

伝ば火炎に発生する乱れに関する研究

土橋 律

①

目次

1. 序	1
2. 伝ば火炎の発生	2
3. 伝ば火炎の伝ば	3
4. 伝ば火炎の消滅	4
5. 伝ば火炎の伝ば速度	5
6. 伝ば火炎の伝ば方向	6
7. 伝ば火炎の伝ばモード	7
8. 伝ば火炎の伝ば特性	8
9. 伝ば火炎の伝ばメカニズム	9
10. 伝ば火炎の伝ば制御	10

「伝ば火炎に発生する乱れに関する研究」

1. 序	11
2. 伝ば火炎の発生	12
3. 伝ば火炎の伝ば	13
4. 伝ば火炎の消滅	14
5. 伝ば火炎の伝ば速度	15
6. 伝ば火炎の伝ば方向	16
7. 伝ば火炎の伝ばモード	17
8. 伝ば火炎の伝ば特性	18
9. 伝ば火炎の伝ばメカニズム	19
10. 伝ば火炎の伝ば制御	20

11. 伝ば火炎の伝ばメカニズム	21
12. 伝ば火炎の伝ば制御	22
13. 伝ば火炎の伝ばメカニズム	23
14. 伝ば火炎の伝ば制御	24
15. 伝ば火炎の伝ばメカニズム	25
16. 伝ば火炎の伝ば制御	26
17. 伝ば火炎の伝ばメカニズム	27
18. 伝ば火炎の伝ば制御	28
19. 伝ば火炎の伝ばメカニズム	29
20. 伝ば火炎の伝ば制御	30

土橋 律

21. 伝ば火炎の伝ばメカニズム	31
22. 伝ば火炎の伝ば制御	32
23. 伝ば火炎の伝ばメカニズム	33
24. 伝ば火炎の伝ば制御	34
25. 伝ば火炎の伝ばメカニズム	35
26. 伝ば火炎の伝ば制御	36
27. 伝ば火炎の伝ばメカニズム	37
28. 伝ば火炎の伝ば制御	38
29. 伝ば火炎の伝ばメカニズム	39
30. 伝ば火炎の伝ば制御	40

目次

第1章 序論	
1-1 まえがき	1
1-2 研究史	
1-2-1 基礎燃焼現象に関する研究	5
1-2-2 ガス爆発現象に関する研究	7
1-2-3 内燃機関等に関する研究	10
第2章 火炎の乱れの発生成長機構	
2-1 気流の乱れおよび濃度場の不均一による火炎の乱れの発生	11
2-2 火炎の不安定現象による火炎の乱れの発生	21
2-2-1 Diffusive-Thermal Instability (拡散-熱的不安定)	22
2-2-2 Hydrodynamic Instability (流体力学的不安定)	26
2-2-3 Body-force Instability (外力不安定)	29
2-2-4 擾乱成長の波数依存性 (Dispersion Relation) の解析	34
2-2-5 その他の不安定現象	38
2-2-6 周期的不安定現象	39
2-3 本研究の目的	40
第3章 実験装置と方法	
3-1 実験の目的	42
3-2 実験装置	
3-2-1 燃焼容器	43
3-2-2 点火装置	46
3-2-3 可燃性気体供給装置	46
3-2-4 圧力変動測定装置	48
3-2-5 圧力波の発生	50
3-2-6 火炎挙動観察装置	55
3-3 実験方法	
3-3-1 実験の手順	61
3-3-2 実験条件	63

第4章 火炎の挙動		64
4-1 観測された火炎の挙動と乱れの発生		64
4-2 乱れの成長速度		69
第5章 圧力変動		72
5-1 測定された圧力変動		72
5-2 乱れによる圧力上昇速度の増大		76
第6章 乱れの構造		78
6-1 2方向からの火炎の乱れの同時観察結果		78
6-2 火炎の乱れの3次元構造		82
6-3 火炎の乱れの発生機構と構造		87
第7章 混合気種類と濃度の効果		90
7-1 種々の混合気中における火炎および圧力の挙動		90
7-2 種々の混合気中において発生した乱れ		99
第8章 初期圧力の効果		101
8-1 種々の初期圧力における火炎および圧力の挙動		101
8-2 種々の初期圧力の実験において発生した乱れ		107
第9章 火炎の乱れのスケール		109
9-1 火炎の乱れのスケールの測定		109
9-2 火炎の乱れのスケールが決定されるメカニズム		117
第10章 選択拡散により発生する火炎の乱れとの比較		123
10-1 選択拡散により発生する火炎の乱れの2方向同時観察		123
10-2 乱れの発生成長機構と乱れの構造との関係		125
第11章 総括		130
11-1 研究の目的		130
11-2 本研究の成果		132

第12章 補足	
12-1 シュリーレン光学系(縦方向の観察用)により得られる画像について	134
12-1-1 実験装置	134
12-1-2 結果	136
12-1-3 まとめ	137
12-2 光学測定法の特徴と今後の発展性	141
12-2-1 測定法の特徴	141
12-2-2 今後の発展性	143
12-3 乱れのスケールについて	145
12-3-1 微小擾乱の線形解析	145
12-3-2 火炎形状の表現	147
12-3-3 燃焼速度の表現	149
12-3-4 火炎の自発的不安定性	151
12-3-5 まとめ	153
12-4 着火誘導距離と火炎の乱れのスケールの関係	154
12-5 火炎の乱れの成長と圧力変動の関係	158
12-6 容器内圧力変動の測定について	163
12-7 縦方向のシュリーレン光学系を用いた横方向からの観察	166
参考文献	173
謝辞	181

第 1 章 序論

1. 序論

1-1 まえがき

現代社会においては、人間の文明生活を支えるため大量のエネルギーを消費しており、またその消費量も年々増加している。これらの消費されるエネルギーの大部分は、化石燃料等の燃焼により得ている[1]。しかし、化石燃料資源の枯渇が近づいていることや化石燃料燃焼により発生する二酸化炭素が地球環境に悪影響を及ぼすことが昨今指摘されており、化石燃料の消費抑制が今後の大きな課題となっている。この課題の解決のために、効率の良い燃焼をおこない、より少ない燃料で、より多くのエネルギーを取り出す努力をすることは、最初におこなうべき重要な対策である。このためには、燃焼効率が低い燃焼設備や必要な時に必要なだけの量のエネルギーを供給できるような燃焼設備を開発したり、あるいはできるだけ燃焼効率の向上するような運転条件を見つければすくなくとも必要となってくる。いずれの対策をとるにしても、燃焼を的確に制御するための知識、技術が重要になると考えられる。

一方、火災や爆発事故においても、焼損や破壊のエネルギーの大部分は燃焼反応によりもたらされるものである。したがって、この火災や爆発事故の発生防止対策あるいは被害の拡大抑制対策を適切に作成するためには、やはり燃焼をいかに的確に制御できるかが重要となってくる。

燃焼を制御するのに用いる手段として、まず燃料と酸化剤の供給量や供給割合の調整により、発熱速度や火炎の性質を変化させる方法をあげることができる。燃料と酸化剤の供給量や供給割合は、燃焼状態に変化を与える最も重要な要因であり、この要因を用いた方法は産業用の複雑な燃焼器から家庭用のガスコンロに至るまで採用され、制御方法としてほぼ確立されている。次に燃焼状態に大きな変化を及ぼす要因として火炎の乱れがあるが、これも燃焼を制御するの

に用いられる。火炎に乱れが生じると、火炎の面積が増大するため単位体積内にある火炎による燃料気体の消費速度が速くなる。この効果を用い、燃焼によりエネルギーを取り出す多くの装置では、比較的小さい体積中で多くの燃料を高速に燃焼させ、高効率と装置の小型化を達成している。また火災や爆発等の燃焼をともなう災害の場合には、火炎に乱れが生じると燃え広がりや火炎伝ばの速度が大きくなり、災害の拡大速度や爆発威力などが増大する。したがって、火炎の乱れを制御することが、被害の軽減につながることになり、火災や爆発の予見される設備や装置の施設において配慮されるようになりつつある。

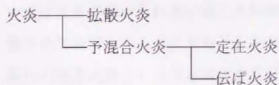
このように火炎に発生する乱れを変化させることは燃焼を制御する上で非常に重要である。しかしながら、火炎に発生する乱れについてはその発生、成長機構が充分明らかになっておらず、火炎に発生する乱れを利用して燃焼を適切に制御する方法が確立しているとはいえない。

火炎に乱れが発生する原因として、流れ場および濃度場の乱れによるものと火炎の不安定現象によるものがあるが、実際の乱流火炎では複雑な速度場や濃度場の中でこれらの原因による乱れが同時に発生していると考えられる。例えば、乱流燃焼を用いた燃焼器などでは通常未燃焼気体の流れに乱れを与えることにより火炎に乱れを生じさせている。このとき火炎に発生する乱れ発生の挙動は流れ場と燃焼速度だけで単純に決まるのではなく、火炎が自発的に乱れる不安定現象が深く関与していると考えられる。したがって、条件として設定した供給燃焼気体の組成や流れの状態だけから燃料消費速度等の特性を的確に予測できないのが現状である。また、ガス爆発においては、火炎伝ばの挙動は火炎が伝ばする空間の可燃性気体の状態のみで決まるのではない。たとえば、火炎の伝ばや開口部の発生にともなって生じた圧力波が火炎と干渉し、火炎が急速に乱れることがしばしば観察されており、その挙動の予測を非常に困難にしている。また火炎の不安定現象は、燃焼器内の音響的あるいは流体力学的特

性と結合して振動燃焼を引き起こすことがある。振動燃焼が発生すると、騒音や装置の振動が発生したり燃焼効率が低下したりするだけでなく、装置が破壊されることもある。これらの発生を抑制するためにも火炎の不安定現象を解明し、それによる火炎の乱れの発生原因を明らかにする必要がある。

そこで本研究では、火炎に発生する乱れの特徴や発生機構について研究し、特に火炎の不安定現象が乱れの発生にどのように関与しているかを明らかにする。

通常、火炎は、燃料と酸化剤が反応帯のそれぞれ別の側から供給される拡散火炎と、燃料と酸化剤があらかじめ混合されていて、その混合気反応帯に供給される予混合火炎に分類することが多い。さらに予混合火炎のうち定在するものと伝ばするものをそれぞれ定在火炎と伝ば火炎に分類する。これらの関係を図示すると下図のようになる。これらの火炎のうち、本研究では伝ば火炎を研究対象とする。



拡散火炎はろうそく、燃料噴射の各種バーナー、種々の固体の燃焼時に見られる身近な火炎であり伝ば性を有しないとされている。ただし、拡散火炎においても燃焼にかかわる気体に流動がある場合や、可燃性気体と支燃性気体の拡散による供給がバランスする位置が変化した場合には、火炎の位置が変化することが起こるが、これは予混合火炎が火炎での反応量に応じて未燃焼気体中へ進んでゆく伝ば性とは異なる。

予混合火炎は伝ば性を有するが、未燃焼気体を連続的にバーナーから流出さ

せることで観測者から見て定在している火炎が形成できる。これが予混合定在火炎であり、ブンゼンバーナーをはじめ種々のバーナーで使われている。燃焼を利用した機器の場合、火炎が定在した方が都合の良い場合が多く、また拡散燃焼に比べずが出にくいこともあり、予混合定在火炎は種々の用途で用いられている。予混合定在火炎には、未燃焼気体の速度ベクトルが燃焼速度のベクトルと釣り合う付着点と呼ばれる部分があり、付着点が存在することにより、それ以外の部分では火炎に垂直な速度成分のみ燃焼速度と釣り合っていれば火炎全体の形状が変化しない。付着点の状況変化は、吹き消え、逆火や火炎形状変化などの火炎の不安定化現象に大きな影響を与える。

伝ば火炎は空間中を伝ばしてゆく火炎であり、内燃機関やガス爆発時に見られる。定在火炎が定常かあるいはバーナーポートから離れない範囲でしか変動しないのに比べ伝ば火炎は通常非定常である。また前述のように定在火炎の不安定化現象が、付着点付近の挙動に大きく依存しているのに比べ、伝ば火炎には付着点が存在しない。このために燃焼限界の測定などでは付着点の影響の無い伝ば火炎が用いられている。本研究では火炎に発生する乱れについてその特徴や発生機構を明らかにすることを目的とするため、付着点の影響を受けずに乱れの発生成長という非定常現象を研究するのに適している伝ば火炎を研究対象とした。

1-2 研究史

伝ば火炎に関する研究は、古くから種々の目的でおこなわれてきたが、それらを基礎燃焼現象に関する研究、ガス爆発現象に関する研究および内燃機関等に関する研究の3つに分類して、その研究の歴史と内容を以下に簡単にまとめる。

1-2-1 基礎燃焼現象に関する研究

伝ば火炎の研究において、燃焼の基礎的現象の解明を目的にしたものは数多くおこなわれてきた。これらは、着火・消炎に関する研究、燃焼範囲測定、燃焼速度測定、火炎の不安定性に関するものなどである。

着火・消炎に関する研究であるが、これらの現象は、燃焼反応が開始し定常伝ばする火炎を形成するまで、あるいは形成されている火炎が熱損失や活性種の失活などにより維持できなくなるまでの非定常な現象であり、伝ば火炎を用いて研究されてきた。消炎現象については、バーナー定着火炎を用いて条件変化や外乱による消炎現象を調べた研究も無いわけではないが、消炎の起こる部分の火炎は定在していないはずである。

Blanc, Guest, Lewis, von Elbe[2]は、容器内の混合気に電気火花により着火する実験をおこない、着火の起こる(火炎の伝ばする)最小のエネルギー(最小着火エネルギー)について調べた。電気火花を発生させる2本の電極間の距離を小さくすると、最小着火エネルギーは小さくなり最小値となった後増大してゆくが、電極の両方の先端にガラス板で作られたフランジを取り付けると、電極間の距離をある値より小さくすると着火エネルギーをいくら大きくしても着火が起こらなくなる。この距離は消炎距離と呼ばれるもので、燃焼の継続する条件を与えるほか防爆装置など安全装置の設計において重要な数値である。彼

らは、この実験を種々の可燃性混合気についておこない、可燃性気体の種類と濃度、酸素濃度、イナート気体の種類などの影響について明らかにした。

燃焼範囲の測定においても、燃焼の可否の判断は点火源の影響がなくなる所まで火炎が伝ばし続けられるか否かにより判定する方法が用いられている。現在一般に燃焼範囲の測定には、米国鉱山局 (U.S. Bureau of Mines) の Coward と Jones[3]により開発された装置と方法が用いられている。この方法では鉛直に設置された内径 5 cm、長さ 150cm のガラス管内に混合気を満たし、管の下端で電気火花で点火をおこない、火炎が管の上端まで伝ばした時その混合気は燃焼範囲内にあると判断する。管径が小さいほど壁面による熱損失が大きく消炎しやすくなるが、管径が 5 cm を超えると管径の影響はほとんど無くなり、測定される燃焼範囲に対して 1% 以下の変化しか与えないことからこのサイズを決めた。

燃焼速度の測定には、種々の方法が存在するが、伝ば火炎を用いる方法としては、石鹸膜法、容器内伝ば火炎を用いる方法、管内伝ば火炎を用いる方法等がある。石鹸膜法では、石鹸膜の中に可燃性混合気体を満たし、その中央部で電気火花を発生させ球状に火炎を伝ばさせる。火炎の伝ば速度が音速に比べて小さいときはほぼ定圧の過程とすることができる。Strehlow ら[4]は、常圧下でのエチレンとプロパンの燃焼速度を測定している。彼らはスリットカメラを用いて火炎の直径変化を記録し火炎の伝ば速度を測定した。温度上昇による体積膨張の効果を補正して燃焼速度を求めている。

容器内伝ば火炎を用いる方法では、火炎の伝ばとともに未燃焼気体が圧縮される圧力、温度が上昇してゆくと、時間とともに燃焼速度の値が変化してゆく。燃焼速度の算出には、既燃焼気体の体積膨張による未燃焼気体の圧縮の効果も考慮する必要がある。Harris、Grumer、Lewis、von Elbe[5]は、一酸化炭素、水素、メタンなどの燃焼速度をこの方法で測定した。彼らは火炎の直径変化と容器内

圧力変化を記録し種々の圧力、温度における燃焼速度を測定した。また Iijima と Takeno[6]はより詳細に実験をおこない、燃焼速度の温度、圧力への依存性について実験式を提示している。

管内伝ば火炎を用いる方法は Gerstein ら[7]により研究されている。管内を伝ばする火炎は正確には平面状にならないためその面積による補正、および火炎前方の未燃焼気体の流れについての補正が必要であり、それらを測定して燃焼速度を算出している。

1-2-2 ガス爆発現象に関する研究

ガス爆発現象に関する研究は、古くは炭坑の爆発事故の対策のために前世紀からおこなわれている。金網による Flame quenching の考え方をうまく用いている Davy の Safety Lamp の発明も 19 世紀のことである。

今世紀に入ると可燃性気体や蒸気を扱う化学工業が飛躍的に盛んになり、ガス爆発の防止や防御の重要性が急速に増してきた。1950 年代までには既にガス爆発現象及びその防御技術について種々の知識や技術が蓄積されており、1956 年に Palmer により書かれたレビューペーパー[8]には、閉空間内でのガス爆発に関するそれまでの種々の研究結果がまとめられている。この中では、火炎伝ば、管内の爆発とデトネーションへの遷移、圧力開放、消炎についてまとめられている。火炎伝ばに関しては、火炎伝ば挙動を支配する最大の要因として、燃焼速度について詳しく述べられており、種々の燃焼速度測定法について記述されている。また、管内火炎伝ばで起こる火炎の振動や、セル状火炎などの現象についても触れている。乱流火炎については、Lewis、von Elbe、Karlovitz、Hottel らの研究を紹介し、乱流火炎の燃料消費速度の増加は火炎面積の増加の効果と火炎の変形による火炎各部での燃焼速度の変化の効果の双方が影響を考慮する

必要があることを述べている。圧力開放については、破裂板を用いた場合、圧力上昇速度の増加に対して直線的に破壊圧力が増す実験結果や、実験より求められた最大圧力 P の推算式 $P = K(H/A)^2$ (K : 定数、 H : 発熱速度、 A : 有効開口面積) を紹介している。また圧力放散の方法として、破裂板、可動パネル、ガラス窓などを挙げている。消炎の項では、消炎距離、Safe Gap の考え方および Flame Arrester についての研究が紹介されている。

その後のガス爆発に関する研究であるが、ガス爆発が発生する空間内の圧力変動について解析的および計算機による数値シミュレーションにより検討した研究、および火炎と流れや圧力波との干渉などにより発生する乱れの影響に関する研究が注目される。

圧力変動の研究では、Bladley ら[9,10]は開口部がある空間内でのガス爆発における圧力変動について解析的に研究している。このなかで、開口部が空間内の圧力挙動に与える影響を見積もる無次元パラメータを求めている。この無次元パラメータは、開口パラメータと呼ばれ彼らは以下の \bar{A}/\bar{S}_0 が適切であると提案している。

$$\frac{\bar{A}}{\bar{S}_0} = C_d A_o / A_s \sqrt{(S_0/a_{00})(\rho_{u0}/\rho_{b0} - 1)} \quad (1-1)$$

ここに C_d は放出係数、 A_o は開口面積、 A_s は空間の壁面積、 S_0 は層流燃焼速度、 a_{00} は初期温度での音速、 ρ_{u0} は未燃焼気体の密度、 ρ_{b0} は既燃焼気体の密度である。

現実のガス爆発の発生する場においては、気体に濃度不均一があるはずであり、気体の濃度不均一がガス爆発挙動に与える影響について、原山ら[11]は小型模型を用いた実験的研究をおこなっている。未燃焼気体に濃度不均一がある場

合には、火炎挙動が大きく変化することや、可燃性気体の量が少ない場合でも局所的に燃焼範囲の混合気が存在すれば閉空間内の圧力が大きく上昇することなどを示した。

より現実の場に近いデータを得るために、いくつかの大規模実験がおこなわれた[12,13,14]。これらの実験結果のいくつかにおいては、開口部が生じ一旦空間内の圧力が低下した後に非常に大きな振幅で圧力が振動する現象が観察されている（圧力の2次ピークとも言われる）。この結果は前述の小規模実験やその結果に基づいた解析による開口パラメータを用いて設計しても、想定以上に空間内の圧力が上昇することを意味し、大きな問題である。これらの圧力振動の原因は、圧力波と火炎との干渉、気体が流出している開口部付近の剪断流れと火炎との干渉等火炎の不安定性に起因していると考えられている。

Tamaniniら[15]は、このような大規模実験で閉空間内の壁面に吸音材を貼ると圧力の振動が抑制されることを見いだした。この結果は、空間内を伝播する圧力波が火炎の不安定化に大きく影響していることを明らかにしたと同時に、この種の現象の1つの対策を提案したことになる。

このような不安定性に起因した火炎乱れを生じる場合における圧力変動を予測することは、Yaoら[16]により試みられているが、火炎が乱れたときの燃料消費速度の増大を乱流補正係数として仮定すると、2次ピークも含めて実験結果とほぼ対応する圧力変動が算出された。しかしながら補正係数は結果が合うように選んでいるのが実状であり、火炎の不安定化の発生機構を明確にしないと一般性のある予測は不可能である。

1-2-3 内燃機関等に関する研究

内燃機関、特に火花点火機関では点火で発生した火炎が燃焼室内を伝ばすることにより供給された燃料を燃焼させ熱膨張による仕事を発生させている。機関の回転数に合わせて火炎伝ばを完了させることが、機関の効率向上や未燃焼燃料等有害排出物の抑制につながる。また昨今、窒素酸化物の排出削減や燃料消費率の抑制のために燃料希薄条件で燃焼させる必要がでてきたが、このような条件の変化に対応すべく最適な火炎伝ばの制御することが求められる。

このようなことから、火花点火機関における燃焼の研究では、燃焼室内の火炎の伝ば挙動に関するものが多い。ガラス窓付きの燃焼室を用いて機関が作動中の火炎伝ばの様子を観察した実験がおこなわれている。そのような実験において Keck[17]や Beretta ら[18]は、点火直後は火炎は層流燃焼速度に応じた速度で伝ばするが、伝ばとともに火炎に急速に乱れが生じ伝ば速度は上昇し、その後ほぼ一定の速度になることを明らかにした。また Gatowski らがおこなった実験[19]では、火炎の乱れは曲率半径が 1 mm 程度であることが観察された。また、エンジンの最適設計のためには燃焼室形状や運転条件が火炎伝ば特性にどのような影響を与えるかを定量的に知ることが望まれており、Beretta ら[18]は燃焼室形状や運転条件により決まる燃焼速度、特性流速、特性長さや質量燃焼速度の関係を実験結果より求めている。

このようにこの分野の研究では、燃焼室形状や運転条件という入力に対しどのような質量燃焼速度という出力が得られるかを知ることによって重点が置かれ、燃焼室内での火炎伝ばの各段階における火炎の乱れの発生、成長機構についての検討はほとんどされていない。

第2章 火炎の乱れの発生成長機構

2. 火炎の乱れの発生成長機構

前章で論じたように、火炎の乱れの制御を的確におこなうためには、火炎の乱れの発生および成長の機構に関する知識が重要となる。この章では火炎の乱れが発生し成長する機構について議論し、その後には本研究の目的について述べる。

火炎の乱れの発生成長の原因としては、大きく分けて未燃混合気中存在する流れの乱れおよび可燃性気体濃度の分布の不均一によるものと、火炎の不安定性によるものがあるので以下の節にそれぞれについて論じる。

2-1 気流の乱れおよび濃度場の不均一による火炎の乱れの発生

未燃焼混合気中存在する流れの乱れおよび可燃性気体濃度の分布の不均一により火炎に発生する乱れについては、種々の研究が存在するが、ここでは筆者のおこなった、気流の乱れや濃度の不均一が存在する場における実験結果[20]を挙げ、これらの効果について検討する。この実験は、ガス爆発時の火炎及び圧力の挙動を明らかにすることを目的としたものである。

用いた実験装置を図 2-1 に示す。燃焼容器は一辺 80mm の立方体であり、用いた可燃性気体はメタンである。気流の乱れおよび可燃性気体濃度の分布は、容器下面中央にある直径 1mm の噴出口から可燃性気体や混合気を噴出することにより形成した。すなわち、図 2-2 に示すように、case A、B、C の 3 種類の場を形成しそれらにおける火炎、圧力挙動を比較することにより気流の乱れおよび可燃性気体濃度の分布の効果について調べた。case A、B、C は、それぞれ以下の条件である。

case A

空気を満たした容器内に純粋なメタンを噴出し、噴出終了と同時に着火する。

気流に乱れが存在し、濃度場に不均一が存在する。

case B

case A の可燃性気体の平均濃度に等しい濃度の混合気を、あらかじめ容器に満たしておき、そこに同一濃度の混合気を case A と同じ条件（圧力差、時間）で噴出し、噴出終了と同時に着火する。

気流に case A とほぼ同じ乱れが存在し、濃度場が均一である。

case C

case B で混合気を噴出した後、十分に時間を経過させると気流が静止した状態になる（数秒でほぼ静止する）ので、その時点で着火する。

気流は静止しており、濃度場が均一である。

実験結果を図 2-3、2-4、2-5 に示す。図 2-3 は火炎の挙動をとらえた高速度シュリーレン写真である。case C では乱れのない火炎がほぼ球状の形状を保って伝ばしているのに対し、case A、B では数ミリのスケールの乱れをもつ火炎が伝ばしていることがわかる。火炎の伝ば速度も乱れのある case A、B では乱れのない case C に比べ数倍速くなっている。また case A、B を比較すると、伝ば初期においては case A の方が伝ば速度が大きく ($f=7$, 8rms の写真参照)、その後火炎が伝ばするにしたがい case A の火炎の伝ば速度は減少し、case B よりも小さくなる。これは、この実験ではメタンの平均濃度が 7.3% (当量比 $\phi=0.75$) で燃料不足の状態であり、case A では容器中央付近にメタンが集中しているため、点火位置近くにおいてメタン濃度が高く燃焼速度の大きい混合気が形成されており、点火直後では濃度均一の case B に比べて速く火炎が伝ばし、その後火炎が伝ばする部分の濃度が減少するにしたがい火炎の伝ば速度が小さくなってゆくためであると考えられる。図 2-4 は、図 2-3 の実験の時に記録された容器内圧力

変動を示している。下の図は両対数目盛にプロットしたものである。容器内圧力は、観察した火炎挙動に応じて、case Cではcase A、Bよりも遅く上昇し、case Aでは初めcase Bより速く上昇するがその後上昇速度が低下する。両対数目盛りのグラフを見ると、case Cでは圧力変動はほぼ傾きが3の直線となり、圧力上昇が点火からの時間のほぼ3乗に比例していることがわかる。case Bでも圧力変動はほぼ直線になるが傾きはやや大きく(約3.3)となっている。case Aでは直線とはならず初め大きく上昇しその後上昇速度が低下している。また、平均濃度が10.5% (当量比 $\phi=1.12$) で燃料過剰条件の場合の圧力変動の結果が図 2-5 であるが、この場合には、濃度不均一のcase Aの場合、点火位置付近の可燃性気体濃度が過濃であり燃料消費速度がcase Bより小さくなるため、点火直後の圧力上昇速度が小さく、その後火炎が濃度の小さいくなる混合気中に伝はするにしたい、圧力上昇速度は大きくなってくる。

撮影したシュリーレン写真から既燃焼気体体積 V_b を推算し、測定した圧力上昇速度から火炎面積 A_f を推算した。火炎面積 A_f の計算には次の式を用いた。

$$A_f = \frac{1}{S_u} \cdot \frac{dV_b}{dt} - \frac{V_0 - V_b}{S_u \gamma_u p} \cdot \frac{dp}{dt} \quad (2-1)$$

ここで、 p は圧力、 t は点火からの時間、 S_u は燃焼速度、 V_0 は空間の体積、 γ_u は未燃焼気体の比熱比である。ここで燃焼速度 S_u の値は、実験をおこなった濃度(平均濃度)における文献値[21]を用いた。この式より求めた火炎面積 A_f は、気流の乱れや濃度の不均一が可燃性気体消費速度をどれほど上昇させたかを火炎面積に換算して表したものととなる。これらの推算した既燃焼気体体積 V_b と火炎面積 A_f を図 2-6 にプロットする。これよりcase Cにおいては、既燃焼気体体積 V_b と火炎面積 A_f はほぼ球の体積と表面積の関係になり、case Bにおいては火炎面積 A_f は球である場合の表面積よりも数倍大きくなっていることがわかる。case Aの場合には、平均濃度が燃料不足の時は、既燃焼気体体積 V_b が小さい時に火

炎面積 A_f は case C 程度の大きさで小さく、既燃焼気体体積 V_b が大きくなると火炎面積 A_f は case C のばあいよりも大きくなり case B に近づく。平均濃度が燃料過濃の場合には、逆の挙動をとる。興味深いのは、case A の場合の火炎面積 A_f の値が case B の場合を上回る部分がほとんどないことである。ここで推算した火炎面積 A_f が、体積 V_b の既燃焼気体のまわりの火炎全体での燃料消費の速度に比例したものであることを考えると、この実験では濃度不均一の場合の燃料消費速度がいつも均一の場合を下回っている結果であると考えることができる。しかし、これをガス爆発現象としてとらえたときには、特に平均濃度 7.3% (当量比 $\phi=0.75$) の時の case A の時の圧力は、着火から $t=17\text{ms}$ まで case B の時を上回っており、濃度の不均一はガス爆発現象の危険性を増大させる要因の一つと考えておく必要がある。

このように、未燃混合気中存在する流れの乱れが火炎に乱れを生じさせ、火炎における未燃焼気体の消費速度を数倍にも増大させること、および可燃性気体濃度の分布の不均一が火炎の挙動に影響をおよぼすことがわかった。

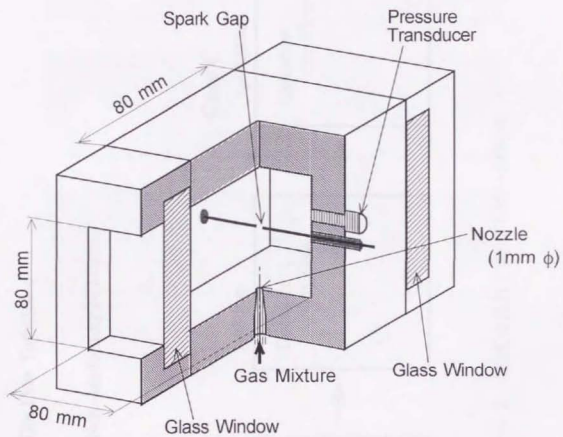


図 2 - 1 燃焼容器
(気流の乱れ及び濃度不均一の影響のテスト)

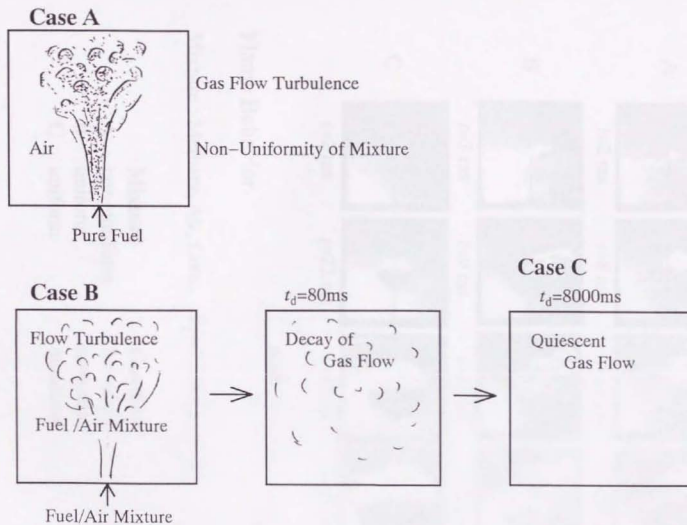
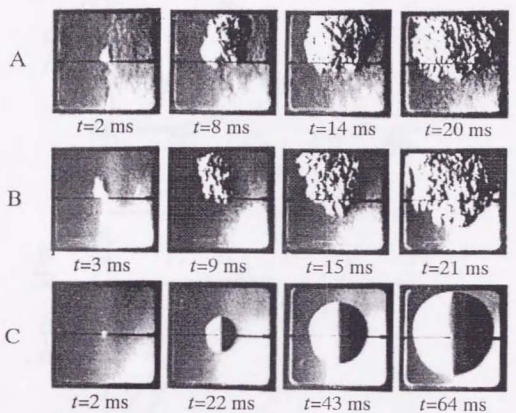


図 2-2 気流の乱れと濃度不均一の形成



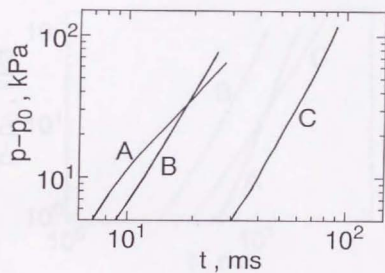
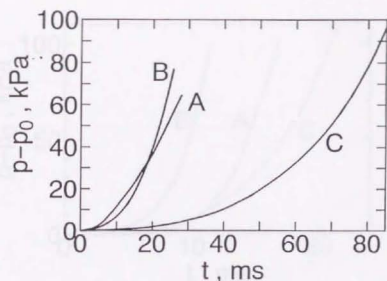
scale $\overline{\quad\quad\quad}$
0 100mm

Flame Behavior

Mixture : Methane/Air, Conc. $\bar{X}_f = 7.3\%$ ($\bar{\phi} = 0.75$)

	Mixture	Gas flow
A	non-uniform	turbulent
B	uniform	turbulent
C	uniform	quiescent

図 2-3 火炎挙動を示すシュリーレン写真

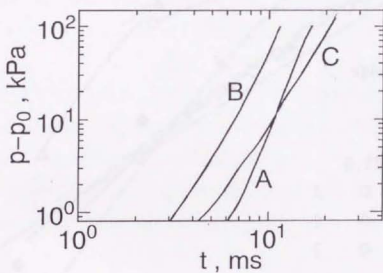
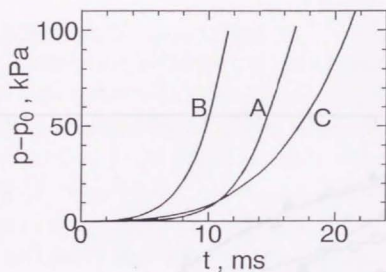


Pressure Variation (on Normal and Log Scale)

Mixture : Methane/Air, Conc. $\bar{X}_j = 7.3\%$ ($\bar{\phi} = 0.75$)

	Mixture	Gas flow
A	non-uniform	turbulent
B	uniform	turbulent
C	uniform	quiescent

図 2-4 容器内の圧力変動



Pressure Variation (on Normal and Log Scale)

Mixture : Methane/Air, Conc. $\bar{X}_f = 10.5\%$ ($\bar{\phi} = 1.12$)

	Mixture	Gas flow
A	non-uniform	turbulent
B	uniform	turbulent
C	uniform	quiescent

図 2-5 容器内の圧力変動

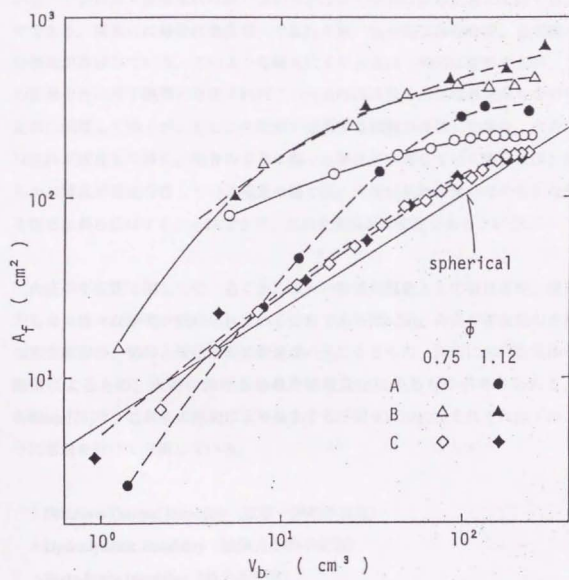


図 2-6 推算した火炎面積 A_f と既燃焼気体体積 V_b の関係

2-2 火炎の不安定現象による火炎の乱れの発生

濃度均一で気流に乱れない混合気中では、火炎の各部分における燃焼反応が同一であれば火炎は乱れの無いなめらかな形を保ちながら定常に伝ばするはずである。現実には厳密に濃度均一で乱れの無い混合気は存在せず、必ず微小な擾乱が存在している。このような擾乱により火炎は一時的に変形するが、この変形を元に戻す機構が存在すればこの火炎はほぼなめらかな形を保ちながら定常に伝ばしてゆくが、もしこの変形が成長する機構が存在した場合、火炎には乱れが成長してゆく。後者のように微小な擾乱が成長してゆく場合には、何らかの擾乱が常に存在している現実の場では、火炎は乱れの無いなめらかな形を保ちながら伝ばすることはできず、これを火炎が不安定であるという。

火炎の不安定に関しては、古くから種々の特異な現象として着目され、現在でもなお様々な研究が続けられている分野である[22-26]。火炎の不安定の主要な発生原因は、燃料と酸化剤の拡散速度の差によるもの、火炎における気体の膨張によるもの、火炎における急激な密度変化によるものが考えられる。Williams[26]は、これらの原因により発生する不安定についてそれぞれ以下のよう
に名前を付けて分類している。

- Diffusive-Thermal Instability (拡散-熱的不安定)
- Hydrodynamic Instability (流体力学的不安定)
- Body-Force Instability (外力不安定)

これらの火炎の不安定性について個々に以下の2-2-1~2-2-3にまとめる。また、擾乱成長の波数依存性、その他の不安定現象、周期的不安定現象についてその後の2-2-4~2-2-6に記す。前述のように、火炎が安定か不安定かについて考える時には、凹凸の無いなめらかな火炎に擾乱(小さな変形)が加わった場合を考える。その後その擾乱が減衰してゆくのであれば、その火炎は多少の擾乱があ

っても常に凹凸の無い状態が維持され、つまり安定であると考え、逆に増幅される場合はその火炎は不安定であると考え。また不安定により発生した火炎の乱れのスケールとしては、火炎面に沿った方向の乱れの構造の代表長さを考える。つまり火炎の隣り合った凸部と凸部あるいは凹部と凹部の距離をスケールと考える。

2-2-1 Diffusive-Thermal Instability (拡散-熱的不安定)

燃料気体と支燃性気体の拡散速度に差があり、選択拡散現象が生じる場合、火炎に変形が発生すると火炎に供給される燃料と支燃性気体の濃度が場所によって変化するため、火炎各部分の燃焼速度に差異が生じる。火炎が未燃焼側に凸に変形した時にその凸部の燃焼速度が増大する時、または火炎が既燃焼側に凸に変形した時にその凸部の燃焼速度が減少する時には、火炎の変形が増幅されてゆくので、火炎は不安定となる。ただし火炎にはもともと熱的な安定化機構が備わっている。すなわち未燃焼側に凸な火炎の変形部分では未燃焼気体への伝熱量が変形していない部分よりも多くなり火炎温度が低下し燃焼速度が小さくなり、その結果火炎の変形は小さくなる。逆に既燃焼側に凸な変形部分では未燃焼気体への伝熱量が少なくなり火炎温度が上昇し燃焼速度が大きくなり、その結果火炎の変形は小さくなる。したがって、火炎の変形が増幅されるかどうかは、これら選択拡散の効果と熱的安定化の効果のどちらが支配的かによって決まるわけである。これら変形した火炎付近での熱と物質の拡散の様子を図2-7に示す。このためこの機構による火炎の不安定性は、拡散-熱的不安定と呼ばれる。この2つの効果のどちらが支配的かを見積もるパラメータとして、以下に示すルイス数 Le が提案されている。

$$Le = \frac{\rho c_p D}{\lambda} \quad (2-2)$$

ここに、 ρ は密度、 c_p は定圧比熱、 D は拡散係数、 λ は熱伝導率である。このル

イス数が1より大きければ選択拡散の効果が支配的で火炎は不安定となる可能性があり、1より小さければ熱的安定化が支配的で火炎は安定となることが予測できる。

この効果により現れる現象としては、プロパンやブタンなどの燃料過濃混合気や水素やメタンなどの燃料希薄混合気において火炎が変形しセル状火炎やポリヒドラル火炎が生じることがバーナー火炎や伝ば火炎において観察されている。

拡散-熱的不安定の研究は、セル状火炎の研究に始まる。ブタンの過濃混合気などある種の混合気においてセル状火炎が形成されることは、古くから知られていた。この現象を系統的に検討したものとして Markstein の研究[23,27]が挙げられる。Markstein は、種々の実験事実を総括し以下のことを指摘している。

- ・水素の希薄混合気およびエチレンより分子量の大きい炭化水素の過濃混合気においてセル状火炎が観察される。これは選択拡散の効果の大きさを考えると納得できる。
- ・バーナーや火炎の存在する空間のスケールが、セルのスケールより大きい時にはセル状火炎となり、少し小さい時にはポリヒドラル火炎となる。
- ・セルのスケールは、圧力や燃料の分子量に負の相関を持っているようであるが、実験条件等により変動するため明言できない。

スリットの幅がセルのスケールよりやや小さいスロットバーナーを用いて Markstein がおこなった実験[23,28]では、ほぼ2次元のポリヒドラル火炎が形成され、そのスケールを一定に保つようにセルの消滅や分裂を繰り返してゆく様子が流し写真により観察されている。

このセルのスケールについて、Hertzburg[29]は拡散および熱伝導に対する火炎の変形の影響の考察をおこない、以下のような定式化を提案している。

$$d_{\text{cell}} \sim \frac{\alpha^2 (\rho_u / \rho_b)}{(D_i - D_j) (\partial S_u / \partial c_i)} \quad (2-3)$$

ここに、 d_{cell} はセル状火炎の曲率直径、 α は熱拡散率、 ρ_u 、 ρ_b はそれぞれ未燃焼気体、既燃焼気体の密度、 D は拡散係数、 S_u は燃焼速度、 c は濃度、添え字 i 、 j はそれぞれ拡散の速い成分と遅い成分を表す。

また火炎の擾乱を数式で表現し、擾乱の波数とその振幅の成長速度の関係 (Dispersion Relation と呼ばれる) を求めることにより、その火炎の安定性や成長する擾乱の波数について解析する研究がなされてきた。この研究は Markstein[23,30]や Eckhaus[31]らにより始められた。さらに漸近解析法と組み合わせた解析は、Shivasinsky[32,33]、Joulin[34,35]、Mitani[36]らなど多くの研究者により研究されている。これらの研究の詳細については後の 2-2-4 にまとめる。

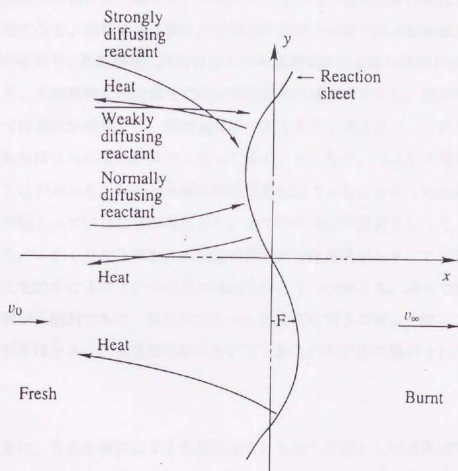


図 2-7 Diffusive-Thermal Instability の発生機構 ^[26]

2-2-2 Hydrodynamic Instability (流体力学的不安定)

この不安定は、火炎において未燃焼気体が燃焼することにより、体積膨張が生じることに起因するものである。凹凸のある火炎を通過する流線を図 2-8 に示す。未燃焼気体の流れが火炎を通過するとき、火炎に垂直な方向の速度成分は火炎での気体の膨張により増大し、火炎に平行な方向の速度成分は変化しないことを考慮すると、未燃焼気体側に凸な部分の火炎の近傍では未燃焼気体の流線の間隔が広がり、既燃焼側に凸な部分では未燃焼気体の流線の間隔が狭まる。これにより、未燃焼側に凸な部分では未燃焼気体の速度が減少し、既燃焼側に凸な部分では速度が増加する。燃焼速度が一定であると考え、これらの火炎の変形部分はさらに変位が大きくなってゆくことになり、つまり火炎は不安定になることがわかる。しかし燃焼反応は発熱反応であるため全ての火炎では体積膨張が起こっていることを考えると、全ての火炎は不安定ということになってしまう。しかしながら実際には前述の熱的安定化機構があり、この効果とどちらが支配的かによりこの不安定が現れるかどうかが決まる。通常では熱的安定化機構が支配的であり、乱れのスケールが非常に大きな場合を除いてはこの機構の効果は小さく、大規模実験においてしかこの不安定は観察されないようである。

この現象は、火炎を膨張による速度変化をとまなう界面として流体力学的に取り扱ったときに、火炎が本質的に不安定になるという理論的予測によりその存在が初めて認められた。この理論的予測はほぼ同じ時期に Darrius[37]と Landau[38]の2人が別々におこなったものであり、そのためこの不安定現象は Darrius-Landau Instability とも呼ばれている。

この現象は小規模実験では熱的安定化が支配的であるためなかなか発生せず、実験により確認した例は少ない[39,40]。Lindらは、半径5 mおよび10mの半球状のバッグに詰めた予混合気体に点火し伝ばする火炎に発生する乱れについて

観察した[39]。発生した乱れは、セル状火炎のセルのスケールよりも大きく、また選択拡散の効果が小さいメタン/空気の 10%の混合においても発生したことなどから、流体力学的不安定により発生したものであると考えられる。

この不安定現象に関しても、擾乱成長の波数依存性を求める研究が Markstein[23]、Shivasinsky[41]、Michelson[42]らによりおこなわれ、不安定の発生条件についで調べられている（詳細については 2-2-4 参照）。

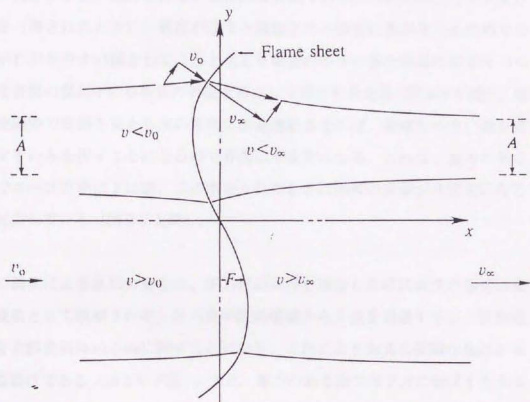


図 2-8 Hydrodynamic Instability の発生機構 [26]

2-2-3 Body-force Instability (外力不安定)

これは火炎に外力が加わった時に火炎の擾乱が成長してゆく現象であり、火炎がほぼ密度の大きい気体（未燃焼気体）と密度の小さい気体（既燃焼気体）の境界面であるために生じる。密度の異なる2つの流体の界面は、密度の小さい流体が大きい流体を押したときに不安定になり乱れが生じる。逆に密度の大きい流体が小さい流体を押した場合には安定である。これは同じ外力を受けたとき（押されたとき）、密度が違くと誘起される速度に差が生じるためである。がわかりやすい例として、水と水より密度の小さい油を容器内に半々づつ入れて容器の真ん中に平板状の界面を形成した場合を考える（図2-9中段）。無重力空間中で容器を油から水の方に加速運動させれば、密度の小さい油が密度の大きい水を押すことになるので界面は不安定になる。これは、重力のある地上でコップの中に下に油、上に水を入れたときに両者の界面が不安定になるのに対応している（図2-9上段）。

この機構による乱れの発生は、圧力波が火炎を通過した時に火炎が急速に乱れる現象として観察される。圧力波が既燃焼側から火炎を通過すると、既燃焼気体を未燃焼気体の方向に押すことになり、これにより火炎に微細な乱れが発生するわけである（図2-9下段）。また、重力のある場では下方に伝はする火炎よりも上方に伝はする火炎の方が乱れが発生しやすいことが知られているが、これもこの不安定性の影響である。

2種類の流体の界面がその垂直方向に加速された時に起こる不安定現象については、1940年代に Taylor[43]と Lewis[44]により理論的、実験的に詳しく調べられている。彼らは、加速が密度の大きい流体から小さい流体に向かう時には界面は安定であり、その反対の時には不安定になること、および不安定な場合に擾乱の振幅の成長速度が、振幅が小さいうちは $\sqrt{(\rho_1 - \rho_2)/(\rho_1 + \rho_2)}$ に比例することを示した（ ρ_1, ρ_2 は2つの流体の密度）。この不安定性については Taylor

らの研究以前に Rayleigh によって指摘されていたことから、この不安定は Rayleigh-Taylor Instability (R-T Instability) と呼ばれている。

火炎においてこの不安定現象が現れることに注目したのは Markstein[23,45]であった。そのため、火炎におけるこの不安定を Taylor-Markstein instability (T-M instability) と呼ぶこともある。彼は理論的にこの不安定現象の発生と、発生する乱れのスケールについて解析し、実験と比較した。彼の実験は管内の伝火火炎に衝撃波を通過させ火炎面の変化を調べるものであったが、通過させる圧力波（衝撃波）の強度が強く影響する時間が短すぎたため、彼が理論的に予測していた小さなスケールの乱れは観察できなかった。

Tsuruda ら[46,47]は、火炎に比較的弱い圧力波を通過させた時に生じる乱れについて高速度シュリーレン法により観察した。これによると、圧力波の通過により火炎が加速されると 1~2 ms のうちに未燃焼気体が既燃焼気体側へスパイク状に伸びる現象が観察された。また、逆に減速される方向に圧力波が通過した場合は火炎の乱れが減衰してゆくことも観察された。また乱れのスケールは数 mm で、これは Markstein が予測したオーダーと一致しており、Markstein の実験に問題があったことが明白になった。

Tsuruda ら[48,49]は、加減速時に密度差のある火炎に沿って誘起される速度が以下の式で与えられる渦度ベクトル ω に応じたものとなるとして数値解析をおこない、加速時に乱れが増幅され、減速時に乱れが減衰することを示した。

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{1}{l} \left(\frac{1}{\rho_b} - \frac{1}{\rho_u} \right) \mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \nabla p) \quad (2-4)$$

ここに t は時間、 l は火炎の厚さ、 ρ_u 、 ρ_b はそれぞれ未燃焼気体、既燃焼気体の

密度、 \mathbf{n} は火炎面に垂直な単位ベクトル、 ∇p は圧力波通過時の火炎における圧力勾配である。

さらに Fines ら[50]は、同様の手法により実験で観察された初期擾乱の形状がどのように発達するかを数値解析でシミュレートし、実験結果と良い一致を示した。

Macintosh ら[51,52]も、この現象について数値解析をおこなっている。彼らは、火炎を密度の不連続面とおき流体力学の基礎式を数値的に解き、微小擾乱の成長をシミュレートしている。

回転流れ場においても、流れの加速が常に起こっているため、この不安定について考慮する必要がある。回転流れ中を伝ばする火炎に関する研究は、McCormack ら[53]や Ishizuka[54]によりおこなわれ、回転軸に沿って火炎が非常に高速に伝ばし、火炎全体は尖頭状の形状になることが観察された。これは回転による軸付近での圧力降下によるものであり、一種の火炎の不安定現象と考えることができ、乱流火炎中での微細な火炎構造形成の一つの要因となっている可能性がある。ただし、流れの加速は回転の半径に沿って外側から中心軸方向に起こっており、またこの場合は回転軸側に密度の小さい既燃焼気体が入り込み外側に密度の大きい未燃焼気体が位置していることを考えると、尖頭先端以外の火炎では *Body-force Instability* が発生しない位置関係に火炎が形成されていることになっている。そのため、尖頭先端以外では火炎の不安定現象は観察されていない。環状の火炎の内部が未燃焼気体で外部が既燃焼気体であるような場合においては流れの回転により不安定が発生する可能性がある。また、乱流燃焼時に起こっていると考えられる火炎と渦の干渉においては、火炎はあらゆる方向から渦に接近してゆくの、*Body-force Instability* が発生する場合は存在すると考えられる。このような渦と火炎の干渉については、最近、直接数値計

算 (DNS) により店橋ら[55]により解析されており、圧力勾配と密度勾配の相互作用としてこの不安定の効果について調べられつつある。

この不安定現象に関しても擾乱成長の波数依存性を求める研究が Markstein[23]、Shivasinsky[25]らによりおこなわれており、圧力波の通過や重力の影響について検討している (詳細については後述する)。

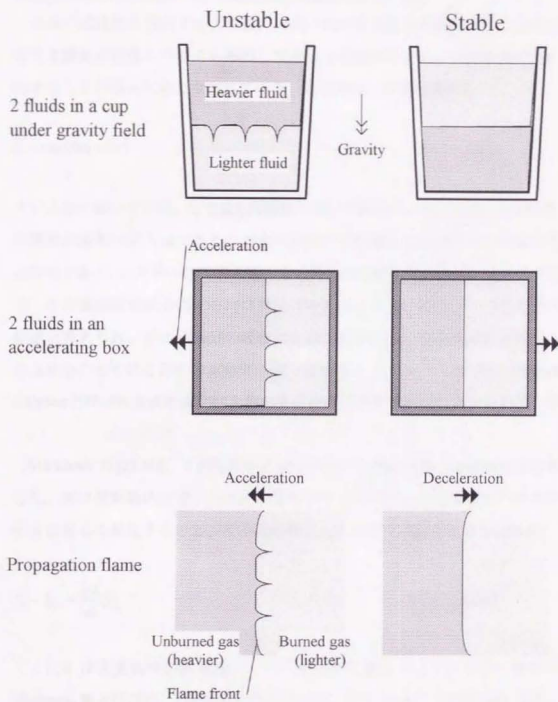


図 2-9 Rayleigh-Taylor Instability の例

2-2-4 擾乱成長の波数依存性 (Dispersion Relation) の解析

火炎の安定性を検討するために、火炎における基礎方程式を用い、火炎に存在する擾乱が成長してゆくか減衰してゆくかを解析的あるいは数値解析的に検討することが盛んにおこなわれている。ここでは、火炎の擾乱を

$$\xi = \exp(i\mathbf{k}\mathbf{x} + \sigma t) \quad (2-5)$$

という形で置いている。ここに ξ は擾乱の無い平面火炎からの変位、 t は時間、 \mathbf{k} は擾乱の波数ベクトルである。つまり火炎が正弦波状に変形すると仮定しているわけである。この時 σ は時間経過による擾乱の成長速度を表すパラメータであり、その実数部が正の値であれば擾乱は時間とともに成長し、つまり火炎は不安定と考えられ、逆に負の値の場合は火炎は安定的に平面状の形状を保つと考えられる。とくにこの σ の実数部の値と波数ベクトル \mathbf{k} との関係は Dispersion Relation と呼ばれ火炎の安定性を検討するときに重要であるとされている。

Markstein は[23,30]、2次元のモデル化において擾乱成長の波数依存性を解析した。彼は現象論的見地から火炎が変形するとその部分の燃焼速度が火炎の曲率 R に応じて変化するとし、その変化量は以下の式で近似できるとした。

$$S_u - S_{u0} = \frac{\mu}{R} S_{u0} \quad (2-6)$$

ここに μ は火炎曲率が燃焼速度にどのような影響を与えるかを示す係数で、Markstein 数と呼ばれ、 l は火炎の厚さである。また $L = \mu / l$ は Markstein 長さと呼ばれている。火炎の曲率 R は、既燃焼気体側に凸の時正の値をとる。通常の熱的安定化機構では μ は正の値となる。この式は、火炎が有限な厚さの構造をもつことをモデル化していると考えられることもできる。質量、運動量の保存と火炎での圧力のマッチングの式に式(2-5)を代入することにより、 k と σ の間に以下のよ

うな関係があることを導いた。

$$\sigma \propto k \left[\left\{ 1 + \varepsilon - \frac{1}{\varepsilon} + (\mu/k)^2 - 2\varepsilon\mu/k \right\}^{1/2} - (1 + \mu/k) \right] \quad (2-7)$$

ここに ε は未燃焼気体と既燃焼気体の密度比(膨張率)である。この式を図示したのが図2-10である。前述のLandauの理論解析は $\mu=0$ 、すなわち火炎の厚さを無視した場合に相当し、火炎があらゆる波数の擾乱に対して不安定であり、その成長速度は波数が大きくなる(波長が短い)ほど速くなることを示している。現実の火炎では μ は正の値を取ると考えられるので、図よりクリティカルな波数 k_c が存在し、それより大きな波数の擾乱は減衰しそれより小さな波数の擾乱は成長することがわかる。この結果は、Hydrodynamic Instabilityが小スケールの実験で観察されないことと対応している。また、成長速度を表す σ はある波数で最大値を取ることわかり、この波数の擾乱が選択的に成長することが予測される。Eckhaus[31]はこの解析にさらに選択拡散の効果を表す項を導入している。

その後、このような擾乱成長の波数依存性の解析に漸近解析の手法を用いた研究が多くおこなわれている[23-26,32-36,56-60]。ここでは物質の拡散、熱の伝導、化学反応、粘性、熱損失等を考慮し擾乱成長の波数依存性を求める検討がおこなわれている。例えば擾乱による変化量を線形近似により単純化した解析でShivasinsky[25,32]は以下の擾乱成長の波数依存性を導いている。

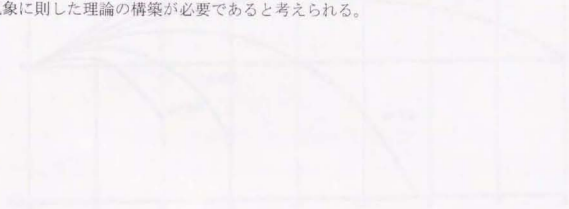
$$\sigma = \alpha \left\{ \frac{1}{2} \beta (1 - Le) - 1 \right\} k^2 - 4\alpha l^2 k^4 \quad (2-8)$$

ここに α は熱拡散率、 $\beta = E(T_b - T_u)/RT_u^2$ (E : 燃焼反応の活性化エネルギー、 T_b : 既燃焼気体温度、 T_u : 未燃焼気体温度、 R : 気体定数)、 Le はルイス数、 l は火炎の

厚さである。 k の4乗の項が大きな波数の擾乱の成長を抑制することがわかる。

また、Joulin[61]や Searby ら[62]は、周期的現象に注目し、数値解析により燃焼振動現象について解析している。

このように種々おこなわれている擾乱成長の波数依存性の研究であるが、火炎の擾乱を(2-5)式の形でおいているため、乱れの形状は全て正弦波の形状であり、また擾乱が成長しても乱れの波長は変化しない場合の解析結果しか得られない。また σ が正の場合には乱れの変位は時間とともに指数関数的に増大してゆくことになるが、実際のセル状火炎では変位はある有限の大ききで止まっており解析結果と合わない。これは変位が波長に比べて小さいという仮定のもとで解析していることとも対応する。したがって、これら不安定による火炎の構造変化を明らかにするためには、さらに実験データを蓄積、解析し、より現実の現象に則した理論の構築が必要であると考えられる。



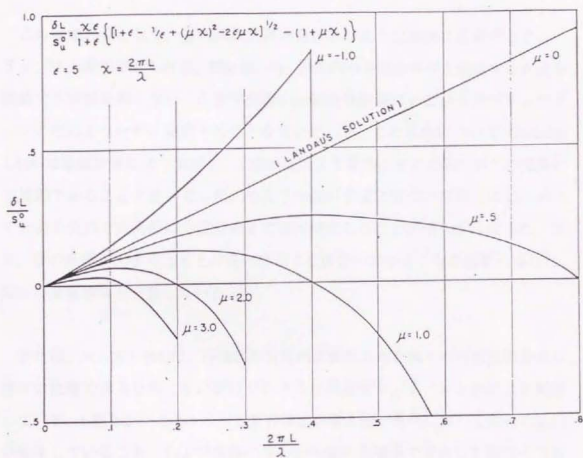


図 2-10 擾乱の安定性を示すパラメータ δ と波数 $1/\lambda$ の関係^[30]

2-2-5 その他の不安定現象

上記の3種類の不安定現象以外にも、火炎伝ばにより誘起された流れによる火炎の不安定化や物体近傍の流れ場や熱損失による火炎の不安定化などが考えられる。これらの不安定は、上記2-2-1～2-2-3とは少し異なり、火炎そのものが有している不安定な性質ではない。

この現象の例として、管内伝ば火炎が花びらのような形状に変形するチューリップ状火炎が挙げられる。Ellisは[63]、円管内の予混合気中を伝ばする火炎を観察する実験をおこない、火炎中央部が未燃焼気体側にへこみ火炎がチューリップの花のような形に変形することを見いだした。この現象について Gonzalezら[64]は数値計算により解析し、火炎伝ばにより管内に生じた流れがこの現象の主原因であることを見いだした。つまり火炎が管壁に近づいてゆくに当たって火炎中央部で火炎伝ばと反対向きの流れが生じることが明らかになった。また、管の直径が大きくなると火炎の変形する度合いが小さくなる結果も得られ、Ellisの実験事実と一致している。

また蔡、大八木ら[65]は、円盤状の容器内に満たされた種々の可燃性混合気に、種々の位置で着火をおこない伝ばする火炎を高速シュリーレン法により観察している。上記2-2-1～2-2-3の不安定の発生が考え難い条件において火炎に乱れが発生していること、および容器の中心から離れた壁面で着火した時にその対面の壁面付近で乱れが生じていることから、火炎伝ばにより火炎前方の未燃焼気体中に誘起された流れにより生じた乱れであると考えられる。

さらにHirano[66]は、彼らのガス爆発実験結果より、開口部の発生後、開口部内部に剪断流れが生じ、これが火炎と干渉して乱れが生じる不安定機構の存在を指摘している。

2-2-6 周期的不安定現象

火炎の不安定現象はしばしば火炎が存在する場の音響学的振動モードとカップリングして振動燃焼現象を引き起こす。振動燃焼の発生の判定基準として以下の式で示す Rayleigh's Criterion が知られている[67]。

$$\Delta E_{\text{cycle}} = \frac{(\gamma - 1)}{\gamma p_0} \int_{\text{cycle}} \delta p \cdot \delta q \, dt \quad (2-9)$$

ここで E は系に蓄えられたエネルギー、 γ は比熱比、 p は圧力、 q は熱フラックス、 t は時間である。この ΔE_{cycle} が正であれば振動が増幅する。このためには $\delta p \cdot \delta q$ の1周期の積分値が正になる必要がある。つまり燃焼による発熱と圧力変動に位相のずれが存在しなければならない。火炎の不安定化現象があると、圧力変動やそれによる速度変動により火炎に乱れが生じ発熱量が増大するというような現象が有限の時間をかけておこなわれるため、この位相のずれを生じさせることが起こると考えられる。このように、火炎の不安定現象は振動燃焼の発生にしばしば重要な役割をはたす。

前述の漸近解析による擾乱成長の波数依存性の研究[61,62]においても、火炎の Pulsating (火炎が変形した状態と平面状態を行き来しながら変動する) や Oscillating (火炎が変形→平面→逆の振幅の変形→平面→変形を繰り返しながら変動する) の挙動や、その波長依存性を検討し実験との一致を確認している。

2-3 本研究の目的

燃焼によりエネルギーを取り出す時、効率をより向上し、また排出物等による環境への負荷をできるだけ減らすために、適正な燃焼の制御が必要である。また、ガス爆発事故等の、燃焼による災害の防御のためにも燃焼現象の的確な制御の知識が必要である。

燃焼器やガス爆発事故などの現実の場において見られる火炎には、たいていの場合乱れの存在が観察される。しかしながら、火炎に発生する乱れの発生、成長機構についてはまだ十分に解明されているとはいえないのが現状である。したがって、燃焼の的確な制御をおこなう上では、火炎の乱れの発生に関して十分に把握していることが要求される。そこで、本研究では火炎に現れる乱れの発生、成長現象を明らかにすることを目的とする。

研究対象は、伝ば火炎とした。伝ば火炎は、ガス爆発事故や内燃機関において形成されている火炎であり、定在火炎のように付着点の影響を考慮する必要がないため、火炎の乱れの研究には適している。

火炎の乱れの発生原因には、流れ場や濃度分布など外的要因によるものと、火炎が自発的に乱れる不安定性によるものが考えられるが、予混合気の条件のようにあらかじめ存在しているものではないため見落とされがちであるが影響が大きく、また十分に解明されていない部分の多い、火炎の不安定性により誘起される乱れを研究対象とする。

火炎の不安定性の中でも、大きな効果を持つにもかかわらず現状では十分に解明されていない圧力波の通過により火炎が不安定化 (Body force instability) による現象について研究する。圧力波の通過による火炎の加速により発生する乱れについては、乱れの特徴や発生成長機構を知るうえで重要な次の点がま

だ明らかにされていない。

- ・乱れの構造、およびスケールが確認されていない
- ・混合気条件（種類、濃度、圧力）による乱れの構造変化がわかっていない
- ・発生機構の違いによる乱れの構造の変化がわかっていない

そこで、本研究では特に以下の点を明らかにすることを目的とする。

- ・火炎の加速により生じる乱れについて、詳細な観察をおこない、その構造、スケールについて明確にする。
- ・構造、スケールの混合気条件による変化について明確にする。
- ・火炎の加速により生じる乱れと選択拡散機構により生じる乱れを比較し、発生機構により乱れの構造にどのような差異が生じるかを明らかにする。

第3章 実験装置と方法

3. 実験装置と方法

3-1 実験の目的

2-3の「本研究の目的」で述べた目的を達成するために、実験をおこない現象の観察、測定を実施した。したがって、実験においては特に以下の点の実施が目的となる。

- ・圧力波の通過により生じる火炎面の乱れを詳細に観察し、その構造やスケールを明らかにする。
- ・火炎面の乱れの構造の混合気条件（可燃性気体種類、濃度、初期圧力）による乱れ構造の変化を明らかにする。
- ・他の機構（選択拡散現象）で発生した乱れとの比較をおこない、火炎の乱れの発生機構と構造との関係を明らかにする。

これらの目的を達成するために、容器内を伝はする火炎に圧力波を作用させる装置を組み立てた。特に火炎に発生する乱れを詳細に観察するために、2方向から同時に高速度シュリーレン写真を撮影できる装置を作製し、乱れの3次元構造を詳細に観察した。また、可燃性気体種類、濃度や初期圧力を変えることができるようにした。装置、方法について以下に述べる。

3-2 実験装置

実験装置は、燃焼容器、気体供給装置、点火装置、および圧力波発生部と、火炎挙動測定部および圧力変動測定部の測定観察装置からなる。以下に各々の部分について述べる。

3-2-1 燃焼容器

実験に用いた燃焼容器を図 3-1 に示す。容器内部は直方体で、その断面は 80mm x 80mm の正方形で長さは 440mm である。容器壁面付近では熱損失および粘性抵抗の影響が大きいため、それらの影響の少ない場所で火炎を観察するためには容器の大きさは大きいほうが適している。しかし容器を大きくすると、実験の危険性や実験実施の困難さが増大してしまうので、容器サイズは壁面の影響を受けない十分な大きさの観察領域が確保できる範囲でなるべく小さい必要最小限の大きさとした。容器の水平方向の一辺の長さは、断面のサイズに比べ大きくはなっているが、これは水平方向に伝ば中の火炎を十分な時間観察できるようにしたためである。また、圧力波は壁面で反射を繰り返すため、この長さが小さいと圧力波が火炎面を通過してから次の圧力波が通過するまでの時間間隔が短くなり、加速や減速の効果の解析が困難になる。

水平方向に伝ばする火炎を伝ば方向に垂直な方向から観察するために、伝ば方向に平行な向かい合う 2 面に 80mm x 180mm のガラス窓を設けた。また火炎先端に垂直な方向から観察するために、火炎伝ば方向の端の壁面も 80mm x 80mm のガラス窓になっている。

容器上面には直径 40mm 円形のパラフィン紙で作られた脆弱部分が設けられている。容器内で燃焼が起こり圧力が上昇するとこの脆弱部分が破壊し開口部が生じ、圧力の上昇を抑える。これによりガラス窓の破損の危険を低減している。パラフィン紙の破壊する圧力は、ややばらつきがありまた圧力の上昇速度

にも依存するが、おおむね容器内の外部に対する圧力上昇が 100kPa 程度で破壊する。この破壊圧力は、圧力波を容器内で発生させる圧力（約 30kPa）に比べて充分大きいため、圧力波による火炎面乱れの発生の観察は、脆弱部分が破壊する前に十分におこなうことができる。



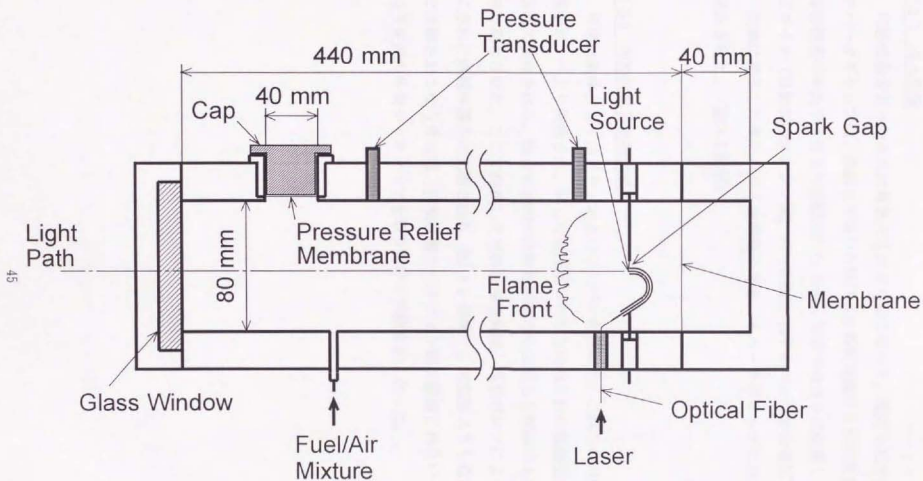


图 3-1 燃烧容器

3-2-2 点火装置

可燃性混合気への点火は電気火花によりおこなった。電気火花を発生させるスパークギャップは、容器上下面から伸びる金属製電極により形成されており、容器断面の中央で小室との接続面から 30mm 容器中央寄りに位置している。昇圧コイル（自動車のエンジン用）の一次側に 12V のパルス状の電圧を印加し、二次側に発生した高圧パルスを電極に導き、スパークギャップにおいて火花を発生させた。（図 3-2 参照）

3-2-3 可燃性気体供給装置

可燃性気体としてはメタンおよびプロパンを用いた。これらの可燃性気体は高圧ボンベより供給され、同じく高圧ボンベから供給された乾燥空気と混合容器内で混合される。混合容器内の羽根を回転させながら 2 時間以上放置し、充分に混合させた。ここで作製した可燃性混合気は、真空ポンプによりほぼ真空にされた燃焼容器内に充填される（図 3-2 参照）。大気圧よりも低い初期圧力で実験をおこなう時には、初期状態でパラフィン紙が破壊されないように、開口予定部の外側からキャップを取り付けて実験をおこなった。

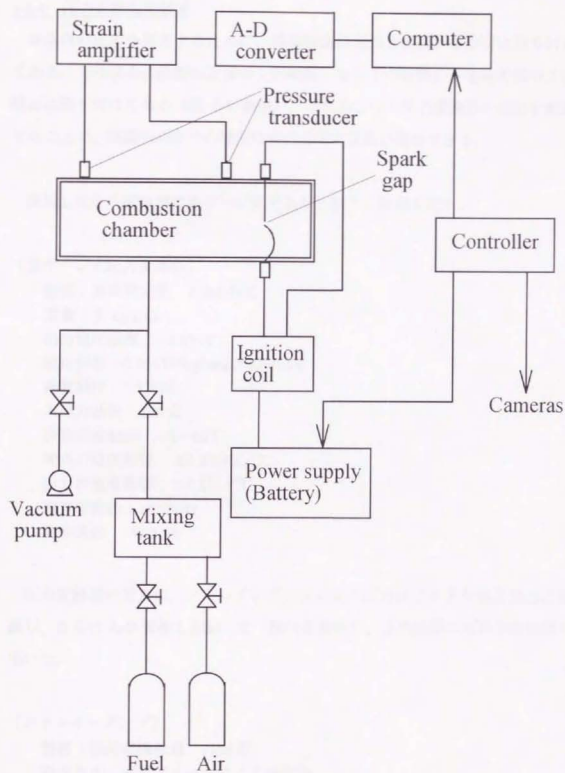


図 3-2 実験装置フロー図

3-2-4 圧力変動測定装置

容器内の圧力を測定するために、容器壁面に圧力変換器が2カ所に取り付けてある。1つは点火位置の近傍の上部壁面、もう1つは開口予定部の横の上部壁面に取り付けてある(図 3-1 参照)。これら2つの圧力変換器の出力を記録することで、容器内の2つの場所における圧力変動が解析できる。

使用した圧力変換器は歪ゲージ式であり、以下に詳細を記す。

[歪ゲージ式圧力変換器]

型式：共和電業製 PGM-2KC
容量：2 kg/cm²
出力電圧感度：0.8mV/V
校正係数：0.001336kg/cm²/1.0x10⁻⁶
非直線性：1.5%FS
入出力抵抗：120 Ω
許容温度範囲：-10~60℃
零点の温度影響：±0.2%FS/℃
出力の温度影響：±0.2%/℃
固有振動数：14000Hz
許容負荷：150%FS

圧力変換器の出力は、ストレインアンプにより圧力にリニアな電圧出力に変換し、さらに A-D 変換し記録した(図 3-2 参照)。変換記録には以下の装置を用いた。

[ストレインアンプ]

型番：横河電機社製 3126 型
測定方法：直流ブリッジによる偏位法
感度：150mV/10 μ STRAIN
(ブリッジ電圧 2 V、負荷抵抗 120 Ω)
最大出力：±3 V または ±100mA

(負荷抵抗 30 Ω)

直線性： $\pm 0.2\%$

使用周波数範囲：DC \sim 2500Hz

使用温度範囲：0 \sim 45%

[AD 変換波形記憶装置]

型番：(株) オートニクス マルチメディア APC-204

入力部

チャンネル数：4 CH

入力感度：0.1VP-P \sim 25.6VP-P

入力インピーダンス：1 M Ω

入力周波数帯域：DC \sim 300kHz (-3dB)

(入力レンジ 0.1 \sim 0.4VP-P では 100kHz)

A/D 変換部

変換時間：1 μ / WORD

分解能：12bit

変換方式：直並列変換方式

記憶部

記憶素子：S_RAM

記憶容量：64kWORD/CH

転送速度：4 MHz/WORD

3-2-5 圧力波の発生

今回の実験では圧力波によって火炎面に乱れを発生させたわけであるが、この圧力波は燃烧容器と小室の間のパラフィン紙を圧力差により破壊することにより発生させている。小室は燃烧容器と断面の寸法が同一で、奥行きは 40mm である。同様の方法により火炎に発生する乱れについて実験した鶴田らの研究 [46,47,68] を参考にし、乱れが確実に発生するよう装置の寸法やパラフィン紙の材質を決めた。

[パラフィン紙]

葉包紙用パラフィン紙

面積重量：2.5mg/cm²

燃烧容器と小室には、実験開始時に同一の可燃性混合気体を満たし、同一の圧力となるよう設定した。パラフィン紙は、点火後火炎伝ばにより燃烧容器内の圧力が上昇し、燃烧容器と小室の圧力の差がおおむね 30kPa になった時に破壊する。パラフィン紙の破壊後、燃烧容器の方向へ希薄波が、小室の方向へ圧縮波が伝ばし始める。

容器内の希薄波、圧縮波の挙動について考えてみる。平板状の仕切で仕切られた低圧部と高圧部があり、その仕切が瞬間的になくなるとすると、圧縮波（衝撃波）が低圧部の方向へ、希薄波が高圧部の方向へ伝ばしてゆく。この様子を図 3-3 に示す。ここで、圧縮波（衝撃波）の強さ p_2/p_1 、速度 q は以下の式で与えられる [69]。

$$\frac{p_4}{p_1} = \frac{p_2}{p_1} \left[1 - \frac{(\gamma_4 - 1)(a_1/a_4)(p_2/p_1 - 1)}{\sqrt{2\gamma_1} \sqrt{2\gamma_1 + (\gamma_1 + 1)(p_2/p_1 - 1)}} \right]^{\frac{2\gamma_4}{\gamma_4 - 1}} \quad (3-1)$$

$$\frac{q_2}{q_1} = \left[\frac{\gamma_1 - 1}{2\gamma_1} \left(1 + \frac{p_2(\gamma_1 + 1)}{p_1(\gamma_1 - 1)} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3-2)$$

ここに γ は比熱比、 a は音速であり、添え字1、2、4はそれぞれ圧縮波の前方の低圧部分、圧縮波の背後の部分、希薄波の前方の高圧部分を示す。また希薄波の先端は音速で伝ばする。これらの関係を用い、本実験における値を代入し求めた挙動の結果を図3-4に示す。低圧部初期圧力 $p_1=70\text{kPa}$ 、高圧部初期圧力 $p_4=101\text{kPa}$ とし、気体は空気として γ や音速を決めた。気体の温度は、低圧部で 293K 、高圧部で 325K （低圧部の気体がこの圧力まで断熱圧縮された温度）、火災通過後の既燃焼気体で 2000K とした。また、小室の方向に向う火災はパラフィン紙に到達すると消炎するとした。火災は密度が急激に変化している界面であるので圧縮波や希薄波の反射が起こるとした。パラフィン紙のあった部分で消炎した火災部分の未燃焼気体と既燃焼気体の境界および圧力波、希薄波においては反射は弱いとして図には示さなかった。この場合圧縮波背後の圧力 $p_2=84.3\text{kPa}$ と計算され、圧縮波の強さ $p_2/p_1=1.20$ 、膨張波前後での圧力比 $p_1/p_4=0.83$ となる。図3-4より、燃焼容器端部へ向かって伝ばする火災を圧縮波や希薄波が通過してゆく様子がわかる。火災の未燃焼気体側から圧縮波が通過すると火災は加速され、希薄波が通過すると減速される。逆に既燃焼気体側から圧縮波が通過すると減速され、希薄波が通過すると加速される。この加速減速についても図に記述した。これより、観察している火災は、最初に希薄波が背後から通過することにより減速され、その後小室の端面で反射した圧縮波が背後から通過することにより加速される。さらに燃焼容器端面や火災面で反射した圧縮波、希薄波が火災を通過することにより、図に示すように火災の加速、減速が次々に起こることが予測される。

この予測においては平板状の隔壁が瞬時になくなると仮定しているが、現実にはパラフィン紙は中央部から有限の時間をかけて破壊してゆくの、圧縮波

や希薄波は平面状ではなく、燃焼容器を横断するような波も存在していることが考えられる。また、発生する圧縮波をとおしての圧力変化も完全にシャープに切り立ったものではないことが予想される。

なお、圧力波を発生させない場合についても実験をおこなったが、その場合には燃焼容器と小室の間にパラフィン紙を入れない状態で実験をおこなった。

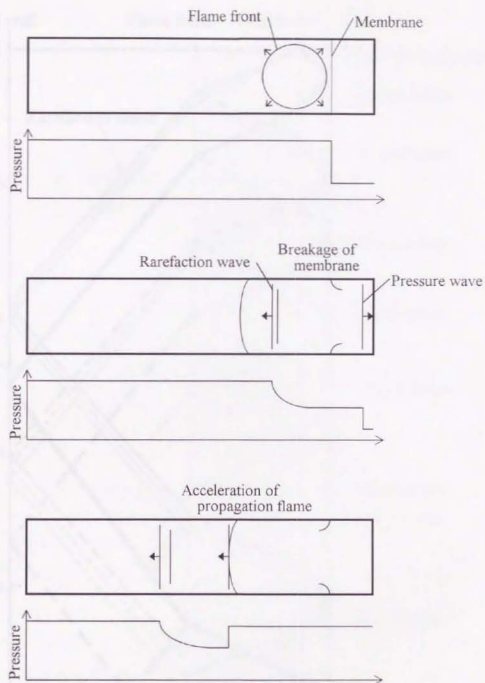


図 3-3 圧縮波、希薄波の発生と伝ばの様子

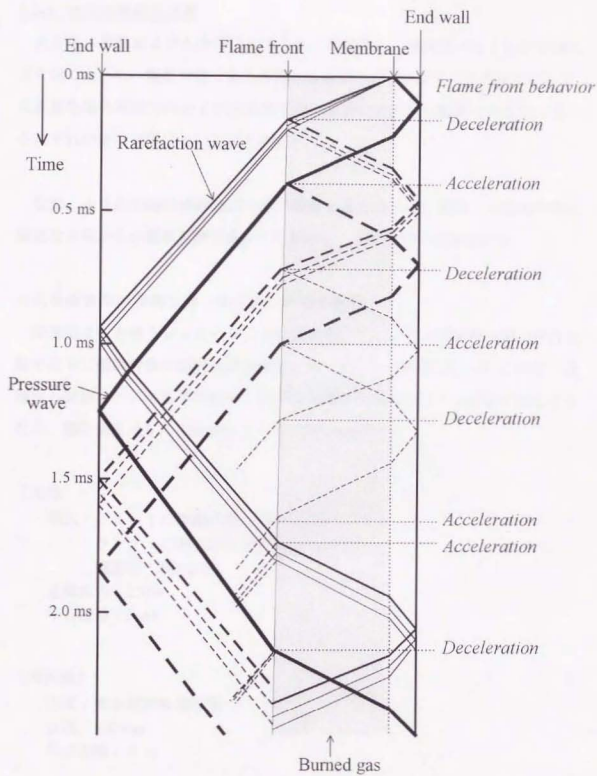


図 3-4 燃焼容器内での圧縮波、希薄波の時刻と位置の関係の推定図

3-2-6 火炎挙動観察装置

火炎面の挙動および火炎面に生じる乱れの観察は、高速度シュリーレン法によりおこなった。観察対象である容器内を水平方向に伝ばする火炎面について、火炎面先端の接線方向および火炎面先端に垂直な方向から観察をおこなった。それぞれの観察装置について以下に記す。

なお、火炎面先端の接線方向からの観察を横方向からの観察、火炎面先端に垂直な方向からの観察を縦方向からの観察と、本論文中では表記する。

<火炎面先端の接線方向（横方法）からの観察>

凹面鏡 2 枚を使うシュリーレン光学系を用いた。2 枚の凹面鏡の間の平行光線の部分に観察対象の燃焼容器を設置した。光学系の概要を図 3-5 に示す。各装置の詳細について以下に記す。圧力波通過時の高速の火炎の移動に対応するため、撮影速度は主に 15000fps（コマ/秒）を用いた。

[光源]

型式：USHIO電機社製 水銀ランプ
ランプ：USH-250D（超高圧水銀ランプ）
電源部：HB-250B
定格出力：250W
中心波長：5461

[凹面鏡]

型式：東京電機特器社製
口径：300 mm
焦点距離：3 m

[高速度カメラ]

型式：株式会社ナック社製 E-10
撮影速度：300～10000fps（4面プリズム）
1200～40000fps（16面プリズム）
フィルム容量：16mmフィルム 400フィート
シャッター定数：K5
タイミングライト：LED使用

[レンズ]

型式：日本光学社製 Nikkor 200mm/f4.0
焦点距離：200 mm
口径比：1.4

<火炎面に垂直な方向（縦方向）からの観察>

火炎面に垂直な方向から容器内を見通すように一對のガラス窓を設けるのは、圧力波発生部分の存在を考えると困難であり、また火炎面の詳細な観察が必要なことから、火炎面先端の接線方向からの観察に用いたものとは異なるシュリーレン光学系を用いた。用いた光学系の概要は図 3-5、3-6 に示されている。光源の光を光ファイバーを用いて燃焼容器内に導き、光ファイバーの端を光源とした。この段階で光量が低下するため、光源としては光量の大きいレーザーを用いた。スパークギャップを形成する電極の一方を金属パイプとし、その中に光ファイバーを通すことによって光源を着火位置の近傍に設置した（図 3-6）。光源から発した光は、観察対象の火炎面を通過し、その後容器端部のガラス窓から容器外部に向かい、容器外部に設置された凸レンズで集光され、焦点付近で光の一部をナイフエッジによりカットされた後高速度カメラに達する。容器外部に設置された凸レンズの後方にもう一つ凸レンズ（リレーレンズ）を設置することにより観察視野を大きくすることができ、大部分の実験においてリレーレンズを使用して撮影をおこなった。この光学系においては観察される火炎

が光軸に沿ってカメラに近づいてくるため、観察する時点で火炎がピントの合った位置に存在する必要がある、またスケールを測定する場合には、その位置における拡大率を把握しておく必要がある。撮影速度は主に 4000fps (カメラの最高撮影速度) を用いた。

使用した装置の詳細を下記に記す。

[光源]

型式：日本電機株式会社製 アルゴンレーザー

ヘッド：GLS3450

電源：GLS3400

発振波長：514.5nm

発振出力：1600mW 以上

発振モード：横方向単一 (TEM00)

ビーム直径：約 1.4mm ϕ ($1/e^2$ の点)

ビーム広がり角：約 0.5mrad (全角)

使用レーザー管型名：GTL2360

[凸レンズ]

主レンズ

型式：日本光学社製 Nikkor 300mm/f2.8

焦点距離：300mm

口径比：1:2.8

リレーレンズ

型式：旭光学社製 Super-Takumar 135mm/f2.5

焦点距離：135mm

口径比：1:2.5

[高速度カメラ]

型式：HYCAM MODEL 40-0004

フィルム容量：100 フィート

プリズム：8 面

シャッター定数：K4

タイミングマーク：NE2J ネオンランプ装備
電源

共栄電子社製 EPTS-5 型

設定フィルムスピード：120～4000 コマ/秒

このシュリーレン光学系には、通常のシュリーレン光学系（火炎面先端の接線方向からの観察で用いている）には無い特性があるので以下にまとめておく。

- ①シュリーレンの光路中にただ一つの火炎面しか存在しない状態で、火炎面の観察が可能である。これは燃焼ガス内部に光源を設置していることにより可能になっている。通常のシュリーレン光学系では、光路中に火炎全体が入るために、得られる画像は手前側と向こう側の火炎面の像が重なったものになってしまう、観察対象の火炎面の情報を正確に得ることは難しい。
- ②拡大観察が容易である。通常のシュリーレン光学系では観察対象からカメラまでの距離を凹面鏡の焦点距離の 1.5 倍程度とる必要があるが、この光学系では燃焼容器の窓のすぐ外側に置いた凸レンズにより像を得ているため、容易に拡大観察が可能である。
- ③焦点の合った画像が狭い範囲内でしか得られない。観察対象の火炎面がカメラに向かって近づいてくるかたちになるため、焦点の合った状態での観察が短時間しかできない。焦点を外れるとシュリーレン像は分散し、またシャードウグラフの画像に類似した像が現れてくるため、正しい観察ができなくなる。

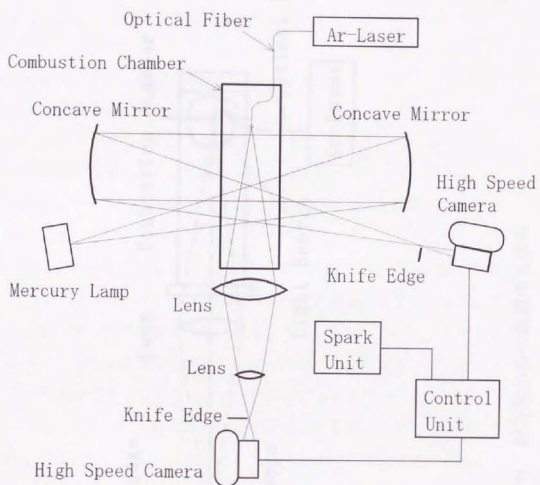


图 3-5 光学测定系

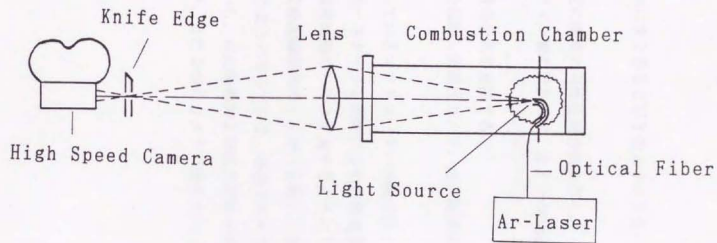


図3-6 縦方向からの観察用光学系

3-3 実験方法

3-3-1 実験の手順

実験の手順を簡単にまとめると以下のようになる。

- ①混合容器内に所定の濃度の可燃性混合気を作る。
- ②燃焼容器のバラフィン紙の取り付け、カメラの準備（フィルム装填）をおこなう。
- ③燃焼容器に可燃性混合気を充填する。
- ④コントローラーを起動し高速度カメラ、点火装置を順次始動させる。

装置の起動を制御しているコントローラーの構成図とタイミング図を図 3-7 に示す。コントローラースタートと同時に2台の高速度カメラが始動し、適当な時間経過後に点火装置始動のパルスを発するようになっている。このパルスを発する時に、圧力変動記録開始のトリガーを発し、また高速度カメラのイベントマークを ON するようになっている。高速度カメラのフィルムに写し込まれたイベントマークから、点火時期および圧力記録と撮影画像との時刻の関係を読み取ることができ、また2台のカメラで撮影された画像の同期も取ることができる。

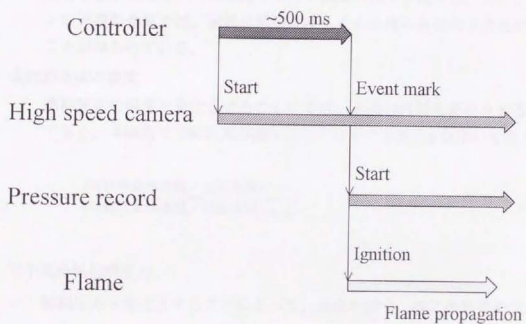


図 3-7 実験タイミングチャート

3-3-2 実験条件

以下のパラメータを変化させて実験をおこなった。

①燃料気体の種類

燃料気体の種類を変化させることによって火炎の性質を変化させることができる。燃料気体としてはメタンおよびプロパンを用いた。これらの燃料は分子量が異なり、火炎近傍での分子拡散の速度が異なる。特に、プロパンの過濃混合気では、選択拡散現象による火炎面の自発的不安定が起こることが知られている。

②燃料気体の濃度

燃料気体の濃度を変化させることにより、火炎の性質を変化させることができる。本研究では燃料気体濃度を以下に示す当量比 ϕ を用いて表す。

$$\phi = \frac{(\text{可燃性気体体積} / \text{空気体積})}{(\text{可燃性気体体積} / \text{空気体積})_{\text{Stoic}}} \quad (3-3)$$

③予混合気初期圧力

初期圧力を変化させることによって、火炎の構造、特に余熱帯や反応帯の厚さを変化させることができる。

④圧力波の有無

比較のために、圧力波を作用させた場合と同一混合気において、圧力波を作用させない場合についても実験をおこなった。

第4章 火炎の挙動

4. 火炎の挙動

4-1 観測された火炎の挙動と乱れの発生

横方向から撮影した高速度シュリーレン写真の一例を図4-1に示す。これは、メタン/空気の $\phi=1.0$ の混合気で、初期圧力 $p_1=70\text{kPa}$ の条件の実験において、火炎面に乱れが観察され始める時刻付近の連続して撮影された一連の写真である。撮影速度は約15000コマ/秒であるので、各写真はほぼ0.067msおきの時刻に撮影されている(各コマの露出時間は約0.027msである)。初め乱れない滑らかな火炎面が伝ばしてゆがみ、点火からの時間 $t=27.36\text{ms}$ から火炎先端付近に乱れの発生が認められる。その後、乱れの認められる部分は火炎先端から既燃焼気体側向かって広がる。乱れの形状は初め火炎先端にほぼ平行した方向を向いたうろこのような形状であり、その後火炎先端に垂直な形状で、未燃焼気体が既燃焼気体中に入り込むような形状であるように観察される。乱れの1つ1つの形状が明確に見えないのは観察光路上前後の全ての乱れが重なって見えてしまっているためであると考えられる。

この連続したシュリーレン写真から、各時刻における火炎先端の位置および乱れの大きさを読み取った。乱れの大きさとしては、乱れが認められる範囲の水平方向の長さを用い(図4-1参照)、これを乱れの深さと呼ぶことにする。この乱れの深さは、成長した乱れの振幅とは明確に言えないが、その時の乱れの成長の程度を表す値であると言える。これらの測定結果を図4-2に示す。図には火炎先端の位置のデータから計算した火炎先端の移動速度および加速度も同時に記す。このグラフより火炎は初めほぼ一定速度(約9m/s)で伝ばし、その後点火からの時間 $t=25.1\text{ms}\sim 25.5\text{ms}$ において減速(加速度の最小値: $-7.5\times 10^4\text{m/s}^2$)し、続けて $t=25.5\text{ms}\sim 25.8\text{ms}$ において加速(加速度の最大値: $9.0\times 10^4\text{m/s}^2$)する。これは、希薄波が、観察している火炎を既燃焼気体側から通過し、続けて小室の端面で反射した圧縮波が通過したためであると考えられる。

その後、 $t=25.8\text{ms}\sim 26.0\text{ms}$ でわずかな減速、 $t=26.0\text{ms}\sim 26.4\text{ms}$ で加速、 $t=26.4\text{ms}\sim 26.6\text{ms}$ でわずかな減速、 $t=26.6\text{ms}\sim 27.1\text{ms}$ で加速、 $t=27.1\text{ms}\sim 27.4\text{ms}$ で減速を起す。これらの加減速の挙動は図 3-4 で示した圧縮波、希薄波の挙動から予測される火炎の加減速の挙動と良く一致している。このような加減速を繰り返すうちに、火炎の伝ば速度の絶対値は大きくなってゆく。ここで、火炎の加減速の様子が図 3-4 に示した推算結果とよく一致するという事実は、観察している容器の中央部においては、想定しているようにほぼ平板状の希薄波、圧縮波が水平方向に伝ばしていることを示唆していると考えられる。

$t=27.29\text{ms}$ までは、火炎の加減速があっても乱れの発生は認めらず、乱れの深さは 0 であるが、 $t=27.36\text{ms}$ 以降乱れが発生成長が見られる。乱れの深さは $t=27.62\text{ms}$ まで増大し、その後 $t=27.76\text{ms}$ まで減少、その後 $t=28.16\text{ms}$ まで増大、 $t=28.37\text{ms}$ まで減少、その後増大している。火炎の加減速との関係を見ると、乱れの深さはほぼ火炎が加速している時に増加し、減速している時に減少していることがわかる。

比較のため、燃焼室と小室との間のパラフィン紙を設置しないで圧力波を発生させない実験をおこなった。この場合は火炎に乱れの発生は観察されない。火炎先端の位置変化から速度および加速度を算出し図 4-3 に示す。火炎はほぼ一定の速度で伝ばしてゆくことがわかる。

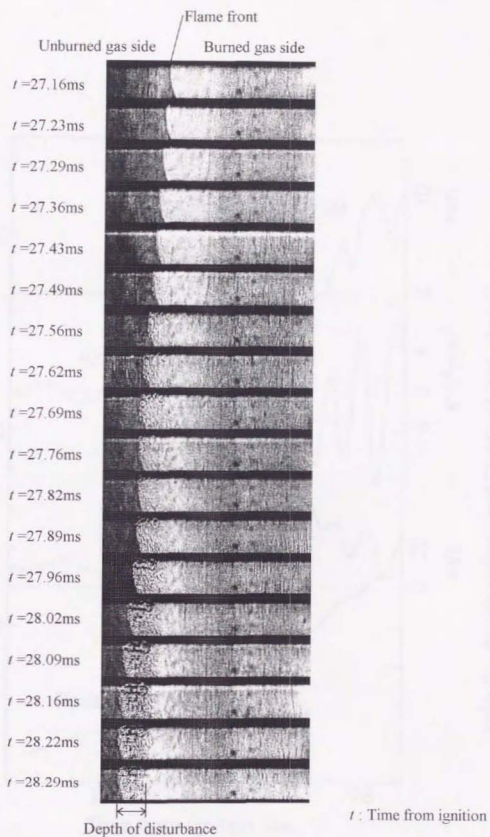


図 4-1 火炎の乱れの成長の様子
メタン/空気混合気、 $\phi = 1.0$ 、 $p_1 = 70\text{kpa}$

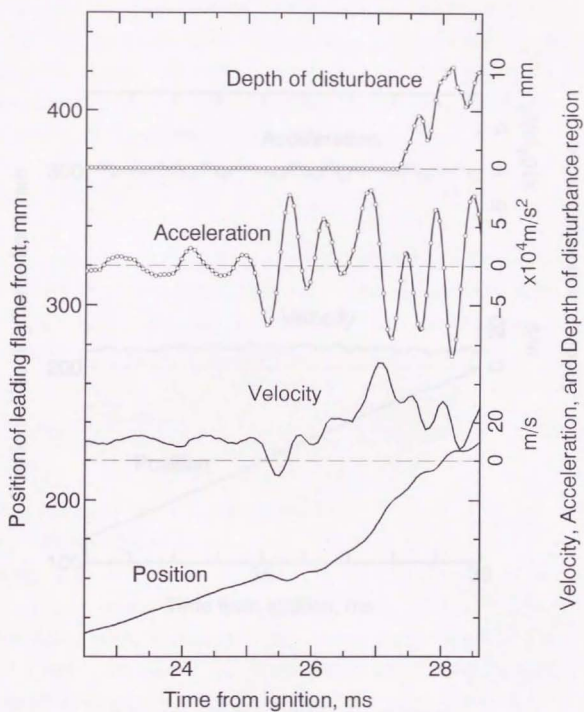


図 4-2 火炎先端の位置、速度、加速度および乱れ領域の深さの時間変化

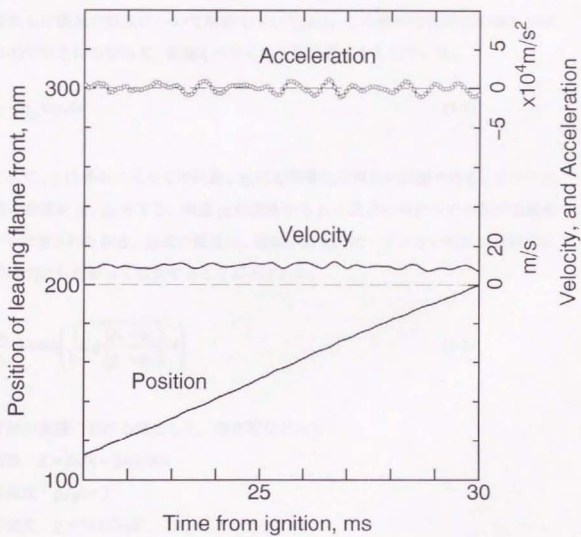


図 4-3 2方向から観察した火炎の乱れ
圧力波を発生させない場合

4-2 乱れの成長速度

観察された火炎の乱れは、圧縮波、希薄波の通過により火炎が加速された時に成長している。これは、この乱れが Taylor-Markstein instability の機構により発生しているためであると考えられる。Taylor は、密度の違う 2 つの流体の界面に発生した擾乱の成長について解析している[43]。この解析では界面の擾乱が式(4-1)で示される波数 K 、振幅 η のサイン波状で表せるとしている。

$$\eta = \eta_0 \cos Kx \quad (4-1)$$

ここに、 x は界面に沿っての位置、 η_0 は初期擾乱の頂点の振幅である。2 つの流体の密度を ρ_1 、 ρ_2 とする。密度 ρ_2 の流体から ρ_1 の流体に向かって全体が加速度 g で加速された場合、界面の擾乱は、擾乱が波長に比べて小さい時には近似的に式(4-2)にしたがって成長することが示された。

$$\frac{\eta}{\eta_0} = \cosh \left(\sqrt{Kg \frac{(\rho_1 - \rho_2)}{(\rho_1 + \rho_2)}} \cdot t \right) \quad (4-2)$$

今回の実験における値として、測定値などから

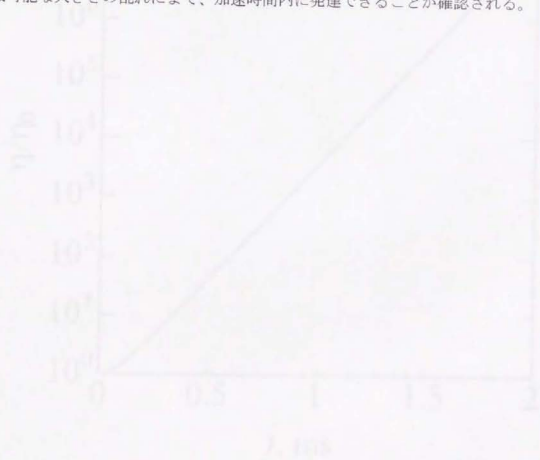
$$\text{波数 } K = 2\pi/\lambda = 2\pi/0.003$$

$$\text{密度比 } \rho_2/\rho_1 = 7$$

$$\text{加速度 } g = 5 \times 10^4 \text{ m/s}^2$$

とおける。ここに λ は、擾乱の波長である。式(4-2)にこれらの値を代入し、得られた時間 t と擾乱の振幅比 η/η_0 の関係を図 4-4 に示す。この解析結果は擾乱の振幅が波長に対して小さいときのみ妥当なものであり、乱れの発生の初めにしか適用できないが、その範囲内では微小擾乱が 10 倍の大きくなるのに 0.34ms、100 倍の大きくなるのに 0.60ms を要することがわかる。つまり初めに気流の揺らぎなどにより火炎に存在した微小な擾乱が、観察可能な大きさに

なるのに例えば 100 倍の振幅になる必要があるとして、そのために 0.6ms ほどの時間を要するということである。図 4-2 の火炎の挙動において加速の持続時間は 0.5ms 程度であるが、この時間内において乱れは数十倍に発達しうることがわかる。これより、今回の実験におけるレベルの加速により、火炎の微小擾乱が認識可能な大きさの乱れにまで、加速時間内に発達できることが確認される。



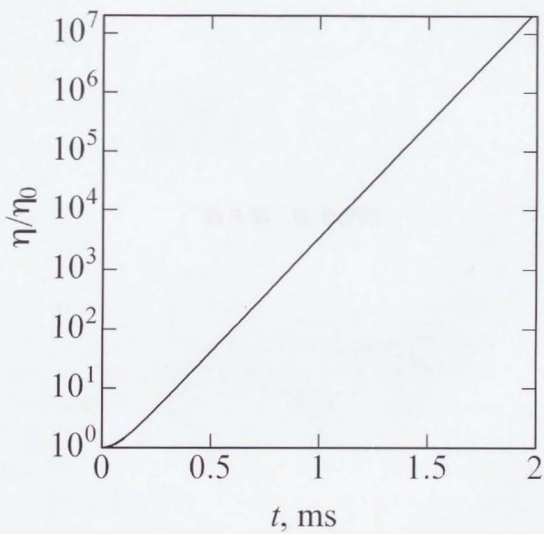


図4-4 η/η_0 と t の関係

密度比 $\rho_1/\rho_2 = 7$ 、波長 $\lambda = 3 \text{ mm}$ 、

加速度 $g = 5 \times 10^4 \text{ m/s}^2$ の場合

第5章 圧力変動

5. 圧力変動

5-1 測定された圧力変動

着火後火炎面が伝ばしてゆくと、容器内の圧力が上昇する。これは未燃焼気体が火炎面を通過すると、温度上昇による体積膨張がおこるためであり、この実験では容器内体積一定であるので容器内の圧力上昇がおこる。容器内圧力変動の測定結果の一例を図 5-1 に示す（図 4-1 の写真を撮影した実験の時のもの）。図中には燃焼容器の 2ヶ所（点火位置付近と圧力開放のための開口部付近の壁面に設置）に取り付けられた圧力変換器からの出力を同時に記載した。点火後時間経過とともに容器内の圧力が上昇してゆく。初期の段階では、ほぼ 3 次曲線状に圧力が上昇してゆく。点火位置側の圧力変換器の出力では $t=25.5\text{ms}$ から、開口部側の変換器では $t=26.0\text{ms}$ から圧力が振動し始めることがわかる。振動している部分の拡大図を図 5-2 に示す。振動の周期は点火位置側で約 0.3ms 、開口部側で約 0.5ms であることがわかる。この周期の差異は、点火位置付近の気体が高温の既燃焼気体であるのに対し開口部付近ではほぼ室温の未燃焼気体であるために生じていると考えられる。圧力の振動はパラフィン紙の破壊をきっかけに発生しているが、圧力の増加や減少の挙動は、図 4-2 および図 3-4 から予想される圧縮波、希薄波の挙動とは一致しない。これは、容器内には水平方向に伝ばする圧縮波、希薄波だけでなく、容器を横断する方向に伝ばする圧縮波、希薄波が存在することによると考えられる。つまり、圧力変換器が容器側壁に取り付けられているために、図 3-4 で示した容器中央部を水平に伝ばする圧縮波、希薄波よりも容器を横断する方向に伝ばする圧縮波、希薄波による圧力変化により敏感であると考えられる。振動開始後、振動の中心の値の時間変化を調べると、振動開始前よりも圧力上昇速度が大きくなっていることがわかる。このことは図 5-3 に示した圧力波を発生させない場合の圧力変動と比較するとよくわかる。

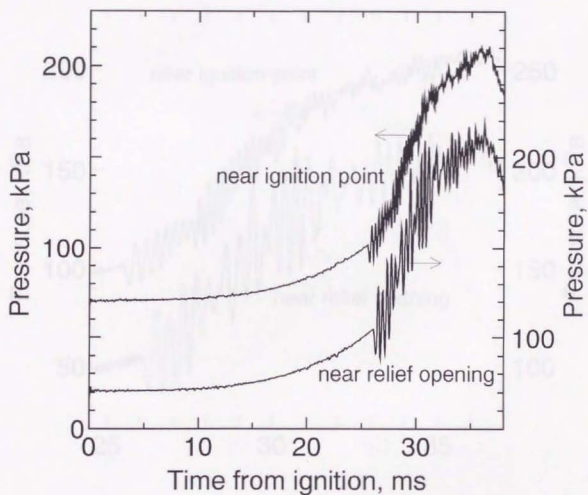


図 5-1 容器内圧力変動

混合気：メタン/空気、 $\phi = 1.0$

初期圧力 $p_1 = 70$ kPa

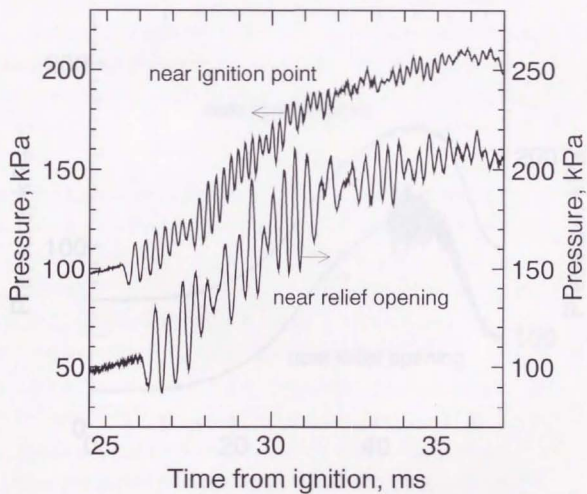


図 5 - 2 容器内圧力変動 (圧力振動部分の拡大)

混合気：メタン/空気、 $\phi = 1.0$

初期圧力 $p_i = 70$ kPa

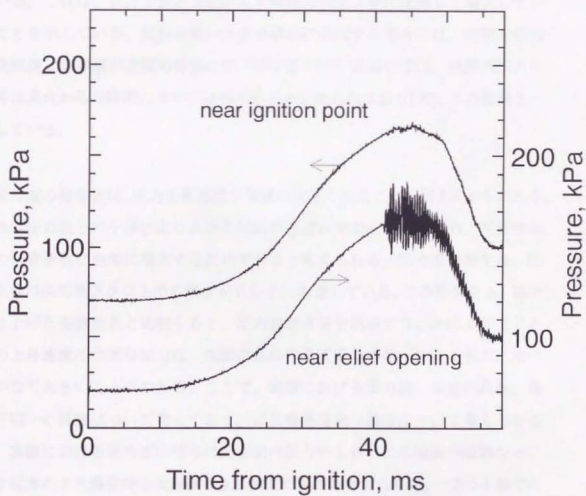


図 5-3 容器内圧力変動 (圧力波を発生させなかった場合)
 混合気: メタン/空気、 $\phi = 1.0$
 初期圧力 $p_1 = 70$ kPa

5-2 乱れによる圧力上昇速度の増大

点火からの時間経過 t と圧力上昇 $p-p_0$ の関係をより詳しくみるために、両対数軸のグラフに、圧力波を発生させた場合 (図 5-1 の結果) と発生させない場合 (図 5-3 の結果) の圧力変動をプロットする (図 5-4)。圧力波が発生する前までは圧力変動は、両対数グラフ上でほぼ直線状に変化し、その傾きはほぼ 3 となっている。これは、圧力上昇が点火からの時間のほぼ 3 乗に比例して増大していることを示している。乱れの無い火炎が球状に伝ばする場合には、初期の段階 (既燃焼気体体積が空間の体積に比べて小さい時) においては、空間内圧力の上昇は点火からの時間の 3 乗に比例することが知られており [70]、この結果と一致している。

圧力波の発生後は、圧力上昇速度が急激に大きくなるのが図 5-4 よりわかる。これは圧力波との干渉により火炎に乱れが急速に発生成長するため、可燃性気体の消費速度が急激に増大するためであると考えられる。圧力波の発生後、圧力上昇は両対数グラフ上での傾きが 6 以上にも達している。この結果を 2-1 節で取り上げた実験結果と比較すると、圧力波が火炎を通過することにより生じる圧力上昇速度の急激な増大は、気流の乱れや濃度場の不均一による増大に比べてかなり大きいことがわかる。ここで、実験における圧力波、気流の乱れ、濃度不均一の強度について考えておく。ガス爆発現象の場合について考えてみると、実験における圧力波の強さは閉空間内圧力の上昇による壁面の破壊などにより現実のガス爆発時には存在しうる強度であると考えられる。一方 2-1 節での実験における気流の乱れや濃度場の不均一は、現実のガス爆発時の気体の噴出漏洩や開口部からの気体の流出にともない発生する強度に比べて小さくないと考えられる。さらに、圧力波を発生させた実験では容器が細長いため壁面で消炎する火炎の部分が多く圧力上昇を抑える効果があることなどを考慮すると、圧力波の通過による火炎の乱れ発生効果が非常に重大であることが理解できる。

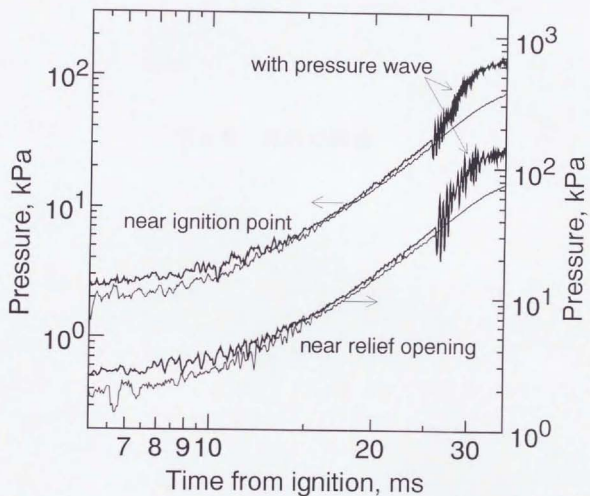


図5-4 容器内圧力変動 (両対数軸プロット)
 混合気: メタン/空気、 $\phi = 1.0$
 初期圧力 $p_i = 70$ kPa

第6章 乱れの構造

6. 乱れの構造

6-1 2方向からの火炎の乱れの同時観察

図4-1に示した実験（混合気：メタン／空気の $\phi=1.0$ 、初期圧力 $p_1=70\text{kPa}$ ）における火炎伝ばの様子を、横方向および縦方向の2方向から同時観察したシュリーレン写真を図6-1に示す。縦方向からの撮影がほぼ 0.24ms の時間間隔（撮影速度 4150コマ/秒 ）におこなわれたので、 0.24ms ごとに連続して撮影された写真をならべ、時間経過による変化を示した。横方向からの撮影はほぼ 0.067ms の時間間隔（撮影速度 15000コマ/秒 ）で同時におこなわれたので、縦方向からの写真とできるだけ近い時刻に撮影された写真をほぼ同時刻のものとしてならべた。横方向から撮影した写真では、点火からの時間 $t=27.57\text{ms}$ において火炎に乱れが発生し始めることがわかる。縦方向から撮影した写真では、横方向の写真に火炎の乱れが認められるようになる以前から常に画面全体に濃淡のパターンが見られるが、これは装置固有の画面の明るさの不均一であり、被測定部に何も無い状態でも観察されるものである（点火前から常に観察される）。この明るさの不均一は、レーザー光を光源とし、そのビームを有限の太さをもつ光ファイバーを通してその端部から散乱させて光源としているために、干渉が発生して画面の場所によって明るい部分と暗い部分が生じたためと考えられる。この不均一を画面のバックグラウンドとして無視し、図中の縦方向の写真を見ると、 $t=28.09\text{ms}$ にて急に火炎の乱れの画像が現れることがわかる。この時、観察している火炎先端は点火位置からの水平距離 x が約 222mm の位置に存在している。縦方向のシュリーレン写真の光学系は、この場合 $x=220\text{mm}$ でピン트가合うように調整しておいたので、 $t=28.09\text{ms}$ のコマではほぼピントの合っている状態で乱れの観察をおこなうことができていることがわかる。この画像より火炎に発生している乱れはほぼ円形の形状をしていることがわかる。円の直径は $2\sim 3\text{mm}$ 程度である。またこれらの円形の乱れの配置については、規則性はあまり見受けられない。対応する横方向から撮影した写真では、火炎が未燃

焼気体側にへこんでいるように観察されるが前後の重なるのために詳細な形状は観察できない。

$t=27.57\text{ms}$ 、 $t=27.83\text{ms}$ のコマでは、横方向の写真で乱れの発生が観察されるが縦方向の写真では乱れの発生が認められない。この理由としては、この時点では火炎はピントの位置からかなりずれた位置にあること、および発生した乱れがまだ弱く画像として観察されないことなどが考えられる。

比較のためにおこなった圧力波を発生させない場合の実験において、火炎の2方向から同時に撮影したシュリーレン写真を図6-2に示す。これより、圧力波を作用させない場合には、火炎は乱れの無い状態で伝ばしてゆくことがわかる。この結果は、この実験で観察される火炎の乱れの発生が、確かに圧力波や膨張波と火炎の干渉によるものであることを表している。

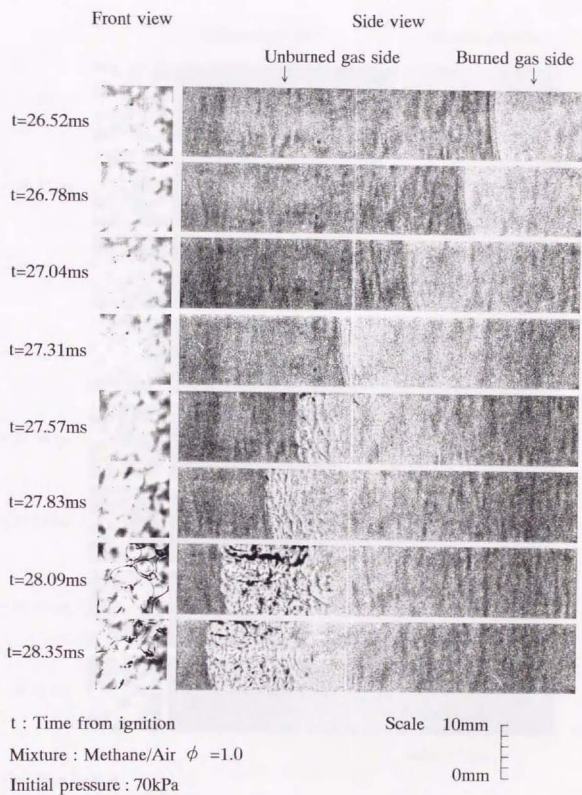
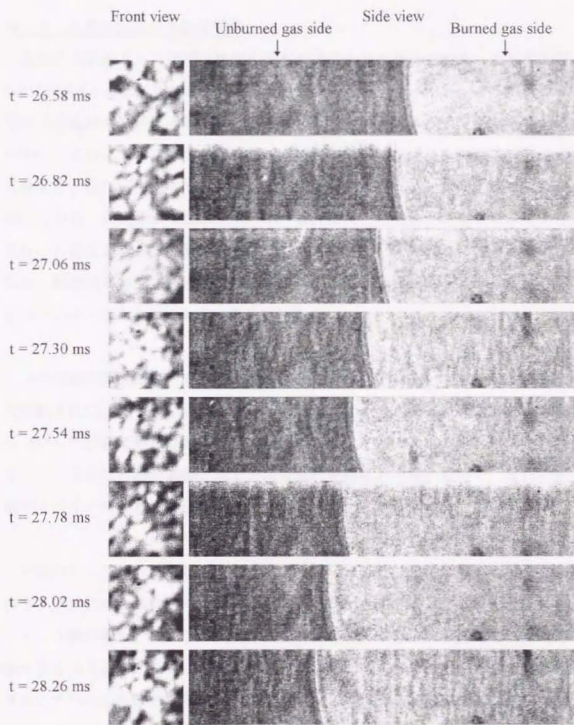


図 6 - 1 2 方向から観察した火炎の乱れ



t : Time from ignition

Mixture : Methane / Air $\phi = 1.0$

Initial pressure : 70 kPa

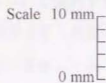


図 6-2 2方向から観察した火炎の乱れ
圧力波を発生させない場合

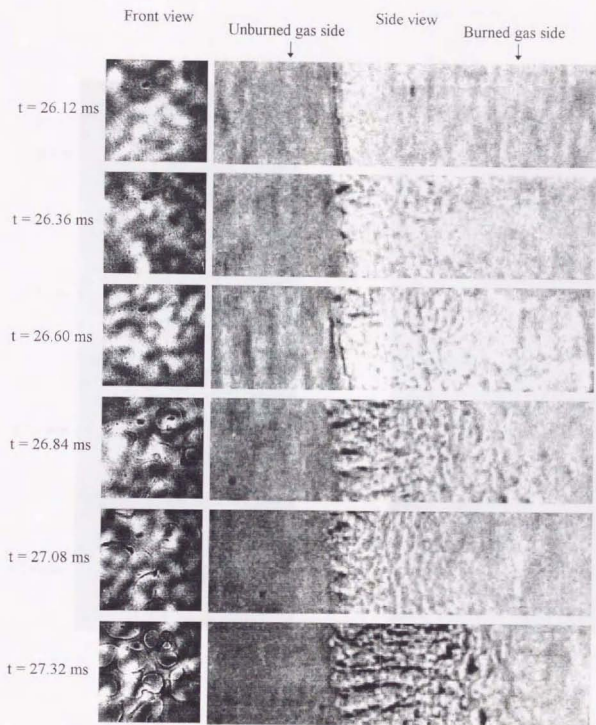
6-2 火炎の乱れの3次元構造

乱れの形状をさらに詳細に検討するために乱れ発生部分を拡大した写真を図6-3に示す(メタン/空気の $\phi=1.0$ の混合気で、初期圧力 $p_1=101\text{kPa}$ の時のもの)。発生する乱れの形状は、横方向の写真から観察すると初めは火炎面が既燃焼気体側へへこむように変形する。乱れは火炎面に垂直に火炎背後の方向に発達してゆくが、乱れが発達すると前後の乱れの画像が重なって細かな構造は観察が難しくなる。火炎面から既燃焼気体側へ筋状に見える乱れが成長してゆくことから、火炎面が変形して既燃焼気体側に突き出す乱れに成長していると考えられる。縦方向の写真からは乱れは円形をしていることがわかるので、乱れの形状はスパイク状のものであると考えられる。

ほぼ同様の装置を用いて火炎に乱れを発生させた Tsuruda らの研究[46,47,68]で観察された乱れを図6-4に示す。これはちょうど乱れの前後に他の乱れが重ならなかつた状態で撮影されており、明確にスパイク状の形状の乱れが観察される。この乱れは今回の実験と同じ方法で乱れを発生させているので、乱れの形状がスパイク状であることの一つの裏付けとなると考えられる。

今回のシュリーレン写真では、ナイフエッジとして垂直に設置した幅10mmのナイフ刃状の金属板を用いている。このようなナイフエッジを用いたシュリーレン写真の場合、カメラから見て左右対称の屈折率分布は写真上では、対称軸の右と左で濃淡が逆転した像が得られるはずである。しかし縦方向の写真で見られる円形の乱れの内部には中心軸から左右に濃淡の反転する像は見られない。そこで縦方向から観察し写真と火炎の形状との関係について検討する。図6-5にシュリーレン光学系により画像が形成される様子を図示する。光源から出た光は火炎を通過し、その後凸レンズにより集光され焦点を通過した後フィルム上に画像を形成する。この焦点部分で光の一部を遮るようにナイフエッジを設置してある。観察部分に屈折率分布が存在するとそこで光が曲がり、その曲

がり方に応じてナイフエッジに遮光される量が増加あるいは減少するために屈折率分布が画像上に濃淡として現れるわけである。観察部分にはビントが合っているので、観察部分で光が曲がっても、レンズを外れない限りフィルム上の同じ位置に到達する方向に光は進む。火炎の小さな変位をもつ乱れが存在するときには(図 6-5(a))、以上説明した通りに、火炎で光が曲がる向きによって濃淡が現れ、乱れの頂点から左右に濃淡が反転した画像が得られる。今回の実験で観察された乱れは、スパイク状に火炎が大きく変形していると考えらる。この場合の像の形成の様子を図 6-5(b)に示す。スパイクの先端付近では光が大きく曲がるために、ナイフエッジを外れてしまいその部分は全て明るく写ることになる。このように、火炎がスパイク状に大きく変形したときには、スパイクの周辺部のみが正しいシュリーレン像を与え、スパイクの先端付近の部分は全て明るく写るようになることがわかる。



t : Time from ignition
 Mixture : Methane / Air $\phi = 1.0$
 Initial pressure : 101 kPa

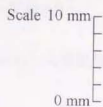


図 6-3 2方向から観察した火炎の乱れ (拡大図)

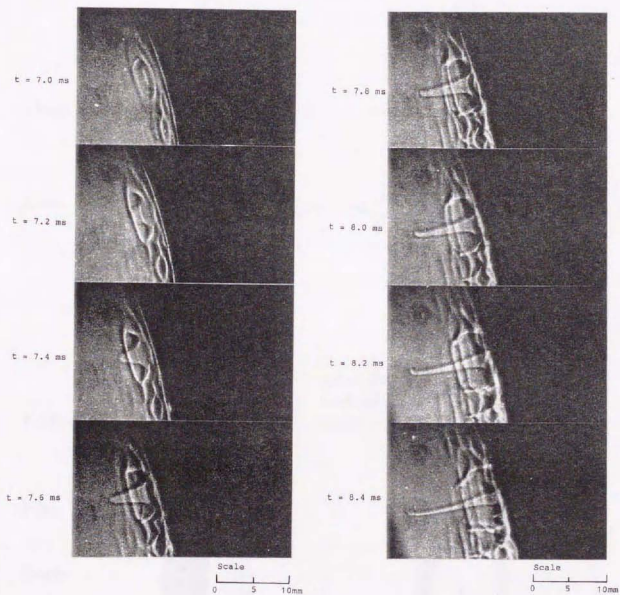


図 6-4 圧力波の通過により発生した火炎の乱れ^[47]
 (鶴田らの研究での観察結果)
 混合気: メタン/空気、 $\phi = 1.3$ 、右側が未燃焼気体

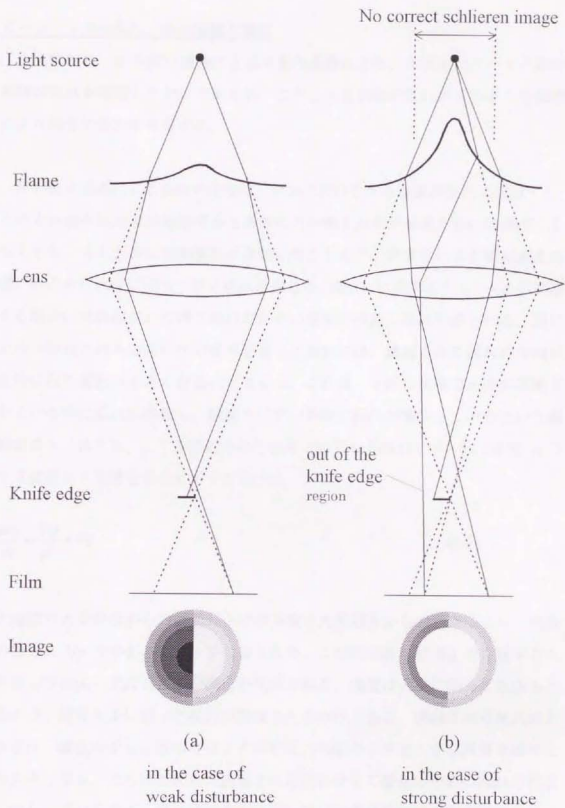


図6-5 シュリーレン光学系で得られる火炎の乱れの画像
(縦方向からの乱れの観察)

6-3 火炎の乱れの発生機構と構造

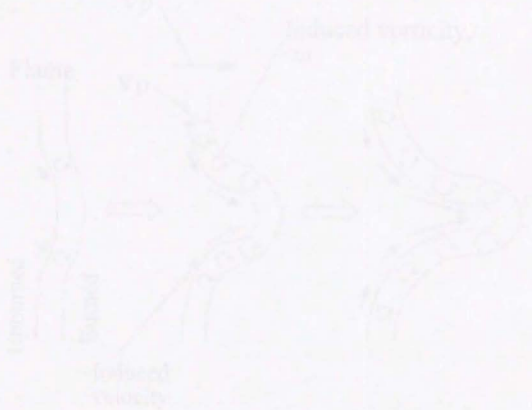
本実験では、圧力波の通過による火炎の加速により、火炎面にスパイク状の形状の乱れを確認したわけであるが、このような構造の乱れがどのような機構により発生するかを考察する。

圧力波の通過による乱れの発生は、火炎における大きな密度変化に起因する。この火炎面を圧力波が通過すると気体に力が働き火炎が加速あるいは減速しようとする。もし火炎に初期擾乱が存在したとすると、密度差による誘起速度の違いのために火炎に沿って滑り流れが生じる。図 6-6 に示すように、火炎が加速する場合には誘起された滑り流れのために擾乱が成長し乱れ形成される。逆に火炎が減速される方向に圧力波が通過した場合には、誘起される流れの方向が反対になり擾乱は小さくなるはずである。これは、今回の実験で火炎が加速されている時に乱れが増加し、減速されている時に乱れが減少しているという観察結果と一致する。ここで誘起される速度は以下の式(6-1)で示される渦度 ω の生成速度より見積もることができる[71]。

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\nabla p}{\rho^2} \times \nabla p \quad (6-1)$$

圧縮波の火炎背後からの通過および希薄波の火炎前方からの通過により、火炎の部分に ∇p がかかり、火炎が加速される。この時密度勾配 $\nabla \rho$ の存在する火炎部分では(6-1)式にしたがい渦度が生成される。渦度は火炎に沿って生成されるので、結局火炎に沿った流れが誘起されるわけである。誘起される流れの大きさは、擾乱の中心に近づくほど火炎が圧力勾配の方向と大きな角度を成すため大きくなる。さらにこれらの誘起された流れは全て擾乱の中心の乱れの頂点に向かっているため、擾乱は中心部に近いほど加速度的に成長が速まり、擾乱の頂点が急速に飛び出してゆくことになる。圧力波の通過により発生する乱れ

は、このような発生成長機構により形成されるため、乱れの形状がスパイク状になると考えられる。



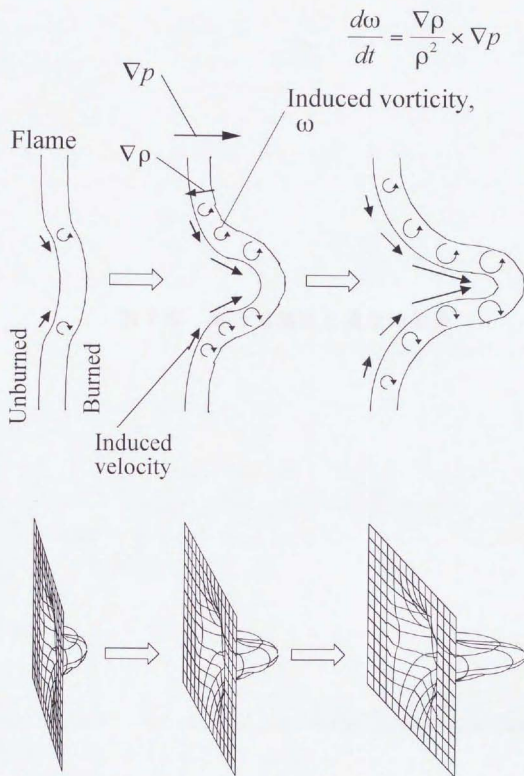


図6-6 圧力波の通過による火炎の乱れの発生成長と形成される乱れの構造

第7章 混合気種類と濃度の効果

7. 可燃性気体種類と濃度の効果

7-1 種々の混合気中における火炎および圧力の挙動

可燃性気体の種類と濃度の影響を調べるために、メタン/空気の希薄(当量費 $\phi=0.8$)、理論混合比($\phi=1.0$)、過濃($\phi=1.25$)の混合気、およびプロパン/空気の理論混合比($\phi=1.0$)、過濃($\phi=1.5$)の混合気において実験をおこなった。それぞれの実験に対して、横方向の観察から求めた火炎先端位置の時間変化とその速度、加速度および乱れ領域の深さを図 7-1、7-2、7-3、7-4、7-5 に示す。また、各場合の圧力変動を図 7-6、7-7 に示す。

各混合気において燃焼速度に差があるために、火炎の伝は速度に差が生じ、パラフィン紙が破壊し圧力波が生じる時期に差が現れる。圧力変動に圧力の振動が現れる時期により比較すると、メタン/空気の $\phi=0.8$ で $t=33.1\text{ms}$ 、 $\phi=1.0$ で $t=23.8\text{ms}$ 、 $\phi=1.25$ で $t=27.4\text{ms}$ 、プロパン/空気の $\phi=1.0$ で $t=24.8\text{ms}$ 、 $\phi=1.5$ で $t=33.2\text{ms}$ において圧力に振動が発生し始めている。その時の圧力は、いずれも初期圧力からおおむね 30kPa 上昇した値である(図 7-6、7-7)。また、火炎先端が最初に減速する時刻でみると、メタン/空気の $\phi=0.8$ で $t=32.6\text{ms}$ 、 $\phi=1.0$ で $t=23.3\text{ms}$ 、 $\phi=1.25$ で $t=27.1\text{ms}$ 、プロパン/空気の $\phi=1.0$ で $t=24.4\text{ms}$ 、 $\phi=1.5$ で $t=32.8\text{ms}$ となっている。その後火炎が減速、加速、弱い減速、加速、弱い減速、加速、減速という動きを起すという挙動はいずれもほぼ同じである。最初の減速、加速の大きさを調べると、メタン/空気の $\phi=0.8$ で $-4.8 \times 10^4 \text{ m/s}^2$ および $+5.2 \times 10^4 \text{ m/s}^2$ 、 $\phi=1.0$ で $-6.9 \times 10^4 \text{ m/s}^2$ および $+9.2 \times 10^4 \text{ m/s}^2$ 、 $\phi=1.25$ で -6.9×10^4 および $+9.0 \times 10^4 \text{ m/s}^2$ 、プロパン/空気の $\phi=1.0$ で $-4.9 \times 10^4 \text{ m/s}^2$ および $+6.4 \times 10^4 \text{ m/s}^2$ 、 $\phi=1.5$ で $-6.7 \times 10^4 \text{ m/s}^2$ および $+8.8 \times 10^4 \text{ m/s}^2$ であることがわかる。これらの結果をまとめたのが下表 7-1 である。表中には常温常圧での各混合気の層流燃焼速度の値を文献[6]、[72]より調べ載せてある。

表7-1 種々の混合気における火炎および圧力の挙動

混合気	当量比 ϕ	圧力振動開始ま での時間_ms	圧力振動開始時 の圧力_kPa	火炎の最初の減速の 大きさ_x10 ⁶ ms ⁻²	火炎の最初の加速の 大きさ_x10 ⁶ ms ⁻²	燃焼速度 S_L _ms
煤/空気	0.8	33.1	135	-4.8	5.2	0.28
	1.0	23.8	131	-6.9	9.2	0.39
	1.25	27.4	137	-6.9	9.0	0.36
プロパン /空気	1.0	24.8	131	-4.9	6.4	0.38
	1.5	33.2	135	-6.7	8.8	0.16

これより、圧力振動開始および火炎の最初の減速の時期は、燃焼速度が大きいほど早くなっていることがわかる。また、最初の減速、加速の大きさは、若干のばらつきはあるがほぼ同程度の値となっていることがわかる。

乱れ領域の深さで調べた乱れの発成長の様子をみると、ほぼ3回目の加速を受けている時から乱れが認められるようになり、その後、火炎の加速時には乱れ領域の深さは増加し、減速時には乱れ領域の深さは減少している(図7-1、7-2、7-3、7-4)。

ただし、プロパンの過濃混合気($\phi=1.5$)においてのみ減速時に乱れ領域の深さが減少せず、火炎が減速しても乱れが減衰しない傾向があることがわかる(図7-5)。これは、プロパンの過濃混合気の場合には選択拡散により火炎が不安定化(Diffusive-Thermal instability)を起こし、自発的に乱れが成長する効果があるため、火炎が加速していなくても乱れが成長したものと考えられる。

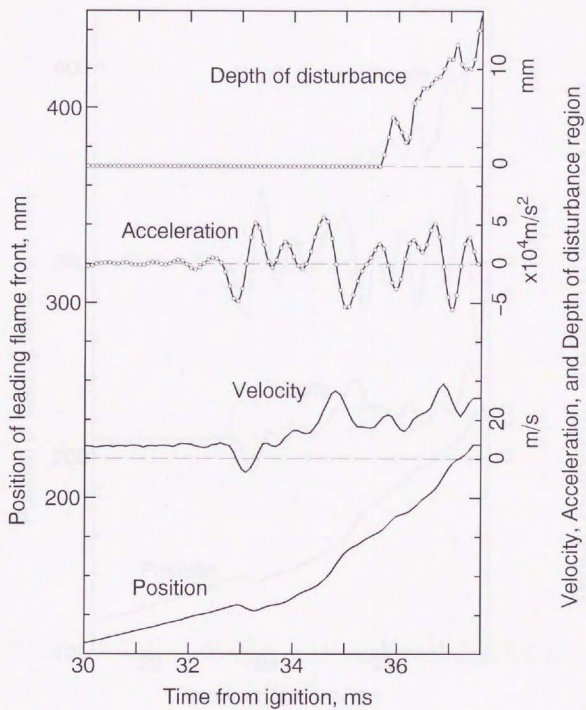


図 7-1 火炎先端の位置、速度、加速度および乱れ領域の深さの時間変化

混合気：メタン／空気、 $\phi = 0.8$

初期圧力 $p_1 = 101$ kPa

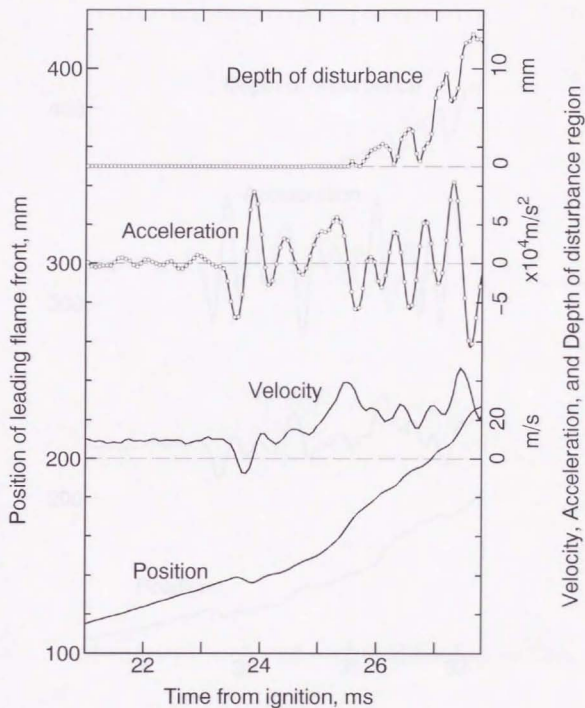


図 7-2 火炎先端の位置、速度、加速度および乱れ領域の深さの時間変化

混合気：メタン／空気、 $\phi = 1.0$

初期圧力 $p_1 = 101 \text{ kPa}$

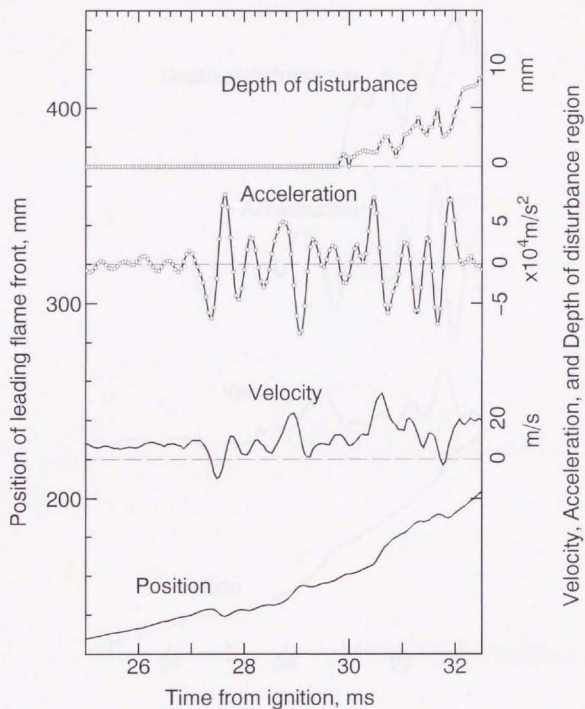


図7-3 火炎先端の位置、速度、加速度および乱れ領域の深さの時間変化

混合気：メタン／空気、 $\phi = 1.25$

初期圧力 $p_1 = 101 \text{ kPa}$

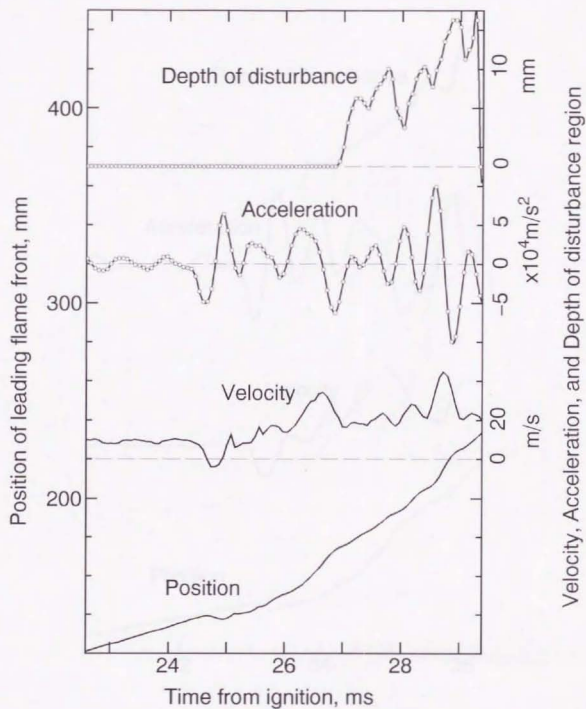


図 7-4 火炎先端の位置、速度、加速度および乱れ領域の深さの時間変化

混合気：プロパン／空気、 $\phi = 1.0$
 初期圧力 $p_1 = 101 \text{ kPa}$

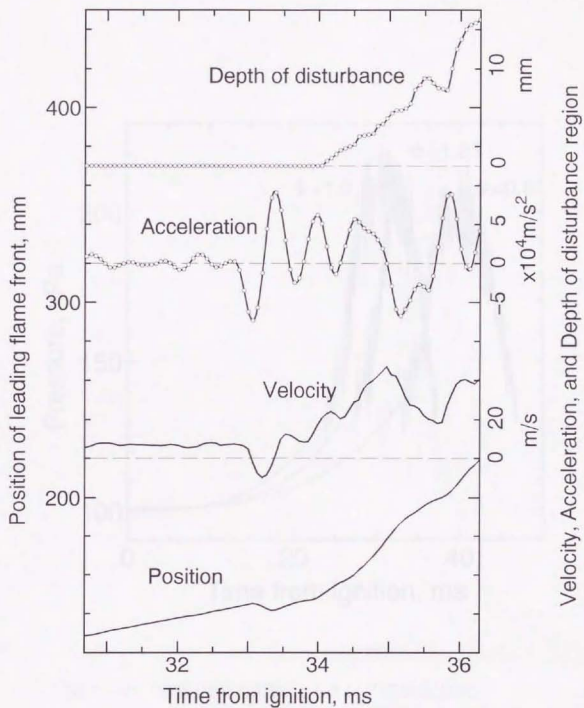


図 7-5 火炎先端の位置、速度、加速度および乱れ領域の深さの時間変化

混合気：プロパン／空気、 $\phi = 1.5$

初期圧力 $p_i = 101 \text{ kPa}$

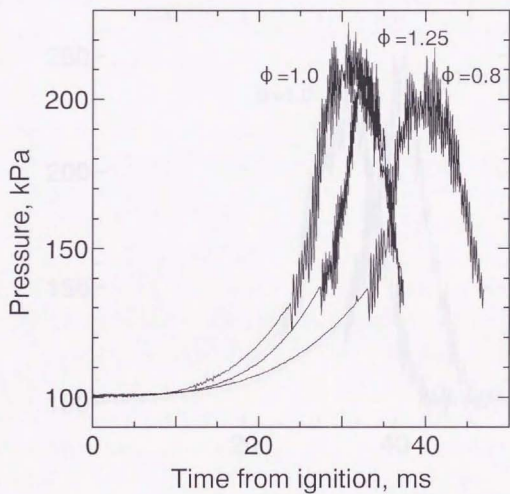


図 7-6 容器内圧力変動 (メタン/空気混合気)
初期圧力 $p_1 = 101$ kPa

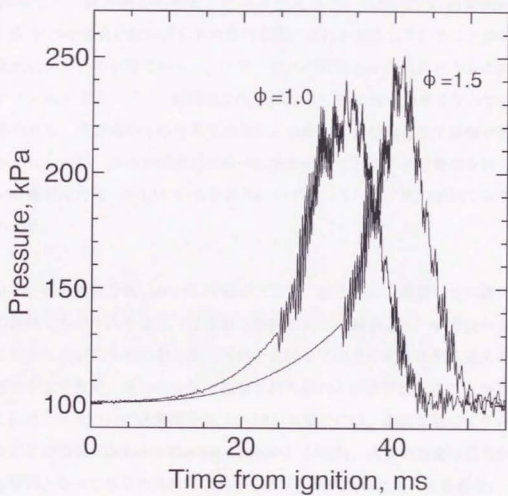


図 7-7 容器内圧力変動 (プロパン/空気混合気)
初期圧力 $p_1 = 101 \text{ kPa}$

7-2 種々の混合気中において発生した乱れ

これらの実験において発生した火炎の乱れを2方向から観察した結果を、図7-8に示す。図では縦方向の高速度シュリーレン写真において、火炎が焦点位置に到達し乱れが最もシャープに写った時の写真を掲載した。焦点位置は、乱れが縦方向の観察で明確に見える程度に成長する位置になるように光学系をそれぞれ調整した。縦方向から撮影した写真を見ると、プロパンの過濃混合気 ($\phi=1.5$) 以外の場合にはいずれも円形の形状の乱れが発生していることがわかる。乱れのスケールを見てみると、円形の乱れの直径および乱れどうしの間隔は、メタンおよびプロパンの理論混合比 ($\phi=1.0$) の時に最も小さくなっていることがわかる。横方向からの写真で見ると、前後の乱れの重なりで詳細な形状はわかりにくい、火炎が既燃焼気体中に突き出していることが観察され、プロパンの過濃混合気 ($\phi=1.5$) の場合以外はいずれもスパイク状の形状であることがわかる。

プロパンの過濃混合気 ($\phi=1.5$) の場合だけは、縦方向から観察した写真では多数の線状のものが入り交じった複雑な形状の乱れが観察され、横方向から観察した写真においても他の混合気の写真と比較して火炎に垂直な黒く見える筋状の部分が太く見え、他の混合気で観察された乱れと形状が異なることがわかる。これは、プロパンの過濃混合気 ($\phi=1.5$) の場合には、選択拡散により火炎の不安定化の効果 (Diffusive-Thermal instability) が現れ、火炎の加速の効果が支配的な原因となって生じた乱れとは異なる形状が形成されたと考えられる。

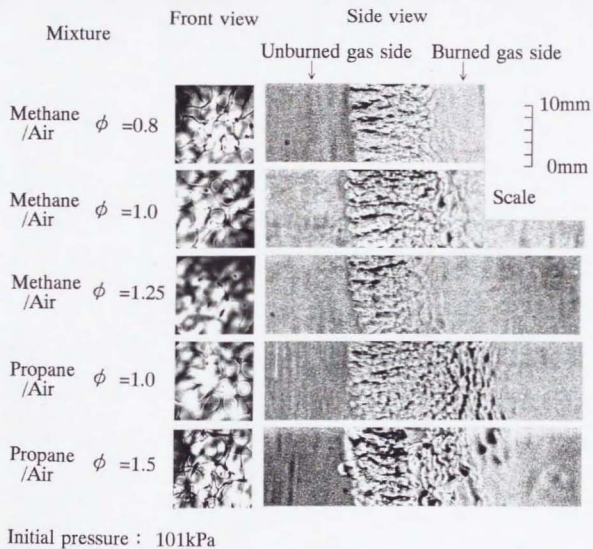


図 7-8 種々の混合気において発生した乱れ (2方向から観察)

第8章 初期圧力の効果

8. 初期圧力の効果

8-1 種々の初期圧力における火炎および圧力の挙動

メタン/空気の理論混合比 ($\phi=1.0$) の混合気において、点火時の容器内圧力 p_1 (初期圧力) を 101kPa、70kPa、50kPa の3種類に変化させて実験をおこなった。横方向の観察から求めた火炎先端位置の時間変化とその速度、加速度および乱れ領域の深さを $p_1=50\text{kPa}$ について図 8-1、8-2、8-3 に示す (図 8-1 は図 7-2 と同一、図 8-2 は図 4-2 と同一)。膨張波、圧縮波の通過により火炎が減速、加速、弱い減速、加速、弱い減速、加速、減速という動きを起こすという挙動は3つの場合でほぼ同じである。最初の減速と加速の強さは、 $p_1=101、70、50\text{kPa}$ でそれぞれ $-6.9 \times 10^4 \text{ m/s}^2$ および $+9.2 \times 10^4 \text{ m/s}^2$ 、 $-7.5 \times 10^4 \text{ m/s}^2$ および $+9.0 \times 10^4 \text{ m/s}^2$ 、 $-10.4 \times 10^4 \text{ m/s}^2$ および $+12.2 \times 10^4 \text{ m/s}^2$ となっており、初期圧力が小さい方が減速、加速の大きさがやや大きい。また、各場合の圧力変動 (点火位置側で測定) を図 8-4 に示す。圧力変動に振動が発生し始める時期は、初期圧力 p_1 により差があり、 $p_1=101、70、50\text{kPa}$ でそれぞれ $t=23.4、25.1、27.2\text{ms}$ である。また、その時の圧力の点火時の圧力からの上昇はいずれもほぼ 30kPa である。式(3-1)から p_2 を求め、圧縮波の強さ p_2/p_1 や膨張波前後での圧力比 p_2/p_1 を計算し、これらの測定結果とともに以下の表 8-1 にまとめて記す。

表 8-1 各初期圧力条件における圧力波の強さと火炎の加速

初期圧力 p_1 , kPa	圧力振動開始 時の圧力 p_4 , kPa	圧縮波背後の 圧力(計算値) p_2 , kPa	膨張波前後で の圧力の比 p_2/p_1	火炎の最初の 比減速の大きさ $\times 10^4 \text{ m/s}^2$	圧縮波の強さ p_2/p_1	火炎の最初の 加速の大きさ, $\times 10^4 \text{ m/s}^2$
101	132	115.6	0.88	-6.9	1.15	9.2
70	102	84.7	0.83	-7.5	1.21	9.0
50	80	63.5	0.79	-10.4	1.27	12.2

初期圧力 p_1 が小さい方が、圧縮波および膨張波の強さが強くなり、そのため火炎の加速減速の度合いも大きくなっていると考えられることができる。しかしながら、ここでの圧力波の強さや、加速の大きさの変化は1割程度であり、火炎の加速による乱れの生成を調べた鶴田[68]や小松[73]における加速の大きさの変化の影響の結果と比較しても、この程度加速の変化は結果にほとんど影響を与えないと考えられる。

乱れ領域の深さで調べた乱れの発生成長の様子をみると、だいたい3回目の加速を受けている時から乱れが認められるようになっている。その後、乱れ領域の深さは、火炎が加速している時に増加し、減速している時に減少している(図 8-1、8-2、8-3)。



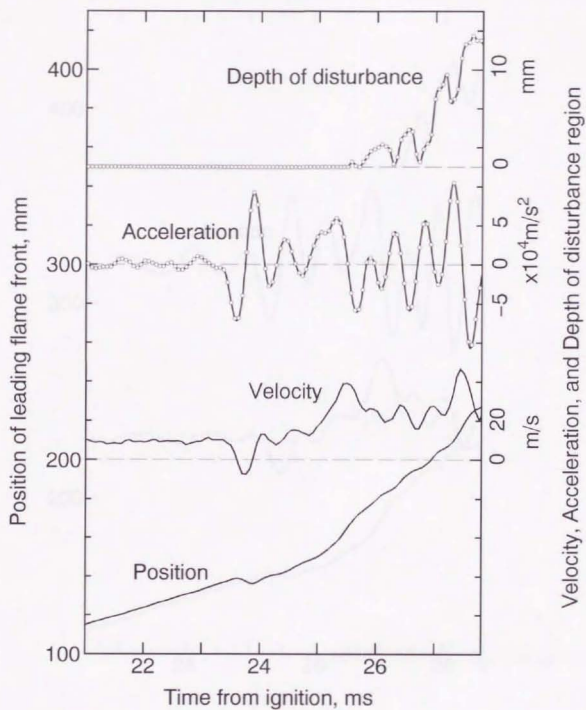


図 8-1 火炎先端の位置、速度、加速度および乱れ領域の深さの時間変化

混合気：メタン／空気、 $\phi = 1.0$
 初期圧力 $p_1 = 101 \text{ kPa}$

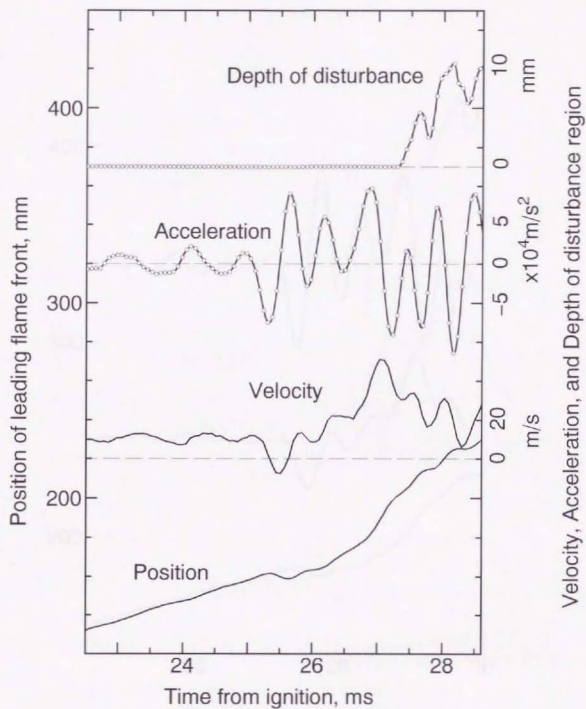


図 8-2 火炎先端の位置、速度、加速度および乱れ領域の深さの時間変化

混合気：メタン／空気、 $\phi = 1.0$
 初期圧力 $p_1 = 70 \text{ kPa}$

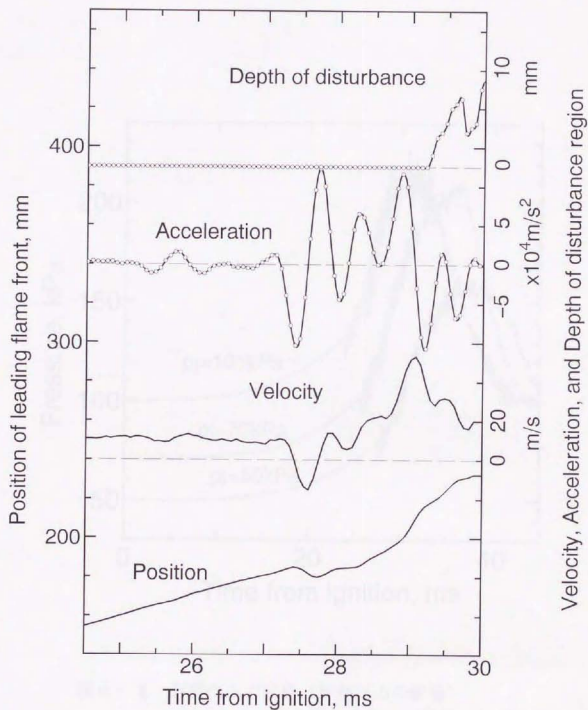


図 8-3 火炎先端の位置、速度、加速度および乱れ領域の深さの時間変化

混合気：メタン／空気、 $\phi = 1.0$
 初期圧力 $p_i = 50 \text{ kPa}$

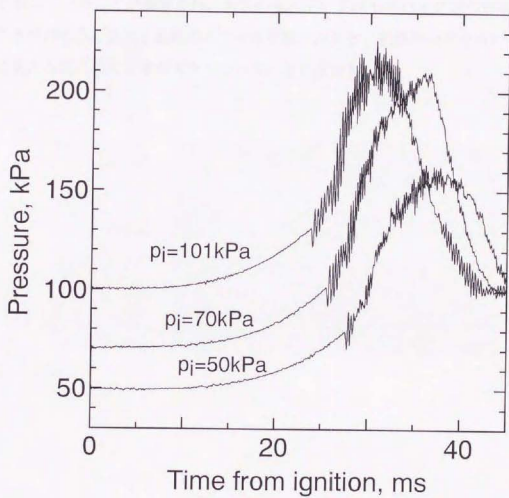


図 8-4 容器内圧力変動 (初期圧力の影響)
混合気: メタン/空気、 $\phi=1.0$

8-2 種々の初期圧力の実験において発生した乱れ

初期圧力を $p_0 = 101, 70, 50\text{kPa}$ に変化させた時の、火炎に発生する乱れの2方向からの観察結果を図 8-5 に示す。発生する火炎の乱れは、縦方向から撮影した写真においてはいずれも円形の形状をしている。横方向からの写真においては、前後の乱れの重なりで詳細な形状はわかりにくいのが、火炎が既燃焼気体中に突き出していることが観察され、火炎の乱れがいずれもスパイク状の形状であることがわかる。また、乱れのスケールを見てみると、初期圧力が小さい程、円形に見える乱れの大きさが大きくなっていることがわかる。

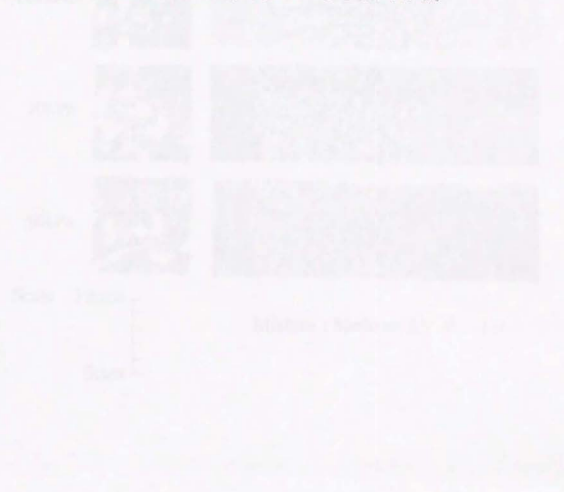


図 8-5 種々の初期圧力における火炎の乱れの発生状況 (縦方向・横方向からの撮影結果)

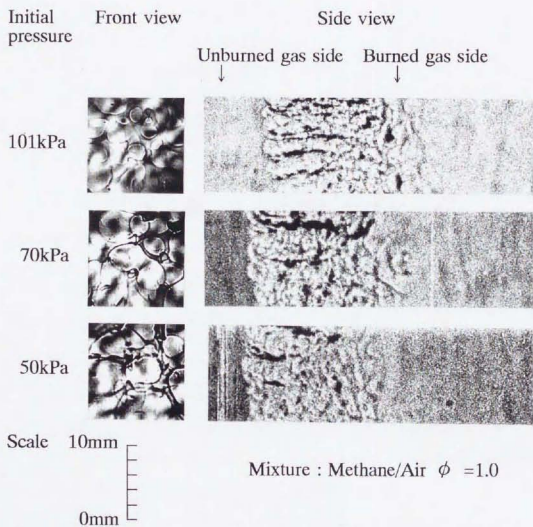


図 8-5 2方向から観察した火炎の乱れ (初期圧力の効果)
混合気 : メタン / 空気、 $\phi = 1.0$

第9章 火炎の乱れのスケール

9. 火炎の乱れのスケール

9-1 火炎の乱れのスケールの測定

縦方向から撮影した写真に認められる火炎の円形の乱れについて、そのスケールを定量化するためにサイズの計測をおこなった。計測は図9-1に示すように、円形の乱れの直径について鉛直方向と水平方向の直径を測定し、乱れの間隔について隣合った2つの乱れの中心間の距離を測定した。図に示したように、隣接するスパイク状の乱れの中心軸を通る平面で火炎面を切ったとき、火炎面の切り口は波状となる。中心間の距離はこの波の波長になり、円の直径は一つ一つのスパイクの大きさに対応したスケールとなると考えられる。プロパン/空気の過濃混合気 ($\phi=1.5$) においては縦方向からの観察で円形の乱れが観察されなかったため、計測はおこなわなかった。

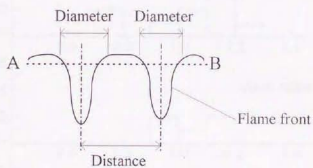
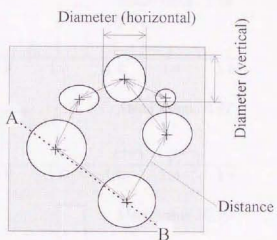
直径について、まず円形の真円からのずれを調べるため、鉛直方向の直径と水平方向の直径の比を計算した。この比の度数分布を図9-2に示す。いずれの場合もおおむね1を中心にはらついており、形状がほぼ円形であるといえる。そこで鉛直方向と水平方向の直径の平均値を直径として、その測定結果の度数分布を図9-3、9-4に示す。図9-3は混合気の種類および濃度による乱れの直径の変化を表し、図9-4は初期圧力の変化による乱れの直径の変化を表す。図9-3より、乱れの直径はメタンの理論混合比 ($\phi=1.0$) の混合気において、直径の小さい乱れの割合が最も多くなることがわかる。また図9-4より初期圧力が小さくなると大きな直径の乱れの割合が多くなることがわかる。

また、隣合った2つの乱れの中心間の距離の測定結果の度数分布を図9-5、9-6に示す。乱れの中心間の距離は、直径よりも2割程大きな値となるが、条件による変化の傾向は直径の場合とほぼ同じである。

これらの測定値について表 9-1 にまとめておく。

表 9-1 火炎の乱れのスケールの測定結果

混合気	当量比 ϕ	初期圧力 p_1 , kPa	直径の縦横の比	直径の平均値, mm	中心間距離の 平均値, mm
メタン /空気	0.8	101	1.14	2.56	3.08
			0.92	1.65	2.23
	1.0	70	0.99	3.13	3.66
			1.02	3.85	4.45
	1.25		1.11	2.08	2.41
プロパン /空気	1.0	101	0.92	2.27	2.94
	1.5		—	—	—



Cross section of A-B plain

図 9-1 火炎の乱れのスケールの測定

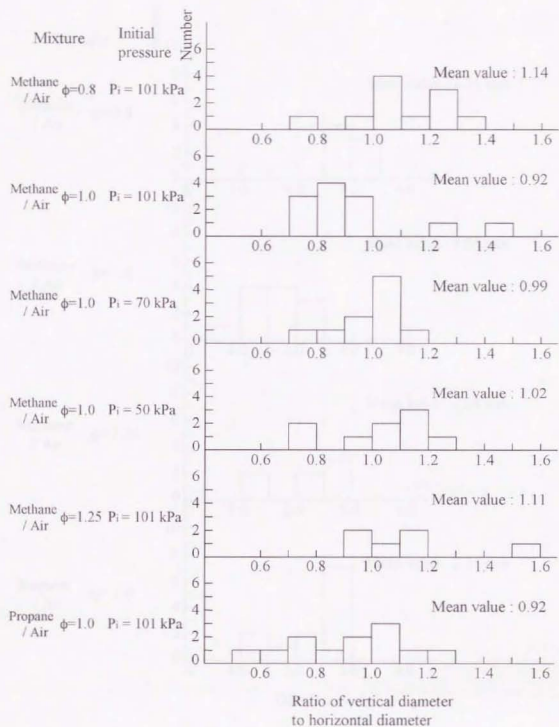


図9-2 火炎の乱れの直径の縦横の比

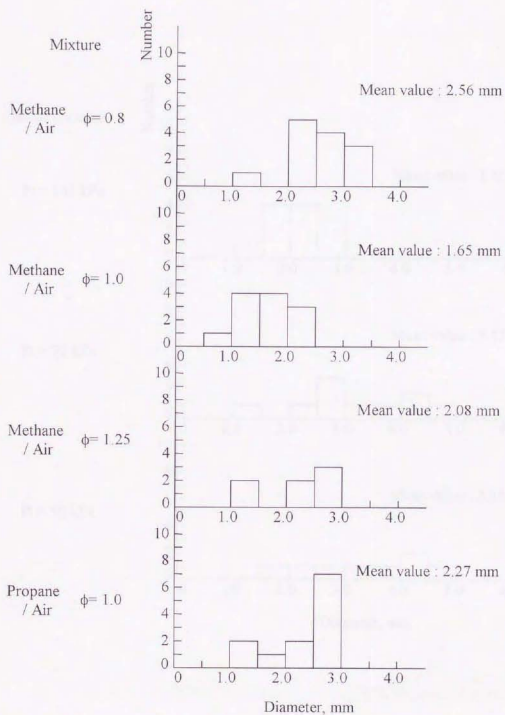


図 9-3 火炎の乱れの直径の分布 (混合気による変化)
初期圧力 $p_1 = 101 \text{ kPa}$

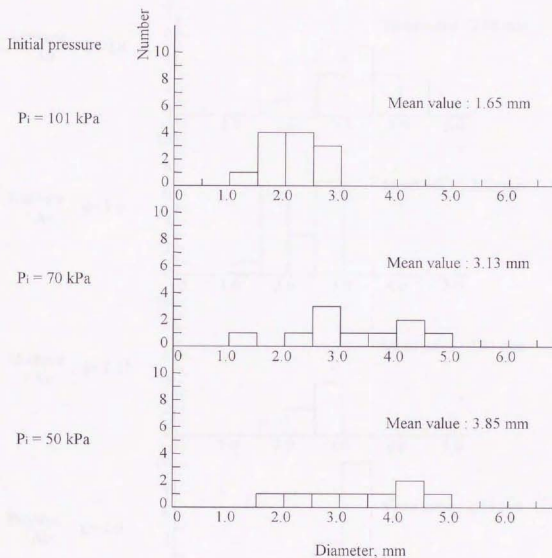


図9-4 火炎の乱れの直径の分布 (初期圧力 p_i による変化)
混合気: メタン/空気、 $\phi = 1.0$

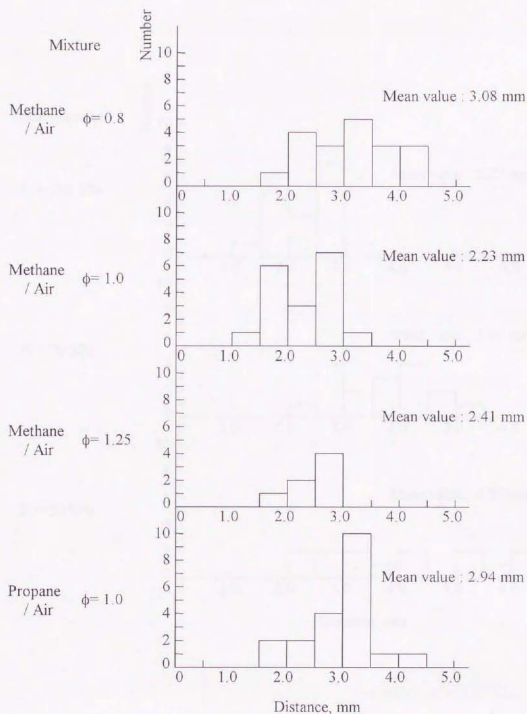


図 9-5 火炎の乱れの中心間距離の分布 (混合気による変化)
初期圧力 $p_1 = 101 \text{ kPa}$

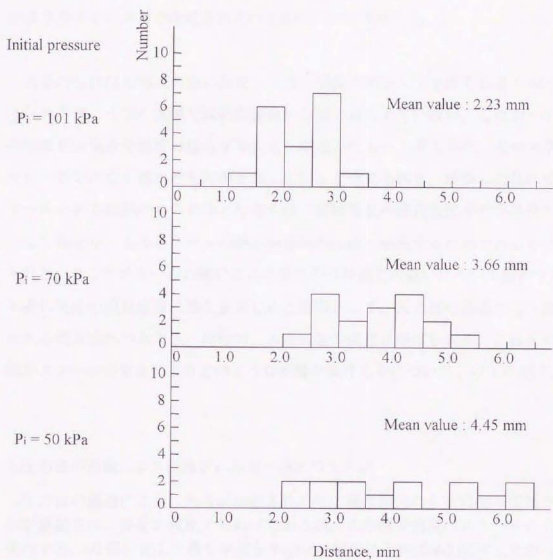


図9-6 火炎の乱れの中心間距離の分布
 (初期圧力 P_i による変化)
 混合気：メタン/空気、 $\phi = 1.0$

9-2 火炎の乱れのスケールが決定されるメカニズム

以上のように、可燃性気体種類、濃度および初期圧力を変化させると、発生する乱れのスケールに変化が現れることがわかった。この乱れのスケールがどのようなメカニズムで決定されているかについて考察する。

火炎の乱れは初期に火炎に存在した微小擾乱が成長して形成されるものと考えられるが、今回の実験では初期擾乱は故意には与えていない。したがって、初期擾乱は気流や濃度の揺らぎ等により発生したものと考えられ、そのスケールも一定ではなく種々のものが存在していると考えられる。成長した乱れのスケールがある範囲のもののみとなるのは、初期擾乱の成長速度がそのスケールにより異なり、あるスケールの擾乱が選択的に速く成長するためであると考えられる。そこでスケールの違いによる擾乱の成長速度の違いについて検討する。火炎の擾乱の成長速度に差を生ぜしめる要因として、圧力波の通過により誘起される滑り流れの大きさ、粘性力、火炎構造の変化が挙げられる。これらの要因がスケールの変化によりどのような影響を受けるかについて、以下に記す。

①圧力波の通過により誘起される滑り流れの大きさ

圧力波の通過により、火炎が加速された時に擾乱部分の火炎に沿って滑り流れが誘起され、擾乱が成長するわけであるが、この成長速度はスケールにより変化する。4-2節に記した最も単純な Taylor の解析によれば(4-2)式にしたがって、

$$\frac{\eta}{\eta_0} = \cosh \left(\sqrt{K g \frac{(\rho_1 - \rho_2)}{(\rho_1 + \rho_2)}} \cdot l \right) \quad (4-2)$$

擾乱の振幅 η は増大する。ここでスケールが小さいほど K が大きくなり、擾乱はより速く成長することになる。

火炎の厚さを考慮し、Taylor の解析を改良した小松の研究[73]においても、擾乱のスケールが小さいほど、その成長速度が大きいことが示されている。さら

この解析によれば、火炎の厚さが小さいほど擾乱の成長速度が大きくなるという結果がでている。

これらのことは、6-3 節で記した誘起される滑り流れ速度を与える渦度 ω の生成の式 (6-1)

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\nabla\rho}{\rho^2} \times \nabla p \quad (6-1)$$

において、スケールが小さいほど $\nabla\rho$ と ∇p の外積の値が大きくなることから理解できる。ここで、 $\nabla\rho$ は密度変化の起こる領域の幅つまり火炎の厚さ δ の大きさにより変わってくる（おおまかに $1/\delta$ に比例）ことが予想され、火炎厚さが薄いほど擾乱の成長速度が大きくなることも理解できる。

②粘性力

乱れのスケールが小さいほど大きな速度勾配が発生するため、大きな粘性力が生じるはずである。この効果によりあまり小さなスケールの乱れは発生が抑制されると考えられる。

③火炎構造の変化

乱れが生じているのは、密度差だけが存在する界面ではなく、燃焼反応の生じている火炎である。したがって、乱れが成長しあるスケールをもつある形状の乱れが形成される過程において、物質拡散、熱移動、反応速度にかかわる火炎の構造変化が擾乱の成長に与える影響があるはずである。スケールの小さい擾乱ほど、擾乱の成長を妨げる効果が働くはずである（2-2-1 において説明した Diffusive-Thermal instability において安定な場合を考える）。この効果は物質拡散および熱移動が活発に起こる火炎の厚さと比較した乱れのスケールの大きさに依存すると考えられる。

これらの要因の効果をまとめてみると次の表 9-2 となる。

表9-2 乱れのスケールの変化による火炎の乱れの成長の変化

	擾乱の成長への影響		火炎の厚さ δ の影響
	乱れのスケール 大.....小		
Reyleigh-Taylor instability による誘起速度	遅い	速い	δ が小さいほど速い $\left(\frac{\nabla \rho}{\rho} \propto \frac{1}{\rho}\right)$
粘性力	影響小	成長抑制	剪断流れは火炎厚さ δ 内に誘起される
火炎構造の変化 物質拡散 熱移動	影響小	影響大	火炎厚さに強く依存 (物質拡散、熱移動は、厚さ δ の火炎帯内で活発に起こる)

この表より、火炎の擾乱のスケールが小さくなるにしたがい、圧力波の通過により誘起される速度は大きくなるが、粘性力と火炎構造の変化の効果は擾乱の成長をより強く抑制するようになることがわかる。これらの効果が競合することにより、最も速く成長する擾乱のスケールが決まり、このようにして乱れのスケールが決定されると考えられる。ここで、誘起される速度と火炎構造の変化の効果は、火炎の厚さに強く依存するので、本実験で測定した乱れのスケールと火炎の厚さの関係を調べた。火炎の厚さとしては、火炎の厚さをほぼ代表すると考えられる予熱帯の厚さを用いた。予熱帯の厚さ δ_{pr} は、単純な熱移動のバランスより求められる次の式により求めた[74]。

$$\delta_{pr} = \ln 100 \frac{\lambda}{c_p \rho_u S_u} \quad (9-1)$$

ここに λ は熱伝導率、 c_p は定圧比熱、 ρ_u は未燃焼気体の密度、 S_u は燃焼速度である。燃焼速度は乱れ観察時の状態における値を文献 [6,72]より調べ使用した。

乱れ観察時の圧力としては、測定した圧力値を用い、温度はその圧力まで未燃焼気体が断熱圧縮されたとして計算した。各場合における乱れ発生時の圧力、計算した未燃焼気体温度、燃焼速度、計算された予熱帯厚さを表 9-3 にまとめておく。

表 9-3 火炎の予熱帯厚さの計算に用いた数値

混合気	当量比 ϕ	初期圧力 p_i , kPa	乱れ観察時の 圧力, kPa	観察時の未燃 焼気体温度, K	燃焼速度 S_u , m/s	予熱帯厚さ δ_{pr} , mm
メタン /空気	0.8	101	167	338	0.33	0.22
			192	352	0.47	0.14
	1.0		131	350	0.46	0.21
			103	360	0.48	0.26
			162	335	0.41	0.17
プロパン /空気	1.0	101	177	344	0.39	0.18
	1.5		167	338	0.27	0.26

また、この予熱帯厚さと、測定された乱れのスケールを表 9-4 にまとめる。

表 9-4 火炎の予熱帯厚さと乱れのスケールの関係

混合気	当量比 ϕ	初期圧力 p_i , kPa	予熱帯厚さ δ_{pr} mm	直径の平均値, mm	中心間距離の 平均値, mm
メタン /空気	0.8	101	0.22	2.56	3.08
			0.14	1.65	2.23
	1.0		0.21	3.13	3.66
			0.26	3.85	4.45
			0.17	2.08	2.41
プロパン /空気	1.0	101	0.18	2.27	2.94
	1.5		0.26	—	—

火炎の予熱帯の厚さと測定された乱れのスケール（直径、中心間の距離）を図9-7にプロットする。この結果より、乱れの直径および乱れの中心間の距離で表した乱れのスケールは、火炎の予熱帯の厚さとほぼ比例関係にあることがわかる。乱れの直径は予熱帯の厚さの約12倍であり、直径間の距離は約14倍となっている。これまでに論じた乱れのスケールの火炎の厚さへの強い依存性を裏付けた結果であると考えられる。



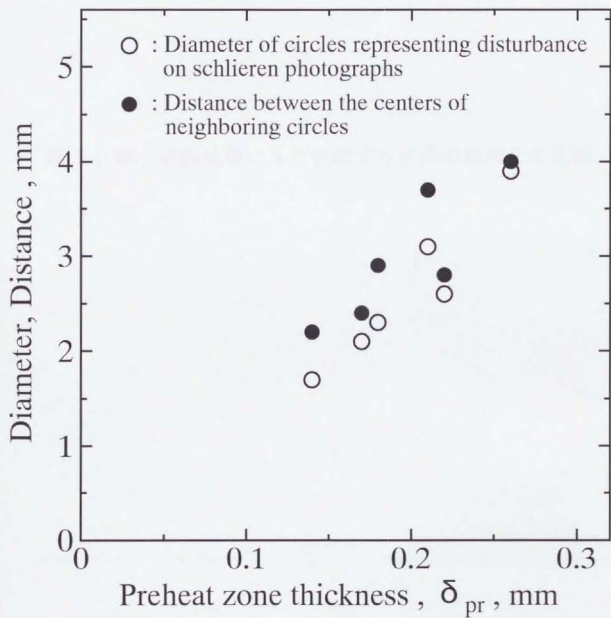


図9-7 予熱帯厚さ δ_{pr} と火炎の乱れのスケールの関係

第 10 章 選択拡散により発生する火炎の乱れとの比較

10. 選択拡散により発生する火炎の乱れとの比較

10-1 選択拡散により発生する火炎の乱れの2方向同時観察

プロパンの過濃混合気 ($\phi=1.5$) の場合、圧力波を作用させない場合においても火炎に乱れが発生する。圧力波を発生させなかった実験において生じた火炎の乱れを2方向から撮影した結果を図10-1に示す。太さ約0.5mmの線状をした乱れが観察される。シュリーレン写真で線状の乱れが左右で画像の濃淡が逆転していることより、この選択拡散の効果により発生した乱れの3次元構造は、溝状の形態をしていると考えることができる。縦方向の写真で、線状の乱れが枝分かれしている部分が存在していることも確認できる。横方向の写真の視野に火炎が入った時には既にこの乱れは発生しており、乱れの最初の生成の過程は観察できなかった。

メタン/空気の希薄 (当量費 $\phi=0.8$)、理論混合比 ($\phi=1.0$)、過濃 ($\phi=1.25$) の混合気およびプロパン/空気の理論混合比 ($\phi=1.0$) においては、圧力波を発生させない時にいずれもこのような乱れの発生が観察されないことから、この乱れはこの混合気で特に効果の大きい選択拡散効果 (Diffusive-Thermal instability) により発生していると考えられる。バーナー上に定在した火炎では、このような選択拡散の効果の大きい混合気では、セル状の火炎がしばしば観察されているが[21]、今回観察された乱れはセル状とは異なる形態をしている。今回観察した火炎は伝ば火炎であり、火炎が伝ばし始めてから70msしか時間が経過していないことが、定在しているバーナー火炎と異なった形状の乱れが観察された原因であると考えられる。

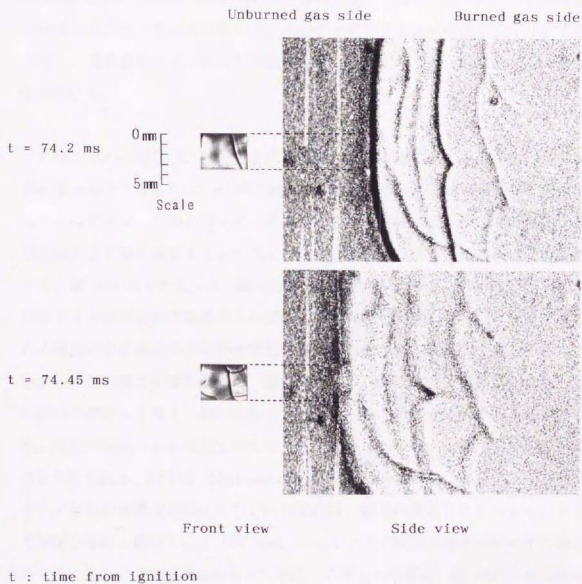


図 10-1 選択拡散により発生した火炎の乱れ
 (2方向からの観察結果)
 圧力波を発生させていない
 混合気：プロパン/空気、 $\phi = 1.5$
 初期圧力 $p_1 = 101 \text{ kPa}$

10-2 乱れの発生成長機構と乱れの構造との関係

以上の観察結果より、選択拡散の効果により発生した火炎の乱れは溝状の形状をしていることがわかった。この構造と、6章で述べた圧力波の通過により発生した乱れの構造を比較するため図 10-2 に並べて示した。このように圧力波の通過により生じた火炎の乱れは、スパイク状の3次元的な構造をしているのに対し、選択拡散により生じた火炎の乱れは、溝状の2次元的構造をしているのがわかる。

火炎の乱れの構造は、その発生成長機構に依存するはずである。圧力波の通過により発生する乱れは、6-3節で論じたように、擾乱の先端ほど成長の速度が大きくなる結果、先端の突き出したスパイク状の形状になるわけであるが、選択拡散により発生成長する乱れはどのような機構で形成されるのか以下に検討する。図 10-3 に示すように、微小な擾乱（既燃焼気体側へのへこみ）が火炎に存在すると選択拡散の効果により擾乱の中心部分で燃焼速度が遅くなる。このため擾乱の中心部分はより既燃焼気体側へ押し流され、擾乱が成長してゆく。しかし、この燃焼速度の低下は、擾乱先端部における選択拡散による拡散の遅い成分の濃度の上昇と、熱の集中による温度上昇との競合作用により生じており、乱れの変位がある程度大きくなるとこれらが釣り合い乱れの成長が停止すると考えられる。例えば、Marksteinの研究[21]で slot-burner 上に形成された、ブタン/空気の過濃混合気に生じている乱れは、変位の成長が止まりある大ききで形状を維持し続けている（図 10-4）。このように変位の成長が停止する場合の火炎の乱れの3次元構造を考えてみる。このような場合、図 10-3 に示したようにまず初期擾乱が成長しある変位まで到達したところで釣り合いが取れ成長が停止する。この状態で完全に軸対象で何の揺らぎもなければこのままの形状を維持するかもしれないが、実際にはどちらかの向きにやや変位の大きい部分ができ乱れはその方向に火炎面に沿って成長してゆくと考えられる。このようにして乱れが成長すると、図 10-3 に示したように乱れは溝状の3次元構造を持

つようになる。

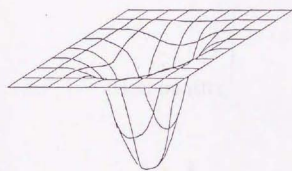
以上のように乱れの発生成長機構の違いにより、異なった立体構造をもつ乱れが形成されることが理解できた。



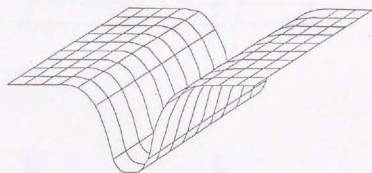
図10-10-1 乱れの発生成長機構の違いにより、異なった立体構造をもつ乱れが形成されることが理解できた。

図10-10-2 乱れの発生成長機構の違いにより、異なった立体構造をもつ乱れが形成されることが理解できた。

図10-10-3 乱れの発生成長機構の違いにより、異なった立体構造をもつ乱れが形成されることが理解できた。



圧力波の通過により
発生した乱れ



選択拡散の効果により
発生した乱れ

図 10-2 圧力波の通過により発生した乱れと選択拡散の
効果により発生した乱れの構造の違い

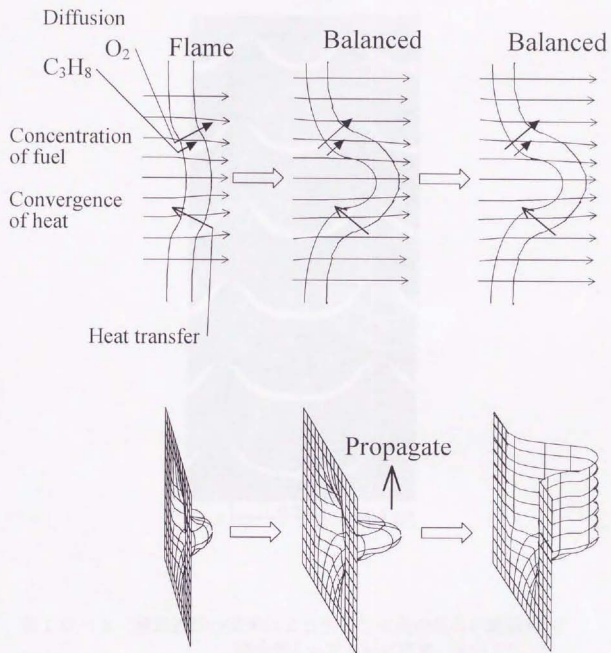


図 10-3 選択拡散の効果による乱れの発生成長過程

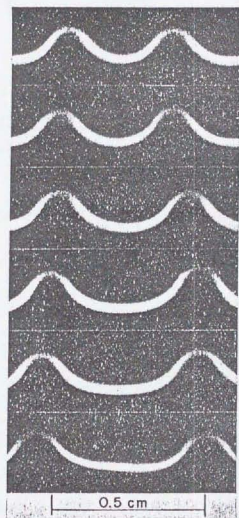


図10-4 選択拡散の効果により生じた火炎の乱れの観察例^[21]
混合気：n-ブタン/空気、 $\phi=1.47$
下方が未燃焼気体側

第 11 章 総括

11. 総括

11-1 研究の目的

燃焼によりエネルギーを取り出す時、効率をより向上し、また排出物等による環境への負荷をできるだけ低減するために、適正な燃焼の制御が必要である。また、ガス爆発事故等の、燃焼による災害の適切な防御をおこなうためにも燃焼現象の的確な制御の知識が必要である。

燃焼器やガス爆発事故などの現実の場において見られる火炎には、たいいていの場合乱れの存在が観察される。しかしながら、火炎に発生する乱れの発生、成長機構についてはまだ十分に解明されているとはいえず、その制御方法も確立されていない。したがって、燃焼の的確な制御をおこなうためには、火炎における乱れの発生に関して十分に把握する必要がある。そこで、本研究では火炎に現れる乱れの発生、成長現象を明らかにすることを目的とする。

伝ば火炎を研究対象とした。伝ば火炎は、ガス爆発事故や内燃機関内の燃焼において形成されており、定在火炎のように付着点の影響を考慮する必要がなく、火炎の乱れの発生、成長の研究には適している。

火炎の乱れの発生原因には、流れ場や濃度分布など外的要因によるものと、火炎が自発的に乱れる不安定性によるものが考えられるが、予混合気の条件のようにあらかじめ存在しているものではないため見落とされがちであるが影響が大きく、また十分に解明されていない部分の多い、火炎の不安定性により誘起される乱れを研究対象とする。

火炎の不安定性の中でも、大きな効果を持つにもかかわらず現状では十分に解明されていない圧力波の通過により火炎が不安定化 (Body force instability による) する現象について研究する。圧力波の通過による火炎の加速により発生す

る乱れについては、乱れの特徴や発生成長機構を知るうえで重要な次の点がまだ明らかにされていない。

- ・乱れの構造、およびスケールが確認されていない
- ・混合気条件（種類、濃度、圧力）による乱れの構造変化がわかっていない
- ・発生機構の違いによる乱れの構造の変化がわかっていない

そこで、本研究では特に以下の点を明らかにすることを目的とする。

- ・火炎の加速により生じる乱れについて、詳細な観察をおこない、その構造、スケールについて明確にする。
- ・構造、スケールの混合気条件による変化について明確にする。
- ・火炎の加速により生じる乱れと選択拡散機構により生じる乱れを比較し、発生機構により乱れの構造にどのような差異が生じるかを明らかにする。

11-2 本研究の成果

上述の目的を達成するために、実験をおこない、発生した乱れを観察、測定した。

特に火炎の乱れの観察において、これまでほとんど実現不可能であった2方向からの高速度シュリーレン写真の同時撮影をおこなった。また、縦方向からの観察には、光ファイバーを用いて光源を点火位置近傍に設置した形式のシュリーレン撮影系を、新しく開発し使用した。この新しい撮影系により2方向同時観察が可能になった。また、この撮影系では光軸上に観察対象の火炎のみを置くことが可能であり、正確なシュリーレン画像が得られる利点を持つ。

結果としてこれまで明確でなかった、以下の点を新しく明らかにした。

①圧力波の通過により火炎が加速される時に生じる乱れの3次元構造

圧力波の通過により生じる火炎の乱れは、火炎面先端に垂直な方向から観察すると円形をしていることが観察された。火炎面先端の接線の方向からの同時観察結果と総合すると、火炎の乱れの立体構造はスパイク状の形状であることが明らかになった。

②火炎の乱れのスケール

圧力波の通過により発生する火炎の乱れのスケールを、種々の条件の混合気において測定した。乱れのスケールは1~5mm程度であり、濃度変化に対しては理論混合比の時にスケールが小さくなり、初期圧力変化に対しては圧力が小さいとスケールが大きくなる傾向があることがわかった。

③火炎の乱れのスケールの火炎の厚さへの依存性

圧力波の通過により発生する火炎の乱れのスケールは、火炎の厚さ（今回は予熱帯厚さで評価した）と強い相関があることを明らかにした。火炎の乱れのスケールは、火炎の予熱帯の厚さのほぼ12~14倍となっている。

④乱れ発生による圧力上昇速度の急激な上昇

圧力波の通過により火炎に乱れが発生すると、空間内の圧力上昇速度が非常に急激に増大することがわかった。

⑤選択拡散機構により生じた乱れとの構造の差

圧力波の通過により発生する乱れはスパイク状の立体構造をしている一方で、選択拡散機構により発生する乱れは溝状の立体構造をしていることを2方向観察により確認した。この結果は、火炎の乱れの発生成長機構が異なると、発生する火炎の乱れの構造に差異が生じることを示唆している。

第 12 章 補足

12. 補足

12-1 シュリーレン光学系（縦方向の観察用）により得られる画像について

実験での観察に用いたシュリーレン光学系において、縦方向の観察では光源としてレーザーを用いている。これは高速度撮影が可能な光量を確保するためであるが、光源にレーザーを用いたために次のような問題が生じた。

- ・画像のバックグラウンドが不均一となり、火炎の乱れの像が確認しにくい。
- ・レーザー光の干渉により円形状のパターンが発生することが予想されるため、今回の観察結果である火炎の乱れが円形であるという点に疑問がある。

特に2番目の疑問を明確にし、またより鮮明な画像を得るために次の2点の確認実験をおこなった。

- ①レーザーから水銀灯へ光源を変更する
- ②縦方向のシュリーレン光学系を用いたバーナ火炎の観察

12-1-1 実験装置

①水銀灯光源の使用

光源として用いた水銀灯は以下のものである。

[水銀灯]

形式：USHIO電機社製 水銀ランプ

ランプハウス：UI-501C

電源：HB-50106AA-A

定格出力：500W

水銀灯のランプハウスから出た平行光線を、焦点距離35mm口径18mmの凸レンズで集光し、光ファイバー中に導入した（図12-1参照）。その他の部分の装置は従来と同様（第3章参照）のものを用いた。

水銀灯光源は、集光して用いても、アルゴンレーザーに比べ光の強度が弱く、カメラに到達する光量は1/300～1/500に減衰した。これに対応するため使用フィルム、撮影条件に以下の変更をおこなった。

使用フィルム : コダック 7231 (感度 ISO 60)

→フジ HS-500 (感度 ISO 500) を 4 倍増感して使用

撮影速度 : 4000 fps → 1000 fps

ここで撮影速度を変更したため、露光時間は $67.5 \mu\text{s}$ から $250 \mu\text{s}$ に増大している。

②バーナ火炎の観察

縦方向のシュリーレン光学系を用いてバーナ火炎の観察をおこなった。用いた装置を図 12-2 に示す。撮影視野が狭いため、非常に小さい予混合火炎が形成できる下記の溶接用小型バーナを用いた。

[小型バーナ]

型式 : Microflame, Inc. 製

Miniature Gas Torch model B

燃料 : ブタン

酸化剤 : N_2O

バーナ出口内径 : 1.1mm

燃料、酸化剤の流量の定量化ができないため、以下のようにしてだいたいの流量条件を統一した。その方法は、まずブタンのみを供給して拡散火炎を形成し、その火炎の発光部の長さをほぼ 40mm にすることでブタン流量を設定し、その後酸化剤を供給して内炎の高さがほぼ 4mm になるようにして酸化剤の流量を設定するというものである。

光源としては、従来のアルゴンレーザーおよび①の水銀灯を用いた。また、比較のために、凹面鏡 2 台の間の平行光線を用いたシュリーレン法、および直接写真法による撮影もおこなった。シュリーレン法におけるナイフエッジは、いずれもエッジ部が垂直直線状のものを用いた。

12-1-2 結果

①水銀灯光源の使用

縦方向からの観察用光源に水銀灯を用いて、圧力波の通過により発生した乱れの高速度シュリーレン写真の撮影をおこなったが、現像したフィルムは全て露出不足で、乱れの様子をとらえることはできなかった。

露光量を増加させる方法として、さらに撮影速度を遅くすることが考えられる。しかし、ここで用いた 1000fps よりも撮影速度を遅くすると、火炎の伝ば速度や乱れの変化速度から考えて露光時間が長くなりすぎ、得られる画像が変化する乱れの像を積分したものとなり、正しい乱れの形状を示すものではなくなるためこれ以上撮影速度を遅くすることはできない。

②バーナ火炎の観察

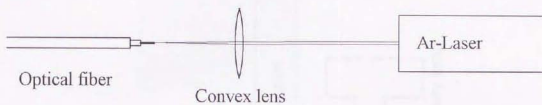
小形バーナ火炎の観察結果を図 12-3 に示す。この図には、ほぼ同一条件の予混合バーナ火炎の直接写真、レーザー光源で光ファイバーを用いたシュリーレン写真、水銀灯光源で光ファイバーを用いたシュリーレン写真、および水銀灯光源で凹面鏡 2 台の間の平行光線を用いたシュリーレン写真を示してある。

3 種類のシュリーレン写真では、ほぼ同様の画像が得られており、バーナ火炎における屈折率分布に対してほぼ同様の画像が得られることが確認された。ただし、レーザー光源を用いた場合にはバックグラウンドに明るさの不均一が存在するため、バックグラウンドの明るい部分と暗い部分で、シュリーレン像の見え方が変化するためシュリーレン像が判定し難いことは確かである。

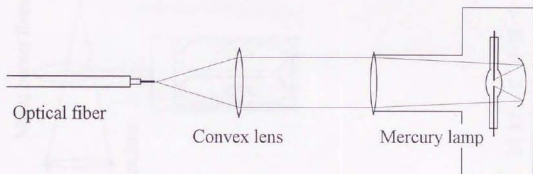
12-1-3 まとめ

以上の結果をまとめると以下のようになる。

- ・レーザー光源で光ファイバーを用いたシュリーレン法、水銀灯光源で光ファイバーを用いたシュリーレン法、および水銀灯光源で凹面鏡2台の間の平行光線を用いたシュリーレン法により、小形バーナ火炎を観察したところ、いずれの方法によってもほぼ同一の像が得られることがわかった。
- ・本研究において縦方向からの火炎の乱れの観察に、レーザーを光源として光ファイバーを用いたシュリーレン法を用いたが、この結果は通常のシュリーレン法による結果と同様に解釈して良いことが示唆される。
- ・光源として水銀灯を用いれば、光ファイバーを用いてもバックグラウンドが均一なシュリーレン写真が得られるが、光量が極端に低下する。



レーザーを光源とした場合



水銀灯を光源とした場合

図 12-1 水銀灯光源の使用

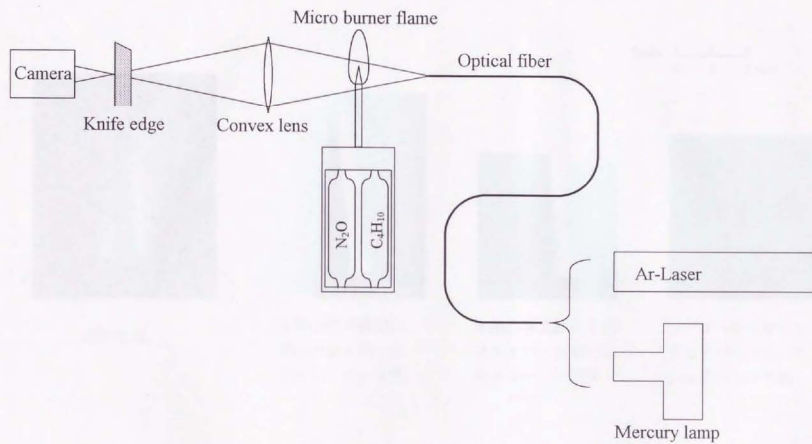
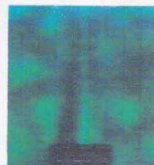


図 12-2 小型バーナ火炎撮影装置



直接写真

2枚の凹面鏡間の
平行光線を用いた
シュリーレン写真水銀灯を光源とし光
ファイバーを用いた
シュリーレン写真レーザーを光源とし光
ファイバーを用いた
シュリーレン写真


Scale  0 1 2 mm

図 12-3 小型バーナ火炎の撮影結果

12-2 光学測定法の特徴と今後の発展性

本研究では、火炎に発生する乱れを火炎面に垂直な方向（縦方向）から観察する際に、これまで用いられていない新しいシュリーレン観察システムを用いた。この方法を用いたことによって、火炎面に垂直方向からの観察が初めて可能となり、火炎に発生する乱れの構造を明らかにすることができた。そこでこの節では、この測定法の特徴をまとめ、今後の発展性について記しておく。

12-2-1 測定法の特徴

このシュリーレン光学系には、通常のシュリーレン光学系には無い特徴がある。以下にその長所および現状での問題点を挙げておく。

[長所]

- ①シュリーレンの光路中にただ一つの火炎面しか存在しない状態で、火炎面の観察が可能である。これにより、火炎の形状や構造のより正確な情報が得られる。

これは燃焼ガス内部に光源を設置していることにより可能になっている。通常のシュリーレン光学系では、光路中に火炎全体が入るために、得られる画像は手前側と向こう側の火炎面の像が重なったものになってしまい、観察対象の火炎面の情報を正確に得ることは難しい。

- ②光源を任意の場所に設置できる。これにより、チャンバーなど種々の閉空間内に光源を配置でき、これまで観察が困難であった場所における観察や、困難であった方向からの観察が可能となる。

通常のシュリーレン光学系では、光源から出た光を凹面鏡や凸レンズにより平行光にして観察対象を通過させるため閉空間内部にこれらの装置を設置することは困難であるが、本システムでは光源を出た光をすぐに観察対象を通過させるためチャンバー等閉空間内に光源を設置することが容易である。

- ③拡大観察が容易である。これにより、火炎の形状や構造のより詳細な観察が可能となる。

通常のシュリーレン光学系では観察対象からカメラまでの距離を凹面鏡の焦点距離の1.5倍程度とる必要があるが、この光学系では燃焼容器の窓のすぐ外側に置いた凸レンズにより像を得るため、レンズから被測定物までの距離を小さくでき、容易に拡大観察が可能である。

[問題点]

- ①画像が暗い。

光ファイバーを用いて光を容器内に導いているため、多量の光を光ファイバーに導入することが難しく、さらに光ファイバー通過時に光が減衰するため、光量が低下し画像が暗くなる傾向にある。500Wの白色水銀灯を用いても、数百コマ毎秒の撮影が限界であり、火炎の乱れの高速な変化を捉えるためには、より光量の強いレーザー光源を用いる必要があった。

- ②レーザー光源を使用すると、背景の明るさが不均一になる。

光量を増大させるためにレーザー光源を用いると、画像の背景の明るさが不均一になり（背景が模様状になる）、シュリーレン像が解析し難くなる。これは、光ファイバー端部から放出された光の干渉状況が方向により変化することから生じると考えられる。

12-2-2 今後の発展性

このシステムの今後の適用先について

このシュリーレンシステムの特長を生かし、このシステムを種々の場面に適用することにより、多くの新しい情報を得ることが期待される。以下に、考えられるこのシステムの適用先の例を挙げておく。

①エンジン内の火炎の観察

エンジン内では、乱流火炎が高速に伝ばしている。この火炎の乱れの形状や、その変化について知ることは、エンジン内での火炎の挙動を正確に理解し、機関的的確な設計や制御をするために必要である。エンジン内の火炎の観察は、窓を設けた特別なシリンダーを用いたいくつかの研究においてこれまでもおこなわれているが、観察できる機関の形状や運転条件が限られていることや、窓を通る観察光路上で多数の細かい乱れが積算されて観察されてしまうことなどにより、必要なデータが十分に得られていないといえる。

本システムを用いれば、光源は光ファイバーで容器内に導入でき、観察窓も小さなものが1つでよいため観察システムの導入が容易になり、これまで適用不可能であった形状の機関や運転条件においても詳細な観察が可能になることが期待される。

②乱流バーナー火炎の観察

乱流バーナー火炎は、乱流火炎の基礎研究においてひろく用いられており、火炎の乱れの形状や変化を調べるために種々の光学的観察がおこなわれている。しかしこれらの観察では、ほとんどの場合火炎全体を通過する光路を用いているため、観察したい火炎に前後の火炎が重なってしまい正確な観察が困難である。

本システムを用いれば、光源をバーナーの内部にもってゆくことができるため、観察に必要な部分のみに光路を通して、正確で詳細な観察が可能になると考えられる。

以上のように、光源を容易に種々の場所に配置することができるため、これ

まで観察が困難であった種々のチャンパー内での火炎の観察に広く応用可能であり、また同時に観察したい火炎のみ光路中に置いて正確な観察が可能となると考えられる。

問題点の解決について

このように、本システムを今後種々の対象に適用してゆくにあたって、先に述べた本システムのもつ問題点を解決してゆく必要がある。現在考えられる解決策について記しておく。

①強力な光源の使用

レーザー以外の強力な光源（1 kW 以上の水銀灯、キセノン灯など）を用いれば、干渉による背景の不均一が無い状態で明るい画像が得られると考えられる。この場合、いかに集光して効率よく光をファイバーに導入できるかがポイントになると考えられる。

②光ファイバー径の増大

光ファイバー径を増大させれば、ファイバーを通過する光量が増大するので、より明るい画像が得られると考えられる。この場合、光源の大きさが大きくなるためシュリーレン像のコントラストが変わってくる可能性がある点に注意が必要である。

③光ファイバーを使用しない

光が散乱し始める光源位置まで光を導くのに、光ファイバーを用いるのは必ずしも必要なことではない。適当なビームを通す空間を設けることができれば、光ファイバーを使用しないこともできる。このようにできれば、光ファイバー通過の光量の減衰を防ぐことができ、また干渉の発生による背景の不均一もなくなるはずである。この場合は、ビームを通す空間をいかに確保するかが問題となってくると考えられる。

12-3 乱れのスケールについて

本実験では、火炎に発生した乱れのスケールが火炎の厚さに強く依存するという結果が得られた。この節では、火炎の乱れのスケールがいかんにして決定し、どのように火炎の性質と関係してくるかについて考察するために、Markstein のおこなった perturbation analysis [23]を取り上げ検討する。

12-3-1 微小擾乱の線形解析

まず平板状の火炎を考え、そこに微小な擾乱が生じた時にその擾乱がどのように成長あるいは減衰するかについて解析する。解析は2次元でおこなう。座標軸は火炎に固定し、火炎面に垂直方向に X 軸（既燃焼側を正にとる）、火炎面に沿った方向に Y 軸をとる。 X 軸方向の流速を U 、 Y 軸方向を V とし、圧力を P 、密度を ρ とする。また、未燃焼側を添え字 u 、既燃焼側を添え字 b で表す。

擾乱成長初期の、変位が微小な状態での安定性についての解析であるため、2次以上の項が無視できるとして線形の解析をおこなう。擾乱は、0次（擾乱の無い時の値）、1次、2次・・・の項の和として考えられ、例えば未燃焼側については次式のように表せる。

$$\begin{aligned}U_u &= U_u^0 + U_u^1 + U_u^2 + \dots \\V_u &= V_u^0 + V_u^1 + V_u^2 + \dots \\P_u &= P_u^0 + P_u^1 + P_u^2 + \dots \\ \rho_u &= \rho_u^0 + \rho_u^1 + \rho_u^2 + \dots\end{aligned}\tag{12-1}$$

ここで0次の項を添え字 0 、1次を 1 、2次を 2 で表している。

0次の項は、擾乱の無い状態の値であるので、以下のようになる。

$$\begin{aligned}-\infty < X < 0 \quad \text{において} \quad U_u^0 &= S_b^0, \quad V_u^0 = 0 \\0 < X < \infty \quad \text{において} \quad U_u^0 &= S_b^0, \quad V_u^0 = 0\end{aligned}$$

ここに S は燃焼速度である。

ここで、擾乱が Y 軸方向（火炎面に沿った方向）に周期性が有るものと仮定し、その変位が $\exp iKY$ に比例したものであるとする。ここに K は波数で波長 Λ と以下の関係がある。

$$K=2\pi/\Lambda \quad (12-2)$$

各変数を以下のように無次元化をおこなう。

$$\begin{aligned} x &= KX, & y &= KY, & \tau &= \varepsilon S_u^0 K t \\ u_x &= U_x^1/S_u^0, & v_x &= V_x^1/S_u^0 \\ p_x &= P_x^1/\rho_x^0 S_u^{02}, & r_x &= \rho_x^1/\rho_x^0 \\ u_b &= U_b^1/S_b^0, & v_b &= V_b^1/S_b^0 \\ p_b &= P_b^1/\rho_b^0 S_b^{02}, & r_b &= \rho_b^1/\rho_b^0 \end{aligned} \quad (12-3)$$

ここで ε は expansion ratio であり、下式で定義される。

$$\varepsilon = \frac{\rho_u^0}{\rho_b^0} = \frac{T_b^0}{T_u^0} = \frac{S_b^0}{S_u^0} \quad (12-4)$$

これらを、以下の連続の式および運動量の保存の式に代入する。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (12-5)$$

$$\frac{\partial \mathcal{N}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} + \frac{1}{\rho} \nabla P = 0 \quad (12-6)$$

2次以上の項が無視できるとして整理すると、以下のようになる。

$$\begin{aligned} \varepsilon \frac{\partial u_x}{\partial \tau} + \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial y} &= 0 \\ \varepsilon \frac{\partial u_x}{\partial \tau} + \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial p_x}{\partial x} &= 0 \\ \varepsilon \frac{\partial v_x}{\partial \tau} + \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial p_x}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \quad (12-7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{v}_s}{\partial \tau} + \frac{\partial \hat{v}_s}{\partial x} + \frac{\partial \hat{u}_s}{\partial x} + \frac{\partial \hat{v}_s}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial \hat{u}_b}{\partial \tau} + \frac{\partial \hat{u}_b}{\partial x} + \frac{\partial \hat{p}_b}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial \hat{v}_b}{\partial \tau} + \frac{\partial \hat{v}_b}{\partial x} + \frac{\partial \hat{p}_b}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \quad (12-8)$$

(12-7)、(12-8)を満たす解として以下のものを採用する。

$$\begin{aligned} u_s &= [e^{-x} F_{s1}(\tau) + F_{s2}(\tau - \varepsilon x)] e^{y\tau} \\ v_s &= i [e^{-x} F_{s1}'(\tau) - \varepsilon F_{s2}'(\tau - \varepsilon x)] e^{y\tau} \\ p_s &= -e^{-x} [F_{s1}(\tau) + \varepsilon F_{s1}'(\tau)] e^{y\tau} \\ r_s &= F_{s3}(\tau - x) e^{y\tau} \end{aligned} \quad (12-9)$$

$$\begin{aligned} u_b &= [e^{-x} F_{b1}(\tau) + F_{b2}(\tau - \varepsilon x)] e^{y\tau} \\ v_b &= -i [e^{-x} F_{b1}'(\tau) + F_{b2}'(\tau - x)] e^{y\tau} \\ p_b &= e^{-x} [F_{b1}'(\tau) - F_{b1}(\tau)] e^{y\tau} \\ r_b &= F_{b3}(\tau - x) e^{y\tau} \end{aligned} \quad (12-10)$$

ここで、 F_1 は圧力のモード、 F_2 は渦度のモード、 F_3 は密度のモードを表す関数である。

12-3-2 火炎形状の表現

次に火炎の形状を式で表す。火炎形状は $f(X, Y, t) = 0$ のように表せるが、ここでは火炎の擾乱による変位を $X_f(Y, t)$ として、 $f(X, Y, t) = X - X_f(Y, t)$ と表せるとする。すなわち火炎位置は下式で表せる。

$$X = X_f(Y, t) \quad (12-11)$$

X_f および燃焼速度 S を下記のように無次元化する。

$$x_f = KX_f^1, \quad s_u = S_u^1/S_u^0, \quad s_b = S_b^1/S_b^0 \quad (12-12)$$

流速と燃焼速度の差で火炎が移動するので、

$$\begin{aligned} \varepsilon(\partial x_F / \partial \tau) &= u_u - s_u \\ \partial x_F / \partial \tau &= u_b - s_b \\ (\varepsilon - 1)(\partial x_F / \partial y) &= u_u - \varepsilon v_b \end{aligned} \quad (12-13)$$

火炎を通しての連続の式 $\rho_u s_u = \rho_b s_b$ 、および運動量の保存の式 $P_u - P_b = \rho_b s_b^2 - \rho_u s_u^2$ より、

$$r_u + s_u = r_b + s_b \quad (12-14)$$

$$p_u + r_u + 2s_u = \varepsilon(p_b + r_b + 2s_b) \quad (12-15)$$

x_F 、 s_u 、 s_b を関数 F_4 、 F_5 を導入し以下のように表す。

$$\begin{aligned} x_F(y, \tau) &= e^{\nu} F_4(\tau) \\ s_u(y, \tau) &= e^{\nu} F_{u5}(\tau) \\ s_b(y, \tau) &= e^{\nu} F_{b5}(\tau) \end{aligned} \quad (12-16)$$

(12-9)、(12-10)、(12-13) ~ (12-16)より以下の関係が得られる。

$$\begin{aligned} \varepsilon F'_4 &= F_{u1} + F_{u2} - F_{u5} \\ F'_4 &= F_{b1} + F_{b2} - F_{b5} \\ (\varepsilon - 1)F_4 &= F_{u1} - \varepsilon F'_{u2} + \varepsilon F_{b1} + \varepsilon F'_{b2} \\ -(\varepsilon F'_{u1} + F_{u1}) + F_{u3} + 2F_{u5} &= \varepsilon(F'_{b1} - F_{b1} + F_{b3} + 2F_{b5}) \\ F_{u3} + F_{u5} &= F_{b3} + F_{b5} \end{aligned} \quad (12-17)$$

(12-17)をさらに整理して

$$\begin{aligned} (\varepsilon + 1)F'_4 + 2F'_4 - (1 - \varepsilon^{-1})F_4 + F_{u5} + F_{b5} + F'_{u5} + F'_{b5} \\ = 2(\varepsilon^{-1}F_{u2} + F'_{u2}) - (1 - \varepsilon^{-1})F_{u3} \end{aligned} \quad (12-18)$$

この式は、火炎の上流側の流れの擾乱を示す F_{u2} 、 F_{u3} と、火炎の変形を示す F_4 、 F_5 の関係を表している。燃焼速度が流れや火炎形状にどのように依存しているかの関係がわかれば、 F_3 が消去でき、未燃焼側の流れの擾乱に対する火炎の変

形のレスポンスが求まる。

12-3-3 燃焼速度の表現

燃焼速度の、流れおよび火炎形状への依存性は、火炎構造に深く関わる現象であり、その定式化も、火炎をどのようにモデル化するかによってくる。ここでは3つのモデルについて考える。

① Darrieus-Landau モデル

燃焼速度は、下式のように火炎形状や流れの擾乱に依存しないとしたモデルであり、火炎の構造を考えないモデルともいえる。

$$S_u = S_u^0, \quad S_b = S_b^0 = \epsilon S_u^0 \quad (12-19)$$

② Markstein モデル

現象論より、燃焼速度が火炎曲率 R_{Flame} と以下の関係にあるとしたモデルである。

$$S_u = S_u^0 [1 + (\mathcal{L}/R_{\text{Flame}})] \quad (12-20)$$

ここに \mathcal{L} は特性長さであり、下式で与えられる。

$$\mathcal{L} = \mu L_{\text{th}} \quad (12-21)$$

μ は選択拡散の効果を示す係数で選択拡散の効果が無い時は0であり、 L_{th} は火炎の熱的厚さで下式で表される。

$$L_{\text{th}} = k/c_p \rho_u^0 S_u^0 \quad (12-22)$$

火炎の曲率 R_{Flame} は1次の項のみ取り出すと下式のように表され、

$$R_{\text{Flame}}^{-1} = -\partial^2 X_F / \partial^2 Y^2 \quad (12-23)$$

無次元波数 κ を導入することで、 s_u は以下のように表される。

$$\kappa = K\mathcal{L} \quad (12-24)$$

$$s_u = \mathcal{L}/R_{\text{flame}} = -\kappa \partial^2 x_F / \partial y^2 \quad (12-25)$$

③ Eckhaus モデル

このモデルでは、燃焼速度が火炎形状のみでなく流れ場にも依存するとして、流れ場の曲率 $R_{\text{flow}}^{-1} = -\nabla(\mathbf{V}/|\mathbf{V}|)$ を用い、燃焼速度が以下のように表せるとした [31]。

$$s_u = \mathcal{L} (R_{\text{flame}}^{-1} - R_{\text{flow}}^{-1}) = -\kappa \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial x_F}{\partial y} + v_u \right) \quad (12-26)$$

さらに、燃焼速度の変化には遅れ時間があるとして、その緩和時間 τ_s を導入し最終的に以下のように表した。

$$s_u = -\kappa \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial x_F}{\partial y} + v_u \right) - \tau_s \frac{\partial s_u}{\partial t} \quad (12-27)$$

前述の燃焼速度の3種類の定式化を用いて式 (12-18) を単純化すると以下のようなになる。ここで簡略化のため $F_{u3} = F_{b3} = 0$ とする。

Darrieus-Landau モデル

$s_u = s_b = 0$ であり、 $F_{u5} = F_{b5} = 0$ である。したがって (12-18) は以下のようになる。

$$(\varepsilon + 1)F_4'' + 2F_4' - (1 - \varepsilon^{-1})F_4 = 2(\varepsilon^{-1}F_{u2} + F_{u2}') \quad (12-28)$$

Markstein モデル

(12-24) より $F_{u5} + F_{b5} = 2F_{u5} = 2\kappa F_4$ となり (12-18) は以下のようなになる。

$$(\varepsilon+1)F_4''+2(1+\kappa)F_4'-\left(1-\varepsilon^{-1}-2\kappa\right)F_4=2\left(\varepsilon^{-1}F_{w_2}'+F_{w_2}''\right) \quad (12-29)$$

Eckhaus モデル

(12-27)より

$$F_{w_2}=F_{w_2}^*=\kappa(F_4+F_{w_1}-\varepsilon F_{w_2}')-\tau_x F_{w_2}' \quad (12-30)$$

この式と (12-17)の関係を用いると、(12-18)は以下のようになる。

$$\begin{aligned} &(\varepsilon+1)\tau_x F_4''+\left[\varepsilon+1+\kappa(\varepsilon-1)+2\tau_x\right]F_4'' \\ &+\left[2+2\varepsilon\kappa-\left(1-\varepsilon^{-1}\right)\tau_x\right]F_4'-\left[1-\varepsilon^{-1}-\left(3-\varepsilon^{-1}\right)\kappa\right]F_4 \\ &=2\left(\varepsilon\kappa+\tau_x\right)F_{w_2}''+2\left[1+\varepsilon\kappa+\varepsilon^{-1}\tau_x\right]F_{w_2}'+2\left[\varepsilon^{-1}+\left(1-\varepsilon^{-1}\right)\kappa\right]F_{w_2} \end{aligned} \quad (12-31)$$

12-3-4 火炎の自発的不安定性

ここで、上流の擾乱がない (F_2 が0) の火炎面の安定性について検討する。
これは火炎の持つ自発的不安定性と考えることができる。

まず、 F_4 の解を以下のようにおく。

$$F_4(\tau)=e^{a\tau} \quad (12-32)$$

各々の場合について、下式が成立することになる。

Darrius-Landau モデル

$$(\varepsilon+1)a^2+2a-\left(1-\varepsilon^{-1}\right)=0 \quad (12-33)$$

Markstein モデル

$$(\varepsilon+1)a^2+2(1+\kappa)a-\left(1-\varepsilon^{-1}-2\kappa\right)=0 \quad (12-34)$$

Eckhaus モデル

$$(\varepsilon+1)\tau_1 a^3 + [\varepsilon+1+(\varepsilon-1)\kappa+2\tau_1] a^2 + [2+2\varepsilon\kappa-(1-\varepsilon^{-1})\tau_1] a - [1-\varepsilon^{-1}-(3-\varepsilon^{-1})\kappa] = 0 \quad (12-35)$$

a が正の場合には、(12-32)にしたがい火炎の変形は指数関数的に増大し、負の場合には減少する。この傾向は、火炎の乱れの波数 κ に依存する。ちょうど乱れの増大、減少の境となる火炎の乱れの波数 κ_c においては、式 (12-33)、(12-34)、(12-35)が $a=0$ で成り立つはずである。このことから、それぞれのモデルにおける、火炎面の安定・不安定を分ける critical な波数 κ_c が以下のように求まる。

Darrieus-Landau モデル

この場合、 a は常に正となりいかなる波数の乱れも常に成長する。これは Darrieus、Landau の研究 [37,38]における、火炎は本質的に不安定であるという結果と同様である。

Markstein モデル

$$\kappa_c = \frac{1-\varepsilon^{-1}}{2} \quad (12-36)$$

Eckhaus モデル

$$\kappa_c = \frac{1-\varepsilon^{-1}}{3-\varepsilon^{-1}} \quad (12-37)$$

今回の実験においては、 ε はおおむね 6~7 程度の値である。critical な波長 Λ_c は、下式を用いて critical な波数 κ_c から算出できる。

$$\Lambda_c = \frac{2\pi\mathcal{L}}{\kappa_c} = \frac{2\pi\mu}{\kappa_c} L_{th} = \frac{2\pi\mu}{\kappa_c} \cdot \frac{\delta_{st}}{\ln 100} \quad (12-38)$$

$\mu=1$ として計算すると、

Markstein モデル

$$\Lambda_c = 3.2 \times \delta_{pr} \sim 3.3 \times \delta_{pr}$$

Eckhaus モデル

$$\Lambda_c = 4.5 \times \delta_{pr} \sim 4.6 \times \delta_{pr}$$

となる。今回の実験における測定結果では、火炎の乱れのスケールの平均値は火炎の予熱帯厚さ δ_{pr} とほぼ比例関係にあり、乱れのスケールが予熱帯厚さ δ_{pr} の 12~14 倍となっていた。乱れのスケールが火炎の厚さと比例関係にあるという点では、この解析結果と同じ傾向であるが、比例定数の数値は数倍異なっている。実際に観察されるスケールは、最も成長の速い波長になると考えられ、この波長は critical な波長よりも数分の 1 大きいものになっていると考えることもできる。

12-3-5 まとめ

この解析は、擾乱の変位が小さいという仮定のもとでの簡略化した線形解析であるが、火炎の自発的不安定による乱れのスケールが火炎の厚さと強く関連していることがわかった。

火炎の厚さは、燃焼反応の速度と気体の熱的性質（熱拡散率）のバランスで決まるものであるので、乱れのスケールは、燃焼反応の速度や気体の熱的性質とも深く関わっていることも理解できる。

12-4 着火誘導距離と火炎の乱れのスケールの関係

デトネーション現象においては、限界爆轟直径 d_c と発生するセルのサイズ λ_c との間に円形のチューブの場合 $d_c \approx 13 \cdot \lambda_c$ 、2次元チャンネルの場合 $d_c \approx 10 \cdot \lambda_c$ の関係があることが知られている[75,76]。限界爆轟直径 d_c は、未燃焼気体が衝撃波先端を通過し圧縮加熱を受けてから着火する時の反応速度に強く依存する値である。そこで、未燃焼気体が着火するまでの距離（着火誘導距離 Δ_i ）で限界爆轟直径を置き換えた以下の関係で表す方が物理的意味が明確になる。この式においても a が定数になることが知られている[76,77]。

$$\lambda_c = a \cdot \Delta_i \quad (12-39)$$

ここで着火誘導距離 Δ_i は、

$$\Delta_i = \tau_i \cdot (D - v) \quad (12-40)$$

であり、 τ_i は着火誘導時間、 D はデトネーション速度、 v は粒子速度である。

本研究で測定された火炎の乱れのスケールについて、着火誘導距離との関係を検討してみる。これは、反応速度の1つの指標である着火誘導距離との関係を検討することで、火炎の乱れのスケールと反応速度との関係を知るという点で重要である。本研究における伝ば火炎は、デトネーション波ではないので、着火誘導距離 Δ_i の算出は、(12-40)における $D - v$ を、火炎と既燃焼気体の相対速度である既燃焼気体基準の燃焼速度 S_b で置いて下式のようにおこなった。

$$\Delta_i = \tau_i \cdot S_b = \tau_i \cdot S_u \cdot \frac{\rho_u}{\rho_b} = \tau_i \cdot S_u \cdot \frac{T_{name}}{T_u} \quad (12-41)$$

ここに、 S_b は層流燃焼速度、 ρ_u 、 ρ_b はそれぞれ未燃焼気体、既燃焼気体の密度、 T_{name} は火炎温度、 T_u は未燃焼気体の温度である。

算出に用いた値を表 12-1 にまとめておく。着火誘導時間 τ_i は、ショックチューブを用いた実験による測定値を用いた。メタン/空気混合気については文献[78]、プロパン/空気混合気については文献[79]を参考にした。

表 12-1 着火誘導距離の算出に用いた値

混合気	当量比 ϕ	初期圧力 p_0 , kPa	乱れ観察 時の圧力 , kPa	観察時の 未燃焼気 体温度, K	燃焼速 度 S_b , m/s	予熱帯 厚さ δ_p , mm	火炎温 度 T_{flame} , K	燃焼速度 (既燃) S_b , m/s	着火誘導 時間 τ_i , μ s	着火誘導 距離 Δ , mm
メタン /空気	0.8	101	167	338	0.33	0.22	1800	2.03	109	0.221
	1.0	101	192	352	0.47	0.14	1950	3.13	49	0.153
		70	131	350	0.46	0.21	1900	2.98	75	0.224
		50	103	360	0.48	0.26	1850	3.03	97	0.294
	1.25		162	335	0.41	0.17	1850	2.59	77	0.199
プロパン /空気	1.0	101	177	344	0.39	0.18	2000	2.66	121	0.322
	1.5		167	338	0.27	0.26	1750	1.61	283	0.456

これらの値を用いて、本研究で測定した乱れのスケールと着火誘導距離の関係をプロットしたのが図 12-4 である。ここには乱れのスケールと火炎の予熱帯の厚さの関係 (図 9-7 に示した) も同時に示してある。

結果として、火炎の乱れのスケールは着火誘導距離と強い相関があることが分かる。火炎の乱れのスケールは、着火誘導距離の約 13 倍となっている。またこの関係は、乱れのスケールと火炎の予熱帯の厚さとの関係とほぼ同じ関係になっている。

着火誘導距離との関係と、火炎の予熱帯の厚さとの関係がほぼ同じになるのは、着火誘導距離と火炎の予熱帯の厚さの、反応速度への依存関係の類似性から理解できる。まず、燃焼速度と反応速度 ω との関係は、火炎における熱移動の簡単な考察より次式のようになる[80]。

$$S_u \approx \frac{1}{\rho_u} \sqrt{\frac{\lambda}{C_p}} \omega \quad (12-42)$$

ここに、 λ は熱伝導度、 C_p は比熱である。着火誘導時間 τ_i は、反応速度の逆数に比例すると考えられるので、

$$\tau_i \propto \frac{1}{\omega} \quad (12-43)$$

これらより、

$$\Delta_i = \tau_i \cdot S_b = \tau_i \cdot \frac{\rho_u}{\rho_b} S_u \propto \frac{1}{\rho_b} \sqrt{\frac{\lambda}{C_p}} \sqrt{\frac{1}{\omega}} \quad (12-44)$$

また、火炎の予熱帯の厚さ δ_{pr} は本研究では式 (9-1) のように定義したので、以下のようになる。

$$\delta_{pr} = (\ln 100) \frac{\lambda}{C_p \rho_u S_u} \propto \sqrt{\frac{\lambda}{C_p}} \sqrt{\frac{1}{\omega}} \quad (12-45)$$

このように、着火誘導距離と火炎の予熱帯の厚さはいずれも反応速度のマイナス 1/2 乗に比例するという同様の依存関係を持つので、火炎の乱れのスケールに対してほぼ同様の関係をもっていることが理解できる。

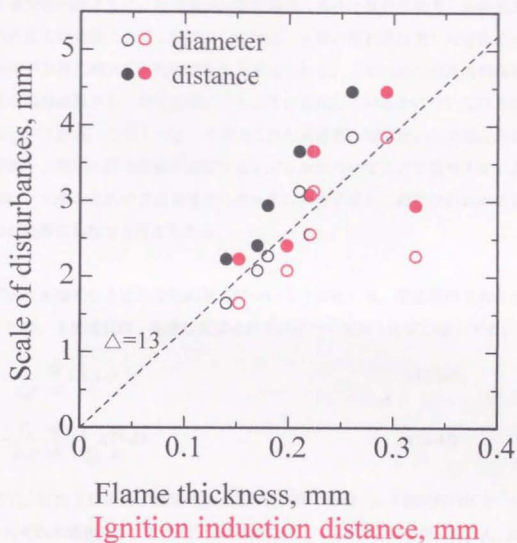


図12-4 着火誘導距離と火炎の乱れのスケールとの関係

12-5 火炎の乱れの成長と圧力変動の関係

10章で述べたように、圧力波が火炎を通過し火炎に乱れが発生し始める時容器内の圧力は急激に上昇し始める。これは、火炎に乱れが発生したときに火炎の面積が急激に増大するためであると考えられる。2方向からの火炎の乱れの変化の観察結果から、火炎面積がどのように変化しているかについては算出できるはずである。このようにして算出された火炎面積変化から予想される圧力変動と、実際の圧力変動が対応するかどうかについてここで検討する。この検討は、火炎の乱れの立体構造やスケールの測定が正しくおこなわれたことの1つの証明にもなると考えられる。

まず火炎面積変化と圧力変動の対応について定式化する。閉空間内で火炎が伝ばした時、未燃焼気体、既燃焼気体それぞれについて以下の式が成立する。

$$\frac{dV_u}{dt} = -\frac{V_u}{\gamma_u p} \cdot \frac{dp}{dt} - \int_{A_f} S dA \quad (12-46)$$

$$\frac{dV_b}{dt} = -\frac{V_b}{\gamma_b p} \cdot \frac{dp}{dt} + \int_{A_f} S \frac{\rho_u}{\rho_b} dA \quad (12-47)$$

ここに V_u 、 V_b はそれぞれ未燃焼気体、既燃焼気体の体積、 p は空間内の圧力、 γ_u 、 γ_b はそれぞれ未燃焼気体、既燃焼気体の比熱比、 t は時間、 S は燃焼速度、 ρ_u 、 ρ_b はそれぞれ未燃焼気体、既燃焼気体の密度、 A は面積、 A_f は火炎面積を表す。 $V_u + V_b = V$ (閉空間の体積) で V が一定であることより、

$$\frac{dV_u}{dt} + \frac{dV_b}{dt} = 0 \quad (12-48)$$

また、 $\gamma_u = \gamma_b = \gamma$ とすると、

$$\frac{V}{\gamma p} \cdot \frac{dp}{dt} = \int_{A_f} S \left(\frac{\rho_u}{\rho_b} - 1 \right) dA \quad (12-49)$$

ここで、火炎に乱れが生じた時の未燃焼気体消費速度が、定数である層流燃焼速度 S_u と火炎面積 A の積で与えられると仮定すると（しわ状層流火炎の仮定）、

$$\frac{dp}{p} = \frac{\gamma S_u}{V} \left(\frac{\rho_u}{\rho_b} - 1 \right) \left(\int_{A_t} dA \right) dt \quad (12-50)$$

時刻 $t=0$ における圧力を p_0 とすると、

$$p = p_0 \cdot \exp \left(\frac{\gamma S_u (\rho_u / \rho_b - 1)}{V} \int_0^t A_t dt \right) \quad (12-51)$$

この式より、火炎面積 A_t の時間変化がわかれば、圧力変動の計算が可能となる。火炎が球状に伝ばする場合には、火炎面積は以下のように求まる。

$$A_t = 4\pi (S_u t)^2 \quad (12-52)$$

火炎面にスパイク状の乱れが発生するという今回の観察結果に基づいて、火炎面積の変化を計算する。スパイク状の乱れを円錐形で近似し、その底面の直径として測定された乱れの直径を用い、その存在分布は中心間の平均距離が測定された乱れの間隔にあるとし、その存在範囲は1辺80mmの容器断面から5mmずつ内側である70mm×70mmとして、乱れ発生による面積増加を考慮に入れた火炎面積変化の計算をおこなった。今回は、メタン／空気の $\phi=1.0$ の混合気で、初期圧力が70kPaの場合について計算をおこなった。実験による測定結果により、円錐の直径を3.1mm、中心間の平均距離を3.7mmとした。また円錐の高さは、計測された乱れ領域の深さ（図4-2）を参考に、火炎の乱れが発生するまでは0、その後時間とともに直線的に増大するとした。計算に用いた円錐の高さの時間変化および火炎面積変化を図12-5に示す。

(12-51)を用いて計算した圧力変動を、実験で測定した圧力変動とともに図12-6に示す。燃焼速度は、文献値[6]を参考に0.39m/sとした。圧力波を発生させ

ず火炎に乱れの発生しない場合には、計算した圧力変動はおおむね測定値に近い挙動をしている。計算値は、測定値よりやや大きくなっており、その差は点火からの時間経過とともに増大する。これは火炎が容器壁面に接近し、冷却され消炎するためであると考えられるが、点火から 30ms 後あたりまでは、計算した圧力変動がほぼ測定値を再現しているといえる。火炎に乱れを発生させた場合には、乱れの発生後、計算した圧力は急激に上昇する。測定値では圧力に振動が現れているが、この現象は計算では考慮していないので、測定された圧力の振動の中心の値と比較してみると、点火から 30ms 後あたりまでは計算値と良く一致していることがわかる。

以上のように、火炎の乱れの観察結果に基づいて計算した圧力変動と、測定された圧力変動が、容器壁面の影響が小さい間は良く一致することがわかった。この結果より、本研究における火炎の乱れの立体構造やスケールの観察結果が妥当であったことが確認された。

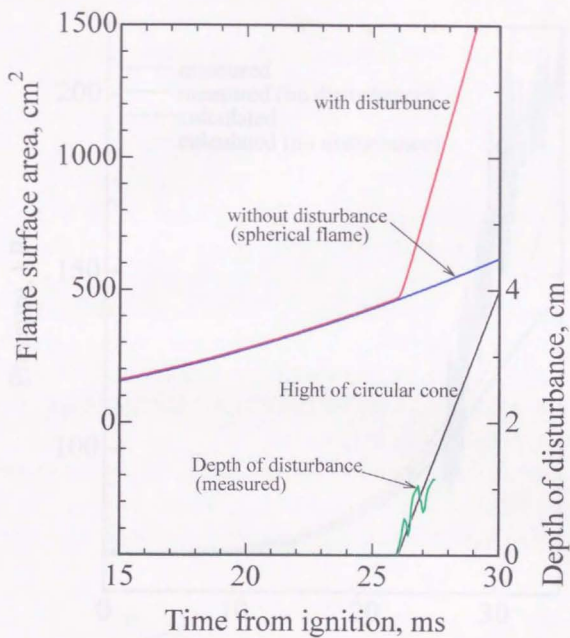


図12-5 仮定した円錐の高さ変化と火炎面積

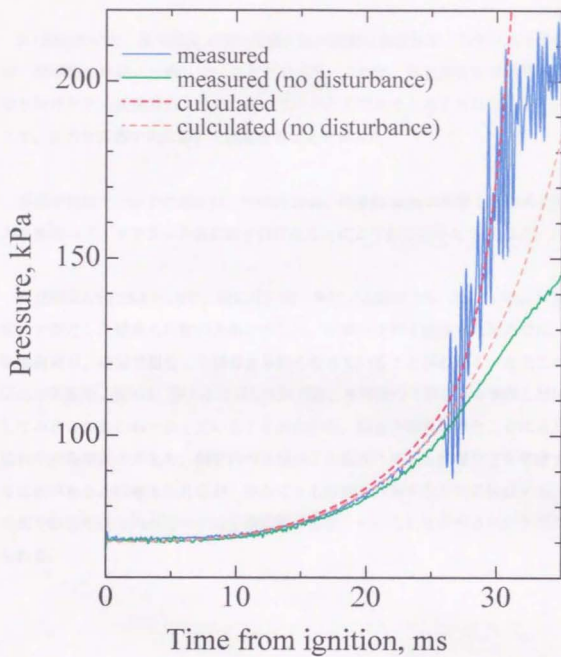


図12-6 火炎の乱れの挙動から計算した圧力変動

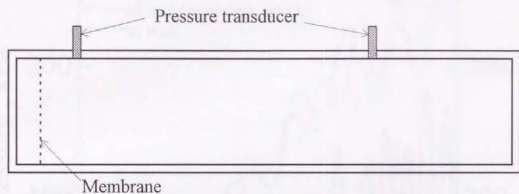
12-6 容器内圧力変動の測定について

5-1 節において、圧力波発生後の容器内圧力変動の測定値が、予想される圧縮波、希薄波の挙動と一致しないことを述べた。これは、圧力測定を容器壁面に取り付けた圧力変換器によりおこなっているためであると考えられている。そこで、圧力を容器中央において測定することを試みた。

容器中央部での圧力の測定は、内径約 3mm、外径約 6mm の銅管を、壁面の圧力変換器のダイヤフラムの先に取り付けることによりおこなった (図 12-7)。

測定結果を図 12-8 に示す。図には、同一条件で以前の方法 (圧力を壁面で測定) で測定した結果も比較のために示した。容器中央部で測定した圧力では、振動周期が、壁面で測定した場合より長くなっていることがわかる。またこの圧力の変動を、図 4-2、図 3-4 に示した圧力波、希薄波の予想される挙動と対比してみるとおおむね一致していることがわかる。銅管を取り付けたことによる流れや火炎挙動の変化や、銅管内の体積が圧力測定に与える影響などを考慮する必要があるとは考えられるが、少なくとも容器を横断する方向に伝ばする圧力波や容器短辺方向のモードの音響振動が存在していることが示されたと考えられる。

これまでの圧力測定方法（壁面で測定）



容器中央部での圧力測定方法

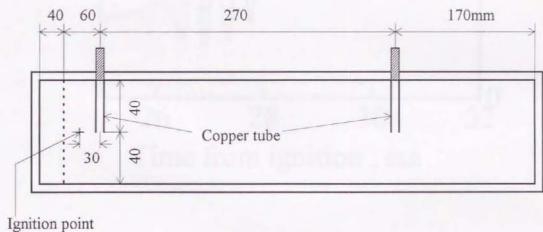


図 12-7 容器中央部における圧力測定の方法

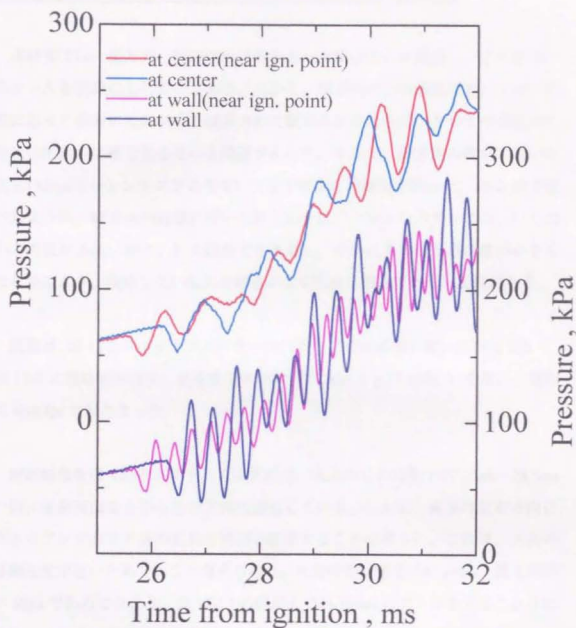


図12-8 容器中央および壁面における圧力の測定結果

12-7 縦方向のシュリーレン光学系を用いた横方向からの観察

本研究では、縦方向、横方向の2方向から火炎の乱れを観察し、その構造やスケールを明確にしたわけである。しかし、横方向からの観察においては、光路に沿って前後の乱れが全て積算されて観察されるために、1つ1つの乱れの形状の把握が困難であるという問題があった。そこで、縦方向の観察に用いた新しいシュリーレンシステムを用いて横方向からの観察を試みた。12-2節で述べたように、縦方向の観察に用いた新しいシュリーレンシステムには、いくつかの特長がある。特に、拡大観察できる点と、それにより被写界深度が小さくなる点により、観察したい乱れの構造がより明確に把握できる可能性がある。

装置は、図12-2のマイクロバーナーの代わりに燃焼容器を置いた設定であり、図12-9に概略図を示す。高速度カメラはHYCAM（p.57参照）を用い、撮影は4000fpsでおこなった。

撮影結果を図12-10に示す。火炎先端は、点火からの時間 $t=27.25\text{ms}\sim 28.5\text{ms}$ の間に撮影画面を右から左の方向に通過している。しかし、画像は左右方向に大きくブレており火炎の乱れの構造を観察することは難しい。これは、火炎の移動速度が速いためであると考えられる。火炎の移動速度が約10m/s、露光時間が $68\mu\text{s}$ であることより、図12-10の図面上で約10mmのブレが生じることがわかり、これでは火炎の乱れの構造の観察が困難である。

$t=31.5\text{ms}$ 以降、発生した開口部から流入した低温の空気と容器内の高温の燃焼気体の界面が画面の左側から移動して来るのが観察できる。この界面の移動速度は、火炎先端の移動速度に比べてかなり遅いため、界面の構造が観察可能である。この画像は、これまで横方向の観察に用いた通常のシュリーレン光学系で観察した画像とは少し異なっており、詳細な構造がより観察しやすいと考えられる。これは、倍率が高いことと、シュリーレン光学系の光の通り方やナ

イフエッジでの光の遮へい量が異なるためであると考えられる。

このようなことから、今回の観察では現象の速さに比べて露光時間が長すぎたために乱れの構造の観察はおこなえなかったが、今回よりも一桁以上露光時間の短い撮影装置を用いて観察すれば、火炎の乱れの構造に関するより多くの情報が得られる可能性があることがわかった。この時、露光量が不足する可能性があるが、それに対しては 12-2 節で述べたように、光ファイバーを通さずに光を供給すれば光量の減衰を防ぐことができる。

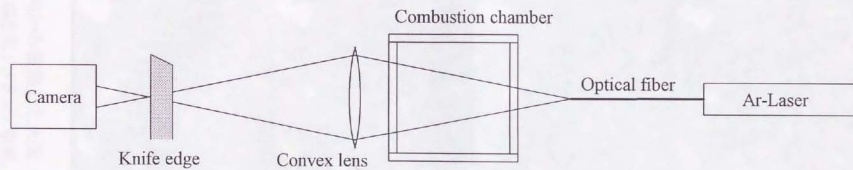


図 12-9 縦方向の光学系を使用した横方向からの観察装置

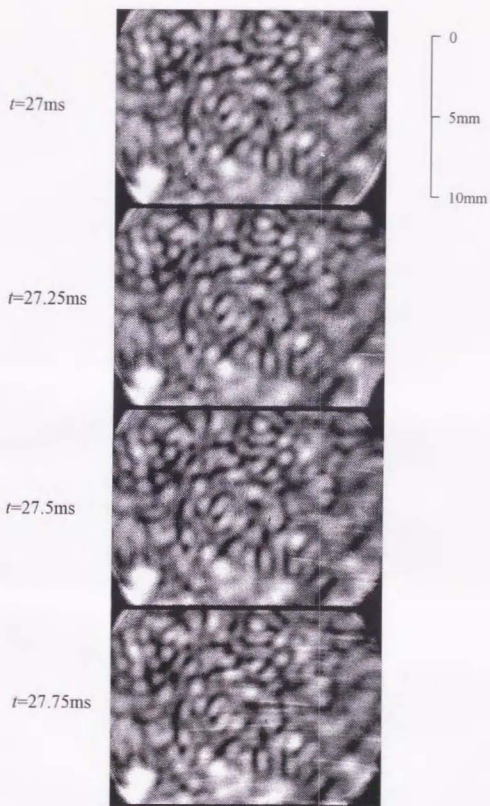


図 12-10-1 横方向から観察した火炎（縦方向の光学系を使用）
 混合気：メタン／空気、 $\phi=1.0$ 、初期圧力 $p_1=101\text{ kPa}$
 t ：点火からの時間

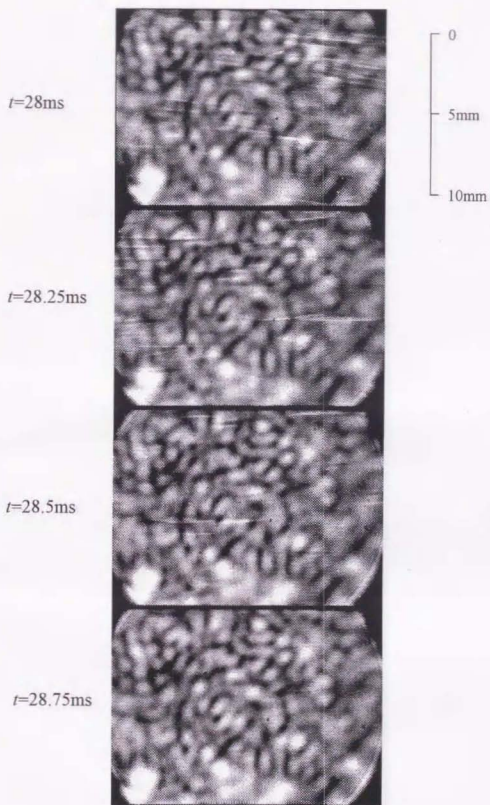


図 12-10~2 横方向から観察した火炎（縦方向の光学系を使用）
混合気：メタン／空気、 $\phi = 1.0$ 、初期圧力 $p_1 = 101 \text{ kPa}$
 t ：点火からの時間

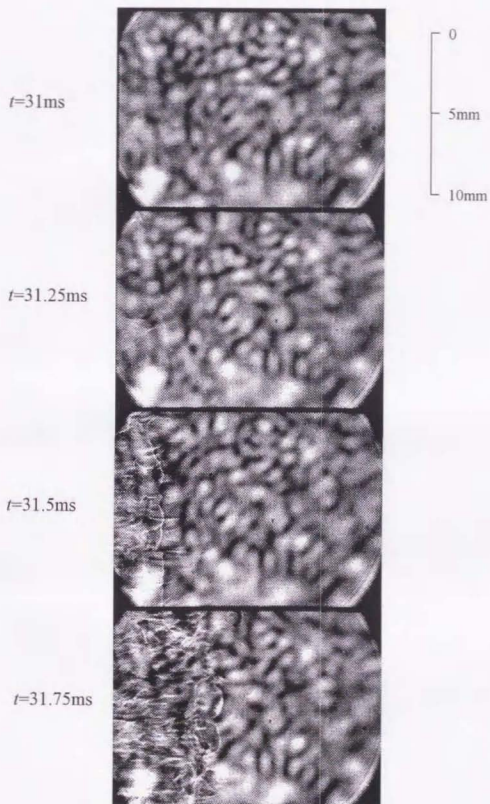


図 12-10~3 横方向から観察した火炎（縦方向の光学系を使用）
 混合気：メタン/空気、 $\phi = 1.0$ 、初期圧力 $p_1 = 101\text{ kPa}$
 t ：点火からの時間

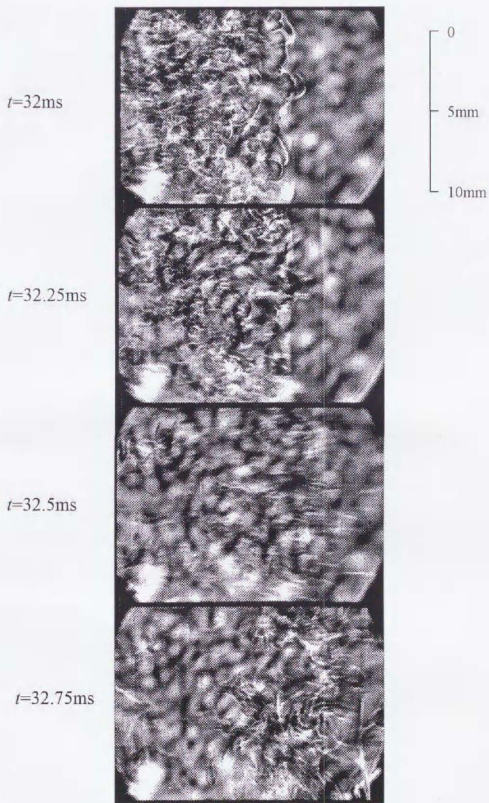


図 12-10~4 横方向から観察した火炎 (縦方向の光学系を使用)
 混合気: メタン/空気、 $\phi = 1.0$ 、初期圧力 $p_i = 101 \text{ kPa}$
 t : 点火からの時間

参考文献

参考文献

- [1] 総合エネルギー統計、平成6年度版
資源エネルギー庁長官官房企画調査課 編、通商産業研究社。(1995)
- [2] Blanc, M. V., Guest, P. G., von Elbe, G., and Lewis, B.
Minimum ignition energies and quenching distances of mixtures of hydrocarbons and ether with oxygen and inert gases.
3rd. Symposium on Combustion, Flame and Explosion Phenomena, pp.363-367. (1949)
- [3] Coward, H. F., and Jones, G. W.
Limit of inflammability of gases and vapors.
Bureau of Mines Bull, 503, p.155. (1952)
- [4] Strehlow, R. A., and Stuart, J. G.
An improved soap bubble method of measuring flame velocities.
4th Symposium (International) on Combustion, pp.329-336. (1953)
- [5] Harris, M. E., Grumer, J., von Elbe, G., and Lewis, B.
Application of theory of ignition, quenching, and stabilization to flames of propane and air.
3rd. Symposium on Combustion, Flame and Explosion Phenomena, pp.80-89. (1949)
- [6] Iijima, T., and Takeno, T.
Effects of temperature and pressure on burning velocity.
Combustion and Flame, 65, pp.35-43. (1986)
- [7] Gerstein, M., Levine, O., and Wong, E. L.
The determination of fundamental burning velocities of hydrocarbons by a revised tube method.
J. Am. Chem. Soc., 73, pp.418-422. (1951)
- [8] Palmer, K. N.
A review of information on selected aspects of gas and vapour explosions.
J. Inst. Fuel, 29, pp.293-309. (1956)
- [9] Bladley, D., and Mitcheson, A.
The venting of gaseous explosions in spherical vessels. I-Theory.
Combustion and Flame, 32, pp.221-236. (1978)
- [10] Bladley, D., and Mitcheson, A.
The venting of gaseous explosions in spherical vessels. II-Theory and experiment.
Combustion and Flame, 32, pp.237-255. (1978)

- [11] 原山 美知子、大谷 英雄、平野 敏右、秋田 一雄
濃度不均一混合気の爆発
安全工学、19-5、p.266. (1980)
- [12] Zalosh,R.G.
Gas explosion test in room size vented enclosures.
Loss Preventions, 13, p.98. (1979)
- [13] Solberg,D.M., Pappas,J.A., and Skramstad,E.
Observations of flame instability in large scale vented gas explosions.
18th Symposium (International) on Combustion, pp.1607-1614. (1981)
- [14] McCann,D.P.J., Thomas,G.O., and Edwards,D.H.
Gasdynamics of vented explosions part I: Experimental studies.
Combustion and Flame 59, pp.233-250. (1985)
- [15] Tamanini,F., and Chaffee,J.L.
Turbulent Vented Gas Explosions with and without Acoustically-Induced
Instability.
24th Symposium (International) on Combustion, pp.1845-1851. (1992)
- [16] Yao,C.
Explosion Venting of Low-Strength Equipment and Structures.
Loss Preventions, 8, pp.1-9. (1974)
- [17] Keck,J.C.
Turbulent flame structure and speed in spark-ignition engines.
19th Symposium (International) on Combustion, pp.1451-1466. (1982)
- [18] Beretta,G.P., Rashidi,M., and Keck,J.C.
Turbulent flame propagation and combustion in spark ignition engines.
Combustion and Flame, 52, pp.217-245. (1983)
- [19] Gatowski,J.A., Heywood,J.B., and Deleplace,C.
Flame photographs in a spark-ignition engine.
Combustion and Flame, 56, pp.71-81. (1984)
- [20] 土橋 律、佐藤 研二、平野 敏右、秋田 一雄
ガス爆発時の火炎挙動と圧力変動について的小形模型実験
安全工学、24-1、pp.9-16. (1985)
- [21] Andrews,G.E., and Bradley,D.
The burning velocity of methane-air mixtures.
Combustion and Flame, 19, p.275. (1972)

- [22] Markstein, G.H.
Instability phenomena in combustion waves.
4th Symposium (International) on Combustion, pp.44-59. (1953)
- [23] Markstein, G.H.
Nonsteady Flame Propagation
Pergamon Press, Oxford. (1964)
- [24] Buckmaster, J.D., and Ludford, G.S.S.
Theory of laminar flames.
Cambridge University Press, Cambridge. (1982)
- [25] Sivashinsky, G.I.
Instabilities, pattern formation, and turbulence in flames.
Ann. Rev. Fluid Mech. 15, pp.179-199. (1983)
- [26] Williams, F.A.
Combustion theory.
Addison-Wesley Publishing Company, Redwood City. (1985)
- [27] Markstein, G.H., and Somers, L.M.
Cellular flames and oscillatory combustion
4th Symposium (International) on Combustion, pp.527-535. (1953)
- [28] Markstein, G.H., and Somers, L.M.
A slot-burner method for studying combustion-wave instability.
J. Chem. Phys., 21, p.941. (1953)
- [29] Hertzberg, M.
Selective diffusional demixing: occurrence and size of cellular flames.
Prog. Energy Combust. Sci., 15, pp.203-239. (1989)
- [30] Markstein, G.H.
Experimental and Theoretical Studies of Flame-Front Stability.
J. Aero. Sci., 18, pp.199-209. (1951)
- [31] Eckhaus, W.
Theory of flame-front stability.
J. Fluid Mechanics, 10, pp.80-100. (1960)
- [32] Sivashinsky, G.I.
Diffusion-thermal theory of cellular flames
Combust. Sci. and Tech., 15, pp.137-146. (1977)

- [33] Sivashinsky, G.I.
On self-turbulization of a laminar flame.
Acta Astronautica, 6, pp.569-591. (1979)
- [34] Joulin, G., and Clavin, P.
Linear stability analysis of nonadiabatic flames: diffusional-thermal model.
Combustion and Flame, 35, pp.139-153. (1979)
- [35] Joulin, G., and Mitani, T.
Linear stability analysis of two-reactant flames.
Combustion and Flame, 40, pp.235-246. (1981)
- [36] Mitani, T., and Williams, F.A.
Studies of cellular flames in hydrogen-oxygen-nitrogen mixtures.
Combustion and Flame, 39, pp.169-190. (1980)
- [37] Darrieus, G.
in p.352 of ref. [25]
(Original: *Le Mecanique des Fluides* pp.15-16. Paris, Dunod. (1941))
- [38] Landau, L.D.
in p.352 of ref. [25]
(Original: *Zhur. Eksp. Teor. Fiz.* 14, p.240. (1944))
- [39] Lind, C.D., and Whitson, J.
in p. 427 of "Combustion fundamentals", Strehlow, R.A., McGraw-Hill Book Co.,
New York. (1985)
(Original: Phase III Report No. CG-D-85-77, Department of Transportation, U.S.
Coast Guard Final Report, ADA 047585. (1977))
- [40] Istrakov, A.G., and Librovich, V.B.
On the stability of gasdynamic discontinuities associated with chemical reactions.
The case of a spherical flame.
Acta Astronautica, 14, pp.453-467. (1969)
- [41] Sivashinsky, G.I.
Nonlinear analysis of hydrodynamic instability in laminar flames - I. Derivation of
basic equations.
Acta Astronautica, 4, pp.1177-1206. (1977)
- [42] Michelson, D.M., and Sivashinsky, G.I.
Nonlinear analysis of hydrodynamic instability in laminar flames - II. Numerical
experiments.
Acta Astronautica, 4, pp.1207-1221. (1977)

- [43] Taylor, G.I.
The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes-I.
Proc. Roy. Soc., A201, pp.192-196. (1950)
- [44] Lewis, D.J.
The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes-II.
Proc. Roy. Soc., A202, pp.81-96. (1950)
- [45] Markstein, G.H.
A shock study of flame front-pressure wave interaction.
6th Symposium (International) on Combustion, pp.387-398. (1957)
- [46] Tsuruda, T., Harayama, M., and Hirano, T.
Growth of flame front turbulence.
Transactions of the ASME, J. Heat Transfer, 108, p.877. (1986)
- [47] Tsuruda, T., and Hirano, T.
Local flame front disturbance development under acceleration.
Combustion and Flame 84, p.66. (1991)
- [48] Tsuruda, T., and Hirano, T.
Numerical simulation of turbulence development at propagating flame fronts.
Dynamics of Reactive Systems Part II: Modeling and Heterogeneous Combustion (edited by J.R.Bowen, J.C.Leyer and R.I.Soloukhin), AIAA, Washington, DC, pp.110-122. (1986)
- [49] Tsuruda, T., Komatsu, K., and Hirano, T.
Numerical simulation of turbulence development at propagating flame fronts.
Dynamics of Reactive Systems Part I: Flames (edited by A.L.Kuhl, J.R.Bowen, J.-L.Leyer and A.Borisov), Vol.113 of Progress in Astronautics and Aeronautics, AIAA, Washington, DC, pp.310-324. (1988)
- [50] Fines, A., Tsuruda, T., and Hirano, T.
Numerical simulation of flame disturbance growth induced by a pressure gradient.
Combustion and Flame 95, pp.76-86. (1993)
- [51] Liu, F., McIntosh, A.C., and Brindley, J.
A numerical investigation of Rayleigh-Taylor effects in pressure wave-premixed flame interactions.
Combust. Sci. and Tech., 91, pp.373-386. (1993)
- [52] Edwards, N.R., McIntosh, A.C., and Brindley, J.
The development of pressure induced instability in premixed flames.
Combust. Sci. and Tech., 99, pp.179-199. (1994)

- [53] McCormack, P.D., Scheller, K. Mueller, G., and Tisher, R.
Flame propagation in a vortex core.
Combust. Flame, 19, pp.297-303. (1972)
- [54] Ishizuka, S.
On the flame propagation in a rotating flow field.
Combust. Flame, 82, pp.176-190. (1990)
- [55] 店橋 護、宮内 敏雄
反応性混合層の直接数値シミュレーション (発熱と主流密度差の影響)
日本機械学会論文集 (B編)、59巻 560号、pp.1338-1343. (1993)
- [56] Frankel, M.L., and Sivashinsky, G.I.
The effect of viscosity on hydrodynamic stability of a plane flame front.
Combust. Sci. and Tech., 29, pp.207-224. (1982)
- [57] Clavin, P., and Williams, F. A.
Effects of molecular diffusion and of thermal expansion on the structure and dynamics of premixed flames in turbulent flows of large scale and low intensity.
J. Fluid Mechanics, 116, pp.251-282. (1982)
- [58] Frankel, M.L., and Sivashinsky, G.I.
On effects due to thermal expansion and Lewis number in spherical flame propagation
Combust. Sci. and Tech., 31, pp.131-138. (1983)
- [59] Joulin, G., and Sivashinsky, G.I.
On the dynamics of nearly-extinguished non-adiabatic cellular flames.
Combust. Sci. and Tech., 31, pp.75-90. (1983)
- [60] Searby, G. and Clavin, P.
Weakly Turbulent, Wrinkled Flames in Premixed Gases.
Combust. Sci. and Tech., 46, pp.167-193. (1986)
- [61] Joulin, G.
Flame oscillations induced by conductive losses to a flat burner.
Combustion and Flame, 48, pp.271-282. (1982)
- [62] Searby, G., and Rochwerger, D.
A parametric acoustic instability in premixed flames.
J. Fluid Mechanics, 231, pp.529-543. (1991)
- [63] Ellis, O.C. de C.
in p. 426 of "Combustion fundamentals", Strehlow, R.A., McGraw-Hill Book Co.,
New York. (1985)
(Original: Fuel Sci. Pract., 7, p.502. (1928))

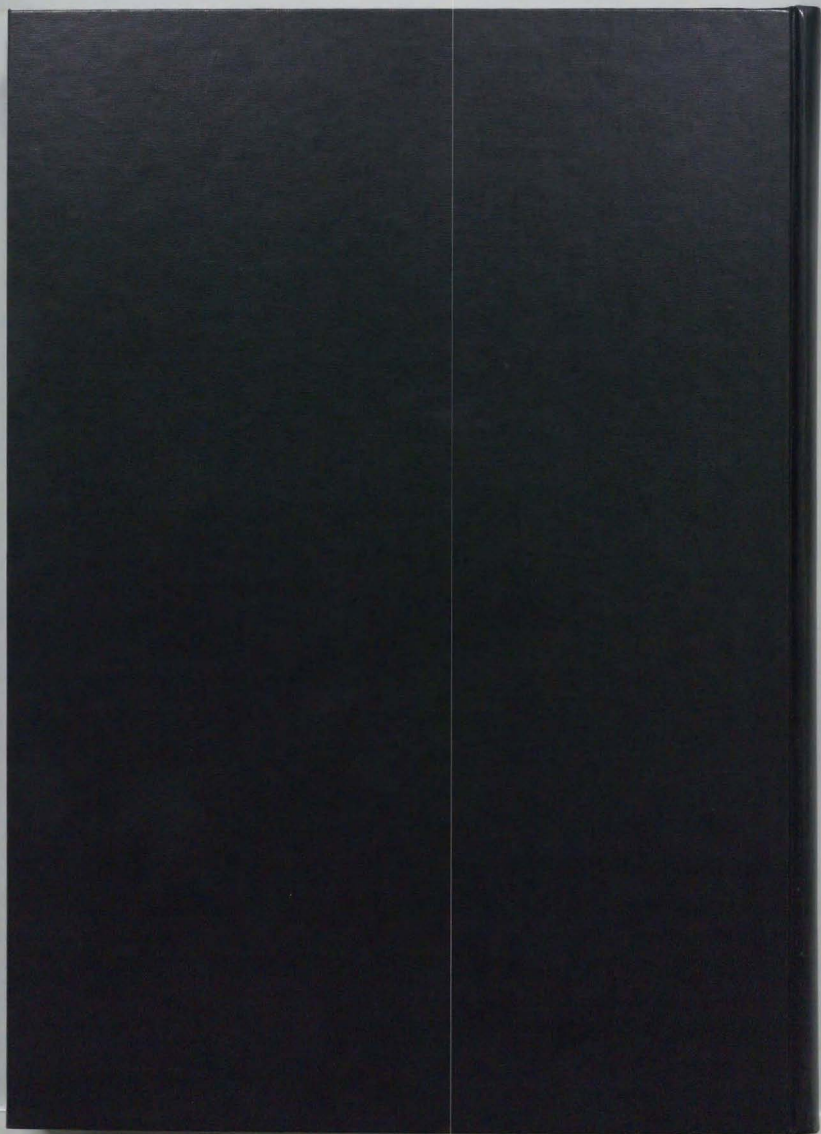
- [64] Gonzalez, M., Borghi, R., and Saouab, A.
Interaction of a flame front with its self-generated flow in an enclosure: The tulip flame phenomenon.
Combustion and Flame, 88, pp.201-220. (1992)
- [65] 蔡 品、大八木、重治、小原 哲郎、吉橋 照夫、松井 淳
定容容器内伝ば火炎の不安定性
第30回燃焼シンポジウム前刷集、pp.118-120. (1992)
- [66] Hirano, T.
Some problems in the prediction of gas explosions.
In J.H.Lee et al.(Eds.), *Fuel-Air Explosions*. University of Waterloo Press, Waterloo, pp.823-839. (1982)
- [67] Rayleigh, J.W.S.
in p. 411 of "Combustion fundamentals", Strehlow, R.A., McGraw-Hill Book Co., New York. (1985)
(Original: *Nature*, 18, p.319. (1878))
- [68] 鶴田 俊
ガス爆発時の火炎の挙動に関する研究
博士論文、東京大学工学系研究科反応化学専攻、(1987)
- [69] 近藤 次郎
高速空気力学
株式会社コロナ社、(1977)
- [70] 平野 敏右
ガス爆発予防技術
海文堂出版、(1983)
- [71] Pindera, M.-J., and Talbot, L.
Some fluid dynamic considerations in the modeling of flames
Combustion and Flame, 73, pp.111-125. (1988)
- [72] Metghalchi, M., and Keck, J.C.
Laminar burning velocity of propane-air mixtures at high temperature and pressure.
Combustion and Flame, 38, pp.143-154. (1980)
- [73] 小松 邦紀
予混合火炎の乱れに関する研究
修士論文、東京大学工学系研究科反応化学専攻、(1988)

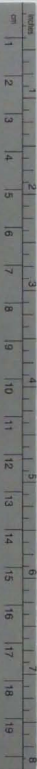
- [74] Gaydon, A.G., and Wolfhard, H.G.
Flames (Third Edition)
Chapman and Hall Ltd., (1970)
- [75] Guirao, C.M., Knystautas, R., Lee, J.H., Benedick, W., and Berman, M.
Hydrogen-air detonations.
19th Symposium (International) on Combustion, pp.583-590., (1982)
- [76] Matsui, H., and Koshi, M.
A simplified analysis on the magic numbers in detonation.
Kogyo Kayaku, 51-5, pp.302-308. (1990)
- [77] Catoire, L., Bassin, X., Dupre, G., and Paillard, C.
Shock tube study of ignition delays and detonation of gaseous monomethyl
-hydrazine / oxygen mixtures.
Combustion and Flame, 99, pp.573-580. (1994)
- [78] Heffington, W.M., Parks, G.E., Sulzmann, K.G.P., and Penner, S.S.
Studies of methane-oxidation kinetics.
16th Symposium (International) on Combustion, pp.997-1011. (1976)
- [79] Burcat, A., Lifshitz, A., Scheller, K., and Skinner, G.B.
Shock-tube investigation of ignition in propane-oxygen-argon mixtures.
13th Symposium (International) on Combustion, pp.745-755. (1971)
- [80] 平野 敏右
燃焼学 — 燃焼現象とその制御—
海文堂出版、(1986)

謝辞

本研究をすすめるにあたり、終始適切かつ懇切なご指導をいただいた平野敏右教授、ならびにいつも核心をついたご助言をわかりやすくしていただいた石塚悟助教授、さらに実験、解析方法に有用なアイデアをもらい、現象解析にも多くの助言をいただいた鶴田俊助教授に心からの感謝の意を表します。

また、秘書の武田春美さんに経理、事務関係の仕事で援助していただいたことは、助手の仕事しながら学位論文を完成させるうえで大きな助けとなりました。さらに、実験実施、データ解析、図面の作成、論文の複写等多くの仕事において平野研究室の学生の皆さんに協力いただきました。これらの皆さんに、厚く御礼申し上げます。





Kodak Color Control Patches

Blue Cyan Green Yellow Red Magenta White 3/Color Black



Kodak Gray Scale

A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19



© Kodak, 2007 TM Kodak