

Title	歪を伴う拡散火炎の構造に関する研究
Author(s)	吉田, 憲司
Citation	大阪大学, 1999, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://doi.org/10.11501/3155373">https://doi.org/10.11501/3155373</a>
rights	
Note	

*Osaka University Knowledge Archive : OUKA*

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

Osaka University

# 歪を伴う拡散火炎の構造に関する研究

平成10年

吉田憲司

# 目次

<b>第 1 章 緒論</b>	<b>1</b>
1.1 まえがき	1
1.2 従来の研究	2
1.3 本研究の目的と概要	4
参考文献	6
<b>第 2 章 対向流火炎バーナとレーリ散乱法による二次元火炎温度測定</b>	<b>11</b>
2.1 まえがき	11
2.2 実験装置と方法	12
2.2.1 対向流バーナ	12
2.2.2 局所噴出ノズル	12
2.3 レーリ散乱法による二次元火炎温度測定	14
2.3.1 測定原理	14
2.3.2 測定装置	16
2.4 選択拡散の影響による温度測定誤差の評価	17
2.5 むすび	18
参考文献	18
<b>第 3 章 数値解析の基礎式と計算法</b>	<b>21</b>
3.1 まえがき	21
3.2 基礎方程式	21
3.3 補助関係式	23
3.3.1 熱力学的諸量	23
3.3.2 輸送係数	24
3.4 素反応と反応速度定数および反応量	25
3.5 数値計算法と境界条件	27
3.6 火炎特性の評価法	28
3.6.1 $H_2$ ratio	28

3.6.2	エンタルピー	30
3.6.3	火炎伸張率	30
3.6.4	発熱率	31
3.6.5	未反応度	31
3.7	むすび	33
	参考文献	33
<b>第 4 章</b>	<b>定常平面拡散火炎の数値解析</b>	<b>35</b>
4.1	まえがき	35
4.2	基礎方程式の変形	36
4.3	数値計算法ならびに境界条件	38
4.4	計算条件	39
4.5	計算結果と検討	40
4.5.1	多成分系における有効拡散係数の有効性	40
4.5.2	H <sub>2</sub> :N <sub>2</sub> =15:85 の燃料を用いた場合の計算結果	43
4.5.3	H <sub>2</sub> :N <sub>2</sub> =30:70 の燃料を用いた場合の計算結果	47
4.5.4	純水素を燃料として用いた場合の計算結果	50
4.6	火炎伸張率と火炎温度の関係	53
4.7	選択拡散の効果による火炎温度への影響	55
4.7.1	化学種間の選択拡散に起因する水素の濃縮による火炎温度への影響	56
4.7.2	熱と化学種間の選択拡散に起因するエンタルピーの過不足による火炎温度への影響	56
4.8	むすび	58
	参考文献	59
<b>第 5 章</b>	<b>歪を伴う定常拡散火炎</b>	<b>61</b>
5.1	まえがき	61
5.2	実験条件	62
5.3	計算条件	63
5.4	実験結果と検討	65
5.4.1	直接写真による火炎の観察	65
5.4.2	レーリ散乱法による二次元温度分布測定	66
5.5	計算結果と検討	66
5.5.1	温度分布と速度分布	69
5.5.2	H <sub>2</sub> ratio の分布	69

5.5.3	エンタルピー分布	72
5.5.4	発熱率分布	74
5.5.5	火炎伸張率と火炎温度の関係	76
5.6	むすび	77
	参考文献	78
<b>第 6 章</b>	<b>歪を伴う非定常拡散火炎</b>	<b>81</b>
6.1	まえがき	81
6.2	実験条件	82
6.3	計算条件	82
6.4	空気側から空気の局所噴出を付与した場合	84
6.4.1	実験結果と検討	84
6.4.2	計算結果と検討	84
6.5	燃料側から燃料の局所噴出を付与した場合	93
6.5.1	実験結果と検討	93
6.5.2	計算結果と検討	95
6.6	火炎伸張率と火炎温度の関係	101
6.7	むすび	102
	参考文献	103
<b>第 7 章</b>	<b>周期変動を伴う平面拡散火炎の数値解析</b>	<b>105</b>
7.1	まえがき	105
7.2	基礎方程式の変形	106
7.3	数値計算法ならびに境界条件	108
7.4	計算条件	109
7.5	解析結果と検討	111
7.5.1	振動周波数を変化させた場合の火炎の応答	111
7.5.2	振動周波数, 速度振幅を変化させた場合の火炎の挙動	112
7.6	むすび	114
	参考文献	116
<b>第 8 章</b>	<b>伸張・圧縮を伴う拡散火炎の数値解析</b>	<b>117</b>
8.1	まえがき	117
8.2	計算条件	118
8.3	解析結果と検討	119

8.3.1	温度分布と速度ベクトル線図 . . . . .	119
8.3.2	伸張率分布 . . . . .	122
8.3.3	発熱率分布 . . . . .	124
8.3.4	エンタルピの分布 . . . . .	124
8.3.5	H <sub>2</sub> ratio の分布 . . . . .	127
8.3.6	中心軸断面の構造 . . . . .	129
8.3.7	未反応度の分布 . . . . .	131
8.3.8	火炎伸張率と火炎温度の関係 . . . . .	132
8.4	むすび . . . . .	133
	参考文献 . . . . .	134
<b>第 9 章</b>	<b>結論</b>	<b>135</b>
	謝辞	139

# 第 1 章

## 緒論

### 1.1 まえがき

拡散火炎は燃料と酸化剤が別々に燃焼器に供給され、拡散・混合しながら燃焼する火炎である。これは燃料と酸化剤が燃焼前に混合される予混合火炎に比べて逆火の危険性が無いこと、火炎安定範囲が広いことなどの特徴があり、実用燃焼器(ボイラ、加熱炉、ガスタービン燃焼器等)で多く用いられる燃焼形態である。拡散火炎を燃焼形態として用いる場合層流拡散火炎と乱流拡散火炎があるが、一部の家庭用小型燃焼器を除いて工業的に用いられる実用燃焼器ではほとんど乱流拡散火炎が用いられる。これらの実用燃焼器の高効率化、高負荷化、小型化等の達成のためには燃焼器の最適設計が必要とされるが、近年の数値計算の発達に伴い計算機を用いた燃焼器内の乱流燃焼のシミュレーションが盛んに行われるようになってきた。しかし乱流拡散火炎内の燃焼は乱流場における燃料と酸化剤の流動、拡散・混合、化学反応、発熱、熱伝導、ふく射伝熱などが同時に生じる複合過程であり、これらの過程をモデル化なしに直接数式化して実用燃焼器内の様な大きな領域において乱流燃焼のシミュレーションを行うことは現段階の計算機的能力では不可能である。従ってこれらの複合過程をモデル化した乱流火炎モデルが用いられているのが現状である。

乱流火炎モデルの一つとして、乱流火炎は微視的に見れば歪を受けた層流の火炎片が集合したものであり、モデリングやシミュレーションを行う際のデータベースとして層流火炎の特性を用いる火炎片モデルがある。この火炎片モデルの考え方に基づき、近年特に乱流火炎の微視的構造としての層流火炎についての実験的あるいは解析的な研究が多く行われるようになった。実験ではレーザ計測技術の進展に伴い正確かつ多次元的な火炎の温度測定や化学種濃度測定が可能となり、また数値解析では計算機の高速度に伴い層流火炎における火炎中の複合過程を連立した方程式を直接計算することが可能となり、実験と数値解析の両面から火炎の詳細な研究が可能となってきた。しかしこのような研究は未だ不十分であり、乱流火炎の素過程としての層流火炎の詳細な解析と解明は層流火炎および乱流火炎の微視的構造や火炎関連事象を理解し、また乱流火炎のモデリングやシミュレーショ

ンのために不可欠であり重要課題となっている。

実際の乱流火炎内では、火炎の伸張率や曲率、非定常性などは場所的、時間的に変化し制御することは困難である。このため条件の再現性や条件設定の制御が容易な火炎を用いた系統的な研究が必要と考えられる。層流拡散火炎の形態の一つである対向流層流拡散火炎は火炎の伸張率や曲率などの条件設定が容易であり、乱流拡散火炎の素過程としての火炎の構造や動的挙動、消炎現象やその影響因子、火炎曲率や選択拡散の影響、非定常特性や過渡現象などの詳細な研究に適している。また研究対象としての対向流層流拡散火炎は数値解析による研究を行うに際して解析対象として取り扱いやすく、現存の計算機の能力でもモデルを用いること無く火炎内の燃料と酸化剤の流動、拡散・混合、反応、発熱、熱伝導などが同時に生じる複合過程を直接数式化することにより火炎の構造や火炎内部で生じる現象を詳細に解析できること、また実験を行うに際しては、条件設定の制御が容易なことや再現性のある実験が可能なことなどの利点がある。このように対向流層流拡散火炎を研究対象として実験と同一の条件で数値解析を行い比較をすることにより実験の精度や実験データの信頼性を確認し、実験では得られない詳細な過程と現象の生じる原因の解明が可能となる。さらに実験と解析の互いの結果をフィードバックすることにより火炎構造に対する理解がより深まり、また数値解析技術の向上とその有効性の検証が可能となる。

本論文では火炎を規定するパラメータの制御が容易な乱流拡散火炎の素過程としての、対向流層流拡散火炎を対象とし、レーリ散乱法を用いた温度測定を行うことにより火炎の瞬時の二次元温度分布を得る。また素反応動力学と多成分拡散を用いた数値解析を行うことにより火炎温度、各化学種濃度などを算出する。それらから得られた結果より、速度変動により歪を受け火炎伸張を伴う火炎について火炎構造や動的挙動を明らかにするとともに、火炎の伸張・圧縮や火炎曲率、選択拡散効果や非定常性等が火炎の構造、消炎現象、火炎の動的挙動などにおよぼす影響を明確にする。また実験ならびに数値解析から得られた結果を比較することにより実験結果の信頼性と数値解析による火炎の予測の有効性を確認する。

## 1.2 従来の研究

乱流火炎モデルとして、Peters らによる火炎片モデル<sup>[1]~[4]</sup>がある。これは乱流火炎は微視的に見れば層流の火炎片が集合したものでありモデリングやシミュレーションを行う際のデータベースとして層流火炎の特性を用いるものである。このモデルでは当量比、火炎伸張率、スカラ消散率等の量を乱流燃焼場において輸送方程式を解くことにより局所の一次元構造を持つ火炎片を決定し乱流燃焼場を記述するという考え方に基づくものである。

対向流火炎は対向する燃料または酸化剤の流速を変えることによって火炎伸張率やスカ



ラ消散率を容易に変化させることができるため、火炎構造や消炎機構の基礎研究に適している。また火炎片モデルの局所構造としての火炎片のデータベースの構築や詳細な解析を行うのに、火炎条件を制御しやすく、また一次元構造を持つことより解析的研究を行うのにも適していることから多くの研究がなされてきた。

典型的な対向流拡散火炎の研究として、Tsuji らの研究<sup>[5]~[7]</sup>がある。これらの研究は、多孔質の焼結金属製の円筒形バーナから吹き出した燃料と直角に衝突する空気との間の対向流場の円筒前方よどみ点近傍に形成される安定な火炎について、化学種濃度と温度の詳細な測定を行い火炎構造や消炎限界を調べている。これらの研究は火炎片モデルが提唱される以前の研究であるが、これらの研究による結果は後の対向流拡散火炎の数値解析<sup>[8]</sup>のデータベースとしても用いられている。燃料または酸化剤を噴出させるバーナを対向させてそのよどみ域近傍に形成される対向流平面火炎は平面構造を持ち火炎構造が一次元構造であることから、数値解析の分野で一次元変換した基礎方程式を用いた研究がなされ<sup>[9]~[12]</sup>、また数値解析結果と実験結果の比較を行う研究も行われてきた<sup>[13]~[16]</sup>。対向流平面火炎の構造や消炎に対する火炎伸張率の影響について議論している研究としては、例えばメタンを燃料とする対向流平面拡散火炎について実験と解析による研究がなされ、LDVによる対向流場の速度分布の計測や速度勾配(火炎伸張率)と消炎について議論され<sup>[17]</sup>、また水素を燃料とした対向流平面拡散火炎についてもラマン散乱を用いた火炎内の化学種の濃度と温度測定と数値計算による解析が行われ、火炎構造ならびに消炎限界と火炎伸張率の関係を示した<sup>[14]</sup>研究などがある。

火炎中での物質間および熱と物質間の選択拡散(ルイス数効果)や火炎曲率の火炎構造や消炎現象等におよぼす影響についての研究についてもなされている。例えば、対向流予混合火炎について円筒状の対向流予混合火炎を形成し消炎に対する曲率、熱と物質間の選択拡散によるルイス数効果の影響について実験がなされている<sup>[18]</sup>。また同軸層流拡散火炎について物質間の選択拡散やルイス数効果の火炎構造に対する影響について詳細な数値解析がなされている<sup>[19]~[21]</sup>。乱流拡散火炎においても選択拡散の影響を受けることが明らかにされている<sup>[22][23]</sup>。

近年、計算機の実力の向上と計測技術の発展に伴い、乱流火炎内での素過程としての火炎と渦の干渉に関する実験および数値解析による研究が多くなされてきた。これには実験においてはレーザの発達やCCDカメラ等の検出器の多次元化と高性能化、また数値計算においては素反応と多成分系を考慮する上で有用な汎用プログラムであるCHEMKIN<sup>[24]~[26]</sup>の開発が大きく寄与している。乱流火炎の素過程としての火炎との干渉に関する研究としては、例えば対向流平面拡散火炎に渦を空気側から衝突させた場合の渦と局所消炎の観測が実験と解析によりなされている<sup>[27]</sup>。また軸対称層流拡散火炎に軸対称的に火炎の内側または外側から噴流を衝突させた場合の火炎の非定常挙動と消炎現象が数値解析によって調

べられている<sup>[28]</sup>。予混合火炎でも火炎と渦の干渉挙動が調べられている<sup>[29][30]</sup>。乱流拡散火炎においても渦と火炎の干渉による局所消炎と火炎構造について実験による観察が行われ<sup>[31]</sup>、また火炎温度と速度分布の同時測定を同軸流拡散火炎に対して行い局所の火炎伸張率と関連して局所消炎が観察されている<sup>[32]</sup>。著者らもこれらの研究と並行して、対向流拡散火炎に燃料側または空気側から燃料または空気の局所噴流を火炎に付与することにより定常または非定常的な歪を伴う火炎について火炎曲率と関連した選択拡散効果、火炎伸張率が火炎におよぼす影響や火炎の過渡的挙動や非定常特性について実験と数値計算により詳細な解析を行ってきた<sup>[33][34]</sup>。

また、火炎の非定常特性や非定常火炎伸張を受ける際の火炎構造や消炎の特性を明らかにする研究として対向流火炎を用いた研究が多くなされている。例えば、周期変動する対向流速により影響を受ける対向流拡散火炎について振動周波数や火炎伸張率と消炎限界、また火炎の応答について実験ならびに数値解析により議論している<sup>[35]~[38]</sup>。ステップ的あるいはランプ状に変化する対向流速に対する火炎の非定常挙動に関する研究もなされている<sup>[39][40]</sup>。また周期変動する対向流速によって非定常的な火炎伸張を受ける対向流予混合火炎について流れ場の非定常性が火炎構造におよぼす影響<sup>[41]</sup>やまた火炎の非定常挙動や消炎現象に対するふく射による熱損失がおよぼす影響<sup>[42]</sup>について数値計算による解析がなされている。またメタンまたはプロパンを燃料とした周期変動する火炎伸張を受ける火炎についての非定常挙動や雰囲気圧力の影響についての数値解析<sup>[43]</sup>がなされている。

### 1.3 本研究の目的と概要

本研究では火炎を規定するパラメータの制御が容易な対向流層流拡散火炎を対象として、素反応動力学と多成分拡散を考慮した数値解析、ならびにレーリ散乱法を用いた火炎の二次元温度分布測定を行う。まず定常の対向流層流平面拡散火炎について詳細な数値解析を行い火炎構造を明らかにするとともに選択拡散や火炎伸張率が火炎構造や火炎温度におよぼす影響を明らかにし、層流火炎片としてのデータの蓄積を行う。続いて局所的な燃料または空気の定常噴流により定常的な正または負の火炎曲率と歪を伴う対向流拡散火炎について、二次元温度分布測定と数値解析により局所消炎や燃焼強度増大等の特徴的な火炎挙動を明らかにするとともに、火炎構造ならびに消炎現象に対する火炎伸張率や曲率、選択拡散の影響を解明し、さらに非定常的な正または負の曲率と歪を伴う火炎について再着火現象などの特徴的な火炎の非定常挙動を明確にし、火炎中の過渡現象や火炎構造ならびに消炎現象やその後の再着火現象等の非定常現象の生じる原因と機構を明確にする。また周期的に対向流速が変動する燃料、空気の対向流場によって影響を受ける平面火炎について非定常挙動や過渡現象特性、また消炎現象に対する振動周波数や速度振幅の影響を数値解

析により明らかにする。また火炎構造に対する火炎伸張率や火炎曲率の影響についてさらに理解を深めるために、伸張・圧縮を伴う火炎を提案し計算対象として数値解析を行うことにより、その火炎構造を明らかにし、また負の領域にまで拡張した火炎伸張率とそのような場における正または負の火炎曲率の影響を明確にする。

本論文の構成と概要は次のとおりである。

第2章では、対向流拡散火炎を形成するための対向流バーナや、火炎の二次元瞬時温度分布測定を行う手法として用いたレーザ・レーリ散乱法についてその測定原理および測定装置について述べる。また、レーリ散乱法を用いて火炎の温度分布測定を行う際に、火炎中で現れる選択拡散の効果による温度測定に生じる測定誤差の評価を行う。

第3章では、本研究における数値解析で用いる基礎方程式、補助関係式、素反応系および数値計算法等について示す。また火炎特性の評価法についても示す。

第4章では、水素を燃料とした対向流層流定常平面拡散火炎を対象として数値解析を行うことにより火炎構造を明らかにし、物質間の選択拡散や熱と物質間の選択拡散、また火炎伸張率等が火炎構造や火炎温度におよぼす影響を明確にし、層流火炎片としてのデータを蓄積しようとする。

第5章では、水素と窒素の混合気である燃料と空気流の対向流場で形成される平面拡散火炎に細いノズルから空気または燃料を空気側または燃料側から定常的に付与することにより火炎伸張率や曲率を変化させることのできる拡散火炎について、直接写真による火炎の観察とレーリ散乱法を用いた火炎の二次元温度分布測定、ならびに素反応動力学と多成分拡散を考慮した数値解析を行う。これによって特徴的な火炎挙動を指摘するとともに、火炎構造ならびに消炎現象に対する火炎伸張率や曲率の影響および特徴的な現象の生じる原因を解明する。

第6章では、水素と窒素の混合気を燃料とする対向流拡散火炎に対し燃料側または酸化剤である空気側から燃料または空気の局所噴流を非定常的に衝突させ、火炎に局所的に非定常歪を付加することによって非定常的な正または負の曲率と火炎伸張率を伴う火炎を対象とし、火炎の局所消炎現象やその後続く再着火現象などの非定常現象を、レーリ散乱法による火炎温度の時間を追った二次元計測と素反応に基づく反応動力学と多成分拡散を考慮した非定常数値解析により詳細に解析する。これらによって火炎構造や局所消炎現象および再着火現象などの火炎の過渡的な挙動や非定常現象を明確にし、その特徴的な現象の生じる原因と機構を解明する。

第7章では、水素と窒素の混合気を燃料とする対向流層流平面拡散火炎に対し燃料、空気流速に周期的な速度変動を与えた火炎を対象とし数値解析を行う。これにより火炎の非定常挙動や過渡現象特性、また消炎現象に対する影響を明らかにする。

第8章では、水素と窒素の混合気を燃料とする対向流層流平面拡散火炎に対し双方のバー

ナダクト中心軸上に配置された吸引ノズルを用いて燃料側，空気側から吸引を行うことによって，部分的に負の伸張率つまり圧縮を伴う定常火炎を対象として数値解析を行う．これにより伸張・圧縮を伴う拡散火炎における火炎構造や火炎特性，また火炎曲率や選択拡散の影響を明確にする．

第9章では本研究で得られた結論を総括する．

## 参考文献

- [1] Peters, N., *21st Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, (1986), pp.1231-1250.
- [2] Peters, N., *Combustion Science and Technology*, (1983), **30**, pp.1-17.
- [3] Peters, N., *Progress in Energy and Combustion Science*, (1984), **10**, pp.319-339.
- [4] Effelsberg, E., and Peters, N., *22nd Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1988), pp.693-700.
- [5] Tsuji, H., and Yamaoka, I., *11th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1967), pp.979.
- [6] Tsuji, H., and Yamaoka, I., *12th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1969), pp.997-1005.
- [7] Tsuji, H., and Yamaoka, I., *13th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1971), pp.723-731.
- [8] Dixon-Lewis, G., David, T., Faskell, P.H., Fukutani, S., Jinno, H., Miller, J.A., Kee, R.J., Smooke, M.D., Peters, N., Effelsberg, E., Warnatz, J., and Behrendt, F., *20th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1983), pp.1893-1904.
- [9] Kee, R.J., Miller, J.A., and Evans, G.H., and Dixon-Lewis, G., *22nd (International) Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1988), pp.1479-1494.
- [10] Dixon-Lewis, G., *23rd (International) Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1990), pp.305-324.

- [11] Dixon-Lewis, G., *25th (International) Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1994), pp.1325-1332.
- [12] Sung, C.J., and Law, C.K., *26th (International) Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1996), pp.865-873.
- [13] Smooke, M.D., Crump, J., and Seshadri, K., and Giovangigli, V., *22nd (International) Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1990), pp.463-470.
- [14] Trees, D., Brown, T.M., Seshadri, K., Smooke, M.D., Balakrishnan, G., Pitz, R.W., Giovangigli, V., and Nandula, S.P., *Combustion Science and Technology*, (1995), **104**, pp.427-439.
- [15] Smooke, M.D., Puri, I.K., and Seshadri, K., *21st (International) Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1986), pp.1783-1792.
- [16] Smooke, M.D., and Seshadri, K., and Puri, I.K., *22nd (International) Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1988), pp.1555-1563.
- [17] Chelliah, H.K., Law, C.K., Ueda, T., Smooke, M.D., and Williams, F.A., *23rd Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1990), pp.503-511.
- [18] Kobayashi, H., and Kitano, M., *Combustion and Flame*, (1989), **76**, pp.285-295.
- [19] Takagi, T., and Xu, Z., *Combustion and Flame*, (1994), **96**, pp.50-59.
- [20] Takagi, T., and Xu, Z., *Combustion and Flame*, (1996), **106**, pp.252-260.
- [21] 木下, 丹下, 高城, 日本機械学会論文集, **B**, 63-605, (1997), pp.306-310.
- [22] Drake, M.C., Lapp, M., Penney, C.M., Warshaw, S., and Gerhold, B.W., *18th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1981), pp.1521-1531.
- [23] Smith, L.L., Dibble, R.W., Talbot, L., Barlow, R.S., and Carter, C.D., *Combustion and Flame*, (1995), **100**, pp.153-160.
- [24] Kee, R.J., Dixon-Lewis, G., Warnats, J., Coltrin, M.E., and Miller, J.A., *A Fortran Computer Code Package for the Evaluation of Gas-Phase Multicomponent Transport Properties*, SAND86-8246, (1986).

- [25] Kee, R.J, Rupley, F.M, and Miller, J.A, *The Chemkin Thermodynamic Data Base*, SAND87-8215B, (1990).
- [26] Kee, R.J, Rupley, F.M, and Miller, J.A, *Chemkin-II: A Fortran Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas Phase Chemical Kinetics*, SAND89-8009B, (1991).
- [27] Thévenin, D., Rolon, J.C., Renard, P.H., Kendrick, D.W., Veynante, D., Candel, S., *Twenty sixth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, (1996), pp.1079-1086.
- [28] Takahashi, F., Katta, V.R., *26th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1996), pp.1151-1160.
- [29] Mueller, C.J., Driscoll, J.F., Reuss, D.L., Drake, M.C., *26th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1996), pp.347-355.
- [30] Nguyen, Q.V, Paul, P.H., *26th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1996), pp.357-364.
- [31] Takahashi, F., Schmoll, W.J., Trump, D.D., Goss, L.P., *26th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1996), pp.145-152.
- [32] Komiyama, M., Miyafuji, A., Takagi, T., *26th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1996), pp.339-346.
- [33] Takagi, T., Yoshikawa, Y., Yoshida, K., Komiyama, M., and Kinoshita, S., *26th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1996), pp.1103-1110.
- [34] Yoshida, K., Takagi, T., *27th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1998).
- [35] Kister, J.S., Sung, C.J., Kreutz, T.G., Law, C.K., and Nishioka, M., *26th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1998), pp.113-120.
- [36] Sung, C.J., Liu, J.B., and Law, C.K., *Combustion and Flame*, (1995), **102**, pp.481-492.
- [37] Im, H.G., Bechtold, J.K., and Law, C.K., *Combustion Science and Technology*, (1995), **106**, pp.345-361.

- [38] Im, H.G., and Law, C.K., Kim, J.S., and Williams, F.A., *Combustion and Flame*, (1995), **100**, pp.21-30.
- [39] Ahmed, F.G., Marios, C.S., and Omar, M.K., and Baki, C., *24th (International) Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1992), pp.223-230.
- [40] Darabiha, N., *Combustion Science and Technology*, (1992), **86**, pp.163-181.
- [41] Egolfopoulos, F.N., *25th (International) Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1994), pp.1365-1373.
- [42] Egolfopoulos, F.N., *25th (International) Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1994), pp.1375-1381.
- [43] Stahl, G., and Warnatz, J., *Combustion and Flame*, (1991), **85**, pp.285-299.

## 第 2 章

# 対向流火炎バーナとレーザ散乱法による二次元火炎温度測定

### 2.1 まえがき

近年、乱流拡散火炎の微視的構造のモデルとして対向流火炎が多く用いられる。対向流火炎は火炎伸張率などの火炎条件を制御し規定しやすくこれらの影響を含む基本的な火炎構造の研究に適している [1]~[3]。

対向流火炎を用いた実験的研究として、多孔質円筒バーナの前方よみ点近傍に形成される安定な火炎について濃度と温度の詳細な測定を行い火炎構造や消炎限界を調べる研究がなされている [4][5]。また円筒状に形成される対向流予混合火炎について伸張を受ける火炎の消炎特性への曲率の影響についての実験による研究が行われている [6]。また対向流予混合火炎に対し火炎の特性と消炎における曲率とルイス数の効果について実験的研究が行われている [7]。さらに対向流拡散火炎について空気側から空気を噴出した場合の渦と火炎の相互作用について可視化およびLDVによる速度測定により調べられている [8]。

本論文では、対向流平面拡散火炎に定常または非定常的に燃料側または空気側から燃料または空気のマクロ噴流を衝突させることによって局所歪を与えた火炎を形成し、この火炎を対象として火炎の二次元瞬時温度分布測定を行う。本章ではその火炎を形成するための対向流バーナ、局所歪を与えるための局所噴出ノズルについて述べる。続いて火炎の二次元瞬時温度分布測定を行う手法として用いたレーザ・レーザ散乱法についてその測定原理および実験で用いた測定装置について述べる。また、レーザ散乱法を用いて火炎の温度分布測定を行う際に、火炎中で現れる選択拡散の効果による温度測定に生じる測定誤差の評価を行う。



## 2.2 実験装置と方法

本節では、実験で用いた対向流バーナ、局所噴流を付与するための局所噴出ノズル等の装置と実験方法について述べる。

### 2.2.1 対向流バーナ

本実験で用いた対向流バーナは、軸対称な構造を持つ出口内径 43mm の円形ダクトを同心軸に鉛直方向に上下に対向させて配置したものである。対向させて配置したバーナの上下ダクトから燃料あるいは酸化剤である空気を対向させて噴出させ、上下ダクトからの噴流のよどみ域付近で平面火炎が形成される。

図 2.1 に本実験で用いた対向流バーナの概略図を示す。バーナ内部にはガラスビーズ層、絞り部を設けている。燃料または空気をこのガラスビーズ層、絞り部を経て噴出させることにより、ダクト出口では整流された流速分布を持つ燃料噴流、空気噴流が得られる。安定な火炎を形成するために、上下ダクトの出口にはそれぞれ直径 200mm の円盤を配置し、上側の円盤およびダクトは、水冷または断熱材によって火炎からの加熱を防いだ。また平面火炎のほか、燃料流と周囲空気との間で二次火炎が形成されることがあるが、この二次火炎の形成をを防ぐために、ダクト出口は二重管構造となっており周囲流として窒素を流すことのできる構造となっている。バーナダクト間隔は下部バーナに取り付けられている精密ジャッキにより、無段階で調節可能である。なお本実験ではバーナダクト間隔は 30mm として火炎を形成し実験を行った。

### 2.2.2 局所噴出ノズル

局所噴出ノズルはその出口が下側のダクトの中心から上向きに配置された、内径 0.26mm、外径 0.51mm の細いステンレス製のパイプからなる。局所噴出ノズル出口は下側ダクト出口端面から 5mm の高さに位置している。局所噴出ノズルから噴出させるガスは、下側バーナダクトから流出するガスと同一の種類のものを用いる。

定常の局所噴出を行う際には、ノズル出口での平均流速は流量を測定することにより決定する。非定常的な局所噴出を行う際には電磁弁の上流側に配置した容器内に昇圧した燃料または空気をためておき、圧力容器と局所噴出ノズルの間に取り付けられた電磁弁を開放することにより燃料または空気の局所噴出を行う。局所噴出ノズル出口での平均流速はノズル内での流動抵抗と上流側に配置した圧力容器内の圧力のバランスより予測した。

電磁弁は、Nd:YAG レーザの発振とイメージインテンシファイア付き CCD カメラと同

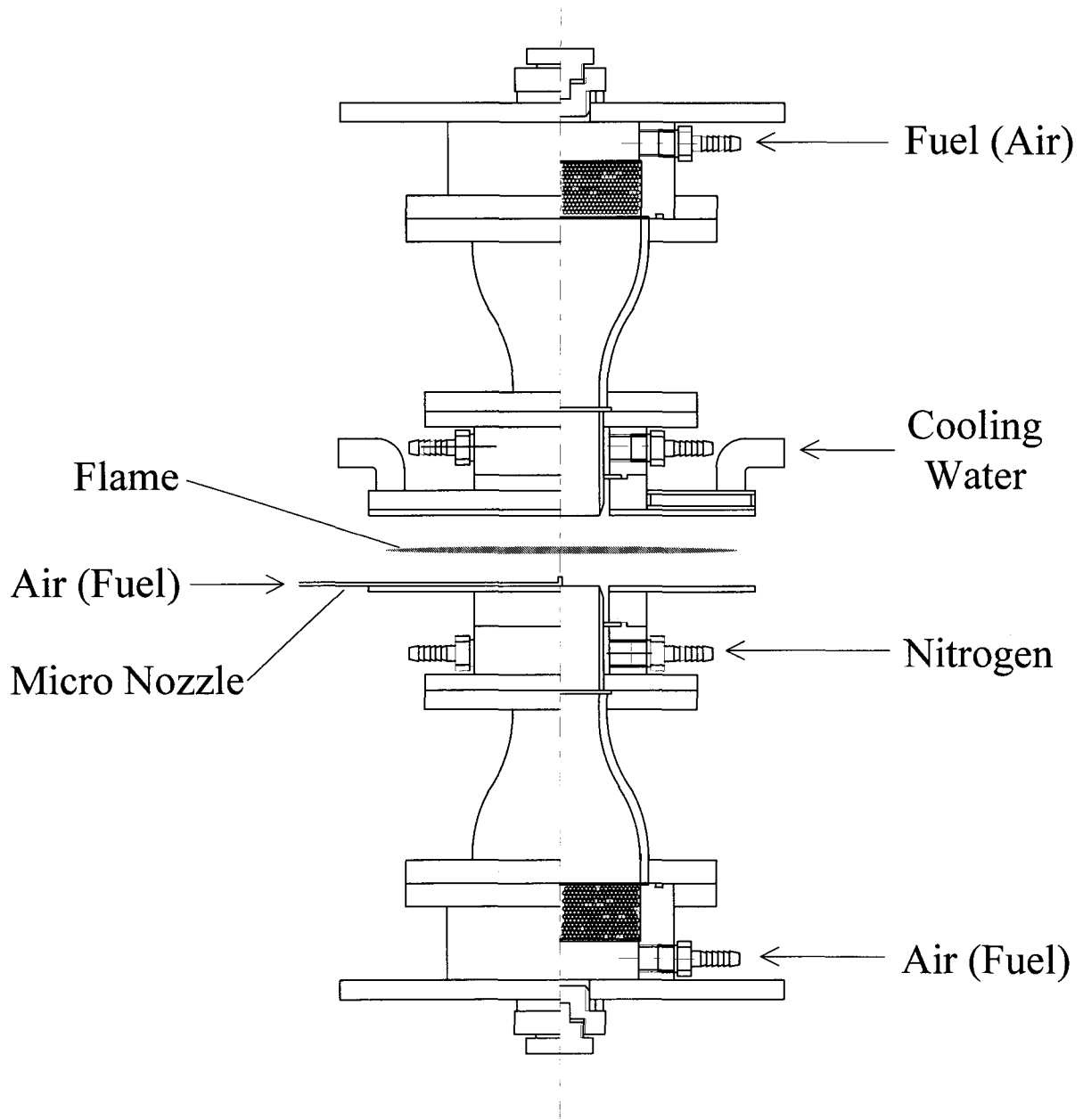


図 2.1: 対向流バーナの概略図

期を取って任意のタイミングで動作させることができ、これにより電磁弁解放後の任意の種々の時間での非定常火炎の二次元温度分布測定が可能である。

## 2.3 レーリ散乱法による二次元火炎温度測定

### 2.3.1 測定原理

レーリ散乱とは、光子と気体分子との弾性的衝突によるものである。そのため散乱光の周波数は変化しない。従って散乱光の波長は入射光と等しく、気体分子の種類によって変化することはない。レーリ散乱光強度は分子の数密度に比例し、また分子の種類(散乱断面積)によって異なるために分子数密度の測定に有用である。

多分子系におけるレーリ散乱光強度  $I_R$  は一般に次式で示される。

$$I_R = C I_L N \sigma = \frac{C I_L P A_0 \sum_i x_i \sigma_i}{R_0 T} \quad (2.1)$$

ここで、 $C$  は光学定数、 $I_L$  は入射光強度、 $N$  は分子数密度、 $\sigma$  は有効散乱断面積、 $x_i$  は化学種成分  $i$  のモル分率、 $\sigma_i$  は化学種成分  $i$  のレーリ散乱断面積である。また  $P$  は圧力、 $A_0$  はアボガドロ数、 $R_0$  は一般ガス定数、 $T$  は温度を表す。

レーリ散乱光強度は式(2.1)において、有効散乱断面積、入射光強度を一定にすれば、

$$\frac{C I_L P A_0 \sum_i x_i \sigma_i}{R_0} = \text{const.} \equiv C_1 \quad (2.2)$$

となり、式(2.2)を定数  $C_1$  と置くと式(2.1)は、

$$I_R = C_1 \frac{1}{T} \quad (2.3)$$

と表せ、他の条件が同じであればレーリ散乱強度は温度に反比例する。温度が既知の  $T_0$  のときレーリ散乱光強度を測定することにより、この定数  $C_1$  が決定される。

$$C_1 = I_0 T_0 \quad (2.4)$$

ここで  $I_0$  は温度  $T_0$  のときのレーリ散乱光強度である。

よって未知の温度  $T$  を有する場の散乱光強度  $I$  を測定することにより、未知の温度は次式によって算出される。

$$T = C_1 \frac{1}{I} = \frac{I_0 T_0}{I} \quad (2.5)$$

このように、未知の温度場を測定するには散乱光強度を測定することによって算出できるのであるが、有効散乱断面積、入射光強度および圧力が一定または既知であることが条件となる。本研究のように、Nd:YAG レーザ光を入射光として、対向流バーナを用いて形

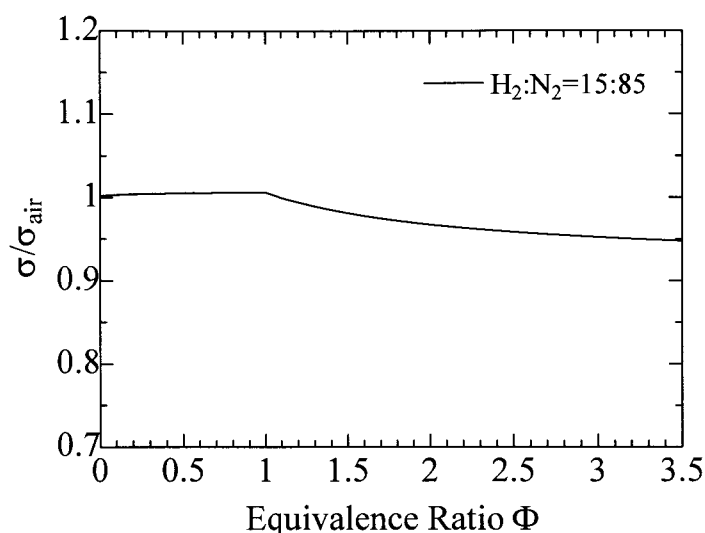


図 2.2: 散乱断面積の当量比に対する変化

成された火炎の温度測定を行う場合，入射光強度と圧力は一定として考えられる．有効散乱断面積に関しては燃焼後においても基準の気体である空気と有効散乱断面積がほとんど変化しない燃料を考える．

本実験では燃料を水素と窒素の混合気とし，その混合比率が 15:85(体積比) のものを用いる．

図 2.2 に本実験で用いる燃料である  $H_2:N_2=15:85$ (体積比) で混合している燃料を用いて，空気との混合割合を変化させたときについて断熱平衡計算を行い得られた断熱平衡濃度より求めた有効散乱断面積の当量比に対する変化を示す．図中の  $\sigma$  は得られた断熱平衡濃度より求めた有効散乱断面積， $\sigma_{air}$  は空気の散乱断面積である．図 2.2 より， $H_2:N_2=15:85$  の燃料を用いた場合，当量比が 1 および燃料希薄側においては有効散乱断面積はほとんど空気のそれと等しく，また燃料過剰側でも大きい変化はないことがわかる．実際の実験で用いる拡散火炎は当量比が 1 の近傍で火炎は最高温度をとるので，レーリ散乱法を用いた火炎温度測定を行う際にはこの燃料は適当であるといえる．ここで当量比が 0 つまり空気の散乱断面積が図中で僅かに 1 からずれているが，これは散乱断面積を算出するときの断熱平衡計算を行う際に空気として窒素と酸素が体積比で 79:21 で混合したガスを考慮しているためであり，実際の空気の組成とは僅かに異なるためである．このことより散乱断面積は実際の空気と比べて約 0.2% 大きく算出しているがこれは十分小さい値でありレーリ散乱法を用いた火炎温度測定を行う際のこの燃料の有用性は変わらない．

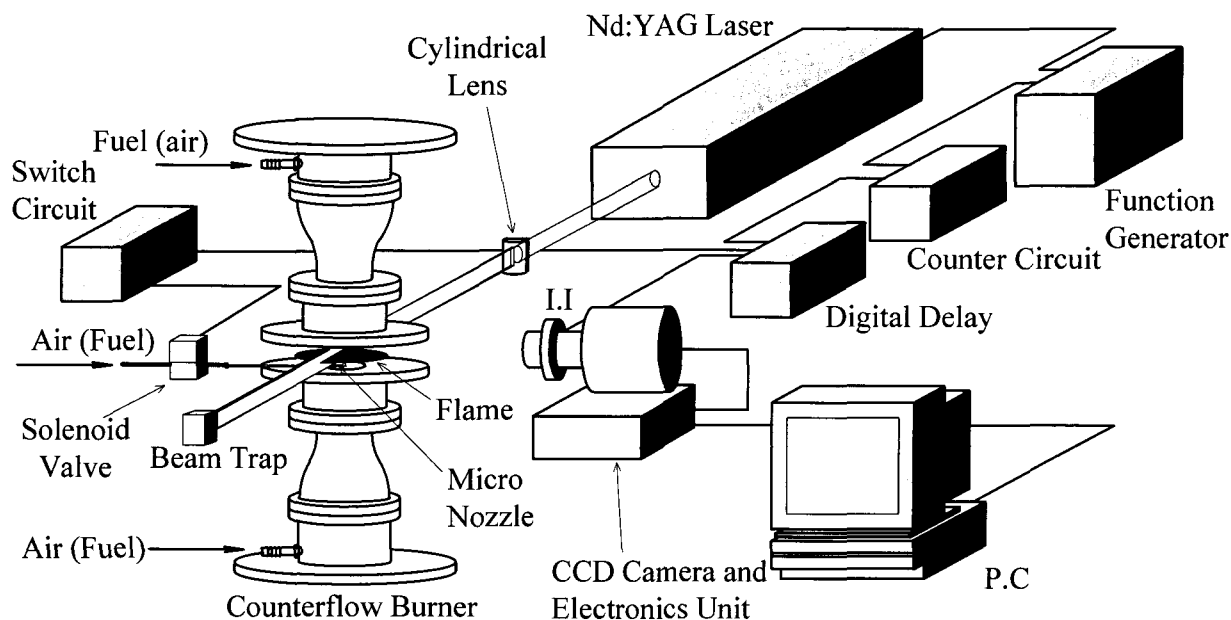


図 2.3: 測定装置の概略図

### 2.3.2 測定装置

図 2.3 に測定装置の概略図を示す。図中の Nd:YAG パルスレーザ (波長 532nm) を関数発生器によって 10Hz で発振させる。発振されたレーザ光は焦点距離 500mm のシリンダリカルレンズを用いて測定体積中心部で厚さ 0.2mm, 幅 10mm のレーザシートにし測定領域に導入する。

シリンダリカルレンズはブラックボックスで覆いまた測定体積部はライトストッパーで覆うことによって、レーザ光がシリンダリカルレンズを通過する際や壁に反射するなどして起きる乱反射等のノイズの影響を極力排除している。

測定体積部からのレーザ・レーザ散乱光は、レーザ光に対して垂直方向に配置されたカメラレンズ (焦点距離 50mm, f1.2) で集光し、イメージインテンシファイア (I.I) を経て 512×512 個の素子をもつ CCD カメラで二次元的に検出する。また、撮影範囲が適当な領域になるように接写リングをカメラレンズとイメージインテンシファイアの間に装着している。

非定常の局所噴出を行う場合には、イメージインテンシファイアとレーザおよび非定常の局所噴流を開始する電磁弁開放の同期には、カウンタ回路とディレイ発生器を用いる。電磁弁を開放した後ディレイ時間を変えてレーザの発振とイメージインテンシファイアの開閉を行うことによって、種々の時間経過における非定常火炎の二次元瞬時温度分布測定を行う。

CCD カメラにより検出された信号はエレクトロニクスユニットに転送され 200kHz, 14bit

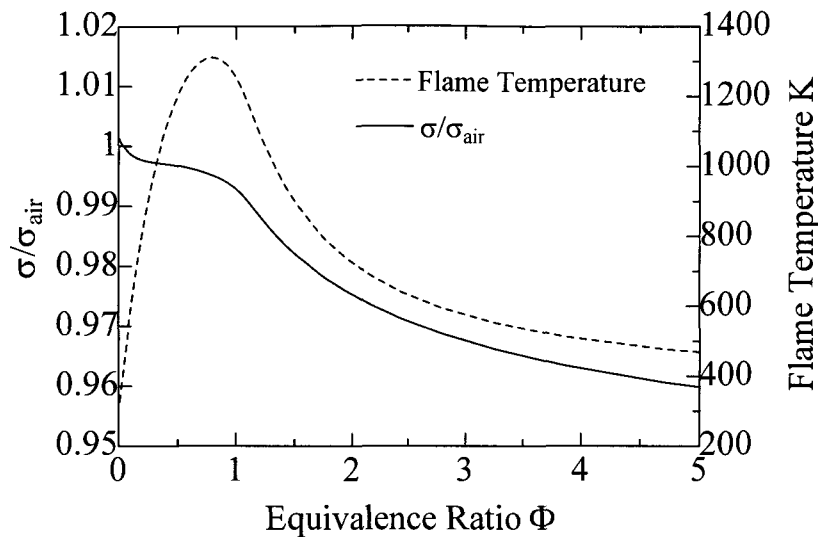


図 2.4: 実際の火炎における散乱断面積の分布と火炎温度 (数値解析結果)

で A/D 変換され、パーソナルコンピュータに転送される。そして前節 2.3.1 で述べた測定原理に則ってデータ処理を施すことにより、火炎の二次元瞬時温度分布を得る。

信号とノイズの比 (S/N) は空気のレーリ散乱を検出するとき 55 程度である。レーリ散乱強度を検出するために I.I を開いて集光している時間は  $1\mu\text{s}$  と短く、火炎の化学発光の影響は無視できる。

## 2.4 選択拡散の影響による温度測定誤差の評価

実際の拡散火炎中では第 4 章以降でも議論するが、化学種成分間の選択拡散の効果により化学種成分の分布に影響をおよぼす。本実験で用いる燃料である  $\text{H}_2:\text{N}_2=15:85$  の燃料を用いると、選択拡散の影響により水素の濃縮が起こることが数値解析の結果より明らかにされている。このことにより、レーリ散乱法による火炎温度測定を行う際に誤差を生じるものと考えられる。

図 2.4 に、燃料として  $\text{H}_2:\text{N}_2=15:85$  の水素と酸素の混合気、酸化剤として空気を用いてバーナー間距離が 30mm、対向流速が 0.25m/s の条件で火炎を形成した場合の多成分拡散を考慮した数値解析による解析結果 (第 4 章) を用いて、横軸を当量比として縦軸に有効散乱断面積と火炎温度を示したものである。この火炎では選択拡散の影響により当量比が 1 付近で水素が濃縮されることがわかっている。図 2.4 より、火炎温度が 1000K を越える領域では燃焼ガスの有効散乱断面積は空気のそれと比較すると約 0.3~1.5% 小さいことがわかる。このことはレーリ散乱法を用いた温度測定を行う際に温度 1000K に対して約 3~15K

温度を高く見積もることを示している。また温度が 500K 付近では有効散乱断面積は空気のそれと比較すると燃料希薄側では約 0.1%, 燃料過剰側では約 3.5%小さいことがわかる。これは温度 500K に対して最大で燃料過剰側で約 17.5K 温度を高く見積もることを示している。このように温度測定に際し総じて大きくても約 20K またはそれ以下の誤差で火炎温度を高く見積もることがわかる。しかしこの測定誤差は十分小さいものであり、本実験ではこの測定誤差の補正は行っていない。

## 2.5 むすび

本章では、対向流平面拡散火炎に定常または非定常的に燃料側または空気側から局所歪を与えた火炎を形成し、この火炎を対象として火炎の二次元瞬時温度分布測定を行うことを目的とし、このための実験装置と方法および測定原理とその誤差評価について述べた。

1. 火炎の曲率、非定常性その他の条件を制御できる火炎を形成するための対向流バーナ、定常または非定常的な局所歪を与えるための局所噴出ノズルの配置を提案し、その構成の詳細を示した。

2. 火炎の二次元瞬時温度分布測定を行う手法として用いたレーザ・レーリ散乱法についてその測定原理と実験で用いた測定装置の詳細を示し測定誤差を評価した。特に火炎中で現れる選択拡散の効果による温度測定に生じる測定誤差の評価を行い、主に燃料過剰側で総じて大きくても約 20K またはそれ以下の誤差で火炎温度を高く見積もることを数値計算による解析結果より示した。

## 参考文献

- [1] Dixon-Lewis, G., David, T., Faskell, P.H., Fukutani, S., Jinno, H., Miller, J.A., Kee, R.J., Smooke, M.D., Peters, N., Effelsberg, E., Warnatz, J., and Behrendt, F., *20th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1983), pp.1893-1904.
- [2] Chelliah, H.K., Law, C.K., Ueda, T., Smooke, M.D., and Williams, F.A., *23rd Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1990), pp.503-511.
- [3] Trees D., Brown, T.M., Seshadri, K., Smooke, M.D., Balakrishnan, G., Pitts, R.W., Giovangigli, V., and Nandula, S.P., *Combustion Science and Technology*, (1995), **104**, pp.427-439.

- [4] Tsuji, H., and Yamaoka, I., *12th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1969), pp.997-1005.
- [5] Tsuji, H., and Yamaoka, I., *13th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1971), pp.723-731.
- [6] Kobayashi, H., and Kitano, M., *Combustion and Flame*, (1989), **76**, pp.285-295.
- [7] Asato, K., Kawamura, T., Ban, T., *22nd Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1988), pp.1509-1515.
- [8] Rolon, J.C., Aguerre, F., Candel, S., *Combustion and Flame*, (1995), **100**, pp.422-429.



## 第 3 章

### 数値解析の基礎式と計算法

#### 3.1 まえがき

燃焼場では燃料，酸化剤等の流れ，混合，拡散，反応，熱発生，伝熱の過程が同時に生じる．このため燃焼過程を記述する基礎方程式としては，質量，運動量，化学種，エネルギーについての各保存式を用いる．本研究では，基礎方程式は密度や物性値の空間的，時間的变化を考慮した軸対称二次元の非定常および定常の層流に適応できるものとする．これらの基礎方程式は微分方程式として記述されるので，差分式（離散方程式）に書き直し，補助関係式とともに連立させて，研究対象に応じた境界条件を満足させるように数値計算を行う．これにより燃焼場の流速，化学種濃度および温度分布等が得られ，火炎構造や消炎現象，再着火現象などの火炎の動的挙動等の解析を行うことができる．

本章では，本研究における数値解析で用いる基礎方程式，補助関係式，素反応系および数値計算法等について示す．また火炎特性の評価法についても示す．

#### 3.2 基礎方程式

二つの円管ノズルを対向させて配置し一方から燃料，他方から酸化剤である空気を対向させて噴出し，そのよどみ域近傍に形成される対向流平面拡散火炎に対し，燃料または空気のマイクロジェットを燃料側または空気側から衝突させて付加的な歪，伸張を付与した火炎または，燃料，空気側から局所的な吸い込みを行うことにより誘起される局所的な圧縮と伸張を伴う火炎を対象とする．考慮した基礎方程式<sup>[1]</sup>は，軸対称二次元円筒座標系で記述された，質量，軸方向および半径方向運動量，化学種成分，およびエネルギーの保存式である．

## 質量保存式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho v)}{\partial r} = 0 \quad (3.1)$$

## 運動量保存式

z 方向

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial r} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial(r\tau_{rz})}{\partial r} \quad (3.2)$$

r 方向

$$\rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial z} + v \frac{\partial v}{\partial r} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial(r\tau_{rr})}{\partial r} + \frac{\tau_{\theta\theta}}{r} \quad (3.3)$$

ただし,

$$\tau_{zz} = -\mu \left\{ 2 \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{v}) \right\}$$

$$\tau_{rr} = -\mu \left\{ 2 \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{v}) \right\}$$

$$\tau_{\theta\theta} = -\mu \left\{ 2 \frac{v}{r} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{v}) \right\}$$

$$\tau_{zr} = \tau_{rz} = -\mu \left\{ \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right\}$$

$$(\nabla \cdot \mathbf{v}) = \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r}$$

## 化学種成分保存式

$$\rho \left( \frac{\partial w_j}{\partial t} + u \frac{\partial w_j}{\partial z} + v \frac{\partial w_j}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho D_{jm} \frac{\partial w_j}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \rho D_{jm} \frac{\partial w_j}{\partial r} \right) + R_j \quad (3.4)$$

## エネルギー保存式

$$\begin{aligned} & \rho \left( \frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial z} + v \frac{\partial h}{\partial r} \right) \\ &= -\frac{\partial}{\partial z} \left\{ -\frac{\lambda_m}{c_{pm}} \frac{\partial h}{\partial z} + \sum_j h_j \left( \frac{\lambda_m}{c_{pm}} - \rho D_{jm} \right) \frac{\partial w_j}{\partial z} \right\} \\ & \quad - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left\{ -\frac{\lambda_m}{c_{pm}} \frac{\partial h}{\partial r} + \sum_j h_j \left( \frac{\lambda_m}{c_{pm}} - \rho D_{jm} \right) \frac{\partial w_j}{\partial r} \right\} \right] \end{aligned} \quad (3.5)$$

ここで、 $z$ ,  $r$  は軸方向および半径方向座標、 $u$ ,  $v$  は軸方向および半径方向流速、 $\rho$  は密度、 $p$  は圧力、 $\tau_{zz}$ ,  $\tau_{rr}$ ,  $\tau_{\theta\theta}$ ,  $\tau_{zr}$ ,  $\tau_{rz}$ , は粘性による表面応力成分、 $\mu$  は混合気体の粘性係数、 $w_j$  は化学種  $j$  の質量分率、 $D_{jm}$  は多成分系における  $j$  成分の混合気体に対する有効拡散係数、 $R_j$  は化学種  $j$  の単位体積あたりの生成速度、 $h$ ,  $h_j$  は混合気体ならびに化学種  $j$  のエンタルピ、 $\lambda_m$  は混合気体の熱伝導率、 $c_{pm}$  は混合気体の定圧比熱である。ただし、重力、ふく射による熱伝達、粘性による発熱および熱拡散の影響は無視している。

### 3.3 補助関係式

熱力学的諸量として温度、密度、輸送係数として有効拡散係数、粘性係数、熱伝導率の計算式を示す。これら諸量の算出には、汎用プログラム・データベースである CHEMKIN<sup>[3]~[5]</sup>を用いた。

#### 3.3.1 熱力学的諸量

##### 温度 $T$

温度  $T$  におけるエンタルピ  $h$  は次式で表される。

$$\begin{aligned} h &= \sum_j^n h_j w_j \\ &= \sum_j^n \int_{T_0}^T w_j c_{pj} dT + \sum_j^n \Delta H_j^f w_j \end{aligned} \quad (3.6)$$

ここで、 $n$  は化学種の数、 $\Delta H_j^f$  は化学種  $j$  の標準生成エンタルピ、 $c_{pj}$  は化学種  $j$  の定圧比熱、 $T_0$  は基準温度で 298.15K である。

化学種  $j$  の、基準温度から  $T$  K までの温度平均定圧比熱を  $c_{pmj}$  とすると、

$$\begin{aligned} \sum_j^n \int_{T_0}^T w_j c_{pj} dT &= \sum_j^n w_j \int_{T_0}^T c_{pj} dT \\ &= \sum_j^n w_j c_{pmj} (T - T_0) \end{aligned} \quad (3.7)$$

と表せる。ただし、化学種  $j$  の温度平均定圧比熱  $c_{pmj}$  は次式で定義される。

$$c_{pmj} = \frac{\int_{T_0}^T c_{pj} dT}{T - T_0} \quad (3.8)$$

式 (3.6) に式 (3.7) を代入することにより,

$$h = (T - T_0) \sum_j^n w_j c_{pmj} + \sum_j^n \Delta H_j^f w_j \quad (3.9)$$

となる. よって

$$T = \frac{h - \sum_j^n \Delta H_j^f w_j}{\sum_j^n w_j c_{pmj}} + T_0 \quad (3.10)$$

となる.

### 密度 $\rho$

本数値計算では, すべての気体成分は完全ガスであるとし, 気体の状態方程式より密度  $\rho$  を求める.

$$\rho = \frac{p}{R_0 T \sum_j^n \frac{w_j}{M_j}} \quad (3.11)$$

ここで,  $R_0$  は一般ガス定数,  $p$  は全圧,  $M_j$  は化学種  $j$  の分子量である.

### 3.3.2 輸送係数

#### 拡散係数 $D_{jm}$

多成分系における化学種  $j$  の混合気体に対する有効拡散係数  $D_{jm}$  は次式のように表される [2].

$$D_{jm} = \frac{1 - x_j}{\sum_{i \neq j}^n \frac{x_i}{D_{ij}}} \quad (3.12)$$

ここで,  $x_j$  は化学種  $j$  のモル分率,  $D_{ij}$  は化学種  $j$  と化学種  $i$  の間の二成分拡散係数 [3][4] である.  $D_{ij}$  は分子運動論から得られる理論式から求める [1][3][4].

粘性係数  $\mu$ 

混合ガスの粘性係数  $\mu$  は次式で与えられる [3][4].

$$\mu = \frac{\sum_i^n \frac{x_i \mu_i}{n}}{\sum_j x_j \Phi_{ij}} \quad (3.13)$$

ここで,  $\mu_i$  は化学種  $i$  の粘性係数であり, 分子運動論から得られる理論式により求める [1][3][4].  $\Phi_{ij}$  は無次元数で次式で与えられる [3][4].

$$\Phi_{ij} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left( 1 + \frac{M_i}{M_j} \right)^{-\frac{1}{2}} \left\{ 1 + \left( \frac{\mu_i}{\mu_j} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{M_j}{M_i} \right)^{\frac{1}{4}} \right\}^2 \quad (3.14)$$

熱伝導率  $\lambda_m$ 

混合ガスの熱伝導率  $\lambda_m$  は次式で与えられる [3][4].

$$\lambda_m = \frac{1}{2} \left( \sum_i^n x_i \lambda_i + \frac{1}{\sum_i x_i / \lambda_i} \right) \quad (3.15)$$

ここで,  $\lambda_i$  は化学種  $i$  の熱伝導率であり分子運動論から得られる理論式より求める [1][3][4].

## 3.4 素反応と反応速度定数および反応量

本論文の数値解析では, 燃料成分として水素と窒素の混合気を用いる. このとき火炎中に存在する化学種として考慮する化学種は,  $\text{H}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{O}$ ,  $\text{H}$ ,  $\text{OH}$ ,  $\text{HO}_2$  の 8 成分とする. またそれぞれの化学種間での素反応は, 表 3.1 に示す正逆方向あわせて 32 個の素反応 [6][7][8][9] を考慮する. これらの反応スキームは層流噴流拡散火炎の解析に用いられ, 実験結果を予測できることが確かめられている [11][12].

ここで,  $I$  個の可逆 (または不可逆) の素反応系を考える. この素反応系には  $K$  個の化学種が含まれているとする. 一般にこの素反応系は次式で書き表すことができる.

$$\sum_{k=1}^K \nu'_{ki} \chi_k \rightleftharpoons \sum_{k=1}^K \nu''_{ki} \chi_k \quad (i = 1, \dots, I) \quad (3.16)$$

ここで,  $\nu'_{ki}$ ,  $\nu''_{ki}$  はそれぞれ  $i$  番目の素反応における  $k$  成分の反応物または生成物の量論係数,  $\chi_k$  は  $k$  番目の化学種を表す.

表 3.1: 素反応と反応速度定数

$$k_f = AT^n \exp\left(\frac{-E}{RT}\right) \quad (\text{unit: mol, cal, s, cm, K})$$

No.	elementaly reactions		A	n	E	reference	
(1)	H+O <sub>2</sub>	=OH+O	2.24E14	0.0	16800	[6]	
(2)	O+H <sub>2</sub>	=OH+H	1.74E13	0.0	9450	[6]	
(3)	H <sub>2</sub> +OH	=H+H <sub>2</sub> O	2.19E13	0.0	5150	[6]	
(4)	OH+OH	=H <sub>2</sub> O+O	5.75E12	0.0	780	[6]	
(5)	a)	H+H+H <sub>2</sub>	=H <sub>2</sub> +H <sub>2</sub>	9.20E16	-0.6	0	[7]
	b)	H+H+N <sub>2</sub>	=H <sub>2</sub> +N <sub>2</sub>	1.00E18	-1.0	0	[7]
	c)	H+H+O <sub>2</sub>	=H <sub>2</sub> +O <sub>2</sub>	1.00E18	-1.0	0	[7]
	d)	H+H+H <sub>2</sub> O	=H <sub>2</sub> +H <sub>2</sub> O	6.00E19	-1.25	0	[7]
(6)	O+O+M <sub>1</sub>	=O <sub>2</sub> +M <sub>1</sub>	2.62E16	-0.84	0	[6]	
(7)	OH+H+M <sub>2</sub>	=H <sub>2</sub> O+M <sub>2</sub>	1.17E17	0.0	0	[6]	
(8)	H+O <sub>2</sub> +M <sub>3</sub>	=HO <sub>2</sub> +M <sub>3</sub>	2.70E18	-0.86	0	[7]	
(9)	H+HO <sub>2</sub>	=OH+OH	2.50E14	0.0	1900	[6]	
(10)	H+HO <sub>2</sub>	=O <sub>2</sub> +H <sub>2</sub>	2.50E13	0.0	695	[6]	
(11)	H+HO <sub>2</sub>	=H <sub>2</sub> O+O	5.00E13	0.0	1000	[8]	
(12)	O+HO <sub>2</sub>	=OH+O <sub>2</sub>	4.80E13	0.0	1000	[9]	
(13)	OH+HO <sub>2</sub>	=H <sub>2</sub> O+O <sub>2</sub>	5.00E13	0.0	1000	[9]	

No.	third body reactions
(6)	M <sub>1</sub> = N <sub>2</sub>
(7)	M <sub>2</sub> = H <sub>2</sub> O + 0.25H <sub>2</sub> + 0.25O <sub>2</sub> + 0.2N <sub>2</sub>
(8)	M <sub>3</sub> = H <sub>2</sub> + 0.44N <sub>2</sub> + 0.35O <sub>2</sub> + 6.5H <sub>2</sub> O

$k$  番目の化学種の単位体積，単位時間あたりの質量反応生成量  $R_k$  は反応速度論より次式のように算出する．

$$R_k = M_k \sum_{i=1}^I (\nu''_{ki} - \nu'_{ki}) \left( k_{fi} \prod_{k=1}^K [X_k]^{\nu'_{ki}} - k_{ri} \prod_{k=1}^K [X_k]^{\nu''_{ki}} \right) \quad (k = 1, \dots, K) \quad (3.17)$$

ここで， $M_k$  は  $k$  番目の化学種の分子量， $[X_k]$  は  $k$  番目の化学種のモル濃度である．また， $k_{fi}$  は  $i$  番目の素反応の右向き反応速度定数で次式のように書き表せる．

$$k_{fi} = A_i T_i^{m_i} \exp\left(\frac{-E_i}{RT}\right) \quad (i = 1, \dots, I) \quad (3.18)$$

本数値解析で用いた各素反応の係数  $A$ ， $n$  および活性化エネルギー  $E$  は表 3.1 による [6][7][8][9]． $k_{ri}$  は  $i$  番目の素反応の左向きの反応速度定数で，右向きの反応速度定数  $k_{fi}$  と，平衡定数  $K_{ci}$  の比として次式のように求められる．

$$k_{ri} = \frac{k_{fi}}{K_{ci}} \quad (3.19)$$

燃焼場の数値計算を行う際には，式 (3.17) に示した化学種成分の単位体積，単位時間あたりの質量反応生成量を求める必要がある．これは式 (3.4) に示した化学種成分保存式中の生成項に対応する．この化学種成分の単位時間，単位体積あたりの質量成分生成量，またこれを求めるのに必要な各素反応についての右向きおよび左向きの反応速度定数 (式 (3.18)，(3.19)) の算出には CHEMKIN<sup>[3]~[5]</sup> を用いた．

### 3.5 数値計算法と境界条件

上下方向に対向して同心軸上に配置した二つの円管ノズルからなる対向流バーナを用いて，下側ダクトおよび上側ダクトから対向して流れる燃料流と空気が衝突するよどみ域近傍に平面拡散火炎が形成される．本数値計算では，この平面拡散火炎に対し定常的または非定常的に燃料側または空気側から燃料または空気の局所噴流（マイクロジェット）を付与することにより付加的な伸張，歪を付与した場合の火炎，ならびに燃料側，空気側から定常的に吸い込みを行うことにより伸張・圧縮を伴う火炎について，以下に述べる数値計算法を用いて数値解析を行った．

前節で記述した基礎方程式の空間差分に際し，等間隔スタッガード格子を用いた．基礎方程式中の対流項には三次精度上流差分法を，拡散項には二次精度中心差分法を用い差分化を行った．

質量保存式，運動量保存式については速度場，圧力場を連立して解く必要があるが，計算アルゴリズムとして半陰的な解法である SIMPLER 法<sup>[10]</sup>を用いた．化学種成分保存式とエネルギー保存式については陽解法である二次精度の Adams-Bashforth 法を用いた．

計算領域は中心軸上の原点から  $z$  方向に 10mm ~ 20mm および  $r$  方向に 10mm ~ 30mm の範囲とし、空間刻みはそれぞれの方向に等間隔に刻み幅 0.125mm で分割し、また時間刻みは  $2.5 \times 10^{-7}$  [sec] とした。

境界条件は各場合によって与えるが、標準的な境界条件は次のとおりである。質量保存式、運動量保存式について、従属変数である速度・圧力場については SIMPLER 法では境界で速度か圧力のどちらかを与える必要があるが、本数値計算では速度を与える。燃料または空気の流入する境界では速度値そのものを境界で与える。化学種成分保存式、エネルギー保存式の従属変数である質量分率、エンタルピについては、燃料または空気の流入境界では流入時の圧力は大気圧とし温度は 298.15K、成分組成は元来の燃料、空気のもので固定して与えた。すべての従属変数について中心軸境界では勾配なしの条件、流出境界では自由流出境界条件を与えた。

計算の進行は、まずあらかじめ求めておいた定常平面火炎を初期条件として与えておき、計算開始と同時に各場合に応じてマイクロジェットの流速を与えたりまた吸い込み流速を与えた。歪を伴う定常拡散火炎ならびに伸張・圧縮を伴う拡散火炎の解析では、火炎温度や流速分布などの火炎の状態が定常状態になるまで計算を行い定常解を得た。また歪を伴う非定常拡散火炎の計算では非定常項を考慮に入れた上で、各時間ステップにおける収束解を求めた。

## 3.6 火炎特性の評価法

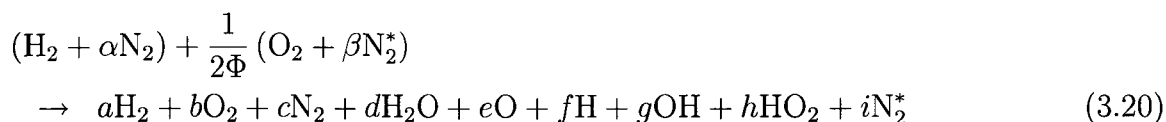
火炎が定常的または非定常的な歪を伴う場合において、火炎の消炎現象や温度上昇、消炎現象の後の再着火現象などの火炎の非定常的、過渡的現象を解析する上で、火炎伸張率、物質間または物質と熱の間の選択拡散効果、消炎後の未燃予混合気の形成等の影響が火炎内の構造や非定常特性、また消炎現象や再着火現象などの火炎挙動に対してどのような過程でどの程度影響をおよぼすかを定量的に評価するパラメータおよび方法について述べる。

### 3.6.1 $H_2$ ratio

化学種成分間の選択拡散効果によって、燃焼場では元の燃料、酸化剤とは異なった組成の燃料、酸化剤が反応するようになる。 $H_2$  ratio<sup>[11][12]</sup> は、その場に存在するすべての化学種から逆算した燃焼前の組成の燃料中の  $H_2$  のモル分率として定義される値で、火炎中で選択拡散によって燃焼前の組成の燃料中の  $H_2$  の濃縮や希釈の度合いを示す値である。 $H_2$  ratio は以下の様に定義される。



まず燃料，酸化剤の反応を総括的に次の様に書く．



右辺は，火炎内の局所に存在するすべての化学種で，係数  $a, b, c, \dots$  は，燃料中の水素 1 モルが燃焼したときの各化学種成分のモル数に相当する．左辺は，右辺の化学種が生じるときの燃焼前の燃料-酸化剤組成を逆に想定したもので， $\alpha$  は燃料中の水素を 1 モルとしたときの窒素のモル数， $\beta$  は酸化剤中の酸素 1 モルとしたときの窒素のモル数， $\Phi$  は等量比である．いま燃焼前の燃料中の水素のモル分率を  $\text{H}_2$  ratio と定義すると次式となる．

$$\text{H}_2\text{ratio} = \frac{1}{1 + \alpha} \quad (3.21)$$

実際にこの  $\text{H}_2$  ratio を求めるには，局所の  $\alpha$  の値を計算する必要がある．ここで，式 (3.20) の左辺と右辺の原子数の保存の関係式を考えると，

H 原子の保存

$$2a + 2d + f + g + h = 2 \quad (3.22)$$

O 原子の保存

$$2b + d + e + g + 2h = \frac{1}{\Phi} \quad (3.23)$$

N 原子の保存

$$2c = 2\alpha, \quad 2i = \frac{\beta}{\Phi} \quad (3.24)$$

となる．これらの式より，次式によって  $a, b, c, \dots$  を用いて  $\alpha$  を求めることができる．

$$\alpha = \frac{2c}{2a + 2d + f + g + h} \quad (3.25)$$

なお，各成分の係数  $a, b, c, \dots$  は，モル分率に置き換えることができる．

もし化学種間の選択拡散がなければ， $\text{H}_2$  ratio は，もとの燃料中の水素のモル分率と変わらず既知のものとなる．しかし実際には選択拡散が起こるので，元の燃料組成とは異なる値となる．もし  $\text{H}_2$  が希釈されているならば元の燃料組成に対応する値よりも小さな値，また濃縮されているならば元の燃料組成に対応する値よりも大きな値をとる．

このように局所の  $\text{H}_2$  ratio を求めることにより，元の燃料が化学種間の選択拡散によりどの程度濃縮または  $\text{N}_2$  により希釈されたかを定量的に知ることができる．

### 3.6.2 エンタルピ

化学種成分と熱の間の選択拡散による影響はエネルギー保存式 (3.5) の右辺の中括弧の中の第二項にルイス数として陽に現れる。化学種成分  $j$  についてのルイス数  $Le_j$  は拡散係数と温度伝導率の比として次式で定義される。

$$Le_j = \frac{D_{jm}}{\lambda_m / (\rho C_{pm})} \quad (3.26)$$

本数値解析では特に、燃料または酸化剤入り口断面において常温常圧 (298.15K, 1atm) の窒素と水素の混合物である燃料と、窒素と酸素の混合物である空気を供給している。窒素、水素、酸素は標準物質であるため常温常圧ではそれぞれの化学種のエンタルピ (標準生成エンタルピ) は零である。したがって燃料または酸化剤入り口断面ではエンタルピの分布は一様に零である。もし、ルイス数がすべての化学種成分で 1 であれば、化学種成分と熱の間の選択拡散が無く、エネルギー保存式 (3.5) の右辺の中括弧の中の第二項は零になる。エネルギー保存式 (3.5) の右辺の中括弧の中の第一項はエンタルピ分布を平坦化する効果を持つので、燃料、酸化剤入り口断面で零であれば計算領域全体で零に保たれる。しかし一般にルイス数は 1 ではないため、エネルギー保存式 (3.5) の右辺の中括弧の中の第二項によってエンタルピーに零からの過不足を生じる。このエンタルピの過不足の度合いが熱と化学種成分の選択拡散の影響を表すと考えられる。

### 3.6.3 火炎伸張率

火炎伸張率は、消炎現象や乱流火炎の構造を解析、理解する上で重要な要素として考えられている [13][14][15]。

火炎伸張率  $St$  は、火炎面積増加率つまり火炎面が引き伸ばされる度合いとして次式のように定義される [14]。

$$St = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad (3.27)$$

ここで、 $A$  は考慮している点における微小火炎要素の面積である。

拡散火炎における火炎伸張率  $St$  は、燃焼場における流体の速度ベクトルと火炎面の法線ベクトルを用いて次式のように表現される [16][17][18]。

$$St = -\mathbf{nn} : \nabla \mathbf{V} + \nabla \cdot \mathbf{V} \quad (3.28)$$

ここで、 $\mathbf{V}$  は流体の速度ベクトル、 $\mathbf{n}$  は火炎面に対するの単位法線ベクトルである。

本数値解析では座標系として軸対称二次元円筒座標系を用いているので、具体的な火炎伸張率の計算を行うときには次式を用いる。

$$St = -n_r n_r \frac{\partial v}{\partial r} - n_z n_z \frac{\partial u}{\partial z} - n_r n_z \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \quad (3.29)$$

ただし、 $n_z$ 、 $n_r$  はそれぞれ火炎面に対する単位法線ベクトルの  $z$ 、 $r$  方向成分、 $u$ 、 $v$  はそれぞれ速度の  $z$ 、 $r$  方向成分である。

また火炎面に対するの単位法線方向ベクトル  $\mathbf{n}$  は、本数値解析では当量比  $\Phi(z, r)$  の分布を用いて次式のように定義する。

$$n_z = -\frac{\Phi_z}{\sqrt{\Phi_z^2 + \Phi_r^2}}, \quad n_r = -\frac{\Phi_r}{\sqrt{\Phi_z^2 + \Phi_r^2}} \quad (3.30)$$

ただし、

$$\Phi_z = \frac{\partial \Phi(z, r)}{\partial z}, \quad \Phi_r = \frac{\partial \Phi(z, r)}{\partial r} \quad (3.31)$$

である。

### 3.6.4 発熱率

燃焼場において発熱の度合いを定量的に示すために発熱率  $Q$  を導入する。発熱率は総括的には化学反応の活発さを表しているといえ、火炎内の状況を解析する上で有用である。発熱率は、燃焼場において単位時間、単位体積あたりの発熱量として次式を用いて計算を行う。

$$Q = -\sum_j^n h_j R_j \quad (3.32)$$

ここで、 $h_j$  は化学種成分  $j$  の燃焼場局所におけるエンタルピ、 $R_j$  は化学種成分  $j$  の燃焼場局所における化学反応による単位時間、単位体積あたりの生成量である。

### 3.6.5 未反応度

拡散火炎における消炎過程中や消炎現象後の未燃予混合気の形成は、再着火現象や火炎伝ば等の現象に影響をおよぼすものと考えられる。未燃予混合気の形成の度合いを定量的に表すパラメータとして、未反応度 (unreactedness)<sup>[19]</sup> を導入する。未反応度 (unreactedness) は以下のように定義される。

燃焼場において、局所に存在する化学種  $j$  の質量分率を  $w_j$  とする。本数値解析での燃焼場は水素を燃料とし酸化剤として空気を用いているので、構成元素は H, O, N である。この場における H, O, N 元素のそれぞれの質量分率は次のようになる。

$$w_{\text{H}}^{\text{origin}} = A_{\text{H}} \left( \sum_j^n \frac{w_j}{M_j} \text{NCF}_j^{\text{H}} \right) \quad (3.33)$$

$$w_{\text{O}}^{\text{origin}} = A_{\text{O}} \left( \sum_j^n \frac{w_j}{M_j} \text{NCF}_j^{\text{O}} \right) \quad (3.34)$$

$$w_{\text{N}}^{\text{origin}} = A_{\text{N}} \left( \sum_j^n \frac{w_j}{M_j} \text{NCF}_j^{\text{N}} \right) \quad (3.35)$$

ここで、 $A_{\text{H}}$ ,  $A_{\text{O}}$ ,  $A_{\text{N}}$  はそれぞれ H, O, N 原子の原子量、 $M_j$  は  $j$  分子の分子量、 $\text{NCF}_j^{\text{H}}$ ,  $\text{NCF}_j^{\text{O}}$ ,  $\text{NCF}_j^{\text{N}}$  はそれぞれ  $j$  分子 1 個に含まれる H, O または N 原子の数、 $n$  は考慮している分子の種類の数を表す。たとえば  $\text{NCF}_{\text{OH}}^{\text{H}}$  は 1,  $\text{NCF}_{\text{O}_2}^{\text{O}}$  は 2,  $\text{NCF}_{\text{N}_2}^{\text{N}}$  は 0 である

ここで式 (3.33)~(3.35) の各原子の質量分率を、それぞれ  $\text{H}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$  の質量分率と置き換えて考えて、以下のように定義する。

$$w_{\text{H}_2}^{\text{origin}} = A_{\text{H}} \left( \sum_j^n \frac{w_j}{M_j} \text{NCF}_j^{\text{H}} \right) \quad (3.36)$$

$$w_{\text{O}_2}^{\text{origin}} = A_{\text{O}} \left( \sum_j^n \frac{w_j}{M_j} \text{NCF}_j^{\text{O}} \right) \quad (3.37)$$

$$w_{\text{N}_2}^{\text{origin}} = A_{\text{N}} \left( \sum_j^n \frac{w_j}{M_j} \text{NCF}_j^{\text{N}} \right) \quad (3.38)$$

ここで局所に存在する化学種成分 (質量分率  $w_j$ ) を、燃焼前の組成として、標準状態 (298.15K, 1atm) で式 (3.36) の質量分率の  $\text{H}_2$  と式 (3.37) の質量分率の  $\text{O}_2$  と式 (3.38) の質量分率の  $\text{N}_2$  が混合したものが燃焼過程の状態にあるものとする。

そこで標準状態 (298.15K, 1atm) の式 (3.36)~(3.38) の質量分率で混合した  $\text{H}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$  が現在の成分組成 (質量分率  $w_j$ ) になるまでに発生した熱量  $Q$  は、次の式で与えられる。

$$Q = \underbrace{\sum_{k=\text{H}_2, \text{O}_2, \text{N}_2} \Delta H_k^f w_k^{\text{origin}}}_0 - \sum_j^n \Delta H_j^f w_j \quad (3.39)$$

ここで  $\Delta H_j^f$  は化学種  $j$  の標準生成エンタルピーである。右辺第 1 項は反応前の状態を表しているが、 $\text{H}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$  の標準生成エンタルピーは 0 なので 0 となる。

次に式 (3.36)~(3.38) の質量分率で混合した標準状態の  $\text{H}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$  が断熱条件下で化学的に平衡状態に達したときの各化学種成分の質量分率をそれぞれ  $w_j^{\text{eq}}$  ( $j = 1 \sim n$ ) とする。

この質量分率は断熱平衡計算をすることによって得られる。このとき、断熱平衡状態になるまでに発生した熱量  $Q^{eq}$  は、次式で与えられる。

$$Q^{eq} = \underbrace{\sum_{k=H_2, O_2, N_2} \Delta H_k^f w_k^{origin}}_0 - \sum_j^n \Delta H_j^f w_j^{eq} \quad (3.40)$$

また燃料が量論混合比で混合した状態 (質量分率  $w_{H_2}^{origin}|_{St}$ ,  $w_{O_2}^{origin}|_{St}$ ,  $w_{N_2}^{origin}|_{St}$ ) の混合ガスが平衡状態になるまでに発生する熱量  $Q_{St}^{eq}$  は以下の式で与えられる。

$$Q_{St}^{eq} = \underbrace{\sum_{k=H_2, O_2, N_2} \Delta H_k^f w_k^{origin}|_{St}}_0 - \sum_j^n \Delta H_j^f w_j^{eq}|_{St} \quad (3.41)$$

以上より、上記の式 (3.39), (3.40), (3.41) の各発熱量を用いて、次式に示すような未反応度 (unreactedness) を定義する。

$$\text{unreactedness} = \frac{Q^{eq} - Q}{Q_{St}^{eq}} \quad (3.42)$$

これは、局所に存在する混合ガスが化学平衡状態になるまでに発生しうる発熱量 ( $Q^{eq} - Q$ ) を、量論混合比で混合している未燃予混合ガスが平衡状態になるまでに発生する発熱量 ( $Q_{St}^{eq}$ ) で割って正規化したものである。未反応度 (unreactedness) の値が大きいということは反応が進んでいない予混合状態であつ発熱する余地が大きいということをあらわしており、また値が小さいということは予混合状態になっていないかまたは予混合状態になっていても反応が既に進んでおり発熱する余地が小さいということをあらわしている。

## 3.7 むすび

本章では本数値解析に用いる基礎方程式、補助関係式、素反応、数値計算法を示した。また以後個々の火炎の解析において用いる火炎特性の評価法等を示した。

## 参考文献

- [1] Bird, R.B., Stewart, W.E. and Lightfoot, E.N., *Transport Phenomena*, John Wiley Sons, (1960).
- [2] 木下, 丹下, 高城, 日本機械学会論文集, **B**, 63-605, (1997), pp.306-310.

- [3] Kee, R.J., Dixon-Lewis, G., Warnats, J., Coltrin, M.E., and Miller, J.A., *A Fortran Computer Code Package for the Evaluation of Gas-Phase Multicomponent Transport Properties*, SAND86-8246, (1986).
- [4] Kee, R.J, Rupley, F.M, and Miller, J.A, *The Chemkin Thermodynamic Data Base*, SAND87-8215B, (1990).
- [5] Kee, R.J, Rupley, F.M, and Miller, J.A, *Chemkin-II: A Fortran Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas Phase Chemical Kinetics*, SAND89-8009B, (1991).
- [6] Baulch, D.L., Drysdale, D.D., Horne, D.G., and Lloyd, A.C., *Evaluated Kinetic Data for High Temperature Reactions*, (1972), Butterworths.
- [7] Dixon-Lewis, G., *Combustion Science and Technology*, (1983), **34**, pp.1-29.
- [8] Tsataronis, G., *Combustion and Flame*, (1978), **33**, pp.217.
- [9] Liod, A.C., *Evaluated and Estimated kinetic Data for Phase Reactions of the Hydroperoxyl Radical*, (1974), **6**, pp.169.
- [10] Patanker, S.V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, (1978), Hemisphere.
- [11] Takagi, T., and Xu, Z., *Combustion and Flame*, (1994), **96**, pp.50-59.
- [12] Takagi, T., and Xu, Z., *Combustion and Flame*, (1996), **106**, pp.252-260.
- [13] Karlovitz, B., Denniston, D.W., Knapshaefer, D.H., and Wells, F.H., *4th (International) Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1953), pp.613.
- [14] Williams, F.A., *AGARD Conference Proceedings No.164*, (1975).
- [15] Bachmaster, J.D., *Combustion and Flame*, (1977), **28**, pp.225.
- [16] Matalon, M., *Combustion Science and Technology*, (1983), **31**, pp.169-181.
- [17] Chung, S.H., and Law, C.K., *Combustion and Flame*, (1984), **55**, pp.123-125.
- [18] Candel, S.M., Poinot, T.J., *Combustion Science and Technology*, (1990), **70**, pp.1-15.
- [19] Yoshida, K., and Takagi, T., *27th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1998).

## 第 4 章

# 定常平面拡散火炎の数値解析

### 4.1 まえがき

伸張を伴う拡散火炎の構造や消炎現象および消炎限界を詳細に解析し解明することは、乱流拡散火炎の素過程と考えられる層流火炎片の理解とそのモデル<sup>[1]</sup>の発展や応用には不可欠である。実際の乱流拡散火炎では、微視的な構造としての層流火炎片は非定常的な伸張や曲率を伴う。よって乱流拡散火炎の素過程としての伸張や曲率を伴う層流拡散火炎を解析することは乱流拡散火炎の構造の解明やモデリングやシミュレーションを行うには重要なことであるが、その基礎となる定常層流平面拡散火炎についてその火炎構造や消炎現象および消炎限界等を詳細に解析しておくことは、次章以降の、定常または非定常的な伸張や曲率を伴う火炎の解析を行う際の基準となるものである。

対向流平面火炎は一次元的な構造を持つことや、また火炎を規定する種々のパラメータの制御の容易さから、伸張を伴う火炎の構造や消炎について解析を行うのに実験的または解析的な研究がなされてきた<sup>[2]~[7]</sup>。特に解析の分野では火炎を記述する基礎方程式について一次元的な式変形が可能であることからさまざまな研究がなされている。基礎方程式の一次元変換を行うのに境界層近似を用いたもの<sup>[5][6][7]</sup>や、また流れ関数を用いたもの<sup>[2][3][4]</sup>がある。

そこで本章では水素を燃料とした対向流層流定常平面拡散火炎を対象とし、素反応動力学と多成分拡散を考慮した、流れ関数を用いて一次元変換を施した基礎方程式を用いて数値解析を行い、まず次章以降で用いる有効拡散係数の有効性を確認し、次に火炎構造を明らかにするとともに物質間の選択拡散や熱と物質間の選択拡散や火炎伸張率が火炎構造や火炎温度におよぼす影響を明らかにし、また層流火炎片としてのデータを蓄積しようとする。

## 4.2 基礎方程式の変形

水素を燃料とする対向流層流定常平面火炎を解析するために、第3章で挙げた軸対称二次元円筒座標系で表現された質量保存式、運動量保存式、化学種成分保存式、エネルギー保存式を流れ関数を用いて一次元の形に変形して解く<sup>[2][3][4]</sup>。

一次元変形する際に基となる二次元軸対称円筒座標系で記述された質量保存式、軸方向および半径方向運動量保存式、化学種成分保存式、エネルギー保存式は次のとおりである。これらの保存式は第3章に示した式(3.1)~(3.5)の再掲であるが、解析対象が定常火炎であるため時間微分項を省略している。また運動量保存式については粘性による表面応力成分を代入して整理したものを示す。

### 質量保存式

$$\frac{\partial(r\rho u)}{\partial z} + \frac{\partial(r\rho v)}{\partial r} = 0 \quad (4.1)$$

### 運動量保存式

$z$  方向

$$\begin{aligned} \rho \left( u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial r} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu \left\{ \frac{4}{3} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{21}{3r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} \right\} \right] \\ &\quad + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (4.2)$$

$r$  方向

$$\begin{aligned} \rho \left( u \frac{\partial v}{\partial z} + v \frac{\partial v}{\partial r} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \mu \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right\} \\ &\quad + \frac{21}{3r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \mu r \left( 2 \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{v}{r} \right) \right\} \\ &\quad - \frac{21}{3r} \left\{ \mu \left( 2 \frac{v}{r} - \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial v}{\partial r} \right) \right\} \end{aligned} \quad (4.3)$$

### 化学種成分保存式

$$\rho \left( u \frac{\partial w_j}{\partial z} + v \frac{\partial w_j}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho D_{jm} \frac{\partial w_j}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \rho D_{jm} \frac{\partial w_j}{\partial r} \right) + R_j \quad (4.4)$$



## エネルギー保存式

$$\begin{aligned}
& \rho \left( u \frac{\partial h}{\partial z} + v \frac{\partial h}{\partial r} \right) \\
&= -\frac{\partial}{\partial z} \left\{ -\frac{\lambda_m}{c_{pm}} \frac{\partial h}{\partial z} + \sum_j h_j \left( \frac{\lambda_m}{c_{pm}} - \rho D_{jm} \right) \frac{\partial w_j}{\partial z} \right\} \\
&\quad - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left\{ -\frac{\lambda_m}{c_{pm}} \frac{\partial h}{\partial r} + \sum_j h_j \left( \frac{\lambda_m}{c_{pm}} - \rho D_{jm} \right) \frac{\partial w_j}{\partial r} \right\} \right]
\end{aligned} \tag{4.5}$$

ここで流れ関数を  $\Psi(z, r) = r^2 U(z)$  と定義すると,

$$\frac{\partial \Psi}{\partial r} = r \rho u = 2rU \tag{4.6}$$

$$-\frac{\partial \Psi}{\partial z} = r \rho v = -r^2 \left( \frac{dU}{dz} \right) \tag{4.7}$$

であり, この流れ関数は質量保存式(4.1)を満たす. ここで, 温度  $T$ , 質量分率  $w_j$ , 密度  $\rho$  や各輸送係数が  $z$  のみの関数であると仮定して, 式(4.2), (4.3)に式(4.6), (4.7)の関係を代入して式変形をすると,

$z$  方向運動量保存式は

$$\begin{aligned}
\frac{\partial p}{\partial z} &= -4U \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{U}{\rho} \right) - 2\mu \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial U}{\partial z} \right) \\
&\quad + \frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ 2\mu \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{U}{\rho} \right) + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial U}{\partial z} \right\}
\end{aligned} \tag{4.8}$$

$r$  方向運動量保存式は

$$\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} = 2 \frac{\partial}{\partial z} \left( U \frac{1}{\rho} \frac{\partial U}{\partial z} \right) - 3\rho \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 - \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \mu \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial U}{\partial z} \right) \right\} \tag{4.9}$$

のようになる. それぞれの運動量保存式を見ると  $U$  は  $z$  のみの関数であるため,  $\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r}$ ,  $\frac{\partial p}{\partial z}$  は  $z$  のみの関数であることがわかる. ここで,

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 0 \tag{4.10}$$

となる. この事から,  $\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r}$  は定数であることがわかる. ここで,

$$\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} = J \tag{4.11}$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial U}{\partial z} = G(z) \tag{4.12}$$

とおくと、 $r$ 方向の運動保存式は、

$$J = -2 \frac{d(U \cdot G)}{dz} - 3\rho G^2 + \frac{d}{dz} \left( \mu \frac{dG}{dz} \right) \quad (4.13)$$

となり、 $z$ のみの式で表すことができる。

また式(4.12), (4.13)は、次の二つの式(4.14), (4.15)に書き換えられる。

$$\frac{dU}{dz} + \rho G = 0 \quad (4.14)$$

$$J + 2U \frac{dG}{dz} + \rho G^2 - \frac{d}{dz} \left( \mu \frac{dG}{dz} \right) = 0 \quad (4.15)$$

また化学種成分保存式、エネルギー保存式はそれぞれ以下の形に変形される。

$$2U \frac{dw_j}{dz} = \frac{d}{dz} \left( \rho D_{jm} \frac{dw_j}{dz} \right) + R_j \quad (4.16)$$

$$2U \frac{dh}{dz} = \frac{d}{dz} \left\{ \frac{\lambda_m}{c_{pm}} \frac{dh}{dz} - \sum_j h_j \left( \frac{\lambda_m}{c_{pm}} - \rho D_{jm} \right) \frac{dw_j}{dz} \right\} \quad (4.17)$$

解くべき保存式は、式(4.14), (4.15), (4.16), (4.17)である。本章のこれまでの式での記号は、第3章で定義されているとおりである。

### 4.3 数値計算法ならびに境界条件

対向させて同心軸上に配置した二つの円管ノズルからなる対向流バーナを用いて、それぞれのダクトから対向して流れる燃料流と空気流が衝突するよどみ域近傍に対向流定常平面拡散火炎が形成される。本数値解析ではこの平面拡散火炎に対し、以下に述べる数値計算法を用いて数値解析を行った。

前節で記述した基礎方程式の空間差分に際し、等間隔スタッガード格子を用いた。基礎方程式中の対流項には三次精度上流差分法を、拡散項には二次精度中心差分法を用いて差分化を行った。また数値計算は前節で記述した基礎方程式に仮想的に時間微分項を考慮して時間進行をしていくことにより最終的に時間微分項が零になるよう定常解を得る計算法を用いた。時間進行法には一次精度の陰解法を用いた。質量保存式、運動量保存式については軸方向速度と半径方向速度勾配に相当する $G$ を連立して解く必要があるが、これらは各時間ステップにおいて反復解法により収束解を得た。

計算領域は、燃料噴出ダクト出口を原点として軸方向に30mmの範囲とした。 $z=30\text{mm}$ は空気噴出ダクト出口に対応する。空間刻みは状況に応じ計算領域を240～3840個の格子で $7.8125 \times 10^{-3} \sim 0.125\text{mm}$ の等間隔で分割した。時間刻みは状況に応じて $1.5 \times 10^{-7} \sim 1.0 \times 10^{-6} [\text{sec}]$ とした。

表 4.1: 計算条件

Fuel	Counterflow Velocity ( $u_f$ )	Number of cases
H <sub>2</sub> :N <sub>2</sub> =15:85	0.025~2.29 [m/s]	22
H <sub>2</sub> :N <sub>2</sub> =30:70	0.025~25.5 [m/s]	17
Pure H <sub>2</sub>	0.2~450 [m/s]	21

比熱, エンタルピ等の熱力学的諸量と輸送係数の算出には CHEMKIN プログラム [8]~[10] を用いた. 化学種成分は H<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, O, H, OH, HO<sub>2</sub> の 8 成分を, また素反応方程式は正逆合わせて 32 個考慮した. これらは第 3 章で記述したものである.

境界条件は次のとおりである. 燃料または空気のダクト出口に相当する  $z=0\text{mm}$  と  $30\text{mm}$  では半径方向速度と半径方向速度勾配は 0 とし, また軸方向速度についてはその値を与えた. 用いた燃料は H<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>=15:85(体積比) の混合気, H<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>=30:70(体積比) の混合気, 純水素の三種類とした. ダクト出口での燃料, 空気の組成は固定し, 圧力は大気圧, 温度は 298.15K として与えた.

数値計算は流速, 火炎温度などの火炎の状態が十分定常になるまで行い, 定常解を得た.

## 4.4 計算条件

数値計算は, 燃料, 空気の対向流入速度をさまざまに変化させた場合について行った. 対向流入速度を変化させることは, 火炎伸張率を変化させることに対応している. 三種類のそれぞれの燃料に対し, 燃料の対向流速を表 4.1 に示す範囲で変化させた場合について行った. 燃料が H<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>=15:85(体積比) の混合気または H<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>=30:70(体積比) の混合気の場合には, 燃料と空気の対向流速は大きさは同じに, また燃料が純水素の場合には計算領域の中心付近に火炎を形成するために, 空気の対向流速の大きさを燃料のその 4 分の 1 とした.

なお各燃料を用いた火炎の数値計算において, 表 4.1 に示す対向流速の上限値は, それぞれの燃料を用いた火炎の消炎限界対向流速にあたり, この上限値以上の対向流速だと火炎は定常的に保たれずに消炎に至る.

## 4.5 計算結果と検討

### 4.5.1 多成分系における有効拡散係数の有効性

火炎の数値解析では燃料，酸化剤のほか燃焼過程で中間生成物も生じるため詳細な素反応動力学とともに多成分系での拡散を考慮する必要がある．近年の研究において，純水素を燃料とする拡散火炎のような燃焼場における平均分子量の変化が大きい領域では，多成分拡散を厳密に考慮した場合と比べて有効拡散係数を用いると誤差を生じることが報告されている<sup>[11]</sup>．そこで本節では，本章で用いる三種類の燃料で形成される典型的な火炎について，厳密な多成分系の拡散を考慮した場合と有効拡散係数を用いた場合について比較を行い，有効拡散係数の有効性を検証し，今後の数値計算における有効拡散係数の有効性を確認する．

厳密な多成分系の拡散を考慮するに際し，化学種成分保存式，エネルギー保存式を以下のような形で表現する．

#### 化学種成分保存式

$$2U \frac{dw_j}{dz} = \frac{d}{dz} (-j_{jz}) + R_j \quad (4.18)$$

#### エネルギー保存式

$$2U \frac{dh}{dz} = \frac{d}{dz} \left( \gamma^h \frac{dh}{dz} + \sum_j \gamma_j \frac{dw_j}{dz} \right) \quad (4.19)$$

ここで，例えば先に式(4.16)，(4.17)に示した有効拡散係数を用いた式においては，

$$j_j = \rho D_{jm} \nabla w_j$$

$$\gamma^h = \frac{\lambda_m}{c_{pm}}$$

$$\gamma_j = h_j \left( \rho D_{jm} - \frac{\lambda_m}{c_{pm}} \right)$$

である．

一方，厳密な多成分系の拡散を考慮すると，厳密な多成分系の拡散の理論から，化学種  $j$  の質量流束  $j_j$  は次式で表される<sup>[12][13]</sup>．

$$j_j = - \sum_i \beta_{ji} \nabla w_i - \beta_j^h \nabla h \quad (4.20)$$

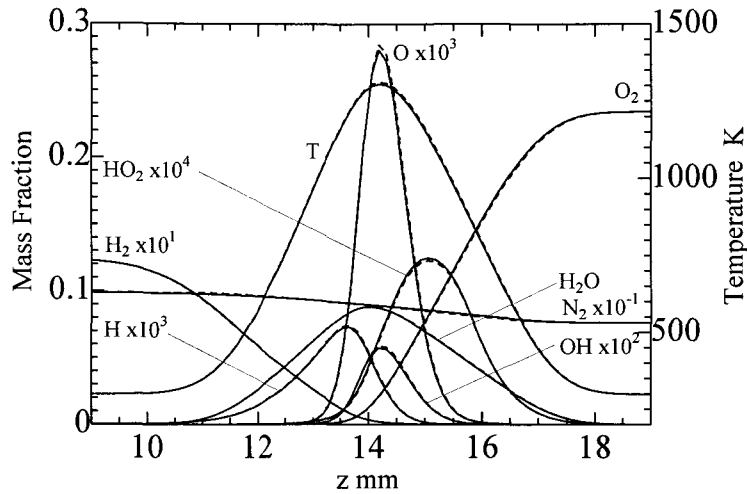


図 4.1:  $\text{H}_2:\text{N}_2=15:85$  の燃料を用いた火炎の有効拡散係数を用いた場合 (実線) と厳密な多成分拡散を考慮した場合 (破線) の数値計算の濃度, 温度分布の比較 (対向流速:  $0.25\text{m/s}$ )

ここで

$$\beta_{ji} = \sum_k \rho D_{jk} w_k \frac{M_j}{M_i} - \rho D_{ji} \frac{M_j}{M} + \frac{D_j^T h_i}{c_{pm} T}$$

$$\beta_j^h = \frac{D_j^T}{c_{pm} T}$$

またエネルギー保存式 (4.19) 中の  $\gamma^h$ ,  $\gamma_j$  は以下の式で与えられる.

$$\gamma^h = \frac{\lambda_m}{c_{pm}} + \sum_k h_k \beta_k^h$$

$$\gamma_j = \sum_k \beta_{kj} h_k - \frac{\lambda_m}{c_{pm}} h_j$$

ここで,  $D_{jk}$  は多成分系における化学種  $j$  の化学種  $k$  に対する拡散係数,  $D_j^T$  は化学種  $j$  の熱拡散係数である. またその他の文字の定義は第 3 章に示したとおりである.

ただし, 本数値計算では熱拡散の影響は考慮していない.

以下に, 化学種成分保存式とエネルギー保存式を解く際に, 有効拡散係数を用いた場合と, 厳密な多成分拡散を考慮して計算を行った結果を示す. 三種類の燃料に対し典型的な例としてそれぞれ,  $\text{H}_2:\text{N}_2=15:85$  の混合気を用いた場合は対向流速が  $0.25\text{m/s}$ ,  $\text{H}_2:\text{N}_2=30:70$  の混合気を用いた場合は対向流速が  $1.00\text{m/s}$ , 純水素を用いた場合は対向流速が  $20.0\text{m/s}$  の場合について結果を示す.

図 4.1 に,  $\text{H}_2:\text{N}_2=15:85$  の燃料で対向流速が  $0.25\text{m/s}$  のときに形成した対向流定常平面拡散火炎の軸方向の化学種濃度と温度分布を示す. 図の左側から燃料, 右側から空気が流入し図の中央付近に火炎が形成されている. 図中で実線は有効拡散係数を用いた計算, 破

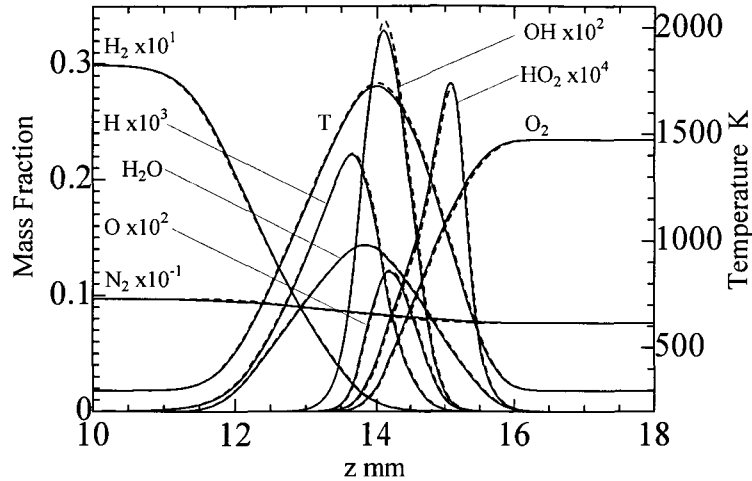


図 4.2:  $H_2:N_2=30:70$  の燃料を用いた火炎の有効拡散係数を用いた場合 (実線) と厳密な多成分拡散を考慮した場合 (破線) の数値計算の濃度, 温度分布の比較 (対向流速:  $1.00\text{m/s}$ )

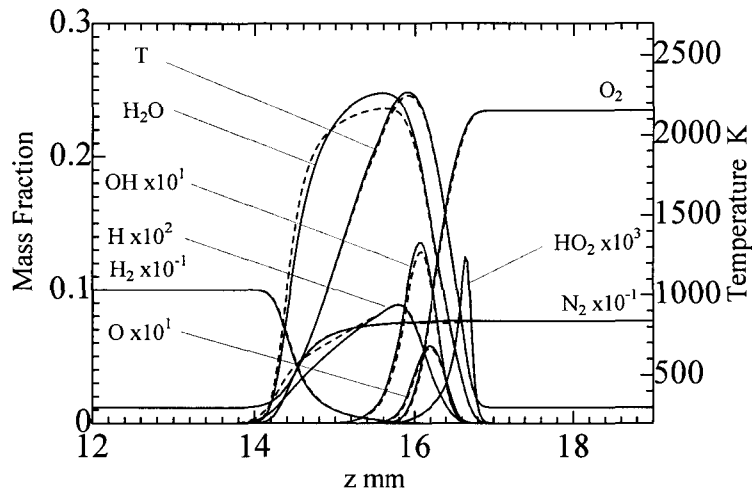


図 4.3: 純水素を燃料として用いた火炎の有効拡散係数を用いた場合 (実線) と厳密な多成分拡散を考慮した場合 (破線) の数値計算の濃度, 温度分布の比較 (対向流速:  $20.0\text{m/s}$ )

線は厳密な多成分拡散を考慮して計算を行った場合を示す。図 4.1 より, 有効拡散係数を用いた場合の実線と, 厳密な多成分拡散を考慮した場合の破線は, 濃度分布, 温度分布ともほとんど一致していることがわかる。このように燃料として  $H_2:N_2=15:85$  のものを用いた場合はより簡単な有効拡散係数を用いた計算で十分であることが確認できる。

図 4.2 に,  $H_2:N_2=30:70$  の燃料で対向流速が  $1.00\text{m/s}$  のときに形成した対向流定常平面拡散火炎の軸方向の化学種濃度と温度分布を示す。図中で実線は有効拡散係数を用いた計算, 破線は厳密な多成分拡散を考慮して計算を行った場合を示す。図 4.2 より, 若干 OH の分布や温度分布について有効拡散係数を用いた場合に値を若干小さく見積り, また  $HO_2$  や  $O_2$  については値を若干大きく見積もる結果となっている。しかしその誤差は十分に小さいものであり  $H_2:N_2=15:85$  の燃料を用いた場合と同様に,  $H_2:N_2=30:70$  の燃料を用いた場合

も有効拡散係数を用いた数値計算で十分であると考えられる。

また図 4.3 に、純水素を燃料として対向流速として燃料流速が 20.0m/s のときに形成した対向流定常平面拡散火炎の化学種濃度と温度分布を示す。先ほどと同様に、図中で実線は有効拡散係数を用いた計算、破線は厳密な多成分拡散を考慮して計算を行った場合を示す。図 4.3 より、 $H_2O$ 、 $O_2$  や  $OH$  等の化学種、また温度分布に差異が見られることがわかる。有効拡散係数を用いることによるこの誤差の大きさは計算結果より無視できない大きさであると考えられ、純水素を燃料として用いる場合には厳密な多成分拡散を考慮する必要がある。

従って以後の数値解析においては、燃料として  $H_2:N_2=15:85$ 、または  $H_2:N_2=30:70$  のものを用いる場合には計算負荷が低く十分な精度で計算できる有効拡散係数を用いるものとし、また燃料として純水素を用いる場合には厳密な多成分拡散を考慮した数値計算を行うものとする。

## 4.5.2 $H_2:N_2=15:85$ の燃料を用いた場合の計算結果

### 火炎温度の分布

図 4.4(a) に、燃料として  $H_2:N_2=15:85$  の混合気を用いたときに形成される対向流定常平面拡散火炎の温度分布を示す。図では、対向流速を表 4.1 に示した範囲で 22 種類に変化させて計算を行った結果をすべて示している。図の左側から燃料、右側から空気が流入している。各温度分布線の一番外側の分布は対向流速が 0.025m/s の場合に対応しており、対向流速が増加するにしたがって温度の分布幅は小さくなっていく。図中の一番内側で温度の分布幅が一番小さいのが、この燃料での消炎限界に対応する、対向流速が 2.29m/s の場合である。

図 4.4(a) より、対向流速が増加するにつれて温度の分布幅は小さくなり、また各火炎の火炎最高温度の値も対向流速の増加にしたがって単調に低くなることがわかる。例えば対向流速が 0.025m/s の場合は火炎最高温度は 1377K であるのに対し、消炎限界の状態である対向流速が 2.29m/s の場合は 1112K である。

### エンタルピの分布

図 4.4(b) にエンタルピ分布を示す。図では、対向流速を表 4.1 に示した範囲で変化させて計算を行った結果をすべて示している。各エンタルピ分布線の一番外側の分布は対向流速が 0.025m/s の場合に対応しており、対向流速が増加するにしたがってエンタルピの分布幅は小さくなっていく。図中の一番内側でエンタルピの分布幅が一番小さいのが、この燃

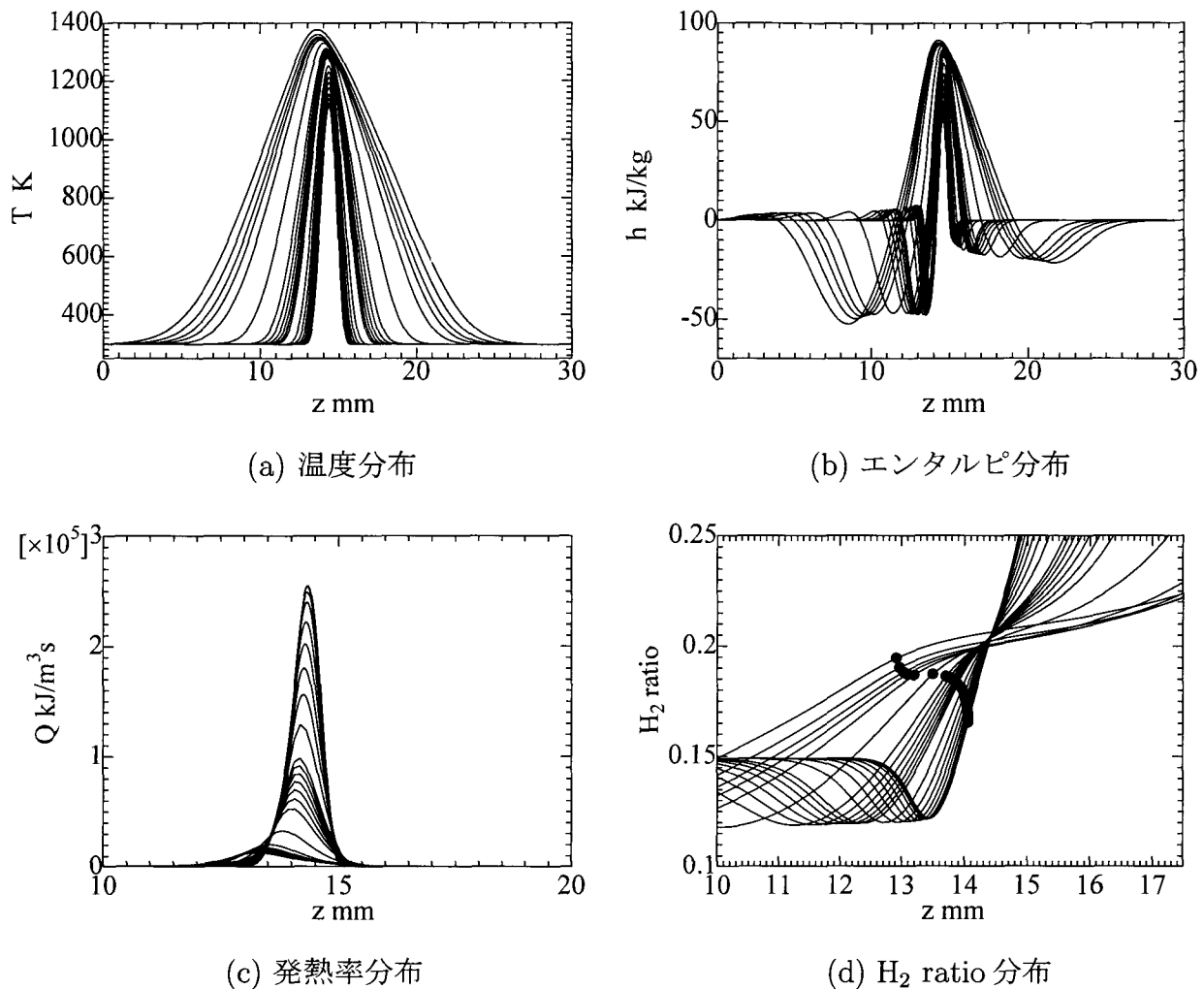


図 4.4: H<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>=15:85 の燃料を用いた火炎における, 対向流速を変化させた場合の温度, エンタルピー, 発熱率, H<sub>2</sub> ratio の分布

料での消炎限界に対応し対向流速が 2.29m/s の場合である.

図 4.4(b) より, 各対向流速で形成される火炎において, エンタルピーに分布が生じエンタルピーが過剰な領域と不足している領域が存在していることがわかる. 元々燃料として常温 (298.15K) の水素と窒素の混合物, 酸化剤として常温の空気を用いているのでエネルギー保存式からわかるようにルイス数が 1 のとき, つまり熱と物質の拡散が等しければエンタルピーの分布は平坦になる. しかし実際の火炎中では計算結果よりエンタルピーに過不足の分布が生じており, このことはルイス数が 1 でないことに起因しており, 熱と物質の間の選択拡散が火炎中で生じていることがわかる. また対向流速が増加するにつれてエンタルピーの分布幅は小さくなり, またエンタルピーの過剰, 不足の度合いも小さくなる傾向がある.



### 発熱率の分布

図 4.4(c) に発熱率分布を示す。図では、対向流速を表 4.1 に示した範囲で変化させて計算を行った結果をすべて示している。発熱率の分布幅は先の温度分布、エンタルピ分布の分布幅に比べて大変小さいため、横軸である燃料ノズル出口からの距離のスケールを変更している。

図 4.4(c) より、発熱率の分布はピーク値を一つ持つ分布であるが、対向流速が増加するにつれてそのピーク値は大きくなる。つまり  $z=13.2\text{mm}$  付近にピーク値として  $0.13 \times 10^5 \text{kJ/m}^3\text{s}$  をとっている分布は対向流速が  $0.025\text{m/s}$  の場合、また  $z=14.3\text{mm}$  付近にピーク値として  $2.55 \times 10^5 \text{kJ/m}^3\text{s}$  をとっている分布は消炎限界対向流速に当たる  $2.29\text{m/s}$  の場合に対応する。しかし発熱率のピーク値は対向流速が消炎限界付近になると頭打ちになる傾向があり、対向流速が  $2.2\text{m/s}$  以上になるとほとんど変化しない。また各発熱率分布の分布幅は対向流速が増加するに従って小さくなるのがわかる。

### H<sub>2</sub> ratio の分布

図 4.4(d) に H<sub>2</sub> ratio の分布を示す。図では、対向流速を表 4.1 に示した範囲で変化させて計算を行った結果をすべて示している。図中の黒丸は対向流速を変化させた各火炎に対し、当量比が 1 の状態の位置とその位置の H<sub>2</sub> ratio の値にプロットしたものである。図の見やすさのため、横軸である燃料ノズル出口からの距離のスケールが変更してある。対向流速が増加するにつれて H<sub>2</sub> ratio の分布はなだらかな分布から急な分布になっていく。当量比が 1 の位置が最も燃料側にあるのが対向流速が  $0.025\text{m/s}$  の場合、最も空気側に存在するのが消炎限界対向流速である  $2.29\text{m/s}$  の場合に対応する。

ここで H<sub>2</sub> ratio とは、第 3 章に定義したものであるが、燃焼場の局所に存在するすべての化学種から逆算した燃焼前の組成の燃料中の H<sub>2</sub> のモル分率として定義される値で、火炎中で選択拡散によって燃焼前の燃料中の H<sub>2</sub> の濃縮や希釈の度合いを示す値である。もし選択拡散が無ければ、もとの燃料組成に対応する H<sub>2</sub> ratio = 0.15 となり、また H<sub>2</sub> が希釈されている状態ならば 0.15 より小さい値、濃縮されている状態ならば 0.15 より大きい値をとる。

図 4.4(d) より、各対向流速によって形成される火炎に対し、当量比が 1 の位置での H<sub>2</sub> ratio の値は元の燃料に対応する H<sub>2</sub> ratio の値である 0.15 よりも大きな値を取っていることがわかる。対向流速が  $2.29\text{m/s}$  の場合が当量比が 1 の位置での H<sub>2</sub> ratio の値が一番小さくなるが、それでもその値は 0.165 と、元の燃料の値よりも大きい。このように火炎が形成されていると化学種成分間の選択拡散の効果により H<sub>2</sub> が濃縮され、また対向流速が増加するにつれて当量比が 1 の位置での H<sub>2</sub> ratio の値が減少する。

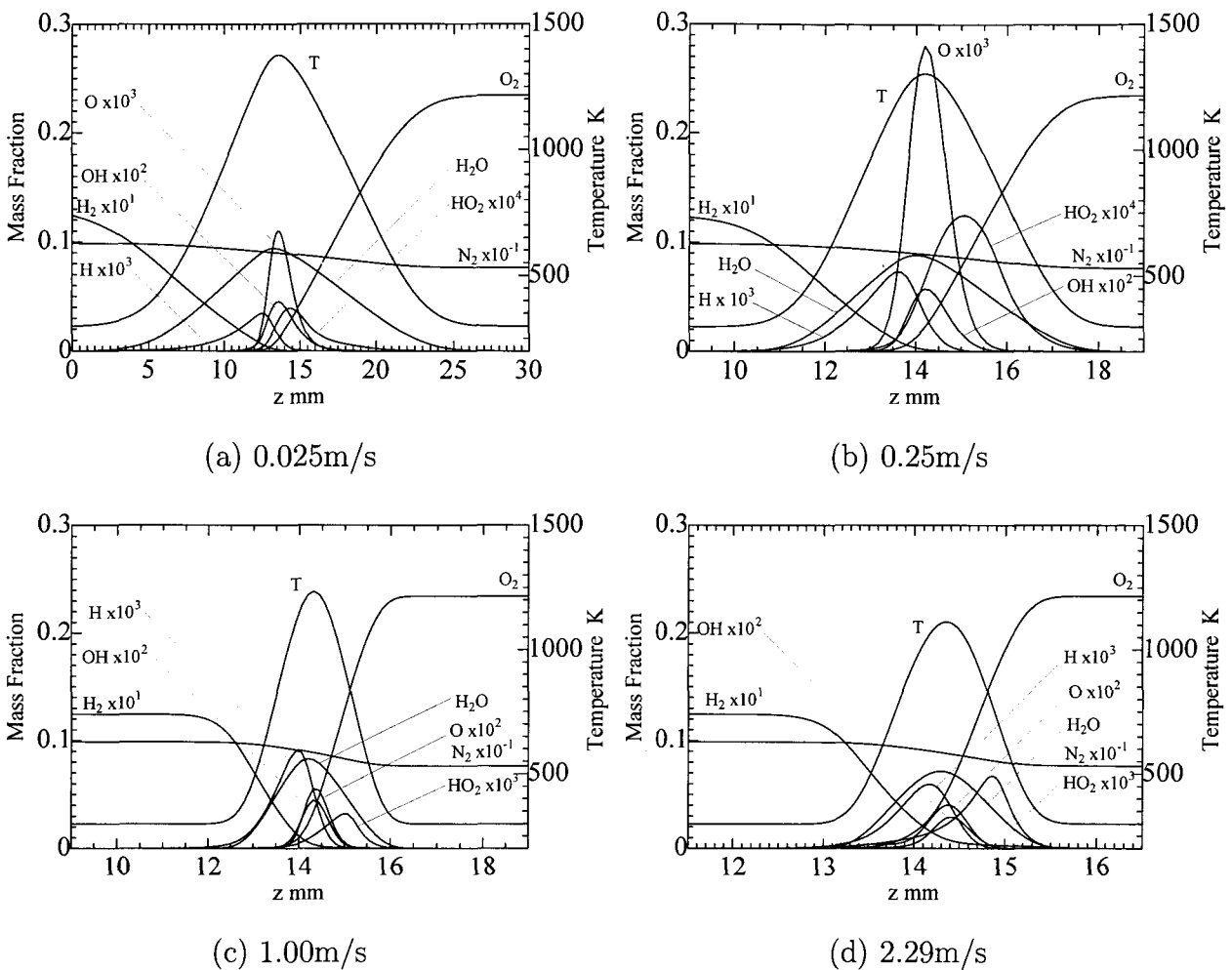


図 4.5:  $H_2:N_2=15:85$  の燃料を用いた火炎における, 典型的な対向流速の火炎の化学種濃度分布と温度分布

#### 典型的な対向流速における火炎の構造

図 4.5(a)~(d) に典型的な対向流速として, 対向流速がそれぞれ 0.025, 0.25, 1.00, 2.29m/s の場合の火炎における化学種濃度分布と温度分布を示す. (a) の図については, 化学種や温度の分布幅が大きいために, 横軸の燃料バーナダクト出口からの距離のスケールが他の場合とは変えている. なお (d) の 2.29m/s は消炎限界対向流速に対応する.

図より, また化学種の分布に関して, H は火炎温度がピークをとる位置よりも燃料側,  $HO_2$  は空気側に分布し, また  $H_2O$ , O はほぼ温度分布とピークの位置は一致し, OH はやや空気側にピークを取る. また, 対向流速が増すにつれて化学種濃度および温度の分布幅は小さくなる.

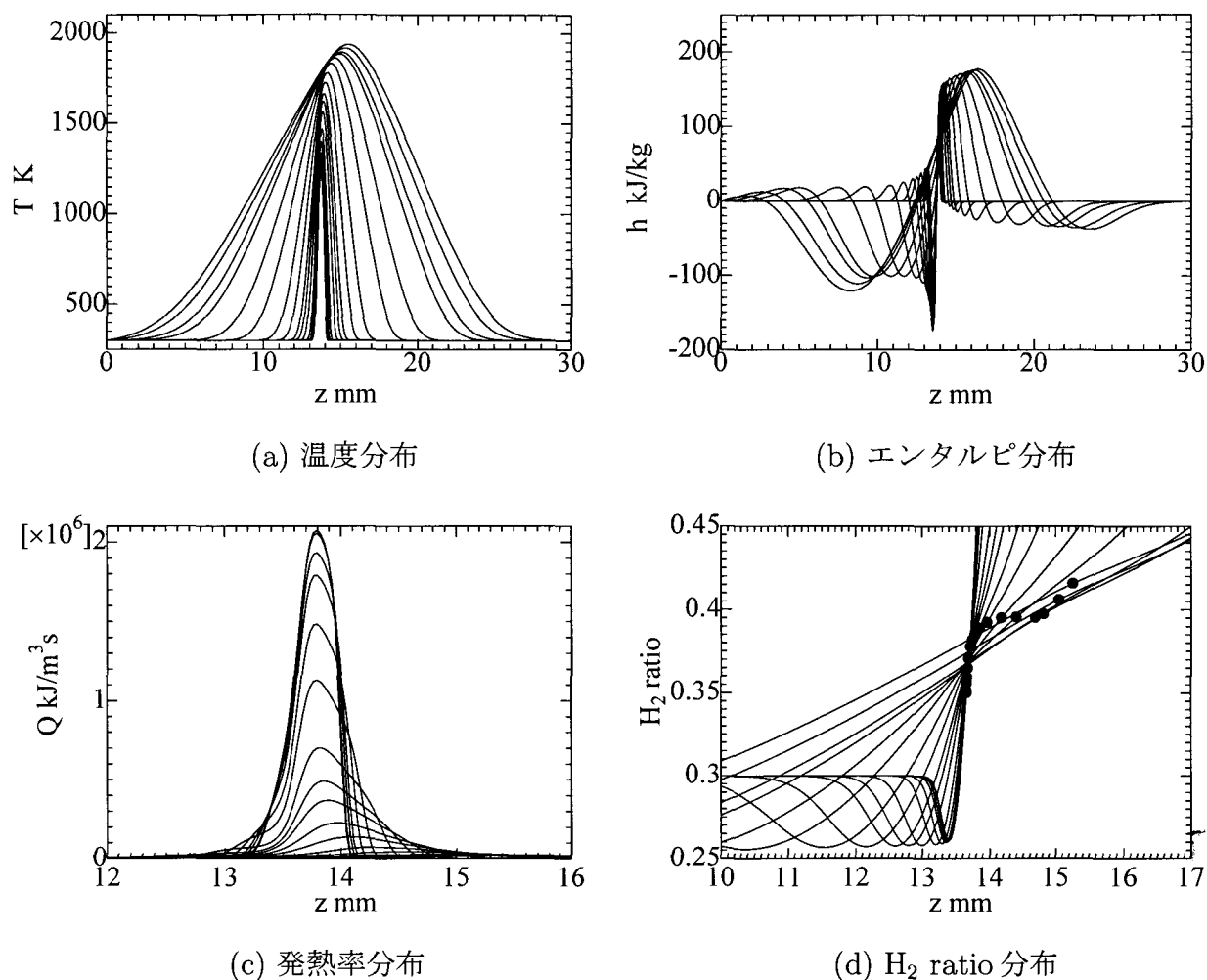


図 4.6: H<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>=30:70 の燃料を用いた火炎における, 対向流速を変化させた場合の温度, エンタルピ, 発熱率, H<sub>2</sub> ratio の分布

### 4.5.3 H<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>=30:70 の燃料を用いた場合の計算結果

#### 火炎温度の分布

図 4.6(a) に, 燃料として H<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>=30:70 の混合気を用いたときに形成される対向流定常平面拡散火炎の温度分布を示す. 図では, 対向流速を表 4.1 に示した範囲で 17 種類に変化させて計算を行った結果をすべて示している. 各温度分布線の一番外側の分布は対向流速が 0.025m/s の場合に対応しており, 対向流速が増加するにしたがって温度の分布幅は小さくなる. 図中の一番内側で温度の分布幅が一番小さいのが, この燃料での消炎限界に対応し対向流速が 25.5m/s の場合である.

図 4.6(a) より, 対向流速が増加するにつれて温度の分布幅は小さくなることがわかる. また各火炎の火炎最高温度の値も対向流速の増加にしたがって単調に低くなることがわかる.

例えば対向流速が  $0.025\text{m/s}$  の場合は火炎最高温度は  $1934\text{K}$  であるのに対し、消炎限界の状態である対向流速が  $25.5\text{m/s}$  の場合は  $1240\text{K}$  である。また消炎限界での火炎温度の分布幅は図 4.4(a) に挙げてあるデータと比較すると、燃料として  $\text{H}_2:\text{N}_2=15:85$  の燃料を使用した場合と比べて小さくなっていることがわかる。

### エンタルピの分布

図 4.6(b) にエンタルピ分布を示す。図では、対向流速を表 4.1 に示した範囲で変化させて計算を行った結果をすべて示している。各エンタルピ分布線の一番外側の分布は対向流速が  $0.025\text{m/s}$  の場合に対応しており、対向流速が増加するにしたがってエンタルピの分布幅は小さくなっていく。図中の一番内側でエンタルピの分布幅が一番小さいのが、この燃料での消炎限界に対応し対向流速が  $25.5\text{m/s}$  の場合である。

図 4.6(b) より、各対向流速で形成される火炎において、エンタルピに分布が生じエンタルピが過剰な領域と不足している領域が存在していることがわかる。このことはレイス数が 1 でないことに起因しており、熱と物質の間の選択拡散が火炎中で生じていることがわかる。また対向流速が増加するにつれてエンタルピの分布幅は小さくなる。またエンタルピの過不足の度合いは図 4.4(b) に挙げてあるデータと比較すると、燃料として  $\text{H}_2:\text{N}_2=15:85$  の燃料を使用した場合と比べて大きくなっていることがわかる。

### 発熱率の分布

図 4.6(c) に発熱率分布を示す。図では、対向流速を表 4.1 に示した範囲で変化させて計算を行った結果をすべて示している。発熱率の分布幅は先の温度分布、エンタルピ分布の分布幅に比べて大変小さいため、横軸である燃料ノズル出口からの距離のスケールを変更している。

図 4.6(c) より、発熱率の分布はピーク値を一つ持つ分布であるが、対向流速が増加するにつれてそのピーク値は大きくなる。つまり  $z=13.8\text{mm}$  付近にピーク値として  $1.86 \times 10^4 \text{kJ/m}^3\text{s}$  をとっている分布は対向流速が  $0.025\text{m/s}$  の場合、また  $z=13.8\text{mm}$  付近にピーク値として  $2.07 \times 10^6 \text{kJ/m}^3\text{s}$  をとっている分布は消炎限界対向流速にあたる  $25.5\text{m/s}$  の場合に対応する。発熱率のピーク値はこのように  $1.86 \times 10^4 \text{kJ/m}^3\text{s}$  から  $2.07 \times 10^6 \text{kJ/m}^3\text{s}$  まで約 2 桁のオーダーにわたって大変広範囲な値を取る。また各発熱率分布の分布幅は対向流速が増加するに従って小さくなる。

## H<sub>2</sub> ratio の分布

図 4.6(d) に H<sub>2</sub> ratio の分布を示す。図では、対向流速を表 4.1 に示した範囲で変化させて計算を行った結果をすべて示している。図中の黒丸は対向流速を変化させた各火炎に対し、当量比が 1 の状態の位置とその位置の H<sub>2</sub> ratio の値にプロットしたものである。図の見やすさのため、横軸である燃料ノズル出口からの距離のスケールが変更してある。対向流速が増加するにつれて H<sub>2</sub> ratio の分布はなだらかな分布から急な分布になっていく。当量比が 1 の位置が最も空気側にあるのが対向流速が 0.025m/s の場合、最も燃料側に存在するのが消炎限界対向流速である 25.5m/s の場合に対応する。

もし選択拡散が無ければ、もとの燃料組成に対応する H<sub>2</sub> ratio=0.30 となり、また H<sub>2</sub> が希釈されている状態ならば 0.30 より小さい値、濃縮されている状態ならば 0.30 より大きい値をとる。

図 4.6(d) より、各対向流速によって形成される火炎に対し、当量比が 1 の位置での H<sub>2</sub> ratio の値は元の燃料に対応する H<sub>2</sub> ratio の値である 0.30 よりも大きな値を取っていることがわかる。対向流速が 25.5m/s の場合が当量比が 1 の位置での H<sub>2</sub> ratio の値が一番小さくなるが、それでもその値は 0.35 と、元の燃料の値よりも大きい。このように火炎が形成されていると化学種成分間の選択拡散の効果により H<sub>2</sub> が濃縮されていることがわかる。また対向流速が増加するにつれて当量比が 1 の位置での H<sub>2</sub> ratio の値が減少していくことがわかる。対向流速が 0.025m/s のとき、当量比が 1 の位置での H<sub>2</sub> ratio の値は 0.43 となっており、元の燃料と比べて大変大きな値となっている。

## 典型的な対向流速における火炎の構造

図 4.7(a)~(d) に典型的な対向流速として、対向流速がそれぞれ 0.025, 1.00, 10.0, 25.5m/s の場合の火炎における化学種濃度分布と温度分布を示す。(a) の図については、化学種や温度の分布幅が大きいため、横軸の燃料バーナダクト出口からの距離のスケールが他の場合とは変えてある。なお (d) の 25.5m/s は消炎限界対向流速に対応する。

図より、化学種の分布に関して、H は火炎温度がピークをとる位置よりも燃料側、HO<sub>2</sub> は空気側に分布し、また O はほぼ温度分布とピークの位置は一致していることがわかる。また H<sub>2</sub>O はやや燃料側に、また OH はやや空気側にピークを取る位置が存在していることがわかる。対向流速が増すにつれて化学種濃度または温度の分布幅は小さくなる。また火炎帯での H<sub>2</sub> と O<sub>2</sub> が混在している領域での H<sub>2</sub> と O<sub>2</sub> の質量分率の値は対向流速が増加するにつれて大きくなることがわかる。

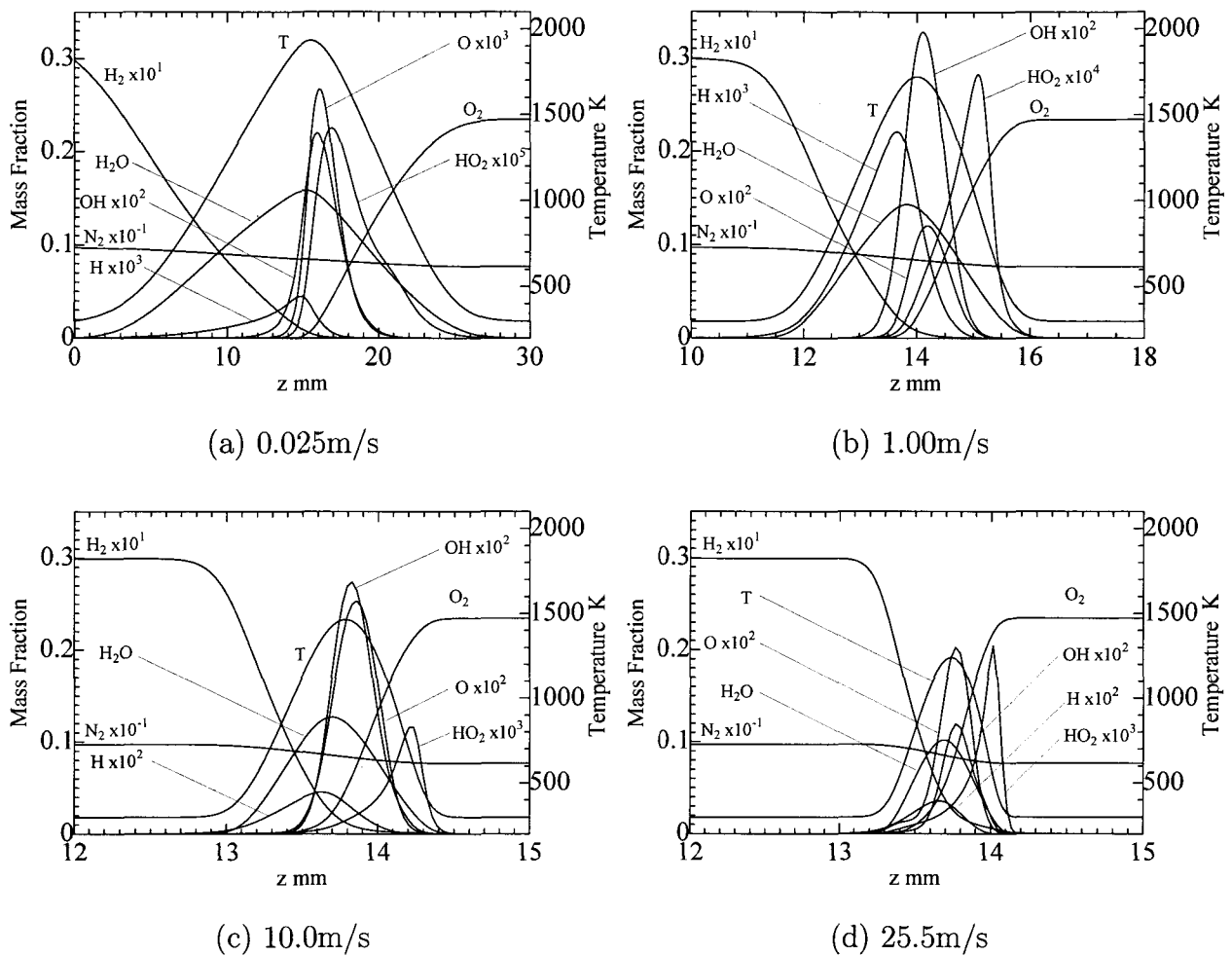


図 4.7:  $H_2:N_2=30:70$  の燃料を用いた火炎における, 典型的な対向流速の火炎の化学種濃度分布と温度分布

#### 4.5.4 純水素を燃料として用いた場合の計算結果

##### 火炎温度の分布

図 4.8(a) に, 燃料として純水素を用いたときに形成される対向流定常平面拡散火炎の温度分布を示す. 図では, 対向流速を表 4.1 に示した範囲で 21 種類に変化させて計算を行った結果をすべて示している. 各温度分布線の一番外側の分布は対向流速が  $0.2\text{m/s}$  の場合に対応しており, 対向流速が増加するにしたがって温度の分布幅は小さくなる. 図中の一番内側で温度の分布幅が一番小さいのが, この燃料での消炎限界に対応し対向流速が  $450\text{m/s}$  の場合である.

図 4.8(a) より, 対向流速が増加するにつれて温度の分布幅は小さくなることがわかる. また各火炎の火炎最高温度の値も対向流速の増加にしたがって単調に低くなる. 例えば対向流速が  $0.2\text{m/s}$  の場合は火炎最高温度は  $2562\text{K}$  であるのに対し, 消炎限界の状態である対

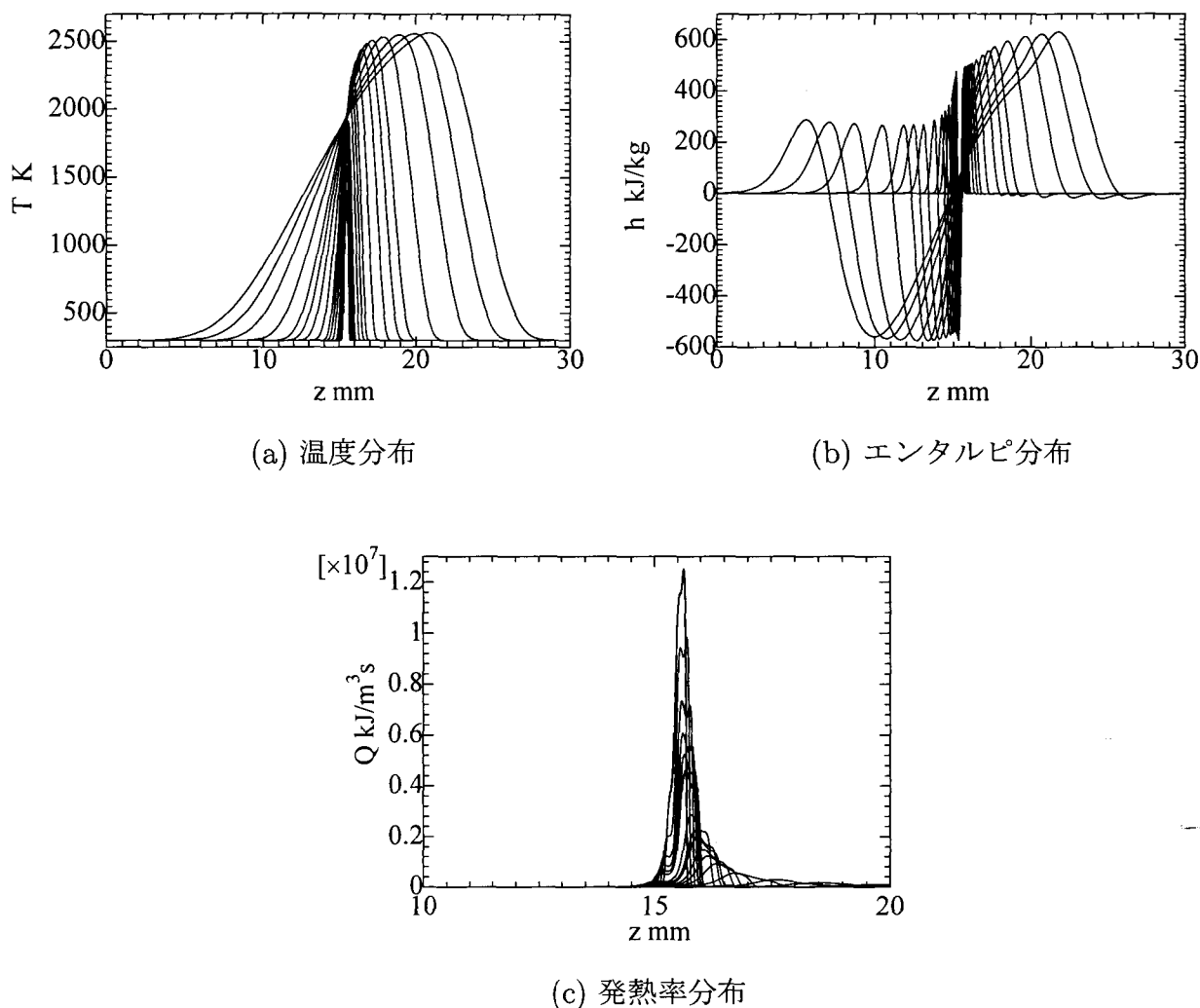


図 4.8: 純水素を燃料として用いた火炎における，対向流速を変化させた場合の温度，エンタルピー，発熱率の分布

向流速が  $450\text{m/s}$  の場合は  $1368\text{K}$  である．また消炎限界での火炎温度の分布幅は図 4.4(a)，図 4.6(a) に挙げてあるデータと比較すると，燃料として  $\text{H}_2:\text{N}_2=15:85$ ， $\text{H}_2:\text{N}_2=30:70$  の燃料を使用した場合と比べて小さくなっていることがわかる．

#### エンタルピーの分布

図 4.8(b) にエンタルピー分布を示す．図では，対向流速を表 4.1 に示した範囲で変化させて計算を行った結果をすべて示している．各エンタルピー分布線の一番外側の分布は対向流速が  $0.2\text{m/s}$  の場合に対応しており，対向流速が増加するにしたがってエンタルピーの分布幅は小さくなっていく．図中の一番内側でエンタルピーの分布幅が一番小さいのが，この燃料

での消炎限界に対応し対向流速が450m/sの場合である。

図4.8(b)より、各対向流速で形成される火炎において、エンタルピーに分布が生じエンタルピーが過剰な領域と不足している領域が存在しており、ルイス数が1でないことに起因する熱と物質の間の選択拡散が火炎中で生じていることがわかる。また対向流速が増加するにつれてエンタルピーの分布幅は小さくなる。またエンタルピーの過剰、不足の度合いは図4.4(b)、図4.6(b)に挙げてあるデータと比較すると、燃料として $H_2:N_2=15:85$ 、 $H_2:N_2=30:70$ の燃料を使用した場合と比べて大きくなっていることがわかる。

### 発熱率の分布

図4.8(c)に発熱率分布を示す。図では、対向流速を表4.1に示した範囲で変化させて計算を行った結果をすべて示している。発熱率の分布幅は先の温度分布、エンタルピー分布の分布幅に比べて大変小さいため、横軸である燃料ノズル出口からの距離のスケールを変更している。

図4.8(c)より、対向流速が増加するにつれてそのピーク値は大きくなる。つまりピーク値として $5.13 \times 10^4 \text{kJ/m}^3\text{s}$ をとっている分布は対向流速が0.2m/sの場合、また $z=15.6\text{mm}$ 付近にピーク値として $1.25 \times 10^7 \text{kJ/m}^3\text{s}$ をとっている分布は消炎限界対向流速にあたる燃料の流速が450m/sの場合に対応する。発熱率のピーク値はこのように $5.13 \times 10^4 \text{kJ/m}^3\text{s}$ から $1.25 \times 10^7 \text{kJ/m}^3\text{s}$ まで約3桁のオーダーにわたって大変広範囲な値を取る。また各発熱率分布の分布幅は対向流速が増加するに従って小さくなることがわかる。

### 典型的な対向流速における火炎の構造

図4.9(a)~(d)に典型的な対向流速として、対向流速(燃料の流速)がそれぞれ0.2, 10.0, 100, 450m/sの場合の火炎における化学種濃度分布と温度分布を示す。(a)の図については、化学種や温度の分布幅が大きいため、横軸の燃料バーナダクト出口からの距離のスケールが他の場合とは変えてある。なお(d)の450m/sは消炎限界対向流速に対応する。

図より、化学種の分布に関して、Hは火炎温度がピークをとる位置よりも燃料側、 $O_2$ は大きく空気側よりに分布していることがわかる。また $H_2O$ はやや燃料側に幅広い範囲に、またOH、Oはやや空気側にピークを取る。対向流速が増すにつれて化学種濃度または温度の分布幅は小さくなる。



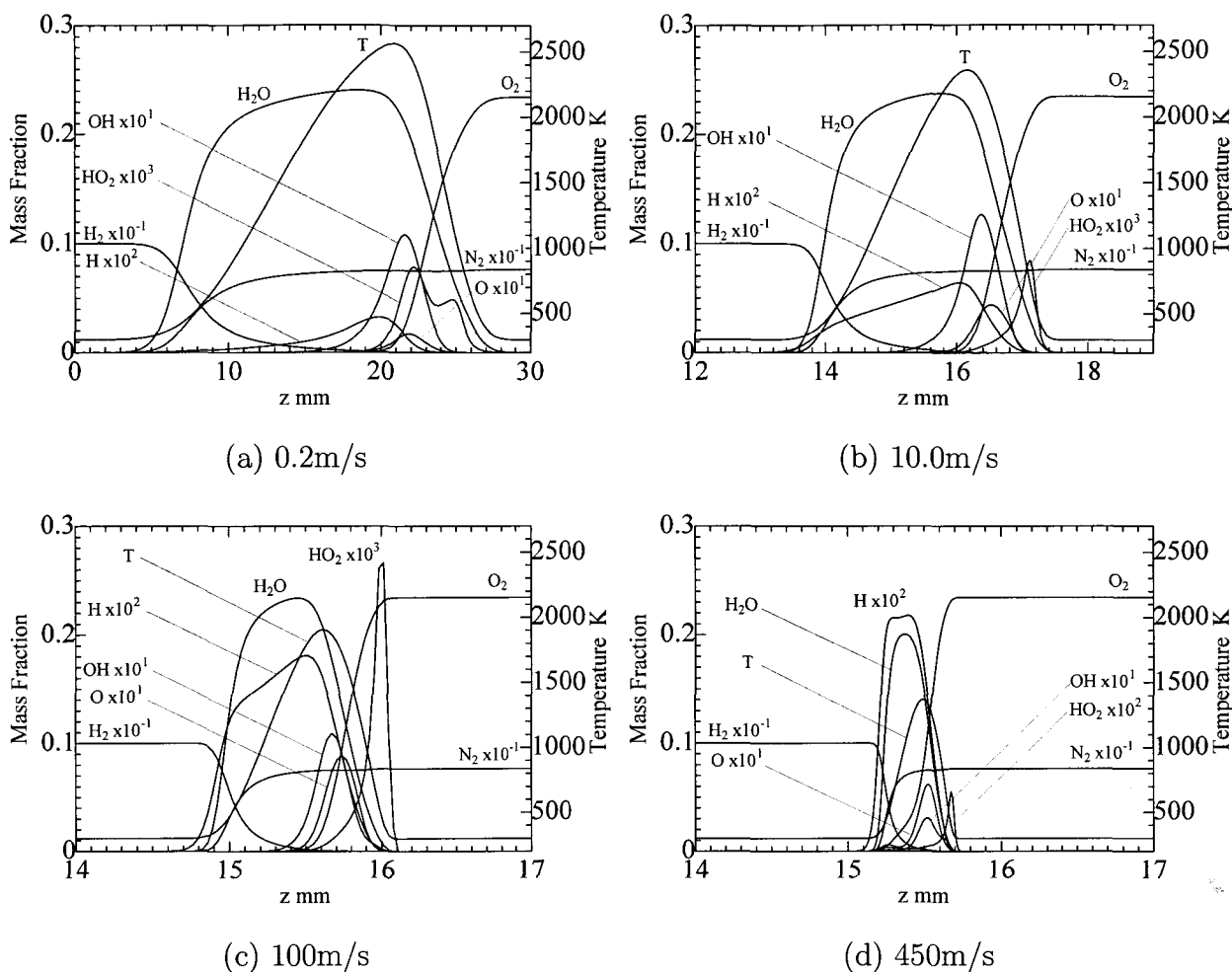
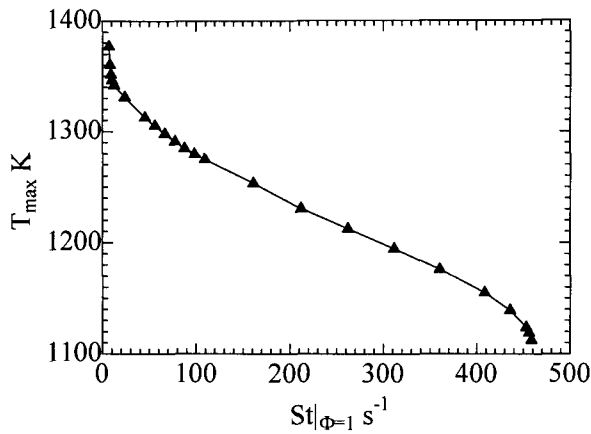
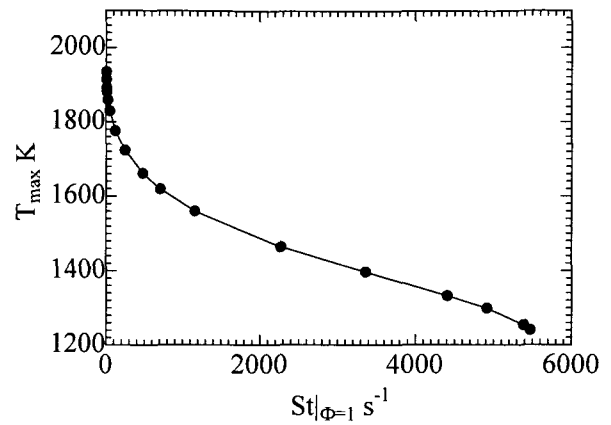
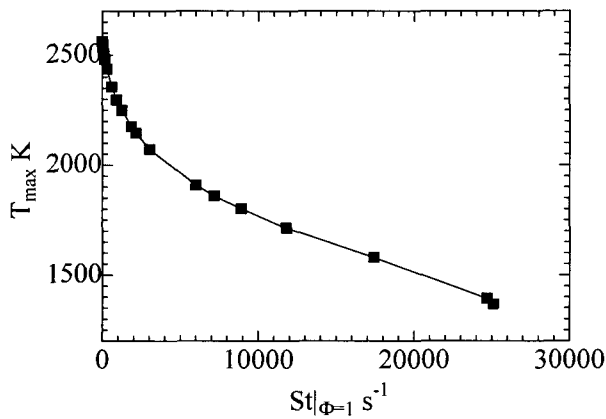


図 4.9: 燃料として純水素を用いた火炎における, 典型的な対向流速の火炎の化学種濃度分布と温度分布

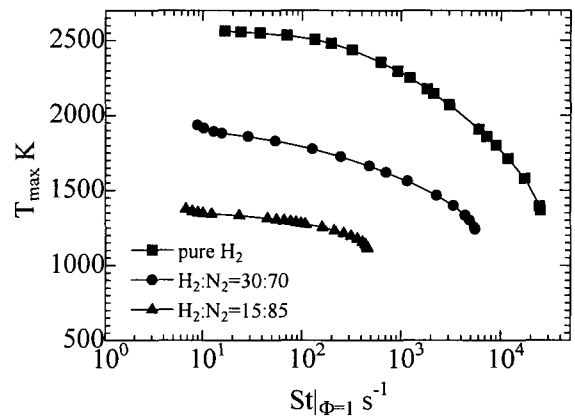
### 4.6 火炎伸張率と火炎温度の関係

定常平面拡散火炎について火炎伸張率と火炎温度の関係を示しておくことは乱流拡散火炎の層流火炎片モデルを考慮するにあたって必要不可欠であり, またより高度な乱流拡散火炎モデルの構築に際してもモデル構築の指針となると考えられる. ここでは本章で行ってきた対向流平面拡散火炎について火炎伸張率と火炎温度の関係を示す.

図 4.10(a)~(c) に各燃料を用いた定常平面拡散火炎についての局所火炎伸張率と火炎最高温度の関係を示す. また図 4.10(d) に三種類の燃料についてまとめたものを示す. 局所火炎伸張率は当量比が 1 (量論混合比) となる軸方向位置を火炎面とし, その位置での流速による火炎面積の増加率として定義し (第 3 章, 式 (3.29) 参照), 数値解析の結果として得られる流速と当量比が 1 の位置から求めたものである. 本章で対象としている火炎は平面火炎であるため, 局所火炎伸張率  $St|_{\phi=1}$  は式 (3.29) を用いて次式で求められる.

(a)  $\text{H}_2:\text{N}_2=15:85$ (b)  $\text{H}_2:\text{N}_2=30:70$ 

(c) 純水素



(d) まとめたもの(横軸は対数尺)

図 4.10: 局所火炎伸張率  $St|_{\Phi=1}$  と火炎最高温度  $T_{max}$  の関係

$$\begin{aligned}
 St|_{\Phi=1} &= \left. \frac{v}{r} \right|_{\Phi=1} + \left. \frac{\partial v}{\partial r} \right|_{\Phi=1} \\
 &= \left. G(z) + \frac{\partial(rG(z))}{\partial r} \right|_{\Phi=1} \\
 &= 2G(z)|_{\Phi=1}
 \end{aligned} \tag{4.21}$$

ただし上式の式変形には、式(4.7)、(4.12)の関係式を用いている。ここで、 $v$ は半径方向速度成分、 $r$ は半径方向速度座標、 $G(z)$ は式(4.7)、(4.12)で定義される値、 $\Phi$ は当量比である。

各図中の各点は、対向流速を変化させた場合の当量比が1の位置での局所火炎伸張率と火炎最高温度の関係を表している。火炎伸張率は対向流速の増加とともに増加していく。従って対向流速の増加とともに各図の点は左側から右側へいく。そして各図の右端の点は各燃

料を用いた火炎の消炎限界時の火炎伸張率と火炎温度であり、これより大きな火炎伸張率がかかると火炎は保たれずに消炎に至る。燃料が  $\text{H}_2:\text{N}_2=15:85$  のときは消炎限界火炎伸張率は  $459\text{s}^{-1}$ 、その時の火炎最高温度は  $1112\text{K}$ 、燃料が  $\text{H}_2:\text{N}_2=30:70$  のときは消炎限界火炎伸張率は  $5476\text{s}^{-1}$ 、その時の火炎最高温度は  $1240\text{K}$ 、また燃料が純水素のとき、消炎限界火炎伸張率は  $25130\text{s}^{-1}$ 、その時の火炎最高温度は  $1368\text{K}$  である。

図 4.10(a)~(c) より、三種類の各燃料の場合とも火炎伸張率の増加とともに火炎温度は単調に減少していくことがわかる。また火炎伸張率が 0 に近い領域では火炎温度は急激に増加する傾向があることがわかる。

図 4.10(d) より三種類の燃料について比較を行うと、燃料中の水素の割合が増加するにしたがって同じ火炎伸張率がかかっても火炎温度は増加しており、消炎限界火炎伸張率も増加している。また消炎限界時の火炎最高温度については、燃料中の水素の割合が増加するにしたがって上昇していくことがわかる。

## 4.7 選択拡散の効果による火炎温度への影響

先にも述べたように、燃焼場においては熱と物質の間の選択拡散効果 (ルイス数効果) によるエンタルピの過不足や、また物質間の選択拡散効果による燃料中の水素の濃縮などの現象が起きており、このことから火炎温度はこれらの影響を受けているものと考えられる。

実際の火炎では、選択拡散の効果に加えて火炎伸張率や化学反応の非平衡性の影響など、さまざまな現象が複雑に絡み合っただけで火炎温度が決定されていると考えられるので、これらの影響を個々に分けて考慮することはできないが、本節では化学種間の選択拡散による燃料成分中の水素の濃縮の影響、また熱と化学種間の選択拡散によるエンタルピの過不足による影響について概算ではあるが定量的に示す。

図 4.11 に、燃料中の水素と窒素の混合割合を変化させた場合の、量論混合状態の常温の燃料と空気の混合気の断熱火炎温度を示す。断熱火炎温度は断熱状態で化学平衡計算を行うことにより得る。図 4.11 に示す結果は化学種間の選択拡散や熱と化学種間の選択拡散の効果、また火炎伸張率の影響や化学反応の非平衡性の影響を排除した火炎温度の計算結果と考えることができる。図 4.11 より、燃料中の水素の割合が増加するにしたがって断熱火炎温度は上昇していくことがわかる。本章で行った数値解析で用いた燃料である  $\text{H}_2:\text{N}_2=15:85$ 、 $\text{H}_2:\text{N}_2=30:70$ 、純水素の三種類の燃料の断熱火炎温度は図中に示してあるようにそれぞれ  $1183\text{K}$ 、 $1661\text{K}$ 、 $2389\text{K}$  である。

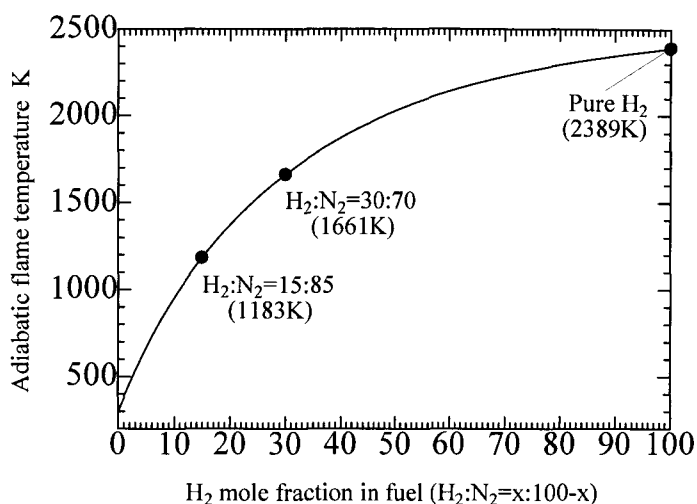


図 4.11: 燃料組成を変化させた場合の量論混合状態における断熱火炎温度

#### 4.7.1 化学種間の選択拡散に起因する水素の濃縮による火炎温度への影響

先にも述べたように、火炎中では化学種間の選択拡散効果により、燃料成分中の水素の割合 ( $H_2$  ratio) が増加し水素が濃縮される。

燃料として  $H_2:N_2=15:85$  のものを用いた場合、例えば対向流速が  $0.025\text{m/s}$  のとき図 4.4(b) より当量比が 1 の位置での  $H_2$  ratio の値は約 0.19 と、元の燃料組成に相当する 0.15 よりも大きな値となっている。この  $H_2$  ratio が 0.19 ということは燃料として  $H_2:N_2=19:81$  のものが当量比 1 で燃焼しているものと考えられる。図 4.11 より、燃料が  $H_2:N_2=15:85$  のときの断熱火炎温度は  $1183\text{K}$  であるのに対し、 $H_2:N_2=19:81$  のときの断熱火炎温度は  $1336\text{K}$  であり約  $150\text{K}$  高い。また対向流速が  $0.25\text{m/s}$  のときは  $H_2$  ratio は約 0.18 であり、この時の断熱火炎温度は  $1300\text{K}$  であっても元の燃料に対し約  $120\text{K}$  高い。

また燃料として  $H_2:N_2=30:70$  を用いて対向流速が  $0.025\text{m/s}$  のときは当量比が 1 の位置での  $H_2$  ratio の値は約 0.42 となっており、図 4.11 よりこの燃料組成の断熱火炎温度は  $1905\text{K}$ 、またもとの燃料組成の断熱火炎温度は  $1661\text{K}$  であり約  $240\text{K}$  高くなっていることがわかる。

このように化学種間の選択拡散による水素の濃縮により火炎温度は上昇する効果を受ける。

#### 4.7.2 熱と化学種間の選択拡散に起因するエンタルピの過不足による火炎温度への影響

本節ではエンタルピの過不足による火炎温度に対する影響を概算ではあるが定量的に示す。ここでエンタルピの過不足による温度の変化を次式で概算する。化学反応前の元々の燃

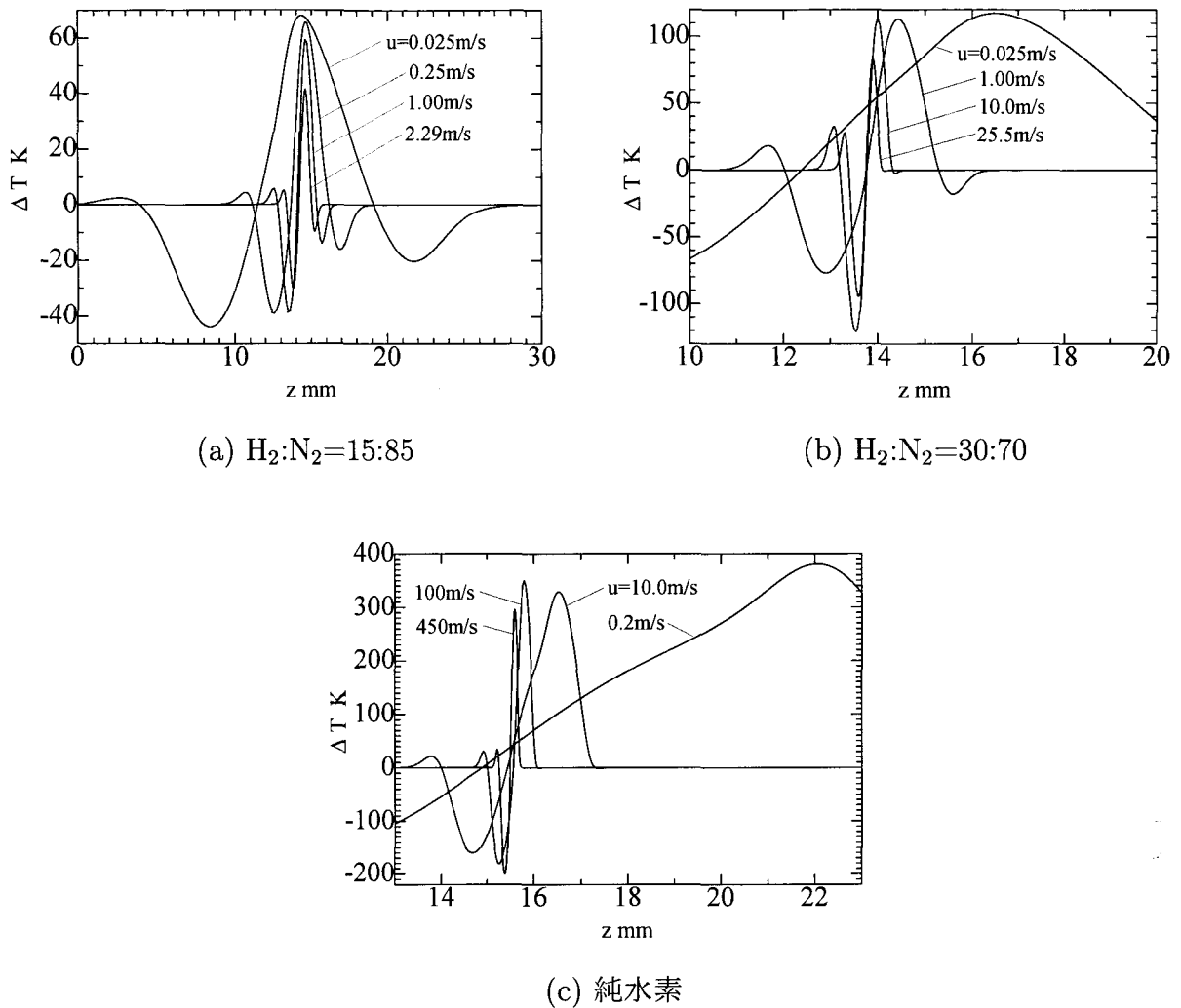


図 4.12: エンタルピーの過不足による温度変化

料は常温常圧の水素と窒素の混合物または純水素，酸化剤は常温常圧の空気であるので，すべて標準物質で構成されている．従ってルイス数が1でないことによる熱と物質間の選択拡散がなければエンタルピーは0のままである．ここで実際に生じているエンタルピーの過不足による温度変化を次式で概算する．

$$\Delta T \cong h/c_{pm} \quad (4.22)$$

ここで  $\Delta T$  はエンタルピーの過不足による温度変化の概算値， $h$  は局所のエンタルピー， $c_{pm}$  は局所のガスのその温度における定圧比熱である．

図 4.12(a)~(c) に，先に示した三種類の燃料を用いた場合のそれぞれ四種類の典型的な対向流速によって形成された火炎について上式で算出したエンタルピーの過不足による温度変化を示す．図 4.12 より，エンタルピーの過剰による温度上昇に着目すると，図中 (a) より  $H_2:N_2=15:85$  の燃料の場合，対向流速の遅いときには約 60 度の温度上昇効果が，また消炎

限界の対向流速でも約40度の温度上昇効果が見られる。また図中(b)より  $H_2:N_2=15:85$  の燃料の場合、対向流速の遅い場合は約110度以上の温度上昇効果が見られ、消炎限界対向流速でも約80度の温度上昇効果が見られる。(c)より純水素を燃料とした場合は約300度の温度上昇効果が見られる。

なおエンタルピの最も過剰な位置はほぼ火炎が最高温度を取る位置と一致していることより、エンタルピの過剰による温度上昇効果は火炎最高温度を上昇させていると考えられる。

断熱火炎温度と実際の火炎温度とを比較すると、対向流速が遅い場合は火炎伸張率が小さく、火炎伸張率による温度降下の効果が小さい場合、エンタルピの過剰による温度上昇の効果、また物質間の選択拡散により燃料中の水素が濃縮された場合（先述の  $H_2$  ratio の増加）の効果により火炎温度は断熱火炎温度よりも上昇する。例えば  $H_2:N_2=15:85$  の燃料の場合、対向流速が  $0.025\text{m/s}$  のときには火炎最高温度は  $1377\text{K}$ 、 $0.25\text{m/s}$  のときは  $1305\text{K}$ 、 $1.00\text{m/s}$  のときは  $1235\text{K}$ 、消炎限界の  $2.29\text{m/s}$  のときは  $1112\text{K}$  であるが、対向流速の比較的遅い  $0.025$ 、 $0.25$ 、 $1.00\text{m/s}$  のときには断熱火炎温度である  $1183\text{K}$  よりも高くなっており、また火炎伸張率が大きくなり温度勾配の増加に伴う熱伝導による温度降下の影響が大きくなるときには断熱火炎温度よりも低い火炎温度となっていることがわかる。また  $H_2:N_2=30:70$  の場合、対向流速が  $0.025\text{m/s}$  のとき火炎最高温度は  $1934\text{K}$ 、 $1.00\text{m/s}$  のときは  $1723\text{K}$ 、 $10.0\text{m/s}$  のときは  $1465\text{K}$ 、消炎限界の  $25.5\text{m/s}$  のときは  $1240\text{K}$  であるが、対向流速が  $0.025$ 、 $1.00\text{m/s}$  のとき断熱火炎温度の  $1661\text{K}$  よりも高くなっており、また  $10.0$ 、 $25.5\text{m/s}$  のときには断熱火炎温度よりも低くなっている。純水素の場合は断熱火炎温度は  $2389\text{K}$  であるが、対向流速  $0.2\text{m/s}$  の低伸張率のときには火炎最高温度は  $2562\text{K}$  と、断熱火炎温度より高くなっている。

実際の火炎では、以上に述べた化学種間の選択拡散、熱と化学種間の選択拡散、火炎伸張率やまた化学反応の非平衡性の影響など、さまざまな現象が複雑に絡み合っただけで火炎温度が決定されているので、一概にこれらの影響を個々に分けて考慮することはできないが、概ね低伸張率の領域では化学種間または熱と化学種間の選択拡散の影響により火炎温度が上昇する効果が大きく、また高伸張率領域では選択拡散の影響も大きい火炎伸張率の影響による温度低下の効果がそれを上回ると言える。

## 4.8 むすび

本章では水素を燃料とした定常層流平面拡散火炎について水素と窒素の割合を変化させた三種類の燃料に対して対向流速を変化させた場合について、一次的に式変形した基礎方程式を用いて素反応動力学と多成分拡散を考慮した数値解析を行なった。

1. 燃焼場のような多成分系における有効拡散係数の有効性について調べ、燃料として

$H_2:N_2=15:85$  や  $H_2:N_2=30:70$  を用いた場合には有効拡散係数を用いても十分精度よく火炎構造を捕らえることができるのに対し、燃料として純水素を用いた場合には厳密な多成分拡散を考慮する必要があることを示した。

2. 対象とした火炎についてその火炎構造を明らかにし、また特に火炎中において熱と物質間の選択拡散(ルイス数効果)によりエンタルピに過不足が生じること、また物質間の選択拡散効果により燃料中の成分の水素が火炎帯近傍で濃縮されることを明らかにした。またこれらの影響により対向流速が小さく火炎伸張率が小さい場合に火炎温度が断熱火炎温度よりも高くなることを示した。

3. 対象とした火炎について火炎伸張率と火炎温度の関係を示し、火炎温度は火炎伸張率の増加とともに単調に減少することを明らかにした。また用いた三種類の燃料について消炎限界火炎伸張率を明らかにした。

## 参考文献

- [1] Peters, N., *21st Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1986), pp.1231-1250.
- [2] Kee, R.J., Miller, J.A., and Evans, G.H., and Dixon-lewis, G., *22nd (International) Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1988), pp.1479-1494.
- [3] Smooke, M.D., Crump, J., and Seshadri, K., and Giovangigli, V., *22nd (International) Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1990), pp.463-470.
- [4] Trees, D., Brown, T.M., Seshadri, K., Smooke, M.D., Balakrishnan, G., Pitz, R.W., Giovangigli, V., and Nandula, S.P., *Combustion Science and Technology*, (1995), **104**, pp.427-439.
- [5] Dixon-Lewis, G., David, T., Faskell, P.H., Fukutani, S., Jinno, H., Miller, J.A., Kee, R.J., Smooke, M.D., Peters, N., Effelsberg, E., Warnatz, J., and Behrendt, F., *20th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1983), pp.1893-1904.
- [6] Smooke, M.D., Puri, I.K., and Seshadri, K., *21st (International) Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1986), pp.1783-1792.

- [7] Smooke, M.D., and Seshadri, K., and Puri, I.K., *22nd (International) Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1988), pp.1555-1563.
- [8] Kee, R. J., Dixon-Lewis, G., Warnats, J., Coltrin, M.E., and Miller, J.A., *A Fortran Computer Code Package for the Evaluation of Gas-Phase Multicomponent Transport Properties*, SAND86-8246, (1986).
- [9] Kee, R.J, Rupley, F.M, and Miller, J.A, *The Chemkin Thermodynamic Data Base*, SAND87-8215B, (1990).
- [10] Kee, R.J, Rupley, F.M, and Miller, J.A, *Chemkin-II: A Fortran Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas Phase Chemical Kinetics*, SAND89-8009B, (1991).
- [11] Kinoshita, S., and Takagi, T., *11th International Heat Transfer Conference*, (1998), **7**, pp.397-401.
- [12] Hirschfelder, J.O., Curtiss, C.F., and Bird, R.B., *'Molecular Theory of Gases and Liquids'*, John Wiley and Sons, Inc., New York, (1995).
- [13] Tsatsaronis, G., *Combustion and Flame*, (1978), **33**, pp.217-239.



## 第 5 章

# 歪を伴う定常拡散火炎

### 5.1 まえがき

乱流拡散火炎は層流拡散火炎片の集合と考えられ<sup>[1]</sup>、その層流火炎片は燃料側または酸化剤側からの速度成分により歪を受け伸張を伴う。乱流拡散火炎の微視的構造を理解する上で、その素過程としての歪を伴う層流拡散火炎を詳細に研究することは、乱流拡散火炎の合理的なモデリングやシミュレーションに不可欠であり、研究対象として大変興味深い。歪を伴う火炎は、曲率の影響やまた特に燃料中に拡散係数の異なる成分が含まれているような場合には選択拡散の影響を大きく受ける。この選択拡散の影響は、低レイノルズ数の乱流拡散火炎<sup>[2]</sup>や高レイノルズ数の乱流拡散火炎<sup>[3]</sup>でも確認されている。従って火炎曲率や選択拡散、また伸張率の火炎におよぼす影響を理解することは、乱流拡散火炎を理解する上で重要である。

実際の乱流拡散火炎内では、火炎の伸張率や曲率などは空間的、時間的に変化し制御することが困難である。このため条件の再現性や条件設定の制御が容易な火炎を用いた研究が必要と考えられるが、対向流拡散火炎は火炎を支配する各パラメータの制御の容易さと、それらの影響の研究に適しているためよく火炎の基礎特性の研究に用いられる。

近年、乱流火炎内の素過程としての火炎と渦の干渉の研究として、対向流平面拡散火炎に渦を空気側から衝突させた場合の実験と解析により渦と局所消炎の観測が行われている<sup>[4]</sup>。また軸対称層流拡散火炎に軸対称的に火炎の内側または外側から噴流を衝突させ、数値解析によって火炎の非定常挙動と消炎現象の挙動が調べられている<sup>[5]</sup>。予混合火炎でも火炎と渦の干渉挙動が調べられている<sup>[6][7]</sup>。また定常対向流平面拡散火炎<sup>[8][9]</sup>を対象とした研究があるが、火炎曲率とそれに関連した選択拡散の影響については明確にされていない。また層流噴流拡散火炎での選択拡散<sup>[10]</sup>と曲率の影響<sup>[11]</sup>に関する数値解析が行われているが、噴流火炎は火炎伸張率の制御が困難であり、火炎伸張率を制御しつつ曲率ならびに選択拡散が火炎構造や消炎現象におよぼす影響を詳細に解析する必要がある。

そこで本章では、水素と窒素の混合物を燃料とする対向流拡散火炎に対し燃料側または

酸化剤である空気側から燃料または空気の局所噴流（以後マイクロジェットと称する）を定常的に付与することにより正または負の曲率と歪を伴う拡散火炎を研究対象として、直接写真による火炎の観察とレーリ散乱法を用いた火炎の二次元温度分布測定、ならびに素反応動力学と多成分拡散を考慮した数値解析を行う。これによって特徴的な火炎挙動を指摘するとともに、火炎構造ならびに消炎現象に対する火炎伸張率や曲率の影響および特徴的な現象の生じる原因を解明する。

## 5.2 実験条件

実験で用いた対向流バーナは第 2 章で説明した通りである。バーナは出口内径 43mm の円形ダクトを上下に対向させて配置する。この対向流バーナを用いて、燃料として水素と窒素の混合物（体積分率で水素 15%，窒素 85%）と酸化剤として空気を用いて対向流平面拡散火炎を構成する。その平面火炎に内径 0.25mm，外径 0.40mm の細いステンレス製ノズルから燃料または空気のマイクロジェットを燃料側または空気側から対向流バーナダクトと同軸に噴出させ、火炎に歪を与えることができる。下側ダクトからの流体（燃料または空気）とマイクロジェットの流体（燃料または空気）は同じものに対応させる。

対象とする火炎は、燃料または空気のマイクロジェットの噴出流速を定常的に一定に保って火炎に歪を与えた場合の火炎で、火炎の状態（温度分布、濃度分布など）が時間に依存しない定常火炎である。この定常火炎について二種類の場合について実験を行った。一つは燃料が下側のダクトから上向きに流れ、空気が上側のダクトから下向きに流れる場合で、対向させた燃料流と空気流のよどみ域近傍に形成される平面拡散火炎に対して燃料側からの燃料のマイクロジェットによって付加的な歪を与えた火炎である。もう一つは空気が下側のダクトおよびマイクロジェットノズルから同軸上向きに流れ、燃料が上側ダクトから下向きに流れる場合で、対向流平面拡散火炎に空気側のマイクロジェットによって付加的な歪を与えた火炎である。前者は燃料側から見て凸（正）の曲率、後者は凹（負）の曲率をもつ定常火炎である。

火炎条件として、ダクト出口からの燃料または空気の平均流速をそれぞれ 29cm/s および 25cm/s とし、まず安定な平面拡散火炎を形成しておく。その後燃料または空気のマイクロジェットのノズル出口での平均流速を 0~5.3m/s の範囲で一定に保ちマイクロジェットを平面火炎に衝突させる。これによって正または負の曲率を持つ定常火炎を形成する。定常のマイクロジェットのノズル出口平均流速は流量を測定することによって求める。

実験は表 5.1 に示す case e-1~e-4 の四種類の条件について行った。

case e-1, e-2 は燃料側から燃料のマイクロジェットを付与した場合、case e-3, e-4 は空気側から空気のマイクロジェットを付与した場合である。表中の  $u_{f,inj}$  は燃料のマイクロジェットの

表 5.1: 実験条件

case	micro jet	micro jet velocity
e-1	fuel jet	$u_{f,inj} = 2.7 \text{ m/s}$
e-2	fuel jet	$u_{f,inj} = 3.9 \text{ m/s}$
e-3	air jet	$u_{a,inj} = 2.7 \text{ m/s}$
e-4	air jet	$u_{a,inj} = 3.3 \text{ m/s}$

ノズル出口での平均流速,  $u_{a,inj}$  は空気のマクロジェットの本ズル出口での平均流速である.

### 5.3 計算条件

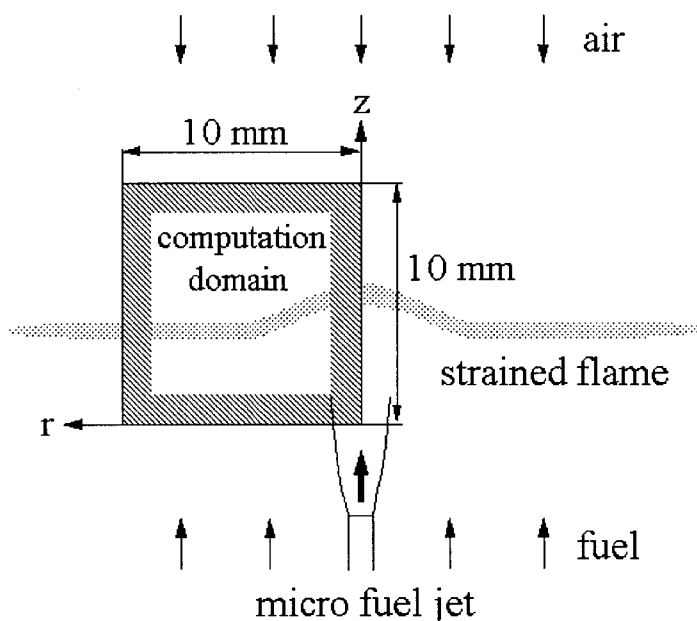


図 5.1: 歪を伴う対向流拡散火炎の概略図と計算領域

図 5.1 に歪を伴う火炎の概略図と計算領域を示す. これは下側および上側から対向して流れる燃料と空気が衝突するよどみ域近傍に平面拡散火炎が形成されるが, その火炎に燃料のマクロジェットを衝突させることによって付加的な歪を与えた火炎である. 空気側から空気のマクロジェットを付与する場合は, 図 5.1 のマクロジェットノズルは空気側から下向きに配置し, ノズル先端は計算領域の上端 ( $z=10\text{mm}$ ) よりさらに  $5\text{mm}$  上部とする. 燃料または空気のマクロジェットは, 上下から対向して流れる燃料流または空気流と同軸の軸対称の流れ場としている. 対称軸上向きに  $z$  軸, それに垂直の半径方向に  $r$  軸をとる. 計

算領域の原点は、燃料のマイクロジェットの本ズル先端から 5mm 下流の中心軸上とする。計算領域は図 5.1 のように原点から  $z$  方向および  $r$  方向にそれぞれ 10mm の範囲とした。

計算対象とした火炎の条件はほぼ実験で用いたものに準じており、数値計算における境界条件は以下に述べる通りである。計算領域で  $z=0\text{mm}$  と  $10\text{mm}$  はそれぞれ対向する燃料ダクト出口、空気ダクト出口に対応している。燃料、空気の対向流速はともに  $U_0=25\text{cm/s}$  とした。本ズル出口での半径方向流速は、燃料、空気ともに 0 とした。流入する燃料は、水素と窒素の混合物とし、その混合比は体積比で  $\text{H}_2:\text{N}_2=15:85$  である。燃料、空気とも流入時の圧力は大気圧とし、温度は  $298.15\text{K}$  とした。中心軸である  $r=0\text{mm}$  では、全ての変数は勾配なしの条件を与え、 $r=10\text{mm}$  では自由流境界条件を与えた。また、燃料または空気のマイクロジェットの本ズルは、内径  $0.25\text{mm}$  の円管本ズルで、燃料のマイクロジェットを付与するときには  $z=-5\text{mm}$ 、空気のマイクロジェットを付与するときには  $z=15\text{mm}$  の位置に本ズル噴出口があると想定し、計算領域境界での局所噴流の速度分布は、予備計算によって別に求めた、本ズル噴出口から 5mm 下流の速度分布を境界条件として与えた。

計算の進行は、まずあらかじめ求めておいた定常平面火炎を初期条件として与え、計算開始と同時に燃料側または空気側からマイクロジェットを与え始める。マイクロジェットの流速は比較的長い時間をかけて所定の値まで上げ、その後一定に保って定常状態の解を得た。

数値計算は、表 5.2 に示す 4 つの条件について行った。

表 5.2: 計算条件

case	micro jet	micro jet velocity
n-1	fuel jet	$u_{f,inj} = 1.5 \text{ m/s}$
n-2	fuel jet	$u_{f,inj} = 3.8 \text{ m/s}$
n-3	air jet	$u_{a,inj} = 2.7 \text{ m/s}$
n-4	air jet	$u_{a,inj} = 5.3 \text{ m/s}$

case n-1, n-2 は燃料側から燃料のマイクロジェットを付与した場合、case n-3, n-4 は空気側から空気のマイクロジェットを付与した場合である。表中の  $u_{f,inj}$  は燃料のマイクロジェットのノズル出口での平均流速で、 $u_{a,inj}$  は空気のマイクロジェットのノズル出口での平均流速である。

実験および数値計算において、case e-1 と n-1 は、燃料側から燃料の弱いマイクロジェットを付与した場合、case e-2 と n-2 は、燃料側から燃料の強いマイクロジェットを付与した場合、case e-3 と n-3 は、空気側から空気の弱いマイクロジェットを付与した場合、case e-4 と n-4 は、空気側から空気の強いマイクロジェットを付与した場合に相当する。

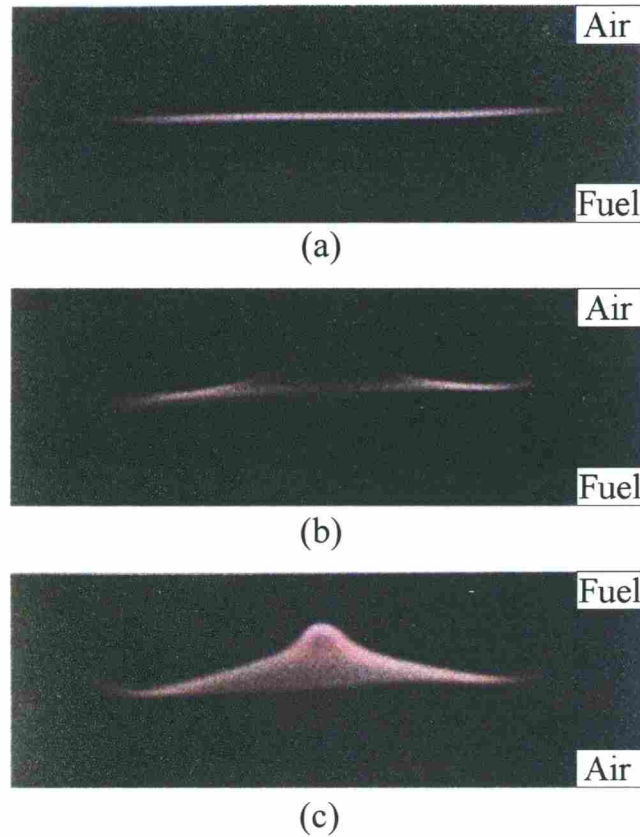


図 5.2: 典型的な歪を伴う対向流拡散火炎の直接写真

## 5.4 実験結果と検討

### 5.4.1 直接写真による火炎の観察

図 5.2 に典型的な火炎の直接写真を示す。図 5.2(a) は燃料と空気をそれぞれ下側および上側のダクトから導入し、マイクロジェットを付与しない場合の平面拡散火炎である。図より平面度のかかなり良い火炎が形成されることがわかる。図 5.2(b) は燃料のマイクロジェットを燃料側から衝突させたときの火炎で、マイクロジェットのノズル出口での平均流速  $u_{f,inj}$  は 5.3m/s である。火炎は燃料のマイクロジェットが衝突する中心軸近傍で局所消炎していることが認められる。図 5.2(c) は空気のマイクロジェットを空気側から衝突させたときの火炎で、マイクロジェットのノズル出口での平均流速  $u_{a,inj}$  は 5.3m/s である。火炎は消炎する傾向はなく、むしろ火炎の輝度が増すことがわかる。このように、歪の与え方によって火炎の特性が著しく異なることは従来指摘された例がなく、その原因などの検証が必要である。

### 5.4.2 レーリ散乱法による二次元温度分布測定

火炎特性をさらに定量的に調べるため、レーザレーリ散乱法による二次元温度分布を測定した例を図 5.3, 5.5 に示す。温度はカラー尺度で示す。 $z$  は軸方向 (上下方向) 位置を示し、図の  $z=0\text{mm}$  はバーナの下側ダクト出口面から上方  $10\text{mm}$  の位置を表す。図の水平位置は火炎の半径方向位置を表す。図の幅は  $33\text{mm}$  に相当し、その中心は火炎の中心軸に相当する。図 5.3 は燃料のマイクロジェットを燃料側から火炎に衝突させ、燃料のマイクロジェット流速  $u_{f,inj}$  を  $0, 2.7, 3.9\text{m/s}$  とした場合の、平面火炎と case e-1, e-2 について、また図 5.5 は空気マイクロジェットを空気側から火炎に衝突させ、空気マイクロジェットの流速  $u_{a,inj}$  を  $0, 2.7, 3.3\text{m/s}$  とした場合の、平面火炎と case e-3, e-4 についての二次元温度分布である。

また、図 5.4, 5.6 は燃料および空気の流速の異なるマイクロジェットを平面火炎に衝突させた場合のそれぞれ図 5.3, 5.5 と対応する火炎中心軸上および中心から半径方向に  $6\text{mm}$  ずれた位置での軸方向温度分布である。

図 5.3~5.6 から次のことが言える。

(1) 図 5.3(c) のように燃料のマイクロジェットの速度が増すとマイクロジェットが衝突する火炎の中心軸近傍の温度が著しく低下する。これは局所的に消炎していることを表す。これは直接写真で観察された結果に対応する。図 5.4(1) 中の線 (c) は図 5.3(c) の火炎の中心軸の温度が低いことを確認している。

(2) 図 5.5 に示すように空気マイクロジェットを空気側から衝突させる場合は消炎せず逆に温度が増加する傾向がある。これは図 5.6(1) の中心軸上の温度分布からも確かめられる。すなわち本実験範囲では空気マイクロジェットの速度が増すほど中心軸上の最高温度が増加することがわかる。

(3) 図 5.4, 5.6 から、空気マイクロジェットを空気側から付与した場合、最高温度は中心軸から離れた位置で生じる。その温度は燃料または空気マイクロジェットの無い平面火炎の最高温度よりも高い。

(4) 図 5.3(a) および図 5.5(a) の平面火炎を横切る温度分布はほとんど同じである。これはダクトからの燃料と空気を上下入れ換えても火炎構造が変わらないことを示している。

## 5.5 計算結果と検討

以下に数値解析結果を述べる。計算条件は前節の表 5.2 の case n-1, case n-2, case n-3, および case n-4 の条件に対応して各図の (a), (b), (c), および (d) に示す。すべての結果は、火炎の状態が定常状態に達した時点での図である。図の縦軸、横軸はそれぞれ軸方向、

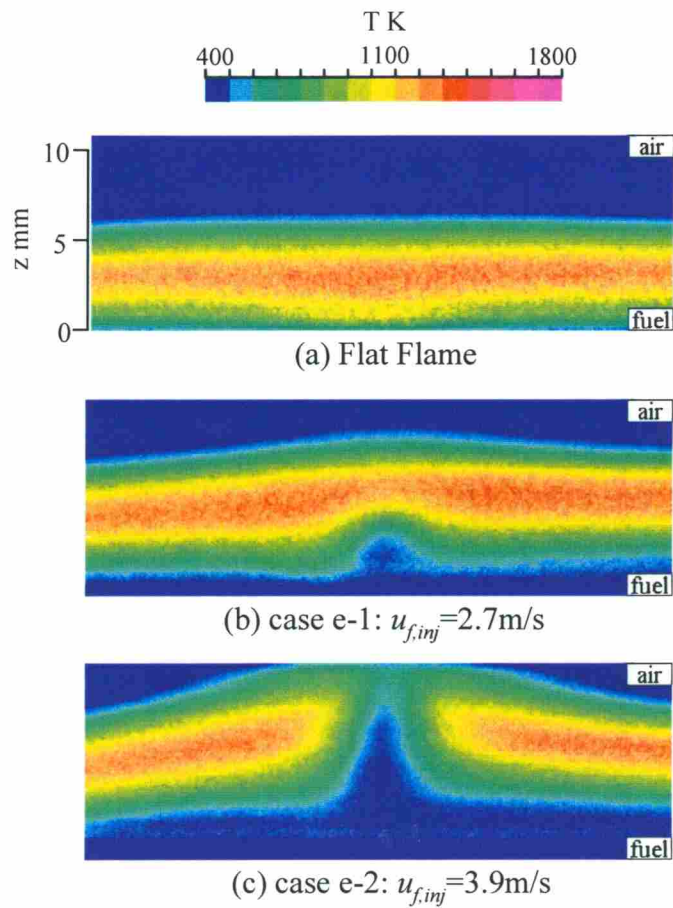


図 5.3: 燃料マイクロジェットを付与した火炎の二次元温度分布

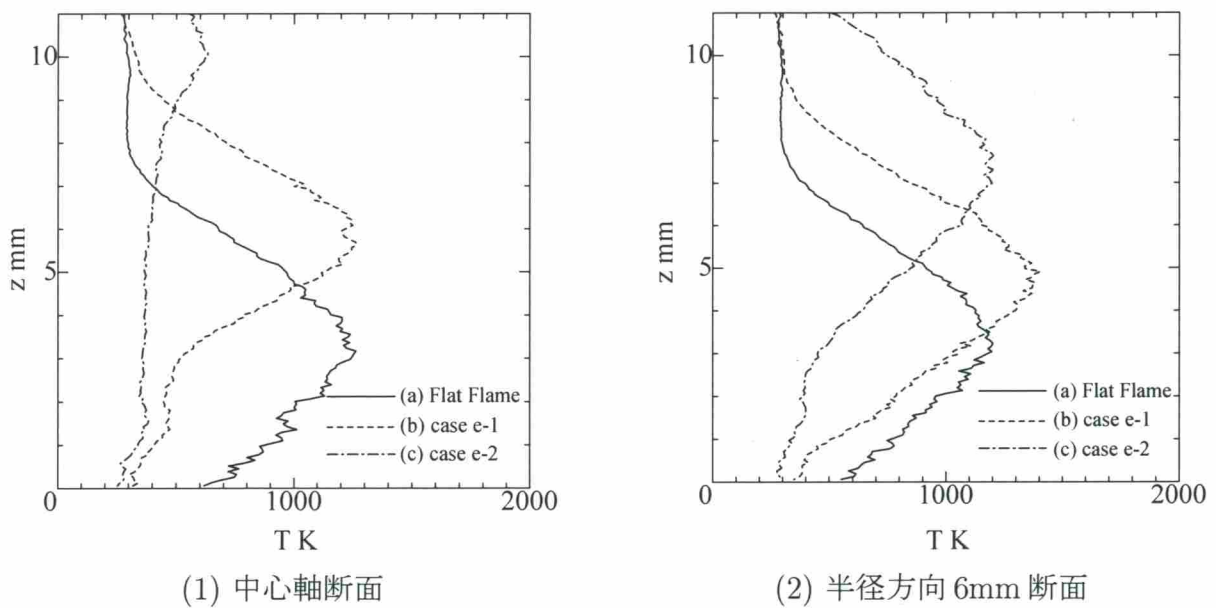


図 5.4: 燃料マイクロジェットを付与したときの火炎温度の軸方向断面分布

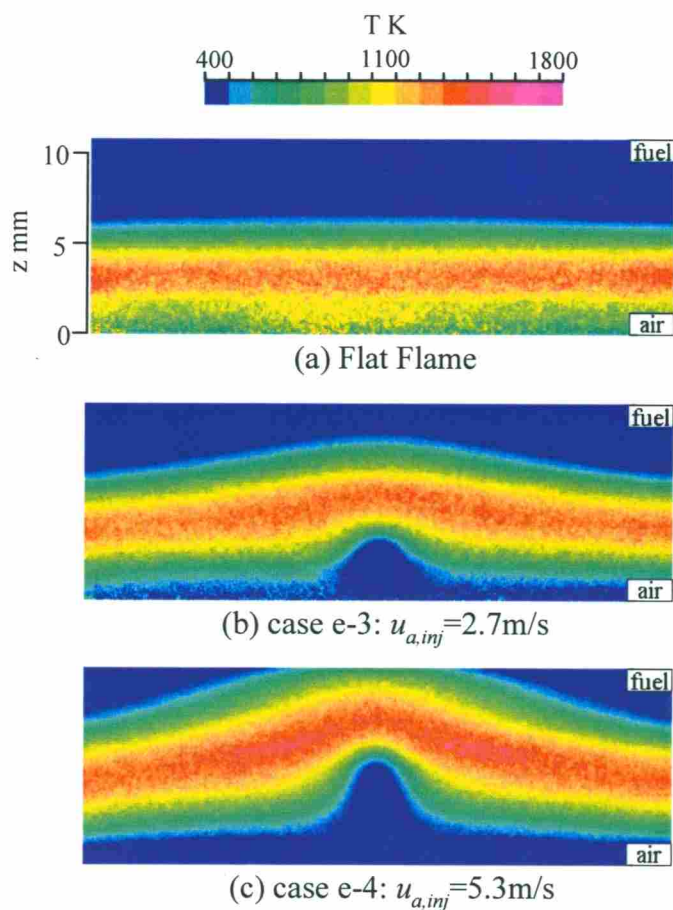


図 5.5: 空気マイクロジェットを付与した火炎の二次元温度分布

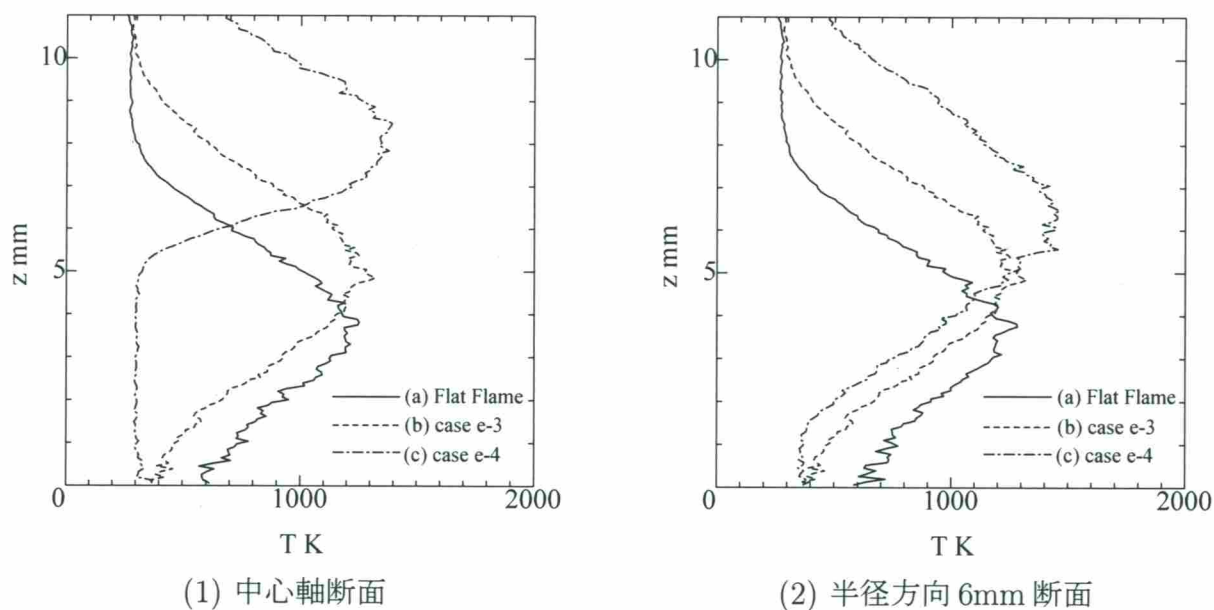


図 5.6: 空気マイクロジェットを付与したときの火炎温度の軸方向断面分布



半径方向に対応する。  $z=0\text{mm}$ ,  $10\text{mm}$  はそれぞれ燃料側ダクト出口または空気側ダクト出口に対応している。 また  $r=0\text{mm}$  は中心軸に対応している。 図中の破線は当量比  $\Phi$  が1の状態の位置を表す。

### 5.5.1 温度分布と速度分布

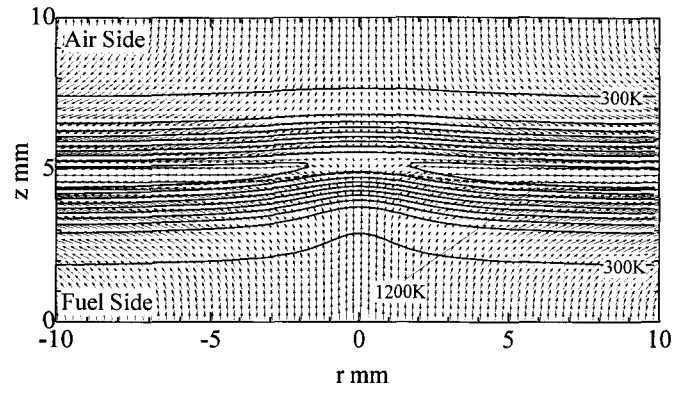
図 5.7 に、各条件の温度等値線と速度ベクトル線図を示す。 図 5.7(a) より、 case n-1 の弱い燃料のマイクロジェットを付与した場合は、燃料のマイクロジェットが火炎に衝突している所で火炎は歪を受けて凸の曲率を持っている。 中心軸付近で温度が低下しているものの、局所消炎には至らず火炎は保たれている。 しかし case n-1 のときの燃料のマイクロジェットの流速は、この火炎での局所消炎限界に近く、これよりも燃料のマイクロジェット流速を大きくすると次に示す case n-2 の様に局所消炎に至る。 図 5.7(b) より、 case n-2 の強い燃料のマイクロジェットを付与した場合は、火炎に燃料のマイクロジェットが衝突して燃料側からみて凸の曲率をもち、歪を受けた中心軸近傍で温度が低下して局所消炎が起きていることがわかる。

一方図 5.7(c) より、 case n-3 の弱い空気のマイクロジェットを付与した場合は、火炎に空気のマイクロジェットが衝突して燃料側からみて凹の曲率をもち、中心軸近傍で温度が上昇している。 この火炎では最高温度の位置は  $r=\pm 3\text{mm}$  付近である。 また図 5.7(d) より、 case n-4 の強い空気のマイクロジェットを付与した場合は、燃料側からみた凹の曲率は case n-3 に比べて大きな曲率をもち、 case n-1, n-2 の時とは対照的に、歪を受けた中心軸近傍で逆に温度が上昇し中心軸から少し離れた所 ( $r=\pm 2\sim 4\text{mm}$ ) で特に温度が高くなっていることがわかる。

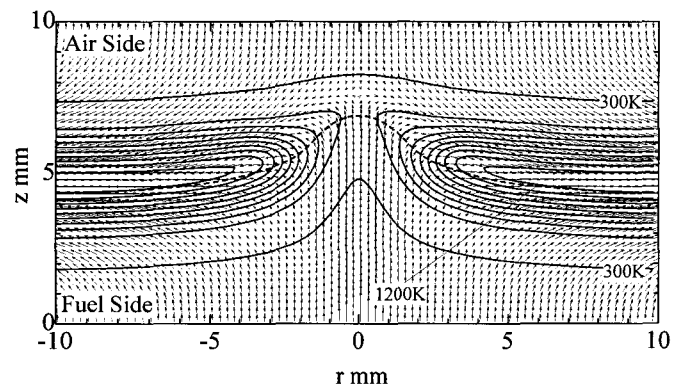
### 5.5.2 $\text{H}_2$ ratio の分布

図 5.8 に各条件の  $\text{H}_2$  ratio の等値線図を示す。 併せて当量比  $\Phi=1$  の位置を破線で示す。 ここで  $\text{H}_2$  ratio とは第3章に示したとおりであるが、その場に存在するすべての化学種から逆算した燃焼前の組成の燃料中の  $\text{H}_2$  のモル分率として定義される値で、火炎中で選択拡散によって燃焼前の組成の燃料中の  $\text{H}_2$  の濃縮や希釈の度合いを示す値である。 もし選択拡散が無ければもとの燃料組成に対応する  $\text{H}_2$  ratio=0.15 となり、また  $\text{H}_2$  が希釈されている状態ならば0.15より小さい値、濃縮されている状態ならば0.15より大きい値をとる。 なおマイクロジェットを与えない定常平面火炎の状態でも、当量比  $\Phi=1$  の位置では選択拡散の影響で  $\text{H}_2$  ratio は約 0.18 と、もとの燃料組成の値である 0.15 よりも大きくなっている。

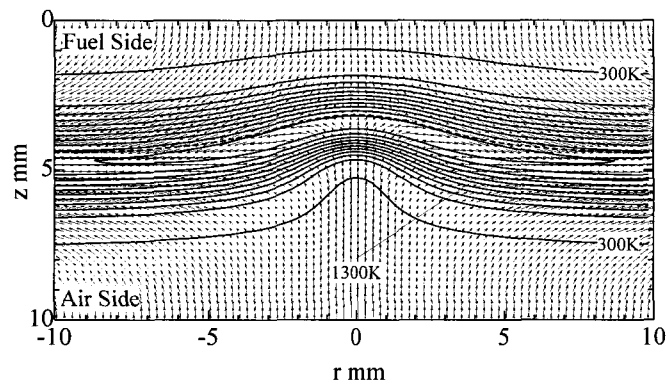
図 5.8(a) より、 case n-1 の弱い燃料のマイクロジェットを付与した場合、燃料のマイクロジェッ



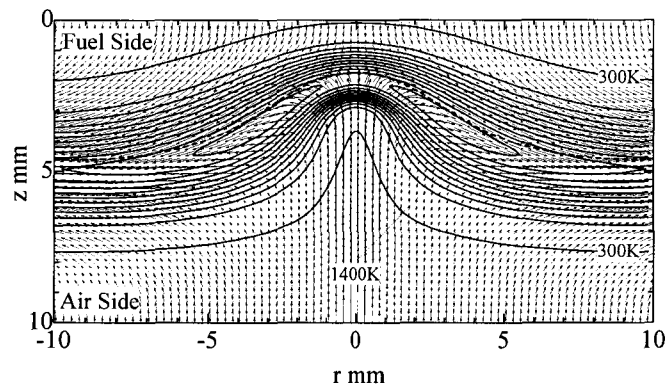
(a) case n-1



(b) case n-2

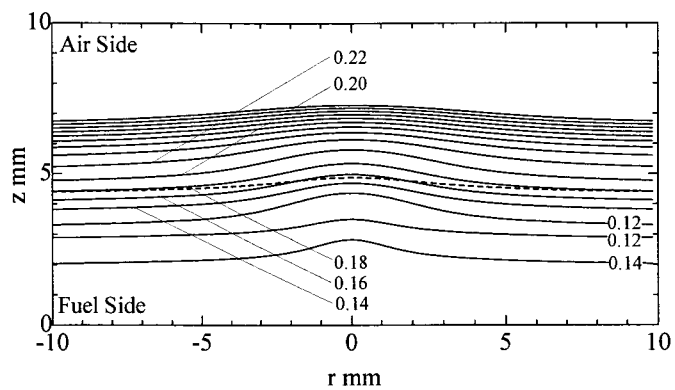


(c) case n-3

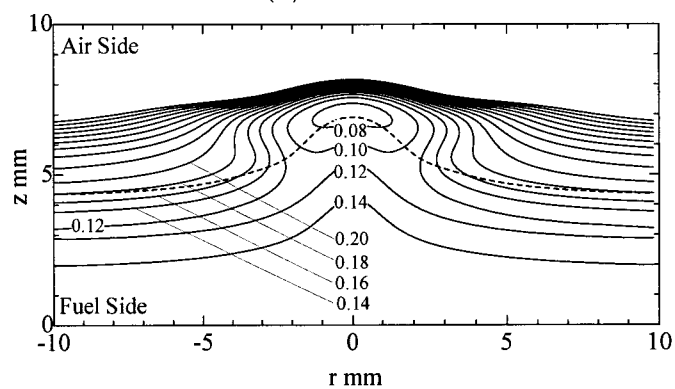


(d) case n-4

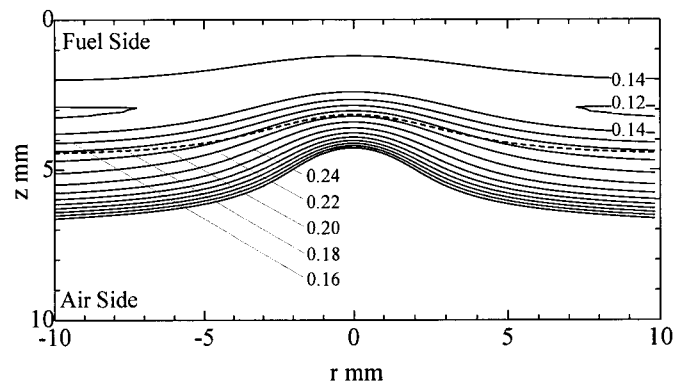
図 5.7: 温度等値線と速度ベクトル線図



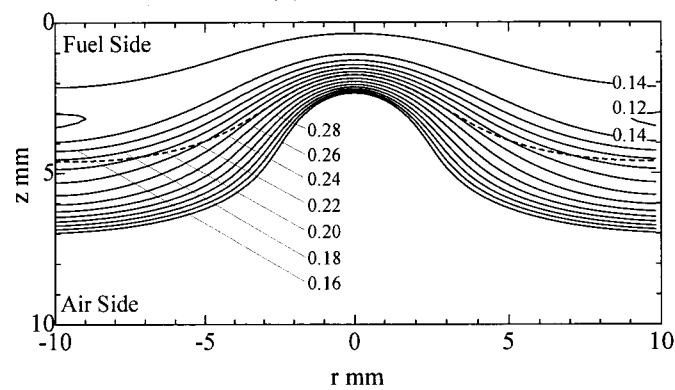
(a) case n-1



(b) case n-2



(c) case n-3



(d) case n-4

図 5.8: H<sub>2</sub> ratio 等値線

トが火炎に衝突している中心軸付近で当量比  $\Phi=1$  の所では  $H_2$  ratio は約 0.15 と、定常平面火炎の時の 0.18 に比べて低い値となっている。このことは局所消炎に至っていない case n-1 の場合でも、火炎の凸の曲率と関連した選択拡散の影響により  $H_2$  の希釈が起きていることを示している。これは燃料側から見て凸の火炎曲率と関連した、 $H_2$  の高い拡散性に起因する選択拡散の影響によるものと考えられる。図 5.8(b) より、case n-2 の強い燃料のマイクロジェットを付与した場合燃料マイクロジェット衝突部で局所消炎が見られるが、燃料のマイクロジェットが対向する空気流に衝突して、当量比  $\Phi=1$  の曲線が燃料側から見て凸の曲率を持っている中心軸付近で当量比  $\Phi=1$  の所では  $H_2$  ratio=0.08 と、平面火炎の状態の値 0.18 よりもかなり低い値となっており、 $H_2$  の希釈が起きていることを示している。このことより、図 5.7(a), (b) に見られた局所消炎や局所的な温度低下は、凸の火炎曲率と関連した選択拡散の影響による  $H_2$  の希釈の影響が大きいものと考えられる。

それに対し図 5.8(c) より、case n-3 の弱い空気のマイクロジェットを付与した場合は、空気のマイクロジェットが火炎に衝突している中心軸付近で当量比  $\Phi=1$  の所では、 $H_2$  ratio は約 0.22 と大きくなっている。つまりここでは  $H_2$  の濃縮が起きている。これは燃料側から見て凹の火炎曲率と関連した、 $H_2$  の高い拡散性に起因した選択拡散の影響によるものである。また図 5.8(d) より、case n-4 の強い空気のマイクロジェットを付与した場合は、空気のマイクロジェットの衝突する中心軸付近で当量比  $\Phi=1$  の所では  $H_2$  ratio の値は 0.24 と、定常平面火炎の値 0.18 と比べてかなり大きな値となっており、凹の火炎曲率と関連した選択拡散の影響により  $H_2$  の濃縮が起きている。また case n-3 の弱いマイクロジェットを付与した場合と比べて空気のマイクロジェット衝突による曲率の大きいこの場合、 $H_2$  の濃縮の度合いは大きくなっていることがわかる。

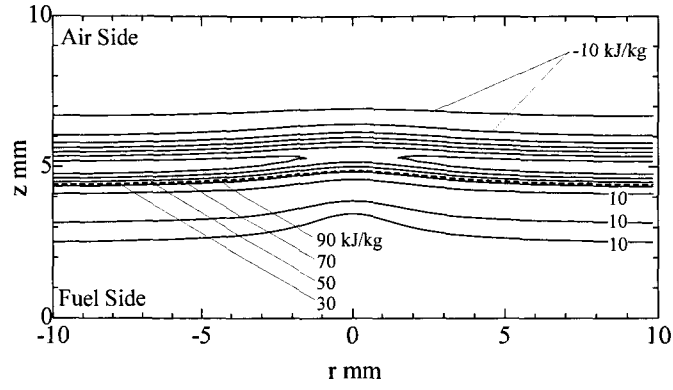
以上より、図 5.7(c), (d) に見られた局所的な温度上昇は、凹の火炎曲率と関連した選択拡散の影響による  $H_2$  の濃縮によるものと考えられる。

### 5.5.3 エンタルピー分布

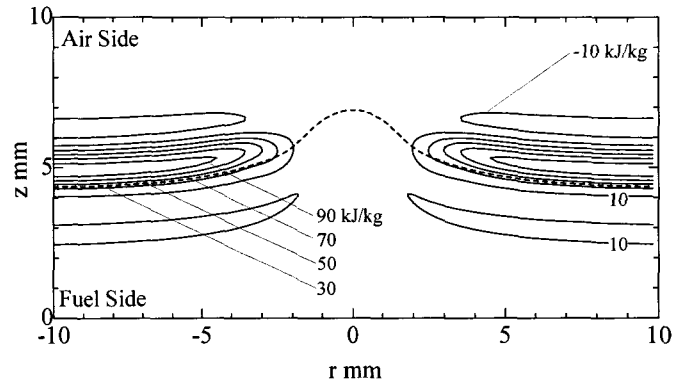
図 5.9 に各条件のエンタルピーの等値線図を示す。併せて当量比  $\Phi=1$  の位置を破線で示す。

図 5.9(a) より case n-1 の弱い燃料のマイクロジェットを付与した場合、中心軸近傍を除いて、当量比  $\Phi=1$  の破線よりも空気側、つまり燃料希薄側でエンタルピーが過剰になっている。しかし燃料のマイクロジェットの衝突する中心軸近傍では、エンタルピーの過剰の度合いは、平面状の火炎の領域に比べて小さくなっている。

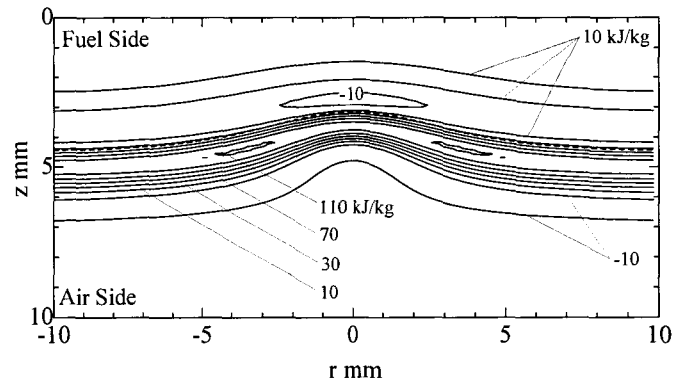
図 5.9(b) より case n-2 の強い燃料のマイクロジェットを付与した場合、中心軸近傍を除いて、火炎の保たれている領域でやはり燃料希薄側でエンタルピーが過剰になっている。しかし中心軸近傍の局所消炎が起きている位置では、エンタルピーが過剰な状態はみられず、平



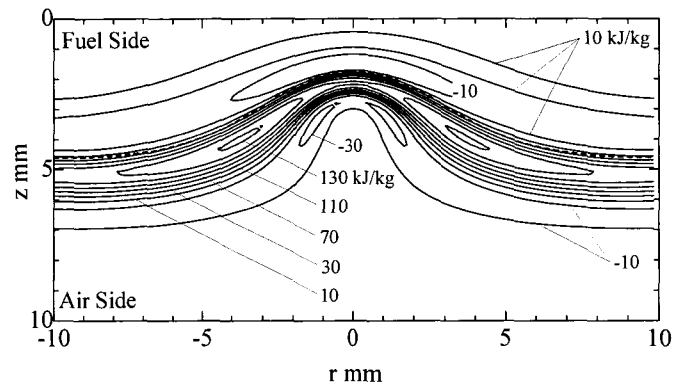
(a) case n-1



(b) case n-2



(c) case n-3



(d) case n-4

図 5.9: エンタルピ等値線

坦な分布になっている。

一方 図 5.9(c) より case n-3 の弱い空気のマイクロジェットを付与した場合は、やはり燃料希薄側でエンタルピが過剰な状態になっているが、特に中心軸から離れた位置 ( $r=\pm 3\sim 4\text{mm}$  付近) でエンタルピの過剰の度合いが顕著に現れている。また 図 5.9(d) より case n-4 の強い空気のマイクロジェットを付与した場合は、特に中心軸から離れた位置 ( $r=\pm 3\sim 4\text{mm}$  付近) では大変顕著である。この位置は図 5.7(d) の最高温度分布位置ともほぼ一致している。

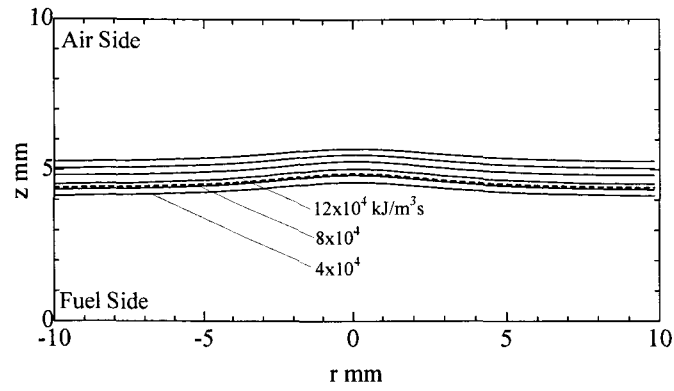
以上で述べたエンタルピの過不足は、ルイス数が 1 でないことに起因する各化学種成分の拡散と熱の拡散の差異による選択拡散<sup>[10][11]</sup>が影響している。

#### 5.5.4 発熱率分布

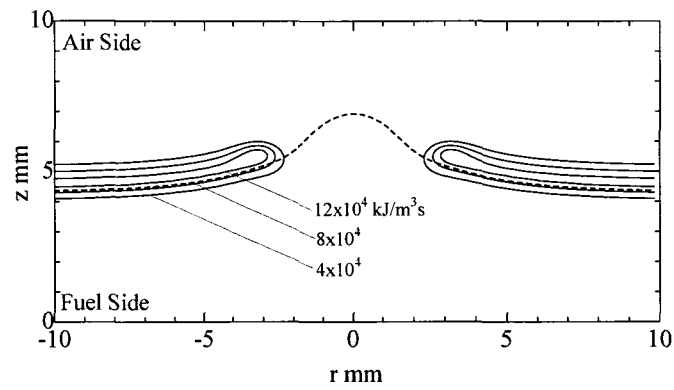
図 5.10 に各条件の発熱率の等値線図を示す。併せて当量比  $\Phi=1$  の位置を破線で示す。

図 5.10(a) より case n-1 の弱い燃料のマイクロジェットを付与した場合、平面火炎部でも言えることであるが、発熱帯の幅は温度分布幅に比べると狭く、また発熱率の極大値は当量比が 1 の破線よりも燃料希薄側に分布していることがわかる。また空気のマイクロジェットの衝突している中心軸近傍で、発熱率分布は平面火炎の状態のときのものとはほとんど変化していない。このことの説明として考えられることを以下に述べる。一般に火炎が伸張を受けると、火炎幅が狭くなり、濃度勾配の増加に伴って化学種成分の拡散量が増加し、消炎に至る前は化学反応率および発熱率は増加する傾向がある。しかしこの case n-1 の場合には、火炎曲率と関連した選択拡散による  $\text{H}_2$  の希釈による発熱率の減少要因が加わり、先の発熱率の増加要因と減少要因とがバランスして、一見定常平面火炎の発熱率と変わらない分布が得られたものと考えられる。従って、発熱率分布が定常平面火炎の状態のときと変化していないのは一般的なことではなく、火炎曲率と関連した選択拡散の影響が付加して表れた現象であると考えられる。図 5.10(b) より case n-2 の強い燃料のマイクロジェットを付与した場合は、中心軸近傍では発熱が起きていない。このことは中心軸近傍で局所消炎が起きることと対応する。

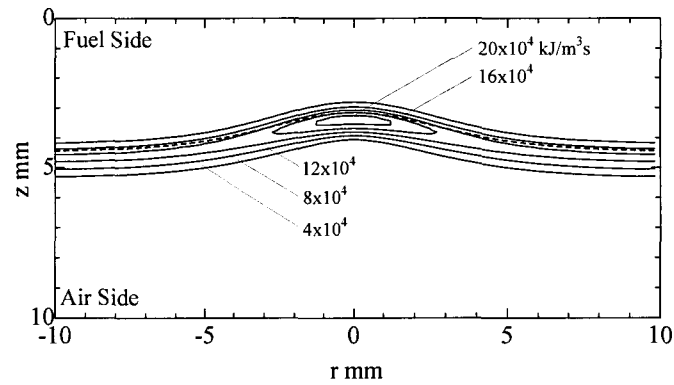
一方、図 5.10(c) より case n-3 の弱い空気のマイクロジェットを付与した場合は、空気のマイクロジェットの衝突する中心軸近傍で発熱率の値が大きくなっている。また発熱率は中心軸上で最大値を取ることがわかる。これは火炎伸張による火炎幅の減少に起因する反応成分の拡散量の増加ならびに火炎曲率と関連した選択拡散による  $\text{H}_2$  の濃縮の影響によるところが大きいものと考えられる。図 5.10(d) より case n-4 の強い空気のマイクロジェットを付与した場合は、空気のマイクロジェットの衝突する中心軸近傍で、定常平面火炎の約 3 倍もの発熱率があり、発熱率の増加の度合いは case n-3 のときと比べて大変顕著である。また発熱率は中心軸上で最大値を取ることがわかる。これも case n-3 と同様な原因によると考



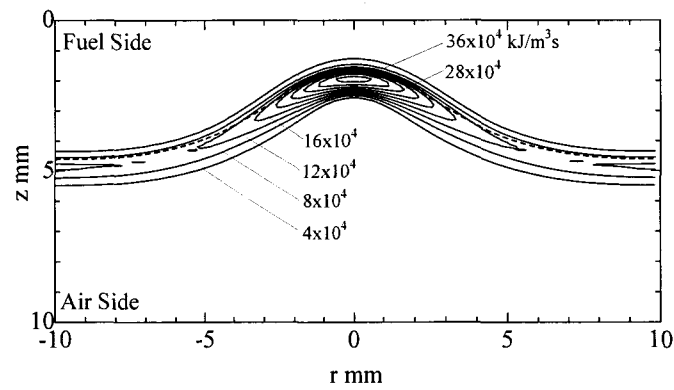
(a) case n-1



(b) case n-2



(c) case n-3



(d) case n-4

図 5.10: 発熱率等値線

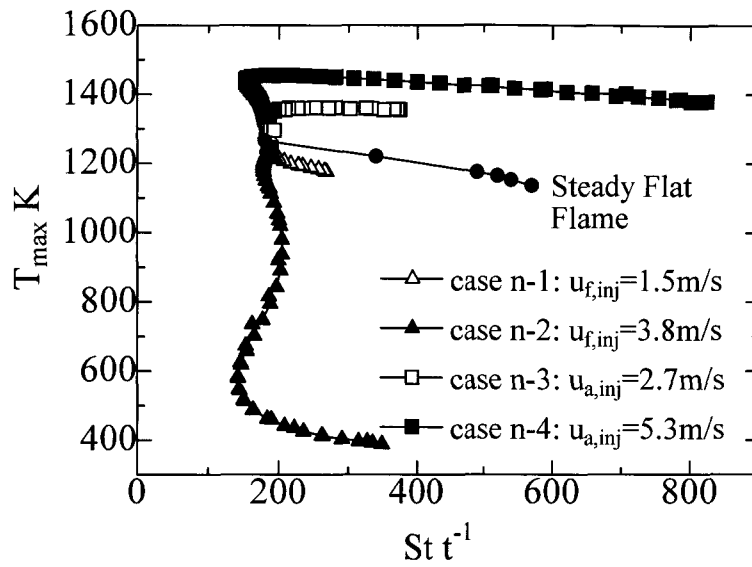


図 5.11: 局所火炎伸張率と火炎最高温度の関係

えられる。

### 5.5.5 火炎伸張率と火炎温度の関係

図 5.11 に各条件についての局所火炎伸張率  $St$  と火炎最高温度  $T_{max}$  の関係を示す。局所火炎伸張率は当量比が 1 (量論混合比) となる軌跡に沿っての流速による火炎面積の増加率として定義し (第 3 章参照), 数値解析の結果として得られる流速と当量比が 1 の軌跡の形状から次式に基づいて算出したものである。

$$\begin{aligned}
 St &\equiv \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \\
 &= -n_r n_r \frac{\partial v}{\partial r} - n_z n_z \frac{\partial u}{\partial z} \\
 &\quad - n_r n_z \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial (rv)}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z}
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

ここで,  $A$  は考えている点での微小火炎面積,  $n_r$ ,  $n_z$  は火炎面に対する単位法線ベクトルの  $r$ ,  $z$  方向成分である。また火炎最高温度は, 火炎伸張率を求めた同じ半径断面での最高温度として求めている。図 5.11 中で黒丸で示した点は, 定常平面火炎の場合で, 燃料はいずれの火炎条件とも同じで対向流速を変化させたときの火炎伸張率と火炎最高温度の関係を示したものである。この定常平面火炎の線の左端は対向流速 25cm/s の場合であり, 先の各条件の火炎のマイクロジェットを与えない初期状態に対応する。



黒丸以外で示した4種類の点は、表 5.2 の各条件に対応したものである。各プロットは、各条件の火炎において当量比が1の軌跡に沿う各点での火炎伸張率とその半径位置での火炎最高温度の関係を示す。

図 5.11 からわかるように定常平面火炎の場合、火炎最高温度は火炎伸張率の増加に伴って単調に減少する。そしてこの線の右端がこの燃料組成での消炎限界を表しており、これ以上火炎伸張率が大きくなると火炎は保たれず消炎に至る。

図 5.11 より、燃料のマイクロジェットを付与した場合の case n-1, case n-2 では、定常平面火炎と比べて、同じ火炎伸張率を受けたとき火炎温度は低くなっている。特に case n-2 では、定常平面火炎の消炎限界の火炎伸張率よりも小さな火炎伸張率で局所消炎に至っている。一方空気のマイクロジェットを付与した場合の case n-3, case n-4 では、定常平面火炎と比べて、同じ火炎伸張率を受けても高温の状態になり、特に case n-4 では定常平面火炎の消炎限界よりも大きな火炎伸張率を受けても消炎に至らず、高温を維持している。このような火炎伸張率と火炎温度の関係は、先に述べた火炎曲率と関連した選択拡散の影響によるものと考えられる。

このように、局所火炎最高温度は局所火炎伸張率によって一意には決まらず、火炎曲率と関連した選択拡散の影響等、火炎の状態に広く依存し変化することがわかる。

## 5.6 むすび

水素と窒素の混合ガスを燃料とした対向流拡散火炎に対し、燃料側または空気側から燃料または空気のマイクロジェットを衝突させることによって付加的な歪を与えたときの火炎の挙動を、直接写真、レーリ散乱法を用いた二次元温度分布測定により観察し、また素反応動力学と多成分拡散を考慮した数値計算により解析を行い以下の結論を得た。

1. 平面火炎に燃料側から燃料のマイクロジェットを衝突させ凸の曲率を与えた火炎では、マイクロジェットが衝突する部分で温度が低下し、局所消炎に至りやすい傾向がある。
2. 平面火炎に空気側から空気のマイクロジェットを衝突させ凹の曲率を与えた火炎では、逆に温度が上昇する傾向がある。
3. 上記 1, 2 の火炎の特徴的な差異は、火炎の曲率と関連した化学種成分間の選択拡散による  $H_2$  の希釈または濃縮、ならびに熱と化学種成分間の選択拡散によるエンタルピの過不足に起因することを明らかにした。
4. 実験による二次元温度測定結果と数値計算で得られた結果はよく一致し、本数値解析は実験で得られるような火炎特性をよく表現できることを示した。
5. 定常平面火炎では、火炎最高温度は火炎伸張率の増加に伴って単調に減少し、火炎温度は火炎伸張率によって一意的に決まる。しかし局所的に歪を伴うような火炎では、火炎

曲率と関連した化学種成分間および熱と化学種成分間の選択拡散の影響により、同一の伸張率の火炎でも、伸張率と火炎温度の間に一意的な関係が無いことを示した。

## 参考文献

- [1] Peters, N., *21st Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1986), pp.1231-1250.
- [2] Drake, M.C., Lapp, M., Penney, C.M., Warshaw, S., and Gerhold, B.W., *18th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1981), pp.1521-1531.
- [3] Smith, L.L., Dibble, R.W., Talbot, L., Barlow, R.S., and Carter, C.D., *Combustion and Flame*, (1995), **100**, 153-160.
- [4] Thévenin, D., Rolon, J.C., Renard, P.H., Kendrick, D.W., Veynante, D., Candel, S., *26th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1996), pp.1079-1086.
- [5] Takahashi, F., Katta, V.R., *26th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1996), pp.1151-1160.
- [6] Mueller, C.J., Driscoll, J.F., Reuss, D.L., Drake, M.C., *26th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1996), pp.347-355.
- [7] Nguyen, Q.V, Paul, P.H., *26th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1996), pp.357-364.
- [8] Trees, D., Brown, T.M., Seshadri, K., Smooke, M.D., Balakrishnan, G., Pitts, R.W., Giovangigli, V., and Nandula, S.P., *Combustion Science and Technology*, (1994), **104**, pp.427-439.
- [9] Dixon-Lewis, G., David, T., Faskell, P.H., Fukutani, S., Jinno, H., Miller, J.A., Kee, R.J., Smooke, M.D., Peters, N., Effelsberg, E., Warnatz, J., and Behrendt, F., *20th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1983), pp.1893-1904.
- [10] Takagi, T., Xu, Z., *Combustion and Flame*, (1994), **96**, pp.50-59.

- [11] Takagi, T., Xu,Z., *Combustion and Flame*, (1996), **106**, pp.252-260.

## 第 6 章

# 歪を伴う非定常拡散火炎

### 6.1 まえがき

乱流拡散火炎は層流火炎片の集合と考えられ、その層流火炎片は乱流の速度変動により非定常的な伸張や曲率を受ける。このため火炎の構造や消炎現象におよぼすそれらの影響を明らかにすることは、層流火炎および乱流火炎の微視的構造や火炎関連事象を理解し、また、乱流火炎の合理的なモデリングやシミュレーションのために不可欠である。

ごく近年、著者ら<sup>[1]</sup>と並行して乱流火炎内の素過程としての火炎と渦の干渉の研究として、対向流平面拡散火炎に渦を空気側から衝突させた場合の実験と解析により、渦と火炎との干渉により反応の増大や局所消炎が指摘され<sup>[2]</sup>、また軸対称層流拡散火炎に軸対称的に火炎の内側または外側から噴流を衝突させ、数値解析によって火炎の非定常挙動と、対流、拡散、反応と関連して消炎現象が議論されている<sup>[3]</sup>。また乱流拡散火炎において渦と火炎の干渉による局所消炎と火炎構造について実験による観察が行われ<sup>[4]</sup>、また火炎温度と速度分布の同時測定を同軸流乱流拡散火炎に対して行い、瞬時火炎伸張率と関連して局所消炎現象が観察されている<sup>[5]</sup>。予混合火炎でも火炎と渦の干渉の実験で、正または負の非定常的な火炎伸張の影響について議論され<sup>[6]</sup>、また CH と OH の可視化により、火炎と渦の干渉が観察されている<sup>[7]</sup>。また対向流平面拡散火炎に正弦波状の速度変動を与えたときの消炎限界と消炎に至るまでの非定常挙動や、消炎時の火炎伸張率に対する非定常性の影響について実験と数値解析により調べられている<sup>[8]</sup>。

しかし本章で主題とする拡散火炎の非定常挙動としての、消炎現象とその後に続く未燃予混合気の形成、再着火現象ならびに火炎曲率と選択拡散の影響については過去に詳細な研究はなされておらず、さらに明確に解析する必要がある。

本章では、燃料（水素と窒素の混合気）と空気流の対向流場で形成される平面拡散火炎に細いノズルから空気または燃料を空気側または燃料側から非定常的に衝突させ、火炎に局所的に非定常歪を付加することによって火炎伸張率や曲率を変化させることのできる火炎を対象とし、火炎の局所消炎現象やその後に続く再着火現象などの非定常現象を、レー

ザレーリ散乱法による火炎温度の時間を追った二次元計測と素反応に基づく反応動力学と多成分拡散を考慮した非定常数値解析により詳細に解析する。これらによって火炎構造や局所消炎現象および再着火現象などの非定常現象を明確にし、その特徴的な現象の生じる原因と機構を解明する。

## 6.2 実験条件

実験で用いた対向流バーナは第 2 章で説明した通りである。この対向流バーナを用いて、燃料として水素と窒素の混合物（体積分率で水素 15%，窒素 85%）と酸化剤として空気を用いて対向流平面拡散火炎を構成する。その平面火炎に内径 0.26mm，外径 0.51mm の細いステンレス製ノズルから空気または燃料のジェット（以下マイクロジェットと称する）を空気側または燃料側から対向流バーナダクトと同軸に非定常的に衝突させ、火炎に非定常的に歪を与えることができる。非定常マイクロジェットは、噴出ノズル上流側に配置した圧力容器内の空気または燃料の圧力を変えることによってマイクロジェット断面平均流速  $u_{inj}$  を決定する。圧力容器の容量は十分大きく非定常のマイクロジェットの噴出中は容器内の圧力はほとんど変化しない。本実験での空気または燃料のマイクロジェットの平均流速は  $u_{inj}=11.1\text{m/s}$  とした。

## 6.3 計算条件

火炎形成の計算条件は実験での条件にほぼ準じており、以下のとおりである。空気、燃料のそれぞれのダクト出口での対向流速はともに  $U_0=25\text{cm/s}$  で均一とし、またダクト出口での半径方向流速は、空気、燃料ともに 0 とした。空気、燃料を対向させて流すバーナダクト間距離は 30mm とした。また、空気または燃料のマイクロジェットのノズルは、内径 0.25mm の円管ノズルで、ノズル先端はバーナダクト出口から 5mm 下流の中心軸上にあるものとし、空気側から空気の、または燃料側から燃料のマイクロジェットを付与する。マイクロジェットの平均流速は  $u_{inj}=11.1\text{m/s}$  とする。流入する燃料は、水素と窒素の混合物とし、その混合比は実験で用いたものと同じで、体積比で  $\text{H}_2:\text{N}_2=15:85$  である。燃料、空気とも流入時の圧力は大気圧とし、温度は 298.15K とする。

図 6.1 に歪を受けた火炎の模式図と計算領域を示す。マイクロジェットノズルは上向きに配置し、ノズル先端は計算領域の下端よりさらに 5mm 上流側とする。マイクロジェットは、上下から対向して流れる空気流または燃料流と同軸の軸対称流れとしている。対称軸上向きに  $z$  軸、それに垂直の半径方向に  $r$  軸をとる。計算領域は図 6.1 のように  $z$  方向に 20mm、および  $r$  方向に 10mm の範囲とし、空間刻みは  $z$  方向に 160 個、 $r$  方向に 80 個の等間隔格

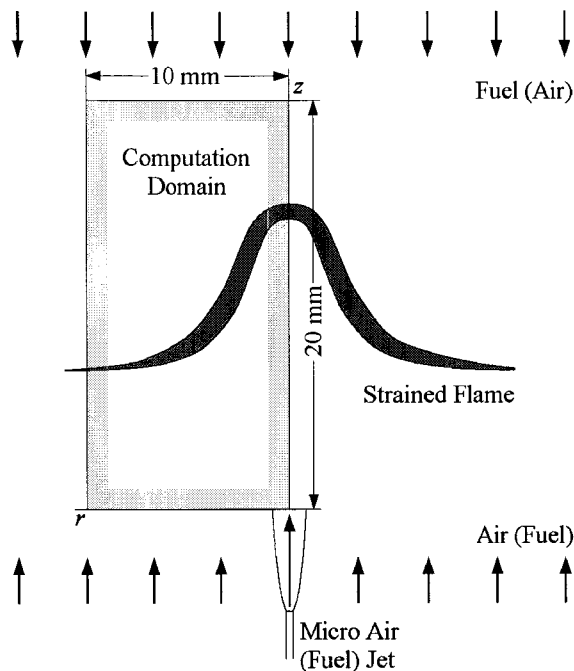


図 6.1: ミクロジェット付加による歪を伴う対向流拡散火炎と計算領域の概略

子(刻み幅 0.125mm)で分割する。

境界条件は以下に述べるとおりである。まず、空気側から空気のマクロジェットを付与するときについて述べる。計算領域で  $z=0\text{mm}$  は燃料ダクト出口に対応し、軸方向速度成分は一様に 25cm/s、また半径方向速度成分は 0 とする。 $z=20\text{mm}$  は、それぞれ空気ダクト出口から 10mm、空気マクロジェットノズル先端から 5mm 下流に対応している。 $z=20\text{mm}$  での軸方向速度、半径方向速度は以下のように与える。空気マクロジェットノズルから空気が平均流速 11.1m/s、またその周囲を空気ダクト出口から空気が 25cm/s で流れるような流れ場を予備計算によって求めておき、空気ダクト出口から 10mm 下流の速度分布を  $z=20\text{mm}$  での速度境界条件として与える。

次に、燃料側から燃料のマクロジェットを付与するとき、 $z=0\text{mm}$  は、燃料ダクト出口から 10mm、燃料マクロジェットノズル先端から 5mm 下流に対応させる。 $z=20\text{mm}$  は空気ダクト出口に対応している。 $z=0\text{mm}$  での速度分布は、燃料マクロジェットノズルから燃料が平均流速 11.1 m/s、またその周囲を燃料ダクト出口から燃料が 25cm/s で流れるときの、燃料ダクト出口から 10mm 下流の速度分布とする。また  $z=20\text{mm}$  では、軸方向速度成分は一様に -25cm/s、半径方向速度成分は 0 とする。

中心軸である  $r=0\text{mm}$  では、 $r$  方向速度成分は 0 とし、その他の変数は勾配なしの条件を与える。また  $r=10\text{mm}$  では自由流出境界条件を与える。

計算の進行は、まずあらかじめ求めておいた定常平面火炎の状態を初期条件として与え、計算開始と同時に空気側または燃料側からマクロジェットを与え始める。マクロジェットの

流速は短い時間 (0.125 ms) のうちに 0 から所定の値まで上げ、その後一定に保つ。数値計算は非定常解を求めるために、各時間ステップごとの収束解を求めている。

## 6.4 空気側から空気の局所噴出を付与した場合

### 6.4.1 実験結果と検討

図 6.2 は、平面拡散火炎に空気側から空気のマイクロジェットを、流速  $u_{a,inj}=11.1$  m/s で付与した場合の火炎の非定常二次元温度分布の実験値である。各図に記した時間  $t$  は電磁弁解放後の経過時間である。マイクロジェットの噴射開始から  $t=13.5$ ms 後、マイクロジェットが火炎に衝突し平面火炎上部にまで達しつつある。 $t=14.0$ ms では、マイクロジェットが平面火炎を突き抜ける形になり局所的に消炎している。時間経過につれて  $t=16.0$ ms では、消炎していない平面構造を持っている火炎の領域からマイクロジェット先端部の上部へ高温部の領域がマイクロジェットの沿うような形で伸びていく。高温部の領域の移動は火炎の伝ばによっていると考えられる。 $t=17.0$ ms では、マイクロジェットの衝突している先端部で温度が高くなり再着火する。この再着火している先端部では元の平面火炎の最高温度より約 300K 高くなる。

### 6.4.2 計算結果と検討

#### 温度分布

図 6.3 に空気側から空気のマイクロジェットを付与したときの二次元火炎温度分布の時間変化を示す。なお各図下部に付してある時間は、計算領域境界でマイクロジェットの速度を 0 から立ち上げ始めてからの時間を表す。計算領域上側から燃料、下側から空気が流入する。

$t=0$ ms の図は空気のマイクロジェットを付与する前の初期状態である定常平面火炎である。この時火炎は一次元的な構造を持っている。 $t=2.0$ ms 後、空気のマイクロジェットが火炎の中心部付近にまで達し、火炎に突き刺さるような形になり中心軸付近での衝突部の火炎の幅は狭くなる。この部分での火炎伸張率は、同じ燃料を用いた定常平面火炎の消炎限界火炎伸張率の約 4 倍もの大きな値を取っている。しかし、この部分での火炎最高温度は平面火炎の火炎温度に比べてさほど低下しておらず、この瞬間は火炎に大きな火炎伸張率がかかっているにも関わらず火炎が高温を保っており、火炎の非定常特性の一つである。その後  $t=2.5$ ms 後の図よりわかるように、空気マイクロジェットが火炎の燃料側にまで達して衝突部で火炎温度が低下し、やがて局所消炎に至る。またマイクロジェット側面部では温度の勾配が大きくなっていることがわかる。続いて  $t= 6.5, 8.5$ ms と時間が経過すると、マイクロ

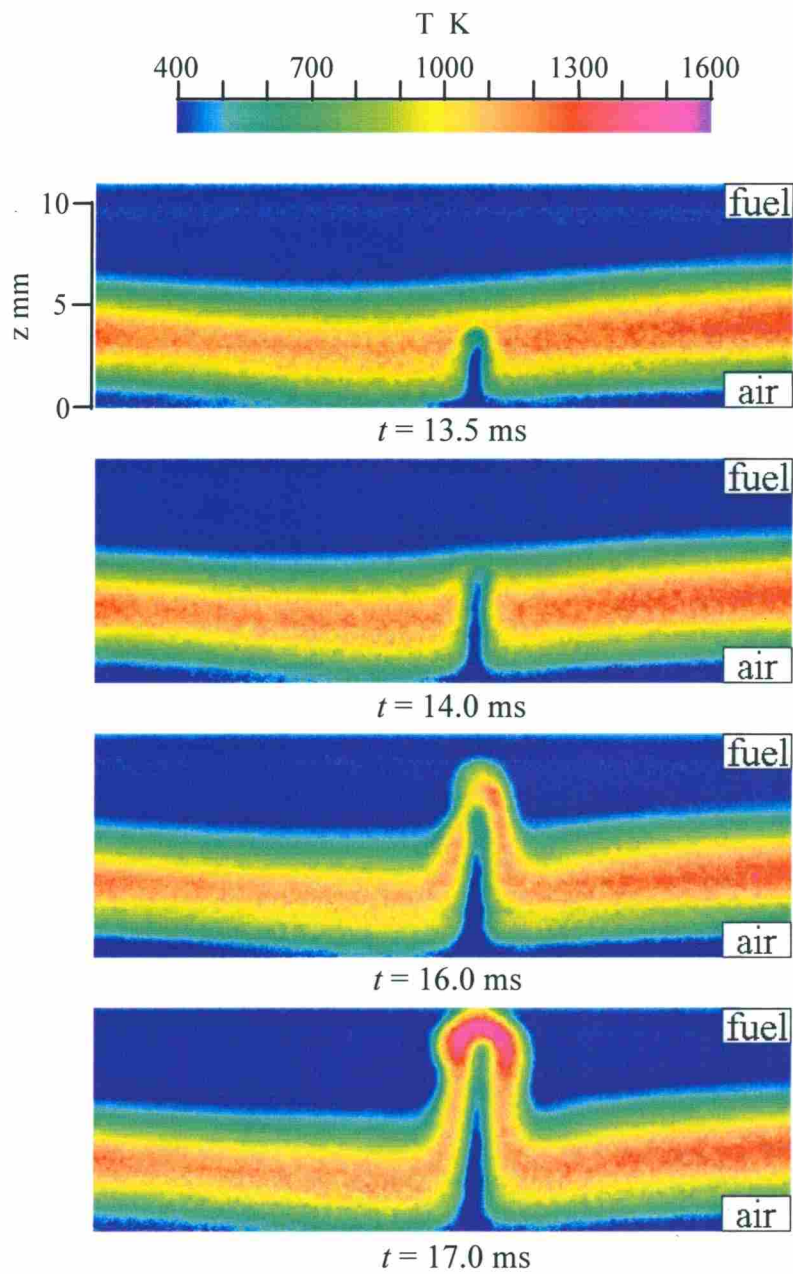


図 6.2: レーザレーリ散乱法による, 空気マイクロジェットを付与したときの二次元火炎温度分布の時間変化



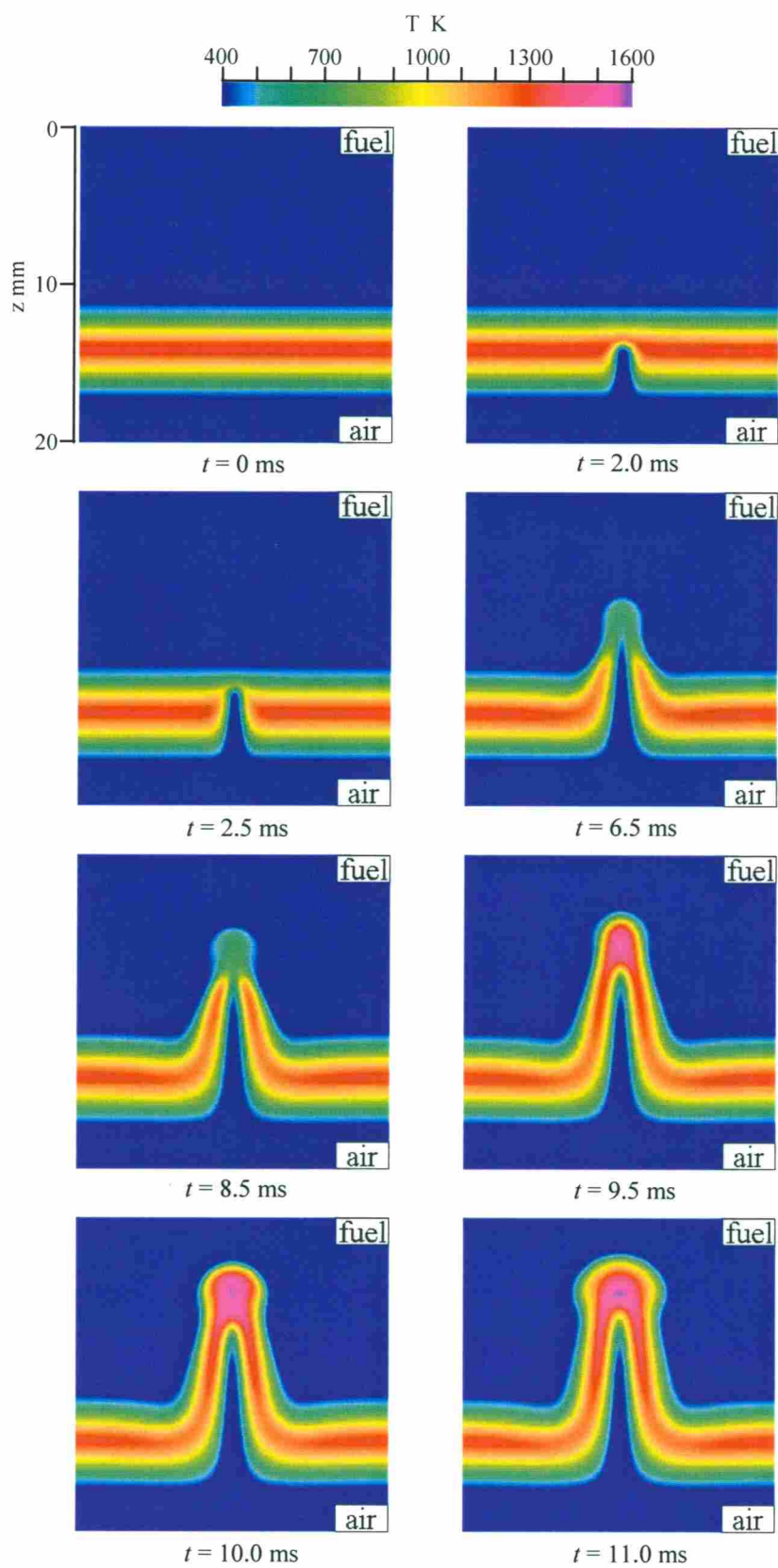


図 6.3: 数値解析による, 空気マイクロジェットを付与したときの二次元火炎温度分布の時間変化

ジェット先端部では火炎温度は 600K 程度にまで低下し局所消炎していることがわかる。マイクロジェット先端部が燃料側へ進んでいくにつれて平面火炎構造を持つ火炎部分から、高温部がマイクロジェットの側面に沿うような形で移動する。これは火炎伝ばによる。この部分は中心軸まわりで燃料側から見て凹の曲率を持っている。そして  $t=9.5\text{ms}$  になると、一度は空気のマイクロジェットの衝突により局所消炎したマイクロジェット先端部で再び温度が高くなり再着火している。またこの再着火している先端部は燃料側から見て凹の曲率を持っている。この再着火部分での火炎の最高温度は  $t=11.0\text{ms}$  の状態では 1577K となっており、これは定常平面火炎の最高温度である 1308K に比べて約 270K 高くなっている。なおこの再着火している部分では、同じ燃料の定常平面火炎の消炎限界火炎伸張率の約 3 倍の大きさの火炎伸張率がかかっている。

また平面火炎部とマイクロジェットに沿って伸びている高温部とをつないでいる部分は、燃料側から見て凸の曲率を持っており、平面火炎部の温度に比べて低くなっていることがわかる。

### 未反応度の分布

拡散火炎が消炎した後に形成されることが予想される未燃予混合気の形成の度合いを定量的に示すために、未反応度 (unreactedness) の分布を示す。

この未反応度のもつ意味は、もし未反応度が大きな値を取れば、化学反応が進んでいない予混合状態でかつ発熱する余地が大きいことを表しており、また未反応度が小さな値を取れば、予混合状態になっていないか、または予混合状態になっていてもすでに化学反応が進んでおり発熱する余地が小さいことを表している。

図 6.4 に、空気側から空気のマイクロジェットを付与したときの未反応度の二次元分布の時間変化を示す。先の温度分布の時と同様に、各図下に付してある時間は計算領域境界でマイクロジェットの速度を 0 から立ち上げ始めてからの時間を表している。

$t=0\text{ms}$  の定常平面火炎の状態では、未反応度の値は火炎最高温度をとっている場所よりも僅かながら燃料側で値を持っている。その値自体は 0.09 と小さいものであるが、拡散火炎でありながら未反応度の値が 0 でないのは、流れ場が対向流場であり火炎に伸張がかかっているため、反応領域では化学平衡状態に達しておらず、非平衡の状態にあるためであると考えられる。 $t=2.0\text{ms}$  後マイクロジェット先端部が火炎中心にまで達し、火炎に突き刺さるような状態のとき、未反応度の分布も僅かではあるがマイクロジェットの影響を受けて燃料側から見て凹の形状になりつつあるのがわかる。 $t=2.5\text{ms}$  後、火炎は空気マイクロジェット衝突部で局所消炎に至っているが、マイクロジェット先端部付近では未反応度の値が大きくなりつつある。つまりこの部分で局所消炎後に未燃予混合気形成されつつある事を示

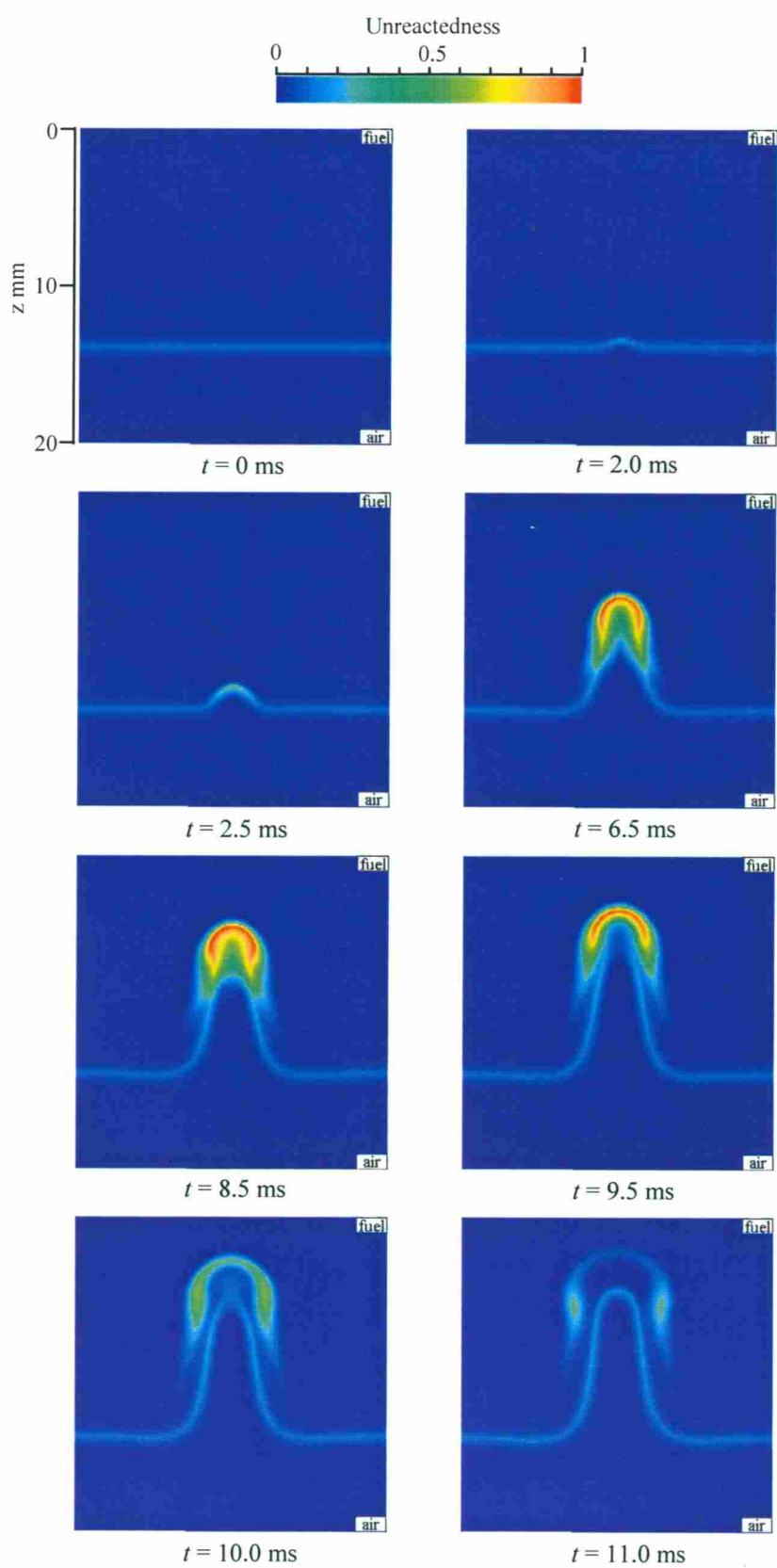


図 6.4: 空気マイクロジェットを付与したときの未反応度分布の時間変化

している。  $t=6.5\text{ms}$  ではマイクロジェット先端は燃料側に進んでいくが、それに伴ってマイクロジェット先端部付近で未反応度は円弧状の分布形状で次第に大きくなり、分布位置も空気マイクロジェット先端部が燃料側へ進行していくにしたがって燃料側へ移動していくのがわかる。再着火直前の  $t=8.5\text{ms}$  の図より、マイクロジェット先端部での未反応度の最大値は 1.07 と大きな値を取っており、発熱する余地の非常に大きい未燃予混合気形成されていることがわかる。再着火直後の  $t=9.5\text{ms}$  では、再着火した部分の火炎温度が高くなっている部分では未反応度の値は小さくなっている。これは未反応度の大きい未燃予混合気に着火し反応して発熱したためであり、この部分で高温になっているのはそのためである。しかしマイクロジェット先端部の高温部よりも少し燃料側の部分ではまだ未反応度が大きい部分が残っており、これは発熱する余地の大きい未燃予混合気が化学反応を起こさずに残っていることを示している。  $t=10.0, 11.0\text{ms}$  では再着火した部分の高温部付近では未反応度の大きい領域は消滅している。これは局所消炎後に形成された未燃予混合気に再着火し未燃予混合気が消費されたことを示している。また高温部の周りを取り囲むように未反応度が僅かに大きい部分と、平面火炎部から連なって伸びてきている未反応度の分布が存在し、二重の構造になっているのがわかる。この高温部の周囲に存在する未反応度の僅かに大きい部分は、燃え残った予混合気の状態を表している。また平面火炎部から連なって伸びてきているマイクロジェット先端部分の中心軸付近に分布する未反応度は平面火炎部のそれよりも僅かながらに大きいが、これはこの部分での火炎伸張率の値が平面火炎部の火炎伸張率よりも大きいため、化学反応の非平衡の度合いが平面火炎部よりも大きい状態にあるからであると考えられる。

### 発熱率の分布

図 6.5 に空気側から空気のマイクロジェットを付与したときの発熱率の二次元分布の時間変化を示す。  $t=2.0\text{ms}$  の図より、空気マイクロジェットが火炎に衝突している中心軸上で発熱率が大きくなっていることがわかる。  $t=2.0\text{ms}$  は火炎にマイクロジェットが衝突し始めてマイクロジェット先端が火炎の中心部まで達し、中心軸付近で衝突部の火炎幅が小さくなっているにもかかわらず瞬時的に高温を維持している時間に対応する。  $t=2.5\text{ms}$  は空気マイクロジェットが火炎上部にまで達しマイクロジェット先端部では温度が低下している時間に対応するが、この時間では発熱率の分布はマイクロジェットの先端部付近と側面部で大きくなっており、この領域で化学反応が活発であることがわかる。このマイクロジェット側面部は図 6.3 の温度分布と対比してわかるように温度の勾配が大きくなっている位置に対応している。  $t=6.5\text{ms}$  では発熱率の大きい領域はマイクロジェット側面に沿う形で燃料側の未反応度の大きい領域に向かって伸びていく。マイクロジェット先端部では発熱率はほとんど 0 になってい

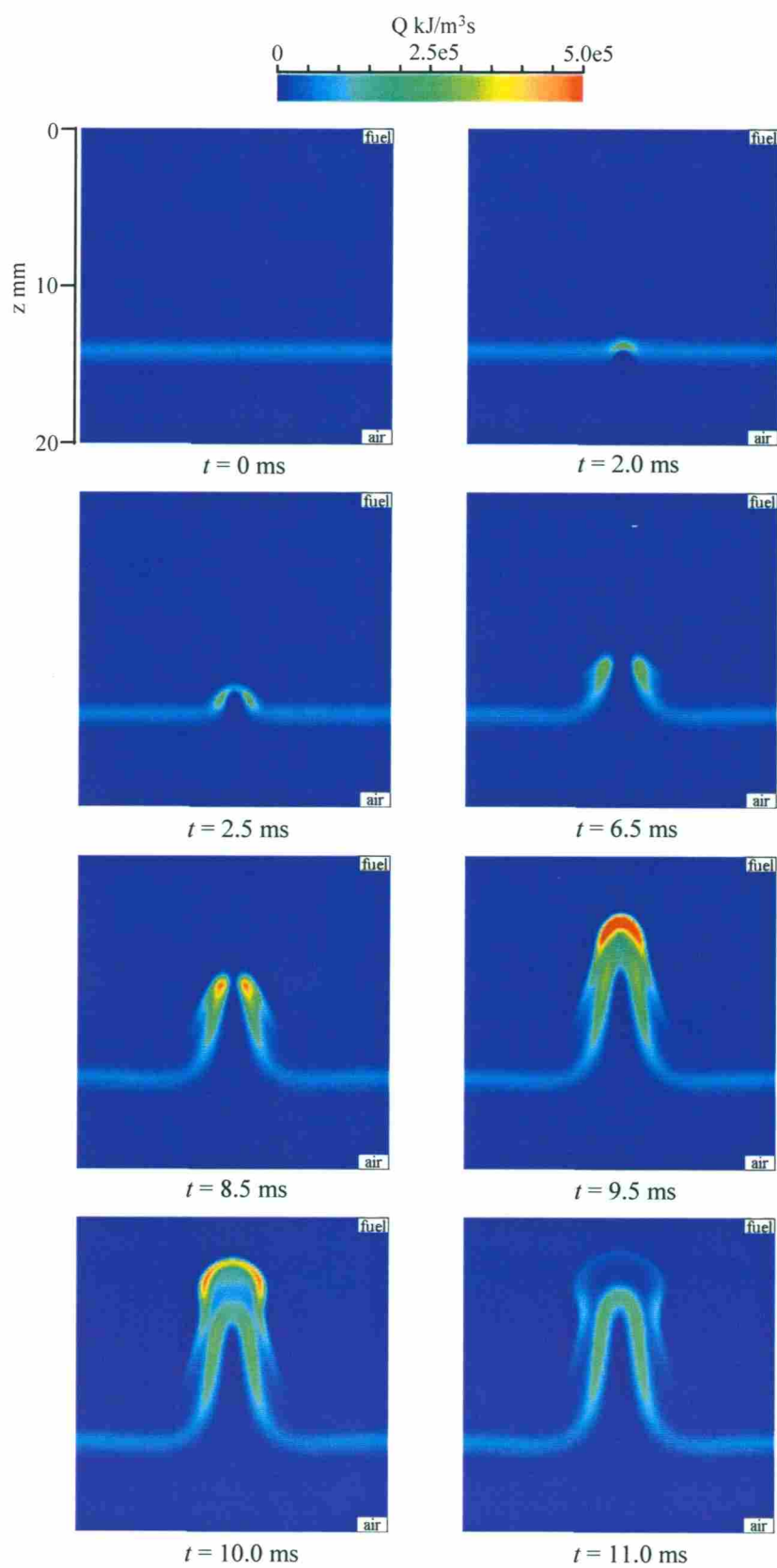


図 6.5: 空気マイクロジェットを付与したときの発熱率分布の時間変化

るが、側面部での発熱率は次第に大きくなっていることがわかる。再着火直前の  $t=8.5\text{ms}$  では、マイクロジェットの側面に沿う部分でますます発熱率が大きくなっており、特に先端部のごく狭い領域で発熱率の値が大きくなっている。再着火後の  $t=9.5\text{ms}$  の図より、空気マイクロジェット先端部で発熱率の値が非常に大きくなっている。この部分は、図 6.3 の温度分布図と対比してわかるように、再着火して温度が高くなる領域の燃料側の前縁部に対応している。また図 6.4 の未反応度分布図と対比してわかるように、この発熱率の大きい領域では未反応度の値は小さくなる。また発熱率の大きな領域の燃料側の部分に未反応度の大きい領域が存在している。この発熱率の大きい部分は、未燃予混合気に向かって伝ばしている予混合火炎の反応帯と考えられる。 $t=10.0\text{ms}$  の図より、発熱率の大きい領域は  $t=9.5\text{ms}$  のときと比べて未燃予混合気が存在する方向へ進行していく。この発熱率の大きい領域の空気側に発熱率の比較的小さい領域が存在することがわかる。この発熱率の比較的小さい領域は、予混合火炎が伝ばした後の既燃ガスが存在しており、未反応度の値は小さくなる。 $t=11.0\text{ms}$  の図より、発熱率の分布は、マイクロジェット先端部付近で予混合火炎の反応帯の部分と、平面拡散火炎部から伸びている一連の部分の二重の構造を持つことがわかる。予混合火炎の反応帯の部分では、9.5、10.0ms のときと比べて発熱率の値は小さくなる。これは未反応度の分布からもわかるように、発熱する余地の大きい未燃予混合気がほとんど残っていないためである。

## H<sub>2</sub> ratio の分布

図 6.6 に空気側から空気のマイクロジェットを付与した場合の、 $t=11.0\text{ms}$  の H<sub>2</sub> ratio の等値線図を示す。図中の破線は当量比が 1 の位置を示す。ここで H<sub>2</sub> ratio とは、局所に存在するすべての化学種から逆算した、燃焼前の組成の燃料中の H<sub>2</sub> のモル分率として定義される値で、火炎中の選択拡散によって燃焼前の組成の燃料中の H<sub>2</sub> の濃度の濃縮や希釈の度合いを示す値である。もし選択拡散が無ければもとの燃料組成に対応する H<sub>2</sub> ratio=0.15 となり、また H<sub>2</sub> が希釈されている状態ならば 0.15 より小さい値、濃縮されている状態ならば 0.15 より大きい値をとる。なおマイクロジェットを与えない定常平面火炎の状態でも当量比 1 の位置では選択拡散の影響で H<sub>2</sub> ratio の値は約 0.18 と、もとの燃料組成の値である 0.15 よりも大きくなっている。

図 6.6 より空気のマイクロジェットを付与した場合、空気のマイクロジェットが対向する燃料流に衝突してマイクロジェット先端部付近で当量比 1 の曲線が燃料側から見て凹の曲率を持っているこの時間では、中心軸付近で当量比 1 の破線上では H<sub>2</sub> ratio が 0.29 と大きくなる。このことは燃料成分の H<sub>2</sub> が濃縮されていることを示している。これは、燃料側から見て凹の曲率であることと、H<sub>2</sub> の高い拡散性に起因する選択拡散の影響によるもの

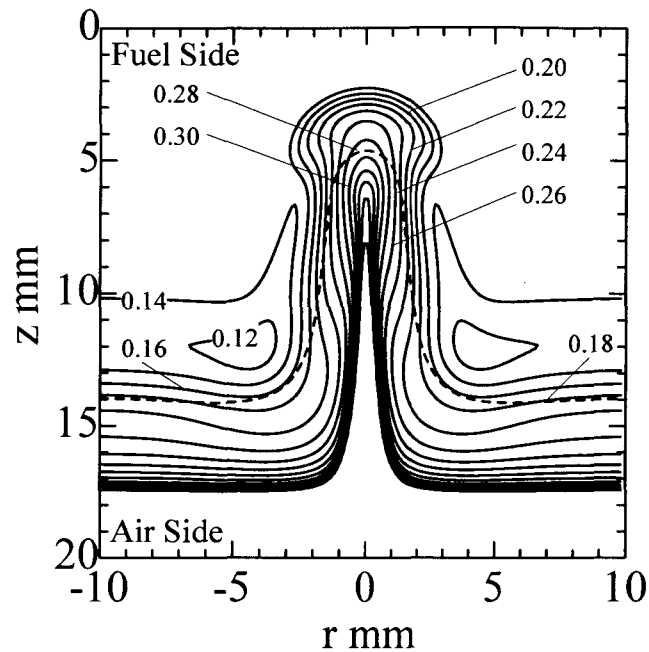


図 6.6: 空気マイクロジェットを付与したときの  $H_2$  ratio の分布 ( $t=11.0ms$ )

と考えられる．局所消炎部分の再着火後の温度が平面火炎の最高温度よりも約 300K 高くなるのは，この選択拡散による  $H_2$  の濃縮に原因があることがわかる．また平面火炎構造を持つ火炎部分と，そこから燃料側へ伸びてきている部分との結合部分においては，当量比が 1 のところでは  $H_2$  ratio の値が 0.16 であり，これは平面火炎の部分の値の 0.18 よりも低い値である．これは  $H_2$  の希釈が起きていることを表している．この部分では燃料側から見て凸の曲率を持っており，この凸の曲率と関連した選択拡散の影響によるもので温度が下がる原因となっている．

### エンタルピーの分布

図 6.7 に空気側から空気のマイクロジェットを付与した場合の， $t=11.0ms$  のエンタルピーの等値線図を示す．図中の破線は当量比が 1 の位置を示している．図 6.7 より，火炎が存在している領域でエンタルピーの過不足が見られる．このことはルイス数が 1 でないことに起因している．平面火炎部では燃料希薄側でエンタルピーが最大で約 70kJ/kg となり過剰になっている．特に空気のマイクロジェットの先端部の再着火している部分では，エンタルピーの値が約 130kJ/kg となり，エンタルピー過剰の度合いが特に顕著であることがわかる．このことは先に述べた選択拡散効果による水素の濃縮と並んで，この部分で温度が特に高くなる原因である．また平面火炎部と空気のマイクロジェットの側面に沿う部分の結合部では，エン

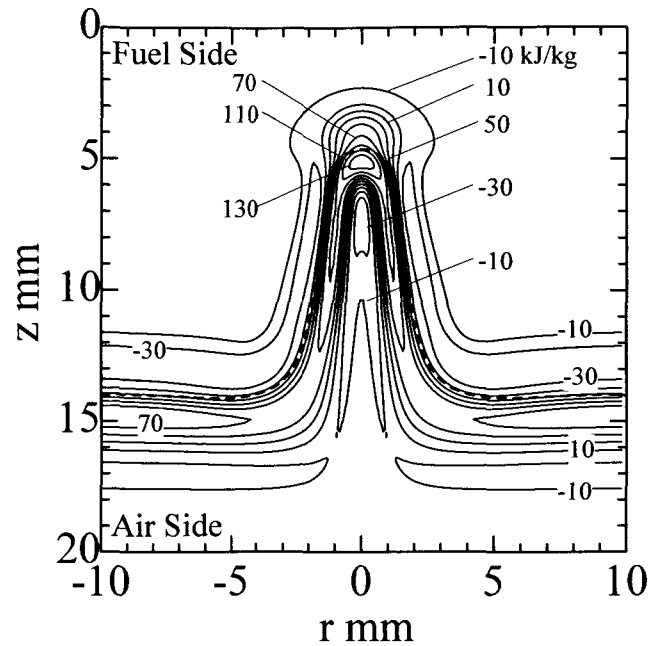


図 6.7: 空気マイクロジェットを付与したときのエンタルピの分布 ( $t=11.0\text{ms}$ )

タルピの値が最大約  $50\text{kJ/kg}$  となり、エンタルピ過剰の度合いが平面火炎部に比べて小さくなるが、このことは選択拡散効果による水素の希釈と並んでこの部分で温度が平面火炎部に比べて低くなる原因である。

## 6.5 燃料側から燃料の局所噴出を付与した場合

### 6.5.1 実験結果と検討

図 6.8 は、平面拡散火炎に燃料側から燃料のマイクロジェットを流速  $u_{f,inj}=11.1\text{m/s}$  で付与した場合の火炎の非定常二次元温度分布の実験値である。各図に記した時間  $t$  は電磁弁解放後の経過時間である。マイクロジェットの噴射開始から  $t=11.0\text{ms}$  後、燃料のマイクロジェットが火炎に衝突し平面火炎上部にまで達しつつある。 $t=12.0\text{ms}$  では、燃料のマイクロジェットが平面火炎を突き抜ける形になり局所的に消炎している。時間経過につれて  $t=13.0, 15.0\text{ms}$  では、消炎していない平面構造を持っている火炎の領域からの  $600$  から  $700\text{K}$  程度の火炎温度に比べて低温のガスがマイクロジェット先端部の上部へマイクロジェットの側面に沿ってマイクロジェットに引きずられるような形で空気側に伸びていく。しかし空気のマイクロジェットを付与した場合は対照的に、マイクロジェット先端部付近での局所消炎後の再着火現象は見られない。



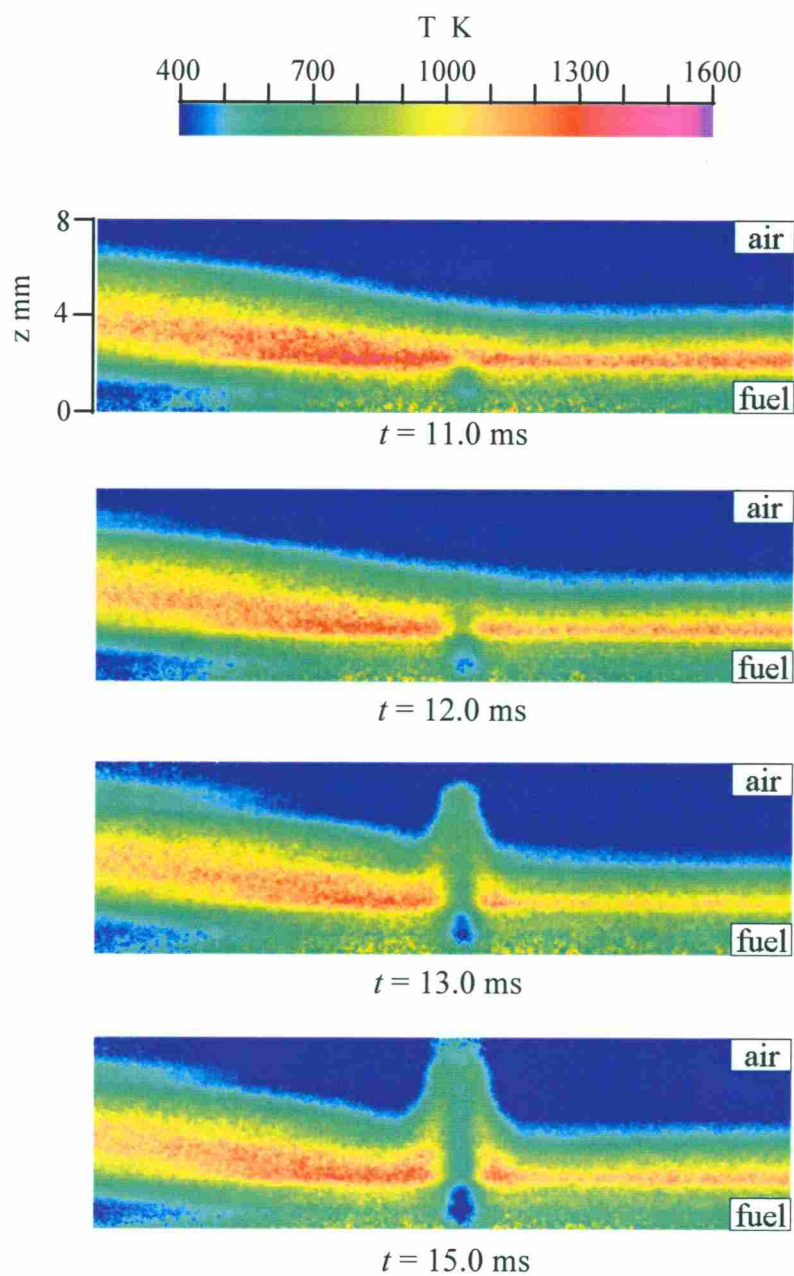


図 6.8: レーザレーリ散乱法による、燃料マイクロジェットを付与したときの二次元火炎温度分布の時間変化

## 6.5.2 計算結果と検討

燃料側から非定常的に燃料のマイクロジェットを付与して歪を与えた火炎について、数値解析を行った結果を以下に述べる。火炎の条件としては、前節での空気側から空気のマイクロジェットを付与する代わりに、燃料側から燃料のマイクロジェットを付与し、それ以外の条件は同じである。なお燃料のマイクロジェットの平均流速  $u_{f,inj}$  は、空気のマイクロジェットの平均流速と同じ 11.1m/s とした。

### 温度分布

図 6.9 に、燃料のマイクロジェットを付与した場合の二次元火炎温度分布の時間変化を示す。なお、各図下部に付してある時間は計算領域境界でのマイクロジェットの速度を 0 から立ち上げ始めてからの時間を示す。図では計算領域上側から空気、下側から燃料が対向して流入する。 $t=1.5\text{ms}$  の図から、燃料のマイクロジェットが火炎の中心部にまで達し、火炎に突き刺さるような形になり火炎の幅は小さくなっていることがわかる。この部分での火炎伸張率は同じ燃料を用いた定常平面火炎の消炎限界火炎伸張率と比べて大変大きな値となっているが、この部分で火炎の最高温度は高い状態を保持しており火炎の非定常特性の一つである。その後  $t=2.0\text{ms}$  後の図よりわかるように、燃料のマイクロジェットが火炎の上部の空気側にまで達して衝突部で火炎温度が低下し局所消炎に至る。続いて  $t=3.5, 6.5, 9.5, 10.0, 11.0\text{ms}$  と時間が経過するにつれて、燃料マイクロジェット先端部が空気側に進んでいく。平面火炎構造を持つ火炎部分から高温部がマイクロジェットの側面に沿う形で伸びていくことがわかるが、前節の空気側から空気マイクロジェットを付与した場合と比べてその程度は小さく、また  $t=9.5\text{ms}$  以降は温度分布形状はほとんど変化しないことがわかる。また燃料マイクロジェットを付与した場合には、前節の空気側から空気のマイクロジェットを付与した場合は対照的にマイクロジェット衝突部で局所消炎が生じた後再着火現象は見られず、中心軸上での最高温度は  $t=11.0\text{ms}$  の時点で 677K と低温度である。また平面火炎部と燃料のマイクロジェットの側面に沿う部分との結合部では、空気のマイクロジェットを付与したときとは逆に温度が平面火炎部よりも高くなっていることがわかる。

### 未反応度の分布

図 6.10 に、燃料側から燃料のマイクロジェット付与したときの未反応度の二次元分布の時間変化を示す。先の温度分布のときと同様に各図下に付してある時間は計算領域境界でのマイクロジェットの速度を 0 から立ち上げ始めての時間を表している。 $t=1.5\text{ms}$  の図から、ミ

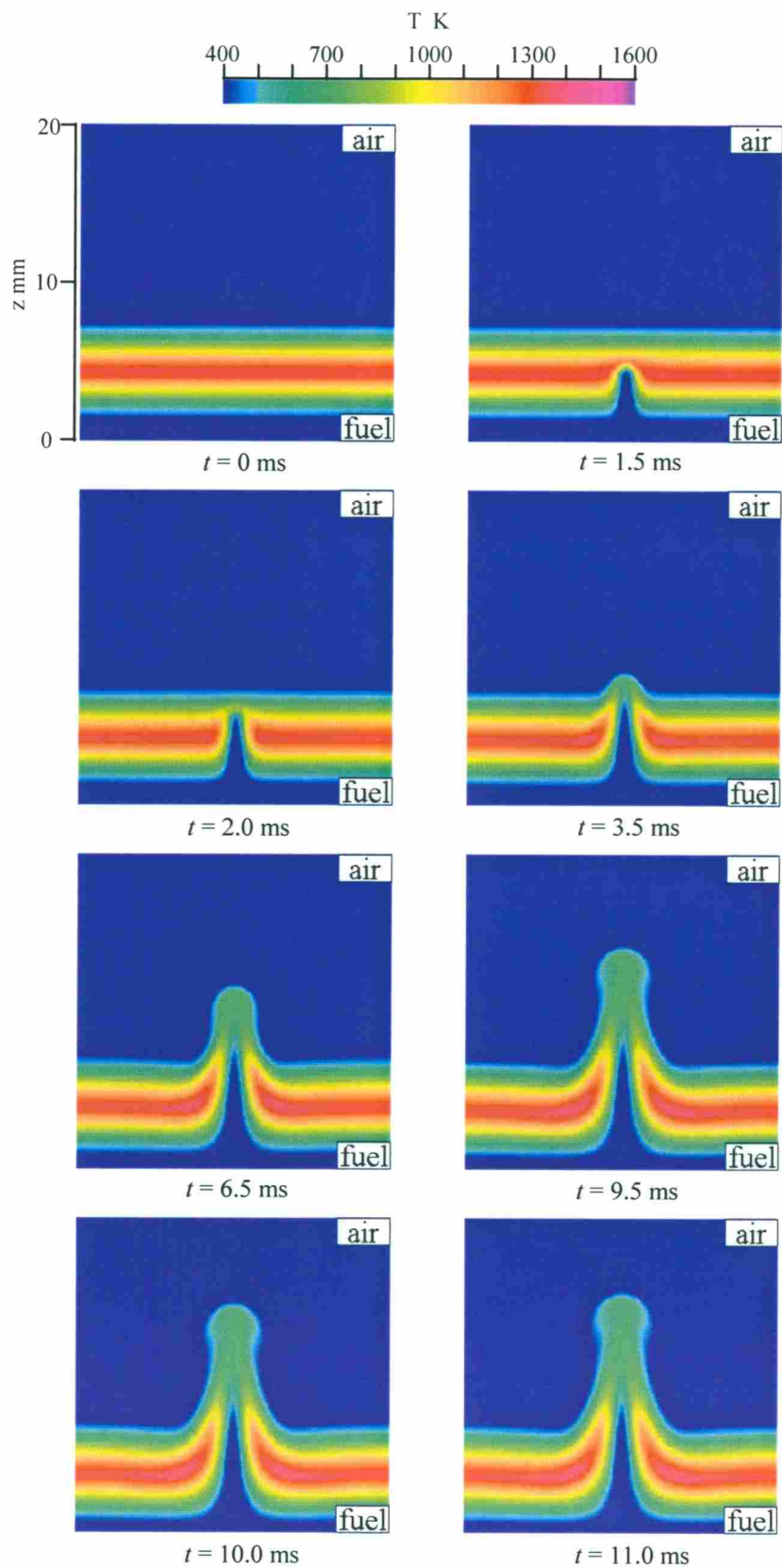


図 6.9: 数値解析による、燃料マイクロジェットを付与したときの二次元火炎温度分布の時間変化

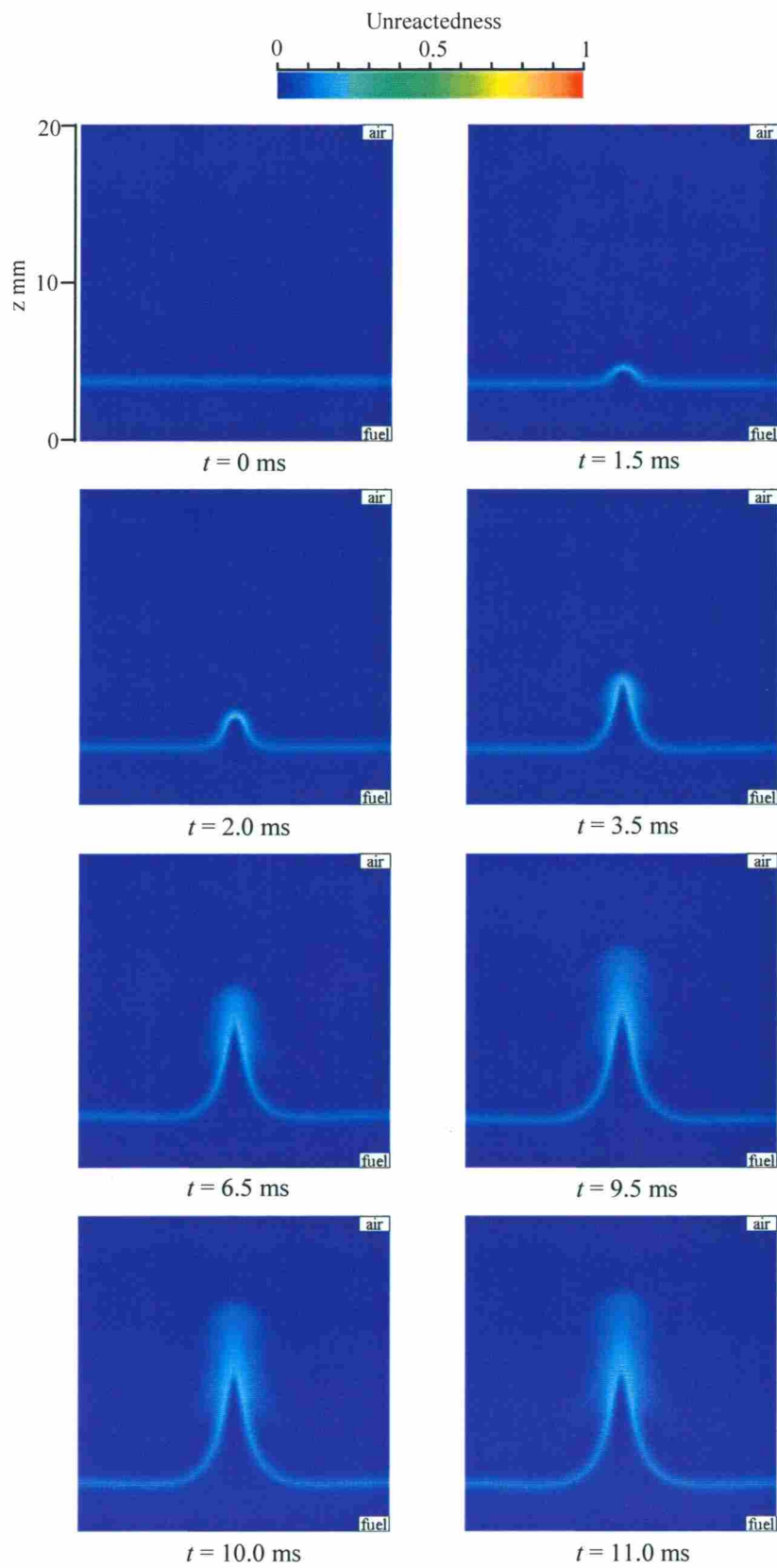


図 6.10: 燃料マイクロジェットを付与したときの未反応度分布の時間変化

クロジェット先端の衝突部で未反応度の値が大きくなりつつあることがわかる。この時間は燃料マイクロジェットが火炎に衝突しはじめているが火炎はまだ高い温度を保っており局所消炎には至っていない瞬間に対応している。その後  $t=3.5, 6.5, 9.5\text{ms}$  と時間経過につれて未反応度の分布はマイクロジェット先端部の移動に伴い空気側に移動していくことがわかる。中心軸付近で局所消炎しているところでは未反応度の僅かに大きい部分が見受けられるが、その分布は軸方向、半径方向ともに比較的広範囲に分布しており、またその値は前節の空気側からマイクロジェットを付与した場合と比べて著しく小さい。このことは局所消炎後に未燃予混合気は形成されるものの、その発熱する余地が非常に小さい未燃予混合気しか形成されず、また広範囲に分散した分布でしか形成されていないことを示している。このことは燃料側から燃料のマイクロジェットを付与した場合には、空気のマイクロジェットを付与した場合は対照的にマイクロジェット先端部で局所消炎後の再着火現象が起きない原因と考えられる。

### 発熱率の分布

図 6.11 に、燃料側から燃料のマイクロジェットを付与したときの発熱率の二次元分布の時間変化を示す。1.5ms の図から、マイクロジェット衝突部の火炎の幅が小さくなっている部分で発熱率の値が平面火炎部と比べて大きくなっていることがわかる。このことは図 6.11 に示したように空気側から空気のマイクロジェットを付与した場合でも同様の現象が見られる。また 11.0ms の図から、中心軸付近で局所消炎しているところでは発熱していないことがわかる。

### $\text{H}_2$ ratio の分布

図 6.12 に、燃料側から燃料のマイクロジェットを付与した場合の  $t=11.0\text{ms}$  の  $\text{H}_2$  ratio の等高線図を示す。図中の破線は当量比が 1 の状態の位置を示している。図より燃料のマイクロジェットを付与した場合、中心軸付近で局所消炎している部分で当量比が 1 のところでは  $\text{H}_2$  ratio の値は約 0.08 であり、もとの燃料組成である 0.15 に比べて著しく小さい値となっている。このことはこの領域では空気側からマイクロジェットを付与した場合は逆に燃料側から見て凸の曲率を持っていることと関連して  $\text{H}_2$  の高い拡散性に起因する選択拡散効果により、 $\text{H}_2$  の希釈が起きていることを示している。空気側からマイクロジェットを付与したときに生じた火炎伝ぱと再着火現象が燃料のマイクロジェットを付与したときに生じないのは、この選択拡散効果によって水素の希釈が起これ局所消炎後に発熱する余地の小さい未燃予混合気しか形成されないことに起因している。また平面火炎部と燃料のマイクロ

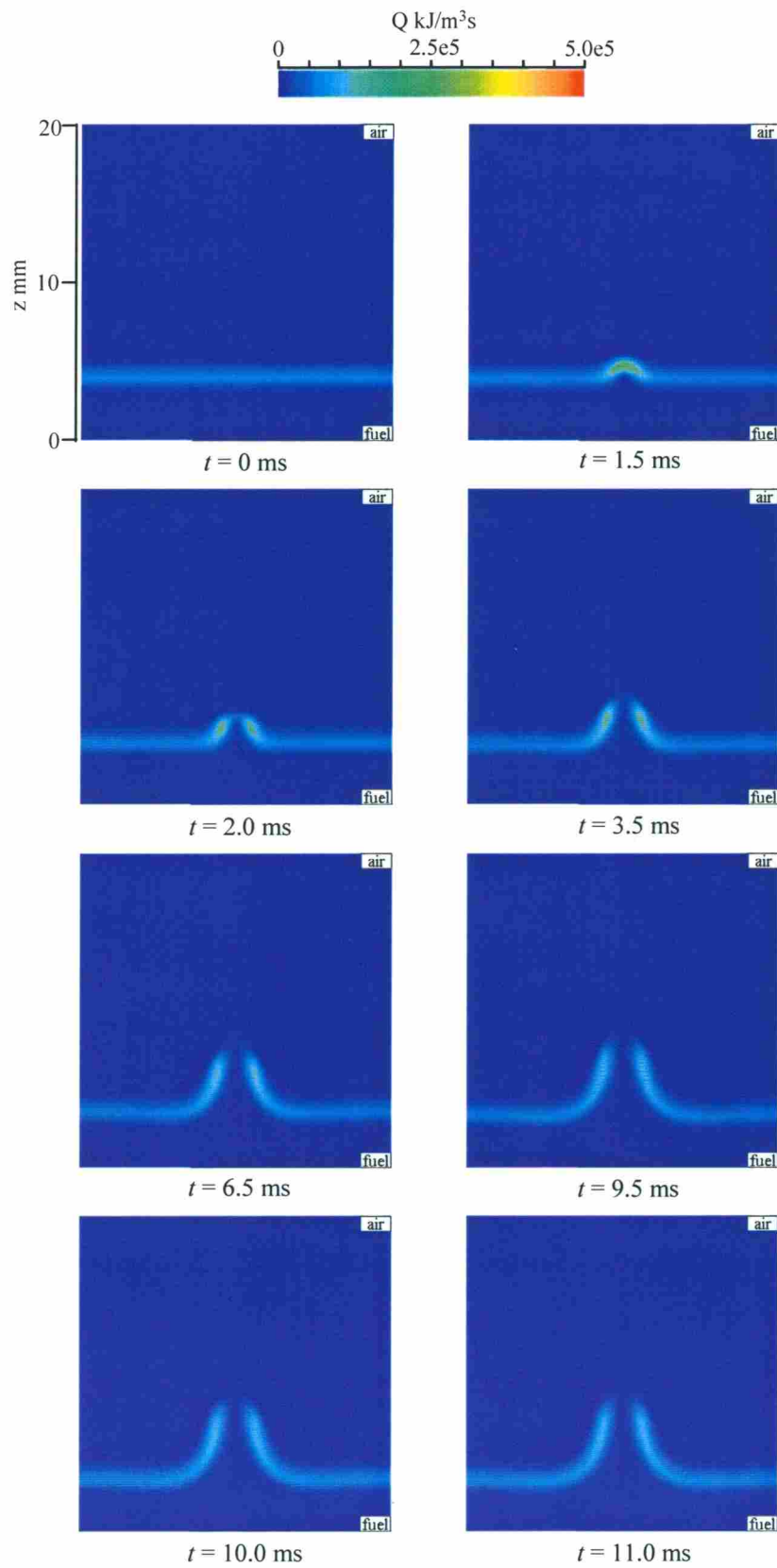


図 6.11: 燃料マイクロジェットを付与したときの発熱率分布の時間変化

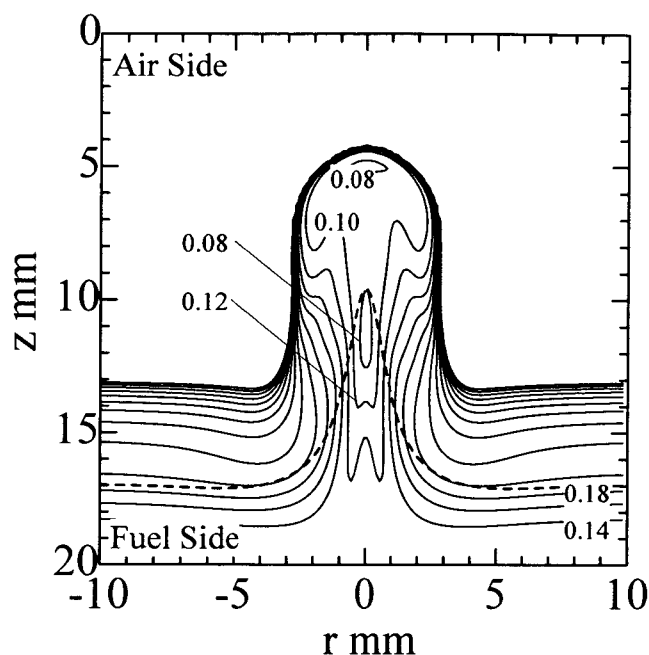


図 6.12: 燃料マイクロジェットを付与したときの  $H_2$  ratio の分布 ( $t=11.0\text{ms}$ )

ジェットの側面に沿う部分との結合部では、当量比が1のところでは  $H_2$  ratio の値が約 0.20 であり、これは平面火炎部での当量比が1の位置での  $H_2$  ratio の値である約 0.18 と比べて大きい値であることがわかる。これは  $H_2$  濃縮が起きていることを表している。この部分では燃料側から見て凹の曲率を持っておりこの凹の曲率と関連した選択拡散の影響によるもので、この位置での温度が平面火炎部の温度と比べて上昇している原因の一つである。

### エンタルピーの分布

図 6.13 に、燃料側から燃料のマイクロジェットを付与した場合の  $t=11.0\text{ms}$  のエンタルピーの等高線図を示す。図中の破線は当量比が1の状態の位置を示している。図より燃料のマイクロジェットを付与した場合、燃料マイクロジェットが衝突して温度が低下して局所消炎している部分では当量比が1の部分でエンタルピーの値は約  $-30\text{kJ/kg}$  と負になってエンタルピーが不足しており、ルイス数が1でないことによる効果がここでも表れていることがわかる。また平面火炎部と燃料のマイクロジェットの側面に沿う部分との結合部では、エンタルピーの値が約  $90\text{kJ/kg}$  となっており、平面火炎部の値と比べてエンタルピーの過剰の度合いが大きくなっていることがわかる。このことはこの部分での火炎の凹の曲率と関連した選択拡散効果による水素の濃縮と並んで、この部分で平面火炎部よりも温度が高くなる原因である。

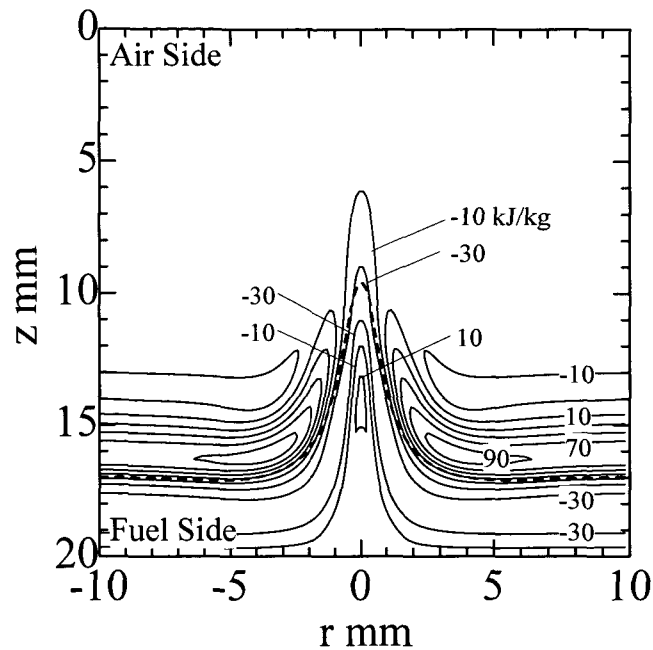


図 6.13: 燃料マイクロジェットを付与したときのエンタルピーの分布 ( $t=11.0\text{ms}$ )

## 6.6 火炎伸張率と火炎温度の関係

図 6.14 に空気側から空気の、または燃料側から燃料のマイクロジェットを付与した火炎についての、中心軸上での局所火炎伸張率  $St$  と火炎最高温度  $T_{max}$  の関係を示す。定常平面火炎の場合についても示す。局所火炎伸張率は当量比が 1 となる軌跡に沿っての流速による火炎面積の増加率として定義し、数値解析の結果として得られる流速と当量比が 1 の軌跡の形状から算出したものである。

図の火炎最高温度  $T_{max}$  は火炎伸張率を求めた中心軸上での最高温度として求めている。図 6.14 中で  $\times$  印で示した点は定常平面火炎の場合で、燃料はいずれの火炎条件とも同じで対向流速を変化させたときの火炎伸張率と火炎最高温度の関係を示したものである。この定常平面火炎の線の左端は対向流速  $25\text{cm/s}$  の場合であり、先の各条件の火炎のマイクロジェットを与えない初期状態に対応する。またこの線の右端の点はこの燃料での定常平面火炎の消炎限界を示しており、これより大きな火炎伸張率がかかると火炎は保たれず消炎に至る。この時の消炎限界火炎伸張率は  $459\text{ s}^{-1}$  である。黒丸で示した点は空気側から空気のマイクロジェットを付与した火炎について、また黒四角で示した点は燃料側から燃料のマイクロジェットを付与した火炎について、それぞれ各時間における中心軸上のデータに対応したものである。図 6.14 からわかるように定常平面火炎の場合、火炎最高温度は火炎伸張率の増加に伴って単調に減少する。

非定常的に燃料または空気のマイクロジェットを付与した場合には、定常平面火炎の消炎



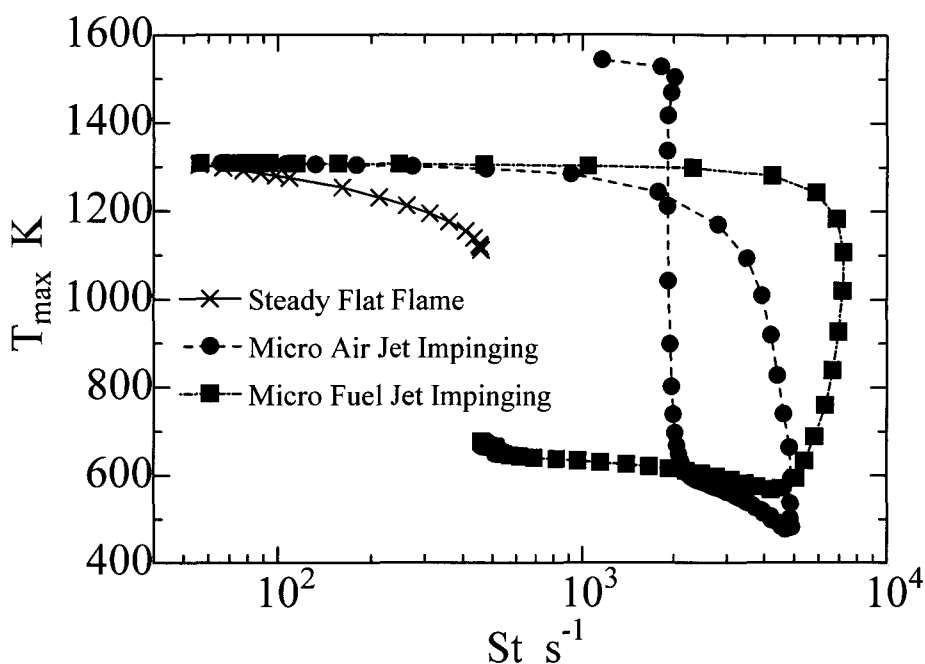


図 6.14: 火炎伸張率と火炎温度の関係

限界の火炎伸張率よりも非常に大きな火炎伸張率を受けているにも関わらず、定常平面火炎の消炎限界火炎温度よりも高温を維持している瞬間が存在している。これは火炎の非定常特性の一つである。また燃料または空気のマクロジェットを付与したとき双方とも温度が下がり局所消炎に至るが、空気のマクロジェットを付与した場合、火炎伸張率が約  $2000\text{s}^{-1}$  のところで火炎伸張率の値はあまり変化しないままに火炎温度は  $1500\text{K}$  を超えるまでに上昇し再着火していることがわかる。この空気側から空気のマクロジェットを付与した場合の火炎伸張率と火炎温度の関係は、先に述べた火炎曲率と関連した選択拡散の影響による局所消炎後に形成される発熱する余地の大きい未燃予混合気に対する再着火現象によるものである。

このように局所火炎最高温度は局所火炎伸張率によって一意には決まらず、火炎の非定常特性、火炎曲率と関連した選択拡散の影響、また消炎後に形成される未燃予混合気に対する再着火現象等、火炎の状態に広く依存し変化するものであることがわかる。

## 6.7 むすび

水素と窒素の混合ガスを燃料とした対向流拡散火炎に対し、燃料側または空気側から燃料または空気のマクロジェットを非定常的に衝突させることによって付加的な歪を与えたときの火炎の動的挙動をレーリ散乱法を用いた時間を追った二次元温度分布測定により観

察し、また素反応動力学と多成分拡散を考慮した数値計算により解析を行い以下の結論を得た。

1. 空気側から空気、または燃料側から燃料のマイクロジェットを非定常的に付与したとき非定常過程としての局所消炎が見られる。局所消炎に至る非定常過程において、火炎は定常平面火炎の消炎限界をはるかに越える火炎伸張率がかかっているにもかかわらず高温を維持する瞬間が存在する。

2. 空気側から空気のマイクロジェットを非定常的に拡散火炎に付与したとき、局所消炎に至った後マイクロジェット先端部での局所消炎部で再着火が生じる。また再着火後の温度は定常平面火炎の温度に比べて非常に高くなる。これは火炎の凹の曲率と関連した選択拡散効果の影響で $H_2$ の濃縮が起きていること、エンタルピが過剰になることに起因する。この再着火現象は、局所消炎後に未反応度の大きい予混合気形成され、消炎していない高温部からの火炎伝ばによって生じる。

3. 燃料側から燃料のマイクロジェットを非定常的に拡散火炎に付与したとき、空気のマイクロジェットを付与した場合とは対照的に火炎伝ばや再着火現象は見られない。このことは火炎の凸の曲率と関連した選択拡散効果の影響で $H_2$ の希釈が起きていることにより、局所消炎後に未反応度の小さい予混合気しか形成されないことに起因する。

4. 空気のマイクロジェットを非定常的に付与した場合に見られる局所消炎とその後に続く再着火の一連の非定常現象や、また燃料のマイクロジェットを非定常的に付与した場合の局所消炎と、その後の再着火が現れないなどの非定常現象について、実験による結果と数値解析による結果とはよく一致している。

5. 局所火炎最高温度は局所火炎伸張率によって一意には決まらず、火炎の非定常特性、火炎曲率と関連した選択拡散の影響、消炎後に形成される未燃予混合気に対する再着火等、火炎の状態に広く依存し変化する。

## 参考文献

- [1] Takagi, T., Yoshikawa, Y., Yoshida, K., Komiyama, M., and Kinoshita, S., *26th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1996), pp.1103-1110.
- [2] Thévenin, D., Rolon, J.C., Renard, P.H., Kendrick, D.W., Veynante, D., Candel, S., *26th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1996), pp.1079-1086.

- [3] Takahashi, F., Katta, V.R., *26th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1996), pp.1151-1160.
- [4] Takahashi, F., Schmoll, W.J., Trump, D.D., Goss, L.P., *26th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1996), pp.145-152.
- [5] Komiyama, M., Miyafuji, A., Takagi, T., *26th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1996), pp.339-346.
- [6] Mueller, C.J., Driscoll, J.F., Reuss, D.L., Drake, M.C., *26th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1996), pp.347-355.
- [7] Nguyen, Q.V, Paul, P.H., *26th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1996), pp.357-364.
- [8] Kister, J.S., Sung, C.J., Kreutz, T.G., Law, C.K, Nishioka, M., *26th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1996), pp.113-120.

## 第 7 章

# 周期変動を伴う平面拡散火炎の数値解析

### 7.1 まえがき

乱流拡散火炎の素過程としての層流火炎片について詳細な解析を行うことは乱流拡散火炎のモデリングやシミュレーションを構築する上で不可欠であると考えられる。これまでの章では定常的または非定常的な局所歪を伴う対向流拡散火炎を研究対象とし、火炎曲率や選択拡散効果が火炎におよぼす影響や消炎現象、再着火現象等について述べてきた。さらに火炎の非定常特性や過渡的な現象を理解するために、周期的な速度変動を与えた場合の層流拡散火炎の非定常挙動や応答について解析を行うことは研究対象として興味深い。

近年、乱流火炎の素過程としての対向流速変動を伴う非定常対向流平面火炎に関する研究が行われている。特に数値計算による研究では、伸張を伴う対向流平面拡散火炎を対象として火炎構造や消炎現象について解析するとき、軸対称二次元円筒座標系で記述された基礎式を一次元の形に変形した基礎方程式を用いた数値解析が行われている。

比較的近年の研究において、メタンを燃料とする対向流層流拡散火炎について正弦波状の対向流速変動を与えた場合の火炎の非定常挙動と消炎限界についてLDVによる実験と数値解析によって議論されている<sup>[1]</sup>。また周期変動する対向流速によって非定常的な伸張を受ける対向流予混合火炎について非定常性が火炎構造におよぼす影響<sup>[2]</sup>や火炎の非定常挙動や消炎現象に対するふく射による熱損失がおよぼす影響<sup>[3]</sup>について数値計算により解析されている。またメタンまたはプロパンを燃料とした周期変動する伸張を受ける火炎についての非定常挙動や雰囲気圧力の影響についての数値解析<sup>[4]</sup>がなされている。これらの研究で用いられた数値計算はいずれも軸対称二次元円筒座標系で示された基礎方程式を軸方向の座標への一次元の形に式変形を行った基礎方程式を用いたものである。

本章では、バーナーダクトを対向させて配置し、一方から燃料、他方から空気を対向させて流してよどみ域近傍に形成される対向流層流平面拡散火炎に対し、燃料、空気流速に周期的な速度変動を与えた火炎(図7.1)について火炎の非定常挙動や過渡現象特性、また消炎現象に対する影響に着目して解析を行う。解析手法は素反応動力学と多成分拡散を考

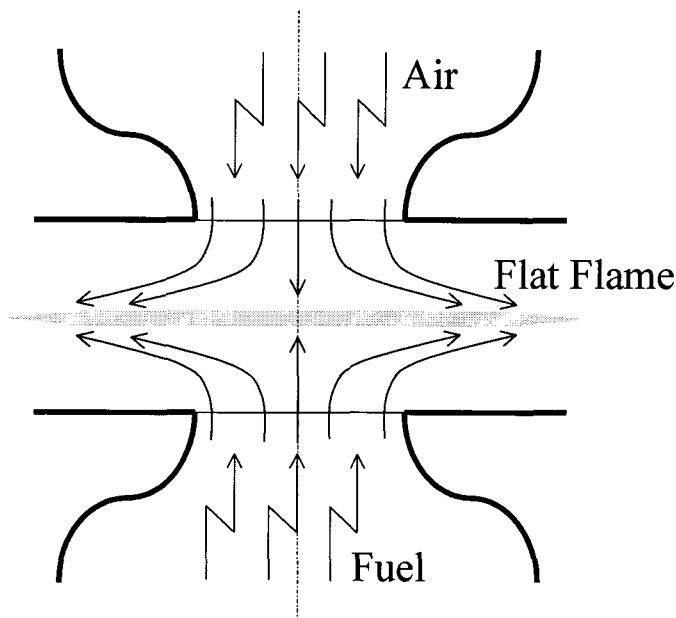


図 7.1: 周期的な速度振動を与えた対向流拡散火炎の概略図

慮した数値計算を用いる。この数値計算では軸対称二次元円筒座標系で記述された基礎方程式について非定常項を考慮した一次元的式変形を行い、軸方向の座標のみで記述された非定常偏微分方程式に変形して計算を行う。

## 7.2 基礎方程式の変形

周期変動する対向流速によって形成される対向流平面火炎を解析するために、第3章で挙げた軸対称二次元円筒座標系で表現された質量保存式、運動量保存式、化学種成分保存式、エネルギー保存式を非定常項を考慮に入れて一次元の形に変形して解く<sup>[4]</sup>。基礎方程式を一次元変形して解くことにより、計算機の記憶容量や計算時間の低減に大きく貢献する。

一次元変形する際に基礎となる二次元軸対称円筒座標系で記述された質量保存式、軸方向および半径方向運動量保存式、化学種成分保存式、エネルギー保存式は第3章に示したとおりである。

軸対称二次元円筒座標系で表示された質量保存式、運動量保存式、化学種成分保存式、エネルギー保存式の各保存式に対して、時間的に変動する対向流速によって形成される対向流平面火炎を解析対象として、以下の仮定を適用することにより非定常項を考慮した一次元変形を以下のように行うことができる<sup>[4]</sup>。

1. 質量分率、エンタルピーのスカラー量は火炎に対して垂直な座標である  $z$  の関数であり、半径方向の座標である  $r$  には依存しない。

2. 火炎に対して垂直な方向の速度成分である  $u$  は  $z$  の関数であり、半径方向の座標である  $r$  には依存しない。
3. 火炎に平行な方向の速度成分である  $v$  は半径方向の座標である  $r$  に比例し、またその比例定数である  $\partial v/\partial r = G$  は  $z$  の関数であり、半径方向の座標である  $r$  には依存しない。
4. 解は中心軸つまり  $r = 0$  の線に沿って求め、そこでの密度の半径方向の変化はないものとする。

なお上記の仮定は、二次元円筒座標系で記述された基礎方程式を直接解く方法を用いた数値計算によって確認している。

以上の仮定を数式で表現すると次のようになる。

$$\begin{aligned}\frac{\partial h(z, r, t)}{\partial r} &= \frac{\partial w_j(z, r, t)}{\partial r} = 0, \\ \frac{\partial u(z, r, t)}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial v(z, r, t)}{\partial r} &= G(z, t) = \frac{v(z, r, t)}{r}, \\ \left(\frac{\partial \rho(z, r, t)}{\partial r}\right)_{r=0} &= 0.\end{aligned}$$

これらの仮定を質量保存式、軸方向および半径方向運動量保存式に適用すると、それぞれ以下の式(7.1), (7.2), (7.3)を得る。

#### 質量保存式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + 2\rho G + \frac{\partial(\rho u)}{\partial z} = 0 \quad (7.1)$$

#### 運動量保存式 ( $z$ 方向)

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{4}{3\rho} \frac{\partial}{\partial z}(\mu G) - \frac{2\mu}{\rho} \frac{\partial G}{\partial z} - \frac{4}{3\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) + u \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (7.2)$$

#### 運動量保存式 ( $r$ 方向)

$$\frac{\partial G}{\partial t} + \frac{J}{\rho} + G^2 - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial G}{\partial z} \right) + u \frac{\partial G}{\partial z} = 0 \quad (7.3)$$

ただし,

$$J = \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (7.4)$$

である.

ここで式(7.2), (7.3) は  $z$  と  $t$  のみの微分からなっており,

$$J = \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} = f(z, t), \quad \frac{\partial p}{\partial z} = g(z, t) \quad (7.5)$$

つまり, この2つの値は  $r$  に関して独立であり,

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} \right)_t = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial p}{\partial z} \right)_t = 0 \quad (7.6)$$

である. つまり,  $J = (1/r)(\partial p/\partial r)$  は流れ場全体では一様な一定値であるが時間とともに変化する値であることがわかる. ここで流れ場を規定するために解くべき式は  $u$  と  $G$  に対して式(7.1), (7.3) を用い, 同時に  $J$  も求める. 圧力  $p$  は式(7.2)による.

また, 化学種成分保存式とエネルギー保存式はそれぞれ以下のようなになる.

$$\rho \left( \frac{\partial w_j}{\partial t} + u \frac{\partial w_j}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho D_{jm} \frac{\partial w_j}{\partial z} \right) + R_j \quad (7.7)$$

$$\rho \left( \frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{\lambda_m}{c_{pm}} \frac{\partial h}{\partial z} - \sum_j^n h_j \left( \frac{\lambda_m}{c_{pm}} - \rho D_{jm} \right) \frac{\partial w_j}{\partial z} \right\} \quad (7.8)$$

### 7.3 数値計算法ならびに境界条件

対向させて同心軸上に配置した二つの円管ノズルからなる対向流バーナを用いて, それぞれのダクトから対向して流れる燃料流と空気流が衝突するよどみ域近傍に対向流平面拡散火炎が形成される. 本数値解析ではこの平面拡散火炎に対し, 燃料流, 空気流全体に周期的な速度変動を与えることにより, 周期的に変化する伸張, 歪を伴う火炎について, 以下に述べる数値計算法を用いて数値解析を行った.

前節で記述した基礎方程式の空間差分に際し, 等間隔スタッガード格子を用いた. 基礎方程式中の対流項には三次精度上流差分法を, 拡散項には二次精度中心差分法を用いて差分化を行った. 時間進行法には一次精度の陰解法を用いた. 質量保存式, 運動量保存式については軸方向速度と半径方向速度勾配を連立して解く必要があるが, これらは各時間ステップにおいて反復解法により収束解を得た.

計算領域は, 燃料噴出ダクト出口を原点として軸方向に 30mm の範囲とした.  $z=30\text{mm}$  は空気噴出ダクト出口に対応する. 空間刻みは計算領域を 960 個の格子で等間隔で分割し格子幅は  $3.125 \times 10^{-2} \text{mm}$  である. 時間刻みは  $1.0 \times 10^{-6} [\text{sec}]$  とした.

表 7.1: 計算条件

Case No.	$U_0$ [m/s]	$A$ [m/s]	$f$ [Hz]
case 1	1.25	0.95	10
case 2			50
case 3			200
case 4	2.0	10.0 [m/s <sup>2</sup> ]× $t$ [s]	30
case 5			100
case 6			200

熱力学的係数，輸送係数や物性値の算出には CHEMKIN [5][6][7] を用いた．化学種成分は  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $H_2O$ ,  $O$ ,  $H$ ,  $OH$ ,  $HO_2$  の 8 成分を，また素反応方程式は正逆合わせて 32 個考慮した．これらは先の第 4, 5, 6 章で用いたものと同一である．

境界条件は次のとおりである．燃料または空気のダクト出口に相当する  $z=0\text{mm}$  と  $30\text{mm}$  では半径方向速度と半径方向速度勾配は 0 とし，また軸方向速度についてはその値を境界条件として与えた．用いた燃料は  $H_2:N_2=15:85$ (体積比) の混合気とした．ダクト出口での燃料，空気の組成は固定し，圧力は大気圧，温度は  $298.15\text{K}$  とした．

## 7.4 計算条件

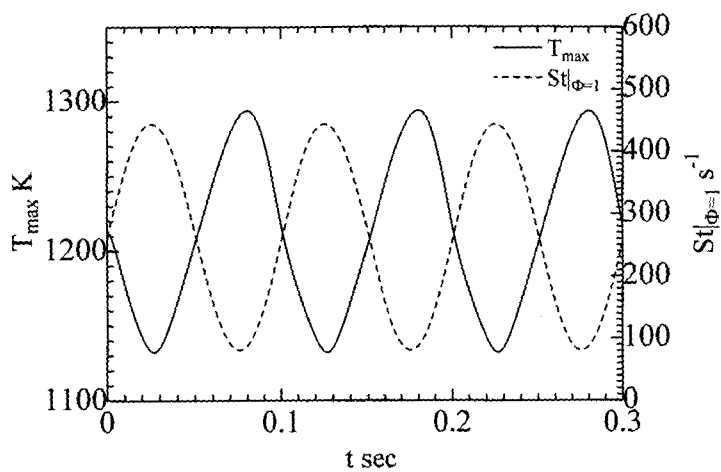
数値計算は燃料，空気の流入速度を周期的に変化させて行った．燃料，空気の流入速度  $u_f$ ,  $u_a$  は同位相逆向きに (アコーディオン状に) 式 (7.9) のように与える．

$$u_f = -u_a = U_0 + A \sin(2\pi ft) \quad (7.9)$$

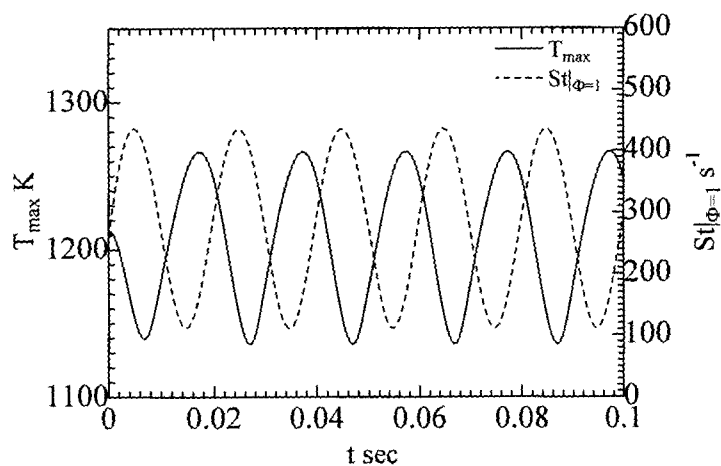
ここで  $U_0$  は平均流速， $A$  は速度変動の振幅， $f$  は振動周波数である．計算条件をまとめると表 7.1 のようになる．

ここで case1~3 は平均流速と振幅を固定して振動周波数を変化させた場合，case4~6 は平均流速を固定して振幅を 0 から時間とともに増加させた場合について振動周波数を変化させた場合である．

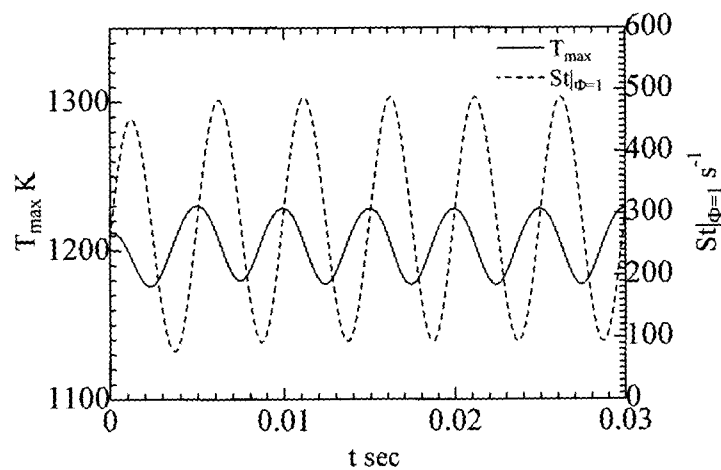




(a) case1 (10Hz)



(b) case2 (50Hz)



(c) case3 (200Hz)

図 7.2: 火炎最高温度と局所火炎伸張率の時間変化

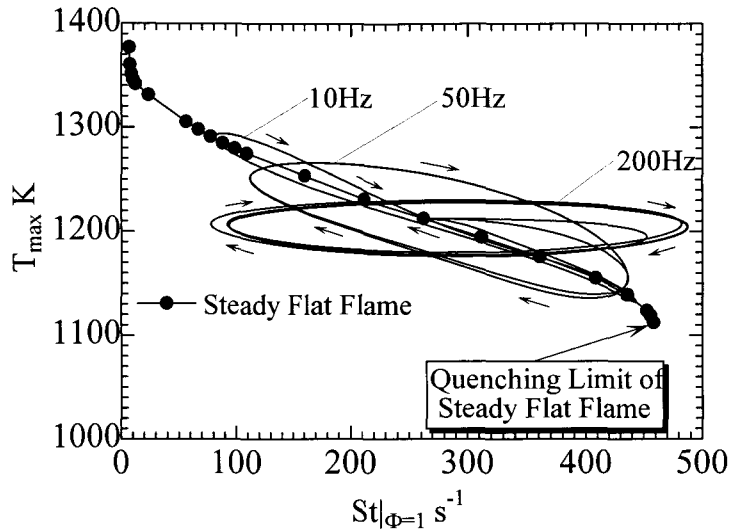


図 7.3: 局所火炎伸張率と火炎最高温度の関係

## 7.5 解析結果と検討

### 7.5.1 振動周波数を変化させた場合の火炎の応答

図 7.2 (a)~(c) にそれぞれ case1, 2, 3 についての、火炎最高温度  $T_{max}$  と当量比が 1 の位置での局所火炎伸張率  $St|_{\phi=1}$  の時間変化を示す。図 7.2 (a) より、case1 の振動周波数が 10Hz の場合、火炎伸張率が大きくなると火炎温度は低下し、また火炎伸張率が小さくなると火炎温度は上昇するという関係があり、それらの振動は温度の変化が火炎伸張率の変化に対して僅かに遅れが見られるがその位相遅れは小さいことがわかる。図 7.2 (b) case2 の振動周波数が 50Hz の場合、case1 の場合と比べて、火炎伸張率の変化に対する温度変化の位相遅れが大きくなっているのがわかる。また火炎伸張率の振幅は case1 の場合と比べてほとんど変わらないが、温度変化の振幅は小さいことがわかる。図 7.2 (c) case3 の振動周波数が 200Hz の場合、温度変化の位相遅れは先の case1, 2 の場合よりも更に顕著になっているのがわかる。また温度変化の振幅の大きさもより小さくなっている。このことより振動周波数の増加に伴い火炎温度の火炎伸張率に対する応答性が悪くなることがわかる。

図 7.3 に case1 の 10Hz, case2 の 50Hz, case3 の 200Hz のそれぞれの場合について局所火炎伸張率と火炎最高温度の関係を示す。図中の黒丸線はさまざまな対向流速での定常平面火炎についての局所火炎伸張率と火炎最高温度の関係を表す。この黒丸線の右端は今回用いた燃料で形成される定常平面拡散火炎の伸張消炎限界を表しており、この時の局所火炎伸張率は  $459\text{s}^{-1}$ 、火炎最高温度は  $1112\text{K}$  である。また各 case において伸張率、火炎温度の変遷の方向は矢印で示している。図 7.3 より、10Hz の場合は局所火炎伸張率と火炎最高温度の関係は定常平面火炎のものにほとんど一致した分布になっており、定常火炎に近い挙動であることがわかる。50Hz, 200Hz と振動周波数が大きくなって非定常性が増すと、局所

火炎伸張率と火炎最高温度の関係は定常平面火炎のそれからは離れることがわかる。case2の50Hzで振動させた場合、火炎伸張率が同じ値でも火炎伸張率が増加する過程と減少する過程とでは火炎温度が大きく異なっており、概ね、伸張率が増加する過程では火炎温度は定常火炎の温度よりも高く、また伸張率が減少する過程では定常火炎の温度よりも低くなっている。例えば伸張率が $300\text{s}^{-1}$ のところでは、最高温度は伸張率が増加する過程のほうが減少過程よりも約90K高くなる。またcase3の200Hzで振動させた場合には、火炎伸張率が増加しても火炎温度は同伸張率の定常火炎の温度よりも高く、また火炎伸張率が減少しても火炎温度は同伸張率の定常火炎の温度よりも低い領域が多いことがわかる。つまり火炎伸張率の変化に対して火炎温度の変化は鈍感になっており、非定常性の大きな流れ場に温度場が応答しきれないと言える。

### 7.5.2 振動周波数，速度振幅を変化させた場合の火炎の挙動

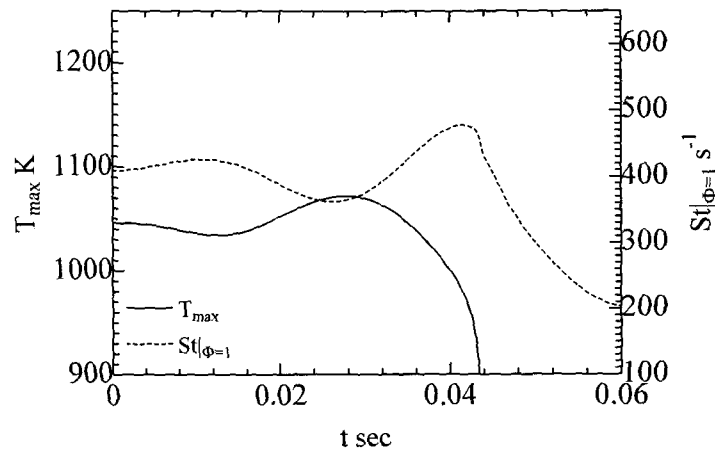
図7.4 (a)~(c)にそれぞれcase4, 5, 6についての、火炎最高温度 $T_{max}$ と当量比が1の位置での局所火炎伸張率 $St|_{\phi=1}$ の時間変化を示す。

図7.4 (a)の振動周波数が30Hzのとき図より、加振を始めてから約0.04秒後に火炎温度は低下し消炎に至ることがわかる。振動周波数が30Hzであることからこの間に対向流速は約1.2周期分振動しているのであるが、火炎伸張率が初めて定常平面火炎の消炎限界火炎伸張率を越えた時点で消炎していることがわかる。消炎に至る間は火炎温度の変化の火炎伸張率の変化に対する位相遅れはほとんど見られない。

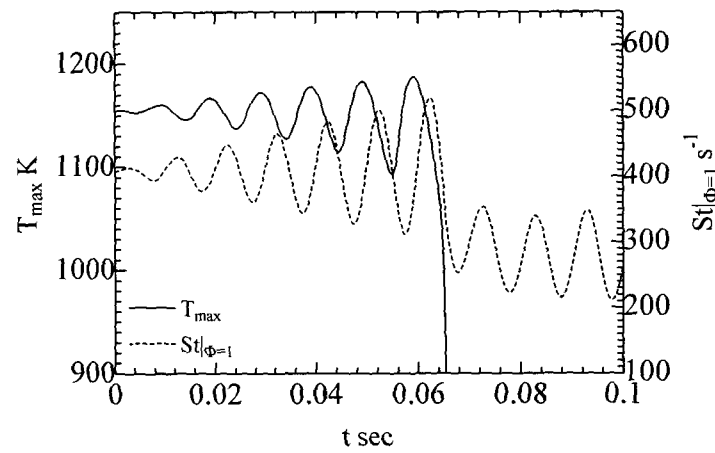
図7.4 (b)の振動周波数が100Hzのとき、加振を始めてから約0.06秒後の6周期目の振動が終わったあたりで火炎温度が低下し消炎に至る。この間4周期目以降の振動では定常平面火炎の消炎限界火炎伸張率である $459\text{s}^{-1}$ を越える火炎伸張を受けても火炎は存在し続けることがわかる。また火炎伸張率の変化に対する火炎温度の位相遅れが見られる。

図7.4 (c)の振動周波数が200Hzのとき、加振を始めてから約0.1秒後の20周期目の振動のところで消炎に至ることがわかる。火炎伸張率は時間平均火炎伸張率はほとんど変化せず対向流速の変化に追従して平均火炎伸張率からの増加分と減少分がほぼ同じで振動していることがわかるが、火炎温度は消炎に近づくと温度の回復は頭打ちになり消炎直前の5周期からは火炎温度の一周期内の最高値は低下していく。また一周期内の火炎温度の最低値は加速度的に低下していることがわかる。また約6周期目以降の振動では定常平面火炎の消炎限界火炎伸張率の $459\text{s}^{-1}$ を越える火炎伸張率を受けても消炎せずに火炎は存在していることがわかる。

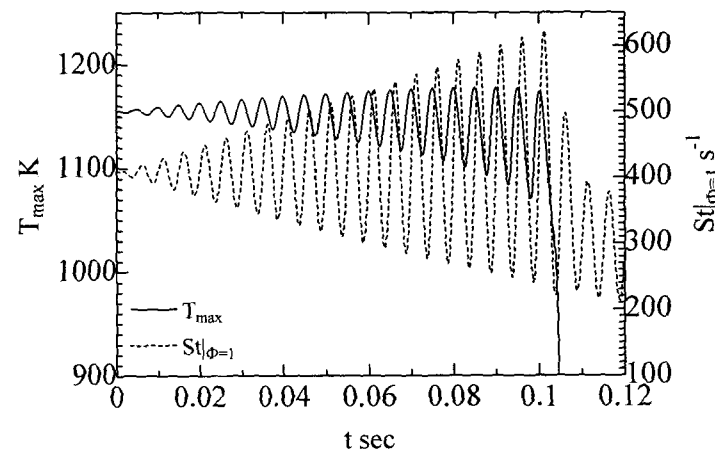
振動周期が30Hzの時は火炎の消炎までの時間は加振を始めてから約0.04秒、また100Hzのときは約0.06秒で消炎に至ったが、200Hzでは加振から約0.1秒で消炎に至る。このよ



(a) case4 (30Hz)



(b) case5 (100Hz)



(c) case6 (200Hz)

図 7.4: 火炎最高温度と局所火炎伸張率の時間変化

うに振動周波数が増加すると case4~6 ように平均対向流速と対向流速の振動振幅が同一な条件でも長時間、つまり大きな最大火炎伸張率が瞬間にかかっても火炎が存在する傾向があることがわかる。

図 7.5 (a)~(c) にそれぞれ時間に比例して大きくなる速度振幅を与えた場合の振動周波数を変化させた, case4, 5, 6 についての局所火炎伸張率と火炎最高温度の関係を示す. 図中の黒丸線は, 定常平面火炎の局所火炎伸張率と火炎最高温度の関係を示している.

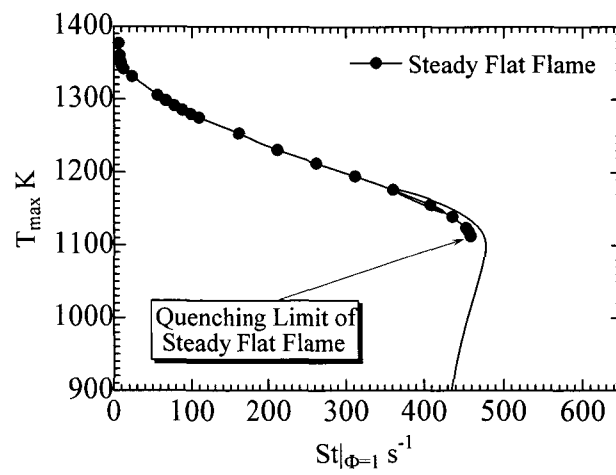
図 7.5 (a) より, case4 の振動周波数が 30Hz の場合, 速度振幅が増加し, 局所火炎伸張率が初めて定常火炎の消炎限界を超えて約  $480\text{s}^{-1}$  に達したとき火炎温度は低下し消炎に至る. 消炎に至るまでは火炎は速度振動により伸張率, 温度は上下を繰り返すが, その過程はほぼ定常火炎の挙動と等しい. 図 7.5 (b) より, 振動周波数が 100Hz に増加した case5 の場合, 火炎は定常火炎の消炎限界伸張率を越える伸張率を受けても火炎は保たれることがわかる. そして速度振幅の増加に伴う伸張率の増加により伸張率が約  $520\text{s}^{-1}$  に達したとき消炎に至ることがわかる. 図 7.5 (c) より, さらに振動周波数が 200Hz に増加した case6 の場合, case5 の場合よりもさらに大きな, 定常火炎の消炎限界伸張率を越える伸張率を受けても火炎は保たれ, 伸張率が約  $620\text{s}^{-1}$  に達した時点で消炎に至る. このように case4~6 のような, 平均対向流速, つまり平均火炎伸張率が等しい火炎の場合, 振動周波数が増加するほど瞬時の消炎限界火炎伸張率は増加する傾向があることがわかる. また図 7.5 (c) より興味深い点は, 伸張率が減少していく過程において, 定常火炎の消炎限界の火炎最高温度よりも低い火炎温度でも火炎が保たれ, 再び温度が回復している領域が存在することである. このように火炎の瞬時の状態は, 流れ場や温度場, 濃度場等の火炎状態の履歴に大きく影響を受けているものと考えられる.

## 7.6 むすび

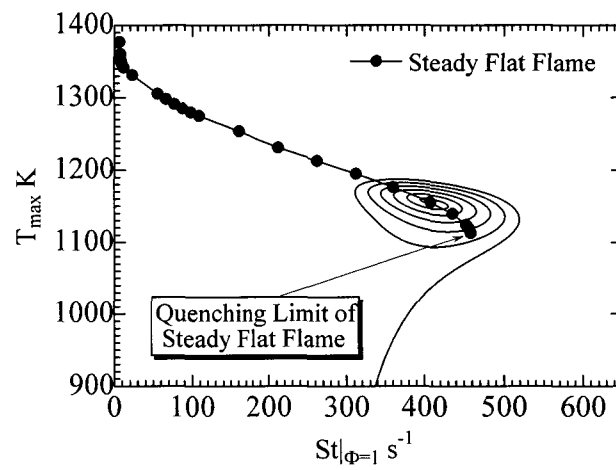
バーナーダクトを対向させて配置し, 一方から燃料, 他方から空気を対向させて流してよどみ域近傍に形成される対向流層流平面拡散火炎に対し, 燃料, 空気流速に周期的な速度変動を与えた火炎について火炎の非定常挙動や過渡現象特性, 消炎に対する影響に着目し, 素反応動力学と多成分拡散を考慮した数値計算を行い以下の結論を得た.

1. 火炎温度は対向流速ならびに火炎伸張率の振動周期が増すにつれ火炎伸張率に対し位相遅れが増加し, また火炎温度の火炎伸張率に対する追従性が悪化し温度の変化幅が小さくなることを示した.

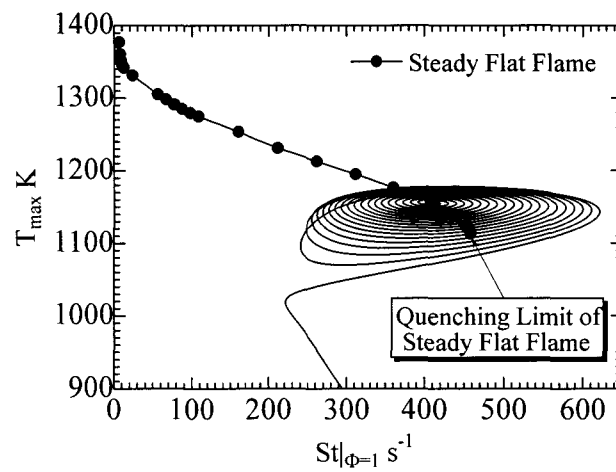
2. 速度変動による非定常的な火炎伸張率を受けると, 火炎は定常火炎の消炎限界を超える大きな火炎伸張率を受けても高温を維持する領域が存在し, この場合の消炎限界火炎伸張率は振動周波数の増加に伴い増加することを示した.



(a) case4 (30Hz)



(b) case5 (100Hz)



(c) case6 (200Hz)

図 7.5: 局所火炎伸張率と火炎最高温度の関係

3. 火炎の瞬時の状態はその状態に至るまでの履歴によって大きく影響を受け、定常火炎が存在し得ないような低温に至っても再び温度が回復する状況が存在することを示した。

4. 上記のように火炎温度は火炎伸張率では一意には決まらず、非定常性や火炎状態の履歴に大きく依存し変化することを示した。

## 参考文献

- [1] Kister, J.S., Sung, C.J., Kreultz, T.G., Law, C.K., and Nishioka, M., *26th (International) Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1996), pp.113-120.
- [2] Egolfopoulos, F.N., *25th (International) Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1994), pp.1365-1373.
- [3] Egolfopoulos, F.N., *25th (International) Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1994), pp.1375-1381.
- [4] Stahl, G., and Warnatz, J., *Combustion and Flame*, (1991), **85**, pp.285-299.
- [5] Kee, R.J., Dixon-Lewis, G., Warnats, J., Coltrin, M.E., and Miller, J.A., *A Fortran Computer Code Package for the Evaluation of Gas-Phase Multicomponent Transport Properties*, SAND86-8246, (1986).
- [6] Kee, R.J, Rupley, F.M, and Miller, J.A, *The Chemkin Thermodynamic Data Base*, SAND87-8215B, (1990).
- [7] Kee, R.J, Rupley, F.M, and Miller, J.A, *Chemkin-II: A Fortran Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas Phase Chemical Kinetics*, SAND89-8009B, (1991).

## 第 8 章

# 伸張・圧縮を伴う拡散火炎の数値解析

### 8.1 まえがき

典型的な燃焼形態の一つである乱流拡散火炎は微視的な層流火炎片の集合と考えられる。第 5 章、第 6 章では対向流平面拡散火炎に定常的または非定常的に燃料側または空気側から燃料または空気の局所噴流を付与することにより火炎に伸張を与えた場合の火炎の構造や消炎、また消炎後の再着火等の動的挙動について述べてきた。しかし実際の乱流拡散火炎中では火炎は正の伸張を受ける部分もあれば、あるいは負の伸張を受け圧縮を伴う部分が存在することが乱流拡散火炎の流速測定により実験的に明らかにされている<sup>[1]</sup>。

ごく近年の研究では、予混合平面火炎に渦を衝突させ PIV を用いた流速測定を行い、火炎伸張率と発熱量を算出して正または負の伸張が火炎にかかったときの火炎の挙動について議論している<sup>[2]</sup>。しかし圧縮を伴う火炎についての詳細な研究は現段階ではほとんど行われていないのが現状である。

正・負の伸張率により伸張あるいは圧縮を伴う火炎の構造や特性を明らかにすることは、乱流拡散火炎のモデリングやシミュレーションを構築する上で不可欠であるとともに研究対象として興味深い。

そこで本章では、燃料(水素と窒素の混合気)と空気流の対向流場で形成される対向流層流平面拡散火炎に対し双方のバーナーダクト中心軸上に配置された吸引ノズルを用いて燃料側、空気側から吸引を行うことによって、部分的に負の伸張率つまり圧縮を伴う定常火炎を構成することを提案し、その火炎(図 8.1)について、素反応動力学と多成分拡散を考慮した数値計算を行う。これにより伸張・圧縮を伴う拡散火炎の火炎構造や火炎特性について解析を行う。



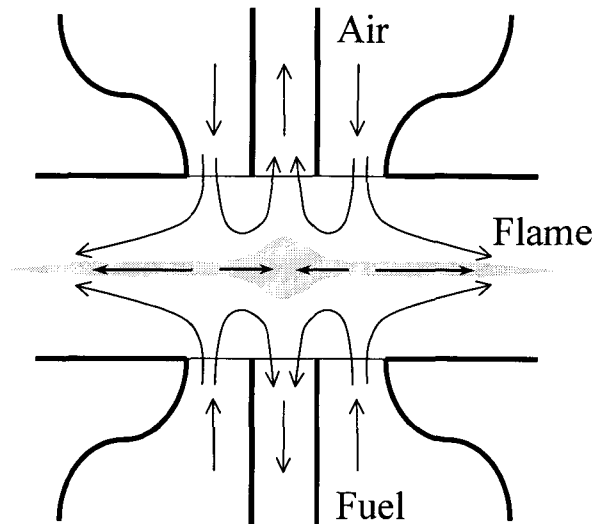


図 8.1: 伸張・圧縮を伴う対向流拡散火炎の概略図

## 8.2 計算条件

火炎形成の条件は以下のとおりである。燃料として水素と窒素の混合物 (体積分率で水素 15%, 窒素 85%) を, 酸化剤として空気を用いて対向流平面拡散火炎を構成する。燃料, 空気とも流入時の圧力は大気圧とする。対向するバーナ間距離は 10mm とする。形成された平面火炎に対し, 燃料, 空気の双方のバーナダクトと同軸に配置した直径 15mm の吸引ノズルにより吸引を行うことにより, 中心軸付近の火炎に対し火炎面上で負の伸張率を付与する。燃料側または空気側の吸引ノズル入り口はそれぞれ燃料側または空気側のバーナダクト出口と同一の高さとする。

数値計算に用いた基礎方程式, 考慮した化学種成分, 素反応は第 3 章に示したとおりである。第 5 章, 第 6 章と同様に, 数値計算アルゴリズムは SIMPLER 法, 熱力学的諸量および輸送係数や物性値の算出には CHEMKIN<sup>[3]~[5]</sup> を用いている。燃料流, 空気流, 吸引ノズルへの吸引流は同軸の軸対称流れである。計算領域は, 対称軸を  $z$  軸とし  $z=0\text{mm}$  を燃料側バーナダクト出口端面または燃料側吸引ノズル入り口端面,  $z=10\text{mm}$  を空気側バーナダクト出口断面または空気側吸引ノズル入り口端面として  $z$  方向に 10mm, また中心軸と垂直の半径方向に  $r$  軸を取り  $r$  方向に 30mm の範囲とする。空間刻みは  $z$  方向に 80 個,  $r$  方向に 240 個の等間隔格子 (刻み幅 0.125mm) で分割する。

境界条件は以下に述べるとおりである。計算領域で  $z=0\text{mm}$  は燃料ダクトまたは燃料側吸引ノズル入り口に対応し, また  $z=10\text{mm}$  は空気ダクトまたは空気側吸引ノズル入り口に対応する。平面火炎を形成する際の対向流速は燃料, 空気側とも軸方向速度成分は 0.25m/s としまた半径方向速度成分は 0 とする。中心軸である  $r=0\text{mm}$  では  $r$  方向速度成分は 0 とし, その他の変数は勾配なしの条件を与える。また  $r=10\text{mm}$  では自由流出境界条件を与え

表 8.1: 計算条件

case No.	Suction Velocity [m/s]	Flame Shape
1	fuel side 0.22	flat
	air side 0.28	
2	fuel side 0.27	concave curvature
	air side 0.23	
3	fuel side 0.15	convex curvature
	air side 0.35	

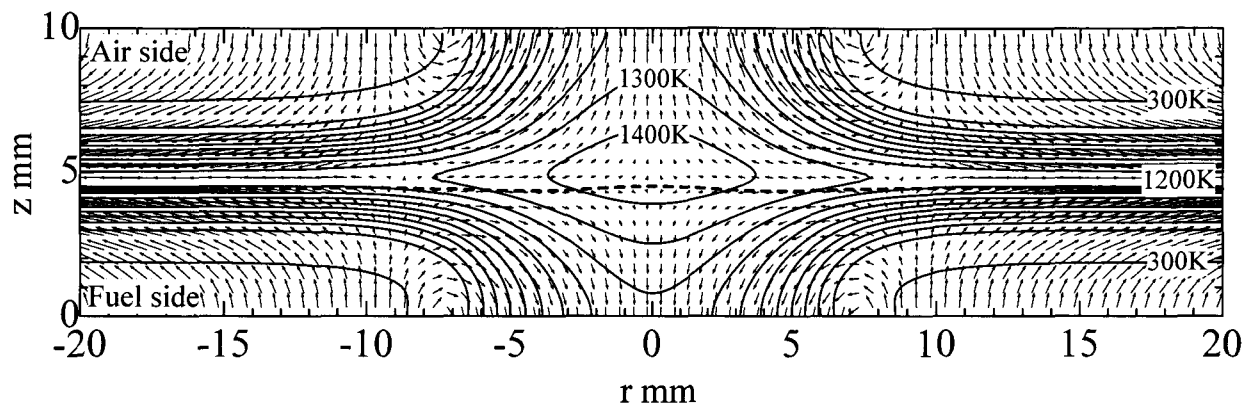
る。燃料側の吸引ノズルは  $z=0\text{mm}$ ,  $r=0\sim 7.5\text{mm}$  の範囲とし、また空気側の吸引ノズルは  $z=10\text{mm}$ ,  $r=0\sim 7.5\text{mm}$  の範囲とする。吸引ノズル端面では軸方向流速を吸引流速として境界条件として与える。また半径方向流速は0として与える。吸引ノズルの範囲を除くバーナダクト出口での燃料、空気の組成は固定して与え、また燃料側または空気側の吸引ノズル入り口での成分濃度の境界条件は勾配なしの条件を与えた。数値計算は、まず吸引が無い状態で定常平面拡散火炎を形成しておき、吸引ノズル入り口での吸引速度を所定の吸引速度に達するまで徐々に変化させていき、所定の速度で固定した後、この状態で計算領域内の各変数が十分定常に達するまで計算を行い定常解を得た。

数値計算は表 8.1 に示す3つの条件について行った。case1 は当量比が1の状態の位置を表す面が平面の形状のもの、case2 は当量比が1の状態の位置を表す面が燃料側から見て凹の曲率をもつもの、case3 は当量比が1の状態の位置を表す面が燃料側から見て凸の曲率をもつものである。表 8.1 中の吸引流速は、燃料側または空気側の吸引ノズルの入り口端面での計算領域内側から外側に向かう流速を表している。いずれの case の場合も燃料側または空気側の吸引流速の絶対値の合計が  $0.50\text{m/s}$  になるようにしている。

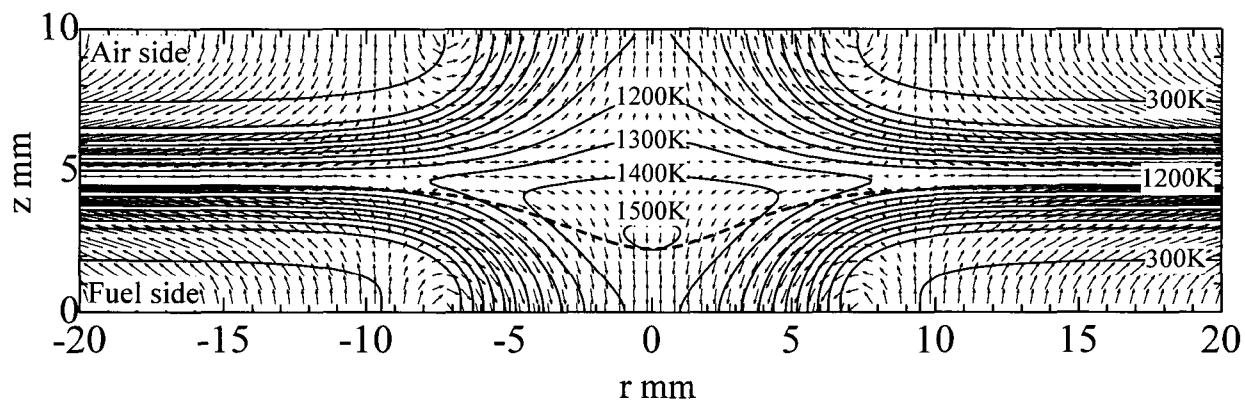
## 8.3 解析結果と検討

### 8.3.1 温度分布と速度ベクトル線図

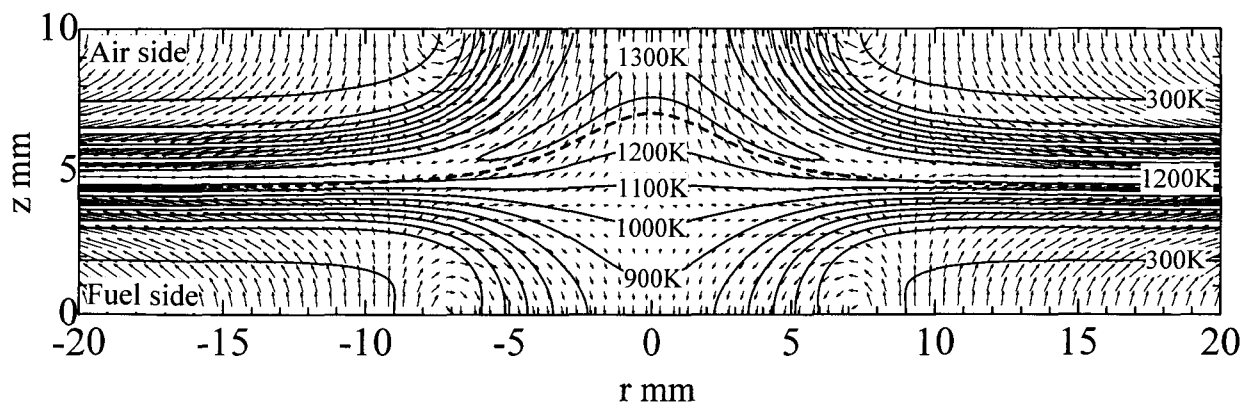
図 8.2(a)~(c) にそれぞれ case1~3 の当量比が1の面の形状が平面形状、燃料側から見て凹または凸の曲率を持つ圧縮を伴う火炎の温度分布の等高線と速度ベクトル線図を示す。図中で  $z=0\text{mm}$ ,  $10\text{mm}$  の境界はそれぞれ燃料側、空気側のバーナダクト出口あるいは吸引ノズル入り口断面に対応する。 $r=0\text{mm}$  は中心軸に対応する。吸引ノズル入り口は燃料、空気側とも  $r=-7.5\text{mm}\sim 7.5\text{mm}$  の範囲である。また破線は当量比が1の状態の位置を示す。



(a) case1: flat



(b) case2: concave curvature



(c) case3: convex curvature

図 8.2: 温度分布と速度ベクトル線図

図より、case1~3のいずれのcaseの場合にも燃料側または空気側の吸引ノズル近傍のバーナーダクトから対向して噴出された燃料または空気、あるいは高温のガスが吸引によって半径方向の負の速度成分を持ち、また軸方向速度成分も対向噴流とは逆向きの速度成分を持って吸引ノズルへと吸引されている様子がわかる。また温度等高線より、吸引部での温度の分布幅は平面火炎部と比べて大きく広がっており、高温部が吸引ノズルの入り口にまで達しており、中心軸付近では吸引ノズルではかなり高温の流体を吸引していることがわかる。

図 8.2(a) に、吸引流速が燃料側へ 0.22、空気側へ 0.28m/s の速度で吸引した場合に形成される、平面形状の伸張・圧縮を伴う火炎の温度等値線図と速度ベクトル線図を示す。

図 8.2(a) のベクトル線図から、燃料側または空気側の吸引ノズル近傍のバーナーダクトから対向して噴出された燃料または空気、あるいは高温のガスが吸引によって半径方向の負の速度成分を持ち、また軸方向速度成分も対向噴流とは逆向きの速度成分を持って吸引ノズルへと吸引されている様子がわかる。また破線で示してある当量比が 1 の状態を表す線はほぼ直線形状をしており、平面状になっており曲率を持たないことがわかる。温度等高線より、吸引部での温度の分布幅は平面火炎部と比べて大きく広がっており、高温部が吸引ノズルの入り口にまで達しており、中心軸付近では燃料側の吸引ノズルでは 1100K 以上の、また空気側の吸引ノズルからは 1200K 以上のガスを吸引していることがわかる。また中心軸上での火炎最高温度は約 1445K であり、平面火炎部の温度である 1242K よりも約 200K 高くなっている。なお中心軸付近の吸引部での最高温度を取る位置は量論混合状態よりも空気側、つまり燃料希薄側でとることがわかる。

図 8.2(b) に、吸引流速が燃料側へ 0.27、空気側へ 0.23m/s の速度で吸引した場合に形成される、燃料側から見て凹の曲率を持つ伸張・圧縮を伴う火炎の温度等値線図と速度ベクトル線図を示す。

図 8.2(b) から、破線で示してある当量比が 1 の状態を表す線は中心軸近傍で燃料側から見て凹の曲率を持っていることがわかる。温度等高線より、中心軸付近では平面火炎部に比べて温度の分布幅は大きくまた温度も高くなっていることがわかる。このことは先の曲率の影響を受けていない平面形状の圧縮を伴う火炎についても言えることであるが、温度上昇の度合いは平面形状の圧縮を伴う火炎の場合よりも大きくこの火炎では中心軸上の最高温度は 1507K である。この温度は付加的な伸張・圧縮を伴わない平面火炎部の火炎温度である 1242K と比べても約 260K 高くなっている。この最高温度を取る位置は先ほどの平面形状を持つ圧縮を伴う火炎の場合と同様に量論混合状態よりも燃料希薄側でとることがわかる。高温部が吸引ノズルの入り口にまで達しているが、中心軸付近では燃料側の吸引ノズルでは 1400K 以上の、また空気側の吸引ノズルからは 1100K 以上のガスを吸引していることがわかる。

図 8.2(c) に、吸引流速が燃料側へ 0.15, 空気側へ 0.35m/s の速度で吸引した場合に形成される、燃料側から見て凸の曲率を持つ伸張・圧縮を伴う火炎の温度等値線図と速度ベクトル線図を示す。

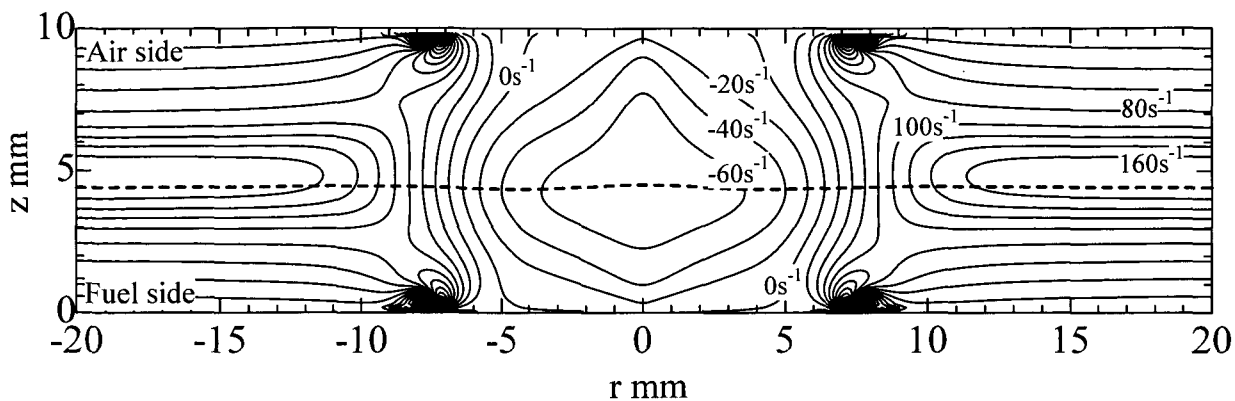
図 8.2(c) から、破線で示してある当量比が 1 の状態を表す線は中心軸近傍で燃料側から見て凸の曲率を持っている。温度等高線より、中心軸付近では平面火炎部に比べて温度の分布幅は大きくまた温度も高くなっていることがわかる。このことは先の曲率の影響を受けていない平面形状の圧縮を伴う火炎や凹の形状を持つ火炎についても言えることであるが、温度上昇の度合いは平面形状の圧縮を伴う火炎や凹の曲率を持つ火炎の場合よりもその度合いは小さく、この火炎では中心軸上の最高温度は 1307K である。またこの凸の曲率を持つ火炎では、計算領域内での火炎最高温度は中心軸上ではなく、半径位置が約  $r=\pm 4\text{mm}$  付近で約 1311K をとる。しかし圧縮を伴う部分での火炎温度は付加的な伸張・圧縮を伴わない平面火炎部の火炎温度である 1242K と比べて約 60K 高くなっている。この最高温度を取る位置は先ほどの平面形状を持つ圧縮を伴う火炎の場合と同様に量論混合状態よりも燃料希薄側でとる。

### 8.3.2 伸張率分布

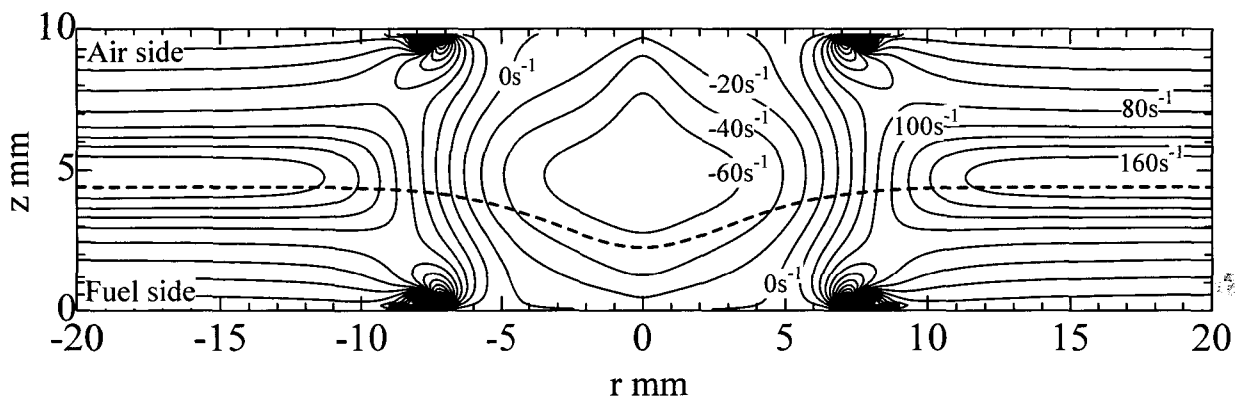
図 8.3(a)~(c) に各 case の伸張率の等高線を示す。図 8.2 と同様に、破線は当量比が 1 の状態の位置を示す。伸張率は第 3 章で示した計算式によって算出している。この伸張率は燃焼場における速度場と火炎面の単位法線方向ベクトルにより算出されるが、本数値計算では火炎面の法線ベクトルは等当量比線の法線ベクトルとして算出しているので火炎が存在しない部分でも伸張率の算出が可能である。しかし本来の火炎伸張率の定義では火炎面で意味を持つものであるので、温度が低いような領域の火炎が存在していない領域では意味を持つものではない。

図 8.3(a)~(c) より、各 case の場合も当量比が 1 の線に沿って火炎伸張率は平面火炎部の伸張率の大きい領域から単調に減少していき、中心軸上で極小値をとる。半径位置が約 -6mm~6mm の範囲では火炎伸張率が負の値を取ることがわかる。このように対向流平面火炎に対し部分的な吸引を行うことによって火炎伸張率が正の部分と負の部分とが隣接している状態が定常的に形成されていることがわかる。ちなみに定常平面火炎または本計算における火炎中の吸引の影響を受けない十分中心軸から離れた位置の平面火炎部での当量比が 1 の位置での火炎伸張率は  $175\text{s}^{-1}$  である。

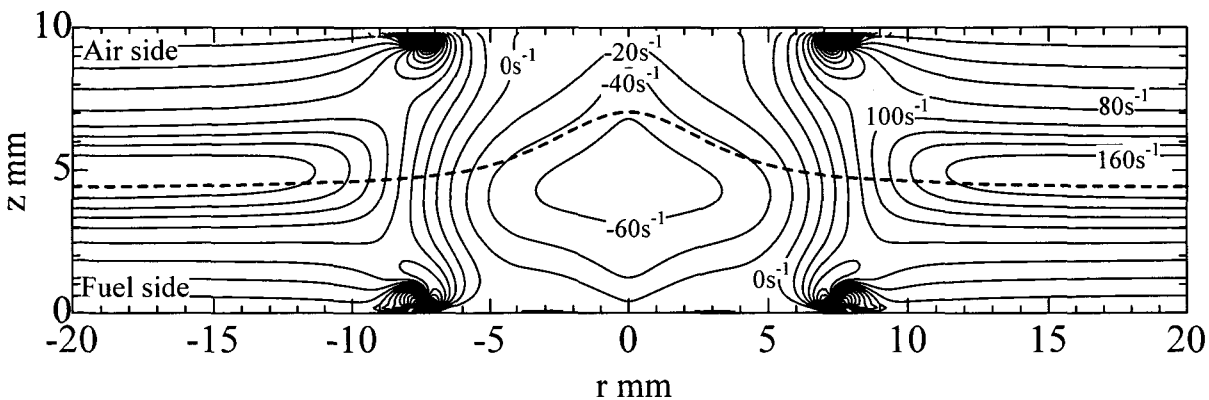
伸張率の分布は各場合において類似した形状となっていることがわかる。しかし当量比が 1 の状態を表す点線との位置関係に着目すると、図 8.3(a) の平面の形状をもつ圧縮を伴う火炎では中心軸上で当量比が 1 の位置は燃焼場における火炎伸張率が極小値をとる位置



(a) case1: flat



(b) case2: concave curvature



(c) case3: convex curvature

図 8.3: 伸張率分布

とほぼ一致し、中心軸上の当量比が 1 の位置での火炎伸張率の値は  $-71\text{s}^{-1}$  をとる。

それに対し (b) の中心軸付近で凹の曲率を持つ火炎では中心軸上には量論混合状態の位置よりも空気側の位置に伸張率が約  $-70\text{s}^{-1}$  に達する領域が存在するが、当量比が 1 の位置は燃料側に曲がって分布しており、その位置での火炎伸張率は約  $-55\text{s}^{-1}$  という値をとる。また (c) の中心軸上で凸の曲率を持つ火炎では、量論混合状態の位置よりも燃料側に伸張率が  $-70\text{s}^{-1}$  に達する領域が存在するものの、量論混合状態の位置は空気側に曲がって分布しており、その位置での火炎伸張率の値は  $-58\text{s}^{-1}$  である。

### 8.3.3 発熱率分布

図 8.4(a)~(c) に各 case の発熱率の等高線を示す。またあわせて量論混合状態の位置を示す当量比 1 の破線も示す。発熱率は第 3 章で示した計算式によって算出している。

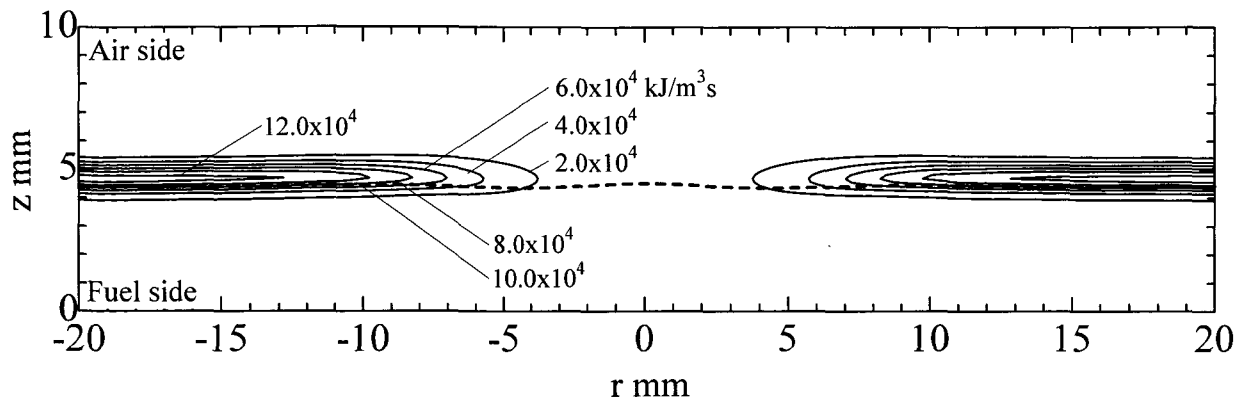
図 8.4(a)~(c) より、平面形状、凹、凸の曲率を持ついずれの場合の火炎についても中心軸から離れた位置の平面火炎部から中心軸に近づくにしたがって徐々に発熱率の値は小さくなり、吸引部の火炎伸張率が負の値を取っている位置では、ほとんど発熱していないことがわかる。しかしいずれの場合も中心軸付近で全く発熱していないわけではなく、(a) の平面形状を持つ火炎では中心軸上での発熱率のピーク値は  $8.51 \times 10^3 \text{kJ/m}^3\text{s}$ 、(b) の凹の曲率を持つ火炎では中心軸上での発熱率のピーク値は  $1.06 \times 10^4 \text{kJ/m}^3\text{s}$ 、(c) の凸の曲率を持つ火炎では中心軸上での発熱率のピーク値は  $4.97 \times 10^3 \text{kJ/m}^3\text{s}$  となっており、凹の曲率を持つ火炎で発熱率のピーク値が一番大きく、次いで平面形状を持つ火炎、凸の曲率を持つ火炎と発熱率の値は減少していく。このことは第 5 章、第 6 章で述べた、局所的な空気または燃料の噴流を付与することにより凹、凸の曲率を持つ火炎における曲率と発熱率の対応関係と類似している。

### 8.3.4 エンタルピの分布

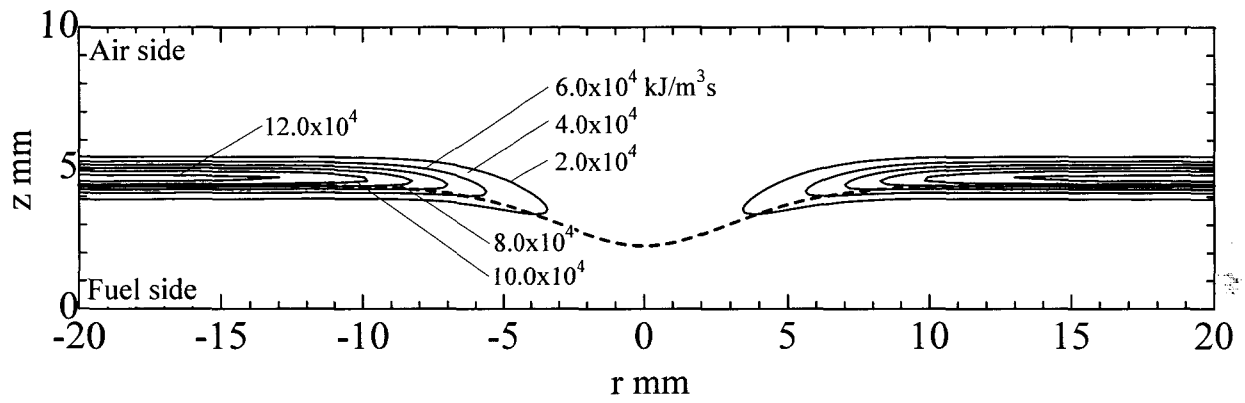
図 8.5(a)~(c) に各 case のエンタルピの等高線を示す。またあわせて量論混合状態の位置を示す当量比 1 の破線も示す。

図 8.5 より、吸引の影響を受けていない平面火炎部では各 case において当量比 1 の線よりも燃料希薄側でエンタルピが過剰になっており、ルイス数が 1 でないことに起因する熱と化学種成分間の拡散の差異による選択拡散の効果が現れていることがわかる。

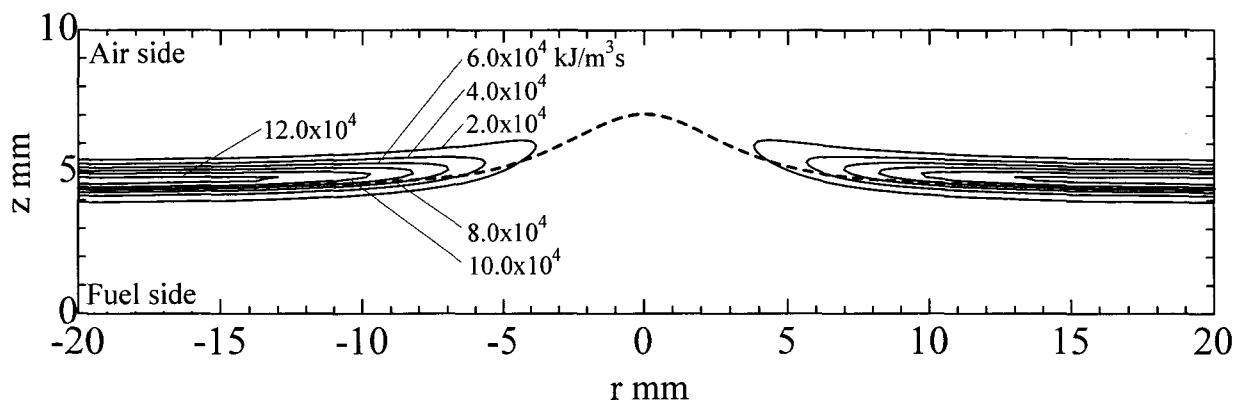
吸引により圧縮を受けている火炎伸張率が負の領域については、図 8.5(a) の曲率を持たない平面形状の圧縮を伴う火炎では中心軸付近ではエンタルピが 0 より小さいようなエンタルピが不足している領域は存在しておらず、燃料側または空気側の吸引ノズル入り口端



(a) case1: flat



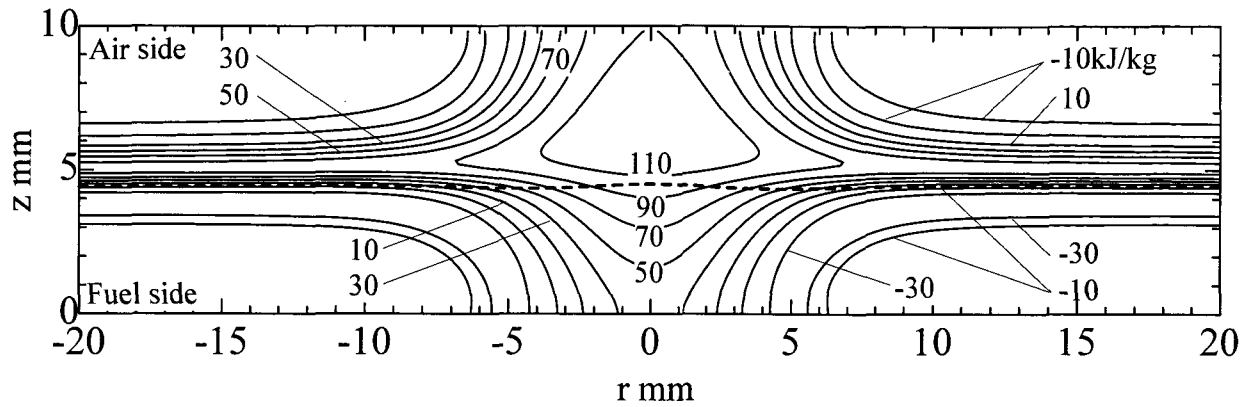
(b) case2: concave curvature



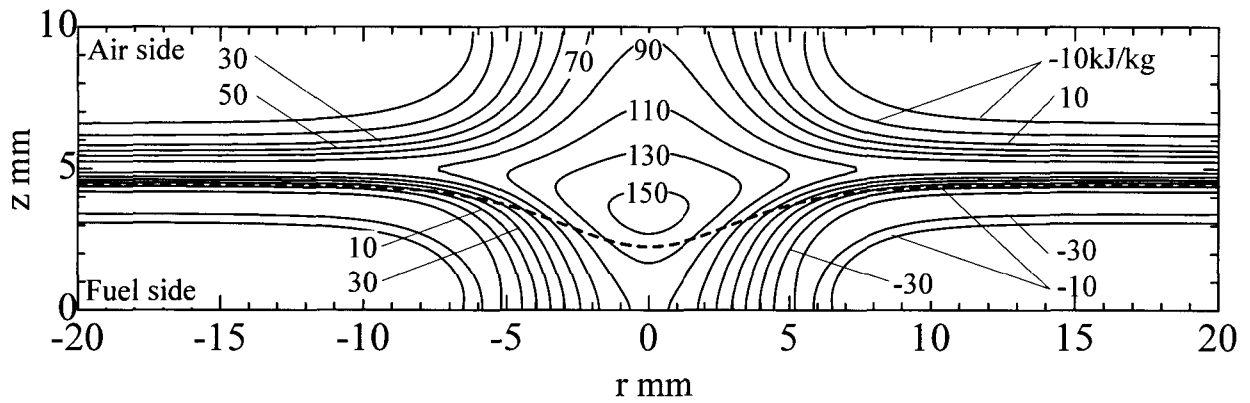
(c) case3: convex curvature

図 8.4: 発熱率分布

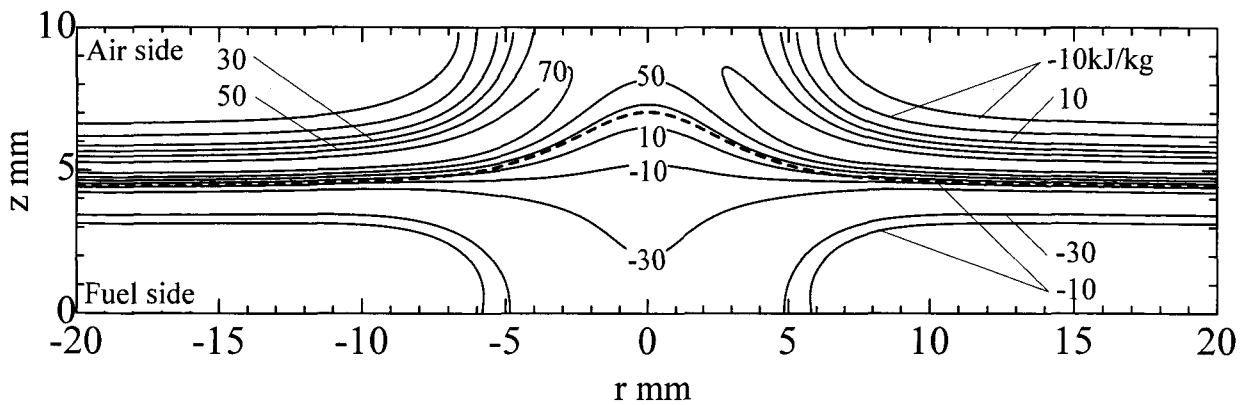




(a) case1: flat



(b) case2: concave curvature



(c) case3: convex curvature

図 8.5: エンタルピー分布

面においてもエンタルピが過剰な状態のガスを吸引していることがわかる。エンタルピ過剰の度合いは圧縮を伴う中心軸付近では、吸引の影響を受けていない平面火炎部よりも大きくなっていることがわかる。またエンタルピが特に過剰になっている領域は図8.2に示したように火炎温度が特に高くなっている領域と対応しており、この部分での温度上昇の原因の一つであると考えられる。中心軸上でのエンタルピの値は燃料希薄側で最大 129kJ/kg の値を取る。これは概算で約 95K の温度上昇に寄与していると考えられる。

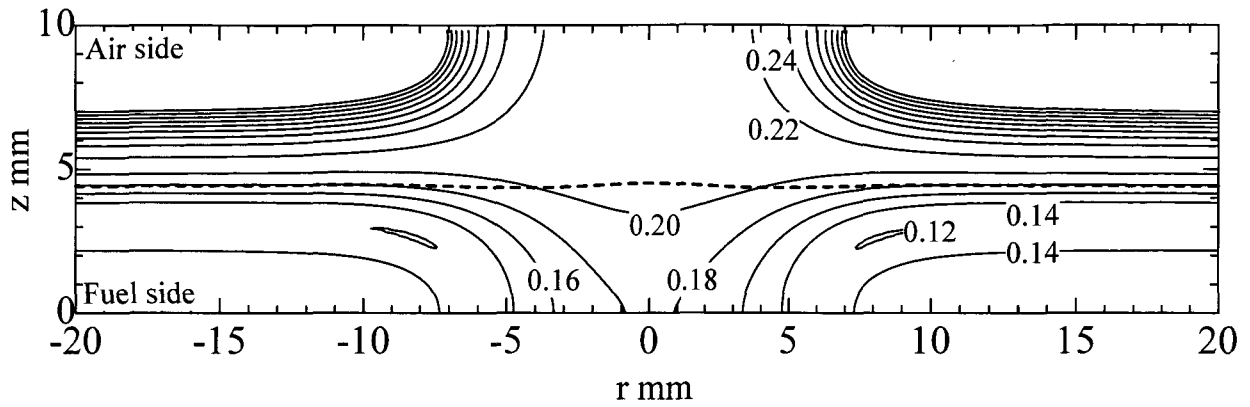
図 8.5(b) の凹の曲率を持つ圧縮を伴う火炎については、(a) の平面形状の圧縮を伴う火炎と同様に、中心軸付近ではエンタルピが 0 より小さいようなエンタルピが不足している領域は存在していない。またこの火炎では、(a) の平面形状の圧縮を伴う火炎よりも中心軸付近の圧縮を受ける領域でエンタルピ過剰の度合いが大きくなっていることがわかる。またエンタルピが特に過剰になっている領域は図 8.2 に示したように火炎温度が特に高くなっている領域と対応しており、この部分で特に温度が高くなることの原因の一つである。中心軸上では燃料希薄側で 156kJ/kg の最大値をとり、これは概算で約 113K の温度上昇に寄与していると考えられる。

図 8.5(c) の凸の曲率をもつ圧縮を伴う火炎については、前出の平面形状を持つ圧縮を伴う火炎、凹の曲率の圧縮を伴う火炎とは傾向が異なり、圧縮を伴う中心軸近傍ではエンタルピの過剰の度合いは平面火炎部と比較して小さいことがわかる。中心軸上でのエンタルピの分布は平面火炎部の分布と比較してエンタルピが不足している領域が燃料過剰側に広範囲に分布しており、燃料側吸引ノズル入り口ではエンタルピの値が -37kJ/kg のガスを吸引している。また燃料希薄側においてもエンタルピ過剰の度合いは小さく、中心軸断面におけるエンタルピの最大値は空気側吸引ノズル入り口端面における 65kJ/kg である。この値は圧縮の影響を受けていない平面火炎部におけるエンタルピ分布の最大値である 79kJ/kg よりも小さくなっており、エンタルピの過剰による温度上昇の効果は圧縮を受けない定常平面火炎部よりも小さい。このことはこの火炎の圧縮を受ける領域での火炎温度が平面形状を持つ圧縮を伴う火炎や凹の曲率の圧縮を受ける火炎の火炎温度と比較して低くなることの原因の一つである。

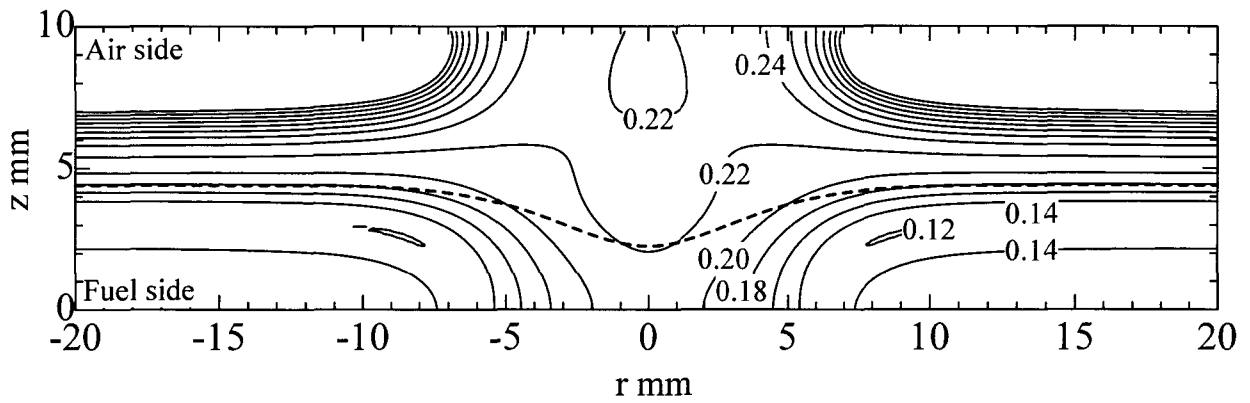
### 8.3.5 H<sub>2</sub> ratio の分布

図 8.6(a)~(c) に各 case の H<sub>2</sub> ratio の等高線を示す。あわせて当量比 1 を表す破線も示す。

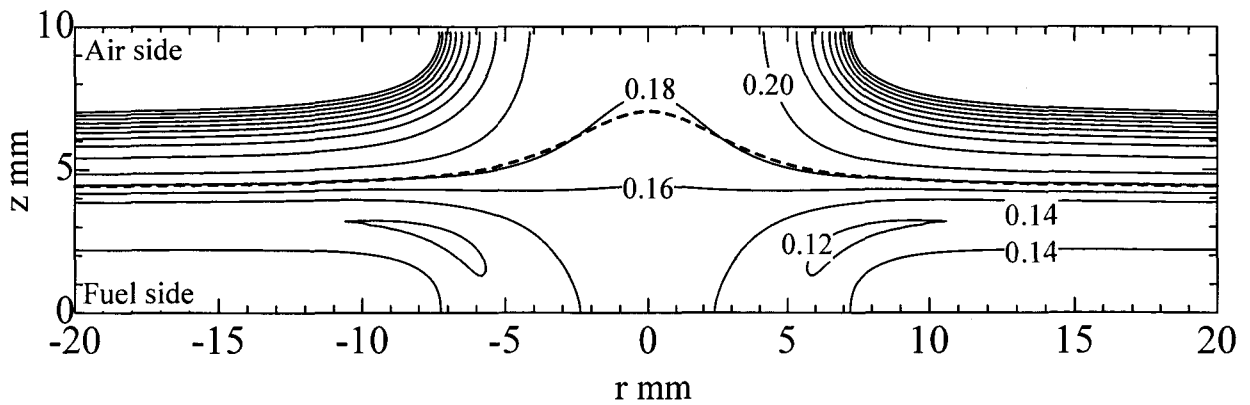
ここで H<sub>2</sub> ratio とは、その場に存在する燃焼生成物から逆算した燃焼前の組成の燃料中の H<sub>2</sub> のモル分率として定義される値(第3章参照)で、火炎中における化学種間の選択拡散効果によって H<sub>2</sub> の希釈や濃縮の度合いを示す値であり、H<sub>2</sub> ratio の値が元の燃料中の H<sub>2</sub> のモル濃度である 0.15 よりも大きければ H<sub>2</sub> が濃縮されており、小さければ希釈されてい



(a) case1: flat



(b) case2: concave curvature



(c) case3: convex curvature

図 8.6:  $H_2$  ratio の分布

ることを示している。H<sub>2</sub> ratioは第3章に掲載している計算式によって算出した。

図8.6(a)~(c)より各caseにおいて、吸引による圧縮の影響を受けていない平面火炎部では当量比が1の位置でのH<sub>2</sub> ratioの値は0.18と元の燃料組成に対応する0.15よりも大きな値を取っており、選択拡散の効果により水素が濃縮されていることがわかる。このことは第4章でも述べたとおりである。

図8.6(a)より曲率を持たない平面形状の圧縮を伴う火炎では、中心軸付近の吸引による圧縮を伴う領域には当量比が1の位置ではH<sub>2</sub> ratioの値は0.20を越えており、圧縮を受けない平面火炎部と比較して水素の濃縮の度合いが大きいことがわかる。このことは第4章に述べた、平面火炎において対向流速を減少させ火炎伸張率を正の範囲ではあるが減少させていった場合に当量比が1の位置でのH<sub>2</sub> ratioの値が増加していくことと同様の傾向であると考えられる。

図8.6(b)の凹の曲率を持つ圧縮を伴う火炎では、中心軸付近の当量比が1の位置でのH<sub>2</sub> ratioの値は0.22を越えており、図8.6(a)の曲率を持たない平面形状を持つ圧縮を伴う火炎と比較して水素の濃縮の度合いが大きくなっている。これは第5章、第6章でも示した火炎の凹の曲率と関連した選択拡散の効果によるものと考えられる。このことは凹の曲率を持つ圧縮を伴う火炎の火炎温度が上昇する原因の一つであると考えられる。

また図8.6(c)の凸の曲率を持つ圧縮を伴う火炎では、中心軸付近の当量比が1の位置でのH<sub>2</sub> ratioの値は0.18を割り込んで0.175となっており、圧縮の影響を受けない平面火炎部のH<sub>2</sub> ratioの値よりも小さくなっている。元の燃料組成に対応する0.15よりも大きい値を取っているものの、先の(a)に示した曲率の影響の無い平面形状の火炎と比較すると水素が希釈されている。これは第5章、第6章でも示した火炎の凸の曲率と関連した選択拡散の効果によるものと考えられる。このことは凸の曲率を持つ圧縮を伴う火炎の火炎温度が平面形状を持つ圧縮を伴う火炎の火炎温度よりも低くなることの原因の一つであると考えられる。

### 8.3.6 中心軸断面の構造

図8.7(a)~(c)にそれぞれcase1の平面の形状を持つ圧縮を伴う火炎、case2の凹の曲率を持つ圧縮を伴う火炎、case3の凸の曲率を持つ圧縮を伴う火炎についての中心軸断面での化学種成分と温度分布を示す。また図8.7(d)に吸引による圧縮を与えない初期値としての定常平面火炎の化学種成分と温度の分布を示す。図中の横軸は燃料側吸引ノズルの入り口端面からの距離を表し、 $z=0\text{mm}$ は燃料側吸引ノズル入り口端面、 $z=10\text{mm}$ は空気側吸引ノズルの入り口端面に相当する。また各図とも縦軸のスケール、また化学種成分の質量分率の表示倍数は統一してある。

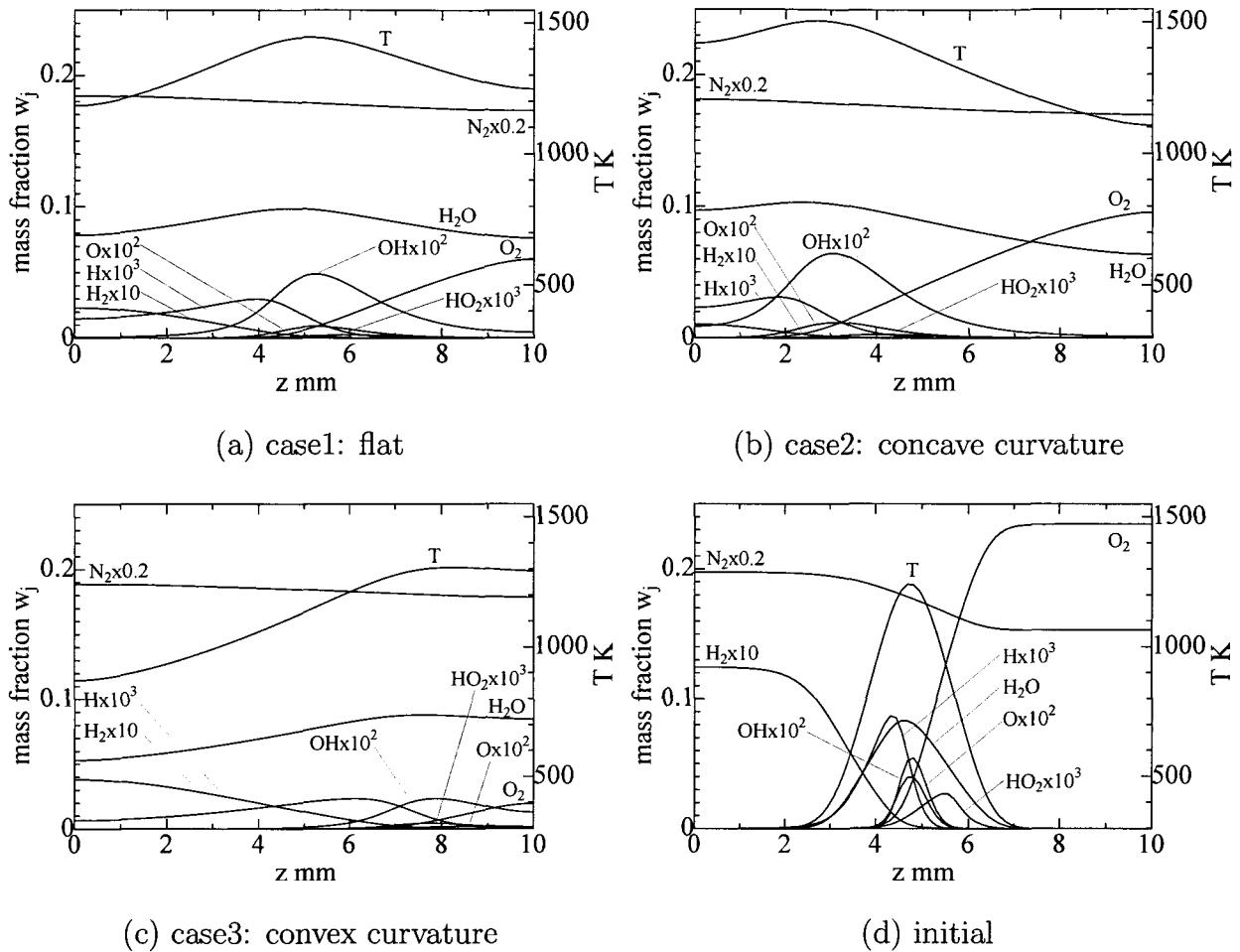


図 8.7: 中心軸断面の化学種成分と温度分布

図 8.7 より，吸引を行って圧縮を伴う状態の火炎である図中 (a)~(c) の火炎に関しては，いずれの場合も (d) の圧縮を伴わない定常平面火炎と比べて化学種または温度は幅広くなだらかに分布し，濃度や温度の勾配が小さいことがわかる．また温度も圧縮を伴わない火炎よりも高くなっており，また燃料側または空気側の吸引ノズルで高温のガスを吸引していることがわかる．(d) の圧縮を伴わない火炎では領域中心付近にしか存在しない  $\text{H}_2\text{O}$  や  $\text{OH}$ ， $\text{H}$  などの燃焼生成物あるいは中間生成物の化学種が，吸引を伴う火炎では燃料側あるいは空気側の吸引ノズル入り口においても存在していることがわかる．主要化学種成分については，燃料，酸化剤である  $\text{H}_2$ ， $\text{O}_2$  は吸引ノズル入り口で本来の燃料，空気よりもかなり減少しており，その代わりに燃焼生成物である  $\text{H}_2\text{O}$  が増加していることがわかる．case1 の平面の形状を持つ圧縮を伴う火炎では燃焼生成物あるいは中間生成物の分布はほぼ領域中心部に分布しており，また case2 の凹の曲率を持つ火炎については燃料側，case3 の凸の曲率を持つ火炎は空気側に分布していることがわかる．

化学種  $\text{OH}$  に着目すると， $\text{OH}$  のピークをとる位置は (a)~(d) のいずれの火炎について

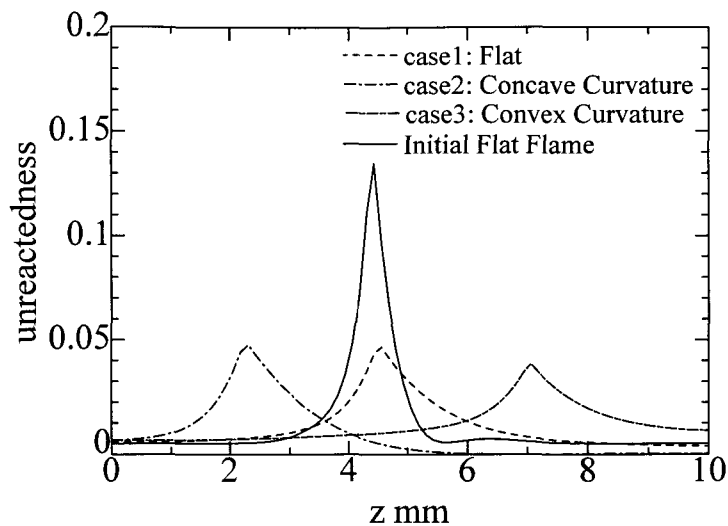


図 8.8: 中心軸断面における未反応度の分布

も温度のピーク値をとる位置とほぼ位置していることがわかる。case1 の平面形状を持つ火炎中での OH のピーク値は (d) の火炎の OH のピーク値とほぼ一致している。それに対し case2 の凹の曲率を持つ火炎では OH のピーク値は (d) の火炎の約 1.3 倍近くの値を取る。また case3 の凸の曲率を持つ火炎では OH のピーク値は (d) の火炎の半分以下の値しか取らない。

### 8.3.7 未反応度の分布

図 8.8 に、伸張・圧縮を伴う火炎である case1 の平面形状を持つ火炎，case2 の燃料側から見て凹の曲率を持つ火炎，case3 の凸の曲率を持つ火炎についての中心軸断面における未反応度の分布を示す。中心軸断面では圧縮を伴う火炎においては最も負の火炎伸張を受けている断面に相当する。またあわせて吸引を行わない場合の初期状態である定常平面拡散火炎 (対向流速 0.25m/s, バーナ間距離 30mm) の火炎についても示す。

未反応度 (unreactedness) は第 3 章に示した計算式により算出している。ここで未反応度とは第 3 章で説明したとおりであるが、局所に存在する混合ガスが化学平衡状態になるまでに発生する発熱量を、量論混合比で混合している未燃予混合ガスが平衡状態になるまでに発生する発熱量で割って正規化したものである。つまり未反応度の大小は化学反応の化学平衡に至るまでの進行度を示していると言え、未反応度が小さければ化学平衡状態に近い状態、また未反応度が大きければ化学平衡から遠い状態で化学反応が非平衡状態にあることを示している。

図 8.8 より、case1~3 の吸引により圧縮を伴う火炎の未反応度の値は、吸引を与えない初

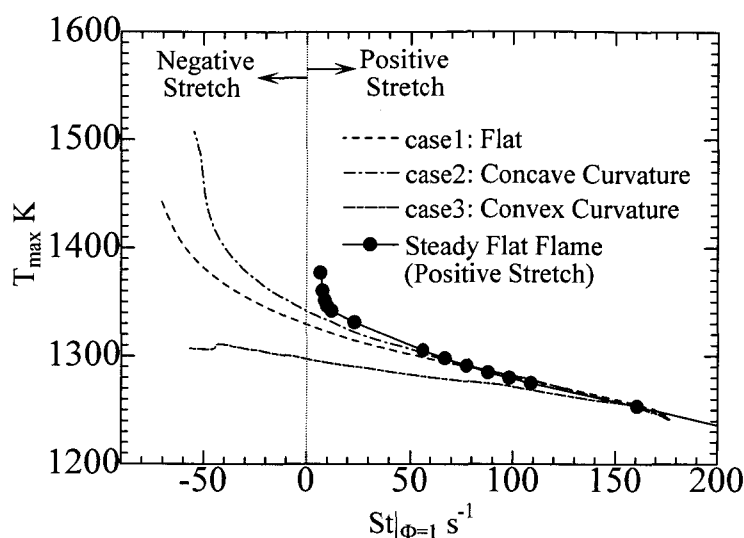


図 8.9: 火炎伸張率と火炎温度の関係

期状態の定常平面火炎の分布と比較するとピーク値で約3分の1程度しかなく低いレベルにあることがわかる。このことは圧縮を受け負の火炎伸張を受ける領域では化学反応が化学平衡に近い状態になっていることを示している。また僅かではあるが、圧縮を伴う火炎では未反応度のピーク値は凹の曲率を伴う火炎が一番大きく、次いで平面形状を持つ火炎、そして凸の曲率を伴う火炎が一番小さい値を取ることがわかる。

### 8.3.8 火炎伸張率と火炎温度の関係

図 8.9 に、伸張・圧縮を伴う火炎である case1 の平面形状を持つ火炎、case2 の燃料側から見て凹の曲率を持つ火炎、case3 の凸の曲率を持つ火炎についての火炎伸張率と火炎温度の関係を示す。火炎伸張率  $St|_{\phi=1}$  は計算領域における燃焼場において当量比が 1 となる軌跡に沿って局所の流速から求めている。また火炎温度  $T_{max}$  は、火炎伸張率を求めた同じ半径断面での最高温度として求めている。また黒丸線は第 4 章に挙げた通常の正の伸張を伴う対向流定常平面拡散火炎について、対向流速をさまざまに変化させた場合の同様な火炎伸張率と火炎温度の関係である。通常の正の伸張を伴う対向流定常平面拡散火炎については火炎伸張率に対して一意に火炎温度は決まる。

図 8.9 より、圧縮を伴う 3 種類の火炎、また正の伸張を伴う対向流平面火炎のいずれの火炎についても、火炎伸張率が正の領域では火炎伸張率が減少するにつれて火炎温度は単調に増加しているのがわかる。圧縮つまり負の火炎伸張率を伴う火炎では case3 の凸の曲率を持つ火炎を除いて火炎伸張率が負の領域に入ってもその傾向は変わらず、火炎伸張率の減少とともに火炎温度は増加する。case1~case3 の各線の左端は中心軸上のデータに対応

しており、中心軸上で火炎伸張率は最小となる。case3の凸の曲率を持つ火炎については火炎伸張率が $-50\text{s}^{-1}$ の付近で火炎温度が僅かに減少していることがわかる。この領域は中心軸のごく近傍に対応しており、先にも述べたようにこの凸の曲率を持つ火炎では中心軸から少し離れた位置での火炎温度が中心軸上での火炎温度よりも高いことを示している。

図より、異なる曲率を持つcase1~3の圧縮を伴う火炎では、負の火炎伸張率の領域や正の火炎伸張率を持つ領域についても、同一の火炎伸張率において凹の曲率を持つ火炎が火炎温度がもっとも高く伸張率が $-50\text{s}^{-1}$ 付近では火炎温度は約1500Kに達している。次いで平面形状を持つものは伸張率が $-50\text{s}^{-1}$ 付近では約1380K、そして凸の曲率を持つものが火炎温度は最も低くなり伸張率が $-50\text{s}^{-1}$ 付近では約1310Kとなっている。

通常の正の火炎伸張を伴う対向流拡散火炎の曲線と比較すると、case1~3の圧縮を伴う火炎は、圧縮の影響が少ない高伸張の領域ではほぼ通常の正の伸張を伴う火炎の曲線と一致するが、火炎伸張率が減少するにつれて火炎温度は通常の正の伸張を伴う火炎の温度よりも低い温度をとる。火炎伸張率が0に近い領域では通常の平面火炎の火炎温度は比較的急激に増加しているが圧縮を伴う火炎ではなだらかに増加しているため火炎温度の差異は大きくなっていることがわかる。このことは火炎形成の際の局所火炎に対する周囲に存在する火炎の影響などによるものと考えられる。

以上のように、同一の火炎伸張率にも関わらず火炎温度は異なる値を取り一意には決まらず、先に述べたように正または負の伸張率を伴う領域でも火炎曲率と関連した選択拡散の影響やルイス数効果の度合い、また化学反応の進行度や局所の火炎を取り囲む周囲の火炎の影響などにより変化することが言える。

## 8.4 むすび

水素と窒素の混合気の燃料と空気の対向流場で形成される対向流層流平面拡散火炎に対し、双方のバーナーダクト中心軸上に配置された吸引ノズルを用いて燃料側、空気側から吸引を行うことによって、部分的に負の伸張率つまり圧縮を伴う定常火炎を形成し、燃料側または空気側の吸引の強さを調節することにより平面の形状を持つ火炎、燃料側から見て凹の曲率を持つ火炎、凸の曲率を伴う火炎の三種類の伸張・圧縮を伴う火炎について、素反応動力学と多成分拡散を考慮した数値計算を行い、伸張・圧縮を伴う拡散火炎の火炎構造や火炎特性について解析を行い以下の結論を得た。

1. 圧縮を伴う火炎では、負の火炎伸張率を持つ部分で火炎温度は圧縮を受けない部分の火炎温度よりも上昇する。

2. 上記1のことについて、通常の正の火炎伸張率を伴う定常平面拡散火炎が火炎伸張率の低下とともに火炎温度が上昇する傾向があるが、負の火炎伸張率の領域でもこの傾向は



変わらない。このことは火炎伸張率が低下するにしたがって化学種間の選択拡散の影響による水素の濃縮の度合いや熱と化学種成分間の選択拡散(ルイス数効果)の効果が大きくなること、また温度の分布がなだらかに幅広く分布することによる熱伝導による熱損失の低下が原因である。

3. 温度上昇の度合いは火炎が燃料側から見て凹の曲率を持つ火炎が一番大きく、次いで平面形状の火炎、凸の曲率を持つ火炎と温度上昇の度合いは小さくなる。これは火炎曲率が異なることにより化学種成分間の選択拡散による水素の濃縮の度合いが異なるため、またルイス数効果によるエンタルピの過剰になる度合いも凹の曲率を持つ火炎が一番大きく、次いで平面形状の火炎、凸の曲率を持つ火炎の順と小さくなっていくことも原因である。

4. 負の火炎伸張率の領域について火炎伸張率と火炎温度の関係を示すとともに、負の火炎伸張率の領域においても火炎曲率と関連した化学種成分間の選択拡散の影響やルイス数効果の影響、また化学反応の進行度や火炎の周囲の影響などにより火炎伸張率と火炎温度の間に一意的な関係が無いことを示した。

## 参考文献

- [1] Miyafuji, A., Komiyama, M., Takagi, T., *Proceeding of 1st Asia-Pacific Conference on Combustion (ASPACC97)*, (1997), pp.26-29.
- [2] Mueller, C.J., Driscoll, J.F., Reuss, D.L., Drake, M.C., *26th Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1996), pp.347-355.
- [3] Kee, R.J., Dixon-Lewis, G., Warnats, J., Coltrin, M.E., and Miller, J.A., *A Fortran Computer Code Package for the Evaluation of Gas-Phase Multicomponent Transport Properties*, SAND86-8246, (1986).
- [4] Kee, R.J., Rupley, F.M, and Miller, J.A, *The Chemkin Thermodynamic Data Base*, SAND87-8215B, (1990).
- [5] Kee, R.J, Rupley, F.M, and Miller, J.A, *Chemkin-II: A Fortran Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas Phase Chemical Kinetics*, SAND89-8009B, (1991).

## 第 9 章

### 結論

本論文では火炎を規定するパラメータの制御が容易な乱流拡散火炎の素過程としての、水素を燃料とする対向流層流拡散火炎を対象とし、レーザ散乱法を用いた火炎の瞬時二次元温度分布測定を行い、また素反応動力学と多成分拡散を用いた数値解析を行うことにより火炎温度、各化学種濃度などを算出した。それらから得られた結果より、速度変動により歪を受け火炎伸張を伴う火炎について火炎構造や動的挙動を明らかにするとともに、火炎の伸張・圧縮や火炎曲率、選択拡散効果や非定常性等が火炎の構造、消炎現象、火炎の動的挙動などにおよぼす影響を明確にした。また実験ならびに数値解析から得られた結果を比較することにより実験結果の信頼性と数値解析による火炎の予測の有効性を確認した。

得られた結果は各章の終わりでまとめているが、要約すると以下のとおりである。

第 2 章では、対向流平面拡散火炎に定常または非定常的に燃料側または空気側から局所歪を与えた火炎を形成し、この火炎を対象として火炎の二次元瞬時温度分布測定を行うための実験装置と方法および測定原理とその誤差評価について述べた。

1. 火炎の曲率、非定常性その他の条件を制御できる火炎を形成するための対向流バーナ、定常または非定常的な局所歪を与えるための局所噴出ノズルの配置を提案し、その構成の詳細を示した。

2. 火炎の二次元瞬時温度分布測定を行う手法として用いたレーザ・レーザ散乱法についてその測定原理と実験で用いた測定装置の詳細を示し測定誤差を評価した。特に火炎中で現れる選択拡散の効果による温度測定に生じる測定誤差の評価を行い、主に燃料過剰側で総じて大きくても約 20K またはそれ以下の誤差で火炎温度を高く見積もることを数値計算による解析結果より示した。

第 3 章では、本研究における数値解析に用いた基礎方程式、補助関係式、素反応、数値計算法を示した。また個々の火炎の解析において用いた火炎特性の評価法等を示した。

第 4 章では、水素を燃料とした定常層流平面拡散火炎について水素と窒素の割合を変化させた三種類の燃料に対して対向流速をさまざまに変化させた場合について、一次的に式変形した基礎方程式を用いて素反応動力学と多成分拡散を考慮した数値解析を行ない以

下の結論を得た。

1. 燃焼場のような多成分系における有効拡散係数の有効性について調べ、燃料として体積比で  $H_2:N_2=15:85$  や  $H_2:N_2=30:70$  の混合気を用いた場合には有効拡散係数を用いても十分精度よく火炎構造を捕らえることができのに対し、燃料として純水素を用いた場合には厳密な多成分拡散を考慮する必要があることを示した。

2. 対象とした火炎についてその火炎構造を明らかにし、また特に火炎中において熱と物質間の選択拡散(ルイス数効果)によりエンタルピに過不足が生じること、また物質間の選択拡散効果により燃料中の成分の水素が火炎帯近傍で濃縮されることを明らかにした。またこれらの影響により対向流速が小さく火炎伸張率が小さい場合に火炎温度が断熱火炎温度よりも高くなることを示した。

3. 対象とした火炎について火炎伸張率と火炎温度の関係を示し、火炎温度は火炎伸張率の増加とともに単調に減少することを明らかにした。また用いた三種類の燃料について消炎限界火炎伸張率を明らかにした。

第5章では、水素と窒素の混合ガスを燃料とした対向流拡散火炎に対し、燃料側または空気側から燃料または空気のマクロジェットを衝突させることによって付加的な歪を与えたときの火炎の挙動を、直接写真、レーリ散乱法を用いた二次元温度分布測定により観察し、また素反応動力学と多成分拡散を考慮した数値計算により解析を行い以下の結論を得た。

1. 平面火炎に燃料側から燃料のマクロジェットを衝突させ凸の曲率を与えた火炎では、マクロジェットが衝突する部分で温度が低下し、局所消炎に至りやすい傾向がある。

2. 平面火炎に空気側から空気のマクロジェットを衝突させ凹の曲率を与えた火炎では、逆に温度が上昇する傾向がある。

3. 上記1, 2の火炎の特徴的な差異は、火炎の曲率と関連した化学種成分間の選択拡散による  $H_2$  の希釈または濃縮、ならびに熱と化学種成分間の選択拡散によるエンタルピの過不足に起因することを明らかにした。

4. 実験による二次元温度測定結果と数値計算で得られた結果はよく一致し、本数値解析は実験で得られるような火炎特性をよく表現できることを示した。

5. 定常平面火炎では、火炎最高温度は火炎伸張率の増加に伴って単調に減少し、火炎温度は火炎伸張率によって一意的に決まる。しかし局所的に歪を伴うような火炎では、火炎曲率と関連した化学種成分間および熱と化学種成分間の選択拡散の影響により、同一の伸張率の火炎でも、伸張率と火炎温度の間に一意的な関係が無いことを示した。

第6章では、水素と窒素の混合ガスを燃料とした対向流拡散火炎に対し、燃料側または空気側から燃料または空気のマクロジェットを非定常的に衝突させることによって付加的な歪を与えたときの火炎の局所消炎現象や再着火現象などの火炎の動的挙動を、レーリ散乱法を用いた時間を追った二次元温度分布測定により観察し、また素反応動力学と多成分

拡散を考慮した数値計算により解析を行い以下の結論を得た。

1. 空気側から空気の、または燃料側から燃料のマイクロジェットを非定常的に付与したとき、非定常過程としての局所消炎が見られる。局所消炎に至る非定常過程において、火炎は定常平面火炎の消炎限界をはるかに越える火炎伸張率がかかっているにもかかわらず、高温を維持する瞬間が存在する。

2. 空気側から空気のマイクロジェットを非定常的に拡散火炎に付与したとき、局所消炎に至った後、マイクロジェット先端部での局所消炎部で再着火が生じる。また再着火後の温度は定常平面火炎の温度に比べて非常に高くなる。これは火炎の凹の曲率と関連した選択拡散効果の影響で $H_2$ の濃縮が起きていること、エンタルピが過剰になることに起因する。この再着火現象は、局所消炎後に未反応度の大きい予混合気形成され、消炎していない高温部からの火炎伝ばによって生じる。

3. 燃料側から燃料のマイクロジェットを非定常的に拡散火炎に付与したとき、空気のマイクロジェットを付与した場合とは対照的に火炎伝ばや再着火現象は見られない。このことは火炎の凸の曲率と関連した選択拡散効果の影響で $H_2$ の希釈が起きていることにより、局所消炎後に未反応度の小さい予混合気しか形成されないことに起因する。

4. 空気のマイクロジェットを非定常的に付与した場合に見られる局所消炎とその後に続く再着火の一連の非定常現象や、また燃料のマイクロジェットを非定常的に付与した場合の局所消炎と、その後の再着火が現れないなどの非定常現象について、実験による結果と数値解析による結果とはよく一致している。

5. 局所火炎最高温度は局所火炎伸張率によって一意には決まらず、火炎の非定常特性、火炎曲率と関連した選択拡散の影響、消炎後に形成される未燃予混合気に対する再着火等、火炎の状態に広く依存し変化する。

第7章では、水素と窒素の混合物を燃料とする対向流層流平面拡散火炎に対し、燃料、空気流速に周期的な速度変動を与えた火炎について火炎の非定常挙動や過渡現象特性、消炎に対する影響に着目し、素反応動力学と多成分拡散を考慮した数値計算を行い以下の結論を得た。

1. 火炎温度は対向流速並びに火炎伸張率の振動周期が増すにつれ火炎伸張率に対し位相遅れが増加し、また火炎温度の火炎伸張率に対する追従性が悪化し温度の変化幅が小さくなることを示した。

2. 速度変動による非定常的な火炎伸張率を受けると、火炎は定常火炎の消炎限界を超える大きな火炎伸張率を受けても高温を維持する領域が存在し、この場合の消炎限界火炎伸張率は振動周波数の増加に伴い増加することを示した。

3. 火炎の瞬時の状態はその状態に至るまでの履歴によって大きく影響を受け、定常火炎が存在し得ないような低温に至っても再び温度が回復する状況が存在することを示した。

4. 上記のように火炎温度は火炎伸張率では一意には決まらず、非定常性や火炎状態の履歴に大きく依存し変化することを示した。

第8章では、水素と窒素の混合気の燃料と空気流の対向流場で形成される対向流層流平面拡散火炎に対し双方のバーナーダクト中心軸上に配置された吸引ノズルを用いて燃料側、空気側から吸引を行うことによって、部分的に負の伸張率つまり圧縮を伴う定常火炎を形成し、燃料側または空気側の吸引の強さを調節することにより平面の形状を持つ火炎、燃料側から見て凹の曲率を持つ火炎、凸の曲率を伴う火炎の三種類の伸張・圧縮を伴う火炎について、素反応動力学と多成分拡散を考慮した数値計算を行い、伸張・圧縮を伴う拡散火炎の火炎構造や火炎特性について解析を行い以下の結論を得た。

1. 圧縮を伴う火炎では、負の火炎伸張率を持つ部分で火炎温度は圧縮を受けない部分の火炎温度よりも上昇する。

2. 上記1のことについて、通常の正の火炎伸張率を伴う定常平面拡散火炎が火炎伸張率の低下とともに火炎温度が上昇する傾向があるが、負の火炎伸張率の領域でもこの傾向は変わらない。このことは火炎伸張率が低下するにしたがって化学種間の選択拡散の影響による水素の濃縮の度合いや熱と化学種成分間の選択拡散(ルイス数効果)の効果が大きくなること、また温度の分布がなだらかに幅広く分布することによる熱伝導による熱損失の低下が原因である。

3. 温度上昇の度合いは火炎が燃料側から見て凹の曲率を持つ火炎が一番大きく、次いで平面形状の火炎、凸の曲率を持つ火炎と温度上昇の度合いは小さくなる。これは火炎曲率が異なることにより化学種成分間の選択拡散による水素の濃縮の度合いが異なるため、またルイス数効果によるエンタルピの過剰になる度合いも凹の曲率を持つ火炎が一番大きく、次いで平面形状の火炎、凸の曲率を持つ火炎の順と小さくなっていくことも原因である。

4. 負の火炎伸張率の領域について火炎伸張率と火炎温度の関係を示すとともに、負の火炎伸張率の領域においても火炎曲率と関連した化学種成分間の選択拡散の影響やルイス数効果の影響、また化学反応の進行度や火炎の周囲の影響などにより火炎伸張率と火炎温度の間に一意的な関係が無いことを示した。

## 謝辞

本研究は、大阪大学大学院 工学研究科 産業機械工学専攻 輸送現象学講座 (現 機械物理工学専攻 エネルギー工学講座 熱工学領域) 在学中に行ったものです。

高城敏美 教授には、本論文の研究テーマのみならず本講座における研究活動全般を通して終始一貫して懇切丁寧なるご指導とご鞭撻を賜り、また本論文の執筆に際しても綿密なご校閲をいただき、深い敬意と心からの感謝を表します。

本論文をまとめるにあたり、ご校閲とご指導をいただきました大阪大学 香月正司 教授、片岡 勲 教授に深く感謝致します。

また本講座の 岡本達幸 助教授、小宮山正治 講師、木下進一 助手には、度重なるご指導とご鞭撻を賜り深く感謝致します。

また本研究を行うに際して、本講座の当時の博士後期課程 宮藤 章 氏、当時の博士前期課程 吉川 譲 氏 (現 富士電機)、中田 涼 君、当時の工学部学生 今井孝範 君 (現 トヨタ自動車)、安藤弘朗 君 (現 富士重工業)、高井幸心 君の惜しみないご協力をいただいたことに深く感謝の意を表します。あわせてまた、所属する研究室の皆様の多大なご協力のもとに十分な環境で研究を進めることができましたことに感謝致します。

この間、著者は日本学術振興会特別研究員として日本学術振興会から援助を受けたことを記して謝意を表します。

最後にこれまであたたかく見守ってくれた両親に感謝の意を表します。

吉田 憲 司