The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	低ダムケラ数火炎の構造に関する研究
Author(s)	渕端, 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　　学

①

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　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
通常の伝ぱ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

3．火炎診断用同時計測システムの開発 …… 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．Borghi ダイアグラム上における火炎構造の分類 104
6．1　まえがき 104
6．2　超希薄予混合気における化学反応特性時間の推定 104
6．3　Borghi ダイアグラム上における実験結果の考察 107
6．4　結　言 108

7．結　論 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，火炎が伝ぱ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る。

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_2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[1]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[2]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．

$$\Gamma = \frac{\delta / S_u}{l_T / u'}$$

ここで δ は層流予混合火炎の厚さ，S_u は層流燃焼速度，l_T 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[3,4]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[5]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 δ と乱れのコルモゴロフスケール l_K の関係によって火炎構造をしわ状層流火炎（$u' < 2S_u,\ l_K > \delta$ ），分散反応領域火炎（$u' > 2S_u,\ l_K < \delta$ ），遷移火炎（$u' \approx 2S_u,\ l_K \approx \delta$ ）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[6]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[7]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[8]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[9]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[10-13]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ぱし，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[14,15]，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[16-19]，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[20]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[21]の，吹き消え寸前の伝ぱ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，伝ぱ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，混合層内の伝ぱ火炎が出現する付近の現象を観察した結果，強乱流場での伝ぱ火炎着火時には，伝ぱ火炎の既燃ガス側に，伝ぱ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

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

(2) Kovasznay, L.S., Jet Propulsion, **26** (1956), 485.

(3) Summerfield, M., Reiter, S.H., Kebely, V. and Mascolo, R.W., Jet Propulsion, **24** (1954), 254.

(4) Summerfield, M., Reiter, S.H., Kebely, V. and Mascolo, R.W., Jet Propulsion, **25** (1955), 377.

(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 Combustion Institute, 1665.

(7) Tennekes, H., The Physics of Fluids, **11** (1968), 669.

(8) Tabaczynski, R.J., Trinker, F.H. and Shannon, B.A.S., Combust. Flame, 39 (1980), 111.

(9) 小林秀昭，北野三千雄，燃焼の科学と技術, **2** (1994), 27.

(10) Yoshida, A., 22nd Symposium (International) on Combustion, (1988), The Combustion Institute, 1471.

(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　薫，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.

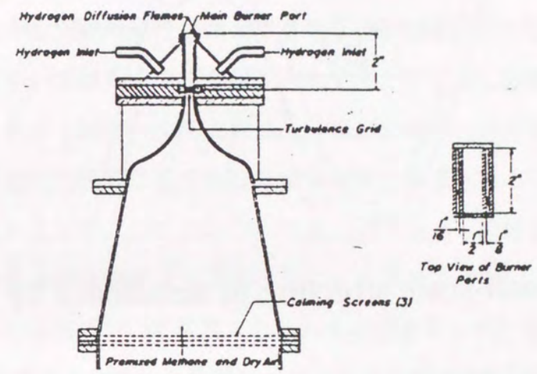


図1.1 The burner used by Summerfield et. al.

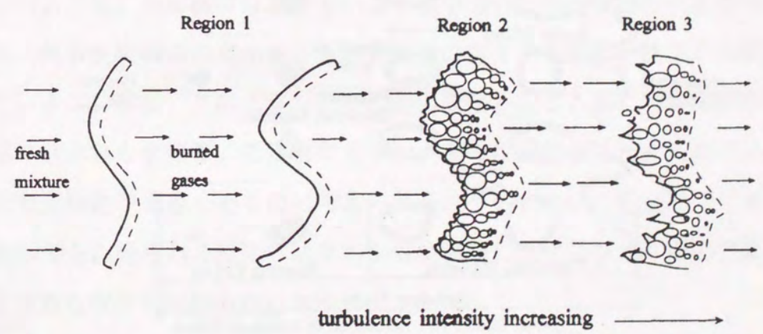


図1.2　3-region model by Ballal et. al.

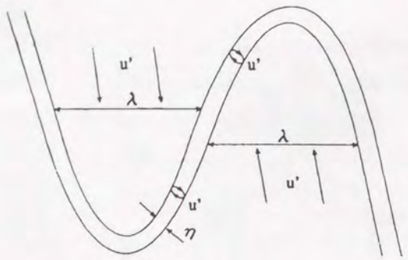


図1.3 Small-scale structure of turbulence by Tennekes

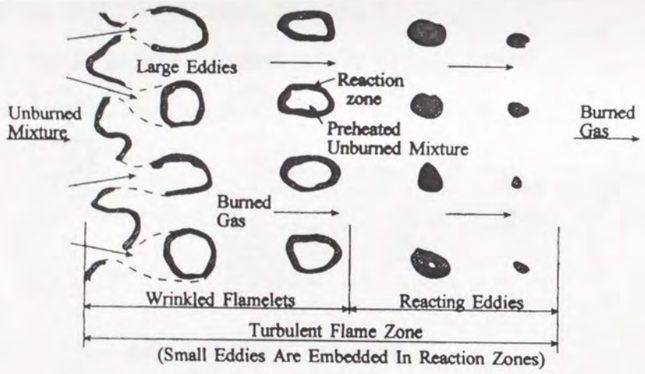


図1.4 Distributed reaction zone by Yoshida et. al.

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[1]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ポ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．外側環状ポ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 $u_i = 5$ m/s，当量比 $\phi_i = 0.50, 0.55, 0.60, 0.65$，パイロット流が断面平均流速 $u_o = 1$ m/s，当量比 $\phi_o = 1.0$ とした．都市ガス 13A の常温における可燃限界は $\phi = 0.55$ 付近である．主流当量比が可燃範囲内にあれば主流ポ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ポ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 2.2 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^+ レーザ（Spectra-Physics 2016，波長 514.5 nm，出力１ w）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 mm，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ピ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

径方向へｒ軸を設定した．

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

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ぱ火炎における反応帯の比較

可燃範囲外の希薄混合気中に形成される反応帯と，通常の伝ぱ火炎の差異を調べるため，主流当量比 ϕ_i ＝ 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 ϕ_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．

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 ϕ_i ＝ 0.65 に比べて ϕ_i ＝ 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，ϕ_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，ϕ_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，ϕ_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，ϕ_i = 0.50 の場合のそれはわずかである．このことより，ϕ_i = 0.65 の場合に比べて ϕ_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，ϕ_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 ϕ_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_o 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 ϕ_i = 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 ϕ_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，ϕ_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，ϕ_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，ϕ_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，ϕ_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，ϕ_i = 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 z 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．ϕ_i = 0.50 における結果を図２．８に，ϕ_i = 0.65 における結果を図２．９に示す．

ϕ_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 ϕ_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 ϕ_i = 0.50，z = 40 mm になると，gray zone 幅 w が小さい条件では gray zone 内にイオン電流のピ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 付近にイオン電流のピークが見られるようになる．

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，伝ぱ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．しかしここでは伝ぱ火炎は発生せず,z = 40 mm 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．

ϕ_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．ϕ_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ぱ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ぱ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ぱする伝ぱ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ϕ_i = 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 rms 値の半径方向分布を示す．ϕ_i = 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，ϕ_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ϕ_i = 0.60 になるとϕ_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ϕ_i = 0.65 の伝ぱ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ϕ_i = 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，ϕ_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ϕ_i = 0.60 とϕ_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ϕ_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，ϕ_i = 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ϕ_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，ϕ_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２．８および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ϕ_i = 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．ϕ_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．ϕ_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，ϕ_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．ϕ_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ϕ_i = 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ϕ_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[3]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_i = 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_i = 0.65 とϕ_i = 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．

(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)

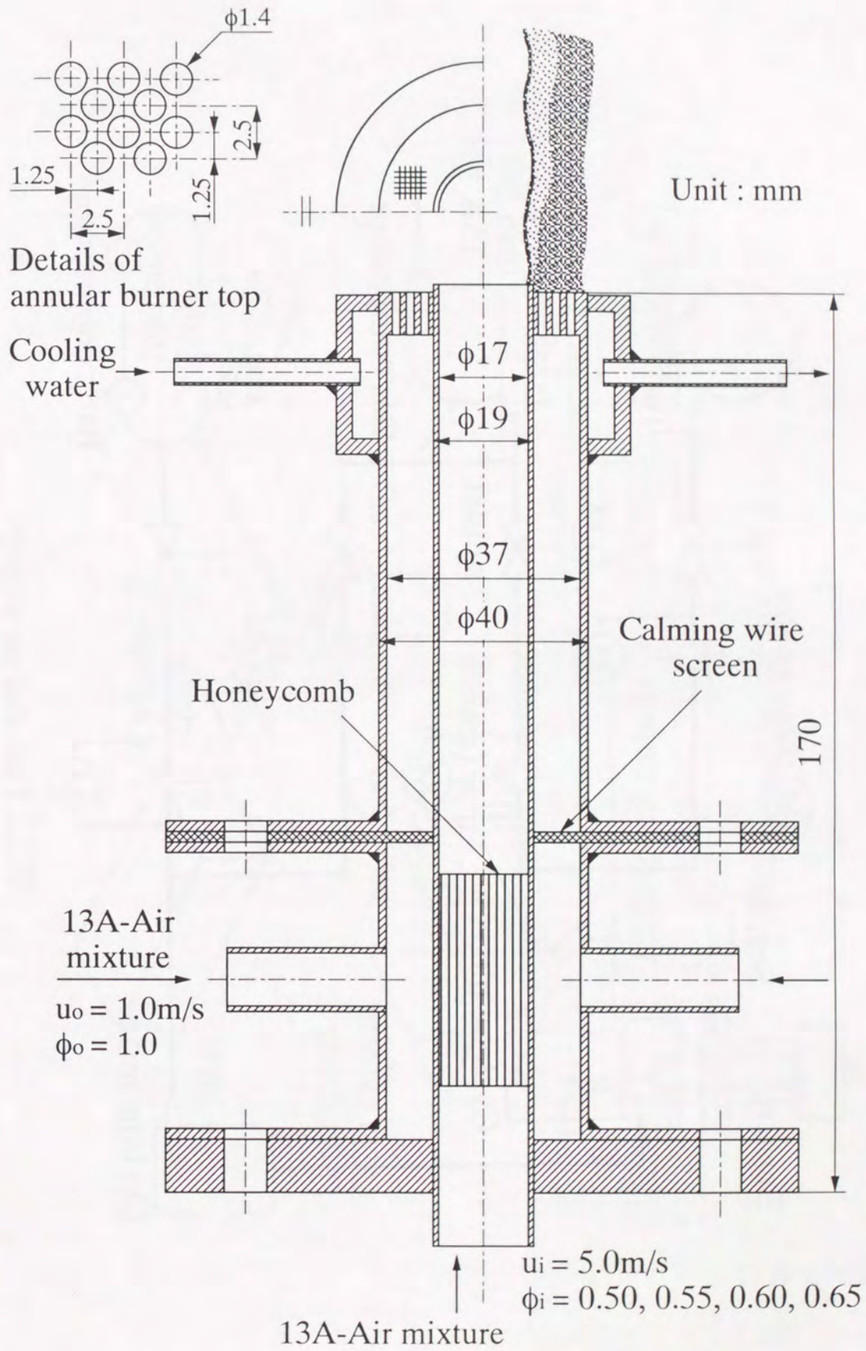


図2.1 Burner

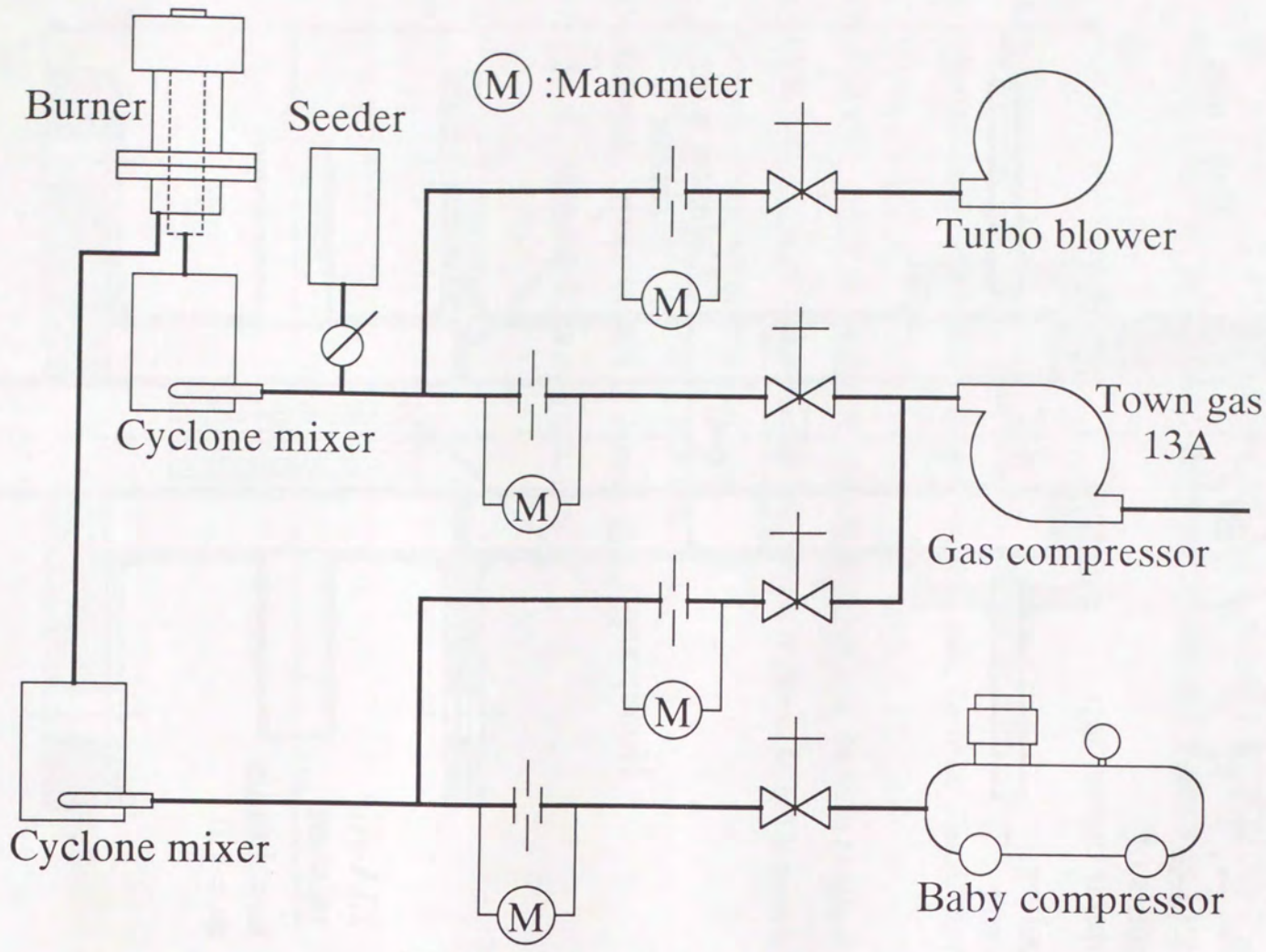


図2.2 Fuel and air supply

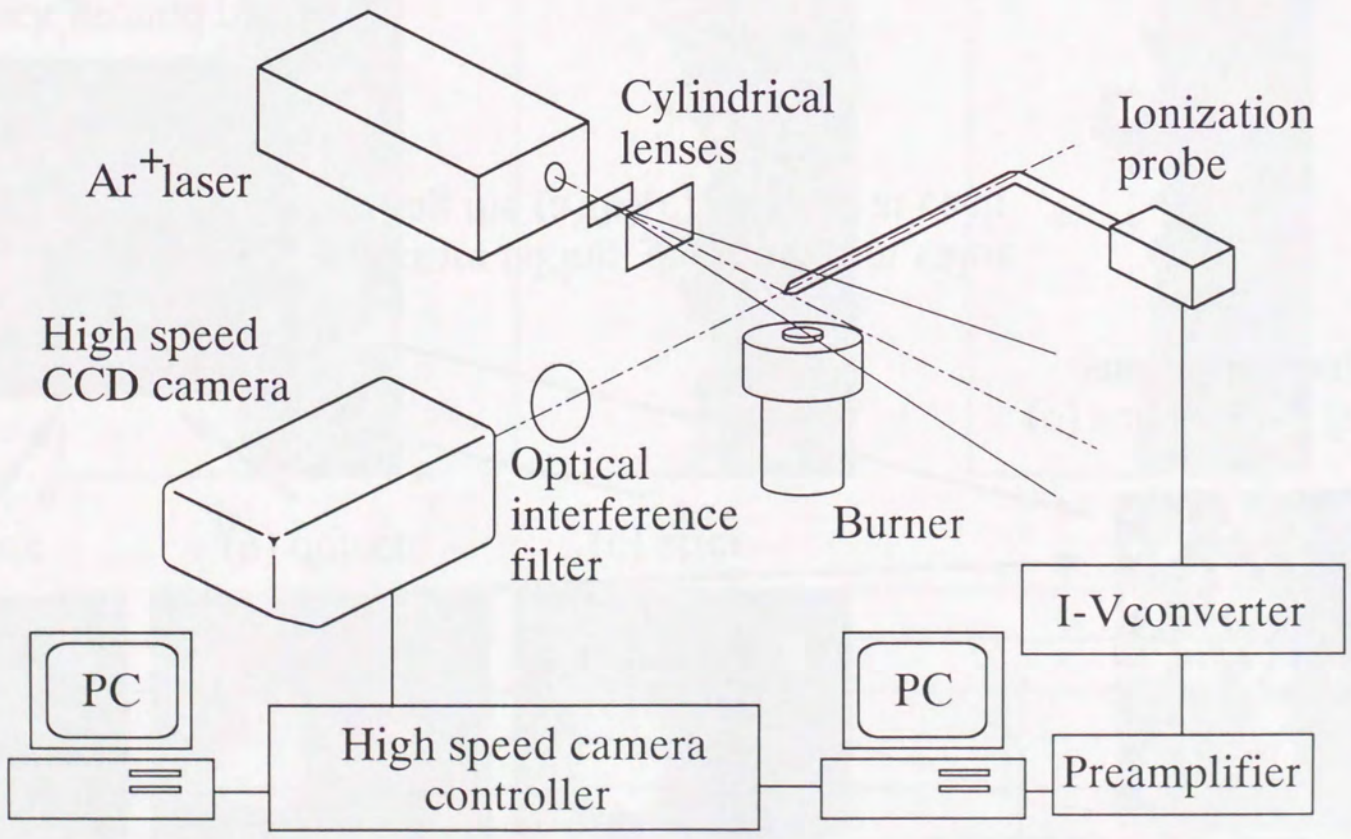


図2.3 Experimental apparatus

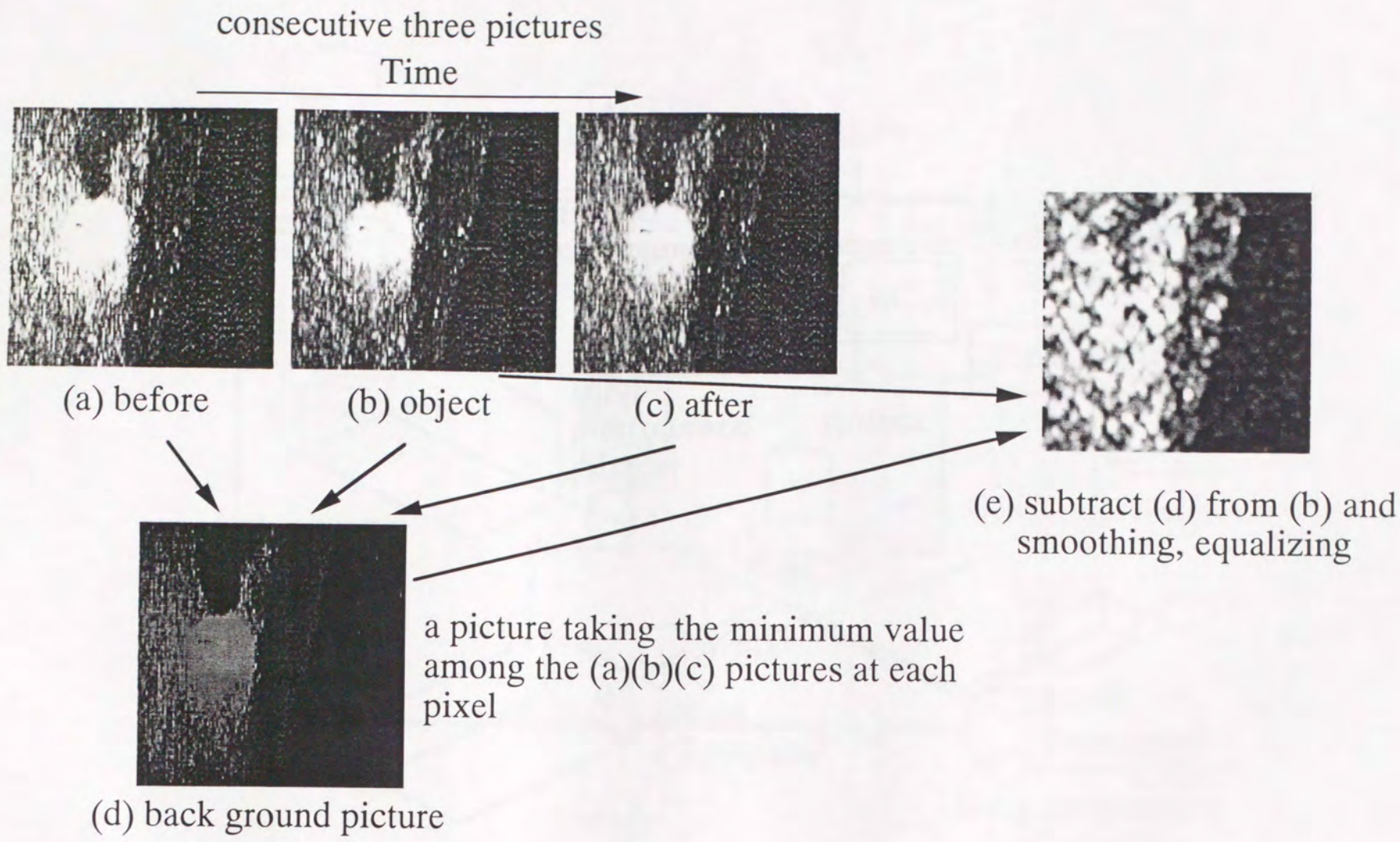


図2.4 Example of image processing

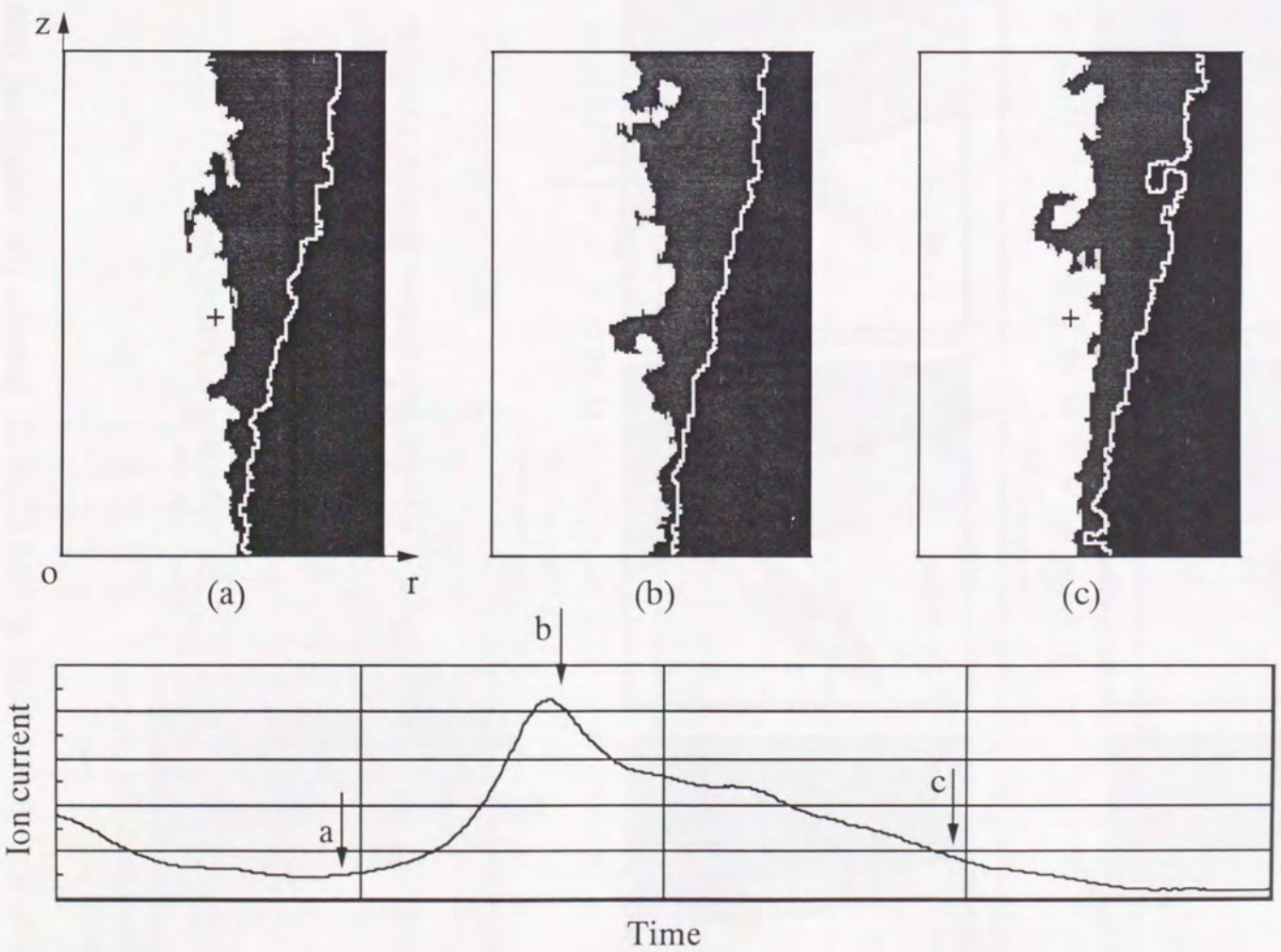


図2.5 Example of processed image and ion current

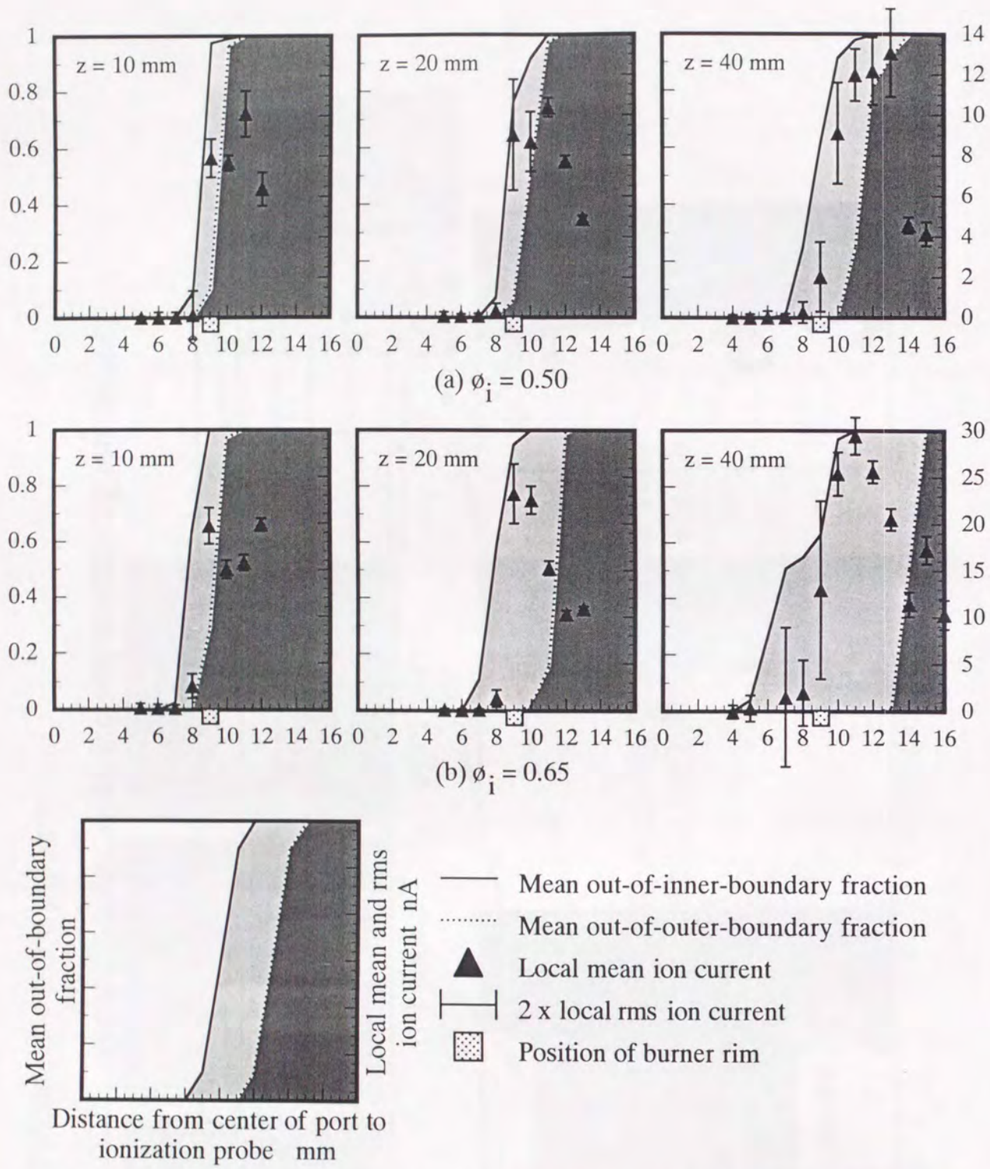


図2.6 Mean and rms value of ion current across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction

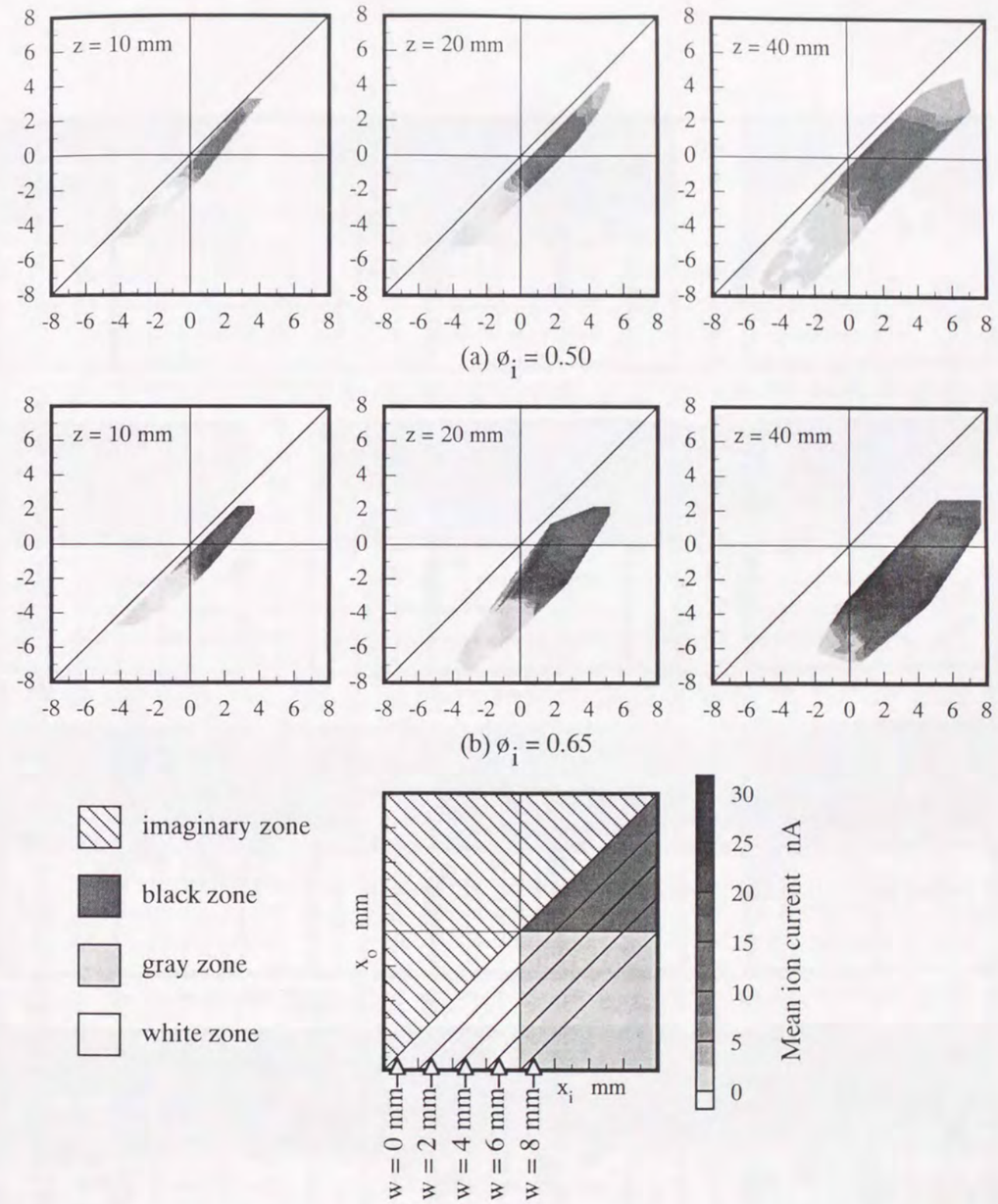


図2.7 Local mean ion current in terms of relative distance from ionization probe to inner and outer boundary

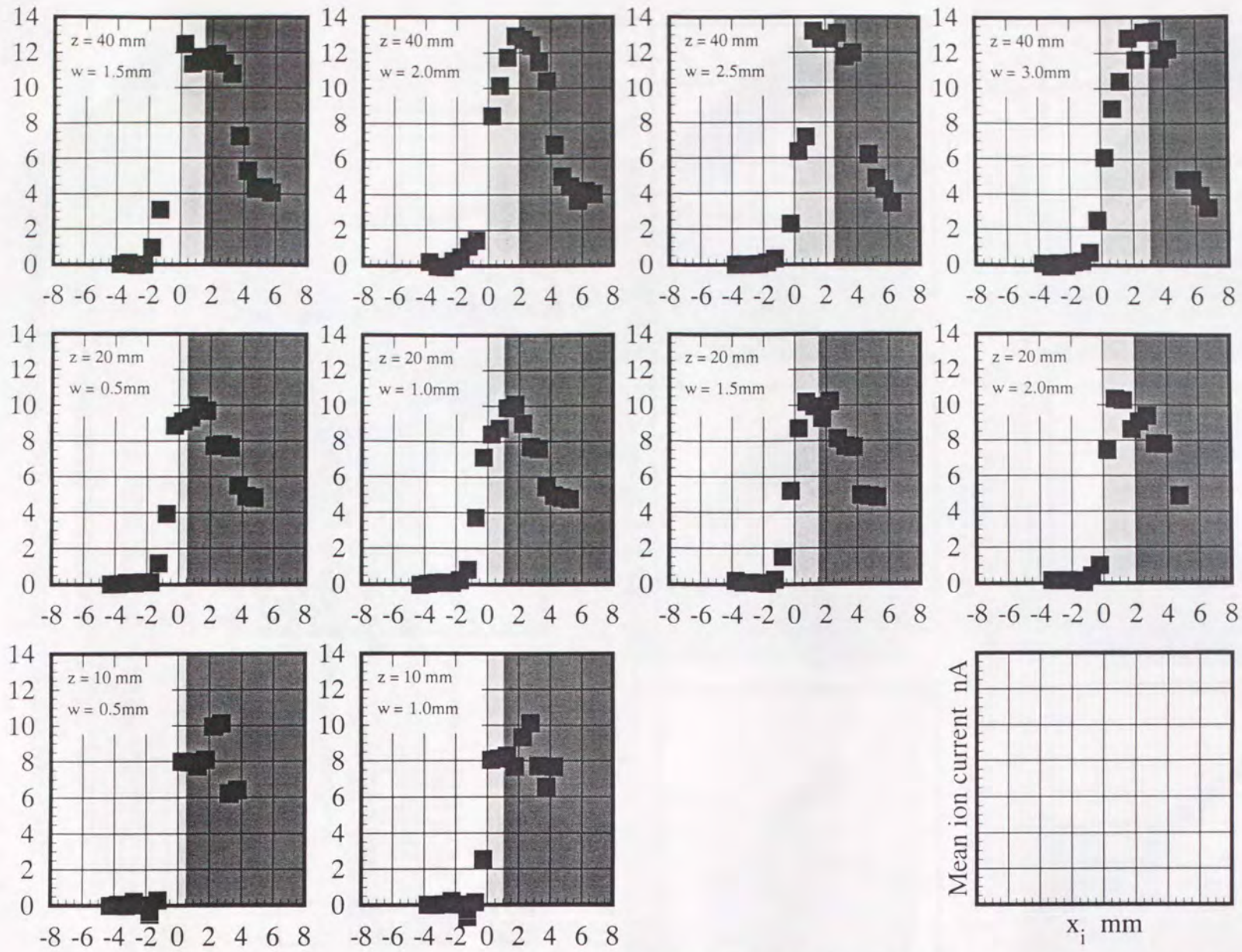


図2.8 Local mean ion current relative to the distance from inner boundary of gray zone image at $\phi_i = 0.50$ (conditional sampling in terms of gray zone width w)

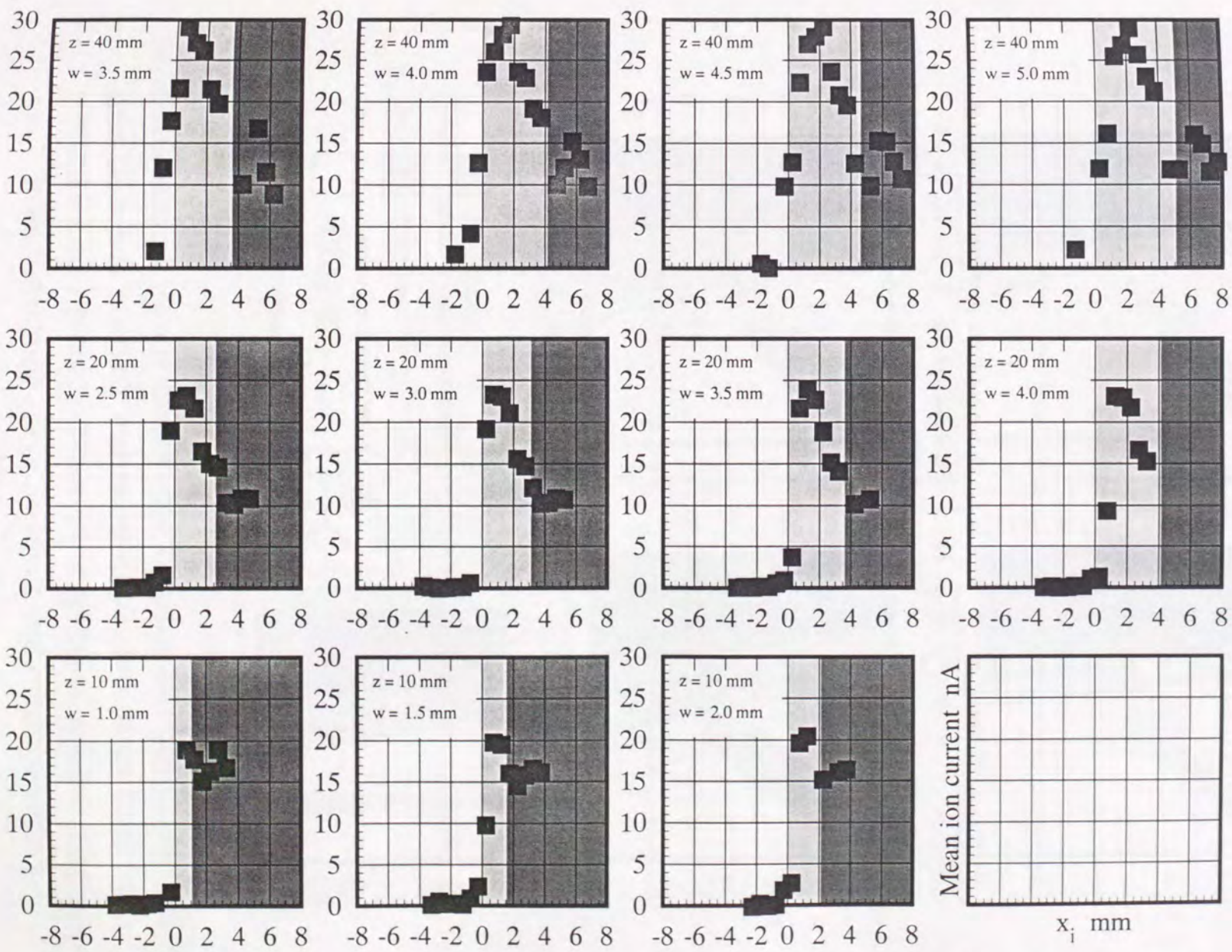


図2.9 Local mean ion current relative to the distance from inner boundary of gray zone image at $\phi_i = 0.65$ (conditional sampling in terms of gray zone width w)

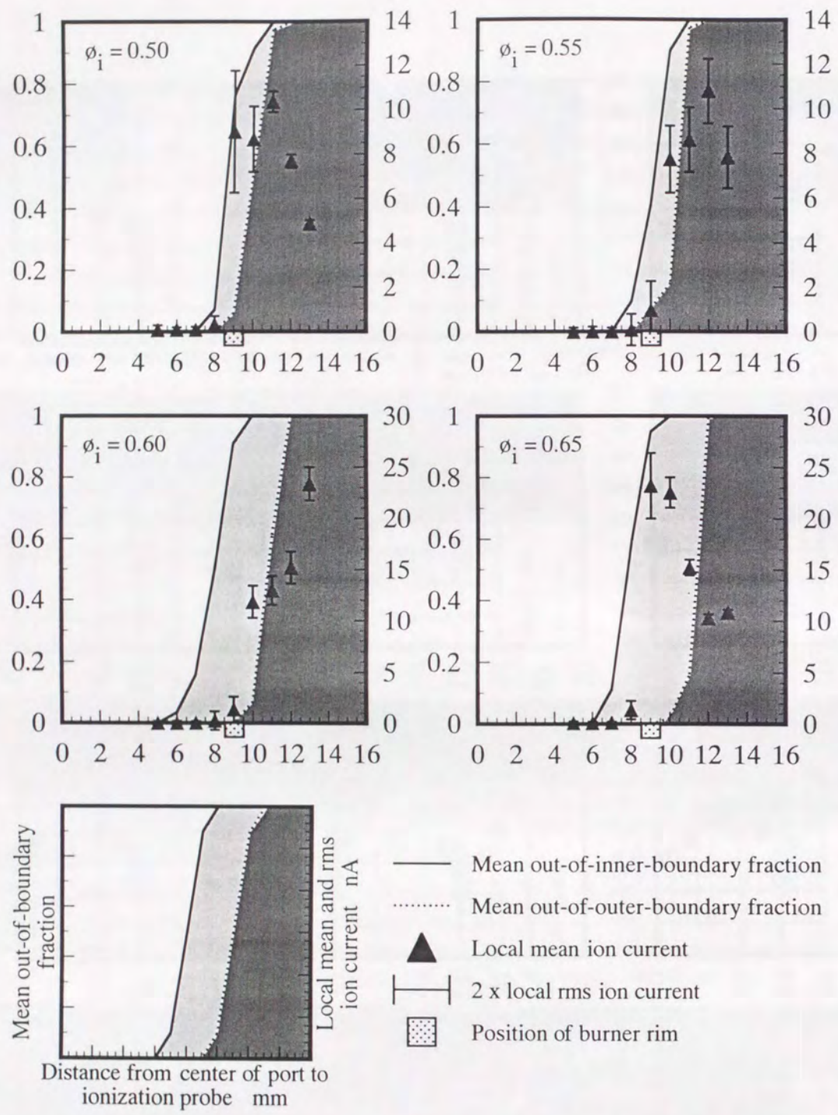


図2.10 Mean and rms value of ion current across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction at z = 20 mm

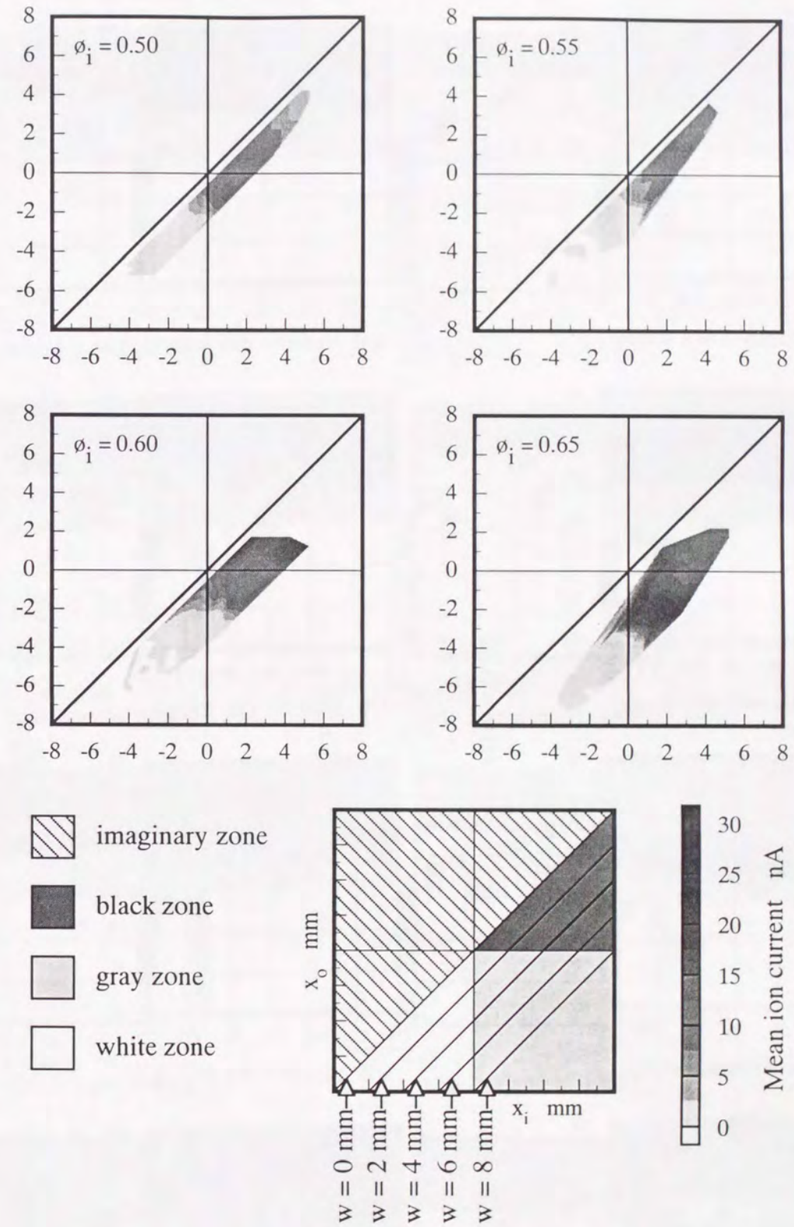
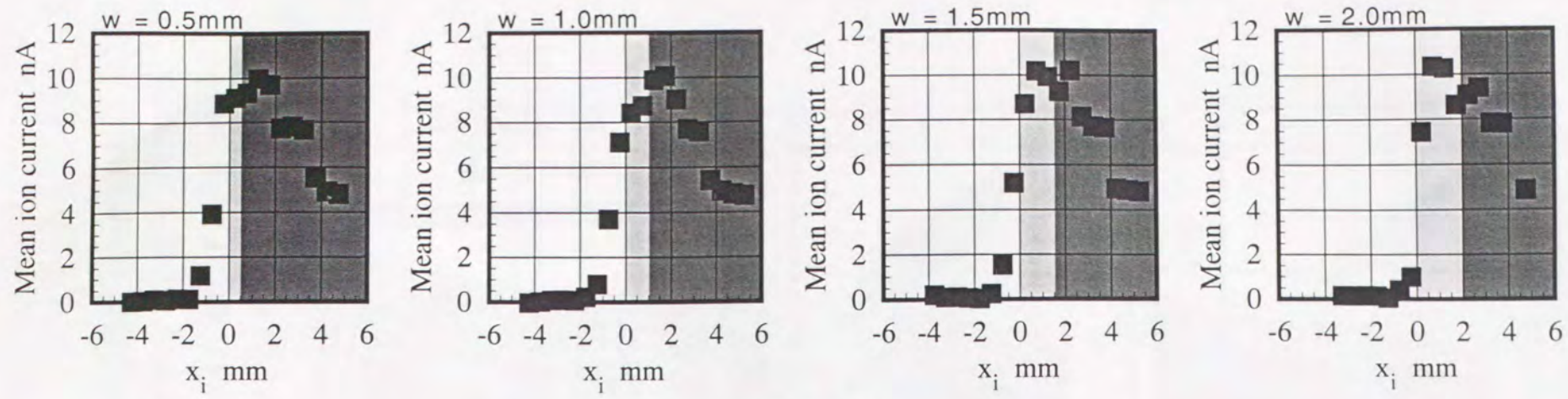
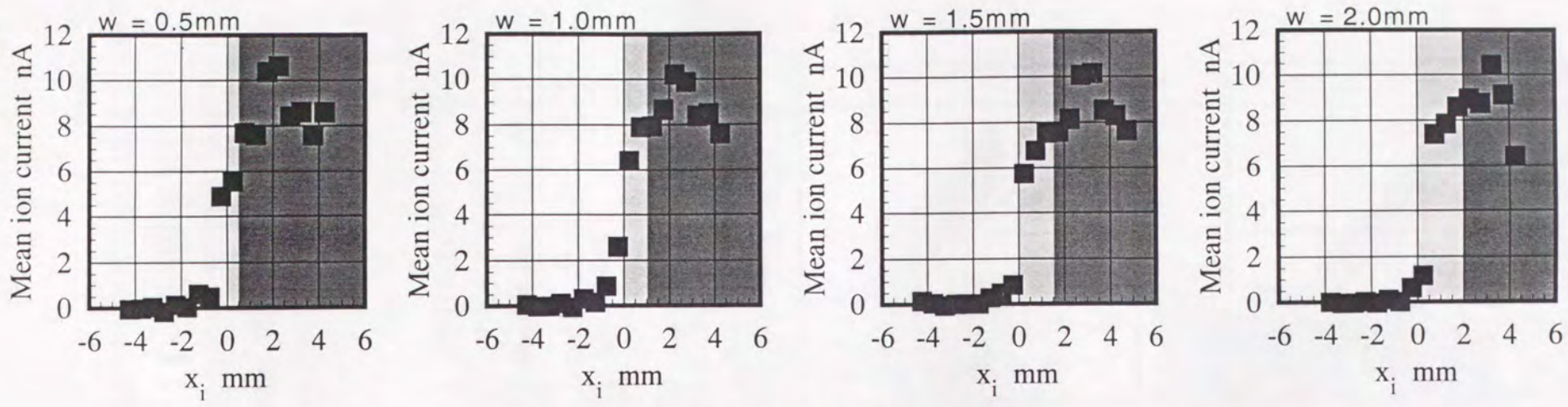


図2.11 Local mean ion current in terms of relative distance from ionization probe to inner and outer boundary at z = 20 mm

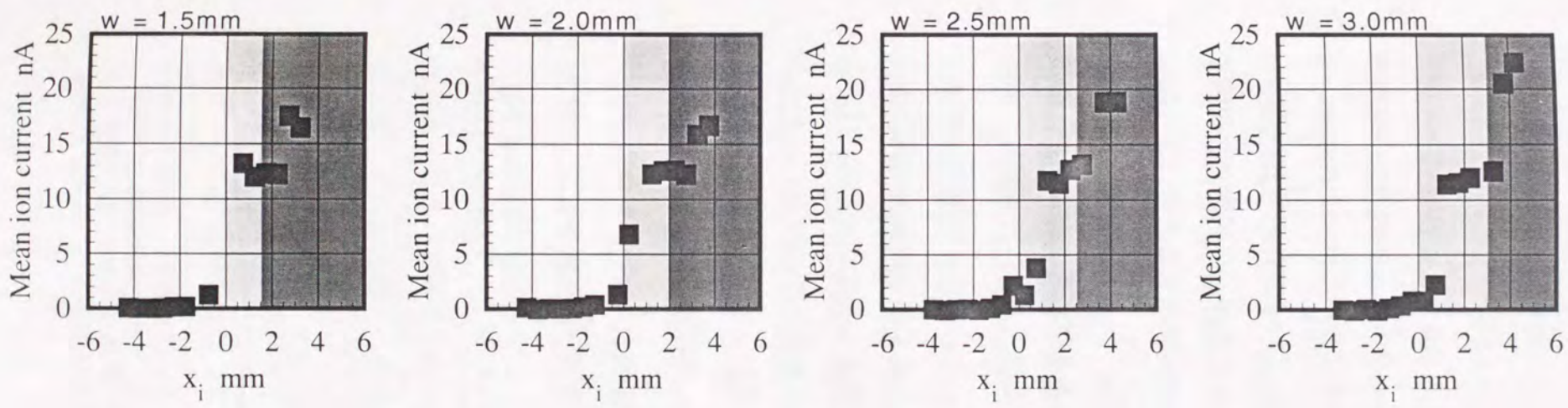


(a) ø = 0.50

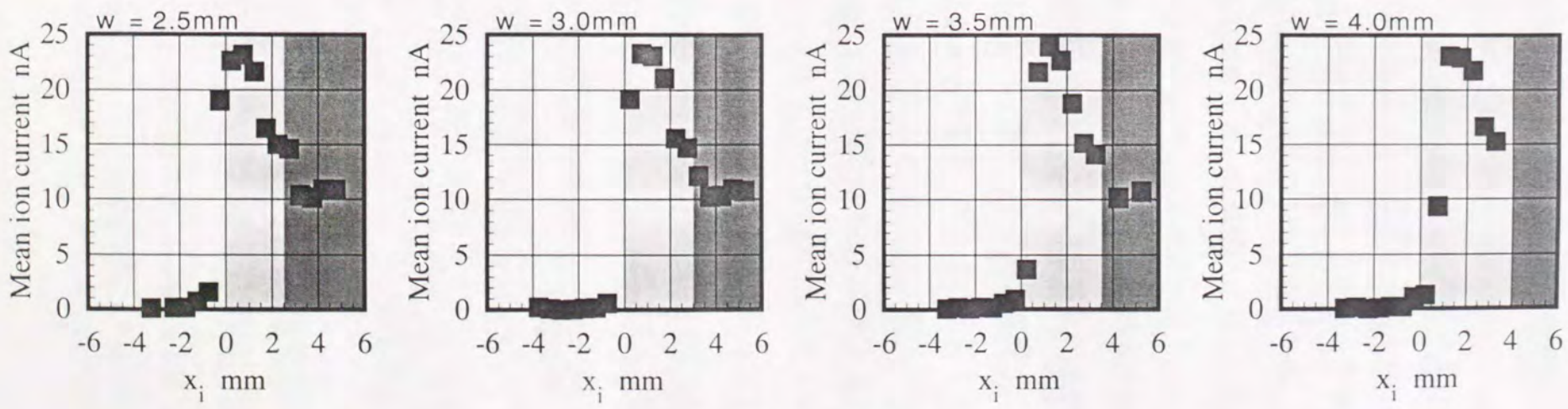


(b) ø = 0.55

図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) ø = 0.60



(d) ø = 0.65

図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^+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^+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 μs），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)により記録される．

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ＣＣＤ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_0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[1]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，ハイスピード 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，ハイスピード 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^{-1} mm のオーダーと考えられている[2,3]．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[2]，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．処理はまずハイスピ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[4]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[5,6]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．

$$g(y:0 \le y \le T/2) = \frac{\int_0^{T/2} u'(t)\cdot u'(t+y)\cdot dt}{\int_0^{T/2} u'(t)\cdot u'(t)\cdot dt} \qquad (3.1)$$

ここで，

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．

$$g(i\Delta t : 0 \le i \le n/2) = \frac{\sum_{j=0}^{n/2-1} u'(j\Delta t)\cdot u'(j\Delta t + i\Delta t)}{\sum_{j=0}^{n/2-1} u'(j\Delta t)\cdot u'(j\Delta t)} \qquad (3.2)$$

ここで，

n　　：Ａ／Ｄコンバータのデータ総数

Δt　：Ａ／Ｄコンバータのサンプリングタイム

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 $t_i + y$ 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．

$$g(y) = \frac{\sum_{i=1}^{n-1}\sum_{j=i+1}^{n} u'_i \cdot u'_j \Big|_{y-\Delta s/2 \le t_j - t_i < y+\Delta s/2}}{\sum_{i=1}^{n-1}\sum_{j=i+1}^{n} u'_i \cdot u'_i \Big|_{y-\Delta s/2 \le t_j - t_i < y+\Delta s/2}} \qquad (3.3)$$

ここで，

Δs　　：スロット幅

u'_i　　：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 Δs 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 y 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

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 Δs 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，Δs 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けスロット幅を大きくとることにして，$\Delta s = 0.2$ 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_K は，それぞれ以下の関係式を用いて L_E から算出した．

$$\frac{l_T^2}{L_E} = \frac{c\nu}{\sqrt{\overline{u'^2}}} \qquad (3.4)$$

$$l_K = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4} \qquad (3.5)$$

$$\varepsilon = \frac{15\nu\overline{u'^2}}{l_T^2} \qquad (3.6)$$

ここで，

c　　：比例定数 = 24.32 [7,8]

ν　　：動粘性係数

u'　　：変動速度

ε　　：乱れエネルギーの消散率

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 $X(\omega)$ に，周波数面上でフィルタ関数 $W(\omega)$ を乗じた関数 $X(\omega)\cdot W(\omega)$ 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

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．

$$T_g = T_K + \tau\frac{dT_K}{dt} + \frac{\sigma\varepsilon f}{h}(T_K{}^4 - T_w{}^4) \qquad (3.7)$$

ここで，

T_g ：被測温媒体の温度

T_K ：素線の温度

T_w ：周囲の温度 = 300 K

τ ：時定数 = 8.3 ms [16]

σ ：ステファン・ボルツマン定数 = 5.67×10^{-8} W/(m^2・K^4)

ε ：素線の放射率 = 0.2

f ：形態係数 = 1 [17]

h ：熱伝達率 = $\rho cd/4\tau$ [16]

ρ ：熱電対素線の密度 21640 kg/m^3

c ：熱電対素線の比熱 133 J/(kg・K)

d ：熱電対素線の直径 25×10^{-6} 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_K/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 I_{OH}，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_i 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_i 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

(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), 317.

(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), 498.

(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, **99I**-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)

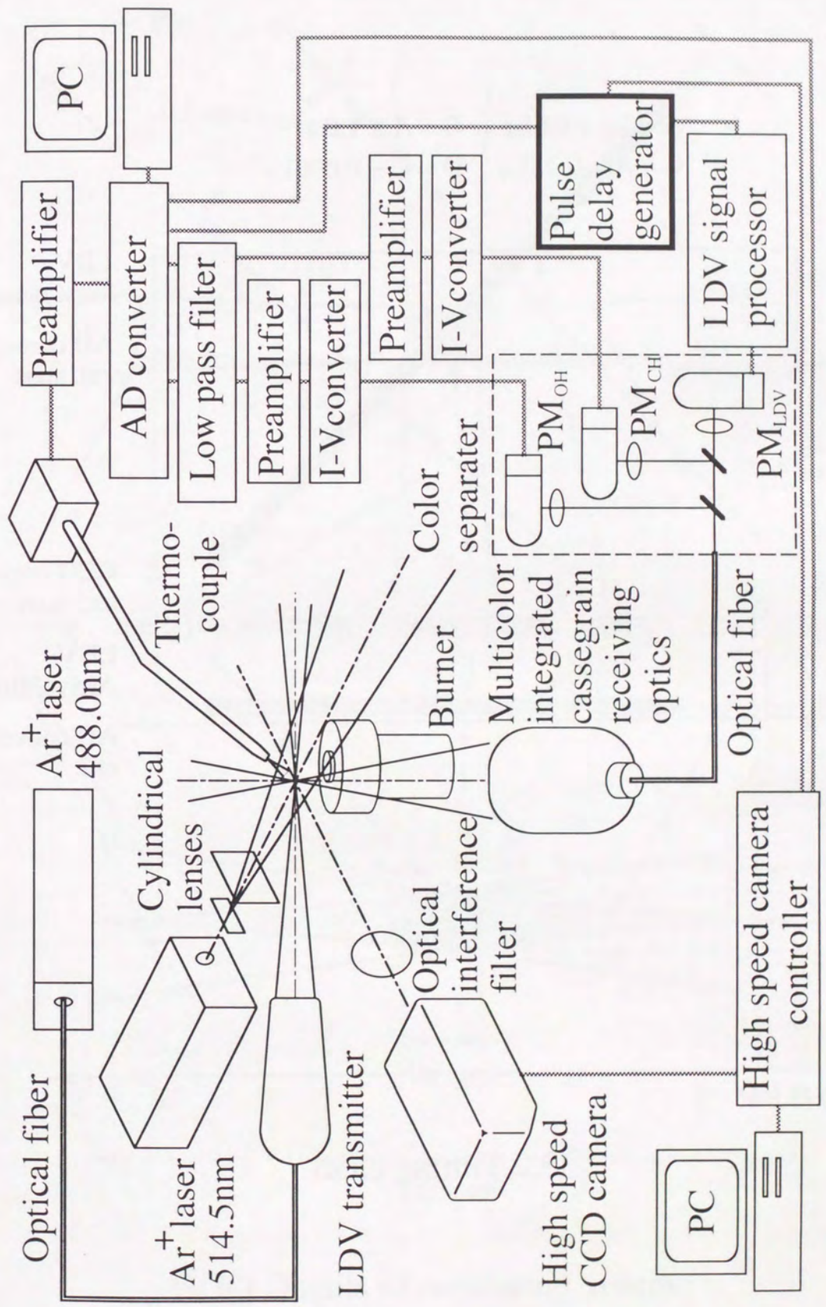


図3.1 Experimental apparatus

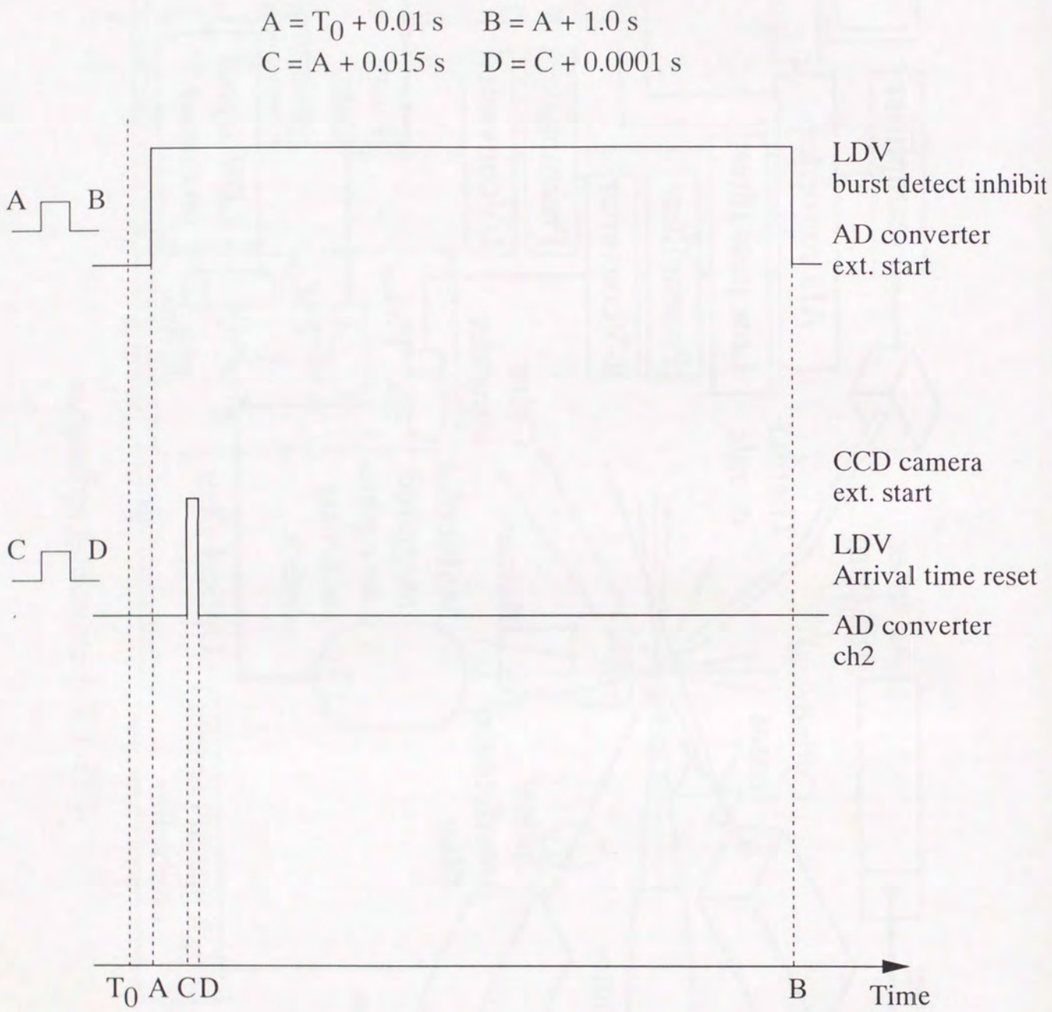


図3.2 Timing chart

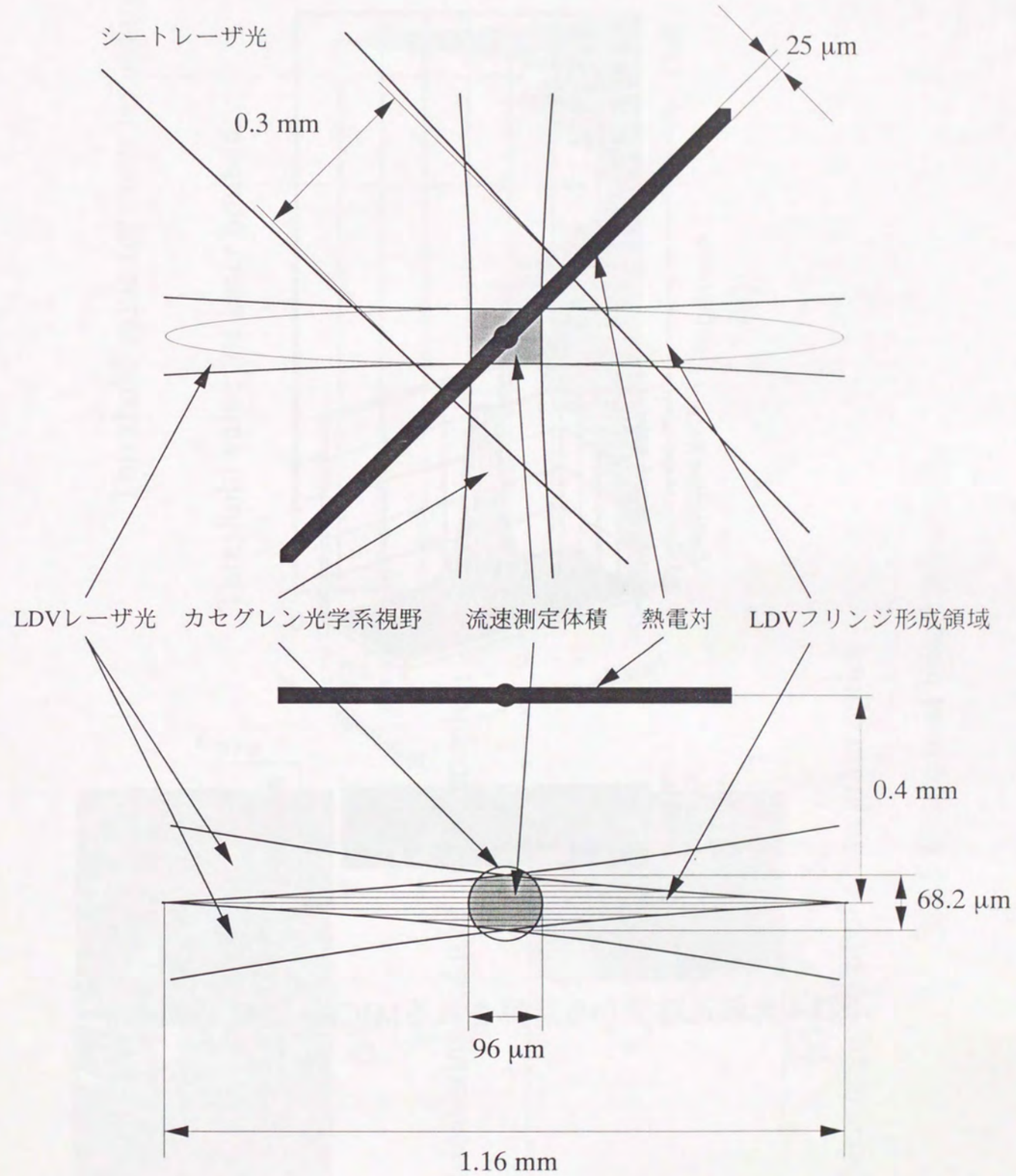


図3.3 Details of measuring volume

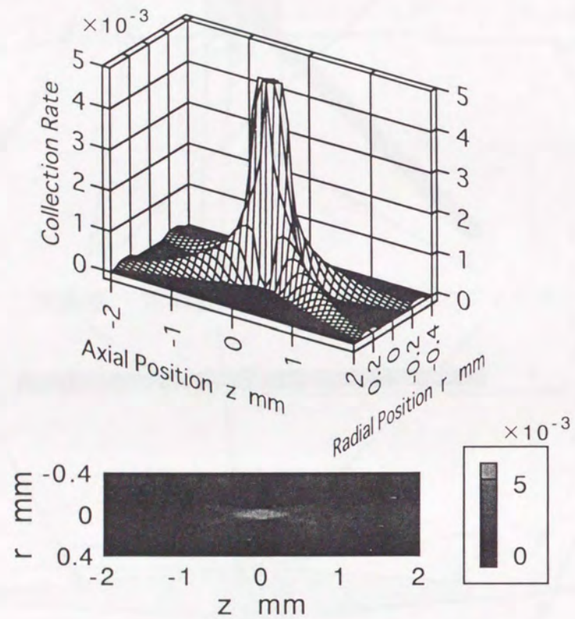


図3.4 光線追跡法から計算されるMICROの集光率分布

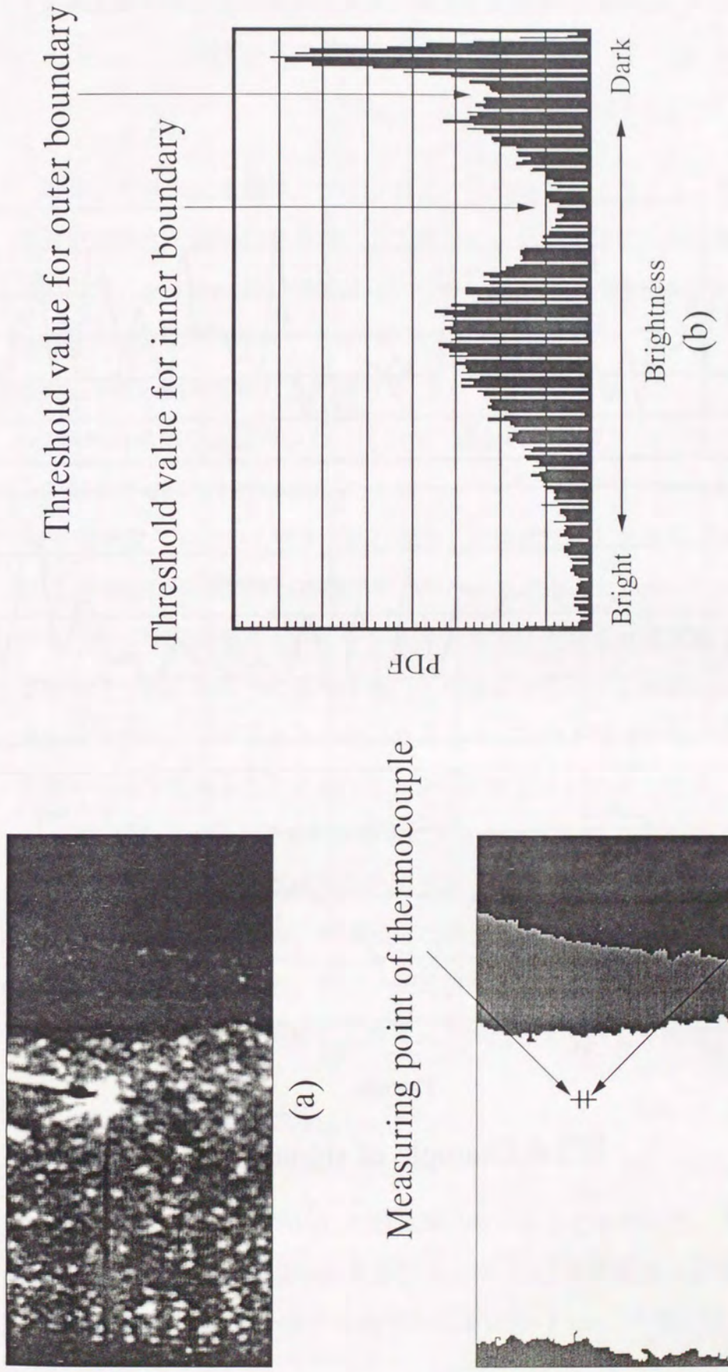


図3.5 Example of image processing

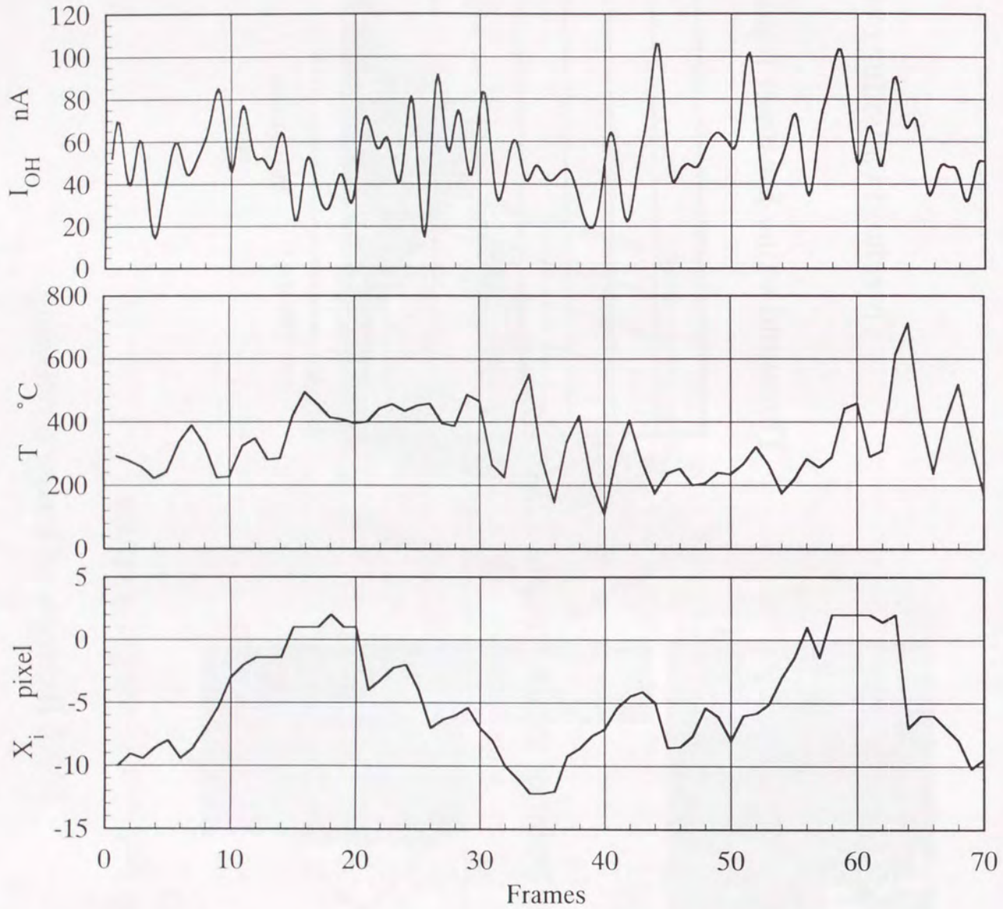


図3.6 Example of signals

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考察に不可欠であると考えられる．さらに第２章の結果ではϕ_i=0.60 からϕ_i=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 m/s およびu_i=3 m/s，当量比ϕ_i=0.45，0.50，0.55，0.60，0.65，パイロット流が断面平均流速u_o=1 m/s，当量比ϕ_o=1.0 である．

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 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 ϕ_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４．１３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 ϕ_i = 0.60 については，第２章の図２．１０の結果が ϕ_i = 0.55 に近かったのに対して，ここで得られた結果は ϕ_i = 0.65 に近い．しかし，ϕ_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 ϕ_i 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，ϕ_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，ϕ_i 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 ϕ_i 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，ϕ_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．

ϕ_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 ϕ_i = 0.55 以下の場合に見られる outer boundary 付近のピークが，ϕ_i 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ϕ_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ϕ_i = 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)ϕ_i = 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)ϕ_i = 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)ϕ_i = 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，ピ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)ϕ_i = 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，(e)ϕ_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，ϕ_i = 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，ϕ_i = 0.55 以下の場合に見られる outer boundary 付近のピークが，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_i = 3 m/s の場合と図４．１６，図４．１７に示したu_i = 5 m/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ϕ_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．

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，ϕ_i = 0.55～0.65）に注目すると，(c)ϕ_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)ϕ_i = 0.60，(e)ϕ_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)ϕ_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)ϕ_i = 0.65 では図４．１１(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部分との境目にあたっている．

まず，(e)ϕ_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

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ぱ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ぱ火炎面前面より伝ぱ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)に現れている伝ぱ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，ここでは伝ぱ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 $\phi_i = 0.45$～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 zone 幅wが変化しても変わらない．これが図４．１８(d)に示す $u_i = 3$ m/s，$z = 20$ mm，$\phi_i = 0.60$ や図４．２０(d)(e)に示す $u_i = 5$ m/s，$z = 20$ 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 ϕ_i が大きくなると，OH 自発光強度のピークは 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) $\phi_i = 0.60$ の結果に注目すると，図４．１８(d)（$u_i = 3$ m/s，$z = 20$ mm）の場合を除いて，強い OH 自発光のピークは 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)（$u_i = 3$ 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ぱ性を有しており，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，$\phi_i = 0.45$～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 $\phi_i = 0.45$～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．

図４．２３，図４．２５の(d)(e)（z = 40 mm，ϕ_i = 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，伝ぱ火炎の出現により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．ϕ_i = 0.60，0.65 であっても，z = 20 mm 断面（図４．２２，図４．２４の(d)(e)）ではϕ_i = 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，この位置では伝ぱ火炎はまだ出現していないか出現直後であるため，温度分布には伝ぱ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ϕ_i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 m/s，z = 40 mm，ϕ_i = 0.60 とu_i = 3 m/s，z = 40 mm，ϕ_i = 0.60 は(a)と(b)の中間と考えられる．

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ϕ_iの変化に注目すると，ϕ_i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_iの変化に対しては判断材料が少ないが，u_i = 3 m/s，z = 20 mm，ϕ_i = 0.65 が(a)に属し，u_i = 5 m/s，z = 20 mm，ϕ_i = 0.65 が(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 m/s，z = 20 mm，ϕ_i = 0.60 やu_i = 5 m/s，z = 20 mm，ϕ_i = 0.60, 0.65 が(b)に属し，u_i = 3 m/s，z = 40 mm，ϕ_i = 0.60 やu_i = 5 m/s，z = 40 mm，ϕ_i = 0.60, 0.65 が(a)に属していることから，ｚの減少が(a)から(c)の方向の変化に対応していると思われる．u_iの増加とϕ_i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．

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 = 10 mm の場合の方が，z = 20 mm の場合よりもϕ_i = 0.50 における火炎帯構造とϕ_i = 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ぱ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)の過渡域では伝ぱ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

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．

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)

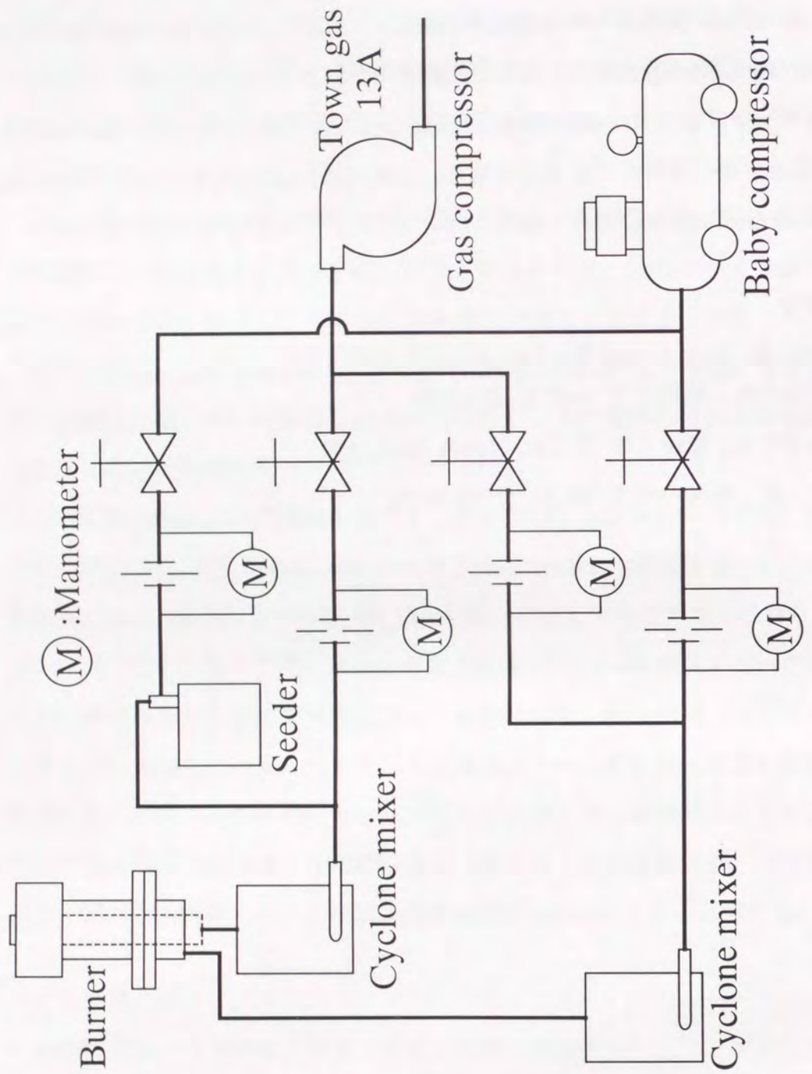


図4.1 Fuel and air supply

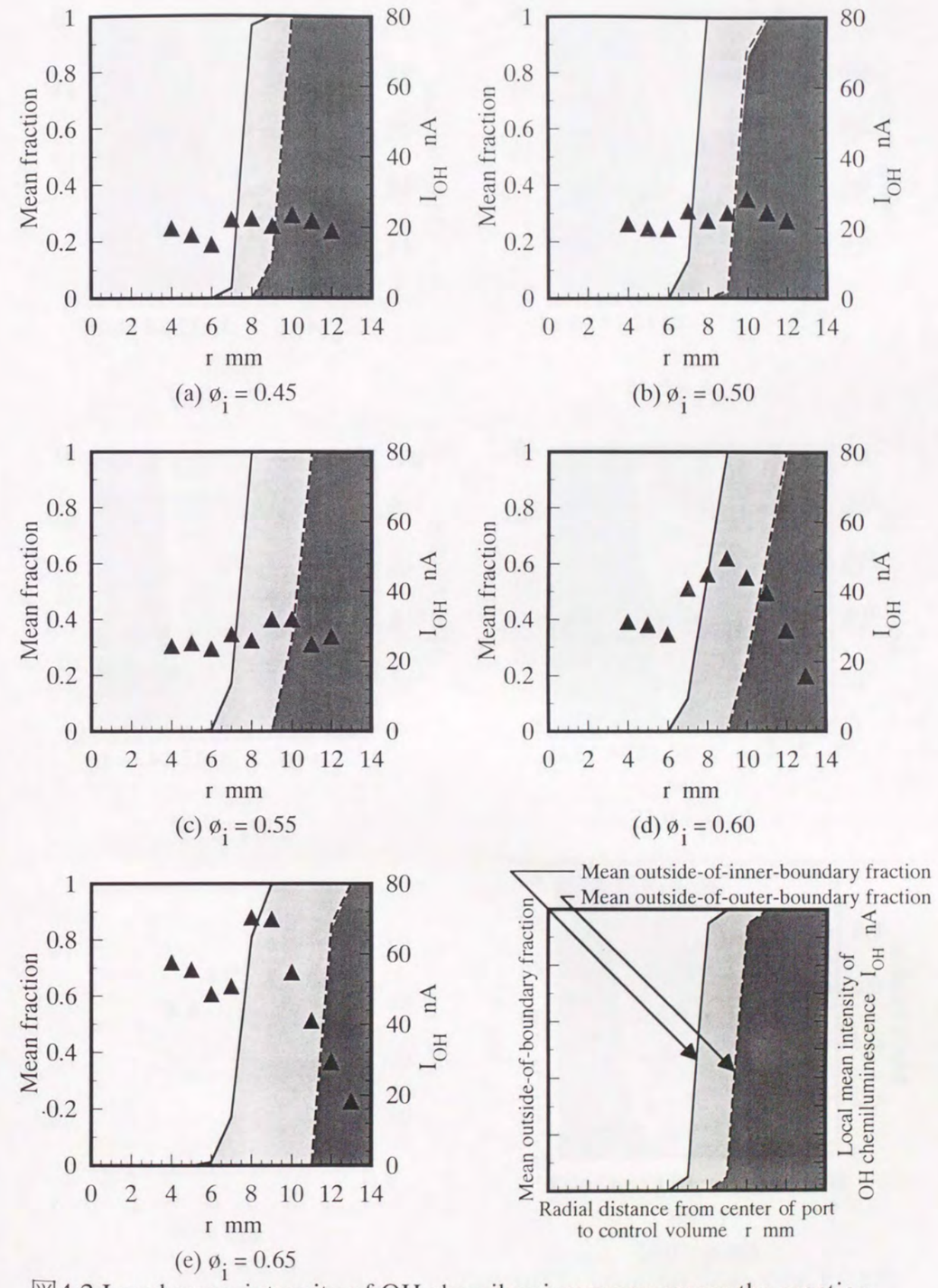


図4.2 Local mean intensity of OH chemiluminescence across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction u_i = 3 m/s, z = 20 mm

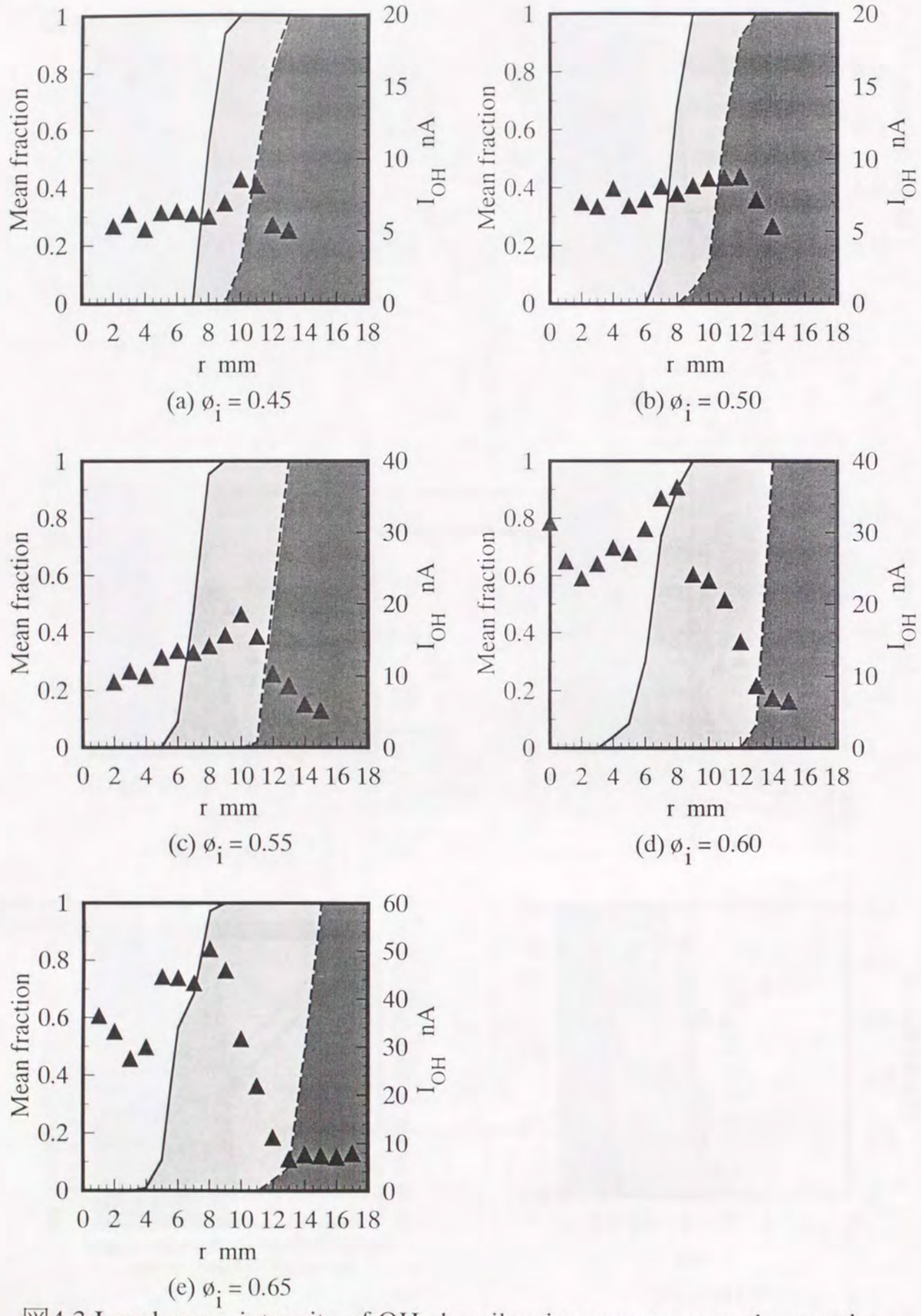


図4.3 Local mean intensity of OH chemiluminescence across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction u_i = 3 m/s, z = 40 mm

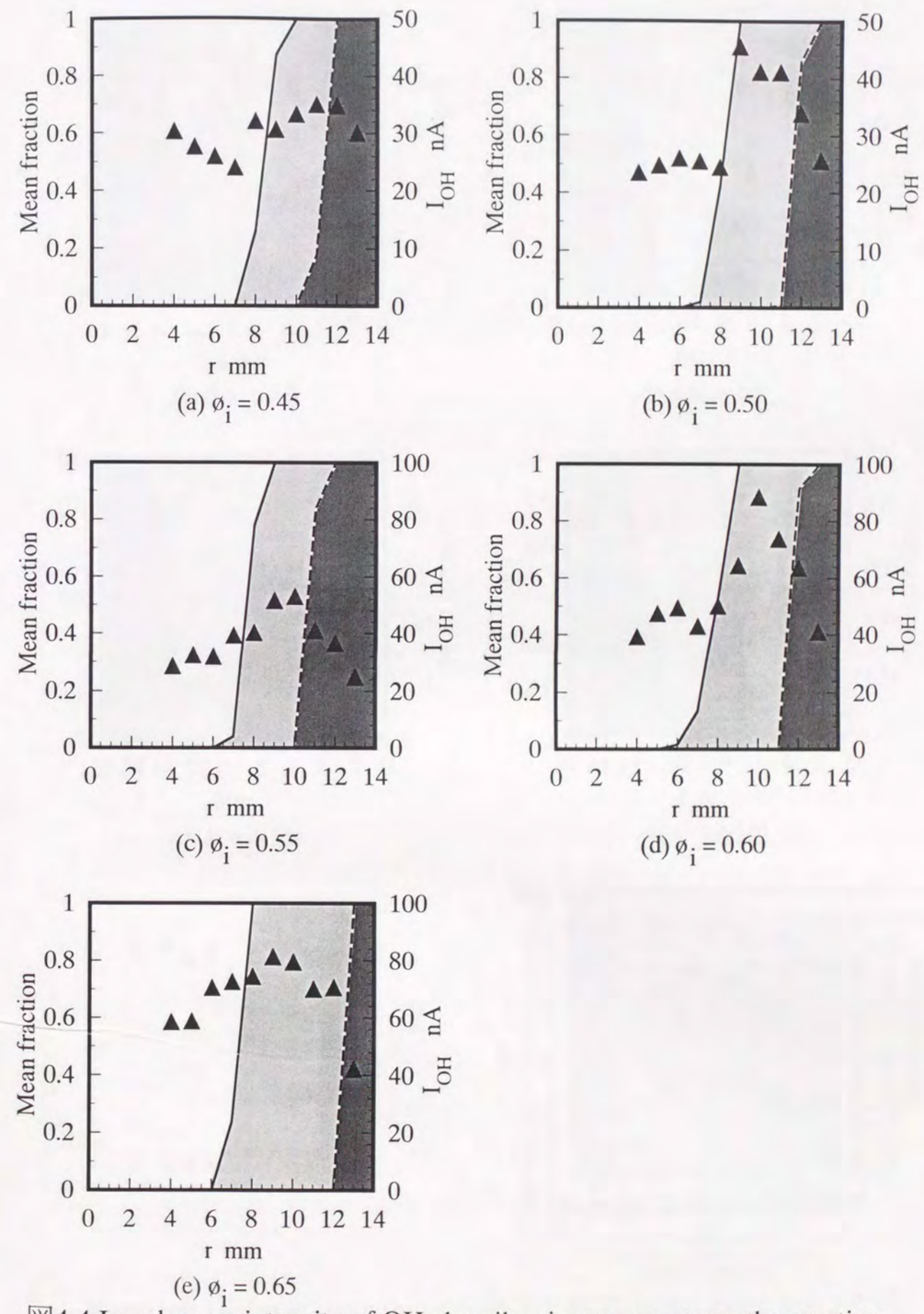


図4.4 Local mean intensity of OH chemiluminescence across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction u_i = 5 m/s, z = 20 mm

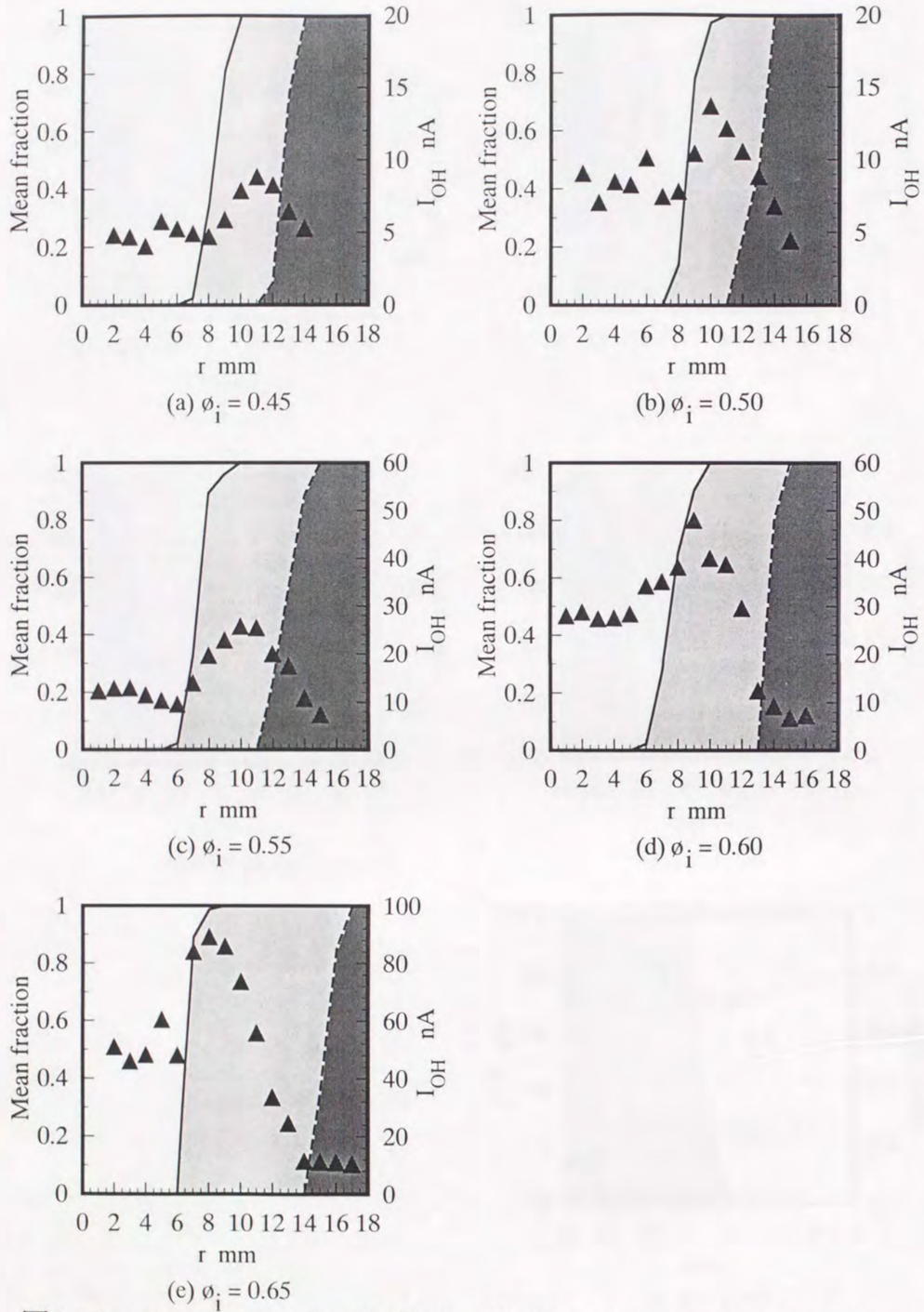


図4.5 Local mean intensity of OH chemiluminescence across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction u_i = 5 m/s, z = 40 mm

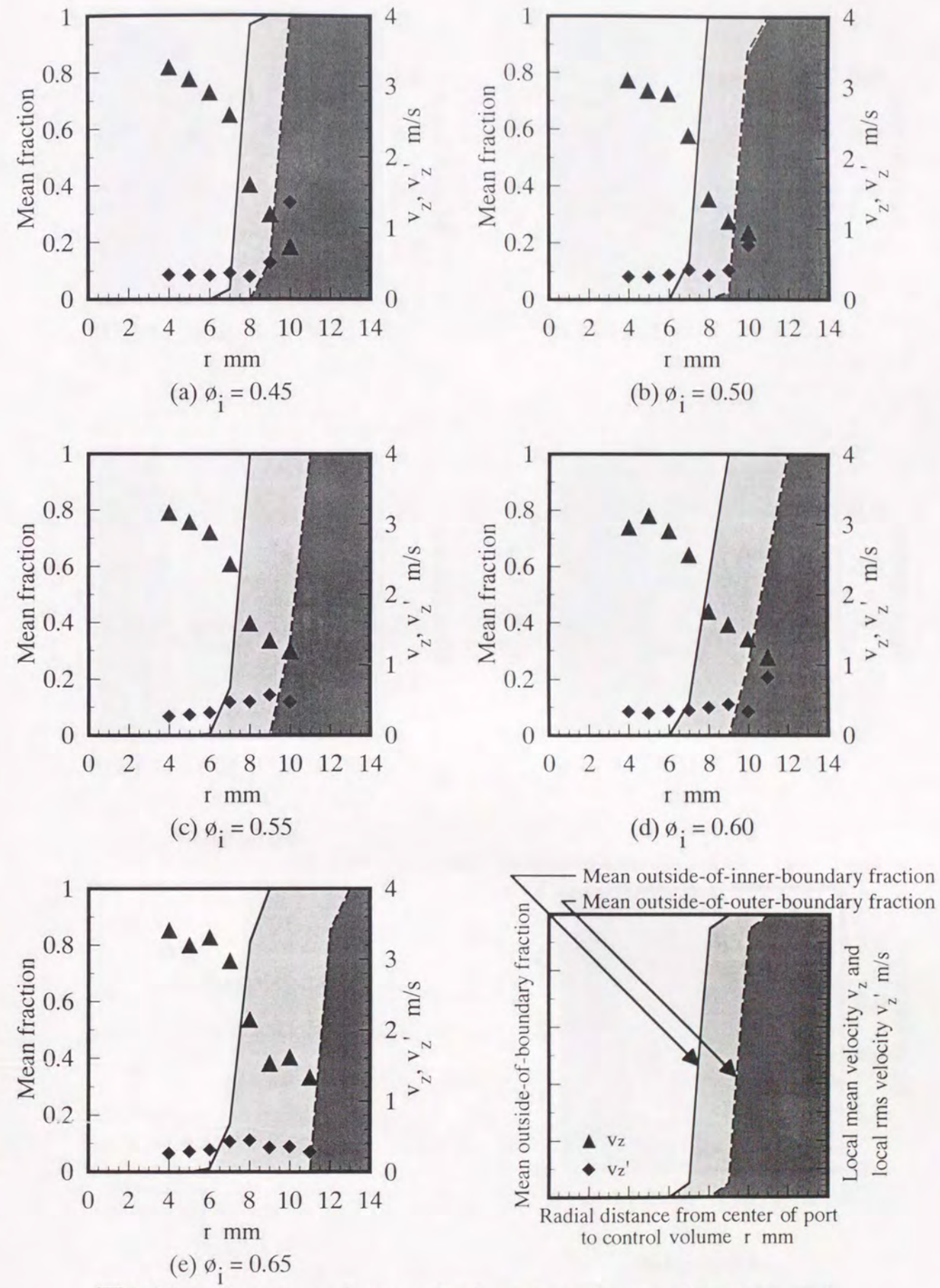
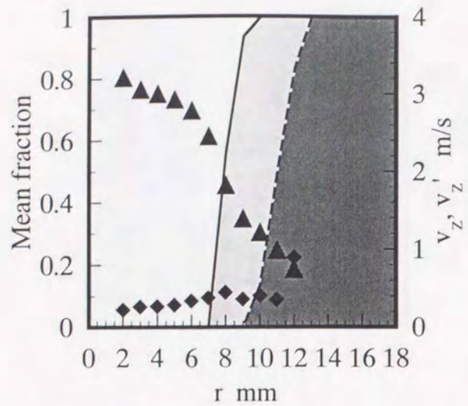
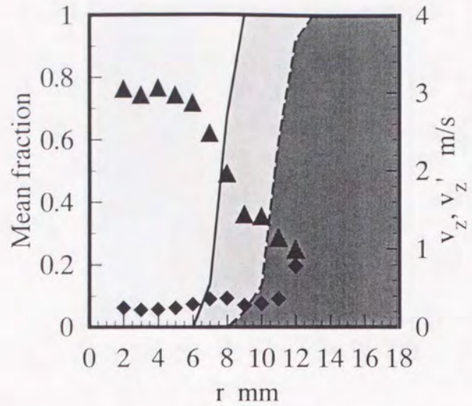


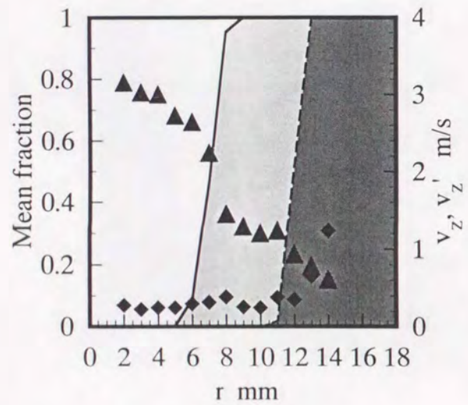
図4.6 Local mean and rms velocity across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction u_i = 3 m/s, z = 20 mm



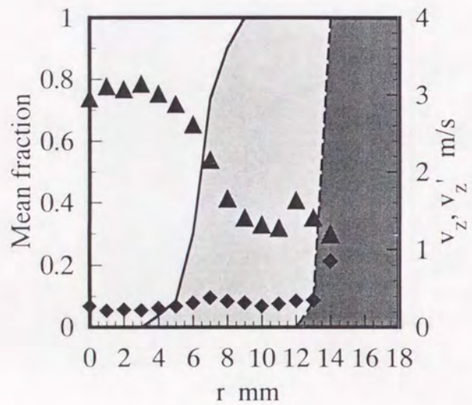
(a) $\phi_i = 0.45$



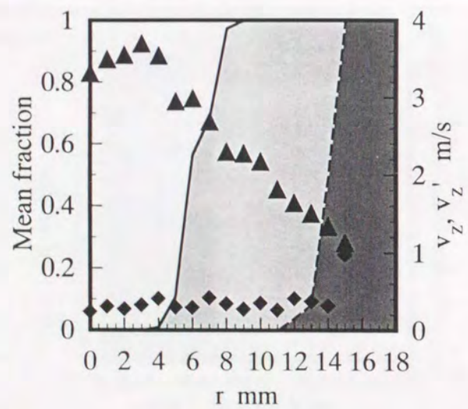
(b) $\phi_i = 0.50$



(c) $\phi_i = 0.55$

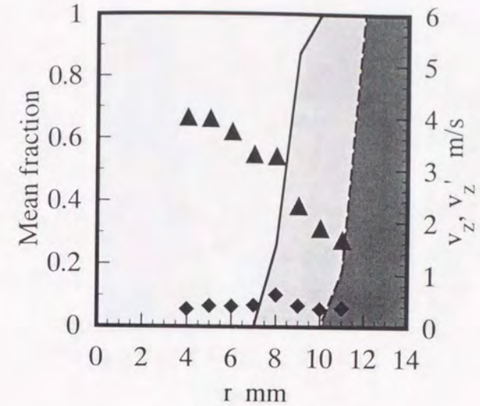


(d) $\phi_i = 0.60$

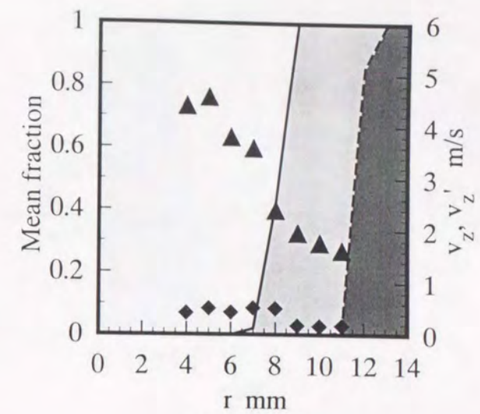


(e) $\phi_i = 0.65$

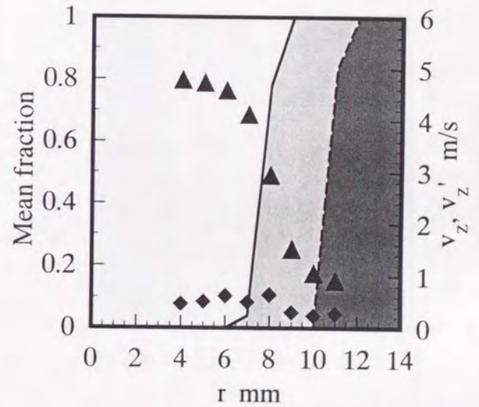
図4.7 Local mean and rms velocity across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction u_i = 3 m/s, z = 40 mm



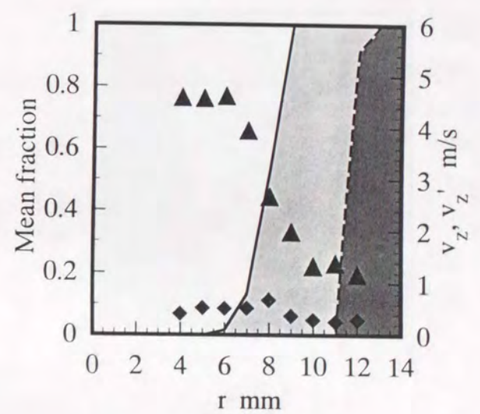
(a) $\phi_i = 0.45$



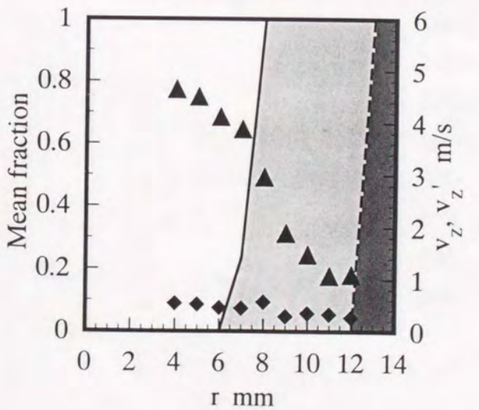
(b) $\phi_i = 0.50$



(c) $\phi_i = 0.55$

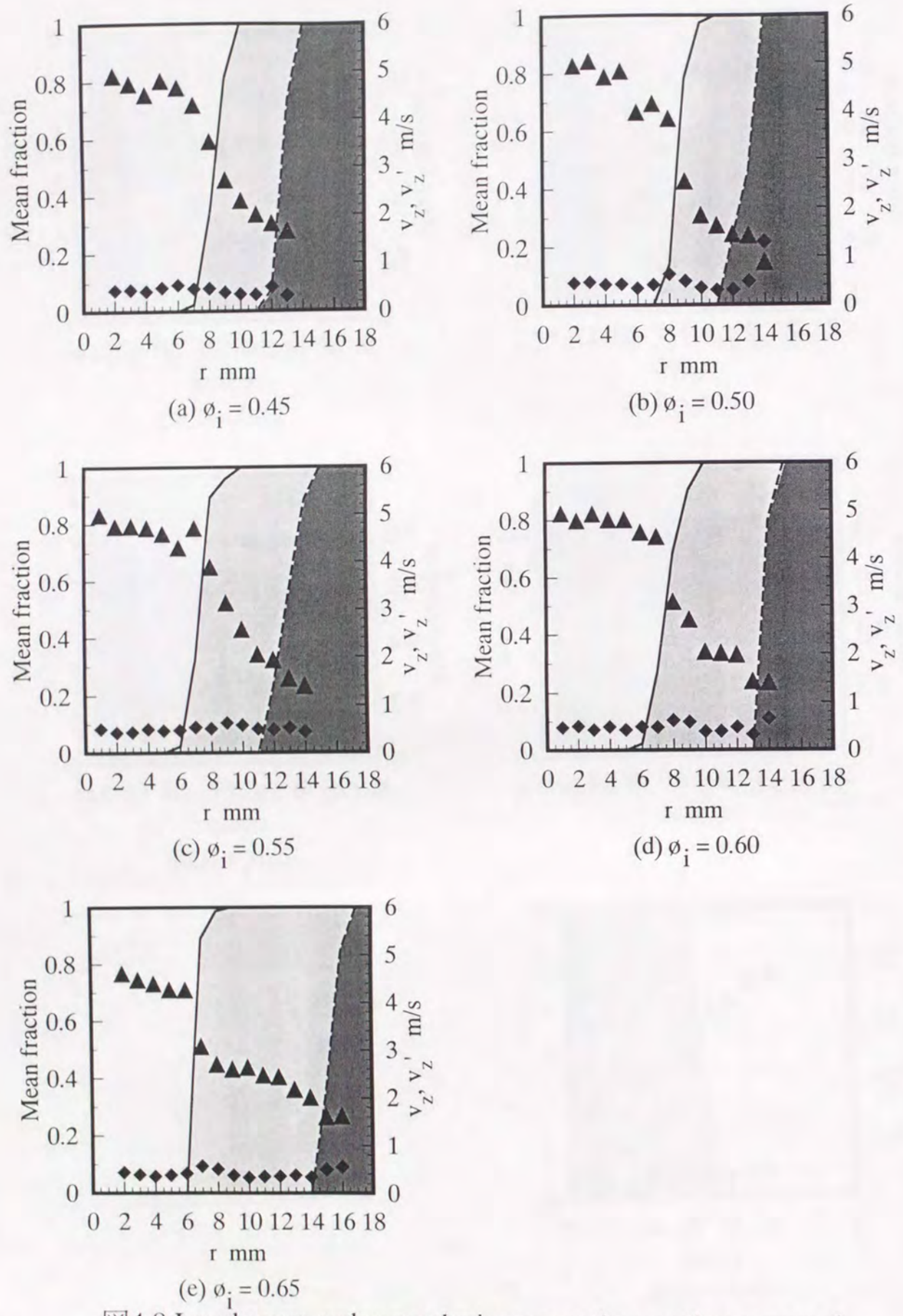


(d) $\phi_i = 0.60$



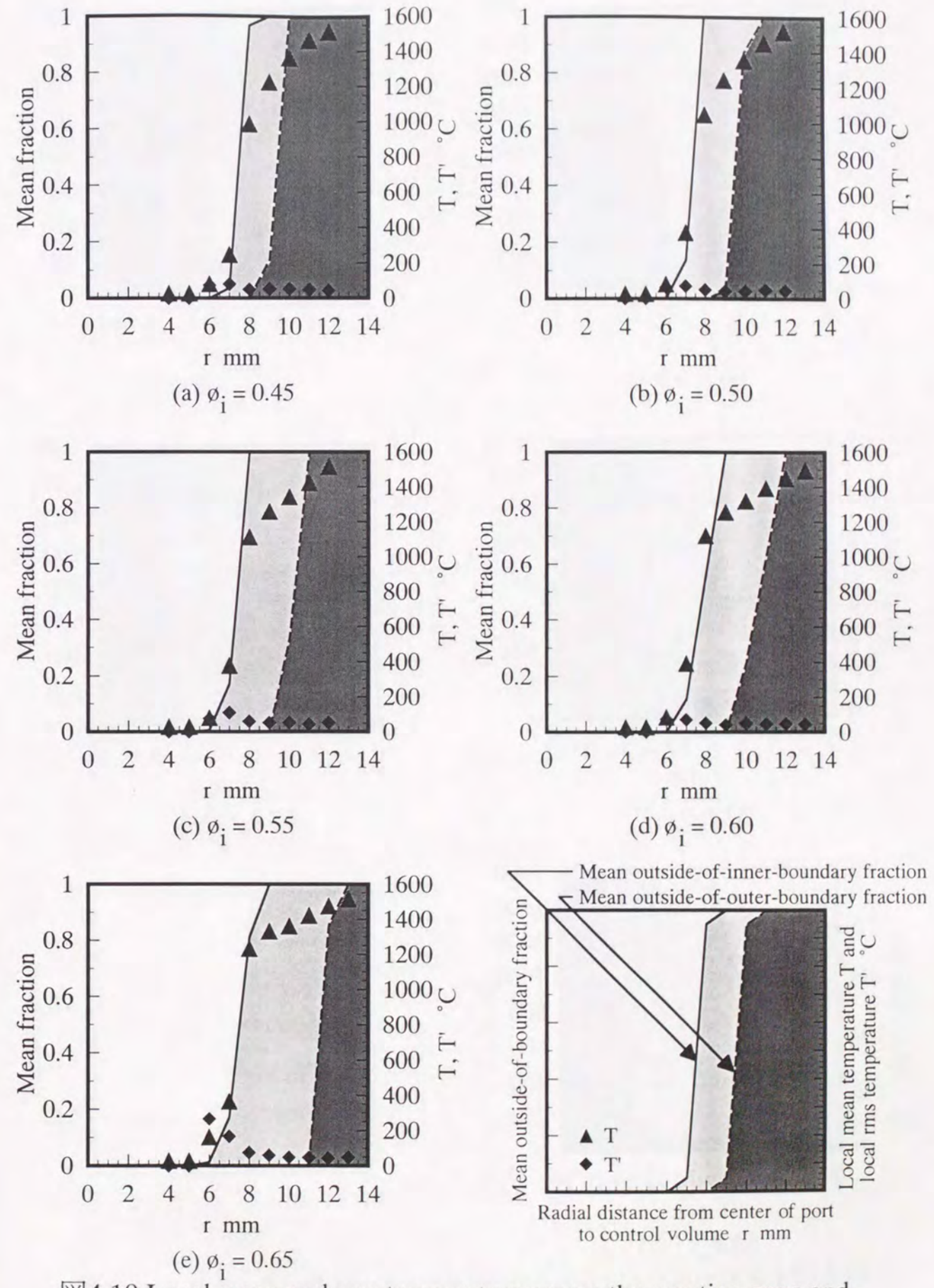
(e) $\phi_i = 0.65$

図4.8 Local mean and rms velocity across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction u_i = 5 m/s, z = 20 mm



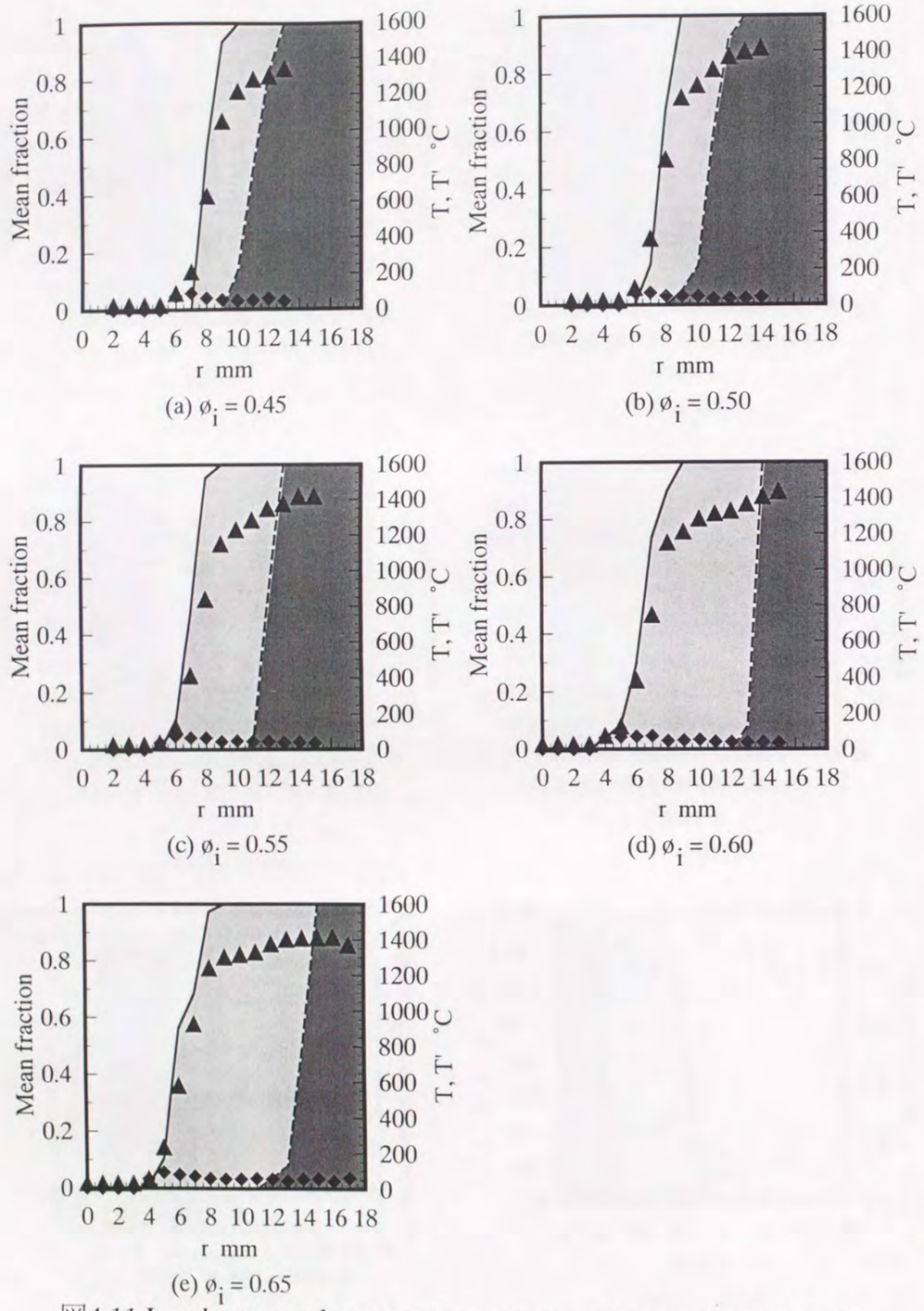
(a) $\phi_i = 0.45$ (b) $\phi_i = 0.50$ (c) $\phi_i = 0.55$ (d) $\phi_i = 0.60$ (e) $\phi_i = 0.65$

図4.9 Local mean and rms velocity across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction u_i = 5 m/s, z = 40 mm



(a) $\phi_i = 0.45$ (b) $\phi_i = 0.50$ (c) $\phi_i = 0.55$ (d) $\phi_i = 0.60$ (e) $\phi_i = 0.65$

図4.10 Local mean and rms temperature across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction u_i = 3 m/s, z = 20 mm

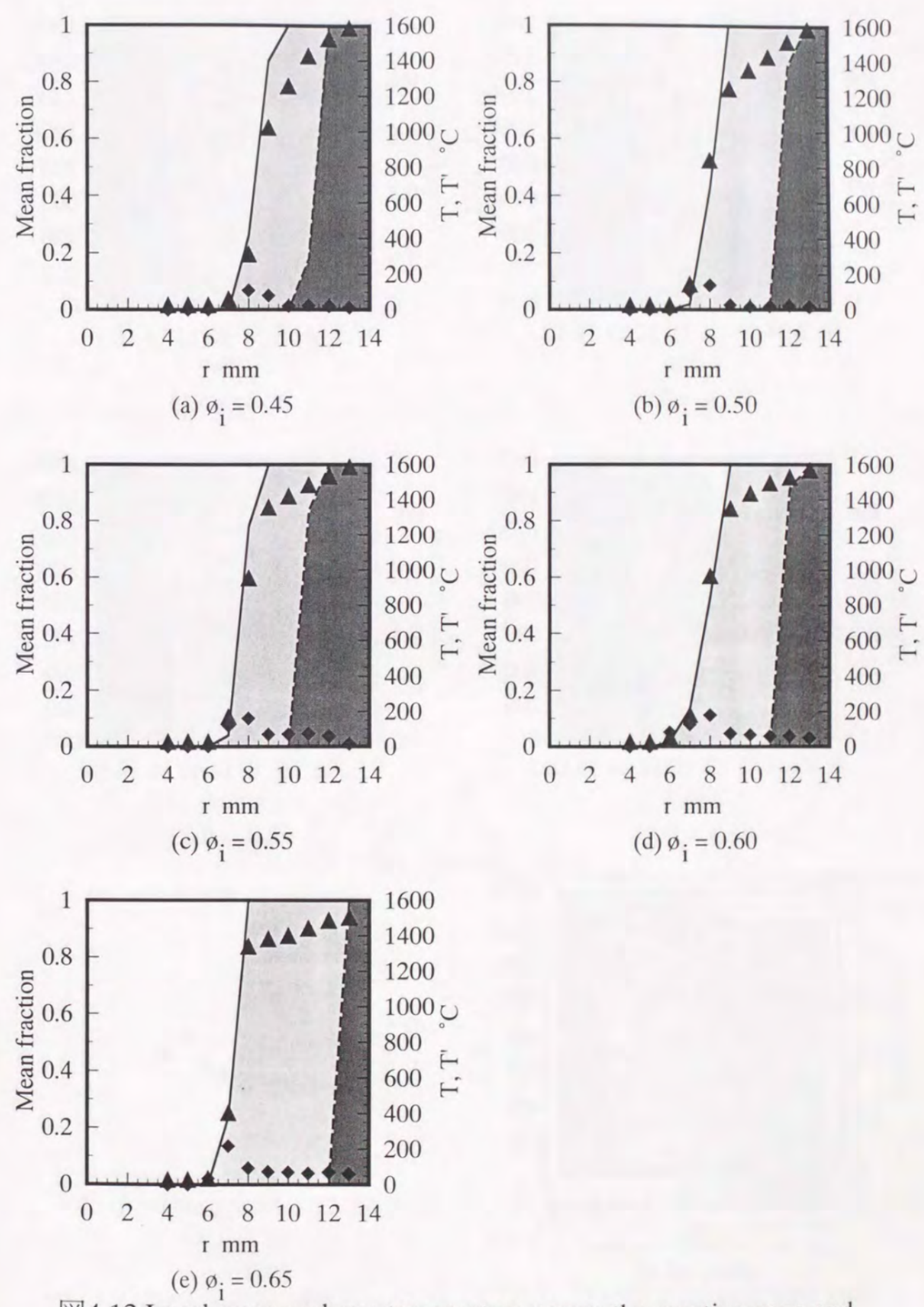


(a) $\phi_i = 0.45$ (b) $\phi_i = 0.50$

(c) $\phi_i = 0.55$ (d) $\phi_i = 0.60$

(e) $\phi_i = 0.65$

図4.11 Local mean and rms temperature across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction $u_i = 3$ m/s, z = 40 mm

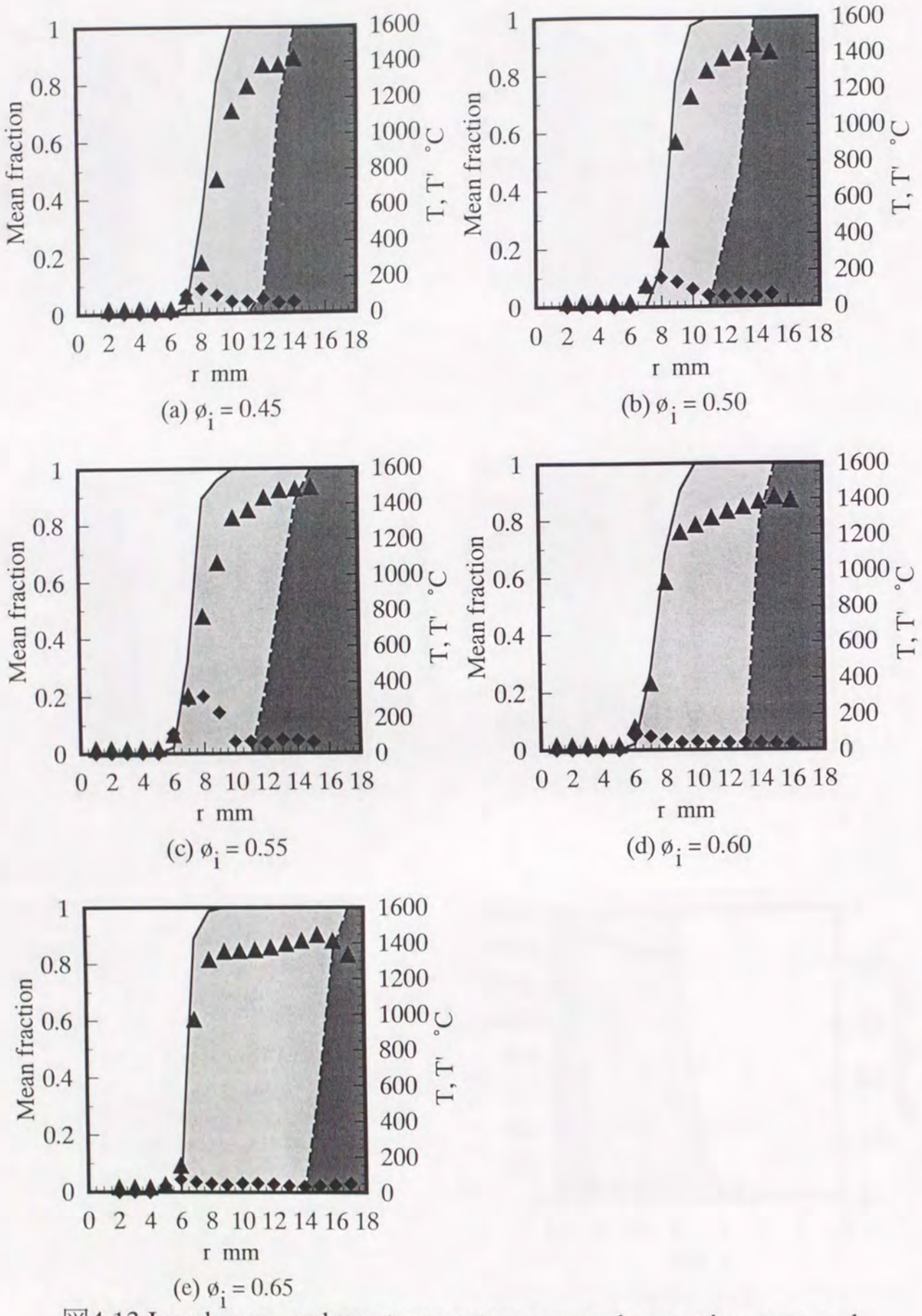


(a) $\phi_i = 0.45$ (b) $\phi_i = 0.50$

(c) $\phi_i = 0.55$ (d) $\phi_i = 0.60$

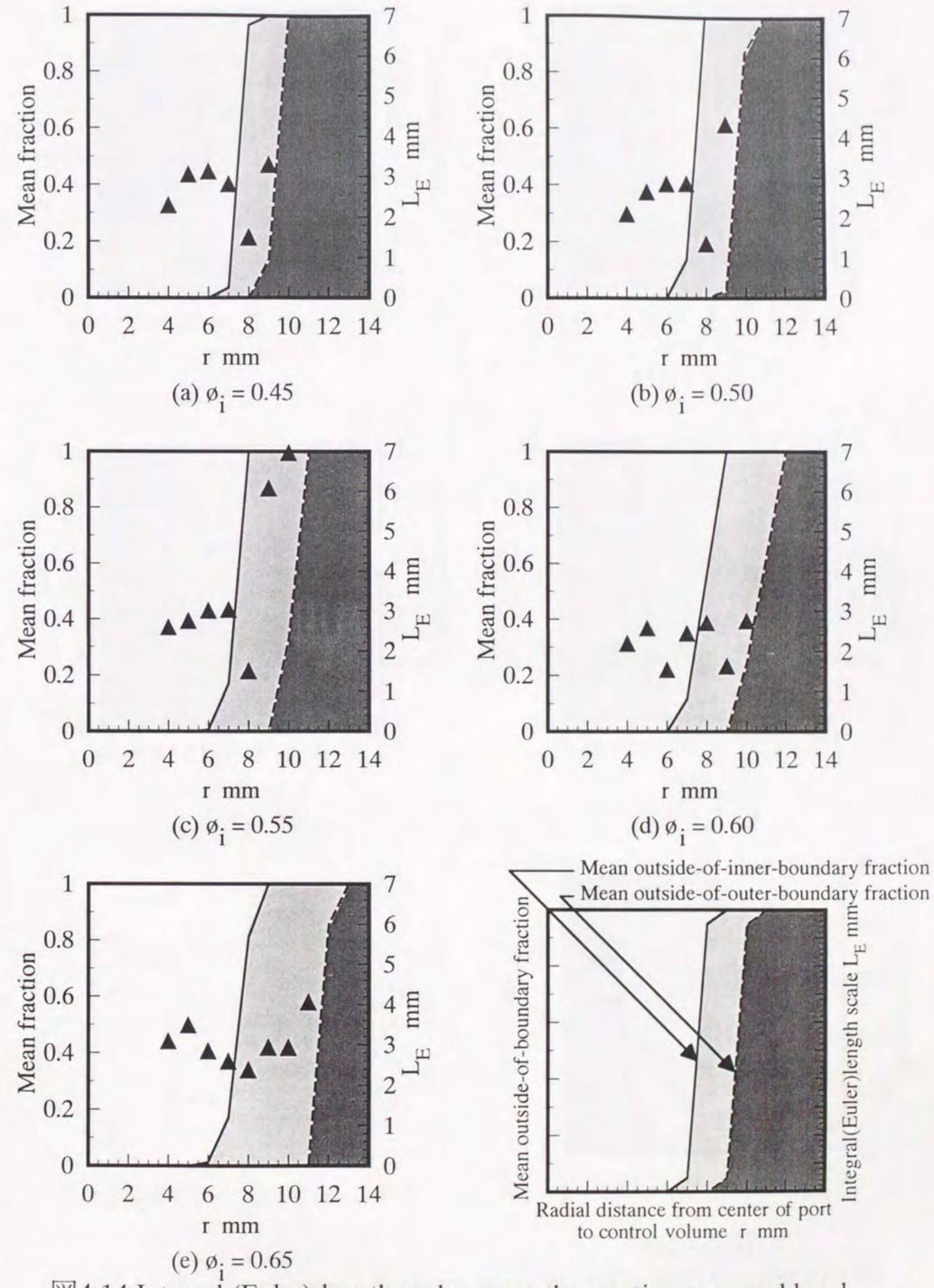
(e) $\phi_i = 0.65$

図4.12 Local mean and rms temperature across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction $u_i = 5$ m/s, z = 20 mm



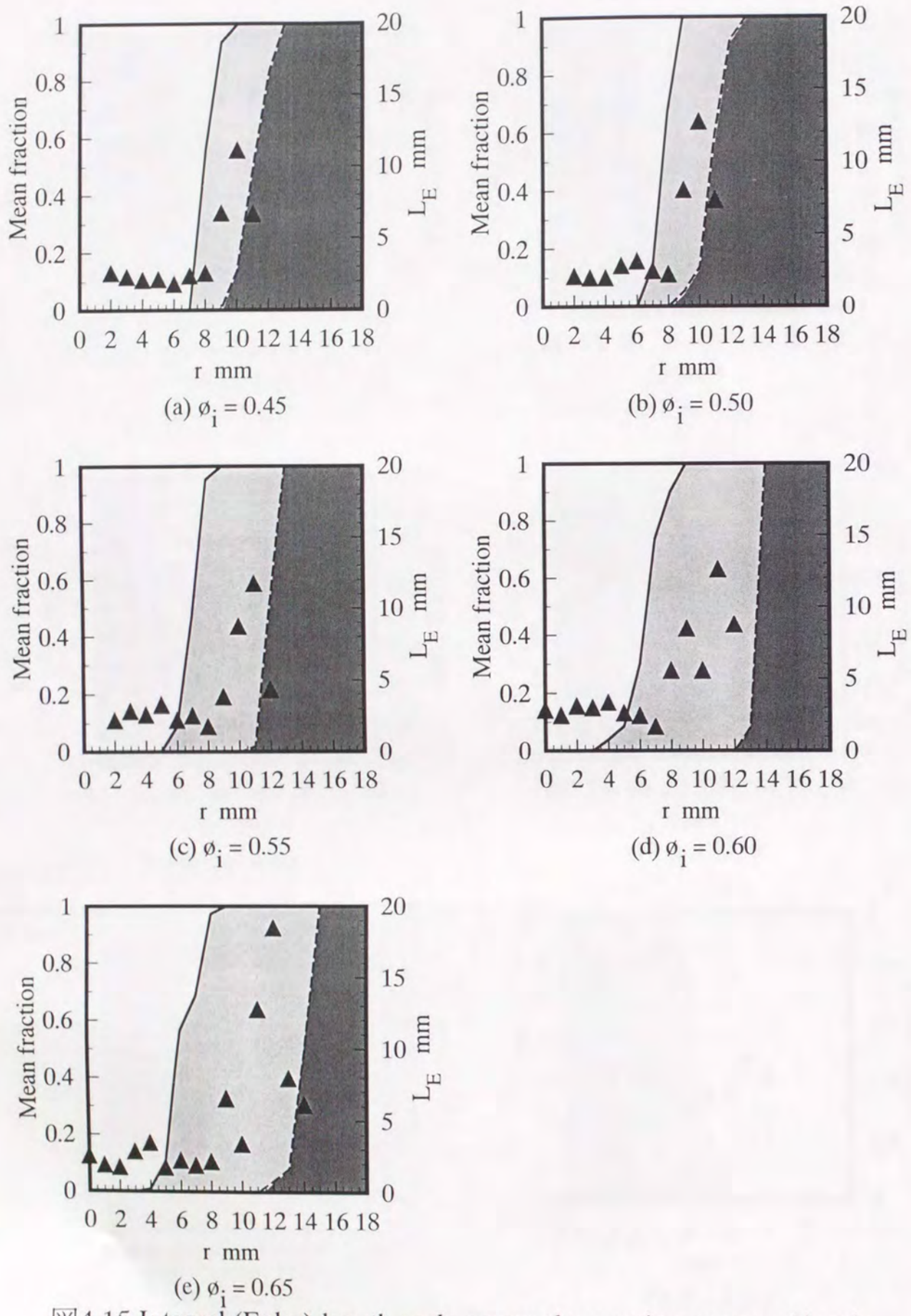
(a) $\phi_i = 0.45$ (b) $\phi_i = 0.50$ (c) $\phi_i = 0.55$ (d) $\phi_i = 0.60$ (e) $\phi_i = 0.65$

図4.13 Local mean and rms temperature across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction $u_i = 5$ m/s, z = 40 mm



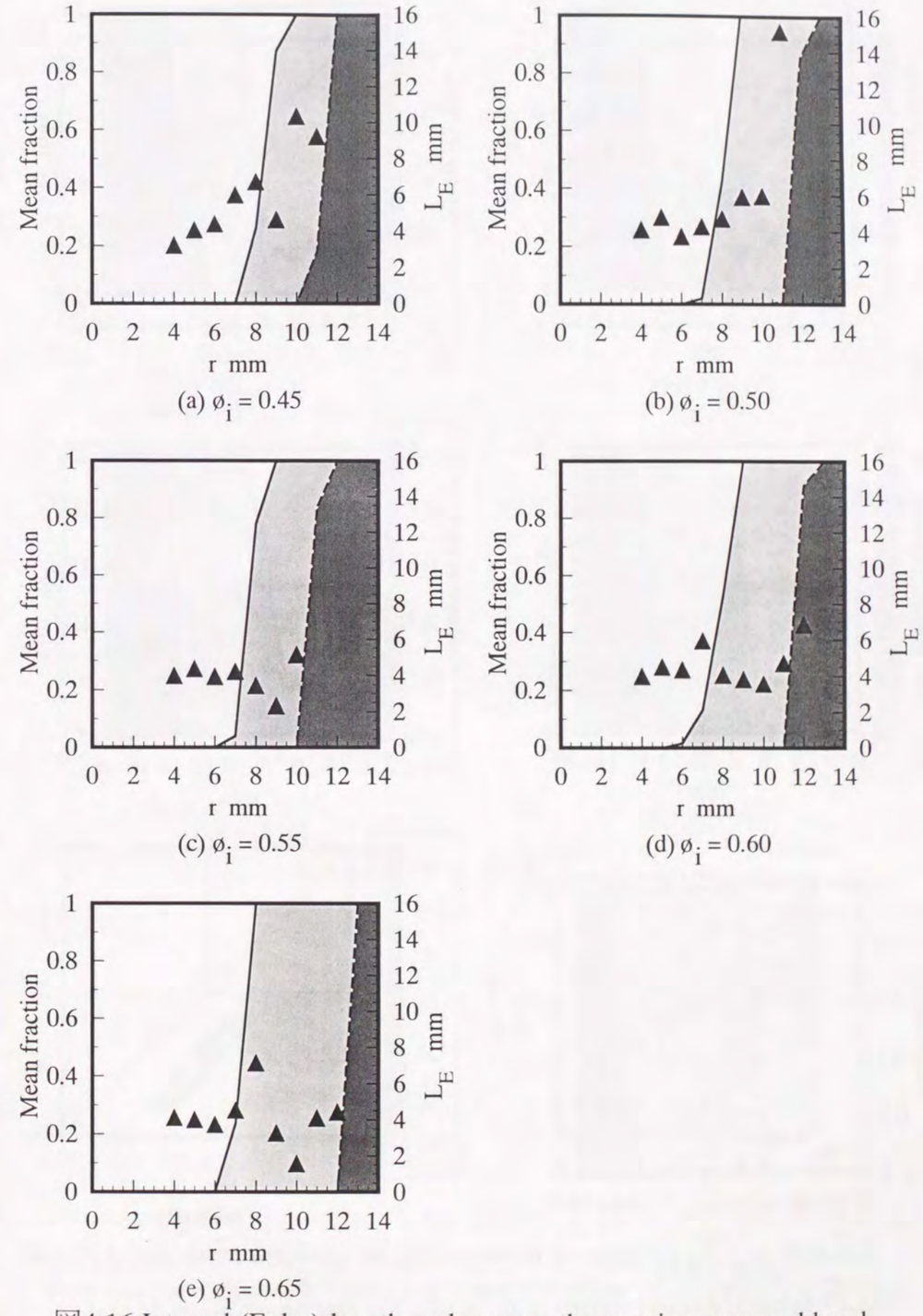
(a) $\phi_i = 0.45$ (b) $\phi_i = 0.50$ (c) $\phi_i = 0.55$ (d) $\phi_i = 0.60$ (e) $\phi_i = 0.65$

図4.14 Integral (Euler) length scale across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction $u_i = 3$ m/s, z = 20 mm



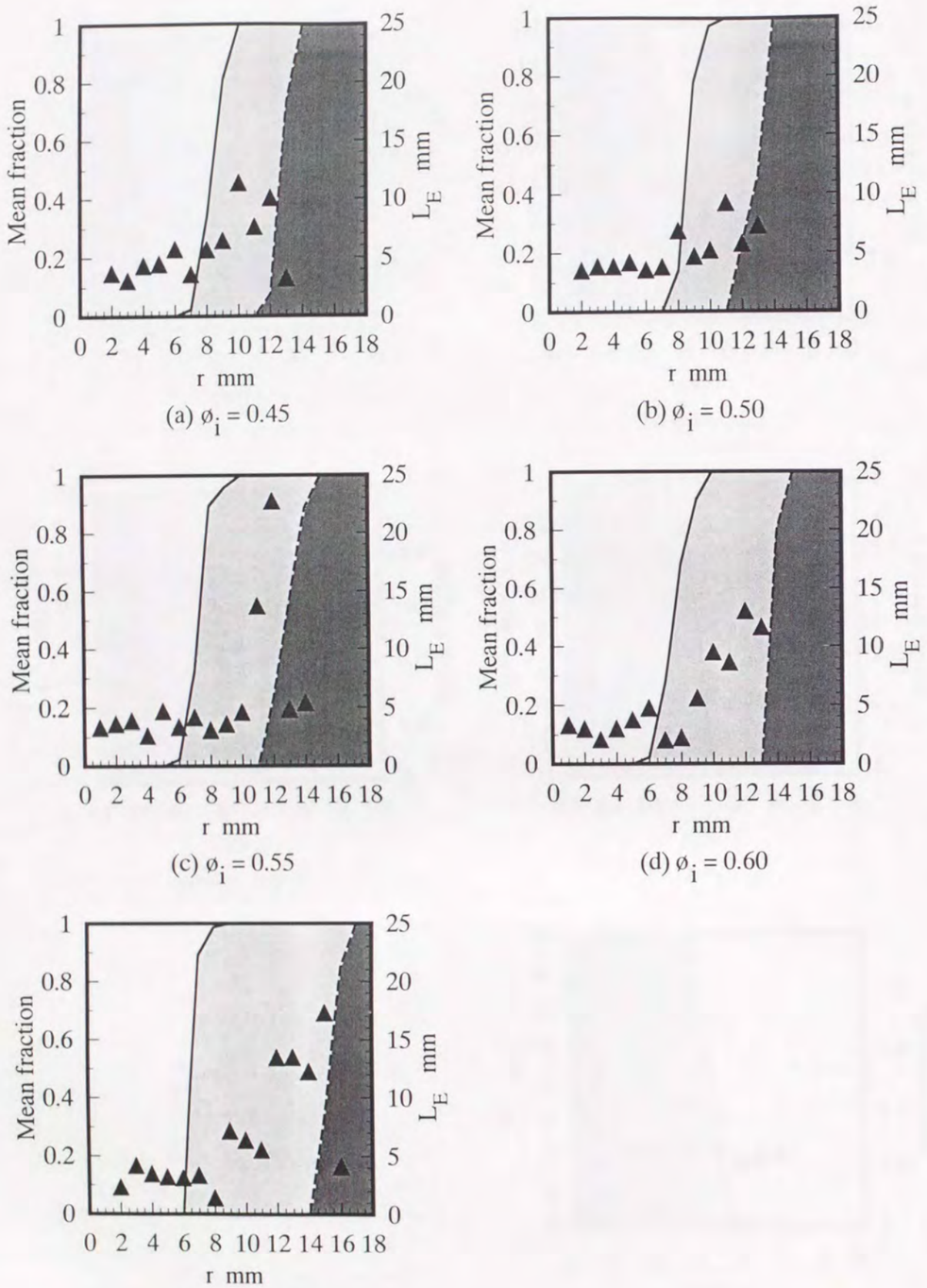
(a) $\phi_i = 0.45$ (b) $\phi_i = 0.50$ (c) $\phi_i = 0.55$ (d) $\phi_i = 0.60$ (e) $\phi_i = 0.65$

図4.15 Integral (Euler) length scale across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction $u_i = 3$ m/s, z = 40 mm



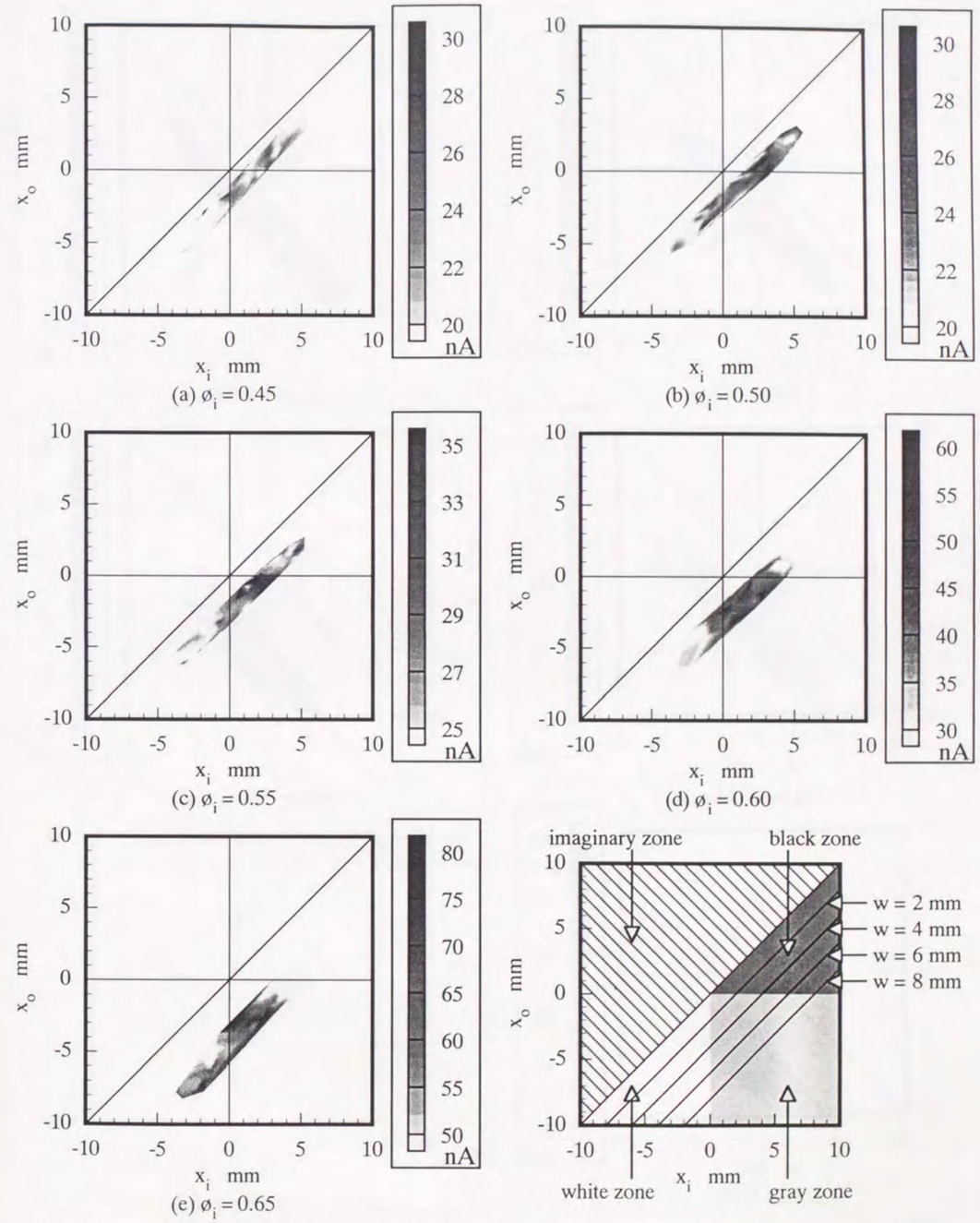
(a) $\phi_i = 0.45$ (b) $\phi_i = 0.50$ (c) $\phi_i = 0.55$ (d) $\phi_i = 0.60$ (e) $\phi_i = 0.65$

図4.16 Integral (Euler) length scale across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction $u_i = 5$ m/s, z = 20 mm



(a) $\phi_i = 0.45$ (b) $\phi_i = 0.50$ (c) $\phi_i = 0.55$ (d) $\phi_i = 0.60$ (e) $\phi_i = 0.65$

図4.17 Integral (Euler) length scale across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction u_i = 5 m/s, z = 40 mm



(a) $\phi_i = 0.45$ (b) $\phi_i = 0.50$ (c) $\phi_i = 0.55$ (d) $\phi_i = 0.60$ (e) $\phi_i = 0.65$

図4.18 Local mean intensity of OH emission in terms of relative distance from measuring point to inner and outer boundary u_i = 3 m/s, z = 20 mm

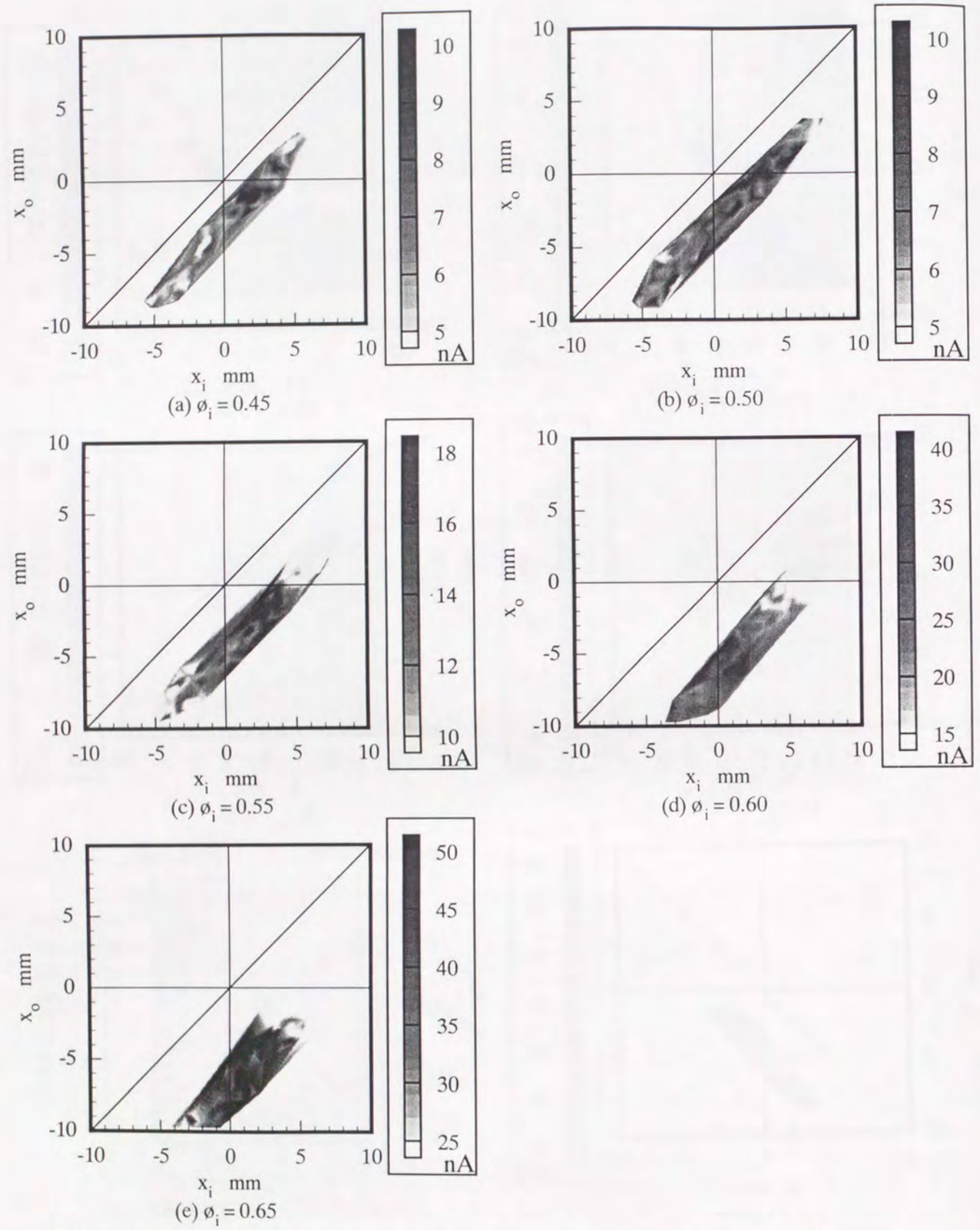


図4.19 Local mean intensity of OH emission in terms of relative distance from measuring point to inner and outer boundary u_i = 3 m/s, z = 40 mm

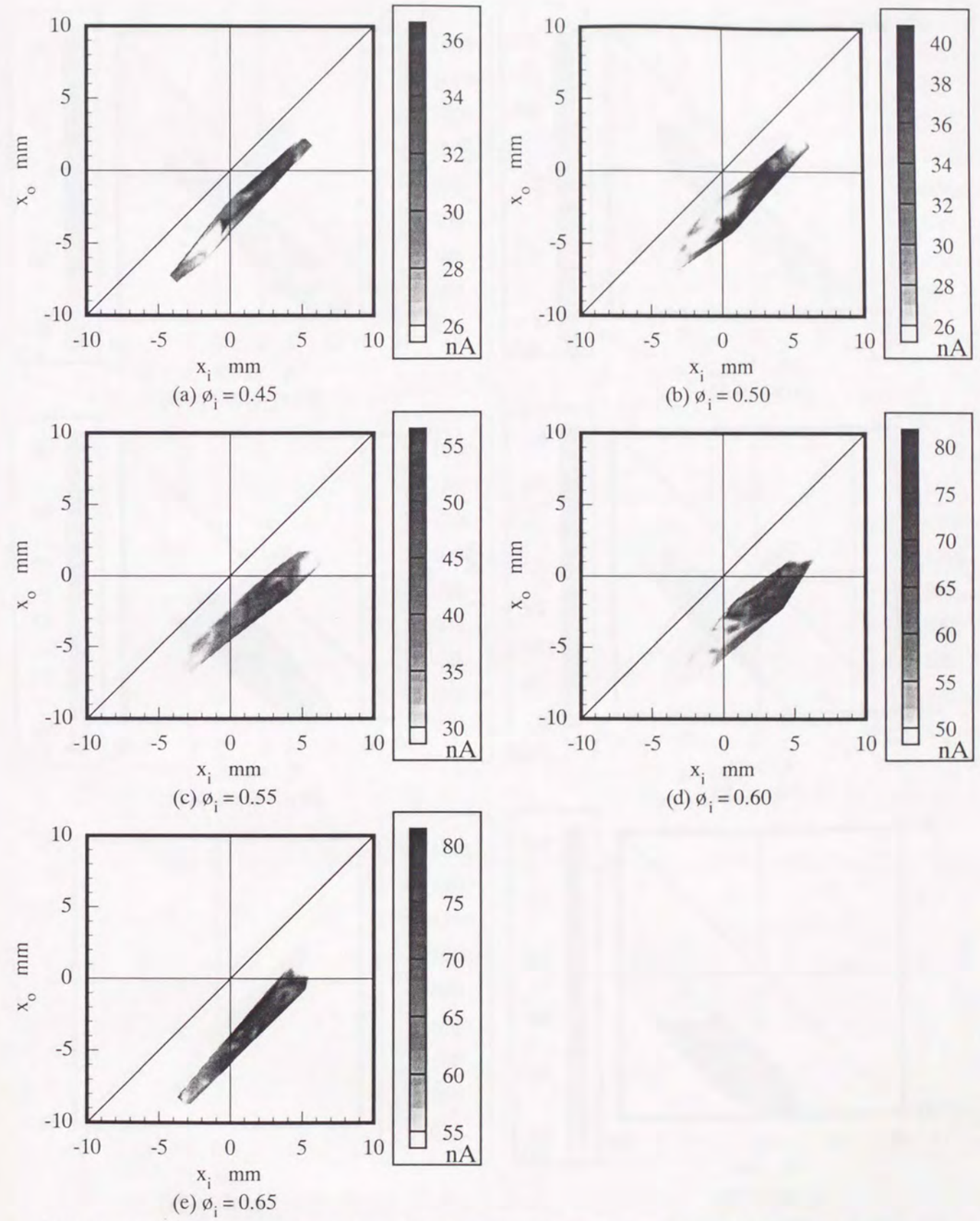


図4.20 Local mean intensity of OH emission in terms of relative distance from measuring point to inner and outer boundary u_i = 5 m/s, z = 20 mm

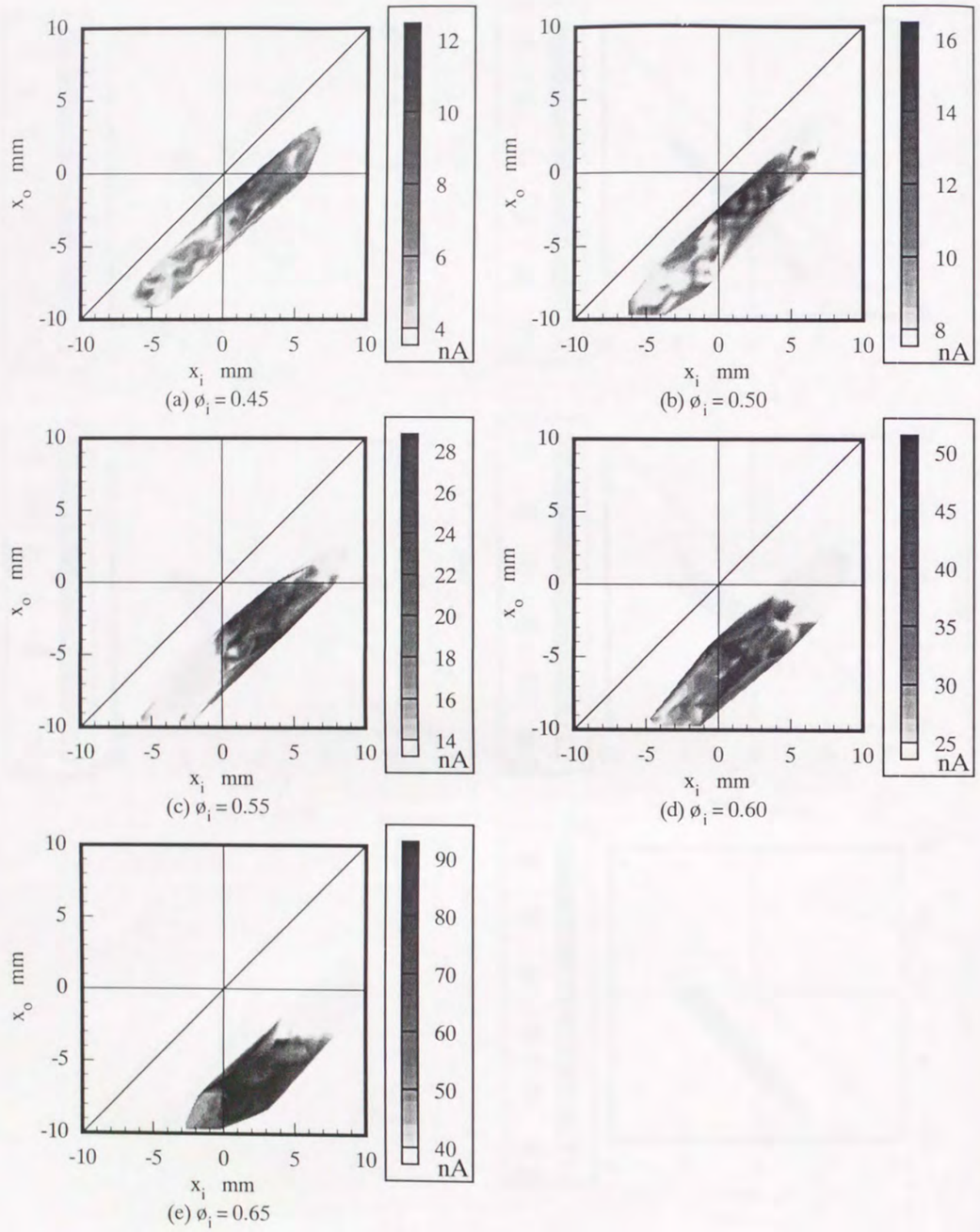


図4.21 Local mean intensity of OH emission in terms of relative distance from measuring point to inner and outer boundary u_i = 5 m/s, z = 40 mm

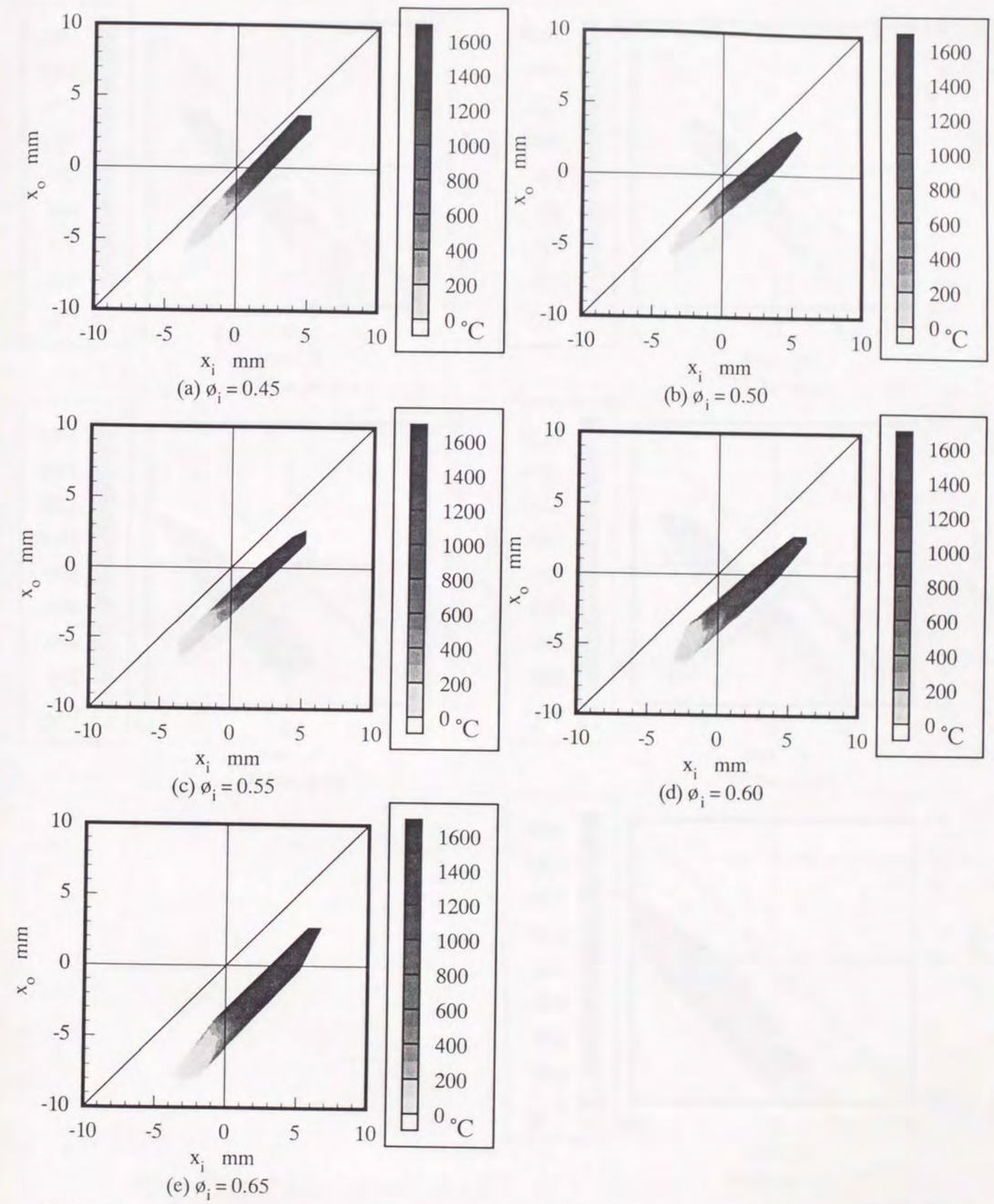


図4.22 Local mean temperature in terms of relative distance from measuring point to inner and outer boundary u_i = 3 m/s, z = 20 mm

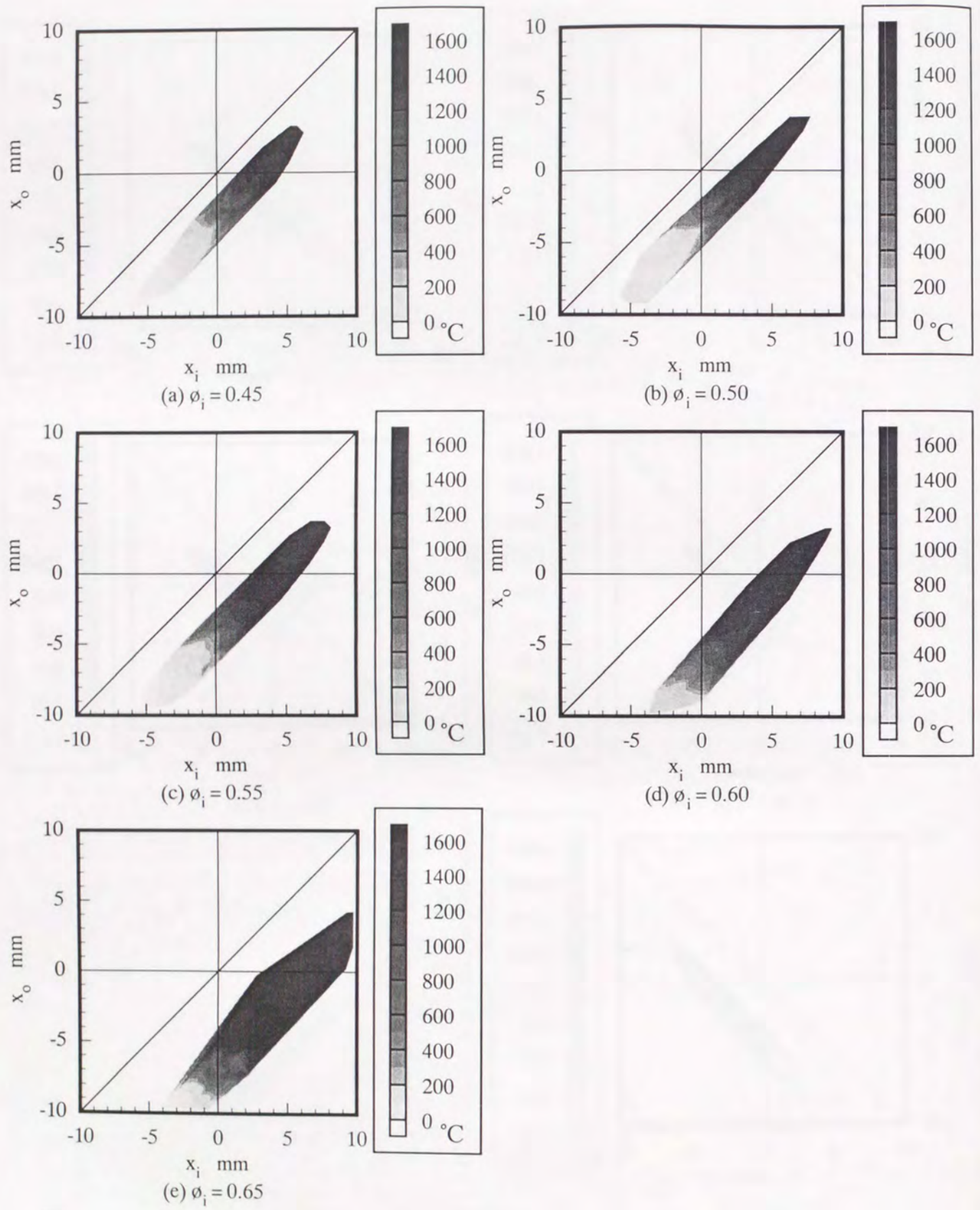


図4.23 Local mean temperature in terms of relative distance from measuring point to inner and outer boundary u_i = 3 m/s, z = 40 mm

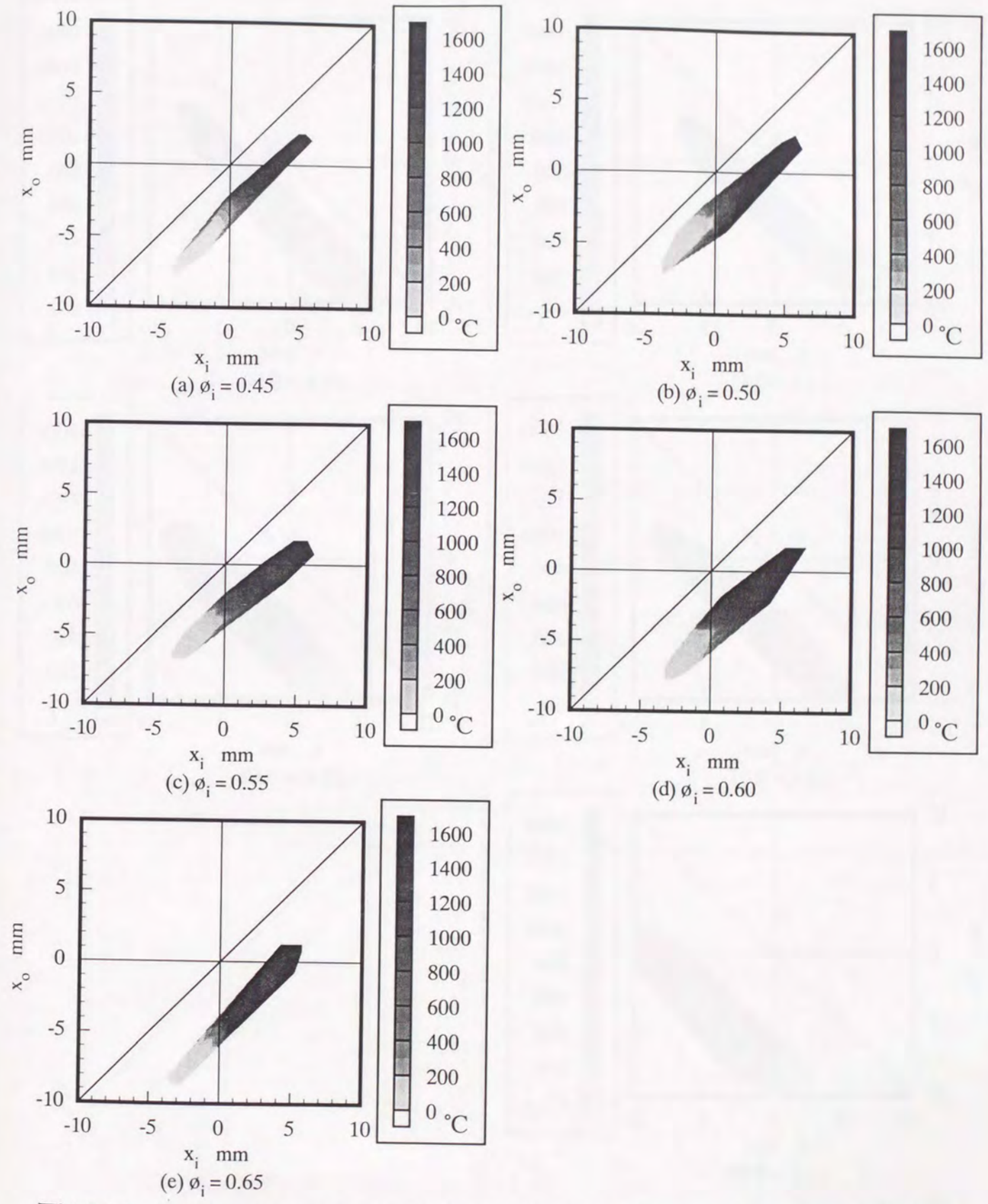
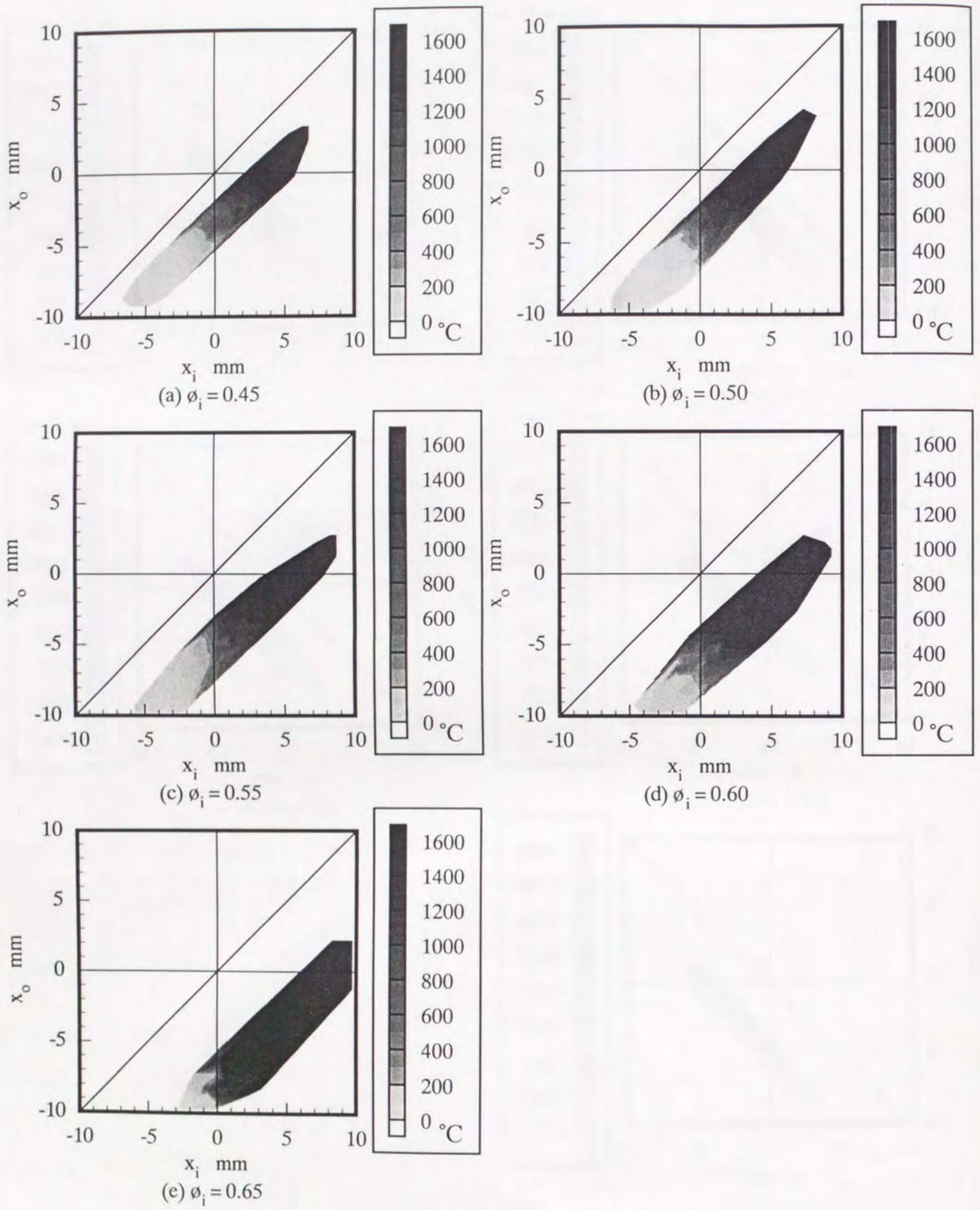
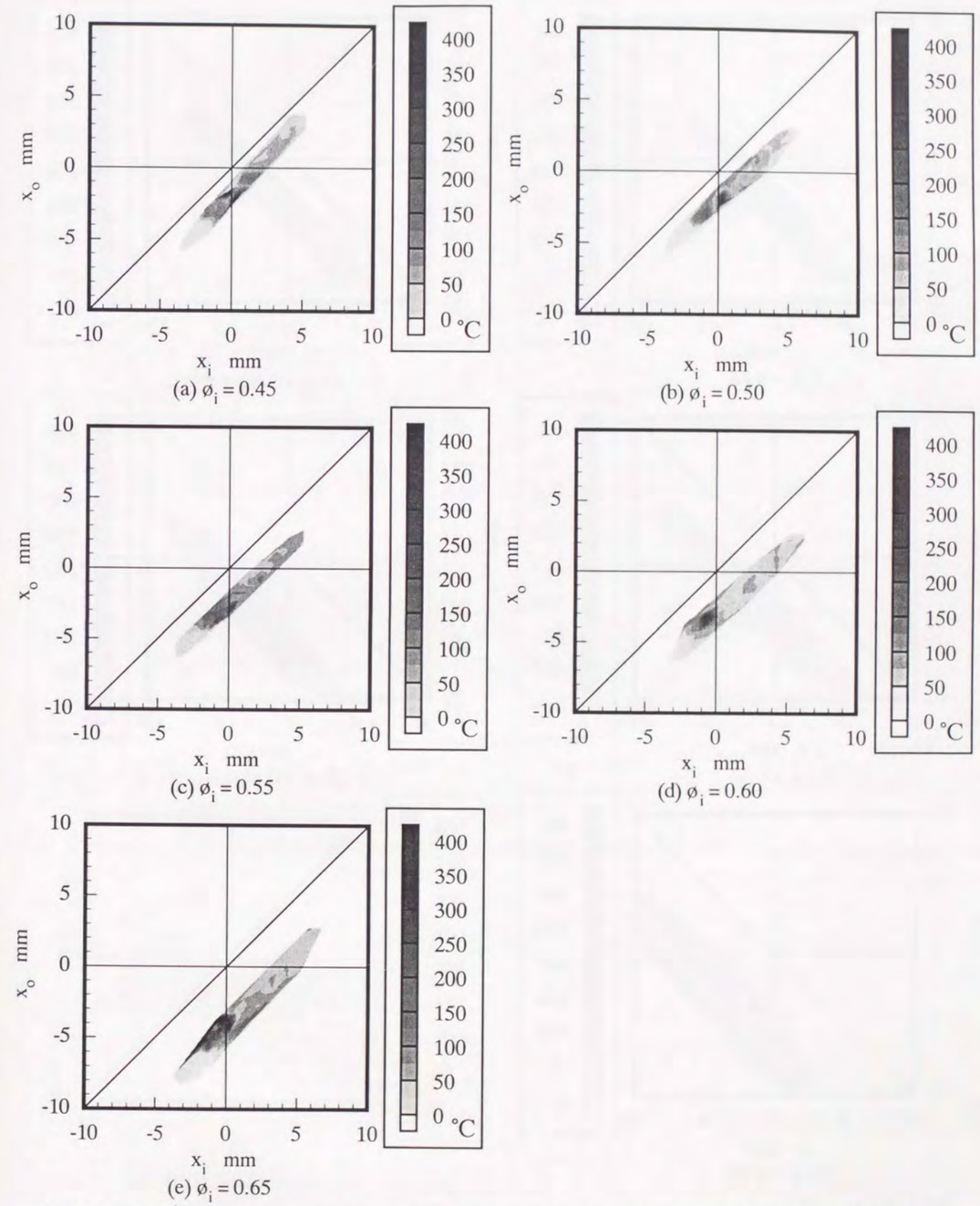


図4.24 Local mean temperature in terms of relative distance from measuring point to inner and outer boundary u_i = 5 m/s, z = 20 mm



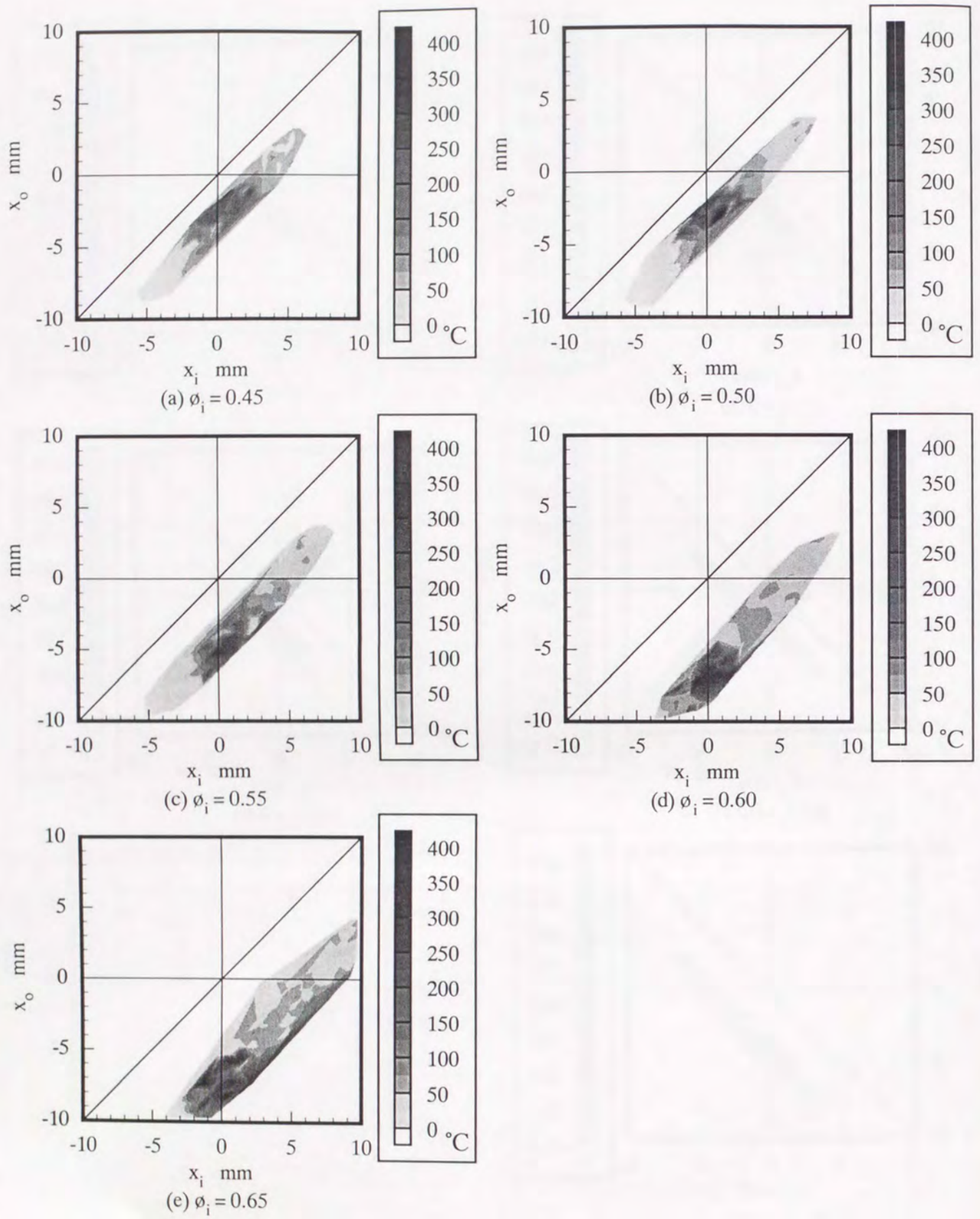
(a) $\phi_i = 0.45$ (b) $\phi_i = 0.50$ (c) $\phi_i = 0.55$ (d) $\phi_i = 0.60$ (e) $\phi_i = 0.65$

図4.25 Local mean temperature in terms of relative distance from measuring point to inner and outer boundary u_i = 5 m/s, z = 40 mm



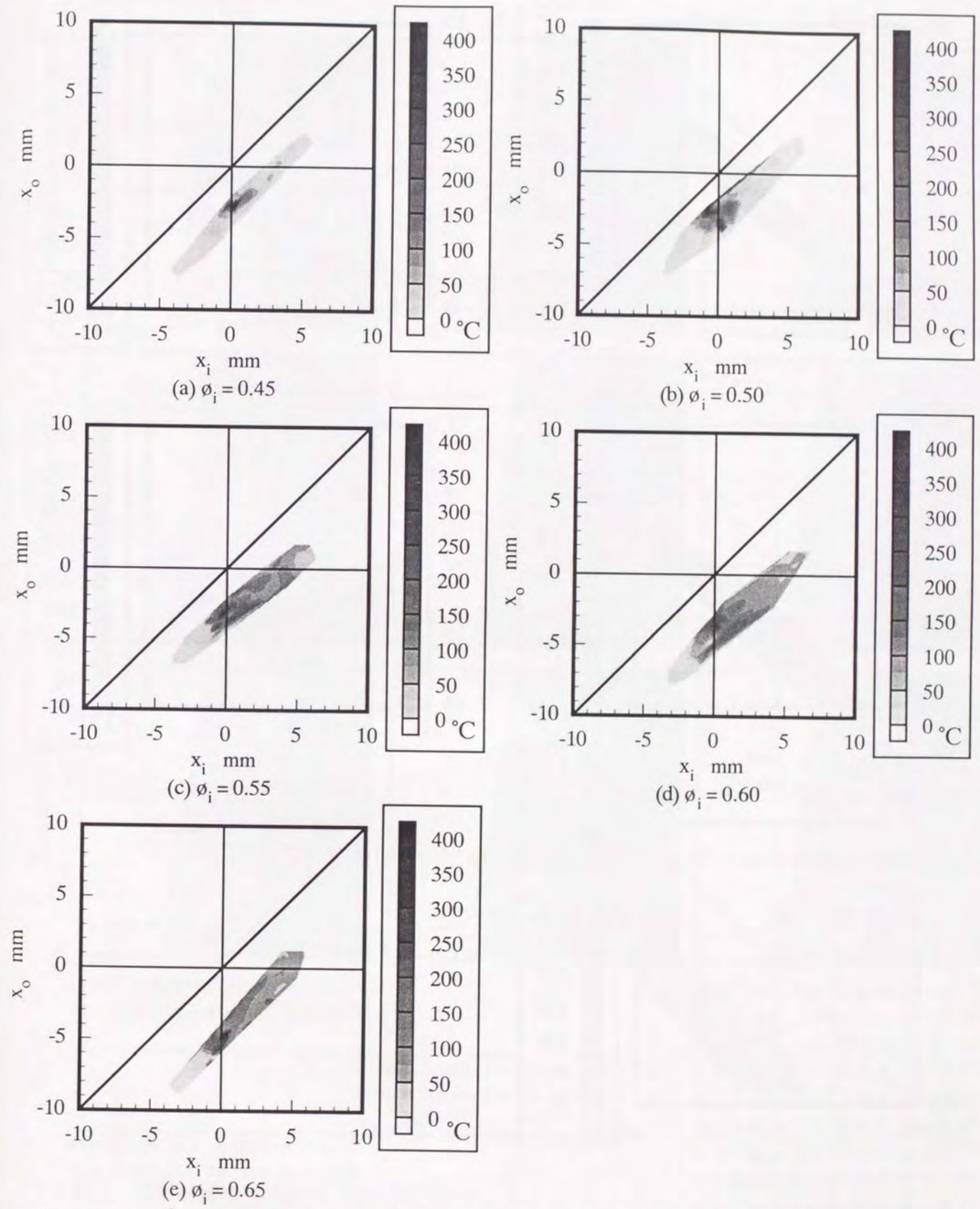
(a) $\phi_i = 0.45$ (b) $\phi_i = 0.50$ (c) $\phi_i = 0.55$ (d) $\phi_i = 0.60$ (e) $\phi_i = 0.65$

図4.26 Local rms temperature in terms of relative distance from measuring point to inner and outer boundary u_i = 3 m/s, z = 20 mm



(a) $\phi_i = 0.45$ (b) $\phi_i = 0.50$ (c) $\phi_i = 0.55$ (d) $\phi_i = 0.60$ (e) $\phi_i = 0.65$

図4.27 Local rms temperature in terms of relative distance from measuring point to inner and outer boundary u_i = 3 m/s, z = 40 mm



(a) $\phi_i = 0.45$ (b) $\phi_i = 0.50$ (c) $\phi_i = 0.55$ (d) $\phi_i = 0.60$ (e) $\phi_i = 0.65$

図4.28 Local rms temperature in terms of relative distance from measuring point to inner and outer boundary u_i = 5 m/s, z = 20 mm

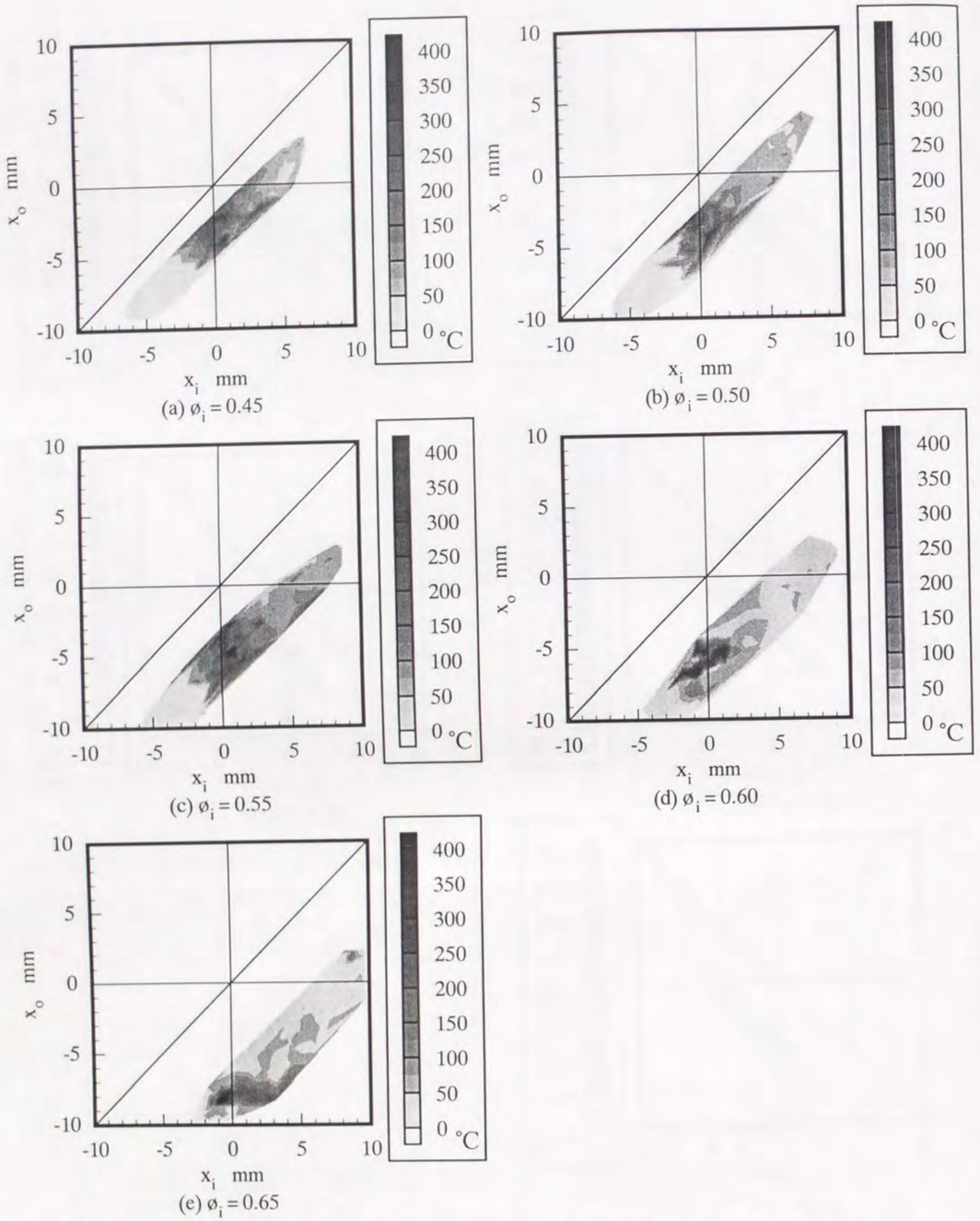
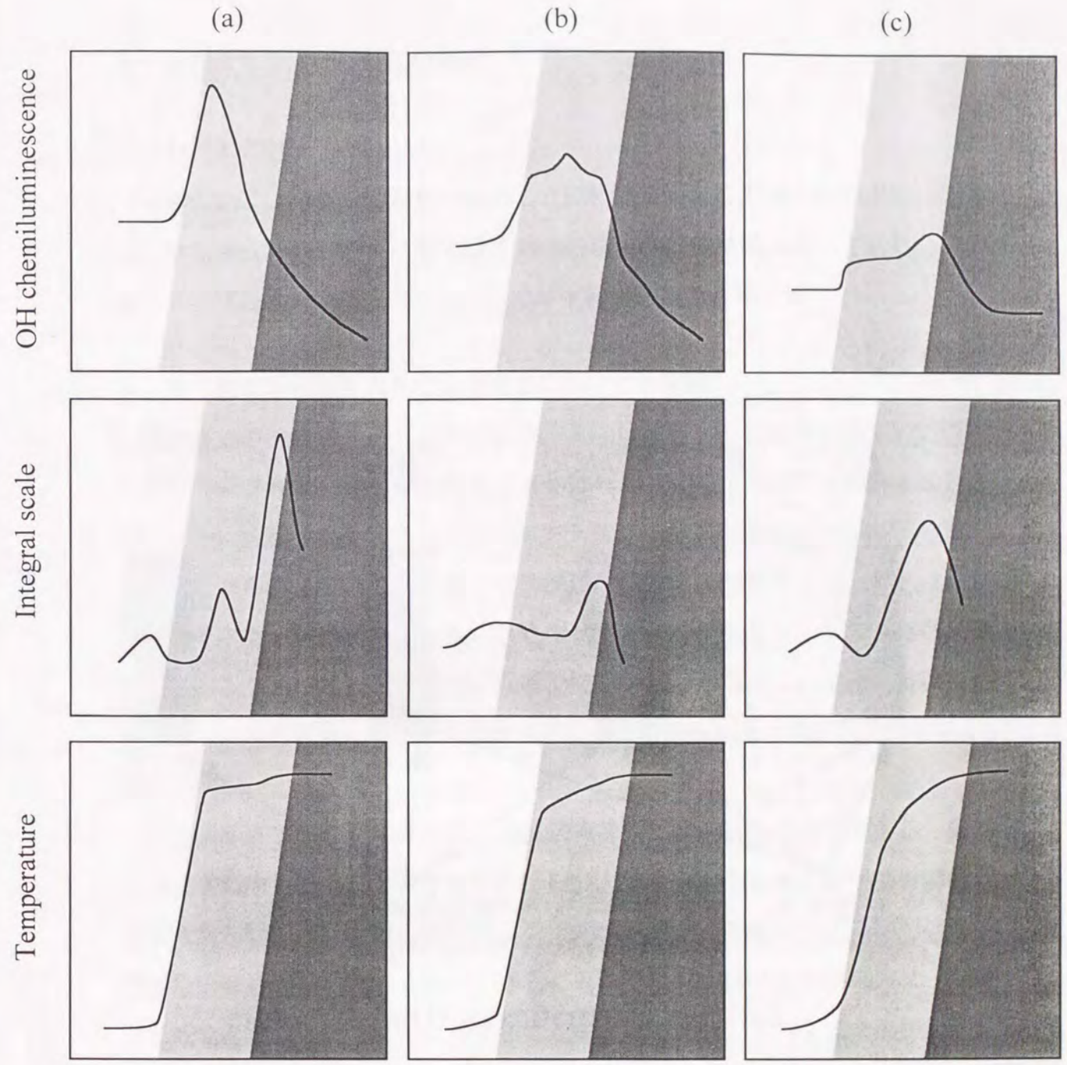


図4.29 Local rms temperature in terms of relative distance from measuring point to inner and outer boundary u_i = 5 m/s, z = 40 mm



u_i = 5 m/s, z = 40 mm, $ø_i$ = 0.65		u_i = 5 m/s, z = 40 mm, $ø_i$ = 0.55
u_i = 5 m/s, z = 40 mm, $ø_i$ = 0.60		u_i = 5 m/s, z = 40 mm, $ø_i$ = 0.50
		u_i = 5 m/s, z = 40 mm, $ø_i$ = 0.45
	u_i = 5 m/s, z = 20 mm, $ø_i$ = 0.65	u_i = 5 m/s, z = 20 mm, $ø_i$ = 0.55
	u_i = 5 m/s, z = 20 mm, $ø_i$ = 0.60	u_i = 5 m/s, z = 20 mm, $ø_i$ = 0.50
		u_i = 5 m/s, z = 20 mm, $ø_i$ = 0.45
u_i = 3 m/s, z = 40 mm, $ø_i$ = 0.65		u_i = 3 m/s, z = 40 mm, $ø_i$ = 0.55
u_i = 3 m/s, z = 40 mm, $ø_i$ = 0.60		u_i = 3 m/s, z = 40 mm, $ø_i$ = 0.50
		u_i = 3 m/s, z = 40 mm, $ø_i$ = 0.45
u_i = 3 m/s, z = 20 mm, $ø_i$ = 0.65	u_i = 3 m/s, z = 20 mm, $ø_i$ = 0.60	u_i = 3 m/s, z = 20 mm, $ø_i$ = 0.55
		u_i = 3 m/s, z = 20 mm, $ø_i$ = 0.50
		u_i = 3 m/s, z = 20 mm, $ø_i$ = 0.45

図4.30 Summary of radial profiles of physical value

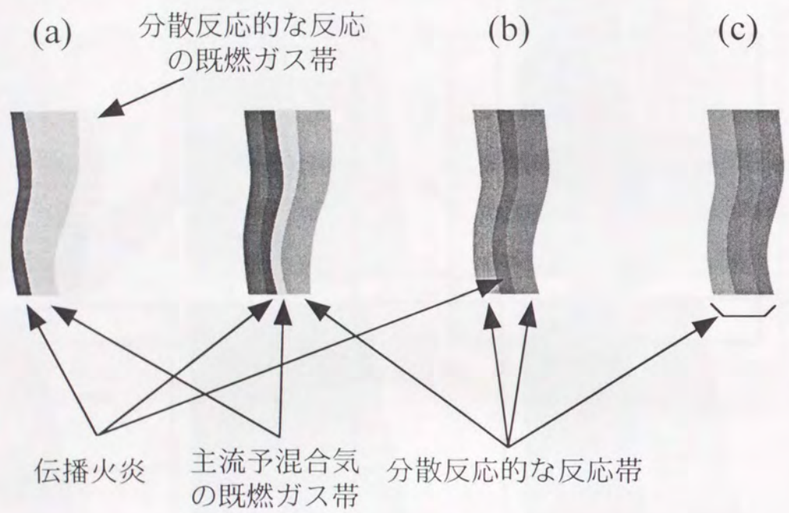


図4.31 Schematics of flame structure

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ぱ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[1-4]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，伝ぱ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[5,6]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ぱ方向速度勾配は必然的にきつくなる．さらに局所消炎は，伝ぱ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，伝ぱ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，伝ぱ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，再着火により伝ぱ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ぱ火炎が形成され，渦の中心に向かって伝ぱをはじめる．このとき混合層内の伝ぱ火炎が出現する位置より既燃ガス側の領域では，伝ぱ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ぱ火炎の既燃ガスが，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ぱ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）伝ぱ火炎の背後に，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ぱするので，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ぱ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，伝ぱ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ぱ火炎の背後に，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，層状になって伝ぱ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に示したような伝ぱ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[7,8]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ぱ性を消失した火炎であると推定した．しかし従来の研究[9-13]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，決して伝ぱ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，基本的に伝ぱ火炎は出現しない．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[14]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[9,10]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．

$$l_K < \delta_F \tag{5.1}$$

この基準は，Peters[21]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，再着火により伝ぱ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，再着火により伝ぱ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 l_e と，それに含まれる乱れの強さ u_{le}' の比の値が再着火の着火遅れ時間 t_{ri} 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

$$t_{ri} \approx \tau_c \tag{5.3}$$

$$l_e \approx L_E \tag{5.4}$$

$$u_{le}' \approx u' \tag{5.5}$$

式(5.2)は

$$\frac{L_E/u'}{\tau_c} = \frac{\tau_t}{\tau_c} = Da < 1 \tag{5.6}$$

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 $l_K < \delta_F$，$Da < 1$ 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．

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　薫，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.

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

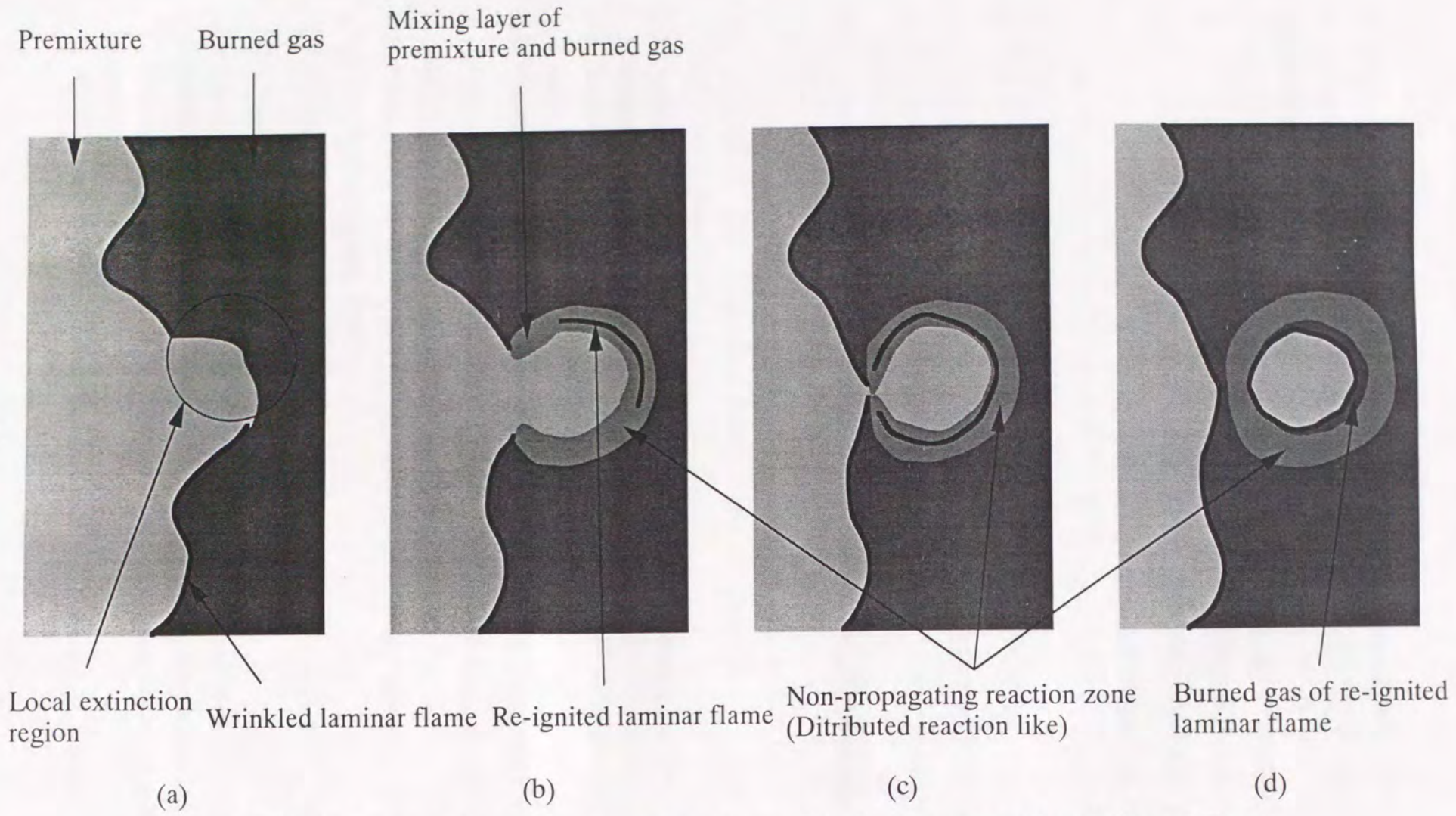


図5.1 Schematics of micro structure of turbulent premixed flame No.1

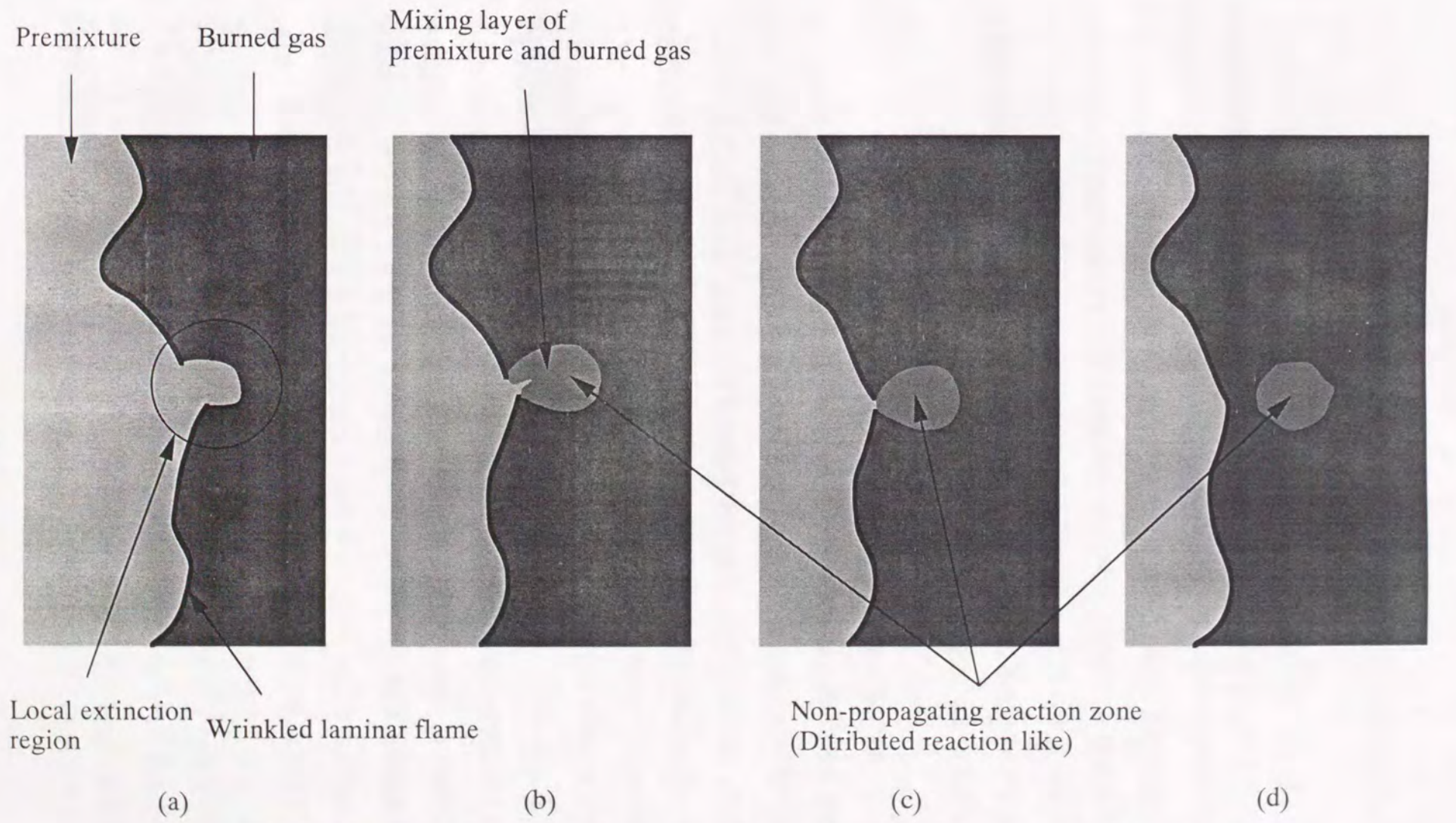


図5.2 Schematics of micro structure of turbulent premixed flame No.2

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，層流伝ぱ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ぱ速度が，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 ρ は気体密度，S

は気体の火炎帯に対する速度，T は温度，δ_p は予熱帯幅，δ_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．

$$\rho_u S_u = w\delta_r \tag{6.1}$$

$$\lambda_i (dT/dx)_i = qw\delta_r \tag{6.2}$$

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

$$\delta_r = \frac{\lambda_i (T_i - T_u)}{qw\delta_p} \tag{6.3}$$

さらに混合気の平均定圧比熱を c_p とすると次の関係が存在する．

$$q = c_p (T_b - T_u) \tag{6.4}$$

$$T_b = T_u + q/c_p \tag{6.5}$$

$\delta_p/\delta_r = C$ と置くと

$$\delta_r^{\,2} = \frac{\lambda_i (T_i - T_u)}{Cwc_p (T_b - T_u)} \tag{6.6}$$

一般に T_i は十分に T_b に近く，近似的には両者を等しいと置くことができる．

$$\delta_r = \sqrt{\frac{\lambda_i}{Cwc_p}} \tag{6.7}$$

式(6.7)を式(6.1)に代入すると

$$S_u = \frac{w}{\rho_u}\sqrt{\frac{\lambda_i}{Cwc_p}} = \frac{1}{\rho_u}\sqrt{\frac{\lambda_i w}{Cc_p}} \tag{6.8}$$

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．

$$-\frac{d[F]}{dt} = f[F]^m [O]^n T_b^k \exp\left(-\frac{E}{RT_b}\right) \tag{6.9}$$

ここで$[F]$，$[O]$は燃料および酸素のモル濃度(mol/m^3)，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$_{\mathrm{mixture}}$)，p が圧力とすると次式を得る．

$$w = \frac{m_F}{Y_F}\frac{d[F]}{dt} = \frac{m_F}{Y_F} f\left(\frac{m_M p Y_F}{RT_b m_F}\right)^m \left(\frac{m_M p Y_O}{RT_b m_O}\right)^n T_b^{\,k} \exp\left(-\frac{E}{RT_b}\right)$$

$$= f\left(\frac{m_M}{R}\right)^{m+n}\left(\frac{1}{m_F}\right)^{m-1}\left(\frac{1}{m_O}\right)^n p^{m+n} Y_F^{\,m-1} Y_O^{\,n} T_b^{\,k-(m+n)} \exp\left(-\frac{E}{RT_b}\right) \qquad (6.10)$$

いま混合気の組成で決定される定数 A を

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

と定義すると，

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

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．

$$S_u = \frac{RT_u}{m_M}\left(\frac{\lambda_i}{c_p}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{A}{C}\right)^{\frac{1}{2}} p^{\frac{m+n}{2}-1} T_b^{\frac{k-(m+n)}{2}} \exp\left(-\frac{E}{2RT_b}\right) \qquad (6.13)$$

定数 C については，Bradley の文献[4]より次式が得られる．

$$C = \frac{\delta_p}{\delta_r} = \frac{4.6(T_i - T_u)}{T_b - T_i} \qquad (6.14)$$

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．

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

さらに式(6.11)から

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

ここで，燃料をメタンとして $T_i = 813$ K，$T_0 = 300$ K，$E = 121$ kJ / mol，$p = 0.1013$ MPa，$m_F = 16.043$，$m_O = 31.999$，$m+n = 2$，$k = 1$ 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$\phi = 0.60$，0.65）における f の値をもとに $f = 10.5$ として，$\phi = 0.55$，0.50，0.45 の物性値とともに式(6.11)，(6.13)，(6.14)を用いて，$\phi =$

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 δ_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_E 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/δ_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，$u_i = 3$ m/s について図６．２に，$u_i = 5$ m/s について図６．３に示す．

図６．２および６．３から，u_i，z の変化に関わらず，Borghi ダイアグラム上では$\phi_i = 0.45$～0.55 は well-stirred reactor，$\phi_i = 0.60$ は well-stirred reactor と 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，$\phi_i = 0.45$～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 well-stirred 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.

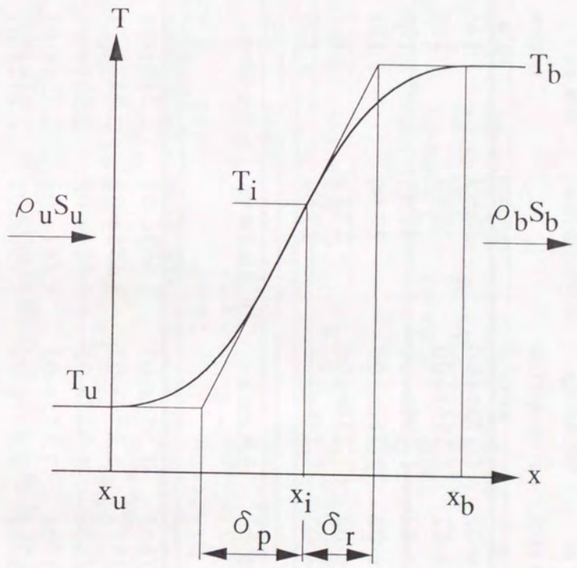


図6.1 層流予混合火炎の熱理論モデル

表6.1 熱理論に基づく頻度因子fの算出

当量比 ϕi	層流燃焼速度 Su	熱伝導率 λi at 813K	等圧比熱 Cp at 300K-813K	平均分子量 m_M	密度 ρu at 300K	予熱帯厚み δp	反応帯厚み δr
	m/s	W/m・K	kJ/kg・K	kg/kmol	kg/m³	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	CH_4質量分率 Y_F	O_2質量分率 Y_O	頻度因子 f
	K		$kg/kg_{mixture}$	$kg/kg_{mixture}$	
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6.2 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 ϕi	熱伝導率 λi at 813K	等圧比熱 Cp at 300K-813K	平均分子量 m_M	密度 ρu at 300K	予熱帯厚み δp	反応帯厚み δr
	W/m・K	kJ/kg・K	kg/kmol	kg/m³	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

比例定数 C	平衡火炎温度 Tb	比例定数 A	CH_4質量分率 Y_F	O_2質量分率 Y_O	層流燃焼速度 Su
	K		$kg/kg_{mixture}$	$kg/kg_{mixture}$	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

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

Case	r	LE	T	T'	u	u'	u'/Su	LE/δp
	mm	mm	℃	℃	m/s	m/s		
	5	3.05	27.0	0.0	3.10	0.34	5.90	0.84
(a) øi = 0.45	6	3.12	80.0	74.9	2.91	0.34	5.85	0.86
	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) øi = 0.50	6	2.84	82.2	65.6	2.90	0.35	4.22	1.13
	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) øi = 0.55	6	3.01	79.2	77.4	2.88	0.33	2.86	1.63
	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) øi = 0.60	6	1.54	83.8	74.4	2.90	0.35	2.37	1.08
	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) øi = 0.65	6	2.84	162.0	265.8	3.31	0.31	1.70	2.48
	7	2.59	364.2	168.2	2.98	0.43	2.34	2.26

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

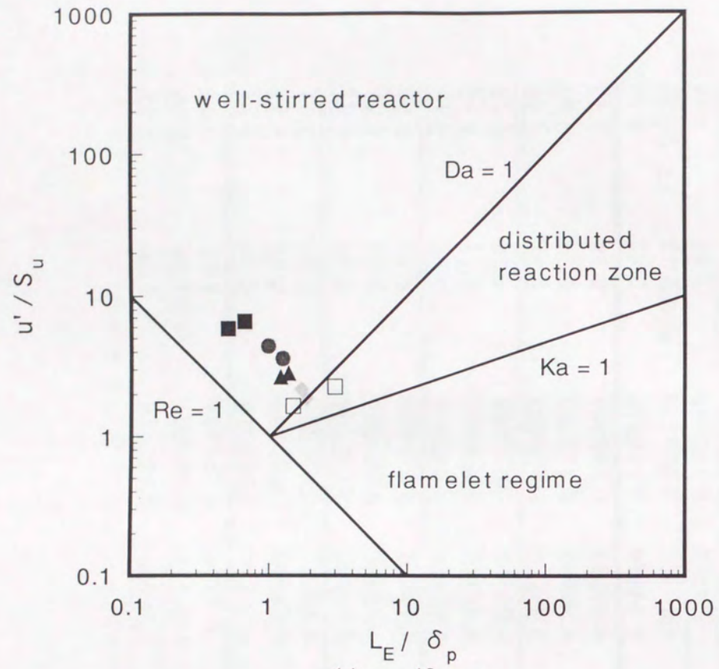
Case	r	LE	T	T'	u	u'	u'/Su	LE/δp
	mm	mm	℃	℃	m/s	m/s		
	5	2.16813	27	0	2.92487	0.289719	4.96	0.60
(a) øi = 0.45	6	1.820443	93.74041	79.09432	2.77901	0.339702	5.82	0.50
	7	2.399801	212.4826	94.46012	2.45018	0.381992	6.55	0.66
	5	2.832278	27	0	2.96933	0.252034	3.00	1.13
(b) øi = 0.50	6	3.135913	95.45057	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) øi = 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) øi = 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) øi = 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

表6．5　ui = 5 m/s, z = 20 mmにおけるBorghiダイアグラムパラメータ

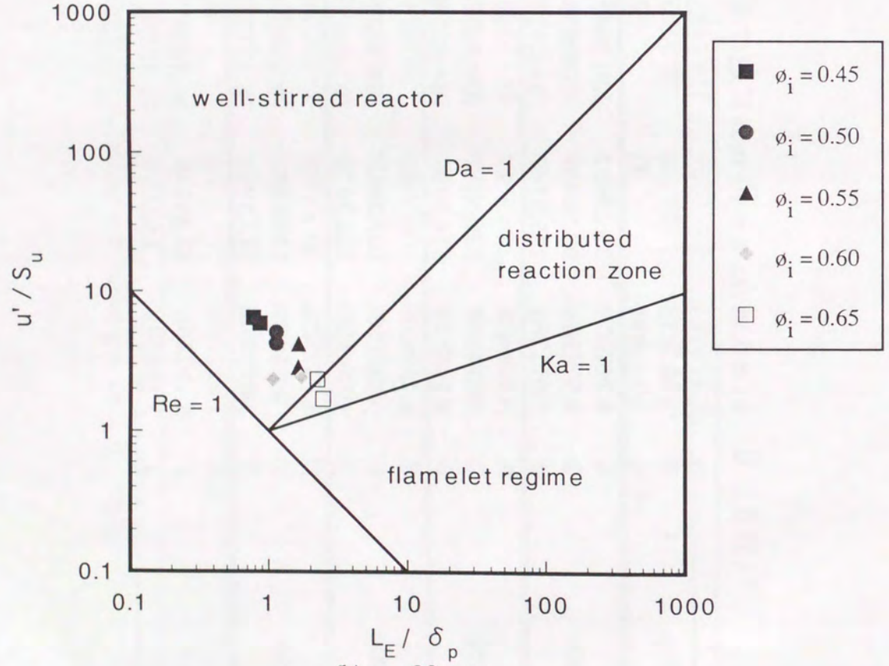
Case	r	LE	T	T'	u	u'	u'/Su	LE/ δp
	mm	mm	℃	℃	m/s	m/s		
	6	4.379633	27	0	3.73378	0.401477	6.88	1.21
(a) øi = 0.45	7	5.989788	61.9667	32.2629	3.29802	0.420923	7.21	1.65
	8	6.72127	313.1695	111.0258	3.26721	0.622806	10.67	1.85
	6	3.730488	27	0	3.79448	0.427929	5.09	1.48
(b) øi = 0.50	7	4.270744	144.9191	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) øi = 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) øi = 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

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	T	T'	u	u'	u'/Su	LE/ δp
	mm	mm	℃	℃	m/s	m/s		
	6	5.717039	27.22022	2.917597	4.66093	0.559267	9.58	1.57
(a) øi = 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) øi = 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) øi = 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) øi = 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) øi = 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

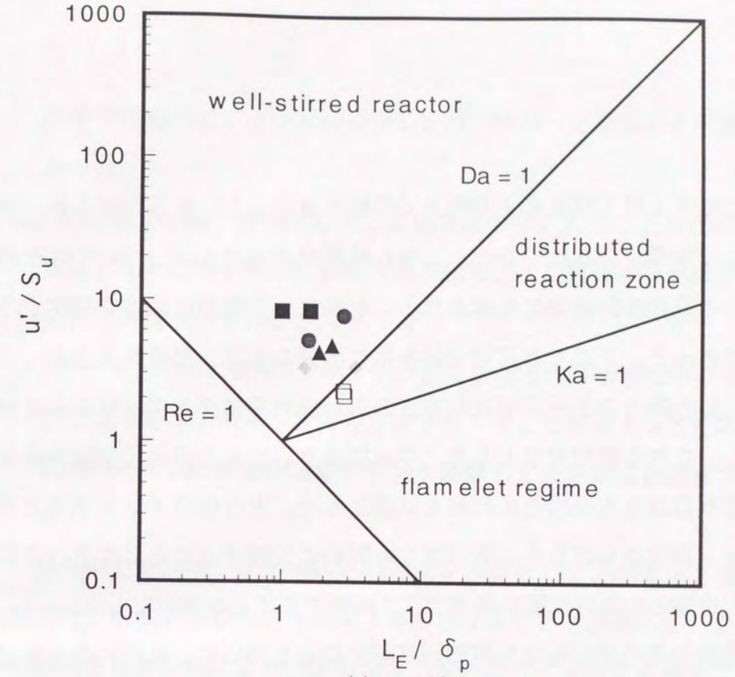


(a) z = 40 mm

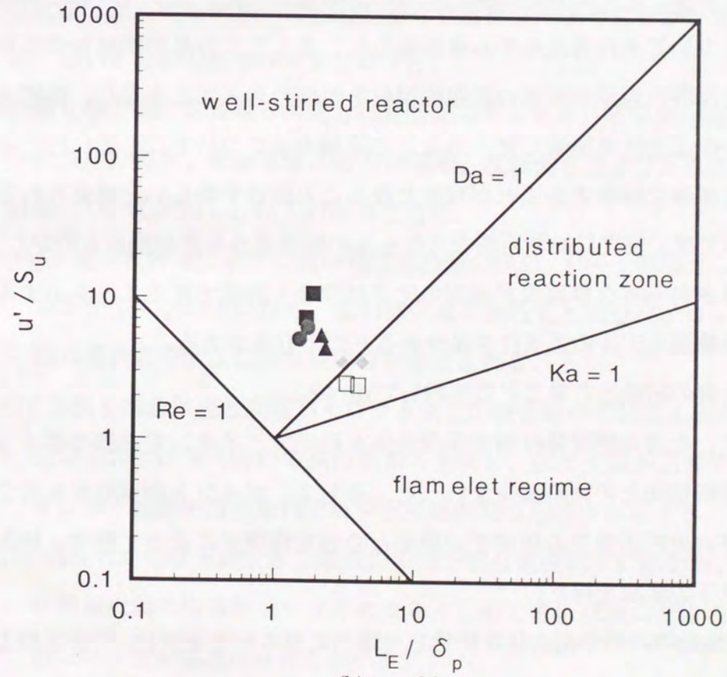


(b) z = 20 mm

図６．２　実験火炎のBorghiダイアグラム上へのプロット　$u_i = 3.0$ m/s



(a) z = 40 mm



(b) z = 20 mm

図６．３　実験火炎のBorghiダイアグラム上へのプロット　$u_i = 5.0$ m/s

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ぱ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ぱ火炎が出現する際，伝ぱ火炎面は混合層の中央付近から出現し，伝ぱ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) 成長した伝ぱ火炎は混合層内の主流予混合気側境界に移動し，一般的なしわ状層流火炎の様相を示すようになる．このとき伝ぱ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．

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．

1. 局所消炎を起こしてパッチ状になった伝ぱ火炎の背後に，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
2. 局所消炎を起こしてパッチ状になった伝ぱ火炎の背後に，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，層状になって伝ぱ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．