
5.1 まえがき	93
5.2 低ダムケラ数火炎の火炎構造についての考察	93
5.3 高橋らの研究ついての考察	95
5.4 小スケールの乱れは反応帯に到達できないという	
最近の研究結果についての考察	96
5.5 その他の研究に見られる分散反応領域火炎についての表	考察 97
5.6 分散反応領域の出現条件についての考察	98
5.7 結 言	99

6	. Bo	orghi	ダー	イアグラ	らム上における火炎構造の分類		. 104
	6.	1	まえ	えがき			. 104
	6.	2	超利	令薄予涯	昆合気における化学反応特性時間の	D推定	. 104
	6.	3	Bor	ghi ダイ	アグラム上における実験結果の考	<b>芳察</b>	. 107
	6.	4	結	言			. 108
7	. 結	論	Ĩ				118

1. 緒 言

1.1 はじめに

70年代まで,産業界は省エネルギと生産コストの削減を第一義とし、燃焼 器の性能としても生産性の向上が第一とされてきた. そのために有効な方法と して燃焼器の高負荷化、小型化が要求されてきた. それは燃焼器の熱損失を低 下させたり,限られたプラント面積内でより多くの設備を稼働させることなど が期待できるためである.一般にガス燃焼の形態は拡散燃焼と予混合燃焼に大 別されるが,このようなニーズに応えるためには,より燃焼負荷率が上げられ る予混合燃焼の方が一見有利であると考えられる.しかし現実の工業プラント には安全性確保のため様々な基準が設けられており、各種の試験に対して不安 定状態に陥らない様な構造が要求される.こうした性能を要求された場合,予 混合燃焼には可燃範囲があることや,火炎が伝ば性を有すること等から引き起 こされる出力可変範囲の制限、失火、逆火、振動燃焼といった現象に対して対 策が必要となる.これらの抑制には基本的に動的な制御を必要とし、技術開発 も難度の高いものとなるため、多額の投資を行う企業の多くが確実性を求めて 拡散燃焼方式を採用したのは当然の選択であった.しかし実用燃焼器のさらな る高効率化のために予混合燃焼の実用化は常に期待を集め、様々な燃焼技術開 発や、その基礎となる火炎構造の解明に多くの研究者が取り組み続けた.その 結果、高負荷型の予混合燃焼器も近年実用化されるに到ったが、まだまだ実用 燃焼器の大半は実績のある拡散燃焼方式を採用していた.

しかし70年代後半から環境問題が大きく取り上げられるようになり,プラ ントから排出される汚染物質に対する規制も年々厳しくなるようになった.当 初は拡散燃焼の希薄化や燃焼器とは別体の排気ガス処理装置の設置により対処 してきた産業界にとっても,排気ガス処理装置のランニングコストの増加によ る負担や,プラントトータルで有害物質排出量の規制値が設定された事により, 敷地内に設備の増設ができない等の不都合が多くなったきた.つまり,より効 率的な企業活動のためには燃焼器自体の低公害化がさけて通れなくなったので ある.

ここで従来高負荷燃焼技術としてとらえられていた予混合燃焼のもう一つの 可能性,低NOx燃焼技術としての可能性が注目を集めることとなった.拡散 燃焼方式では,燃焼反応は過濃から希薄まであらゆる条件で起こるため,局所 的に高温となる部分が必ず存在することとなり,そこでのNOx生成が避けら れないのに対して,予混合燃焼ならば供給当量比の段階で希薄予混合気を形成 すれば火炎の最高温度を下げることが可能となるからである.このような背景 から,かつて高効率化と燃焼制御技術の難易との比較衡量において拡散燃焼を 選択した産業界も,NOx低減と燃焼制御技術の難易との比較衡量において予 混合燃焼を選択するの到ったのである.しかし予混合燃焼を採用すればすべて 解決するわけではない.保安基準を満たし安定して運転せるという課題をクリ アしなければならない.これについては現在、拡散火炎パイロットバーナによ り主流予混合火炎を安定化するという技術的には折衷案ともいえる方法が主流 となっている.この方法は一応の目的を達成し、低NOX燃焼器として実用化 に到っている.しかし将来さらにNOx規制値が厳しくなることは想像に難く なく、低NOx燃焼技術開発は産業界、学会において現在も重大な関心事であ 3.

さらに90年代後半には地球温暖化防止に対する取り組みが国際的に行われ るようになり,産業界はNOx,SOxなどの有害物質に加えて,CO<sub>2</sub>排出量 についても削減の義務を負うことになった.このことから,燃焼機器には低公 害と高効率の両方について非常に高度な要求が科されることとなった.これは 大型プラントの設計など,十分な試作ができないシステムの設計に際して,設 計段階での性能評価にかなりの精度が必要とされることを意味している.

従来,燃焼機器の設計・開発は,コンセプトや各ユニット単位での要件がま とめられた後,技術者の経験による設計と試作・実験の繰り返しによって詳細 な仕様が決定されてきた.しかし近年は燃焼機器の開発にコンピュータシミュ レーションが利用されるようになり,技術者の経験に頼った開発から脱却し, より効率的な設計・開発が可能になると期待された.しかし現実には形状寸法 を変更するだけですべての特性値について正確な結果を出す計算コード・モデ ルはいまだ存在せず,性能評価の目的別に複数の計算コード・モデルを使い分 けるなど複雑な運用によって評価が行われている.その結果,技術者個人の経 験・技術に依存しない開発体制をめざして導入されたコンピューターシミュレ ーションであるのに,その精度がまた運用者の経験・技術に左右されるという 事態となり,思ったほど効率化できていないのが実状である.そして予測精度 が低い部分は安全率を多くとるという運用で対処してきた部分も,性能要求の 高度化に伴い,そのような余裕のある安全率を持った解が存在しないという事 態もこの先十分に起こりうると予測される.

上記のような問題点を解決するには、あらゆる条件における火炎の挙動を予 測できる火炎モデルを構築することが不可欠となる.とくに予混合火炎につい ては、層流火炎片構造から分散反応領域構造,超撹拌反応構造まで統一的に記 述できるモデルが必要である.しかし実験パラメータと実験結果を直接対応づ けるようなデータ蓄積型の方法では膨大な実験が必要となるため、火炎の微細 構造に基づいた、火炎構造モデルから演繹された燃焼反応モデルを構築するこ とが理想的である.

1.2 乱流予混合火炎構造に関する従来の研究 予混合火炎の火炎構造に関する研究は、従来より多くの研究者らによってな されてきた.乱流火炎の研究の初期において、火炎構造の変化に基づいた乱れ の燃焼促進メカニズムを示したのは、おそらく Damköhler<sup>(1)</sup>によるものが最初で あろう.Damköhler は乱れのスケールが大きい場合は火炎面に凹凸が生じ(しわ 状層流火炎),それにともなう火炎面積の増加によって燃焼速度が増加し、乱 れのスケールが小さい場合は乱流輸送機構が火炎帯内の輸送現象を支配するよ うになる結果、火炎帯厚みと燃焼速度が増加するとした.この火炎構造モデル は現在でも乱流予混合火炎を考える場合の基礎概念となっている.この Damköhler の仮説は後に Kovasznay<sup>(2)</sup>によって定量化され、化学反応の特性時間 と乱流混合の特性時間の比であらわされる無次元パラメータが提案された.

$$\Gamma = \frac{\delta/S_{\mu}}{l_{\tau}/u}$$

ここでδは層流予混合火炎の厚さ、S<sub>u</sub>は層流燃焼速度、L<sub>t</sub>は乱れのマイクロスケール、u'は乱れ強さである.このパラメータはコヴァツネー数と呼ばれ、ダムケラ数の逆数と等価である.

Summerfield ら<sup>(3,4)</sup>は図1.1に示すようなバーナを用いて,高速乱流場に形成 される予混合火炎を観察し,その構造について燃焼反応の種々の段階にあるガ ス塊が層流火炎帯厚みの 10~100 倍もの範囲の中に分散して存在するとし,こ れを分散反応領域 (distributed reaction zone)と表現した.これ以降,高強度,小 スケールの乱流場 (ダムケラ数の小さな場)に形成される火炎は一般に分散反 応領域構造であると考えられるようになった.

そして、しわ状層流火炎から分散反応領域までの火炎構造の変化に対応する 乱流燃焼速度を定式化した最も有名なモデルが Ballal ら<sup>(5)</sup>の3領域モデルであろ う.Ballal らは層流燃焼速度  $S_u$  と乱れ強さ u',および火炎厚み  $\delta$  と乱れのコルモ ゴロフスケール  $l_{\kappa}$ の関係によって火炎構造をしわ状層流火炎  $(u' < 2S_u, l_{\kappa} > \delta)$ , 分散反応領域火炎  $(u' > 2S_u, l_{\kappa} < \delta)$ ,遷移火炎  $(u' \approx 2S_u, l_{\kappa} \approx \delta)$ の3つに分 類した (図1.2参照).

これらの火炎構造の内,しわ状層流火炎については比較的低流速・大スケー ルの乱流場に形成されるため、シュリーレン写真などによって容易にその存在 が確認できる.しかし分散反応領域火炎は高流速・小スケールの乱流場に形成 されるため、計測技術の時間的・空間的な分解能の不足が障害となり、実験的 に確認することがむつかしい.そのため、現在に至るまでその構造については 定説を見るにいたっていない.

1.3 分散反応領域火炎の構造に関する従来の研究

Summerfield らが分散反応領域構造を提案して以来,低ダムケラ数の場に形成 される火炎の構造について,多くの研究者が実験的観察および火炎構造モデル の提案を行ってきた. Chomiak<sup>(\*)</sup>は燃焼反応がテイラースケールで伸長を受けたコルモゴロフスケー ルの渦管内の,スカラー消散率の高い領域で集中して起こると考えた.これは Tennekes<sup>(7)</sup>が示した乱流の微細構造モデル(図1.3参照)に基づいた火炎構造 モデルであった.Tabaczynski<sup>(8)</sup>はこれと類似の火炎構造モデルをエンジン内の燃 焼に適用し,主に燃焼速度について実験値と一致するとしている.しかし小林 ら<sup>(9)</sup>は Chomiak のモデルと共通する特徴を持つ伸長円筒状予混合火炎について 詳細な検討を行い,分散反応領域に分類されるような強い乱流場では火炎伸長 率の制限により円筒状火炎片が存在できないことを明らかにした.このことか ら最近では Chomiak のモデルは現実性が低いと考えられている.

吉田ら<sup>(10-13)</sup>は対向噴流バーナを用いて分散反応領域火炎を形成し,詳細な計 測から図1.4に示すような火炎構造モデルを提案した.このモデルによると 燃焼反応は主に群島状の層流火炎片で起こっており,燃焼反応の後半部分にお いて微小渦全体が反応する分散反応領域が形成されるとされている.しかし群 島状の層流火炎片が渦の中心に向かって伝ばし,渦の崩壊に伴って微小渦のス ケールに達すれば,あとは瞬間的に燃え尽きるはずである.層流火炎の存在は 火炎面前方の未燃混合気と火炎面背後の既燃ガスとの混合を抑制するのであり <sup>(14,15)</sup>,燃焼反応後半とはいえ微小渦内部が,反応速度が低下するほどに未燃混 合気と既燃ガスが混合した状態となるとは考えにくい.

それでは Damköhler のモデルが正しいのかと言えば,これについても多くの研 究により<sup>(16-19)</sup>,分散反応領域火炎が形成されると判定される乱流場においても, 反応帯の厚みは層流火炎のそれとほとんど変わりがないことが報告されており, 微細渦が火炎帯内の物質輸送を支配し,火炎帯厚みを増加させるとしたモデル も否定的に考えざるを得ない.

このほか,直接火炎構造に言及してはいないものの,興味深い報告として Klimov と Williams<sup>(20)</sup>の,強乱流場では火炎の局所伸長により局所的な消炎が起 こるとする説や,高橋ら<sup>(21)</sup>の,吹き消え寸前の伝ば性を消失した火炎が分散反 応領域であるとする報告などがある.両説はともに,消炎限界付近をしわ状層 流火炎構造が存在できなくなる条件とみている点で共通しているとも言える. しかし,局所消炎現象と分散反応領域構造との関連があきらかではないことや, Summerfield らが示した高速乱流中に定在する分散反応領域火炎が, 伝ば性を消 失した火炎であるとは考えにくいなどの疑問がある.

以上のことから,現在においても分散反応領域火炎の火炎構造については議 論の余地がある.

1.4 本研究の目的ならびに本論文の構成

本研究では,燃焼現象定式化の問題点となっている低ダムケラ数領域におけ る火炎の構造について実験的観察を行い、その構造を解明するとともに、低ダ ムケラ数火炎の火炎構造モデルを構築することを目的とする. 同様の研究は先 に述べたように多くの研究者らにより行われてきているのであるが、そのほと んどは,利用した計測機器について,時間的・空間的な分解能が十分でなく, 観察対象である高速乱流場における現象をとらえ切れていないと考えられる. その中で、高橋らは非常に希薄な混合気流を用いて、比較的大スケール・弱乱 流強度の流れ場にダムケラ数の小さい火炎を安定化させることに成功している. そこで本研究ではこれと同様に、希薄可燃限界付近の混合気流を用いて火炎を 形成し, さらに計測法に独自の改良を施して火炎構造観察を行うことにする.

本論文の構成は以下の通りである.

第2章では、イオン電流と火炎断層像を同時に測定することにより、反応帯 の構造的な変化によるイオン電流信号変化と、反応帯の位置的な変動によるイ オン電流信号変化とを分離することを試みた. その結果,希薄可燃限界付近の 燃料流を用いた場合に,反応帯の構造が位置的・時間的に変動している様子を 示すことができた.

第3章では,第2章の計測装置の改良を行い,より多くの物理量について反 応帯構造を観察できるように、計測装置・信号処理方法を含めた計測システム を構築した.

第4章では,第3章で構築した計測システムを用いて,混合層内の伝ば火炎 が出現する付近の現象を観察した結果,強乱流場での伝ば火炎着火時には,伝

6

ば火炎の既燃ガス側に,伝ば性を持たない緩慢な反応帯が形成されることを示 した.

第5章では、乱流火炎構造の自己相似性に基づいて、第4章のマクロな火炎 構造から火炎の微細構造について考察し,高強度乱流場における2つの火炎構 造を提案した.そして、この2つの構造の出現条件について考察した結果、そ れぞれ Borghi ダイアグラムの分類による distributed reaction zone と well-stirred reactor に対応することを示した.

第6章では, 第5章で示した微細構造モデルに基づく火炎構造分類が, マク ロな火炎構造を説明できていることを確かめるため,第4章で観察した火炎を Borghi ダイアグラム上へプロットし、観察結果がダイアグラム上での分類とほ ぼ一致していることを示した.

第7章は本研究の総括である.

#### 参考文献

- Trans.].
- (2) Kovasznay, L.S., Jet Propulsion, 26 (1956), 485.
- (1954), 254.
- (1955), 377.
- Combustion Institute, 1665.
- (7) Tennekes, H., The Physics of Fluids, 11 (1968), 669.
- 111.
- (9) 小林秀昭, 北野三千雄, 燃焼の科学と技術, 2 (1994), 27.
- Combustion Institute, 1471.

(1) Damköhler, G., Z. Elektrochem., 46 (1940), 601; NACA TM 1112 (1947) [English

(3) Summerfield, M., Reiter, S.H., Kebely, V. and Mascolo, R.W., Jet Propulsion, 24

(4) Summerfield, M., Reiter, S.H., Kebely, V. and Mascolo, R.W., Jet Propulsion, 25

(5) Ballal, D.R. and Lefebvre, A.H., Proc. Roy. Soc. Lond., A344-1637 (1975), 217. (6) Chomiak, J, 16th Symposium (International) on Combustion, (1976), The

(8) Tabaczynski, R.J., Trinker, F.H. and Shannon, B.A.S., Combust. Flame, 39 (1980),

(10) Yoshida, A., 22nd Symposium (International) on Combustion, (1988), The

(11) 吉田 亮, 成澤道則, 辻 廣, 日本機械学会論文集, 58-552B (1992), 2571. (12) Yoshida, A., Narisawa, M. and Tsuji, H., 24th Symposium (International) on Combustion, (1992), The Combustion Institute, 519.

- (13) 吉田 亮,成澤道則,辻 廣,廣瀬龍興,日本機械学会論文集, 59-560B (1993), 1401.
- (14) 高橋丈雄, 大阪大学博士論文 第3章, (1991).
- (15) Chen, Y.C., Peters, N., Schneemann, G.A., Wruck, N., Renz, U. and Mansour, M.S., Combust. Flame, 107 (1996), 223.
- (16) 古川純一, 原田栄一, 平野敏右, 日本機械学会論文集, 55-520B (1989), 3758.
- (17) Furukawa, J., Harada, E., Hirano, T., 23nd Symposium (International) on Combustion, (1990), The Combustion Institute, 789.
- (18) 丸田 蕉,古川純一,五味 努,平野敏右,日本機械学会論文集, 59-566B (1993), 3277.
- (19) Buschmann, A., Dinkelacker, F., Schäfer, T., Schäfer, M. and Wolfrum, J., 26th Symposium (International) on Combustion, (1996), The Combustion Institute, 437.
- (20) Williams, F.A., Combust. Flame, 26 (1976), 269.
- (21) 高橋丈雄, 香月正司, 水谷幸夫, 日本機械学会論文集, 58-547B (1992), 929.
- (22) 水谷幸夫, 燃焼工学, (1977), 森北出版
- (23) 水谷幸夫, 燃焼工学 第2版, (1989), 森北出版
- (24) 辻 廣, 機械の研究, 28-30, (1976-1978)
- (25) 平野敏右, 燃焼の科学と技術, 2 (1994), 5.
- (26) 古川純一, 燃焼の科学と技術, 5 (1997), 125.







.



turbulence intensity increasing

# $\boxtimes 1.2$ 3-region model by Ballal et. al.



⊠1.3 Small-scale structure of turbulence by Tennekes



⊠1.4 Distributed reaction zone by Yoshida et. al.

2. 火炎断層像とイオン電流の同時測定による低ダムケラ数火炎構造の観察

#### 2.1 まえがき

高強度乱流火炎の実験的研究は従来より幾多の研究者によって行われており, その火炎構造については多くの説が提案されてきた.しかし分散反応領域火炎 については,それが小スケールの高強度乱流場に形成されるため,現象を観察 するためには時間的空間的に高分解能な計測装置が要求される.しかし高価な 計測システムといえども,この点について満足のできるものは少なく,いまだ 万人を納得させる正確な測定データを得ることは容易ではない.このことが分 散反応領域火炎の構造について諸説入り乱れる原因となっている.

高橋ら<sup>(1)</sup>は,希薄予混合気流と高温パイロット流との混合層に安定化された火 炎について観察し,可燃限界以下の希薄予混合気に対しても反応帯が形成され, 比較的弱い乱れ強さの条件下でもダムケラ数が小さい反応領域を形成させるこ とが可能であることを示し,これを分散反応領域火炎であるとした.この報告 は,分散反応領域火炎を比較的乱れが弱く,スケールの大きい乱流場に形成す る方法を示した点で,火炎構造の実験的観察に新たな道を開いたものと言える. この報告では,可燃限界付近において主流予混合気の当量比を変化させた場合 に見られる火炎構造の変化を,各種物理量のポイント測定の結果から検討を加 えている.しかし,このような火炎構造の変化が起こる場において観察される 信号に含まれる変動は,乱流場による火炎帯の位置的変動と,火炎構造の変化 による変動とが重畳したものと考えられる.そのため,この変動信号を単純に 分析しても,得られる結果は必ずしも火炎構造に直接結びつくものではないこ とに注意しなければならない.

そこで本研究では、可燃限界付近から可燃限界外にかけての希薄予混合火炎 を観察対象とし、物理量のポイント測定と同時に、火炎帯の位置についての情 報も得ることにより、火炎構造をより詳細に観察することを目的とした. 実験方法としては、シーディングを施した予混合気流と高温既燃ガス流との せん断混合層中に火炎を形成させ、レーザシートによる火炎断層像の可視化と、 静電探針によるイオン電流信号の同時測定により観察した.火炎断層像は,主 流とパイロット流の混合状態および燃焼反応による気体密度変化の可視化に, イオン電流信号は,画像上のある一点における燃焼反応の有無,あるいは反応 強度の検出に用いた.さらにこれらを同時に測定することにより,互いの相関 や一方の条件によるコンディショナルサンプリングなどのデータ処理を可能に し,単独測定に比べ,より多くの情報を得ることを試みた.

2.2 実験装置および方法

2.2.1 バーナ

実験用のバーナとして図2.1に示すような,内径17 mm,外径19 mmの主 流管の回りに幅9 mmのパイロット流用環状ボートをそなえたパイロットバー ナ付きブンゼンバーナを用いた.外側環状ボートの上部には図中左上に詳細を 示したようなマトリックスバーナが取り付けられており,これらの穴の一つ一 つに小さな火炎を形成することにより下流に高温既燃ガス流を作り出している. このバーナの特徴は,環状パイロットバーナに通常より幅の広いものを使用し ていることである.これによってパイロット流外側の周囲空気との混合の影響 をより下流まで押さえられることにより,主流予混合気とパイロット流との混 合層中で,反応帯が形成される様子が観察しやすいようになっている.

燃料には主流,パイロット流ともに都市ガス 13A-空気の予混合気を用いた. 流れ条件は,主流が断面平均流速u<sub>i</sub>=5 m/s,当量比ø<sub>i</sub>=0.50,0.55,0.60,0.65, パイロット流が断面平均流速u<sub>o</sub>=1 m/s,当量比ø<sub>o</sub>=1.0とした.都市ガス 13A の常温における可燃限界はø=0.55付近である.主流当量比が可燃範囲内にあ れば主流ボート上に円錐状の反応帯が観察されるが,可燃範囲外の場合は主流 ボート上に先端の開いた円筒状の反応帯が観察される.主流予混合気の当量比 の濃淡は主に予混合気の化学反応特性時間の大小に対応すると考えられるため, これを非常に薄く設定することにより比較的弱い乱れ強さの流れ条件下でも低 ダムケラ数の反応帯が形成できる. 2.2.2 計測装置

図2.2に供給系の概略を示す.パイロット流用の予混合気は、コンプレッ サから供給される空気と、昇圧装置によって昇圧された13A都市ガスからなり、 主流混合気は、ターボブロワにより供給される空気と都市ガスからなる.さら に主流空気供給系には、断層写真撮影のためのシード粒子供給装置が設置され、 これより気流中に混入されたシード粒子は、バーナ直前に配置されたサイクロ ン装置によって大径粒子が除去され、微粒子のみがバーナボートより噴出され る.なお、シード粒子にはトレーサ専用シリカ粒子 MSF (Micro Spherical Feather 公称平均粒径 2.2 µm)を用いた.

図2.3に測定装置を示す.断層写真撮影の光源には、Ar<sup>+</sup>レーザ(Spectra-Physics 2016,波長 514.5 nm,出力1w)を用いた.これより出射されるビーム 径約 1.5 mmの光束は、一枚目のシリンドリカルレンズによって垂直方向に広げ られた後、二枚目のシリンドリカルレンズによって水平方向に集光される.水 平方向の焦点は主流バーナリム上に当てられており、そこでのシート光の形状 は高さ約 50 nm,厚み約 131 µm である.これをバーナ出口上部に入射し、先の シード粒子によるミー散乱光像を、光干渉フィルタ(中心波長 514.5 nm、半値 幅 1.8 nm)を通して、レーザ光軸に直角方向に配置されたハイスピード CCD ビ デオカメラ(KODAK EKTAPRO HS Motion Analyzer、取り込み速度 9000 コマ/秒)で撮影し、火炎断面連続像を得る.得られた画像はパーソナルコン ビュータを介してデジタル記録される.

さらに、ハイスピードビデオカメラと正対する位置から、-18 Vに保たれた 太さ 0.1 mm,長さ 0.5 mmの静電探針の先端をレーザーシート中に配置し、静電 探針と火炎断面画像の位置関係を確認しながら、探針からのイオン電流信号を 得る.イオン電流信号は I – Vコンバータ (NF Electronic LI-76)によって電圧 信号に変換された後にプリアンプで増幅され、ハイスピードビデオカメラの画 像取り込みタイミング信号とともにA/Dコンバータ (Elmec EC-2390)を介し てパーソナルコンピュータに記録される. 観測部における座標軸は、主流出口中心を原点として、鉛直上方へz軸、半

2.3 データ処理方法

図2.4に画像データの処理例を示す.(b)に示された火炎断層の元画像は大 まかに見て3段階の輝度レベルの画像である.まず、この画像から静電探針の 像を除去するために,処理対象画像(b)及びそれと時間的に連続した前後の画像 ((a)および(c))との3画面について、位置的に対応する各画素の輝度最小値を とった画像(d)を作成する. それを処理対象画像(b)から減算することにより、静 電探針のような動かない像は取り除かれ、シード粒子のような移動する要素の みの画像が取り出される.その画像に半径4 pixelの範囲での輝度の移動平均を 取ることによるスムージング処理,濃淡分布一様化処理を行った結果(e)に,各 輝度レベルの不連続面に対応したしきい値による三値化処理およびノイズ除去 を行うと、図2.5(a)(b)(c)のように、中間輝度領域の噴流中心軸側境界(inner boundary)および外側境界 (outer boundary) により領域分けされた三値化画像 を取り出すことができる. この画像中 inner boundary より内側 (r軸-側)の画 像上白く表されている領域(以下 white zone と記す)は主流の未燃混合気であり, outer boundary より外側(r軸+側)の画像上黒く表されている領域(以下 black zone と記す) はパイロット流の高温既燃ガスである. そして inner boundary と outer boundary に挟まれた中間輝度領域(以下 gray zone と記す)は,

1) 主流の未燃混合気とパイロット流との混合領域

2) 主流混合気が燃焼した後の高温ガス領域

3) 主流混合気の燃焼ガスとパイロット流の高温燃焼ガスが混合する領域 のいずれかを表していると考えられる.しかし画像から得られる情報だけでは 各条件の各瞬間において gray zone が上記の内のどの構造に対応しているのかは 特定することはできない.

図2.5に、元画像より静電探針の位置を読みとって3値化画像上に+印で 示し,同時に測定されたイオン電流信号の変化と対比させた例を示す.図は渦 が静電探針を通過する前後の3つの瞬間を取り出した例である.これらの図よ

り, 渦の界面, すなわち gray zone の inner boundary 付近でイオン電流が最大を 示し, 渦の内部では中位, そして未燃混合気中ではイオン電流がほとんど観測 されないといった情報が得られる.

測定されたイオン電流の時間平均値などの統計量をバーナに固定された座標 系を用いて示すことはごく一般的に行われているが、時間と共に変動する火炎 を固定された座標系における平均値やrms値によって評価する方法では火炎 構造について得られる情報に限界がある. そこで本研究では, 多数の瞬間画像 から静電探針と inner boundary や outer boundary との相対位置を読みとり,変動 する反応帯上に座標原点を定めてイオン電流データを整理することにより、乱 流火炎構造を従来より詳細に観察することを試みた.

2.4 実験結果および考察

# ける反応帯の比較

混合気中に、そして約72%がgray zoneに存在することを示している.

2.4.1 可燃範囲外の予混合気に形成される反応帯と通常の伝ば火炎にお

可燃範囲外の希薄混合気中に形成される反応帯と,通常の伝ば火炎の差異を 調べるため,主流当量比Ø;=0.50および0.65のそれぞれについてせん断層付 近を観察した.主流噴口上方 z = 10, 20, 40 mm 断面におけるイオン電流強度 の平均値および rms値の半径方向分布を図2.6に示す.さらに図中に折れ 線で示したのは,各半径位置において静電探針が三値化画像上の各境界 (inner boundary, outer boundary)の外側にある時間割合を断面連続画像から判定して 示したものであり,実線が inner boundary,破線が outer boundary に対応してい る. つまり $\phi_i = 0.50$ , z = 40 mm, r = 11 mm の点を例にとると、この位置 では静電探針は時間割合として約26%がパイロット流中に、約2%は主流未燃

両当量比とも図中に示したバーナリムの真上を中央にして両側に反応領域が 広がっているが、イオン電流値はゆ;=0.65に比べてゆ;=0.50の場合は全体 に小さく,反応の強度が低いことを示している.イオン電流の分布形状に関し て、 $\phi_i = 0.65$ の場合は全般に inner boundary のすぐ外側で狭いピークを持つ

のに対して,  $\phi_i = 0.50$ の場合は inner boundary と outer boundary の間, つまり gray zone内からややパイロット流側にかけて広がったピークを持っていること が分かる.また、図中の実線と破線の横方向の間隔は定性的に gray zoneのr方 向の幅を表していると考えられるが、この幅の z 軸方向の変化は、 $\phi_i = 0.65$ の場合は下流に行くにしたがって大きく広がっていくのに対して、 $\phi_i = 0.50$ の場合のそれはわずかである.このことより, $\phi_i = 0.65$ の場合に比べて $\phi_i =$ 0.50 の場合は, gray zone 内での発熱量が非常に小さいと考えられる.

以上のことから、 $\phi_i = 0.65$ の場合は inner boundary のすぐ外側、つまり主 流未燃混合気のすぐ外側に薄い火炎面が存在し、それより外側の gray zone はお もに主流混合気の燃焼した高温ガス領域を表していると考えられる. これに対 して $\phi_i = 0.50$ の場合には, gray zone は主に主流未燃混合気とパイロット流と の混合領域を表しており、その混合領域からややパイロット流側にかけて広が った反応帯が分布していると考えられる.

さらに gray zone 付近の反応帯の構造を詳しく見るため、断層連続像の各コマ から読みとった,静電探針と inner boundary および outer boundary との距離 x i, x。mm をそれぞれ横軸と縦軸にとり,各相対位置における平均イオン電流値を 等値線図として表示することを試みた. 主流当量比Ø = 0.50, 0.65 に対し, 主流噴口上方 z = 10, 20, 40 mm 断面における結果を図2.7に示す.

まず、この図の表す意味を図2.7中の凡例をもとに説明する.この図中に おいて,  $x_i = 0$ の線は inner boundary を表し,  $x_o = 0$ の線は outer boundary を表す.そして第一象限は inner boundry および outer boundary 両方の外側にある 位置,つまり図2.5の三値化画像上の black zone を表し, 第三象限は inner boundry, outer boundary 両方の内側にある位置, つまり三値化画像上の white zone を表す. さらに, 第四象限は, inner boudary の外側で outer boundary の内側にあ る位置,つまり三値化画像上の gray zone を表している.図中で右上がりの線と なる $x_o - x_i = w$  (const) は,等 gray zone 幅線となる. ただし, グラフの左 上半分は inner boundary が outer boundary より外側にあることを意味するため, このような条件は実在しない.

全体的な傾向としては $\phi_i = 0.65$ の場合はイオン電流値のピークが inner boundary 寄りにあるのに対して,  $\phi_i = 0.50$ の場合は outer boundary 寄りにあ るのは前出の結果と同様である.この点で本実験で観察した火炎は反応帯の幅 に対して巨視的な変動が小さく,固定座標系による測定結果でも火炎構造の特 徴はかなりとらえられていると言える.しかし詳しく観察すると、 $\phi_i = 0.65$ の場合、イオン電流のピークの位置が Z=10 mm では gray zone の中央付近にあ り, z = 20 mm では inner boundary 寄りに移動し, z = 40 mm では再び outer boundary 方向へ移動する. これに対して,  $\phi_i = 0.50$  の場合は outer boundary 付近に広がった弱いイオン電流分布の傾向は、z位置が変わっても変化してい ないことがわかる.このことから、 $\phi_i = 0.50$ の場合は弱く広がった反応帯を 形成し、それは z 位置によってあまり変化しないのに対して、 $\phi_1 = 0.65$  の場 合には、反応帯の構造はz位置によって微妙に変化していると考えられる. さらに図2.7を見ると、それぞれの当量比においてはバーナポート上の距 離こに関わらず、図中の同座標ではほぼ同様のイオン電流分布が得られている ことが分かる.これは反応帯の構造の変化と gray zone 幅wの変化に何らかの関 係があることを示している.gray zone幅wは主に混合と反応の進行によって拡

結果を図2.9に示す.

にイオン電流のピークが見られるようになる.

大していくと考えられる. そこで混合および反応の進行にともなった反応帯構 造の変化の様子を調べるために, gray zone幅wによるコンディショナルサンプ リングを行った.  $\phi_i = 0.50$ における結果を図2.8に,  $\phi_i = 0.65$ における

 $\phi_i = 0.50$ , z = 10 mm では outer boundary の外側, black zone 中にイオン電 流のピークが見られる.これが $\phi_i = 0.50$ , z = 20 mm では, gray zone 幅Wが 小さい条件では z = 10 mm の場合と同様に outer boundary から black zone にかけ てイオン電流のピークが見られるが, gray zone幅wが大きくなるにつれて gray zone 内にイオン電流のピークが見られるようになる、そして $\phi_i = 0.50$ , Z = 40 mm になると, gray zone 幅wが小さい条件では gray zone 内にイオン電流のビ ークが見られるものの, gray zone 幅wが大きくなると, 再び outer boundary 付近

以上のことから考えると、全体的に outer boundary 付近にイオン電流のピーク が見られるのは前出の結果と同様である.しかしここでは、z=20 mm, w=1.5 mm, 2.0 mm および z = 40 mm, w = 1.5 mm において, gray zone 内に弱いながら もピークが見られる. これは gray zone 内において反応が進行するある時期にお いて、伝ば火炎が発生しかけたことを表しているのではないかと考えられる. しかしここでは伝ば火炎は発生せず,z=40mmのwが大きい条件では再び outer boundary 付近にピークを持つ構造へと変化している.

 $\phi_i = 0.65$ , z = 10 mm では gray zone 中でイオン電流のピークが見られるが, ここでは gray zone の幅が狭いので、これが gray zone 全体に広がった反応帯なの か薄い反応帯なのかは明確ではない.しかし inner boundary 上でのイオン電流の 立ち上がりがかなり急であることから, 層流火炎構造における予熱帯のような ものは存在していないと思われる.  $\phi_i = 0.65$ , z = 20 mm ではイオン電流が inner boundary 上で急に立ち上がり, gray zone 中の innner boundary よりでやや強 いイオン電流が観察される.そしてイオン電流値のピーク位置は gray zone 幅W が増えるにしたがって gray zone 中の innner boundary よりから徐々に gray zone 中央よりに移動している. z = 40 mm では z = 20 mm に比べて inner boundary 上 でのイオン電流の立ち上がりがなだらかになり,より強いイオン電流が観測さ れるようになる. そして, ここでも z = 20 mm の場合と同様に, イオン電流値 のピーク位置は gray zone 幅wが増えるにしたがって gray zone 中の innner boundary よりから徐々に gray zone 中央よりに移動している.

以上のことから考えると、 z=10 mm ではせん断層内の強い乱れによって伝 ば火炎構造が壊されるため、反応は主流予混合気とパイロット流との混合層内 で分散的に起こっていると考えられる. つまりイオン電流信号が gray zone 中の innner boundary よりで急に立ち上がるのは伝ば火炎構造が壊された結果,予熱帯 が巨視的に明確には存在しなくなるからであり、イオン電流値が弱いのは主流 予混合気が混合層内に分散した状態で反応が進むためと考えられる.

これに対して z = 40 mm では火炎面はせん断混合層から主流予混合気流へ移 動し,主流予混合気流を伝ばする伝ば火炎を形成していると考えられる.つま りイオン電流信号が inner boundary 付近でなだらかに立ち上がるのは巨視的な予 熱帯の存在を表しており、イオン電流値が強くなるのは主流混合気が薄い反応 面内で反応するからであると考えられる. そして Z = 20 mm は Z = 10 mm と Z = 40 mm の遷移領域にあたると考えられ る. つまりイオン電流が inner boundary 上で急に立ち上がるのは, せん断混合層 内で分散反応帯が形成されていることを示しており、イオン電流値のピーク位 置が gray zone 幅wが増えるにしたがって gray zone 中央よりに移動するのは主 流予混合気流に巨視的な予熱帯を形成しつつある段階であることを示している と考えられる.

2.4.2 希薄可燃限界付近における当量比の変化による火炎構造の変化 次に,この両構造の中間に当たる遷移域ではどのような火炎構造が現れるか について検討した.図2.10に主流当量比をøi = 0.50, 0.55, 0.60, 0.65と 変化させた場合の Z = 20 mm 断面におけるイオン電流強度の平均値および r m s値の半径方向分布を示す. φ<sub>i</sub> = 0.50の場合は,上述のように弱いイオン電 流がフラットトップ状に分布しているが、 $\phi_i = 0.55$  になると outer boundary のすぐ外側にピークが目立ちはじめる. さらに $\phi_i = 0.60$ になると $\phi_i = 0.50$ , 0.55 の場合のような弱いイオン電流分布の部分はまだ見られるが, outer boundary のすぐ外側のピーク値は $\phi_i = 0.65$ の伝ば火炎のピーク値とほとんど 変わらない値まで上昇していることが分かる.そしてゆ;= 0.65になると,イ オン電流値のピーク位置は inner boundary のすぐ外側へ移動し、 $\phi_i = 0.50$ か ら 0.60 の場合とは明らかに傾向が違うことがわかる.このことから火炎構造の 変化は $\phi_i = 0.60 \ge \phi_i = 0.65$ の間でかなり急に起こっていると推測される. 次にz = 20 mm 断面において主流当量比を $\phi_i = 0.50, 0.55, 0.60, 0.65$ と 変化させた場合の結果について、図2.7と同様に整理した分布図を図2.11 に示す.この結果からも、 ø; = 0.50, 0.55, 0.60の場合は当量比が高くなるほ ど outer boundary のすぐ外側のイオン電流値が高くなっていることがわかる. そ して,特に $\phi_i = 0.60$ の場合には, gray zone 幅wが大きくなるにつれて outer

boundaryのすぐ外側のイオン電流値が大きくなっていくことがわかる.

そこで gray zone 幅wの変化によるイオン電流分布の変化を詳しく見るため, 2.9と同様の処理を施した分布図を図2.12および2.13に示す.この 結果から、図2.10を見る限りでは同様の傾向を持つと思えため;=0.50, 0.55, 0.60 のイオン電流分布について, それぞれが違った特徴を持っていること がわかる.  $\phi_i = 0.50$ の場合は, gray zone 幅wが増加するにつれて gray zone 内のイオン電流値はわずかに増加し, outer boundary のすぐ外側においてイオン 電流値はわずかに減少する.  $\phi_i = 0.55$ の場合は, gray zone 幅wが増加するに つれて gray zone 内のイオン電流値が増加する傾向は,  $\phi_i = 0.50$ の場合と同じ であるが, outer boundary のすぐ外側のイオン電流値は, gray zone 幅wの変化に よってあまり変化しない.  $\phi_i = 0.60$ の場合は gray zone 幅wが変化しても gray zone 内のイオン電流値はほとんど変化しないか, 逆にわずかに減少している. しかし outer boundary すぐ外側のイオン電流値は gray zone 幅wが増加するにつ れて大きく増加している.

イオン電流の値から見て、少なくともøi = 0.65以外のケースでは、まだ伝 ば火炎は出現していないと考えられる.つまりここに挙げた $\phi_i = 0.50, 0.55,$ 0.60 のケースにおいて、反応は主に主流予混合気とパイロット流との混合に支 配されていると言える.そしてwが増加するにつれての,つまり混合および反 応が進行するにつれての, gray zone内のイオン電流値の変化が, 主流当量比が 高くなるにつれて増加から減少へ転じることから、当量比が高いほど gray zone 内での主流予混合気とパイロット流との混合が抑制されていることがわかる. これには gray zone のすぐ外側のイオン電流値の大小が影響していると考えられ る. つまり gray zone のすぐ外側の反応強度が強ければ、そこでの発熱量が多く なり,主流予混合気とパイロット流との間に熱膨張したガスによる高動粘性層 が形成され,主流とパイロット流の混合を抑制するものと考えられる.本実験 と類似のバーナにおいて燃焼反応による既燃ガス層がせん断層を半径方向外側 へ移動させる現象は Chen ら<sup>(3)</sup>によっても報告されている.

以上の考察から, 主流当量比が可燃範囲外から可燃範囲に近づくほど, 主流 予混合気とパイロット流のせん断混合層は発達しにくくなることになる.この ことは主流予混合気がバーナーボート出口直後においてぎりぎり着火できない 程度の濃度である場合,ぎりぎり着火可能な混合気の場合と比べて,化学反応 特性時間の差以上に着火が起こりにくくなることを示している。つまり主流予 混合気がバーナーポート出口直後においてぎりぎり着火できない程度の濃度で あった場合,主流予混合気とパイロット流の間に混合層が形成され,そこはや や反応性の低い予混合気の層となる.というのは、そこでは主流供給予混合気 はパイロット流によって希釈され,同時に予熱されたものの伝ば火炎は形成で きなかった領域であり、さらに伝ば火炎は形成できなかったものの分散反応的 には反応が進行し、燃料が消費されているからである.そして下流において、 φ<sub>i</sub> = 0.60の結果に見られるように、反応の強い部分が混合層のパイロット流 側から出現すると, 伝ば火炎はこの反応性の低い混合層を伝ばしていかなけれ ば主流に到達できなくなる.このことが φ<sub>i</sub> = 0.65 と φ<sub>i</sub> = 0.60 の間で火炎構 造が大きく変わっている原因であると推察される.

#### 2.5 結 言

混合気中にシーディングを施した乱流予混合火炎を対象として, レーザシー ト光とハイスピードビデオカメラを用いた火炎の可視化と,静電探針によるイ オン電流信号から得られる反応領域の同時測定を行い、可燃範囲内外の希薄予 混合気を供給した場合の火炎構造の変化について検討した. その結果, 以下の 知見を得た。

- 分かった.

(1) 主流に可燃範囲内の予混合気を供給した場合に見られる火炎は、主流未燃混 合気流のすぐ外側に薄い反応面を持つが,可燃範囲外の希薄予混合気を供給 した場合に見られる火炎は、主流未燃混合気と高温パイロット流との混合層 のやや高温パイロット流側に中心を持つ,広がった反応帯を形成することが

(2) 反応強度の強い薄い反応面と反応強度の弱い広がった反応帯との遷移領域

では,化学反応と流れの相互作用の結果,火炎構造の変化はわずかな化学反応特性時間の差で起こる.

(3) ボイント計測の結果を、ポイント測定位置と火炎断層像中の境界との相対位置によってコンディショナルサンプリングして整理することにより、乱流中における火炎の位置的変動の影響を排除した火炎構造を観察することができた.

### 参考文献

- (1) Mastorakos, E., Taylor, A.M.K.P. and Whitelaw, J.H., Combust. Flame, **102** (1995), 101.
- (2) 高橋丈雄, 香月正司, 水谷幸夫, 日本機械学会論文集, 58-547B (1992), 929
- (3) Chen, Y.C., Peters, N., Schneemann, G.A., Wruck, N., Renz, U. and Mansour, M.S., Combust. Flame, 107 (1996), 223.
- (4) 水谷幸夫, 燃焼工学, (1977), 森北出版
- (5) 水谷幸夫, 燃焼工学 第2版, (1989), 森北出版
- (6) 辻 廣, 機械の研究, 28-30, (1976-1978)



13A-Air mixture 図2.1 Burner





図2.3 Experimental apparatus



⊠2.4 Example of image processing



⊠2.5 Example of processed image and ion current







2.7 Local mean ion current in terms of relative distance from ionization probe to inner and outer boundary







zone image at  $\phi_i = 0.65$  (conditional sampling in terms of gray zone width w)









from ionization probe to inner and outer boundary at z = 20 mm



(b)  $\phi = 0.55$ 

 $\boxtimes 2.12$  Local mean ion current relative to the distance from inner boundary of gray zone image at z = 20 mm (conditional sampling in terms of gray zone width w)



(c)  $\phi = 0.60$ 



(d)  $\phi = 0.65$ 

 $\boxtimes 2.13$  Local mean ion current relative to the distance from inner boundary of gray zone image at z = 20 mm (conditional sampling in terms of gray zone width w)

#### 3. 火炎診断用同時計測システムの開発

#### 3.1 まえがき

前章では火炎断層像とイオン電流の同時測定によりイオン電流値を火炎断層 像中の輝度不連続面を基準として整理し、火炎構造について検討を加えた.そ の結果、希薄可燃限界付近の火炎構造の変化についていくつかの知見は得られ たが、測定された物理量がイオン電流値のみであったため、火炎構造を解明す るには少々不十分であった.そこで現象をより詳細に観察するため、さらに多 くの物理量を同時計測する測定システムを構築した.

具体的な計測量としては、火炎断層連続像撮影および流速、火炎発光、温度 のポイント測定を選んだ.前章においては反応の有無、あるいは強弱を、静電 探針により得られたイオン電流値により判定していた.しかし物理的なプロー ブを火炎中に挿入する方法を採用する限り、さらに多くの物理量を同時に測定 しようとしても同一点で計測を行うことは困難である.そこで本実験では反応 の有無および強弱の判定にラジカル自発光強度、流速測定にLDVといった光学 測定をできる限り利用することにより同時測定を実現することにした.しかし 温度の光学的計測は装置が複雑、高価になるため、本実験では遅れ補償熱電対 を用いることにした.

#### 3.2 計測装置

図3.1に測定装置を示す、断層写真撮影の光源には Ar<sup>+</sup>レーザ(Spectra-Physics 2017, 波長 514.5nm, 出力3 W)を用いた.これにより出射されるビームは約 10 m の光路を経てビーム径を約 8 mm に拡大された後,一枚目のシリンドリカ ルレンズによって垂直方向に広げられ,二枚目のシリンドリカルレンズによっ て水平方向に集光されレーザシート光を形成する.水平方向の焦点は流速・火 炎発光測定体積中心の 10 mm 前方に当てられており,測定体積部でのシート光 の形状は高さ約 50 mm,厚み約 0.3 mm となっている.これをバーナ出口上部に 入射し,主流中に混入されたシード粒子によるミー散乱光像を,光干渉フィル

タ(中心波長 514.5 nm,半値幅 1.8 nm)を通して、レーザ光軸に直角方向に配置されたハイスピード CCD カメラ (KODAK EKTAPRO HS Motion Analyzer、取り込み速度 9000 コマ/秒)に撮影し、火炎断層連続像を得る.得られた画像はパーソナルコンピュータ (NEC PC9801ES)を介してデジタル記録される. そしてレーザシート中の一点に LDV の測定体積を配し流速を測定した.LDVの光源には Ar<sup>+</sup>レーザ (Spectra-Physics 2017、波長 488 nm,出力 1.3 W)を用いた.これにより出射されるビームはマニプレータにより光ファイバへ導入され、LDVトランスミッタから測定部へ入射される.測定体積部でのレーザ光強度は60 mWとなっている.

さらに、LDV の測定体積上に焦点を結ぶように受光プローブが配置されてお り、火炎ラジカル自発光および LDV のドップラーバースト信号を同時に測定す る.受光プローブには色収差のないカセグレン光学系(1)を用いており,波長の異 なる複数の光信号について同一の視野を確保している. 受光プローブにより受 光された光は光ファイバを通って検出部へ導入され、ダイクロイックミラーと 光干渉フィルタ(中心波長と半値幅は OH 自発光用が 308.5 nm と 18 nm, CH 自 発光用が 430.5 nm と 10 nm, LDV 用が 488.0 nm と 10 nm) によって OH 自発光, CH 自発光, LDV ドップラーバースト信号に分離され, それぞれ光電子増倍管 (OH 自発光用, CH 自発光用が浜松ホトニクス R106UH, LDV 用が DANTEC 57X10) により電流信号に変換される.OH, CH 自発光信号は I-Vコンバータ (NF Electronic LI-76)によって電圧信号に変換された後プリアンプで増幅され, プログラマブルフィルタ (NF Electronic FV-665) によって5 kHz以上の高周波 成分が取り除かれた後、A/Dコンバータ (Elmec EC-2390、サンプリングタイ ム 20 us), パーソナルコンピュータ (NEC PC-9801UV) を介してデジタル記 録される.LDV ドップラーバースト信号は専用信号処理機(DANTEC 58N10) にて処理され、パーソナルコンピュータ (IBM PS/V 2405 YVB)により記録され 3.

LDV および火炎発光の測定点の 0.4 mm 下流に,シリカコーティングを施した 素線径 25 µm のR熱電対を配置し,温度を測定した.熱起電力信号はプリアン

プで増幅された後ハイスピード C C D カメラのフレーム取り込みタイミング信 号やラジカル自発光信号と共にA/Dコンバータにより記録される.

これらの信号の取り込みのタイミングはパルスディレイジェネレータ (PDG) (Stanford Research Systems WC Model DG535) によって同期がとられて いる. PDG の出力信号波形を図3.2に示す.時刻 T<sub>0</sub>は PDG のスタートボタ ンを押した時刻である.正論理信号 AB は LDV およびA/Dコンバータのデー タ取り込みスタート信号として利用され,LDV はこの信号が立ち上がっている 間,A/Dコンバータはこの信号の立ち上がりから約 0.6 s の間データを記録す る. 正論理信号 CD はハイスピード CCD カメラの画像取り込みスタート信号お よび LDV の粒子到達時刻タイマーのリセット信号として利用されるとともにA /Dコンバータの ch.2 で記録される.

上に述べた同時測定系の測定体積の詳細を図3.3に、カセグレン光学系の 視野における集光率分布を図3.4<sup>(1)</sup>に示す.光学測定系の空間分解能は両図に 示したとおりであり、ハイスビード CCD カメラの解像度は約 100 µm/pixel であ る.時間分解能は、火炎発光については使用したプリアンプの特性から約 100 kHz,LDV については内部タイマーの量子化誤差から約 1 MHz,ハイスビード CCD カメラについては使用したフレームレートから9 kHz となっている.LDV の速度データは処理機内部の量子化誤差により、流速3 m/s で±1%、5 m/s で ±0.6%の誤差を含む.遅れ補償熱電対の空間分解能は 10<sup>-1</sup> mm のオーダーと考 えられている<sup>(2,3)</sup>.時間分解能については、一次遅れ補償の信号処理法について は 10 kHz 以下と考えられているが<sup>(2)</sup>、実験によって得られる熱電対の起電力信 号にはそれほどの高周波成分は含まれていない.本実験においても熱電対の起 電力信号のパワースペクトルには 2.5 kHz 以上の成分はほとんど見られず、25 µm 遅れ補償熱電対の総合的な周波数応答特性は約 2.5 kHz 程度と考えられる.

観測部における座標軸は,主流出口中心を原点として,鉛直上方へz軸,半 径方向へr軸を設定した. 3.3 データ処理方法
3.3.1 画像データ処理
図3.5に画像処理の一例を示す.画像処理は基本的には第2章で採用した 方法と同じであるが,断層撮影用レーザの出力アップにより画像のコントラス トが向上したことと,熱電対の画像への写り込みが静電探針プローブより小さ いため,少し簡略化されている.処理はまずハイスビードカメラの元画像に半 径1 pixelの範囲での輝度の移動平均を取ることによるスムージング処理を施す. (図3.5(a)参照) 図3.5(a)中,中央付近に明るく写っているのが熱電対 である.次にこの画像における各画素の輝度の PDFを描く.(図3.5(b)参照) このグラフは典型的には3つの山と二つの谷を持つ形になる.そして,この2 つの谷に対応する輝度レベルを画像の inner boundary, outer boundary に対応する しきい値として3値化する.(図3.5(c)参照) 図3.5(c)中,クロスで表 したのは熱電対およびカセグレンプローブの測定点である.

3.3.2 LDVデータ処理 本実験ではLDVデータから平均流速,乱れ強さ,乱れスケールを抽出した. 平均流速および乱れ強さは流速データの算術平均値およびrms値として,乱 れの積分スケールは離散流速データからスロット法<sup>(4)</sup>により求めた.そして Taylorスケール,Kolmogorovスケールは積分スケールから等方性乱流の理論<sup>(5,6)</sup> により算出した.

乱れの積分スケールは実験的には,流速の時系列データから自己相関関数 g(y) を求め,これと y,g 軸とで囲まれる面積と等しい面積を持つ単位高さの長方形 の底辺の長さとして定義される.自己相関関数は一般に以下の式で表される.

$$g(y: 0 \le y \le T/2) = \frac{\int_{0}^{y_2} u'(t) \cdot u'(t)}{\int_{0}^{y_2} u'(t) \cdot u'(t)}$$

ここで,

38

 $+y) \cdot dt$ 

(3.1)

 $(t) \cdot dt$ 

#### T : 全観測時間

u'(t) : 時刻 t における変動流速

流速データがA/Dコンバータ等によって時間的に等間隔で得られていれば, 式(3.1)を離散化した以下の式によりg(y)が計算できる.

$$g(i\Delta t: 0 \le i \le \frac{n}{2}) = \frac{\sum_{j=0}^{n/2^{-1}} u^{i}(j\Delta t) \cdot u^{i}(j\Delta t + i\Delta t)}{\sum_{j=0}^{n/2^{-1}} u^{i}(j\Delta t) \cdot u^{i}(j\Delta t)}$$
(3.2)

ここで,

: A/Dコンバータのデータ総数 n

: A/Dコンバータのサンプリングタイム  $\Delta t$ 

しかし流速データが LDV で得られたものである場合,流速データは不規則な間 隔で得られるため、 $u'(j\Delta t)$ や $u'(j\Delta t + i\Delta t)$ が計測できるとは限らず、式(3.2)の計 算ができない場合がある. そこで絶対的な時間軸ではなく, 各速度データの得 られた時刻  $t_i を基準にしたうえで、時刻 <math>t_i + y$ の速度  $u'(t_i + y)$ の値として、時刻  $t_i$ + $y - \Delta s_{2}$ から $t_{i} + y + \Delta s_{2}$ の間に得られた速度データを用いて計算する方法がス ロット法である.

$$g(y) = \frac{\sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^{n} u_{i}^{i} \cdot u_{j}^{i} \Big|_{y = \frac{\Delta s_{2}}{2} \le t_{j} - t_{i} \le y + \frac{\Delta s_{2}}{2}}}{\sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^{n} u_{i}^{i} \cdot u_{i}^{i} \Big|_{y = \frac{\Delta s_{2}}{2} \le t_{j} - t_{i} \le y + \frac{\Delta s_{2}}{2}}}$$
(3.3)

ここで,

Δs : スロット幅

*u'*; :LDV により計測された i 番目の変動速度データ

 $t_i$ : LDV により計測された i 番目のデータの時刻

スロット法を用いる場合,スロット幅∆sはパラメータとして与えなければなら ない. Δsを小さくしすぎると、各 v について有効に積算される速度データが少 なくなるため,g(y)の推定の精度が悪くなる.しかし,Δsは大きいほどよいと言 うわけでもない.スロット法はそのアルゴリズムから考えて,スロット幅Δsの

けスロット幅を大きくとることにして、 $\Delta s = 0.2 \text{ ms}$ とした. こうして求められた g(y)に,指数関数(5)によってカーブフィットを施し,その た.

$$\frac{l_T^2}{L_E} = \frac{Cv}{\sqrt{u'^2}}$$
$$l_K = (\frac{v'}{\varepsilon})^{\frac{1}{2}}$$
$$\varepsilon = \frac{15vu'^2}{l_T^2}$$

ここで,

С	:	比例定数 = 24.32 (7
v	:	動粘性係数
u'	:	変動速度
ε	:	乱れエネルギーの注

3.3.3 熱電対のデータ処理方法 A/Dコンバータに記録された熱電対の起電力信号は,計算機上で数値演算 処理により高周波ノイズの除去、一次遅れ補償、輻射補正がかけられ温度変動 信号に変換される.

高周波ノイズの除去には FFT を用いた周波数領域法(9)を採用した.これは測 定波形である時系列データ x(t)をフーリエ変換して得られる X(w)に, 周波数面 上でフィルタ関数W(w)を乗じた関数X(w)・W(w)を、逆フーリエ変換すること により平滑化波形を得る方法である.フィルタ関数には周波数面上で矩形の特

内では速度変化は無視できることが前提になっていることは明らかである.し かし現実には、速度はAs内でもいくらかの変動を持つため、本来g(0)=1となる べきところがg(0) < 1となってしまう.この誤差は、Asを大きくすればするほど 顕著になっていく.そこで本研究では,g(0) > 0.95 が維持できる範囲でできるだ

値が 1/e となる点の y の値を積分 (Euler) スケール  $L_E$  とした. Taylor スケール  $l_T$ および Kolmogorov スケール  $l_{\kappa}$ は、それぞれ以下の関係式を用いて  $L_{\epsilon}$ から算出し

> (3.4)(3.5)(3.6)

消散率

性を持つ理想フィルタ (カットオフ周波数 2.5kHz)を用いた.

熱電対の起電力は熱電対自身が熱容量を持つため,周囲ガス温度が激しく変 動する場合には完全に追従しているわけではない. そこでこの応答遅れを一次 遅れ系であると考え,測定波形に遅れ補償を施して温度変動波形を復元する方 法が広く利用されている(10-15).熱伝導による損失と表面の触媒作用による影響 を無視し、熱放射の影響を補正すると(16,17)ガス温度は次式で表される.

$$T_{g} = T_{K} + \tau \frac{dT_{K}}{dt} + \frac{\sigma \varepsilon f}{h} (T_{K}^{4} - T_{W}^{4})$$
(3.7)

ここで,

$T_{g}$	: 被測温媒体の温度
$T_{\kappa}$	:素線の温度
$T_{W}$	: 周囲の温度 = 300 K
τ	: 時定数 = 8.3 ms <sup>(16)</sup>
σ	: ステファン・ボルツマン定数 = 5.67x10 <sup>-8</sup> W/(m <sup>2</sup> ·K <sup>4</sup> )
ε	:素線の放射率 = 0.2
f	: 形態係数 = 1 <sup>(17)</sup>
h	: 熱伝達率 = $\frac{\rho cd}{4\tau}$ (16)

- :熱電対素線の密度 21640 kg/m<sup>3</sup> P
- :熱電対素線の比熱 133 J/(kg・K) C
- d :熱電対素線の直径 25x10<sup>-6</sup> m

高周波ノイズの除去された熱電対起電力データはリニアライジング処理を施さ れ、熱電対温度データに変換された後、式(3.7)に基づいて測定量であるガス温 度に変換される.なお、温度勾配 dT<sub>x</sub>/dt の計算はA/Dコンバーターデータの 量子化誤差の影響を避けるため、2次多項式適合による5点平滑化微分(9)により 求めた.

3.4 結言

図3.6に信号例として,OH ラジカル自発光強度 IoH,遅れ補償を施した温

度信号 T,ポイント測定点から画像上の inner boundary までの距離 X をハイスピ ード CCD カメラのフレームタイミングを横軸にとって整理した図を示す.ここ で X,は正が既燃ガス側,負が未燃予混合気側を表す.この例では各信号はほぼ 同期した形で変化していることがわかる.このように固定座標点でポイント測 定を行うとともに,画像によってその瞬間の信号が火炎のどの位置から得られ たものかを確認できるようにした結果、簡単かつ幅広い物理量に対応できるポ イント測定に、従来は二次元測定でなければ得られなかった空間位置情報を関 連づけることができた.これにより、比較的容易に火炎構造についての詳細な 観察が可能となった.

#### 参考文献

- 317.
- 498.

(1) 若林 卓, 赤松史光, 香月正司, 水谷幸夫, 池田裕二, 河原伸幸, 中島健, 日 本機械学会論文集, 64-619B (1998), 925. (2) Yoshida, A, Kubozuka, S and Nakamura, S, Combust. Sci. and Tech., 65 (1989), (3) 古川純一, 岡本京子, 平野敏右, 第35回燃焼シンポジウム前刷り集, (1997), (4) Gaster, M. and Roberts, J.B., J. Inst. Maths Applics, 15 (1975), 195. (5) Taylor, G.I., Proc. Roy. Soc., Lond., A151 (1935), 421. (6) Kolmogorov, A.N., J. Fluid Mech., 13, 82. (7) Dryden, H.L., Q. Appl. Maths., 1 (1943), 7. (8) Abdel-Gayed, R.G. and Bradley, D., Trans. ASME, 991-4 (1977), 732. (9) 南 茂夫, 科学計測のための波形データ処理, CQ 出版社 (10) Shepard, C.E. and Warshawsky, I., NACA TN 2703, (1952). (11) Lockwood, F.C. and Odidi, A.O.O., Proc. 15th Symposium (International) on Combustion, (1975), The Combustion Institute, 561. (12) Ballantyne, A. and Moss, J.B., Combust. Sci. Technol., 17 (1974), 63. (13) Yoshida, A. and Gunther, R., Combust. Sci. Technol., 26 (1981), 43. (14) Yanagi, T. and Mimura, Y., 18th Symposium (International) on Combustion, (1981), The Combustion Institute, 1031. (15) Katsuki, M. et al., Combust. Flame, 67-1 (1987), 27.

(16) 田川正人,奥田光彦,太田安彦,日本機械学会論文集(B編), 62-598, (1996-6),

2506.

(17) 大竹一友, 機械の研究, 37 (1985), 599.

(18) 水谷幸夫, 燃焼工学, (1977), 森北出版

(19) 水谷幸夫, 燃焼工学 第2版, (1989), 森北出版

(20) 辻 廣, 機械の研究, 28-30, (1976-1978)



図3.1 Experimental apparatus



図3.3 Details of measuring volume



Threshold value for inner boundary

Threshold value for outer boundary





図3.4 光線追跡法から計算されるMICROの集光率分布

図3.5 Example of image processing



図3.6 Example of signals

4. 火炎断層像, ラジカル自発光, 温度, 流速の同時測定による 低ダムケラ数火炎構造の観察

### 4.1 まえがき

第2章では火炎断層像とイオン電流の同時測定によりイオン電流値を火炎断 層像中の輝度不連続面を基準として整理し、火炎構造について検討を加えた. その中で, gray zone の物理的意味について以下の可能性をあげた. a)主流予混合気とパイロット流の混合層 b)主流予混合気が燃焼した既燃ガス c)主流予混合気の既燃ガスとパイロット流との混合層 このなかで c)についてはさらに c1)主流予混合気がパイロット流と混合した後に反応した領域 (a)→c)) c2)主流予混合気が燃焼した既燃ガスがパイロット流と混合した領域(b)→c)) の2つの可能性が考えられるが、イオン電流信号からだけではこれらの区別は できなかった.希薄可燃限界付近の火炎構造が遷移する領域においては c)領域 がある程度広く存在すると予測されるため,これを特定することは火炎構造の =0.65の間の火炎構造の変化が非常に大きかったため、その中間の構造について の考察も推測の域を出ないものであった. そこで本章においては、燃焼反応の強弱に加えて流速や温度のポイント測定 も同時に行うことにより、特に、反応強度の弱い広がった反応帯から反応強度 の強い薄い反応帯への遷移域にある火炎構造をより詳しく観察する.

## 4.2 実験装置および方法

4.2.1 バーナ

バーナおよび燃料については第2章と同一のものを用いた. 流れ条件は, 主流が断面平均流速 $u_i = 5 \text{ m/s}$ および $u_i = 3 \text{ m/s}$ , 当量比 $\phi_i = 0.45, 0.50, 0.55, 0.60, 0.65, パイロット流が断面平均流速<math>u_o = 1 \text{ m/s}$ , 当量比 $\phi_o = 1.0 \text{ cbs}$ .

計測断面はバーナポート面から上方への距離 z = 20 mm および 40 mm の断面と した. 第2章では z = 10 mm においても計測を行ったが,今回は z = 10 mm 断面 では火炎発光計測の視野がパイロットバーナの火炎先端にかかってしまい信頼 性のあるデータがとれなかったため採用しなかった.

4.2.2 計測装置

図4.1に供給系の概略を示す.主流予混合気,パイロット流予混合気とも にコンプレッサから供給される空気と昇圧装置によって昇圧された 13A 都市ガ スからなる.そして,主流空気供給系に LDV 計測および断層像撮影のためのシ ード粒子供給装置が設置されている.これにより気流中に混入されたシード粒 子は,バーナ直前に配置されたサイクロン装置によって大径粒子が除去され, 微粒子のみがバーナポートより噴出される.なお,シード粒子にはトレーサ専 用シリカ粒子 MSF (Micro Spherical Feather 公称平均粒径 2.2µm)を用いた. 測定装置は第3章に示した火炎診断用同時計測システムを使用した.

4.3 実験結果および考察

4.3.1 固定座標系による観察データの考察

本項では乱流の積分スケールなど、火炎断層像中の境界とポイント測定点と の相対距離を軸にしたデータ整理では算出できない値との対比をする関係上, まず固定座標系によるデータ整理結果について検討する.

主流断面平均流速 $u_i = 3 \text{ m/s}$ , 5 m/s, バーナポートからの距離z = 20 mm, 40 mm において,主流予混合気の当量比 $\phi_i = 0.45$ , 0.50, 0.55, 0.60, 0.65 と変化さ せた場合の OH ラジカル自発光強度の半径方向分布を図4.2~図4.5に,局 所流速の時間平均値およびrms値の半径方向分布を図4.6~図4.9に, 局所温度の時間平均値およびrms値の半径方向分布を図4.10~図4.1 3示す.なお CH ラジカル自発光信号は,LDV 用のレーザ光がシード粒子によ り散乱されたと見られるノイズにより,画像上の white zone から gray zone にか けて強いバイアス成分がかかった状態で測定されたため,考察対象からはぶい た.

図中の折れ線は、カセグレン受光プローブの測定点が三値化画像上のそれぞ れの境界(inner boundary-図中実線, outer boundary-図中破線)の外側(パイ ロット流側)にある時間割合を断層連続像から判定して示したものである(第 2章参照).

z=20 mm 断面における OH 自発光強度の分布, 図4.2~図4.5は, 当量 比が低い場合は gray zone 全体に広がった弱い発光分布を示し、当量比が高い場 合は inner boundary 付近に強いピークを持つ発光分布となっている. これは第2 章のイオン電流分布の結果,図2.10と概ね一致しているといえる.しかし 対して、ここで得られた結果は $\phi_i = 0.65$ に近い.しかし、 $\phi_i = 0.60$ 付近の火 炎構造の変化が,わずかな条件の変化で起こっているとした第2章の結論から すると、この測定結果は決して意外ではない. つまり、本装置でコントロール できる流量の精度や,実験時の気象条件といったわずかな影響因子によって現 象が変わるほど微妙な領域であると考えられるからである. 局所平均流速の分布を見ると、図4.6、図4.8に示した z=20 mm 断面で はゆ,の変化に対してあまり目立った変化は見られないが,図4.7,図4.9 に示した z = 40 mm 断面では、 $\phi_i$  が増加するにつれて gray zone 内に局所平均 流速の増加が見られる.これは z = 20 mm 断面までにおこった反応の絶対量が少 ないのに対して, Z=40 mm 断面になるとかなり反応が進み, 熱膨張した既燃ガ スが流速分布を変化させるに十分な量に達しているからであると考えられる. 局所平均温度の分布は、図4.10~図4.13に示した全条件において、 ゆ,が増加するにつれて inner boundary 付近の空間温度勾配が急になり, gray zone 中の空間温度勾配が緩やかになる.これはゆ,が低い条件にあっては,発熱はgray zone 全域で起こっているのに対して、 $\phi_i$ が高い条件では inner boundary 付近で 集中して起こっているためであると考えられる. ∮ i = 0.60 付近の遷移域での火炎構造変化について、第2章では∮ i = 0.55 以 下の場合に見られる outer boundary 付近のピークが、 ø, が大きくなるにつれて

伝ば火炎に成長し、それが inner boundary 付近へと移動していき、ついには $\phi_{i}$ = 0.65 の場合に見られるような火炎構造にいたるのではないかと推察した.本章 では、その遷移領域をより詳しく観察する.

遷移領域付近の OH 自発光強度分布 (図4.2(d), 図4.3(d), 図4.4(d)(e), 図4.5(d))を詳しく見ると、すべての流れ条件でピーク位置の両側に、ピー クよりやや弱い発光を伴っていることがわかる. ピークの発光強度は、各図 (a)(b)(c)に示した ø;=0.55 以下の場合より明らかに強く, ピーク位置に反応強度 の強い薄い反応帯が存在していることは明らかである.そして Z = 40 mm 断面の OH 自発光強度分布(図4.3,図4.5)に対応する流速分布(図4.7,図 4.9)を併せて見ると、伝ば火炎が存在する(e) ø = 0.65 については、OH 自 発光のピーク位置のすぐ外側に流速の増加が見られるのに対して, 遷移領域付 近にあたる(d) Ø = 0.60 では, OH 自発光のピーク位置のすぐ外側ではなく, ピ ーク位置外側に見られるやや弱い発光のさらに外側に流速の増加が見られる. これは(d) ø;=0.60において, ピーク位置にある反応強度の強い薄い反応帯が出 現直後であるのに対して, ビーク位置両側のやや反応強度の弱い反応帯は出現 してからいくらか時間がたっていることを示している.つまり, (d) ø = 0.60 の 結果は、やや反応強度の弱い gray zone 中に広がった反応がある程度進行した後、 その中央付近に反応強度の強い薄い反応帯が出現し始めたところをとらえたも のであると考えられる.

つぎに、 Z = 40 mm における局所平均温度分布, 図4.11, 図4.13を見 ると、(c) Ø i = 0.65 では OH 自発光のピーク位置のすぐ外側に平均温度の空間勾 配がほとんどない領域がある.これは OH 自発光ピーク位置に伝ば火炎面があり, その外側には主流予混合気中を伝ばする伝ば火炎によって発生した既燃ガスが 存在するためで、この部分の温度は予混合気の当量比に依存し、パイロット流 の影響をあまり受けていない. これに対して, ø = 0.60 では OH 自発光ピーク 位置に薄い反応面はあるものの出現直後であり、まだその外側に既燃ガスの層 が十分に形成されていないため、温度分布には主流予混合気とパイロット流と の混合に支配された、反応強度の弱い広がった分散反応的な反応帯の特徴が現

れているものと考えられる.

以上の結果から考えると、伝ば火炎は第2章で考察したように、 Ø = 0.55 以 下の場合に見られる outer boundary 付近のビークが,当量比の増加とともに成長 して出現するのではなく, gray zone 中央付近に別個に出現する推察される. つぎに,各測定点における流速データより算出された積分 (Euler) スケール を図4.14~図4.17に示す.図4.14,図4.15に示したu;=3m/s の場合と図4.16,図4.17に示したu<sub>i</sub>=5m/sの場合との間にはあまり大 きな傾向の違いは見られない.  $u_i = 5 m/s$ において(特に $\phi_i$ が低い条件で) $u_i$ =3 m/s より値がばらついているのは, u i = 5 m/s では乱れの積分スケールが大 きいわりには乱れが強く,大きな渦内の不均質性が巨視的な分布に現れている ためと考えられる.

部分との境目にあたっている.

まず, (e)  $\phi_i = 0.65$  の場合について考える. gray zone 中央付近にある積分スケ ールのピーク付近の領域は、OH 自発光分布, 流速分布, 温度分布についての考 察では、伝ば火炎面背後の既燃ガス帯に相当すると考えた.この領域では、伝 ば火炎面背後の既燃ガス帯が火炎面前面に比べて高温となっているため,動粘 度の増加により小さなスケールの渦が急速に消散した結果,積分スケールが増 大したと考えられる.

一方, gray zoneの outer boundary よりにある積分スケールのピーク付近の領域

前段と同様に、火炎構造の遷移域と考えられる図4.15、図4.17の(c)、 (d), (e) (z = 40 mm,  $\phi_i = 0.55 \sim 0.65$ ) に注目すると, (c)  $\phi_i = 0.55$  では gray zone の outer boundary よりに積分スケールのピークが一つだけ見られるのに対して, (d)  $\phi_i = 0.60$ , (e)  $\phi_i = 0.65$  では gray zone 中央付近の小さめのピークと outer boundary よりの大きなピークとの二つが見られる. そしてこの二つのピークの 間の谷の位置は, (d) Ø i = 0.60 では図4.3(d), 図4.5(d)に示した OH 自発 光ピークの外側にあるやや発光の弱い領域にあたり、(e) Ø i = 0.65 では図4.1 1(e),図4.13(e)に示した,OH 自発光ピークの外側にある温度の空間勾配が 小さくなっている部分と、そのさらに外側の温度勾配がやや大きくなっている は, OH 自発光分布, 流速分布, 温度分布についての考察では, 主流予混合気が パイロット流と混合することにより、熱やラジカルの供給を受けて反応強度の 弱い広がった反応を起こした分散反応的な反応領域であると考えた.そのため 主にパイロット流の高温ガスの高動粘性と、高温ガスによる予混合気の予熱に より積分スケールが増大したと考えられる.

しかしこれら二つの領域は温度にそれほど大きな違いはなく、動粘度もそう 大きくは違わないと考えられるにもかかわらず、積分スケールの値は明らかに 後者が前者を上回っている.この二つの領域の条件的な違いは、そこにあるガ スが高温となる際の燃焼形態の違いである.このことから乱流燃焼が伝ば火炎 で起こる領域では乱れのスケールは小さくなり、分散反応的に起こる領域では 乱れのスケールは大きくなると考えられる.しかしこれは乱れスケールが伝ば 火炎面前面より伝ば火炎面背後で小さくなるという結論には必ずしも結びつか ない.というのは、火炎帯付近で乱れのスケールが小さくなったとしても、そ の直後の既燃ガス帯では先に述べた動粘度の増加による乱れの消散効果が大き く働き,乱れスケールが火炎帯前面より小さくなる領域は非常に狭いと考えら れるからである.

図4.2~図4.5の各図の(e)に現れている伝ば火炎面が存在すると思われ る OH 自発光強度のピーク位置において,対応する図4.14~図4.17の(e) に示された積分スケールが小さくなっていることから,ここでは伝ば火炎帯の 存在する領域で乱れスケールが小さくなっているといえる. しかし火炎帯厚さ が積分スケールと同程度の大きさであることから、固定座標系で測定された速 度データが火炎帯内部の現象だけをとらえているとは考えにくいため、測定結 果の定性的な指摘にとどめる.

4.3.2 火炎断層像中の境界とポイント測定点との相対距離による整理

つぎに、火炎断層像中の inner boundary とポイント測定点との相対距離を横軸 に, outer boundary とポイント測定点との相対距離を縦軸にとり, OH 自発光強度 分布を整理したグラフを図4.18~図4.21に示す.全般に φ = 0.45~0.55 では outer boundary 付近に OH 発光強度の弱いピークが見られ, この傾向は gray 号と同一の傾向を示していると言える.

これらの中で、火炎構造の遷移域にあたる(d) Ø i = 0.60の結果に注目すると、 図4.18(d) (u<sub>i</sub>=3 m/s, z=20 mm)の場合を除いて,強い OH 自発光のビ ークは gray zone 幅wが大きい部分にあることがわかる. 第2章と同様に, gray zone 幅wが大きいほど混合や反応が進行していると考えると、これは反応強度 の弱い広がった反応帯において反応が進行するうちに,反応強度の強い反応帯 が gray zone 中央付近に突然出現していることを示している. 図4.18(d) (u<sub>i</sub>=3 m/s, z=20 mm)の場合は,OH 自発光のピークが gray zoneの inner boundary よりと outer boundary よりとの両方に見られる. そして gray zone 幅wが大きくなるにつれて, inner boundary よりのピークと outer boundary よりのピークとの距離がひらいていくことがわかる. これは inner boundary より のピークで表される反応帯が伝ば性を有しており、その火炎面背後に既燃ガス 層を形成して,そのさらに外側の反応帯を外側へ押しやっている様子を表して いると考えられる.

つぎに温度について同様の処理を行い、平均値の分布を図4.22~図4. 25に、rms値の分布を図4.26~図4.29に示す。平均温度の分布図、 図4.22~図4.25から全般に、 Ø = 0.45~0.55 では gray zone 内の広い範 囲に温度の空間勾配があり、それは gray zone 幅wの変化に対してあまり変化し ていない.これは φ<sub>i</sub> = 0.45~0.55 ではつねに主流予混合気がパイロット流との 混合により熱やラジカルの供給を受けて緩慢に反応していることを示している.

zone 幅wが変化しても変わらない. これが図4. 18(d)に示すu;=3m/s, Z= 20 mm,  $\phi_i = 0.60 や図4.20 (d)(e) に示す<math>u_i = 5 \text{ m/s}, z = 20 \text{ mm}, \phi_i = 0.60$ ~0.65 になると, OH 自発光強度のピークが gray zone 中央付近に移動し, その 値も大きくなる. そしてこれら以上にø が大きくなると, OH 自発光強度のビ ークは inner boundary 付近に移動し、これらは gray zone 幅wが大きくなると (グ ラフ中で左上から右下方向に移動すると) 再び徐々に inner boundary 寄りから gray zone 中央寄りに移動する傾向にある.これらは概ね第2章のイオン電流信

図4.23、図4.25の(d)(e) (z = 40 mm,  $\phi_1 = 0.60, 0.65$ ) ではwの小さ い部分で inner boundary 付近に強い温度の空間勾配があり, wが大きくなるにつ れてその温度勾配が弱くなっていくことがわかる.これは図4.19,図4. 21の(d)(e)に示した OH 自発光分布と併せて考えると、伝ば火炎の出現により wが大きくなるにつれて inner boundary 付近に予熱帯が形成されていくことを示 している. ø = 0.60, 0.65 であっても, z = 20 mm 断面(図4.22,図4.2 4の(d)(e)) では φ = 0.45~0.55 における温度分布(a)(b)(c)と全体的に値が高め である以外に目立った違いは見られない.これは、この位置では伝ば火炎はま だ出現していないか出現直後であるため、温度分布には伝ば火炎の特徴が現れ ていないものと考えられる.

図4.26~図4.29に示した変動温度のrms値の分布について見ると、 全般に ø, が大きくなるにつれて, 変動の大きい位置が gray zone 内の広い領域か ら inner boundary 付近の狭い領域へと変化している.これは平均温度の空間勾配 の強い部分と一致しており妥当であるといえる.

4.4 低ダムケラ数火炎の構造についての考察

本実験対象火炎の火炎構造を OH 自発光強度, 乱れの積分スケール, 平均温度 の分布パターンに注目して分類すると、図4.30の(a)しわ状層流火炎構造、(b) 遷移域、(c)分散反応的な反応帯構造となる. 各列の概念図の下段に示したのは、 それぞれのパターンに当たる実験条件である.より詳しく見るならば、 $u_i = 3$ 間と考えられる.

はじめに(a)~(c)の火炎構造の変化が、どのような要因よって起こっているの かを考察する.まず主流当量比ø,の変化に注目すると、ø,の減少が(a)から(c) の方向の変化に対応していることは明らかである.主流流速u,の変化に対して は判断材料が少ないが、 $u_i = 3 \text{ m/s}$ 、z = 20 mm、 $\phi_i = 0.65 \text{ }$ が(a)に属し、 $u_i = 5$ m/s, z = 20 mm,  $\phi_i = 0.65 \text{ } b(b)$ に属していることから,  $u_i$ の増加が(a)から(c) の方向の変化に対応していると思われる.そしてバーナポートからの距離 Zの

変化に対しては、 $u_i = 3 \text{ m/s}$ 、z = 20 mm、 $\phi_i = 0.60$ や $u_i = 5 \text{ m/s}$ 、z = 20 mm、

さらに, (b)に属する結果はすべて Z = 20 mm の断面で観察されているが, そ れらはすべて下流の Z = 40 mm 断面では(a)の構造へと変化している.このことか ら,火炎は主として(a)または(c)の形をとり,(b)は(a)の構造にいたる過渡的な状 態であることがわかる.(b)構造と(c)構造の関係は、今回の実験結果からは十分 に明らかではないが,第2章の結果によると, Z=10mmの場合の方が, Z=20 mmの場合よりも φ<sub>i</sub> = 0.50 における火炎帯構造と φ<sub>i</sub> = 0.65 における火炎帯構 造とが似通っていたことや, zの増加は主に反応の時間的な進行に対応するこ とから考えて、最終的に(a)のしわ状層流火炎構造にいたる場合でも、反応初期 には(c)の様な分散反応的な構造を持ち,そこから(b)の構造を経て(a)の構造にい たると考えられる.そこで、これまで考察結果をあわせて、しわ状層流火炎構 造の伝ば火炎が出現する過程を概念的に示すと図4.31のようになる.

すなわち,まずバーナポート出口直後の混合により(c)の分散反応的な反応帯 を形成する.そこでは反応の強度はパイロット流からの熱の供給に支配されて いるため、混合層内全体で反応が起こり、最も高温となるパイロット流に近い 部分で OH 自発光強度が最も強くなる. 乱れの積分スケールは, 混合層内でせん 断混合により小さくなる効果と,高温パイロット流の高動粘性によりスケール が増大する効果との競合により, gray zoneの inner boundary よりでは小さく, outer boundary よりでは大きくなる.そして温度分布も主流とパイロット流の局所的 な混合割合に支配されるため, gray zone 全域で温度勾配が見られるようになる. その後、(b)の過渡域では伝ば火炎の初期状態である薄く強い反応帯が gray zone の中央付近に出現する.この薄く強い反応帯が,温度の高い outer boundary

よりに発生せず, gray zone 中央付近に発生する理由は, gray zone の outer boundary

 $\phi_i = 0.60, 0.65$ が(b)に属し、 $u_i = 3$  m/s、Z = 40 mm、 $\phi_i = 0.60$  や $u_i = 5$  m/s、 Z = 40 mm,  $\phi_i = 0.60, 0.65 \text{ } ist(a) に属していることから, <math>Z O 減少 ist(a) b \in (c)$ の方向の変化に対応していると思われる. u の増加と φ の増加が逆の効果を 持っていることは、火炎構造が乱流混合の特性時間と化学反応の特性時間との 比によって分類されるとする従来の学説と定性的に一致した結論と言える.

付近では予混合気がパイロット流によってかなり希釈された結果、燃料濃度、 酸素濃度ともに低下してしまうため反応速度が低下し、それほど強い反応を起 こさないのに対し、伝ば火炎はパイロット流からの熱供給により予熱温度が自 着火温度となる付近で,燃料濃度,酸素濃度が可燃範囲内にある部分から出現 するからである.この条件を満たす位置が本実験では gray zone の中央付近であ ったと考えられ、このため OH 自発光強度は gray zone 中央付近にピークを持つ ようになる.

(b)においては, gray zone 全体で弱い反応が起こっている中に gray zone 中央付 近の速度こう配が大きい部分で強い反応が起こるため、(c)に比べて全体に積分 スケールが小さくなり、とくに gray zone 中央付近でより小さくなる.

温度分布は, (c)の gray zone 内が全体的に温度上昇したような形になる.これ は反応強度の強い薄い反応帯が出現直後のため,まだ温度分布に大きな影響を 与えていないためである.

そして最終的に(a)の構造にいたると、反応は薄い伝ば火炎帯内で特に強く起 こるため, OH 自発光分布は gray zone 中の inner boundary 付近で強いピークを持 つ分布になる.積分スケールは OH 発光のピーク付近で小さくなっており、これ は上に述べたと同様の効果によると考えられる.そして OH 発光のピークのすぐ 外側の積分スケールがやや大きくなっている部分は,(b)で出現した伝ば火炎が 主流方向に伝ばしてできた部分であり,積分スケールが伝ば火炎付近で小さく なった後,既燃ガスの高動粘性によって再び大きくなった領域と考えられる. そのさらに外側の積分スケールがさらに大きくなっている部分は、周囲のパイ ロット流との混合層において次第に乱れが消散した結果であると考えられる.

4.5 結 言

火炎断層像, ラジカル自発光, 温度, 流速の同時測定により, 高温既燃ガス パイロット流に囲まれた希薄可燃限界付近の予混合気の反応帯構造を観察した 結果,以下の知見を得た.

(1) 主流が希薄可燃限界に近い可燃混合気の場合,バーナ基部から直ちに伝ば火

炎が発生するのではなく、最初は主流予混合気と高温パイロット流のせん断 混合層内に分散反応的な反応帯が形成される. (2) 主流予混合気流と高温パイロット流との混合層中に伝ば火炎が出現する際, 伝ば火炎面は混合層の中央付近から出現し, 伝ば火炎が出現する位置よりパ イロット流側の混合層内では分散反応的な反応帯が存在する. (3) 成長した伝ば火炎は混合層内の主流予混合気側境界に移動し、一般的なしわ

側には分散反応域は存在しない.

#### 参考文献

- (1) Tsuji, H., Prog. Energy Combust. Sci., 8-2 (1982), 93.
- (2) 水谷幸夫, 燃焼工学, (1977), 森北出版
- (3) 水谷幸夫, 燃焼工学 第2版, (1989), 森北出版
- (4) 辻 廣, 機械の研究, 28-30, (1976-1978)

状層流火炎の様相を示すようになる.このとき伝ば火炎背後のパイロット流









 $\boxtimes$  4.3 Local mean intensity of OH chemiluminescence across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction  $u_i = 3 \text{ m/s}, z = 40 \text{ mm}$ 

 $\boxtimes$  4.4 Local mean intensity of OH chemiluminescence across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction  $u_i = 5 \text{ m/s}, z = 20 \text{ mm}$ 65





 $\boxtimes$  4.5 Local mean intensity of OH chemiluminescence across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction  $u_i = 5 \text{ m/s}, z = 40 \text{ mm}$ 

 $\boxtimes$  4.6 Local mean and rms velocity across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction  $u_i = 3 \text{ m/s}, z = 20 \text{ mm}$ 





10 12 14

8

r mm

(e)  $\phi_i = 0.65$ 

6

2

4

0





34.8 Local mean and rms velocity across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction  $u_i = 5 \text{ m/s}, z = 20 \text{ mm}$ 69























mean outside-of-boundary fraction  $u_i = 5 \text{ m/s}, z = 40 \text{ mm}$ 







 $\boxtimes$  4.20 Local mean intensity of OH emission in terms of relative distance from measuring point to inner and outer boundary  $u_i = 5 \text{ m/s}, z = 20 \text{ mm}$ 





×4.21 Local mean intensity of OH emission in terms of relative distance from measuring point to inner and outer boundary  $u_i = 5 \text{ m/s}, z = 40 \text{ mm}$ 







⊠4.23 Local mean temperature in terms of relative distance from measuring point to inner and outer boundary  $u_i = 3 \text{ m/s}, z = 40 \text{ mm}$ 















 $\boxtimes$  4.27 Local rms temperature in terms of relative distance from measuring point to inner and outer boundary  $u_i = 3 \text{ m/s}, z = 40 \text{ mm}$ 

 $\boxtimes$  4.28 Local rms temperature in terms of relative distance from measuring point to inner and outer boundary  $u_i = 5 \text{ m/s}, z = 20 \text{ mm}$ 







図4.30 Summary of radial profiles of physical value 

	$u_i = 3 m/s, z = 40 mm, \phi_i = 0.45$
$0 \text{ mm}, \phi_i = 0.60$	$u_i = 3 m/s, z = 20 mm, \phi_i = 0.55$
	$ui = 3 m/s, z = 20 mm, \phi i = 0.50$
	ui = 3 m/s, z = 20 mm, øi = 0.45



図4.31 Schematics of flame structure

92

5. 低ダムケラ数火炎の火炎構造

#### 5.1 まえがき

前章までに、本実験で観察対象とした同軸流バーナに形成される火炎の構造 について明らかにした.本章ではこれらの結果が、従来研究されてきた乱流予 混合火炎構造と対比してどういった意味を持つのかを考察する.

5.2 低ダムケラ数火炎の火炎構造についての考察 前章までの実験において、高温既燃ガス中に噴出した乱流予混合気流に伝ば 火炎が形成されるとき、その既燃ガス側に分散反応的な反応帯が現れることが わかった.乱流予混合火炎面の形状がフラクタル性を持つことが指摘<sup>(1-4)</sup>されて いることから考えて、乱流予混合火炎構造は自己相似性を持っていると考えら れる.そこで、前章までに観察されたマクロな現象が小スケールでも起こりう ると考えると、伝ば火炎において局所消炎が起こった場合に、火炎面背後に通 り抜けた予混合気塊にも同様の現象が起こると考えられる.この概念図を図5. 1に示す.

まず図5.1(a)に示したのは,局所消炎を起こした直後の様子である.局所 消炎は主に伸長によって引き起こされる<sup>(5.6)</sup>と考えられるため,局所消炎部分の 予混合気と既燃ガスとの界面では,火炎面に平行な速度成分の火炎面伝ば方向 速度勾配は必然的にきつくなる.さらに局所消炎は,伝ば火炎面前方に予熱帯 が形成できなくなることによって引き起こされるため,これもまた必然的に, 伝ば火炎が存在する場合に比べて予熱帯が薄くなっていると考えられる.この ため予熱帯内における,予混合気流中の小スケール渦の消散量も少なくなるの で,伝ば火炎帯内において予熱帯から反応帯に進入できる渦のスケールより, さらに小さなスケールの渦までが予混合気と既燃ガスの界面に到達可能になる と考えられる.これらの条件は本論文第2,4章において観察されたせん断層 付近と非常に似かよった条件であるといえる.そこで本実験の結果から推測さ れる,局所消炎後の反応の進行を以下に述べる. 局所消炎を起こした予混合気の渦と既燃ガスの界面では,再着火に要する時間より乱流混合特性時間の方が短い,すなわちダムケラ数が小さい場合(この 条件は局所消炎が起こるような領域ではほぼ満たされる),再着火までに予混 合気と既燃ガスの混合層が形成される.その後,再着火により伝ば火炎面が混 合層の中央付近に出現する(図5.1(b)参照).やがて渦界面の混合層全体に 伝ば火炎が形成され,渦の中心に向かって伝ばをはじめる.このとき混合層内 の伝ば火炎が出現する位置より既燃ガス側の領域では,伝ば火炎によらない分 散反応的な燃焼反応により予混合気が消費される(図5.1(c)参照).そして 再着火した伝ば火炎の既燃ガスが,分散反応的な反応帯を外側へ押し広げると ともに,渦内部に向かって火炎が伝ばし混合気を消費する.(図5.1(d)参照).

図5.1に示したのは、一つの渦の断面についての概念図であり、実際の反応帯は局所消炎を起こしてパッチ状になった(虫食い状に穴のあいた)伝ば火炎の背後に、分散反応的な反応帯のエンベロープをまとった紐状の円筒火炎が折り重なって存在するような構造になると考えられる.再着火した紐状の円筒火炎は、その外周に既燃ガス層を形成しつつ内部へ伝ばするので、互いに干渉あるいは混合することは起こりにくい.

上記のモデルは,界面で消炎を起こす渦のスケールが比較的大きな場合に該 当し,渦のスケールが小さい場合は少し違った構造が見られると考えられる. その概念図を図5.2に示す.

図5.2(a)に示したのは,局所消炎を起こした直後の様子であり,スケール が小さいこと以外は図5.1(a)と条件的な差はない.図5.1(b)に示したと同 様に,渦の界面で予混合気と既燃ガスとの混合層が形成される.ここで渦のス ケールが大きい場合には,混合層中に再着火により伝ば火炎が形成されると考 えられるが,渦のスケールがある大きさより小さい場合には,再着火までに渦 内の予混合気全体が既燃ガスによって希釈されてしまい,伝ば火炎が再着火で きなくなると考えられる(図5.2(b)(c)参照).そして全体が予混合気と既燃 ガスの混合層となった渦は,分散反応的な反応帯として燃焼する(図5.2(d) 参照). 図5.2に示したのは、図5.1と同様に一つの渦の断面についての概念図 であり、実際の反応帯は局所消炎を起こしてパッチ状になった伝ば火炎の背後 に、細かな紐状の分散反応的な反応帯が折り重なって存在する、もしくは紐状 の分散反応的な反応帯が互いに混合することにより、層状になって伝ば火炎の 背後に存在するような構造になると考えられる.この場合、渦内部に図5.1 に示したような伝ば火炎が形成されないので、紐状の反応帯が互いに混合する パターンが考えられる.

低ダムケラ数火炎の構造が上記のようであると仮定したとき,本研究の目的 にあげた解明すべき問題について,どのように説明できるかを以下に述べる.

5.3 高橋らの研究についての考察

高橋らの研究<sup>(7,8)</sup>では可燃限界以下の希薄混合気と高温燃焼ガスの混合層を利 用して、ダムケラ数の小さい火炎を作り出し、その火炎における、温度、イオ ン電流およびラジカル自発光波形の各種統計解析、周波数解析の結果が、強乱 流中に形成された分散反応領域火炎と相似であることから、分散反応領域火炎 は伝ば性を消失した火炎であると推定した。しかし従来の研究<sup>(9-13)</sup>に見られる分 散反応領域火炎は、可燃性の予混合気流中に定在する火炎であり、決して伝ば 性を消失した火炎ではない。この点について高橋らの研究では明確な回答が示 されていないため、たとえ極めて相似性が強い各種物理量の計測結果が得られ たとしても、従来観察されてきた分散反応領域火炎と同じ燃焼現象であるとい う確証に欠けていた。しかし、両者が異なる燃焼形態であると断言するにはあ まりにも計測結果の相似性が強かったことも確かである。そのためこの点につ いては肯定も否定もされないまま今日に至っている。 そこで本研究結果をふまえた場合、高橋らの観察した分散反応領域火炎が、

そこで本研究結果をふまえた場合,高橋らの観察した分散反応領域火炎が, その他の研究者らによって観察されてきた高強度乱流場における予混合気の燃 焼現象とどのように対応するかについて考える. 希薄可燃限界以下の予混合気が燃焼する場合,基本的に伝ば火炎は出現しな い.しかし予混合気中の燃料と酸素は高温パイロット流から熱やラジカルの供

給を受けて活性化され,分子同志が衝突したときに反応を起こす.この反応機 構は前節で述べた,分散反応的な反応帯のものと同一であるといえる.つまり 前節の結果に見られるように、可燃範囲内の予混合気が燃焼する場合でも、伝 ば火炎が局所消炎を起こすような条件では,その背後に高橋らが観察したもの と同じ構造の反応帯が出現しうるといえる.

前節の火炎構造モデルに従えば、先行する伝ば火炎の局所消炎部分の面積が 大きくなるにつれて,火炎面背後の温度が低下していき,分散反応的な反応の 強度が指数的に低下していく. するとパッチ状の伝ば火炎面背後の熱やラジカ ルの量も同様に低下していくと考えられる.よって,先行する伝ば火炎面の局 所消炎部分の面積がある値以上になると、火炎は急速に消炎にいたることにな る.しかしバーナにパイロットバーナが備えられている場合は,火炎面背後へ 熱やラジカルがより多く供給されることになり、より消炎しにくくなる. 高橋 らが観察したのはこの究極の燃焼形態であり、パッチ状の伝ば火炎の既燃ガス を必要とせず、パイロット流の既燃ガスのみによって反応を維持していたもの と考えられる.

## 5. 4 小スケールの乱れは反応帯に到達できないという最近の研究結果 についての考察

Damköhler<sup>(14)</sup>以来,分散反応領域火炎は層流火炎構造の反応帯内に反応帯厚み 以下のスケールの渦が進入し,反応帯厚みが増加されることにより出現すると されてきた.しかし最近計測装置の進歩によって高強度乱流場における火炎帯 の微細構造についての計測が可能となり、その結果のほとんどが反応帯厚みは 高強度乱流場においても層流火炎のそれとほとんど差はなく, Kolmogorov スケ ールが層流火炎帯厚みより小さい場でも反応帯内では乱流輸送が支配的にはな らないことを示している(15-19). これは従来の分散反応領域火炎モデルでは高強 度乱流火炎の構造をうまく説明できないことを示している.しかし5.2節に 示した火炎モデルによれば, 伝ば火炎面に局所消炎が起こることが分散反応的 な構造の出現条件であり、小スケールの渦が反応帯内に侵入できなくとも分散 反応領域火炎の出現が説明でき、より現実の結果との親和性が高いモデルとい える.

5.5 その他の研究に見られる分散反応領域火炎についての考察 これまで多くの研究者らによって考えられてきた分散反応領域構造のほとん ど(12,13,20)は図5.1に示した構造に近いと考えられる.しかしこの構造では燃焼 反応は主に伝ば火炎によって起こっており, Summerfield らが観察した distributed reaction zone<sup>(9,10)</sup>とは少し趣が違うように感じられる.というのは Summerfield ら の観察した distributed reaction zone は、反応の様々な段階の領域が層流火炎帯厚 みの 10~100 倍ほどの厚みの領域に分散して存在するとしていたのであり、こ れはたとえ微細な紐状に分断されていても伝ば火炎の構造をとる限りありえな いと考えられるからである.実際,多くの研究の結果は,観察した火炎が分散 反応領域である根拠として,温度分布に中間温度領域が現れることを挙げてお り,各種火炎発光の空間的分布は Summerfield らが指摘したものよりはるかに微 小である.しかし図5.2に示した構造であれば Summerfield らの観察した distributed reaction zone を説明できる. Summerfield らが用いたのはパイロットバ ーナ付きの二次元スロットバーナであり、図5.2に示した火炎構造中の、局 所消炎を起こした伝ば火炎面の消炎面積比率がかなり高くても、その背後で既 燃ガスに希釈された予混合気が伝ば火炎によらず、緩慢な反応を進行させるこ とができたと考えられる.そして高速の流れ場中で伝ば火炎中より緩慢な反応 が起こったため,空間的に反応段階が分離して観察されたと考えられるのであ る.なお,高橋らの研究(7.8)で観察された,希薄可燃限界以下の予混合気が高温 パイロット流との混合層中で反応する分散反応領域火炎においては, OH, CH ラジカル自発光ポイント測定信号間の相互相関係数の低下が確認されており, 化学反応の各種段階にある領域が空間的に分散している構造であったと考えら れる.このことから、この火炎は Summerfield らの観察した火炎に近い性質を持 っていたといえる.

5.6 分散反応領域の出現条件についての考察

5.2節に示した二つの火炎構造の出現条件の定義について考える.まず, 図5.1および5.2に示した構造は、しわ状層流火炎が局所消炎を起こすこ とが必要条件であることは明らかである.これについては Kalrovitz らの伸長消 炎の理論を一般化した Klimov と Williams の基準(6)が知られている.

 $l_{\kappa} < \delta_{F}$ (5.1)この基準は、Peters<sup>(21)</sup>によって乱流カルロビッツ数による評価と等価であること が示され,分散反応領域火炎の出現条件の一つととらえられてきたが,なぜ局 所消炎現象が分散反応領域火炎の出現条件となるのかは従来の火炎モデルから は決して明らかではなかった(22).しかし5.2節に示した火炎モデルでは局所 消炎を起こす条件が分散反応領域の出現条件と一致することは無理なく説明で きる.

つぎに、図5.1の構造と図5.2の構造の境界の条件について考えてみる. これらの構造の違いは,再着火により伝ば火炎が出現するかしないかの違いで ある. 図5.2の構造において,再着火により伝ば火炎が出現しないのは,局 所消炎部分から既燃ガス層に通り抜けた乱流渦が,再着火の着火遅れ時間内に 既燃ガスとの混合により希釈されてしまうからであった. つまり,局所消炎部 分から既燃ガス層に通り抜けた乱流渦のスケール しと,それに含まれる乱れの強 さ ule'の比の値が再着火の着火遅れ時間 tiより小さければ, 渦全体が再着火まで に既燃ガスによって希釈されるといえる.

$$\frac{l_e/u_{le}}{t_{ri}} < 1 \tag{5.2}$$

ここで再着火の着火遅れ時間が混合気の化学反応特性時間とほぼ等しく、局所 消炎がマクロスケールでおこり,乱流のパワーがそのマクロスケール付近から それ以下に集中しているとすると

$t_{ri} \approx \tau_c$	(5.3)
$l_e \approx L_E$	 (5.4)
$u_{le}' \approx u'$	(5.5)

式(5.2)は

# $\underline{L_E / u'} = \underline{\tau_i} = Da < 1$

と表され、ダムケラ数により判定できることになる. つまり図5.1の構造は $l_{K} < \delta_{F}$ , Da > 1の条件で現れ、図5.2の構造は  $l_{\kappa} < \delta_{F}$ , Da < 1の条件で見られることになる.この条件は Borghi の火炎位相図 (23)において, それぞれ distributed reaction zone, well-stirred reactor として分類され ている条件と一致している.これまでこれらの火炎構造の違いについては明確 な説明はなされておらず,決して明らかではなかった.ここで提示したモデル に基づけば、図5.1に示した構造が Borghi の分類による distributed reaction zone であり,従来のほとんどの研究で観察されていたのはこの構造の火炎であった と考えられる.そして、図5.2に示した構造が Borghi の分類による well-stirred reactor であり, Summerfield らや高橋らにより観察された distributed reaction zone はこの構造の火炎であったと考えられる.

#### 5.7 結 言

前章までの実験結果から得られた希薄乱流予混合火炎のマクロ構造に基づい て,高強度乱流場における予混合火炎の微細構造について考察し,以下の結論 を得た.

- (1) 前章までに得られた実験結果をもとに,低ダムケラ数火炎の構造について2 つのモデルを提案した.
- (2) 従来の研究結果との対比の結果,これまで分散反応領域火炎を観察したとさ その他の研究者によって観察されてきた火炎とは異なる構造であり、それぞ れ今回提案した2つの火炎構造に該当すると考えられる.
- (3) 今回提案した2つの火炎モデルの出現条件について検討した結果,これらは Borghi ダイアグラムの分類による distributed reaction zone と well-stirred reactor に該当すると考えられる.

れてきた各種研究の中で, Summerfiled らや高橋らによって観察された火炎と,

#### 参考文献

- (1) Murayama, M. and Takeno, T., 22nd Symposium (International) on Combustion, (1988), The Combustion Institute, 551.
- (2) Gouldin, F.C., Combust. Flame, 68 (1989), 249.
- (3) 吉田 亮, 安藤美彦, 柳澤 忠, 辻 廣, 燃焼の科学と技術, 1 (1992), 37.
- (4) 吉田 亮,柳澤 忠,笠原正広,辻 廣,燃焼の科学と技術,2 (1994), 39.
- (5) Karlovitz, B, Denniston, D.W., Knapschaefer, D.H. and Wells, F.E., 4th Symposium (International) on Combustion, (1953), The Combustion Institute, 613.
- (6) Williams, F.A., Combust. Flame, 26 (1976), 269.
- (7) 高橋丈雄, 香月正司, 水谷幸夫, 日本機械学会論文集, 55-511B (1989), 859.
- (8) 高橋丈雄, 香月正司, 水谷幸夫, 日本機械学会論文集, 58-547B (1992), 929.
- (9) Summerfield, M., Reiter, S.H., Kebely, V. and Mascolo, R.W., Jet Propulsion, 24 (1954), 254.
- (10) Summerfield, M., Reiter, S.H., Kebely, V. and Mascolo, R.W., Jet Propulsion, 25 (1955), 377.
- (11) Ballal, D.R. and Lefebvre, A.H., Proc. Roy. Soc. Lond., A344-1637 (1975), 217.
- (12) Chomiak, J, 16th Symposium (International) on Combustion, (1976), The Combustion Institute, 1665.
- (13) Yoshida, A., 22nd Symposium (International) on Combustion, (1988), The Combustion Institute, 1471.
- (14) Damköhler G., Z. Elektrochem., 46 (1940), 601; NACA TM 1112 (1947) [English Trans.].
- (15) 古川純一, 原田栄一, 平野敏右, 日本機械学会論文集, 55-520B (1989), 3758.
- (16) 丸田 蕉, 古川純一, 五味 努, 平野敏右, 日本機械学会論文集, 59-566B (1993), 3277.
- (17) Furukawa, J., Hirano, T., 25th Symposium (International) on Combustion, (1994), The Combustion Institute, 1233.
- (18) 古川純一, 岡本京子, 石澤静雄, 五味 努, 平野敏右, 日本機械学会論文 集, 62-598B (1996), 2460.
- (19) Buschmann, A., Dinkelacker, F., Schäfer, T., Schäfer, M. and Wolfrum, J., 26th Symposium (International) on Combustion, (1996), The Combustion Institute, 437.
- (20) Tabaczynski, R.J., Trinker, F.H., Shannon, B.A.S., Combust. Flame, 39 (1980), 111.
- (21) Peters, N., 21st Symposium (International) on Combustion, (1986), The

Combustion Institute, 1231.

- (22) Abdel-Gayed, R.G. and Bradley, D., Combust. Flame, 76 (1989), 213.
- Springer-Verlag., 242.
- (24) 水谷幸夫, 燃焼工学, (1977), 森北出版
- (25) 水谷幸夫, 燃焼工学 第2版, (1989), 森北出版
- (26) 辻 廣, 機械の研究, 28-30, (1976-1978)

(23) Peters, N. in Turbulent reactive flows, Borghi, R. and Murthy, S.N.B. Eds.,











図5.2 Schematics of micro structure of turbulent premixed flame No.2

## 6. Borghi ダイアグラム上における火炎構造の分類

#### 6.1 まえがき

前章において火炎の微細構造モデルを提案し、それをもとにマクロな火炎構 造の分類条件について考察した.しかし、これらの論理の基礎となっている微 細構造は直接に実験で観察された結果でないため、実際にこの条件に従って火 炎構造が変化するかどうかについての確証にかけている.そこで、本章では実 験に用いた火炎について実際に乱流パラメータを算出し, Borghi ダイアグラム 上にプロットすることによって, 微細構造モデルから導かれた火炎構造分類条 件が実際にマクロな火炎構造を分類できているかどうかを検証する.

## 6.2 超希薄予混合気における化学反応特性時間の推定

燃焼条件を Borghi ダイアグラム上へプロットするには、乱流の乱れ強さ、乱 流渦スケール,層流火炎帯厚み,層流燃焼速度を算出しなければならない.こ の中で,乱れ強さについては LDV 計測結果から直接に得られ,乱流渦スケール については流速の時系列測定結果の自己相関関数を用いて等方性乱れの理論か ら導出される.また,層流火炎帯厚みと層流燃焼速度については実測データか らそれぞれ導き出す方法が広く用いられている.しかし本研究の観察対象であ る希薄可燃限界以下の予混合気については,層流伝ば火炎が形成されないため, 層流火炎帯厚みと層流燃焼速度が実測できない. そこで本研究では層流火炎構 造の理論的研究の一つである熱理論(1-3)に注目し、これをもとに希薄可燃限界外 の予混合気の層流火炎帯厚みと層流燃焼速度を推定することにした.なぜ熱理 論に注目したかというと,まず予混合火炎の性質をかなりの程度まで説明でき るとされていること,そして理論構成の中で層流伝ば速度が,熱伝導率,比熱, 密度, 圧力, 活性化エネルギ, 反応帯の温度により決定されるとしており, 希 薄可燃限界以下の予混合気についても定義可能なパラメータで構成されている からである.

熱理論に基づく火炎構造モデルを図 6.1に示す.ここで  $\rho$  は気体密度, S

は気体の火炎帯に対する速度、Tは温度、 $\delta_p$ は予熱帯幅、 $\delta_r$ は反応帯幅であり、 添字 u は火炎帯入り口, i は着火点, b は反応帯出口を示す. いま,火炎帯での平均の反応速度を w,混合気の熱伝導率を λ,単位質量当た りの発熱量を q とすると、火炎帯に流入する質量流束に対する保存則と、着火 位置でのエネルギーのバランスより,次式を得る.

$$\rho_u S_u = w \delta_r$$

$$\lambda_i (dT/dx)_i = qw\delta$$

ここで $(dT/dx)_i$ を近似的に $(T_i - T_u)/\delta_p$ で置き換えると次式を得る.

$$=\frac{\lambda_i(T_i-T_u)}{qw\delta_u}$$

さらに混合気の平均定圧比熱を c,とすると次の関係が存在する.

$$\delta_r^2 = \frac{\lambda_i (T_i - T_u)}{Cwc_p (T_b - T_u)}$$

一般に T<sub>i</sub>は十分に T<sub>b</sub>に近く,近似的には両者を等しいと置くことができる.

$$\delta_r = \sqrt{\frac{\lambda_i}{Cwc_p}}$$

式(6.7)を式(6.1)に代入すると

$$S_{u} = \frac{w}{\rho_{u}} \sqrt{\frac{\lambda_{i}}{Cwc_{p}}} = \frac{1}{\rho_{u}} \sqrt{\frac{\lambda_{i}w}{Cc_{p}}}$$

燃焼反応を一段不可逆総括反応と考えると,反応速度はアレニウスの反応速度 則に類似した次の経験式で表される.

$$-\frac{d[F]}{dt} = f[F]^{m}[O]^{n}T_{b}^{k}\exp\left(-\frac{E}{RT_{b}}\right)$$

ここで[F], [O]は燃料および酸素のモル濃度(mol/m<sup>3</sup>), fは頻度因子, E は活性化 エネルギー(J/mol), R は一般ガス定数(=8.314 J/(mol·K)), m, n, k は経験定数であ る.いま $m_M$ ,  $m_F$ ,  $m_o$ が混合気, 燃料, 酸素の分子量(kg/mol),  $Y_F$ ,  $Y_o$ が燃料, 酸素の混合気中における質量分率(kg/kg<sub>mixture</sub>), pが圧力とすると次式を得る.

(6.3)

(6.4)(6.5)

(6.6)

(6.7)

#### (6.8)

#### (6.9)

$$w = \frac{m_{F}}{Y_{F}} \frac{d[F]}{dt} = \frac{m_{F}}{Y_{F}} f\left(\frac{m_{M} p Y_{F}}{R T_{b} m_{F}}\right)^{m} \left(\frac{m_{M} p Y_{O}}{R T_{b} m_{O}}\right)^{n} T_{b}^{k} \exp\left(-\frac{E}{R T_{b}}\right)$$
$$= f\left(\frac{m_{M}}{R}\right)^{m+n} \left(\frac{1}{m_{F}}\right)^{m-1} \left(\frac{1}{m_{O}}\right)^{n} p^{m+n} Y_{F}^{m-1} Y_{O}^{n} T_{b}^{k-(m+n)} \exp\left(-\frac{E}{R T_{b}}\right)$$
(6.10)

いま混合気の組成で決定される定数Aを

$$A = f\left(\frac{m_M}{R}\right)^{m+n} \left(\frac{1}{m_F}\right)^{m-1} \left(\frac{1}{m_O}\right)^n Y_F^{m-1} Y_O^n$$
(6.11)

と定義すると,

$$w = Ap^{m+n}T_b^{k-(m+n)} \exp\left(-\frac{E}{RT_b}\right)$$
(6.12)

これを式(6.8)に代入すると層流燃焼速度の式として次式を得る.

$$F_{u} = \frac{RT_{u}}{m_{M}} \left(\frac{\lambda_{i}}{c_{p}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{A}{C}\right)^{\frac{1}{2}} p^{\frac{m+n}{2}-1} T_{b}^{\frac{k-(m+n)}{2}} \exp\left(-\frac{E}{2RT_{b}}\right)$$
(6.13)

定数 C については, Bradley の文献(4)より次式が得られる.

$$C = \frac{\delta_{p}}{\delta_{r}} = \frac{4.6(T_{i} - T_{u})}{T_{b} - T_{i}}$$
(6.14)

定数A については,式(6.13),(6.14)に希薄可燃予混合気の燃焼速度を代入する ことにより逆算する.式(6.13)を変形して次式を得る.

$$A = \left(\frac{S_u m_M}{RT_u}\right)^2 \frac{c_p C}{\lambda_i} p^{2 - (m+n)} T_b^{(m+n)-k} \exp\left(\frac{E}{RT_b}\right)$$
(6.15)

さらに式(6.11)から

$$f = A \left(\frac{R}{m_M}\right)^{m+n} \left(\frac{m_F}{Y_F}\right)^{m-1} \left(\frac{m_O}{Y_O}\right)^n \tag{6.16}$$

ここで、燃料をメタンとして  $T_i = 813$  K,  $T_o = 300$  K, E = 121 kJ / mol, p = 0.1013MPa,  $m_F = 16.043$ ,  $m_o = 31.999$ , m+n=2, k=1とする. これより頻度因子 f(定)数)を逆算すると、m = 0.5の場合に、広い当量比の範囲で最も安定した定数fが得られる.この計算結果を表6.1に示す.このようにして算出された希薄 可燃限界付近(当量比ø=0.60, 0.65)におけるfの値をもとにf=10.5として, φ = 0.55, 0.50, 0.45 の物性値とともに式(6.11), (6.13), (6.14)を用いて, φ =

0.55, 0.50, 0.45 における層流燃焼速度を計算した結果を表6.2に示す.

6.3 Borghi ダイアグラム上における実験結果の考察 以上のようにして得られた予熱帯厚み $\delta_p$ と層流燃焼速度 $S_u$ を用いて、実験に より得られた積分スケールL<sub>E</sub>と乱れ強さu'とともに、巨視的な予熱帯付近にお ける Borghi ダイアグラムのパラメータ,  $u'/S_u$ ,  $L_E/\delta_p$ を算出した結果を表6. 3~6.6に示す.そしてこれらを Borghi ダイアグラム上にプロットした結果 を、 $u_i = 3 \text{ m/s}$ について図6.2に、 $u_i = 5 \text{ m/s}$ について図6.3に示す. 図6.2および6.3から、U<sub>i</sub>, Zの変化に関わらず, Borghi ダイアグラム  $\pm \tilde{c}lt\phi_i = 0.45 \sim 0.55$  lt well-stirred reactor,  $\phi_i = 0.60$  lt well-stirred reactor  $\geq$ distributed reaction zone の遷移域,  $\phi_i = 0.65$  は distributed reaction zone に分類され ていることがわかる.

前章までの結果から、 $\phi_i = 0.45 \sim 0.55$ では、反応は主に空間的に広がった反 応強度の弱い反応帯で起こっており、これは第5章の結論から考えると wellstirred reactor 構造であると考えられる. また $\phi_i = 0.60$ では, inner boundary 付近 の薄く反応強度の強い反応帯の背後に、空間的に広がった反応強度のやや弱い 反応帯が観察されており, distributed reaction zone 構造であると考えられる. そし て $\phi_i = 0.65$  では inner boundary 付近の狭い領域で強い反応がおこっており, flamelet 構造であると考えられる.

以上のことから, Borghi ダイアグラム上での評価は現実の実験結果より, や や高乱流強度,小乱流スケール方向にシフトしているように思われる.しかし 乱れの特性値を計測した巨視的な予熱帯付近は,温度の急激な変化により渦の スケールが大きく変化する領域であると考えられる.積分スケールは実験的に は、同スケールの渦列が測定点を通過することを前提として、速度の時系列変 化から自己相関関数を計算する方法で算出されているが、この方法では渦スケ ールが大きく変化する領域では自己相関関数を計算する段階で不都合を起こし, 積分スケールを小さく算出すると考えられる.このことから,今回の結果に見 られた程度のわずかなずれは,積分スケールの計測法に起因すると考えられる

範囲であり、第5章に示した火炎構造モデルと Borghi ダイアグラムによる分類 は十分な妥当性を持っていると考えられる.

### 6.4 結 言

第4章の実験結果から流れおよび化学反応の特性値を算出し, Borghi ダイア グラム上にプロットした. さらに希薄可燃限界以下の予混合気については層流 火炎の熱理論より化学反応の特性値を算出してダイアグラム上にプロットし検 討した結果,以下の結論を得た.

- (1) 熱理論から導出した希薄可燃限界以下の予混合気における層流燃焼速度,火 炎帯厚みは, Borghi ダイアグラム上での評価に置いて妥当な結果を示した. (2) 前章の結論で得られた火炎構造モデルは, Borghi ダイアグラムによる分類と
  - ともに、実際の実験観察結果を説明することができる.

#### 参考文献

- (1) 水谷幸夫, 燃焼工学, (1977), 森北出版
- (2) 水谷幸夫, 燃焼工学第2版, (1989), 森北出版
- (3) 燃焼工学ハンドブック, (1995), 日本機械学会
- (4) Kretschmer, D., Odgers, J., Transactions of the ASME, 119 (1997), 566.





当量比 Øi	層流燃焼速度 Su	熱伝導率 $\lambdai$	等圧比熱 Cp	平均分子量 Шм	密度 Pu	予熱帯厚み δ p	反応帯厚み Sr
		at 813K	at 300K-813K		at 300K		
	m /s	W/m·K	kJ/kg·K	kg/kmol	kg/m <sup>3</sup>	m	m
0.60	0.148	6.149e-02	1.175e+00	28.09	1.141	1.425e-03	5.134e-04
0.65	0.184	6.177e-02	1.185e+00	28.03	1.138	1.145e-03	4.550e-04
0.70	0.216	6.205e-02	1.194e+00	27.97	1.136	9.742e-04	4.222e-04
0.80	0.285	6.260e-02	1.212e+00	27.86	1.131	7.367e-04	3.687e-04
0.90	0.350	6.314e-02	1.230e+00	27.74	1.127	5.986e-04	3.347e-04
1.00	0.420	6.367e-02	1.248e+00	27.63	1.122	4.979e-04	2.978e-04
	比例定数 C	平衡火炎温度 Tb	比例定数 A	CH4質量分率 YF	O2質量分率 Yo	頻度因子 f	
		K		kg/kg <sub>mixture</sub>	kg/kg <sub>mixture</sub>		
	2.776	1663	1.550e-03	3.383e-02	2.249e-01	1.058e+01	
	2.516	1751	1.473e-03	3.655e-02	2.243e-01	1.054e+01	
	2.307	1836	1.327e-03	3.925e-02	2.237e-01	9.921e+00	
	1.998	1994	1.155e-03	4.461e-02	2.224e-01	9.363e+00	
	1.789	2132	1.037e-03	4.990e-02	2.212e-01	9.037e+00	
	1.672	2224	1.096e-03	5.514e-02	2.200e-01	1.021e+01	

表6.1 熱理論に基づく頻度因子fの算出

表6.2 超希薄予混合気の層流燃焼速度,火炎帯厚みの推定

当量比 Øi	熱伝導率 入i	等圧比熱 Cp	平均分子量 тм	密度 Pu	予熱帯厚み δ ρ	反応帯厚み Sr
	at 813K	at 300K-813K		at 300K		
	W/m·K	kJ/kg·K	kg/kmol	kg/m <sup>3</sup>	m	m
0.45	6.062e-02	1.146e + 00	28.27	1.148	3.630e-03	8.716e-04
0.50	6.091e-02	1.156e + 00	28.21	1.146	2.517e-03	7.086e-04
0.55	6.120e-02	1.166e + 00	28.15	1.143	1.852e-03	5.956e-04

110

-

比例定数 C 平衡火炎温度 Tb 比例定数 A CH4 質量分率 YF O2 質量分率 Yo 層流燃焼速度 Su

 	K		kg/kgmixture	kg/kgmixture	m /s
4.165	1380	1.815e-03	2.559e-02	2.269e-01	0.0584
3.553	1477	1.709e-03	2.835e-02	2.262e-01	0.0840
3.109	1572	1.618e-03	3.110e-02	2.256e-01	0.1141

Case	r	LE	Т	Τ'	u	u '	u'/Su	LE/ Sp
Case	mm	mm	°C	°C	m /s	m/s		
	5	3.05	27.0	0.0	3.10	0.34	5.90	0.84
(a) $q_i = 0.45$	6	3.12	80.0	74.9	2.91	0.34	5.85	0.86
(u) 01 - 0.10	7	2.81	246.5	81.7	2.59	0.38	6.44	0.77
	5	2.62	27.0	0.0	2.95	0.33	3.87	1.04
(b) $\alpha = 0.50$	6	2.84	82.2	65.6	2.90	0.35	4.22	1.13
(0) 01 - 0.00	7	2.85	373.9	74.0	2.31	0.42	5.06	1.13
	5	2.75	27.0	0.0	3.03	0.30	2.62	1.49
(c) $\phi_i = 0.55$	6	3.01	79.2	77.4	2.88	0.33	2.86	1.63
(0) 01 - 0.00	7	3.03	377.2	110.2	2.43	0.48	4.19	1.64
	5	2.57	27.0	0.0	3.12	0.32	2.19	1.80
(d) $\phi_i = 0.60$	6	1.54	83.8	74.4	2.90	0.35	2.37	1.08
(u) ØI = 0.00	7	2.44	392.3	72.4	2.57	0.36	2.45	1.71
	5	3.48	27.0	0.0	3.20	0.29	1.59	3.04
(e) $a_i = 0.65$	6	2.84	162.0	265.8	3.31	0.31	1.70	2.48
(0) 01 = 0.05	7	2.59	364.2	168.2	2.98	0.43	2.34	2.26

表6.3 ui=3 m/s, z=20 mmにおけるBorghiダイアグラムパラメータ

表6.4 ui=3 m/s, z=40 mmにおけるBorghiダイアグラムパラメータ

Case	r	LE	Т	T'	u	u '	u'/Su	LE/δp
	m m	m m	°C	°C	m/s	m/s		
	5	2.16813	27	0	2.92487	0.289719	4.96	0.60
(a) $\phi_i = 0.45$	6	1.820443	93.74041	79.09432	2.77901	0.339702	5.82	0.50
	7	2.399801	212.4826	94.46012	2.45018	0.381992	6.55	0.66
	5	2.832278	27	0	2.96933	0.252034	3.00	1.13
(b) $\phi i = 0.50$	6	3.135913	95.45057	72.48427	2.86545	0.299546	3.56	1.25
	7	2.464879	367.174	69.80042	2.4809	0.367251	4.37	0.98
	5	3.274441	27	0	2.72747	0.249905	2.19	1.77
(c) $\phi_i = 0.55$	6	2.222133	128.4741	77.13558	2.64332	0.302502	2.65	1.20
	7	2.530441	414.7487	68.28218	2.24389	0.320748	2.81	1.37
	4	3.355831	75.91152	64.91049	3.01181	0.2522	1.70	2.35
(d) $\phi_i = 0.60$	5	2.636838	129.5089	69.50987	2.88193	0.274292	1.85	1.85
	6	2.440424	383.5207	73.60516	2.61628	0.32057	2.17	1.71
	3	2.814195	27	0	3.69922	0.327702	1.78	2.46
(e) $\phi_i = 0.65$	4	3.416996	53.84222	54.51121	3.5396	0.412676	2.24	2.98
	5	1.689429	232.8189	92.06592	2.94729	0.301721	1.64	1.48

Case	r	LE	Т	Τ'	u	u '	u'/Su	LE/ Sp
	m m	m m	°C	°C	m /s	m/s		
	6	4.379633	27	0	3.73378	0.401477	6.88	1.21
(a) $\phi_i = 0.45$	7	5.989788	61.9667	32.2629	3.29802	0.420923	7.21	1.65
	8	6.72127	313.1695	111.0258	3.26721	0.622806	10.67	1.85
	6	3.730488	27	0	3.79448	0.427929	5.09	1.48
(b) $\phi_i = 0.50$	7	4.270744	144.9191	106.7749	3.5834	0.51623	6.14	1.70
	8	4.709909	838.5825	139.5862	2.38294	0.504833	6.01	1.87
	6	3.928814	27	0	4.5793	0.621247	5.45	2.12
(c) $\phi_i = 0.55$	7	4.216891	169.4114	119.4898	4.11483	0.502764	4.41	2.28
	8	3.430032	955.2354	161.2046	2.9411	0.646503	5.67	1.85
	5	4.491491	27	0	4.56888	0.526783	3.56	3.15
(d) øi = 0.60	6	4.345018	57.70837	83.60857	4.61245	0.519513	3.51	3.05
	7	5.929836	181.8841	126.9713	3.94512	0.525991	3.55	4.16
	5	3.990258	27	0	4.49746	0.518657	2.82	3.48
(e) $\phi_i = 0.65$	6	3.722821	33.66785	35.0733	4.11259	0.456279	2.48	3.25
	7	4.510467	403.0288	216.9184	3.8768	0.443283	2.41	3.94

=	: (	2	F		-	1	20		17 +21-	+7	D	1. :	h"	1-7	1º	- 1	1 1		)	h
T	5 (	)	C	$u_1 =$	5 m /	S, Z	z = 20	mm	にかい	0	BOL	gni	7	1	1	フレ	1/1	フ	X-	2

表6.6 ui = 5 m/s, z = 40 mmにおけるBorghiダイアグラムパラメータ

Case	r	LE	Т	Τ'	u	u '	u'/Su	LE/ Sp
	m m	m m	°C	°C	m/s	m/s		LL, OP
	6	5.717039	27.22022	2.917597	4.66093	0.559267	9.58	1.57
(a) $\phi_i = 0.45$	7	3.574166	99.59419	108.656	4.29505	0.478302	8.20	0.98
	8	5.652716	285.5797	141.129	3.53519	0.480783	8.24	1.56
	6	3.579435	27	0	3.97719	0.35826	4.26	1.42
(b) $\phi_i = 0.50$	7	3.814844	121.1882	109.7907	4.15718	0.430722	5.13	1.52
	8	6.877545	374.9999	164.3226	3.84144	0.644973	7.68	2.73
	5	4.707171	27	0	4.59764	0.472955	4.15	2.54
(c) $\phi i = 0.55$	6	3.35083	107.3413	115.7622	4.3031	0.482469	4.23	1.81
	7	4.154186	323.7578	302.9069	4.71376	0.542006	4.75	2.24
	5	3.747222	27	0	4.80697	0.432248	2.92	2.63
(d) $\phi_i = 0.60$	6	4.73455	130.0981	79.36451	4.54489	0.49392	3.34	3.32
	7	2.038215	372.5911	78.43773	4.45327	0.486718	3.29	1.43
	4	3.452782	27	0	4.3886	0.353724	1.92	3.02
(e) $\phi_i = 0.65$	5	3.195308	42.59549	36.50585	4.26233	0.385004	2.09	2.79
	6	3.118482	150.019	72.32232	4.25906	0.415418	2.26	2.72







### 7. 結 論

乱流火炎に関する研究は従来より数多くの研究者達によって手がけられ、そ の結果,様々な知識が得られてきた.しかし分散反応領域火炎についてはそれ が小スケールの高強度乱流場に形成されることから,実験的に構造を観察する ことが困難であった.そこで本研究では非常に希薄な乱流予混合気流を用いる ことにより,比較的大スケールで乱れ強さの弱い流れ場にダムケラ数の小さな 火炎を形成し、これを観察対象とした.これにより、従来と同様の計測技術を 用いても、より詳細な火炎構造の観察を可能とした. さらにポイント測定と同 時に、ポイント測定点を含む火炎断層像をも同時に記録することにより、点測 定の結果を火炎面との相対位置に関連づけて解釈することを可能にした.

さらに各種物理量の総合的な巨視的観察結果にもとづいて, 乱流火炎の自己 相似性を仮定することにより微細構造について考察し、低ダムケラ数場に形成 される火炎について火炎構造モデルを提案した.そしてこの微細構造モデルか ら演繹される巨視的現象が現実の巨視的現象を説明できることを示し、微細火 炎構造モデルの正当性を検証した.分散反応領域火炎については,近い内にそ の微細構造を正確に観察することが可能となることはむずかしいと考えられる. よって現時点では,現実に計測可能なスケールの物理量から微細構造を仮定し, そこから演繹されるマクロ現象が現実のマクロ現象を説明できることを示すの も、微細火炎構造モデルの正当性を確かめる一つの方法である.

以下に本研究の結論を各章ごとに要約して述べる.

第2章では,希薄可燃限界付近の予混合気を用いて,イオン電流値のポイン ト測定と火炎断層像との同時測定を行った.そして、ポイント測定結果を固定 座標系および火炎断層像中の輝度不連続面との相対座標系によって整理・検討 した結果,以下の結論を得た.

(1) 主流に可燃範囲内の予混合気を供給した場合に見られる火炎は,主流未燃混 合気流のすぐ外側に薄い反応面を持つが,可燃範囲外の希薄予混合気を供給 した場合に見られる火炎は、主流未燃混合気と高温パイロット流との混合層

のやや高温パイロット流側に中心を持つ広がった反応帯を形成することが分 かった.

- (2) 反応強度の強い薄い反応面と反応強度の弱い広がった反応帯との遷移領域 では,化学反応と流れの相互作用の結果,火炎構造の変化はわずかな化学反 応特性時間の差で起こる.
- (3) ポイント計測の結果を,ポイント測定位置と火炎断層像中の境界との相対位 における火炎の位置的変動の影響を排除して火炎構造を観察することができ た.

第3章では, 第2章で用いた計測法を基礎として, ポイント測定でラジカル 自発光,温度および流速を測定する計測システムを構築した.さらに計測結果 に処理を施すことにより,変動温度,乱れのスケールをも得ることができるよ うになった.その結果,比較的安価な機器構成であるにもかかわらず,火炎構 造について詳細な観察が可能となった.

第4章では、第3章で開発した計測システムを用いて火炎の観察を行い、OH ラジカル自発光,変動温度,軸方向流速,乱れ強さおよび乱れスケールの計測 結果について検討し、以下の結論を得た. (1) 主流が希薄可燃限界に近い可燃混合気の場合,バーナ基部から直ちに伝ば火

- 混合層内に分散反応的な反応帯が形成される.
- イロット流側の混合層内では分散反応的な反応帯が存在する.
- 状層流火炎の様相を示すようになる.このとき伝ば火炎背後のパイロット流 側には分散反応域は存在しない.

置によってコンディショナルサンプリングして整理することにより,乱流中

炎が発生するのではなく、最初は主流予混合気と高温パイロット流のせん断

(2) 主流予混合気流と高温パイロット流との混合層中に伝ば火炎が出現する際, 伝ば火炎面は混合層の中央付近から出現し,伝ば火炎が出現する位置よりパ

(3) 成長した伝ば火炎は混合層内の主流予混合気側境界に移動し、一般的なしわ

第5章では,第4章で得られた観察結果から,火炎構造の自己相似性に基づ

いて火炎の微細構造について考察し,さらに各構造の出現条件についても検討 を加えた.その結果,以下の結論を得た.

(1) 低ダムケラ数火炎の構造について次の2つのモデルを提案した.

- 局所消炎を起こしてパッチ状になった伝ば火炎の背後に、分散反応的な反応帯のエンベロープをまとった紐状の円筒火炎が折り重なって存在するような構造
- 局所消炎を起こしてパッチ状になった伝ば火炎の背後に、細かな紐状の分 散反応的な反応帯が折り重なって存在する、もしくは紐状の分散反応的な 反応帯が互いに混合することにより、層状になって伝ば火炎の背後に存在 するような構造
- (2)従来の研究結果との対比の結果、これまで分散反応領域火炎とされてきた各種研究の中で、Summerfiledらや高橋らによって観察された火炎と、その他の研究者によって観察されてきた火炎とは別の構造であり、それぞれ今回提案した2つの火炎構造に該当すると考えられる.
- (3) 今回提案した2つの火炎モデルの出現条件について検討した結果,これらは Borghi ダイアグラムの分類による distributed reaction zone と well-stirred reactor に該当すると考えられる.

第6章では,第5章で考察した火炎微細構造に基づけば,火炎構造は Borghi ダイアグラムによって分類できる.そこで,実際に Borghi ダイアグラムに必要 なパラメータを第4章の実験結果から算出し,ダイアグラム上へプロットした. その結果,以下の結論を得た.

- (1) 熱理論から導出した希薄可燃限界以下の予混合気における層流燃焼速度,火 炎帯厚みは, Borghi ダイアグラム上での評価において妥当な結果を示した.
- (2) 第5章で提案した火炎構造モデルは, Borghi ダイアグラムによる分類ととも に,実際の実験観察結果を説明することができる.

本研究では,包括的に燃焼現象を定式化するための基礎となる火炎構造を実験的に観察した.従来の実験方法に対して,火炎の形成方法や計測システムに

改良を加えることにより,低ダムケラ数場の燃焼現象をより詳細に観察し,そ の火炎構造についての新たな知見を得た.さらに実験結果の考察から火炎の微 細構造モデルを提案するとともに,そこから演繹される巨視的火炎挙動が実際 の火炎の観察結果と一致することを示した.本研究が今後,数値解析等による 燃焼現象の予測精度を向上させるための一助となることを期待してやまない. 謝 辞

本研究は大阪大学大学院工学研究科機械物理工学専攻エネルギー工学講座燃 焼工学領域において行われたものである.その間,終始懇切丁寧な御指導およ び助言を賜るとともに,本論文の執筆に際しても綿密な校閲をただいた,大阪 大学工学研究科教授 香月正司 先生に,謹んで感謝の意を表します.

また,本研究を行うにあたり,適切なる御指導および助言をいただいた当時 大阪大学工学部教授(現大阪大学名誉教授)水谷幸夫 先生に,謹んで感謝の意 を表します.

そして本論文をまとめるにあたり,多忙な中御校閲と御指導いただいた大阪 大学工学研究科教授 高城敏美 先生,教授 片岡 勲 先生に,深く謝意を表 します.

本研究の遂行にあたり,多大な協力および助言をいただいた,本講座助手 赤 松史光 先生,助手 芝原正彦 先生,本講座に在籍された三菱重工業株式会社 萬代重美 氏,日立造船株式会社 安田俊彦 氏にも深く謝意を表します.

さらに本研究の遂行にあたっては、当時の大阪大学大学院学生 若林 卓, 津島将司,当時の大阪大学工学部4年次学生 森 貞志,安田雄一郎,近藤博 是,大本亮蔵,そして宇恵公子 事務官(当時),大川昌美 事務官をはじめと する研究室諸氏の助力をいただいた.ここに記して謝意を表します.

そして,私が本研究室で燃焼の研究を始めた当初,直接に御指導および助言 をいただいた当時大阪大学工学部助手(現京都大学助教授)中部主敬先生に, 謹んで感謝の意を表します.

このほか、ここに名を挙げなかった多くの方々にも多大な協力や援助をいた だいたことに対し、厚く感謝いたします.



