濃度分布を有する混合気流における着火および火炎の特性に関する研究

2005 年 3 月

岩手大学大学院工学研究科

生産開発工学　専攻

末永陽介

目　次

第 1 章　緒論

1.1 研究の背景と目的---1
1.2 本論文の構成---7
参考文献---8

第 2 章　濃度分布を有する混合気流の着火特性

2.1 緒言---13
2.2 実験装置および方法---16
2.2.1 燃焼器---16
2.2.1.(a)　矩形バーナ---16
2.2.1.(b)　二重円管バーナ---16
2.2.2 混合気供給方法---18
2.2.3 着火装置および火花放電エネルギー---19
2.2.4 混合気濃度分布測定法と当量比勾配の定義---22
2.3 実験結果および考察---26
2.3.1 均質混合気流の最小着火エネルギー---26
2.3.2 濃度分布を有する混合気流の最小着火エネルギー---27
2.3.2(a)　二次元濃度分布の最小着火エネルギーに及ぼす影響---27
2.3.2(b)　軸対称濃度分布の最小着火エネルギーに及ぼす影響---32
2.4 結言---34
参考文献---35

第 3 章　軸対称濃度分布を有する混合気流中の火炎伝播

3.1 緒言---37
3.2 実験装置および方法---40
3.2.1 燃焼器---40
3.2.2 混合気供給方法---41
3.2.3 火炎位置と火炎先端半径の測定方法---42
3.3 実験結果および考察---43
3.3.1 火炎の様子---43

3.3.2 火炎位置・見かけの燃焼速度・火炎先端半径の時間変化 -------- 50
3.3.3 当量比の組合せと見かけの燃焼速度 ---------- 56
3.4 結言 ---------- 61
参考文献 ---------- 62

第 4 章　周期的濃度変動を伴う混合気流中の火炎伝播

4.1 緒言 ---------- 64
4.2 実験装置および方法 ---------- 67
4.2.1 燃焼器 ---------- 67
4.2.2 混合気供給方法 ---------- 68
4.2.3 混合気濃度の測定方法 ---------- 69
4.2.4 火炎位置の測定方法 ---------- 70
4.2.5 燃焼ガス温度の測定方法 ---------- 71
4.2.6 燃焼ガスの成分分析(H_2, CO, CO_2) ---------- 72
4.2.7 燃焼ガスの NOx($NO+NO_2$)濃度測定 ---------- 74
4.3 実験結果および考察 ---------- 75
4.3.1 静的火炎 ---------- 75
4.3.1(a)　火炎位置と燃焼ガス温度 ---------- 75
4.3.1(b)　NOx 濃度 ---------- 76
4.3.2 動的火炎 ---------- 77
4.3.2(a)　当量比変動と火炎位置 ---------- 77
4.3.2(b)　燃焼速度(希薄域変動) ---------- 77
4.3.2(c)　燃焼ガス温度(希薄域変動) ---------- 81
4.3.2(d)　燃焼ガス組成(希薄域変動) ---------- 83
4.3.2(e)　燃焼速度と燃焼ガス温度(過濃域変動) ---------- 85
4.3.2(f)　燃焼速度と燃焼ガス温度(量論まわり変動) ---------- 88
4.3.2(g)　火炎に流入する混合気の相当当量比振幅 ---------- 92
4.3.2(h)　NOx 濃度 ---------- 94
4.3.2(i)　時間平均燃焼ガス温度 ---------- 95
4.4 結言 ---------- 96
参考文献 ---------- 97

第 5 章　結論

5.1 緒言 ---------- 100
5.1.1 第 2 章で得られた知見 ---------- 101
5.1.2 第 3 章で得られた知見 ---------- 101

目　次

5.1.3 第 4 章で得られた知見 ---------- 102
5.2 工学的寄与 ---------- 103
5.2.1 第 2 章で得られた知見の工学的寄与 ---------- 103
5.2.2 第 3 章で得られた知見の工学的寄与 ---------- 104
5.2.3 第 4 章で得られた知見の工学的寄与 ---------- 105
5.3 おわりに ---------- 105
参考文献 ---------- 106
謝辞 ---------- 109

第 1 章　緒　論

1.1　研究の背景と目的

産業革命以降，エネルギーの消費量は指数関数的に増加し始め，今日ではエネルギー問題，CO_2が主原因である地球温暖化，ごみ焼却場からのダイオキシン，自動車などから排出されるNO_x，SO_xなどの環境問題がクローズアップされている．また，エネルギー供給を世界規模でみると，その約 8 割が燃焼によるものであり，これらの問題を解決するため現在，原子力などの代替エネルギーの開発や新燃焼方式の開発が盛んに行われている．しかし 2010 年の見通しでも 75%程度が燃焼であるから，今後も相当の長期間にわたってエネルギー供給の大部分は燃焼に頼らざるをえない[1-1].

1997 年 12 月に京都で開催された地球温暖化防止京都会議において，温室効果ガス排出削減目標が決められた．その決定によると，2008 年～2012 年の間に先進国全体の平均で 1990 年比 5.2%削減しなければならない．この内訳は，ヨーロッパ連合(EU)が 8%，米国が 7%，日本は 6%である[1-2]．しかしながら，2001 年 3 月，米国は京都議定書からの離脱を表明したことから，この数値目標の達成はより難しい状況にある．

以上のように，エネルギーの有効利用や地球環境の保全の問題には，燃焼が密接に関わっており，燃焼現象の解明や高度な燃焼技術の確立は急務である．

現代社会において，人や物を輸送する自動車の存在は必要不可欠であるが，上記の諸問題から，低燃費，かつ高排気浄化特性を有する自動車用エンジン開発のために様々な研究が行われてきた．現在では，火花点火機関の分野において，その高性能化(低燃費化，排気浄化)のために，点火プラグ近傍に量論に近い混合気を，それ以外の領域には希薄限界付近あるいはそれ以下の希薄混合気を分布させて燃焼させる成層燃焼方式が用いられている[1-3]．しかしながら，エネルギーの有効利用や地球環境の保全の問題等を考えると，この燃焼機器のさらなる高性能化を図る必要があり，そのためには，成層混合気中の燃焼の諸特性を明らかにする必要がある．

自動車用エンジンには圧縮自着火エンジンと火花着火エンジンがある．これら二つのエンジンで用いられる燃焼方法は前者が拡散燃焼であり後者に

おいては予混合燃焼が用いられている．本研究で対象とする燃焼は予混合燃焼であるが，予混合燃焼の過程で見られる現象を大別すると，着火，火炎伝播，消炎の三つに分けることができる．本研究論文はこれらの現象のうちの着火と火炎伝播に着目したものである．以下では，これまでの成層濃度場における燃焼を対象としたこれまでの基礎的研究について述べ，本研究との結びつきと研究目的について記す．

本研究において，混合気の着火は火花着火により行うが，火花着火とは混合気の中に火花を放電させることによって自ら伝播する能力のある火炎を生じさせることである[1-4]．これまでの火花着火に関する基礎的研究では，均質混合気中において，燃料の種類，混合気濃度，雰囲気温度，雰囲気圧力，混合気流速，火花電極の間隙長などの着火エネルギーに及ぼす影響について主に調査されている．Lewis and von Elbe[1-5]は，静止均一混合気中における各燃料と空気の混合気濃度，雰囲気温度，雰囲気圧力，火花間隙長と最小着火エネルギーの関係について調査を行い，燃料の種類によって最小着火エネルギーが最小となる混合気濃度が異なること，同じ混合気濃度において，雰囲気温度が高いほど，また雰囲気圧力が高いほど，着火エネルギーが小さくなること，火花間隙長によって着火エネルギーは変化し，ある間隙長で最小値が存在することを見いだしている．服部ら[1-6]，Kono et al.[1-7]，河野ら[1-8]は，混合気流速の着火エネルギーに及ぼす影響について調査を行い，流速の増加に伴い電極による火炎核の冷却作用が小さくなるために，着火エネルギーが最小となる流速が存在することを示している．Ishii et al.[1-9]は，強い乱れを伴う均質混合気の着火特性について合成火花を用いて研究を行い，乱流混合気における火炎核の発達は，初期段階は層流混合気の場合のそれと同様であるが，その後の層流火炎核から乱流火炎核への移行は，初期の乱れ強さの増加につれてより早く現れること，また後続成分火花が高いエネルギーをもつ合成火花は高い着火能力を示し，強い乱れ強さを有する混合気において，とりわけ顕著であることを明らかにした．一般に，火花点火エンジンで用いられている着火装置はトランス昇圧式であり，その火花は容量成分と誘導成分からなる合成火花である．先に述べた Lewis and von Elbe[1-5]の研究では容量成分火花を用いて研究を行っているのに対し，上記の服部ら[1-6]，Kono et al.[1-7]，河野ら[1-8]，Ishii et al.[1-9]の研究では合成火花が用いられている．ただし，Kono et al.，河野ら，Ishii et al.の用いた合成火花は，容量成分火花エネルギーを一定に保ち，誘導成分火花のエネルギーや火花放電持続時間を独立して変化させることのできるものである．Kono et al.[1-10]は容量成分火花のエネルギーを固定し誘導成分火花の放電持続時間のみを変化させた場合の最小着火エネルギーに及ぼす影響について研究を

行っている．その結果，最小着火エネルギーが最小となる最適な火花放電持続時間が存在することを明らかにしている．この他にも火花が相次いで 2 回放電する時の着火エネルギーに及ぼす影響や，火炎核の形成過程に関する数値解析などの報告がなされている[1-11~1-16].

以上のように，着火に関する基礎研究は，濃度場については均質の混合気を対象とし，流れ場については静止，層流，乱流状態とその対象が移りつつある．このことから，流れ場に関しては，実験研究で扱っている着火現象と実際の燃焼器内における着火現象とのギャップは小さくなりつつある．しかしながら，現在，実用化されている筒内直噴エンジン内で形成されるような成層濃度場においては，乱れに加え，濃度場が不均一であることから，このような場における着火現象について研究することは非常に興味深い．そこで本研究では，成層燃焼を用いた火花着火エンジンにおいて，その着火のメカニズムを調査するために，濃度分布を有する混合気流の着火現象について研究を行った．実験は着火位置まわりの反応物質の拡散様式が異なる二種類の濃度分布について行った．これら二種類の濃度分布を形成するために二種類のバーナを用いた．燃料にはメタン(CH_4)とプロパン(C_3H_8)の二種類を用いた．そして着火位置まわりの濃度分布と最小着火エネルギーとの関係について調査する．得られた結果は，均質混合気流中で得られた結果と比較し，火花放電後の火炎核への反応物質の輸送過程について議論する．

濃度分布を有する混合気の火炎伝播に関する研究については，これまでに，炭鉱の坑内で発生する CH_4 の爆発に関する基礎的研究，円管バーナ上に形成される拡散火炎基部の構造やその伝播速度に関する研究，そして先にも記した成層燃焼を用いた火花点火エンジンを対象とした研究などがある．坑道内で発生する CH_4 は，その密度が空気中の酸素や窒素よりも小さいことから，天井に集まり天井から床に向かって成層濃度場を形成する．これに何らかの着火源により火炎が形成され火災事故が起こる．これに関する研究として，Phillips[1-17]は仕切り板によって二チャンネルに分離された出口を持つ矩形の燃焼器を水平に設置し，上方のチャンネルから CH_4，下方からは空気を供給することによって成層濃度場を形成させ，そこを伝播する火炎の特性を調査している．この火炎は未燃側に凸形であり，凸の部分を基点に，上方に過濃メタン/空気火炎，下方に希薄メタン/空気火炎，そしてその間に，過濃メタン/空気火炎と希薄メタン/空気火炎からの余剰反応物が反応して形成される拡散火炎の三つの火炎からなる(triple flame)．彼はこの火炎の伝播速度について調査を行い，静止する火炎の直前における未燃混合気断面平均流速(いわゆる見かけの燃焼速度)は一般的な層流燃焼速度の最大値よりも大きくなることを見出している．また，燃料の濃度分布を光学的手法により測定

し, 燃料と酸素の混合開始位置から火炎直前までの量論混合気の存在する位置を調べ, この量論混合気が存在する線上における未燃ガス速度を粒子軌跡法により測定している. その結果, 未燃ガス速度は火炎に近づくにつれて流管の広がりにより減速し, 火炎直前におけるガス速度(いわゆる局所の燃焼速度)がほぼ層流燃焼速度の最大値に一致することが示された. 彼の実験的研究以降, この triple flame は噴流浮き上がり火炎で確認されており, triple flame の燃焼速度や火炎の構造に関する実験的・数値的研究が数多く行われている[1-17～1-28].

数値的研究として以下のものがある. Dold[1-18]は triple flame について漸近解析の手法を用いて見かけの燃焼速度を求め, 層流燃焼速度の最大値よりも大きくなることを見出している. また, Ruetsch et al.[1-19]も数値計算において, 見かけの燃焼速度は一次元断熱層流予混合火炎の燃焼速度の最大値よりも大きくなることを示し, さらに火炎直前の未燃混合気の流管が広げられていることを明らかにしている. 山下ら[1-20]は詳細反応を考慮した数値計算を行い, 見かけの燃焼速度について Phillip[1-17], Dold[1-18], Ruetsch et al.[1-19]と同様の結果を得ている. そしてこの見かけの燃焼速度が最大発熱量のみならず火炎先端曲率に起因する流体力学的効果にも依存することを指摘している.

一方, 実験的研究としては次のものがある. Kioni et al.[1-21]は矩形バーナで二次元的に形成させた triple flame に対して粒子画像流速測定法(PIV)を用いて局所の燃焼速度を測定し, 計算結果とあわせて検討している. また Plessing et al.[1-22]は三重円管バーナを用いて定在する triple flame を形成させ, 同様の方法を用いて局所の燃焼速度を評価した. 彼らはいずれも triple flame の燃焼速度はおよそ一次元断熱予混合火炎の最大値に等しいとしている. Ko and Chung[1-23]は燃料噴流の下流域において着火することにより, 上流へ移動する非定常火炎を形成し, 火炎基部の triple flame を調査した. その結果, triple flame の燃焼速度と火炎先端曲率および火炎伸長率には相関があることが明らかにされた. Lee and Chung[1-24]は C_3H_8 の噴流浮き上がり火炎の火炎最上流端(triple flame)へ流入する軸方向速度が一次元断熱予混合火炎の燃焼速度の最大値よりも大きくなることを示した. 廣田ら[1-25～1-27], 永井ら[1-28]は Kioni et al.[1-21]の実験と類似したバーナを用い, メタン/空気混合気の各濃度勾配に対する triple flame の火炎形状や OH ラジカル, 速度分布を測定し, 濃度勾配の増加につれて予混合火炎と拡散火炎との熱的干渉の影響により燃焼強度が強められ, 曲率の増加にも関わらず, 局所の燃焼速度は一定値に漸近することを示した.

以上のように triple flame に関するいくつかの研究において, 局所の燃焼

速度が一次元断熱予混合火炎の燃焼速度の最大値を超える結果を得ている．しかしながら，それらの研究では半径方向に速度が一様でなく，その流れ場は単純でない[1-22～1-24]．そこで本研究では，速度分布が一様で半径方向に凸または凹の濃度分布を形成させることのできる二重円管構造のバーナを用いて，プロパン/空気混合気の着火後の火炎の伝播特性について研究を行う．実験は内管と外管からそれぞれ供給する混合気の当量比の組合せを種々変化させることによって，未燃側に凸の穴開き V 型火炎，穴無し V 型火炎，W 型火炎を形成し，これらの火炎先端形状が見かけの燃焼速度に及ぼす影響について研究する．先の各々の研究においては，火炎形状の種類が一つであるが，本研究では三種類の火炎を対象とするため，これら三種類の火炎に対して共通して用いることができる火炎先端半径を定義し，当量比の組合せを種々変化させた時の火炎先端半径と見かけの燃焼速度との関係を調査する．また，均質混合気流中を伝播する火炎と比較することによって，濃度分布を与えた場合の火炎の見かけの燃焼速度が大きくなる原因についても考察する．

以上のように，噴流拡散火炎基部の安定性や坑道内での火災に関する基礎知識を得るために triple flame を用いて研究が行われてきたことを記述してきたが，これらの研究目的とは別に，燃焼器の低燃費化や排気浄化を目的とした成層希薄燃焼方式に関する研究も行われている．

これに関する数値的基礎研究として以下のものがある．Cruz et al. [1-29]は，円管内の静止した成層混合気中と均質混合気中を伝播する層流火炎の伝播速度について調査し，量論から希薄，あるいは過濃から量論に変わる混合気中を伝播する一次元火炎の伝播速度は，対応する当量比の均質混合気中を伝播する火炎よりも速くなり，量論から過濃に変わる混合気中を伝播するとき，これとは逆に遅くなることを示した．Marzouk et al.[1-30]は，よどみ流中における伸長火炎に対して，量論から希薄に単発的に当量比変動を与えた時の火炎構造と燃焼速度に及ぼす影響を調査している．その結果，当量比勾配を伴う混合気中の火炎の伝播は，均質混合気の場合と異なり，火炎背後の熱やラジカルによる back support のために，希薄可燃限界以下の当量比においても燃焼を持続し，さらに当量比勾配が増加するにつれて，flame inertia の効果が強まることを示している．Lauvergne and Egolfopoulos[1-31]と Sankaran and Im[1-32]は対向流中に形成される希薄可燃限界付近の伸長予混合火炎に対して，供給する混合気の燃料濃度を正弦波的に変動させた場合，可燃範囲が広がることを示している．和久ら[1-33～1-35]は一様な未燃混合気中を伝播する平面一次元火炎が，異なった組成を持つ濃度はん点列と単一濃度はん点に遭遇したときの火炎の挙動について，前者の場合においては，

火炎はしわ状に変形するが，その変形は時間とともに収束するのに対し，後者の場合においては，火炎形状の変形は増大し続けることを示した．

成層燃焼に関する実験的基礎研究もいくつかある．Karim and Lam[1-36]は静止空気が充填された垂直円管内に CH_4 を解放し，自然対流と分子拡散により成層濃度場を形成させ，この雰囲気中における火炎の伝播速度が，対応する燃料濃度の均質混合気中を伝播する火炎よりも速くなることを明らかにした．吉田ら[1-37]は，当量比の異なる混合気を層状に配置させることのできる定容燃焼器を用い，当量比の組合せを種々変化させた場合の火炎伝播状況を調査している．その結果，直接点火できない希薄予混合気でも，可燃範囲内の混合気の間に層状に配置することによって燃焼させることができることが示された．北川ら[1-38,1-39]は，定容燃焼器内の可燃限界以下の静止混合気または空気中に気体燃料を噴射することによって成層濃度場を形成し，この混合気における希薄領域への火炎伝播特性について，燃料噴流内の燃料濃度の高い領域で形成された火炎は，可燃範囲以下の希薄予混合気の領域に達した後もある程度燃焼し続けることや，燃料噴射中の着火においては，燃料噴射後の着火と火炎形態が異なり，燃焼期間が長くなるという知見を得ている．

以上が成層混合気中を伝播する火炎に関するこれまでの研究であるが，不均一な混合気あるいは周期的な燃料あるいは酸素濃度変動を伴う混合気を伝播する火炎からの NOx 排出抑制に関する研究もいくつか行われている．長谷ら[1-40,1-41]，Mongia et al.[1-42]は，平均当量比が量論あるいは希薄な場合の不均一混合気を伝播する火炎からの NOx 排出特性について調査し，平均当量比が量論付近の場合，混合気濃度分布の不均一性が増すにつれて，均一混合気の場合よりも NOx 排出量が少なくなり，希薄域においてはその傾向が逆になることを明らかにした．毛笠ら[1-43～1-45]は燃料流量あるいは空気流量を周期的に変動させて供給する強制振動燃焼の燃焼ガス中に含まれる NOx 濃度に及ぼす影響について調査している．その結果によると，燃料あるいは空気の噴射が数 Hz のとき，NOx 排出を抑制できることが示されている．しかしながら，この実験は燃焼器の構造上，周波数の増加につれて周期的に変動する燃料あるいは空気流量の変動振幅が，燃焼場に到達するまでに減衰し，また，低い周波数において安定した連続燃焼が出来ない場合は，点火栓より連続放電を行っている．したがって，この NOx 濃度の低減効果の原因が周波数の大きさによるものか，または混合気の濃度変動振幅によるものか現象論的に議論することが出来ない．

以上のように，これまでの成層混合気中の火炎伝播特性に関連した研究の多くは，単発の濃度変化を対象としたものが多く，特に実験研究で扱ってい

る濃度場や流れ場は複雑であることから．本研究では，乱流混合による混合気形成や，近年エンジン燃焼で考案されている複数回燃料噴射などのような，濃度変動が単発ではなく継続する場合の燃焼を考えたときに，より実際の状況に近いと思われる周期的な濃度変動を伴う混合気流中を伝播する火炎を研究対象とした．流れ場や濃度場の単純性や火炎の安定性を考慮して，流れ方向にのみ濃度変動する混合気流を壁面に衝突させるよどみ流タイプの予混合バーナを作製し，メタン/空気混合気火炎について，濃度変動を与えたときの燃焼速度と燃焼ガスの温度と濃度(H_2および CO 濃度)の応答を調査し，さらに時間平均 NOx 濃度についても調査する．得られた結果を定在火炎と比較することによって，反応物質の火炎への輸送過程について議論する．また，一般に希薄域で当量比変動をさせたときの NOx 濃度は，その平均当量比に対応する定常火炎におけるその濃度よりも高くなるといわれているが，変動周波数によってはその逆の傾向を示すことについても述べる．

1.2　本論文の構成

本論文は以下のように構成されている．

第 1 章　緒論

本論文の背景とその位置付け，研究目的について述べる．

第 2 章　濃度分布を有する混合気流の着火特性

仕切り板で区切られた二チャンネルからなる矩形バーナと二重円管構造のバーナを用いて，それぞれ着火位置まわりに二次元的濃度分布と軸対称の濃度分布を形成させ，これらの濃度分布の最小着火エネルギーに及ぼす影響について調査した．得られた結果を均質混合気流中で得られた最小着火エネルギーと比較し，火花放電後の火炎核への反応物質の輸送過程について議論する．

第 3 章　軸対称濃度分布を有する混合気流中の火炎伝播

二重円管構造のバーナを用いて半径方向に軸対称の濃度分布を形成させ，このときの内管と外管に供給する混合気の当量比の組合せを種々変化させたときの火炎の伝播特性について調査し，得られた火炎の移動速度と混合気

流速から見かけの燃焼速度を算出した．そして，当量比の組合せの火炎先端形状と見かけの燃焼速度に及ぼす影響について議論する．また，当量比の組合せによって，一次元断熱予混合火炎の燃焼速度の最大値を超える火炎が存在する可能性も示す．

第 4 章　周期的濃度変動を伴う混合気流中の火炎の特性

混合気の濃度が周期的に変動する場合の火炎の特性について実験的に調査する．流れ場や濃度場の単純化のため，流れ方向にのみ濃度変動する混合気流をつくり，これを壁面に衝突させるよどみ流タイプの予混合バーナを作製した．メタン/空気火炎について，濃度変動を与えたときの燃焼速度，燃焼ガス温度，燃焼ガスの H_2 および CO 濃度の応答について調査し，また，周期的濃度変動の燃焼ガス中に含まれる NOx 濃度に及ぼす影響についても調査した．そして定常火炎と変動火炎のそれぞれの結果を比較し，火炎への反応物質の輸送過程についても議論する．

第 5 章　結論

第 2 章から 4 章で示された，濃度分布を有する混合気流の着火と火炎伝播について，得られた知見を総括し，本論文の工学的寄与について述べる．

参考文献

1-1. 新岡嵩, “燃える,ろうそくからロケットの燃焼まで”, オウム社, (1994), pp.5-6.

1-2. 環境省ホームページ http://www.env.go.jp/

1-3. 金子靖雄, “ガソリン直墳エンジン”, 山海堂, (2000), pp.1-5.

1-4. 熊谷清一郎, “燃焼”, 岩波全書, (1982), p18.

1-5. 例えば, Lewis Bernard and von Elbe Guenther, “Combustion, Flames and Explosions of Gases, third edition”, Academic Press, (1986), pp.333-361.

1-6. 服部正,深見彰,西田実,後藤堅司,大東俊一, “可燃性混合気の気流中における火花点火”, 日本機械学会論文集 B 編, 49 巻 447 号, (1983), pp. 2437-2444.

1-7. Kono M., Hatori K. Iinuma K., “Investigation on Ignition Ability of Composite Sparks in Flowing Mixtures”, Twentieth Symposium

(international) on Combustion / The Combustion Institute, (1984), pp.133-140.

1-8. 河野通方,羽鳥和夫,飯沼一男, “流動混合気の火花点火における要因解析”, 日本機械学会論文集 B 編, 51 巻 461 号, (1985), pp.248-256.

1-9. Ishii K., Aoki O., Ujiie Y. and Kono M., “Investigation of Ignition by Composite Sparks under High Turbulence Intensity Conditions”, Twenty-Fourth Symposium (international) on Combustion/ The Combustion Institute, (1992), pp.1793-1798.

1-10. Kono M., Kumagai S. and Sakai T., “The Optimum Condition for Ignition of Gases by Composite Sparks”, Sixteenth Symposium (International) on Combustion / The Combustion Institute, (1977), pp.757-766.

1-11. 熊谷清一郎,木村逸郎, “点火線輪火花と容量火花との点火能力の比較” 機械の研究,第 3 巻, (1951), pp.201-204.

1-12. 河野通方,熊谷清一郎, “容量火花の点火能力に及ぼす周波数の影響”, 機械の研究,第 26 巻, (1974), pp.290-294.

1-13. 河野通方,熊谷清一郎, “容量火花による可燃性混合気の点火-相次いで 2 回放電する容量火花を用いた場合-”,機械の研究,第 26 巻, (1974), pp.649-656.

1-14. 丹生謙一,塚本達郎,氏家康成,河野通方, “火花点火による火炎核生成過程の数値解析”, 日本機械学会論文集 B 編, 54 巻 501 号, (1988), pp.1189-1193.

1-15. Kono M., Niu K., Tsukamoto T. and Ujiie Y., “Mechanism of Flame Kernel Formation Produced by Short Duration Sparks”, Twenty-Second Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, (1988), pp.1643-1649.

1-16. Tromans P. S. and R. Furzeland M., “An Analysis of Lewis Number and Flow Effects on the Ignition of Premixed Gases”, Twenty-First Symposium (International) on Combustion / The Combustion Institute, (1986), pp. 1891-1897.

1-17. Phillips H., “Flame in a Buoyant Methane Layer”, Tenth Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, (1965), pp.1277-1283.

1-18. Dold J.W. “Flame Propagation in a Nonuniform Mixture: Analysis of a Slowly Varying Triple Flame”, Combustion and Flame 76, (1989), pp.71-88.

1-19. Ruetsch G.R., Vervisch L. and Linan A. “Effect of Heat Release on Triple Flames”, Physics of Fluids, Vol.7, No.6, (1995), pp.1447-1454.

1-20. 山下博史,堤谷進也,崔洛挺, “Triple Flame の火炎構造に与える燃料および当量比の影響”, 日本機械学会論文集 B 編, 65 巻 630 号, (1999), pp. 775-782.

1-21. Kioni P.N., Bray K.N.C., Greenhalgh D.A. and Rogg B., “Experimental and Numerical Studies of a Triple Flame”, Combustion and Flame 116, (1999), pp.192-206.

1-22. Plessing T., Terhoeven P., Peters N. and Mansour M.S., “An Experimental and Numerical Study of a Laminar Triple Flame”, Combustion and Flame 115, (1998), pp.335-353.

1-23. Ko Y.S. and Chung S.H., “Propagation of Unsteady Tribranchial Flames in Laminar Non-premixed Jets”, Combustion and Flame 118, (1999), pp.151-163.

1-24. Lee B.J. and Chung S.H., “Stabilization of Lifted Tribranchial Flames in Laminar Nonpremixed Jet”, Combustion and Flame 109, (1997), pp.161-172.

1-25. 廣田光智,松尾亜紀子,溝本雅彦, “濃度勾配を有する予混合気中を伝播する火花先端領域の特性”, 日本機械学会論文集 B 編, 66 巻 646 号, (2000), pp.1557-1564.

1-26. 廣田光智,松尾亜紀子,溝本雅彦, “Triple Flame の燃焼速度から考察する火炎先端の相互干渉”, 日本機械学会論文集 B 編, 67 巻 661 号, (2001), pp. 2353-2360.

1-27. 廣田光智,松尾亜紀子,溝本雅彦, “Triple Flame における予混合火炎の火炎特性”, 日本機械学会論文集 B 編, 69 巻 677 号, (2003), pp.177-184.

1-28. 永井良卓,廣田光智,溝本雅彦, “Triple Flame の燃焼速度に及ぼす火炎面曲率の影響”, 日本機械学会論文集 B 編, 70 巻 691 号,(2004), pp.780-788.

1-29. Cruz A. Pires Da, Dean A.M. and Grenda J.M., “A Numerical Study of the Laminar Flame Speed of Stratified Methane/Air Flames”, Proceedings of the Combustion Institute, Volume28, (2000), pp.1925-1932.

1-30. Marzouk Y.M., Ghoniem A.F. and Najm H.N., “Dynamic Response of Strained Premixed Flames to Equivalence Ratio Gradients”, Proceedings of the Combustion Institute, Volume28, (2000), pp.1859-1866.

1-31. Lauvergne Romain and Egolfopoulos Fokion N., “Unsteady Response of

C_3H_8/Air Laminar Premixed Flames Submitted to Mixture Composition Oscillations", Proceedings of the Combustion Institute, Volume28, (2000), pp.1841-1850.

1-32. Sankaran Ramanan and Im Hong G., "Dynamic Flmmability Limits of Methane/Air Premixed Flames with Mixture Composition Fluctuations", Proceeding of the Combustion Institute, Volume 29, (2002), pp.77-84.

1-33. 和久智裕, 山下博史, 竹野忠夫, "濃度はん点に起因する予混合火炎の非定常挙動",日本機械学会論文集 B 編,62 巻 601 号,(1996),pp.3502-3509.

1-34. 和久智裕, 竹野忠夫, "濃度はん点列に起因する予混合火炎挙動の変化", 日本機械学会論文集 B 編, 63 巻 609 号, (1997), pp.1798-1805.

1-35. 和久智裕, 竹野忠夫, "濃度はん点に起因する予混合火炎挙動の変化(第 2 報,凸と凹の変形を受けた火炎の比較) ", 日本機械学会論文集 B 編, 64 巻 619 号, (1998), pp.931-938.

1-36. Karim G.A. and Lam H.T., "Ignition and Flame Propagation within Stratified Methane-Air Mixtures Formed by Convective Diffusion", Twenty-First Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, (1986), pp.1909-1915.

1-37. 吉田肇, 新井雅隆, 廣安博之, "成層混合気の燃焼に関する研究", 日本機械学会論文集 B 編, 54 巻 506 号, (1988), pp.2941-2948.

1-38. 北川敏明, 城戸裕之, 出口智崇, 山下純也, "気体燃料噴流による成層混合気の燃焼特性", 日本機械学会論文集 B 編, 67 巻 658 号, (2001), pp. 1549-1554.

1-39. 北川敏明, 城戸裕之, 金奎成, 古賀宏孝, "気体燃料噴流により形成された成層混合気中における希薄領域への火炎伝播特性", 日本機械学会論文集 B 編, 68 巻 673 号, (2002), pp.2657-2663.

1-40. 長谷耕志,郡泰道,扇啓一, "予混合燃焼における空気比時間変動の NOx 生成への影響(第一報)", 燃焼の科学と技術, Vol.1, (1993), pp.175-181

1-41. 長谷耕志,郡泰道, "予混合燃焼における空気比時間変動の NOx 生成への影響(第二報)", 燃焼の科学と技術, Vol.2, (1994), pp.185-191.

1-42. Mongia Rajiv K., Tomita Eiji, Hsu Frank K., Talbot Lawrence and Dibble Robert W., "Use of an Optical Probe for Time-Resolved IN-SITU Measurement of Local Air-to-Fuel Ratio and Extent of fuel Mixing with Applications to Low NOx Emissions in Premixed Gas Turbines", 26th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, (1996), pp.2749-2755.

1-43. 毛笠明志,“強制振動燃焼の NOx 低減効果”, 日本機械学会論文集 B 編, 67 巻 662 号, (2001), pp. 2574-2581.

1-44. 毛笠明志, 宮藤章, 辻下正秀, “強制振動燃焼のラジアントチューブバーナへの適用(NOx 低減効果の実証)”, 日本機械学会論文集 B 編, 68 巻 667 号, (2002), pp.943-948.

1-45. 毛笠明志, 宮藤章, 辻下正秀, “強制振動燃焼の工業炉用バーナへの適用(NOx 低減効果の検証)”, 日本機械学会論文集 B 編, 68 巻 675 号, (2002), pp.3219-3224.

第 2 章　濃度分布を有する混合気流の着火特性

2.1　緒　　言

燃焼には燃料と空気(O_2)に加え，着火源が必要である．たとえ強力な着火源があっても燃料あるいは O_2 の濃度がある値より小さければ着火そして燃焼にいたるとは限らず，逆に燃料と O_2 の割合が可燃範囲内にあっても，着火させるための熱エネルギーが小さすぎるとやはり燃焼には至らない．混合気の着火方法には自発着火と強制着火があるが，内燃機関でいうところの圧縮着火エンジンの着火方法は自発着火方式であり，火花着火エンジンには強制着火方式が用いられる．強制着火には熱面着火，レーザ着火，火花着火などがある．熱面着火とは 1000℃以上に加熱した固体表面や熱線などを混合気に接触させて燃焼させる方式[2-1]であり，レーザ着火とは高いエネルギーのレーザビームを混合気に照射することによって燃焼させる方式[2-2]である．そして火花着火とは混合気中で火花放電させることによってみずから伝播する能力のある火炎を生じさせる方式であり，強制着火の中で最も良く用いられる着火方式である．

火花放電によってほとんど瞬間的に生じる小さな火炎，すなわち火炎核は，ある条件のもとでは火炎にまで成長して火花点火は成功するが，ある条件のもとでは一時的，局部的な伝播を行うのみで持続されず，やがて消滅して火花点火は失敗する．ここにいう条件とは，混合気と電気火花との双方に関わるもので，混合気については，その組成，温度，圧力，流れの有無，および流れがある場合は，その流れの状態によってであり，電気火花については，そのエネルギー，放電の性質，電極形状，火花間隙の長さなどである．

これまでの火花着火に関する実験的研究では，先に示すように混合気と電気火花の各種パラメータ(例えば，混合気の組成，電極間隙など)を変化させた場合の火炎核の成長過程や最小着火エネルギー E_{min} に及ぼす影響について調査されてきた．Lewis and von Elbe[2-3]は，静止均一混合気中における各種燃料と空気の混合気濃度，雰囲気温度，雰囲気圧力，および火花間隙長と E_{min} の関係について調査を行い，燃料によって E_{min} が最小となる混合気濃度が異なること，同じ混合気濃度において，雰囲気温度が高いほど，雰囲気圧力が高いほど，E_{min} が小さくなること，火花間隙長によって E_{min} は変化し，ある間隙長で最小値が存在することを見出した．Ballal and Lefevre[2-4,2-5]

は，流動プロパン/空気混合気中において，容量性火花を用いて E_{min} の測定を行い，その結果，E_{min} が最も小さくなる火花の持続時間が存在することや電極材料の沸点温度が低いほど最小着火エネルギーが小さくなることを明らかにしている．先の研究において容量性火花は放電内容が単純であり，また放電時間が極めて短いために着火過程との干渉が少ないことから多く用いられてきた．容量性火花は一般に高周波の振動放電になるものであるとの観点から，河野と熊谷は容量火花のエネルギーを一定に固定した場合の振動放電の着火能力に関する研究に関する研究を行っている．彼らは，その振動数が 100KHz 前後で着火能力が最大になることを示した[2-6]．彼らはさらに，振動放電する火花の最初の 1 周期を，半周期ごとに放電する極めて短い 2 回の火花で代表させ，その火花放電時間間隔と着火能力との関係も調べている．これにより，着火能力が最大となる最適な火花放電時間間隔があることが確かめられている[2-7]．一般に，火花点火機関において用いられる火花は，合成火花であり，合成火花は容量成分と誘導成分からなっているが，熊谷と木村[2-8]は合成火花と容量火花の着火能力に関する研究を行い，ある火花間隙長を境界に，これより大きな場合には合成火花が優れており，小さい場合には容量火花が優れていることを明らかにしている．Kono et al.[2-9]は容量成分火花のエネルギーと火花持続時間を一定に保ち，誘導成分のエネルギーと放電持続時間を任意に変えることのできる合成火花を用いて，静止均質混合気中において誘導成分火花の放電持続時間と E_{min} の関係を調査している．彼らもまた，E_{min} が最小となる火花持続時間が存在することを示している．服部ら[2-10]，Kono et al.[2-11]，河野ら[2-12]は混合気流速の E_{min} に及ぼす影響について調査を行い，同じ混合気濃度において，流速の増加に伴い電極による火炎核の冷却作用が小さくなるために，E_{min} が最小となる流速があることを見出した．Ishii et al.[2-13]は，強い乱れを伴う均質混合気の着火特性について合成火花を用いて研究を行い，乱流混合気における火炎核の発達は，初期段階は層流混合気の場合のそれと同様であるが，その後の層流火炎核から乱流火炎核への移行は，初期の乱れ強さの増加につれてより早く現れること，また後続成分火花が高いエネルギーをもつ合成火花は高い着火能力を示し，強い乱れ強さを有する混合気において，とりわけ顕著であることを明らかにしている．

着火に関する数値的研究について以下のものがある．丹生ら[2-14]，Kono et al.[2-15]は火花着火による火炎核の形成過程について，化学反応を無視して，高温熱源を供給したときの気体の流動および温度分布の数値解析を行っている．この数値解析から，計算によって得られた高温のガス核は，実験によって得られたシュリーレン写真と，その形状においてほぼ一致した結果を

得ている．Aoki et al.[2-16]は，合成火花による乱流混合気の着火特性について数値的に調査し，誘導性火花が火花間隙近傍の火炎核を維持すること，火花間隙内の乱れを抑制することを示している．Tekawa et al.[2-17]は火花成分の最小着火エネルギーに及ぼす影響とラジカルの振る舞いについて調査している．彼らは，容量性火花によって作られた流れは反応を活性化し，誘導性火花はラジカルの生成を促進することを示し，容量性火花と誘導性火花との最適なエネルギー割合があることを示唆した．

以上のように，着火に関する基礎的研究について，濃度場については均質混合気を対象とし，流れ場については静止，層流，乱流状態へと研究対象が移っていることがわかる．このことから流れ場に関して言えば，実験研究で扱っているモデル的な着火の現象と実際の燃焼器内における着火現象との性質は近づきつつある．しかしながら，実用化されている筒内直噴エンジン内で形成されるような成層濃度場の場合，燃焼室内は乱れに加えて濃度場が不均一であり，このような場における着火現象を調査することは興味深いが，これに関する研究報告はこれまでにない．そこで，成層濃度場と着火メカニズムとの関係を明確にするために，流れ場を層流状態とし濃度が一様ではなく分布を有する混合気流を用いて，分布の状況が E_{min} に及ぼす影響について実験的に研究した．実験は，着火前において着火位置まわりの反応物質の拡散様式が，均質混合気の場合とは異なる二種類の濃度分布(二次元分布と軸対称分布)について行われた．なお，ここでは濃度分布(濃度の非一様性)に対する指標値として着火位置での当量比勾配を用いている．

主な記号

D_i	:	i 成分の拡散係数
E	:	火花エネルギー
E_{min}	:	最小着火エネルギー
ϕ	:	着火位置における当量比
ϕ_A	:	バーナの混合気噴出し口 A における設定当量比
G_ϕ	:	当量比勾配
I	:	電流
r_{st}	:	理論酸燃比
t_d	:	放電持続時間
U	:	混合気流速
V	:	電圧

Y_i　：　i 成分の濃度
x, y, z　：　直角直交座標系
r, z　：　円筒座標系

2.2　実験装置および方法

2.2.1 燃焼器

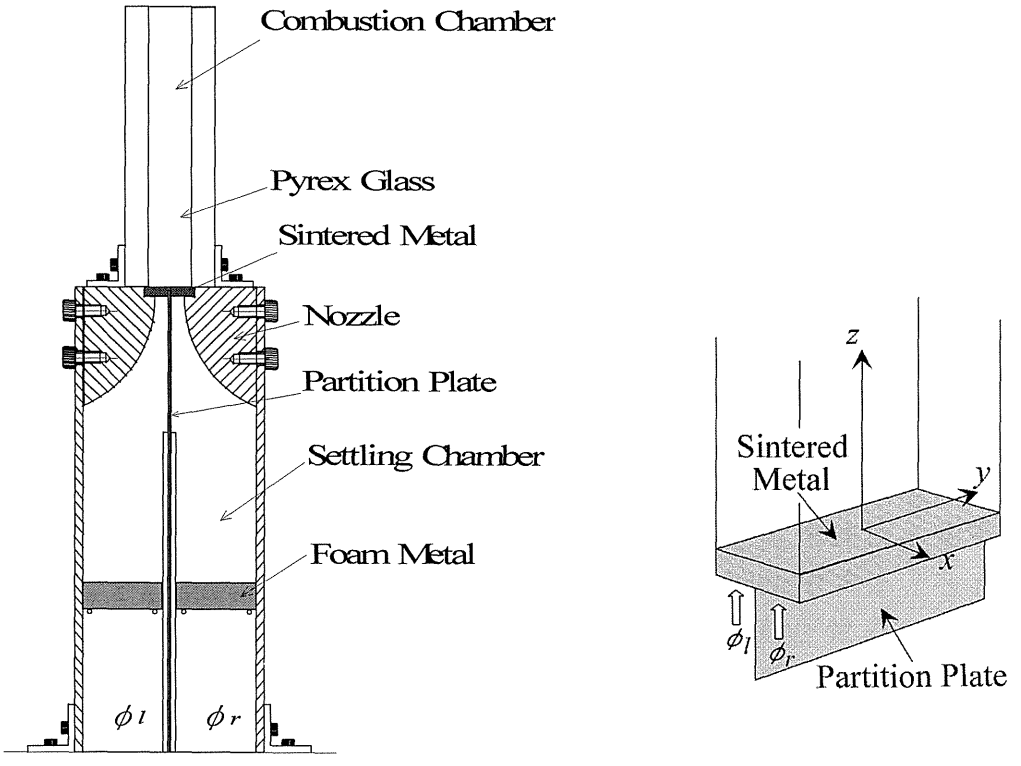
濃度分布が最小着火エネルギーE_{min}に及ぼす影響を調査するために，着火前において，着火位置まわりの反応物質の拡散様式が異なる二種類の濃度分布を選んだ．二種類の濃度分布を形成させるために次の二つの燃焼器が使用された．一つは二チャンネルからなる矩形バーナを用いて着火位置に対して非対称の二次元濃度勾配を形成した．もう一つは二重円管バーナを用い，着火位置に対して対称的な濃度分布を形成させた．矩形バーナと二重円管バーナの概略図および座標系をそれぞれ図 2.1(a),(b)，2.2(a),(b)に示す．

2.2.1(a)矩形バーナ

図 2.1(a)に矩形バーナの概略を示す．燃焼器は燃焼室と整流室からなる．燃焼室は幅(x 方向)18mm，奥行き(y 方向)34mm，高さ(z 方向)120mm の直方体形状である．燃焼室上部は大気開放であり，火花電極を挿入することができる．正面および裏面には耐熱ガラスを設置し，電極の位置や着火の有無を確認することができる．整流室は仕切り板で 2 つの部屋に分離しており，左右異なる当量比(ϕ_lおよびϕ_r)の混合気を供給できる．ϕ_lとϕ_rの組み合わせを変化させることにより燃焼室内の x 方向に任意の大きさの濃度勾配を持つ二次元当量比分布を形成させることができる．図 2.1(b)に示すように座標軸(x, y, z)の原点をバーナ出口中心におく．着火は y=0mm，z=50mm の x=±1.5mm の範囲で，また，当量比の測定は y=0mm，z=50mm の x=±2.0mm の範囲で行った．

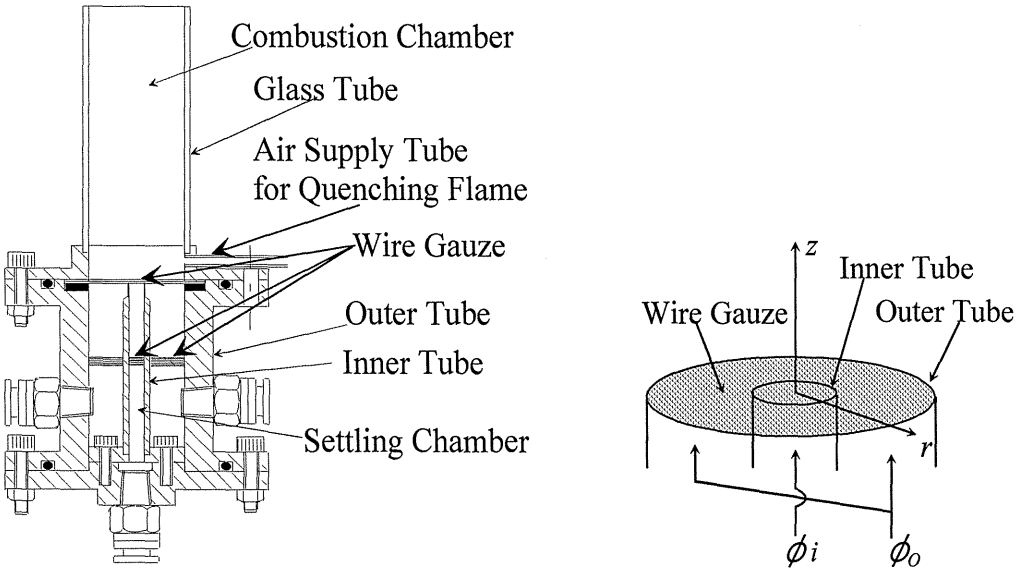
2.2.1(b)二重円管バーナ

図 2.2(a)に二重円管バーナの概略を示す．燃焼器は燃焼室と整流室からなる．整流室は内管と外管からなり，それぞれの内径は 4mm と 25mm である．燃焼室には内径 25mm のガラス管を用いた．燃焼室上部は大気開放であり，



(a) Burner　　(b) Coordinate system

Fig. 2.1 A Schematic of the rectangular type burner



(a) Burner　　(b) Coordinate system

Fig. 2.2 Schematic of the coaxial flow type burner

火花電極を挿入することができる．内管と外管にはそれぞれ異なる当量比(ϕ_iおよびϕ_o)の混合気を供給できる．ϕ_iとϕ_oの組み合わせを変化させることにより，燃焼室内の半径方向に凹，あるいは凸形状の任意の軸対称当量比分布を形成させることができる．図 2.2(b)に示すように座標軸(r, z)の原点をバーナ出口中心におく．着火はr=0mm，z=50mm の位置で行った．当量比分布の測定範囲はz=50mm のr≦2mm である．

2.2.2 混合気供給方法

本実験で使用した流路系の概略を図 2.3 に示す．燃料には C_3H_8(純度 96.2%)と CH_4(純度 99%)を，酸化剤には空気を用いた．安定した火花放電を得るため，バーナ内の二つの整流室直前で水温 25℃の加湿器により混合気を加湿(湿度：約 2vol%)した．バーナから流出する混合気流速は，矩形バーナの場合は 30cm/sec，二重円管バーナの場合は 110cm/sec である．また，着火により形成された火炎は流路系のバイパスによって混合気の供給を停止させるか，二重円管バーナの場合は整流室出口下流に設置してある管から空気を噴出させて消炎させた．

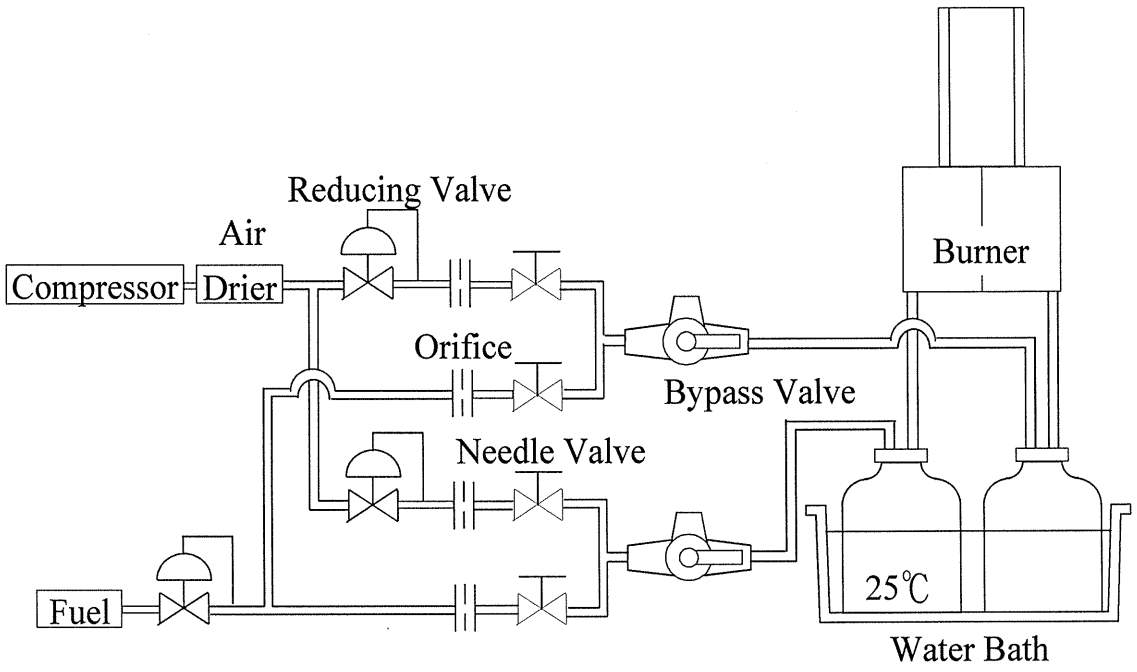


Fig. 2.3 Gas supplying system

2.2.3 着火装置および火花放電エネルギー

実験開始前に予め着火位置まわりの当量比分布の測定を行うが，流れ場に電極を設置した際，得られた濃度分布の変化を最小限にするために，図 2.4 に示す火花電極を用いた．電極には冷却作用を小さくする目的で素線径 0.1mm のタングステン線を用いた．タングステン線は外径 1.2mm のセラミック管から 1.5mm 突き出している．電極はバーナ上部より挿入できるように，その角度を 30° とし電極間隙は 2.5mm とした．

着火にはトランス昇圧型の電源を用いた．電源に用いた回路を図 2.5 に示す．トランスの一次側に供給する電圧を変化させることによって二次側の火花放電エネルギーを変化させている．一次側へ供給電圧は安定化電源を用いて変化させているが，供給時間は 13.2 μ sec である．実験開始前に予め一次側供給電圧と火花エネルギーの関係を測定してから最小着火エネルギーの測定を行った．一次側供給電圧と火花エネルギーとの関係は以下の方法で求めた．着火実験開始前に一次側の供給電圧に対する火花放電時の二次側電流値 I および電圧値 V をそれぞれ，ロゴスキーコイルと高電圧プローブを用いてデジタルオシロスコープに取り込み，その結果から火花エネルギー E を算出することで得た．二次側 I, V および E の時間履歴の一例を図 2.6 に示す．

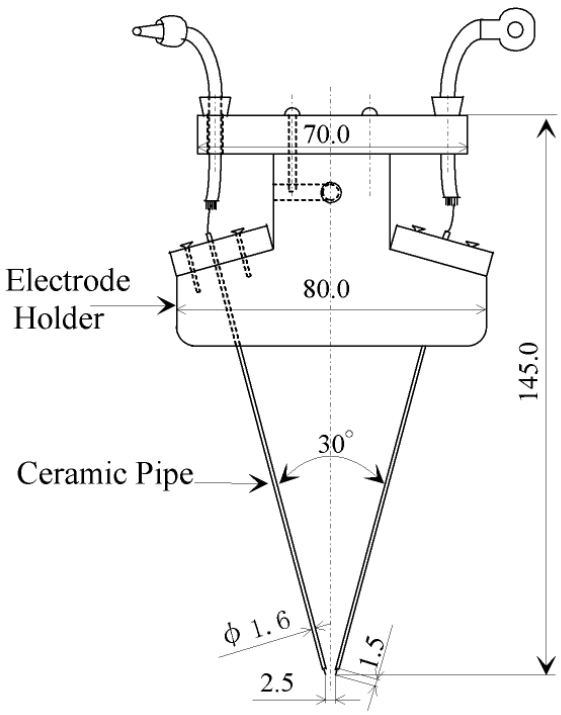


Fig. 2.4 Schematic of the park electrode

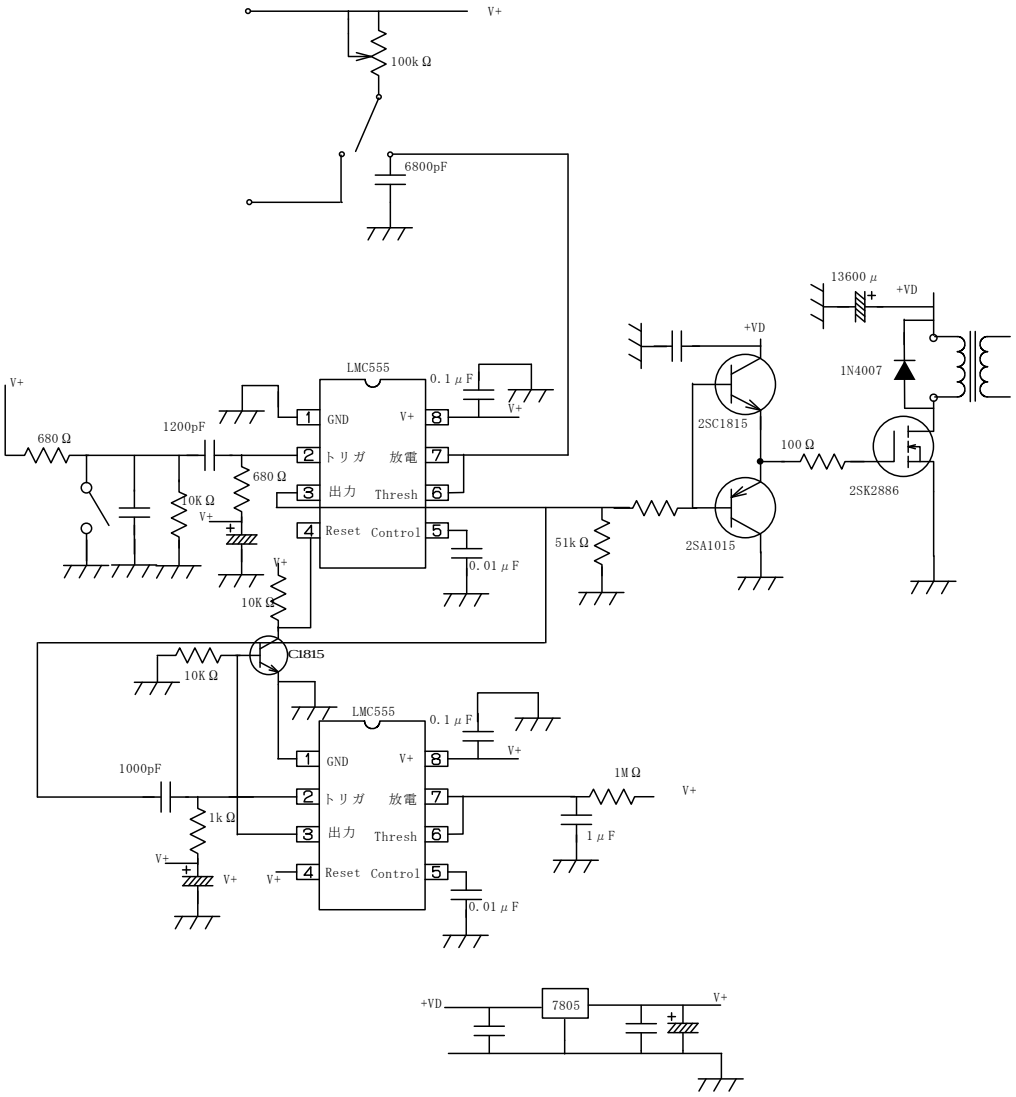


Fig. 2.5 Power supply circuit for the ignition

図から V が絶縁破壊電圧に達した後，放電が起きていることがわかる．得られたトランス一次側供給電圧 V と火花放電エネルギー E の関係を図 2.7，また火花エネルギー E に対する放電持続時間 t_d の関係を図 2.8 に示す．この図から本実験における放電持続時間は約 5 μ sec～10 μ sec であることがわかる．いくつかの当量比の均質混合気中において火花持続時間と最小着火エネルギーの関係について調査した Kono et al.[2-9]の研究結果によると，火花持続時間が約 30 μ sec で最小着火エネルギーが最も小さくなり，その火花持続時

間より長くあるいは短くなるにつれて最小着火エネルギーが増加することを明らかにしている．本研究の火花エネルギーの範囲内においては，火花持続時間は 30 μ sec よりも短く，したがって，本着火実験において最小着火エネルギーは 1 つしか存在しない．最小着火エネルギーの測定は，昇降法を用い着火確率 50%のエネルギーとした[2-18]．着火の有無は目視により判断した．

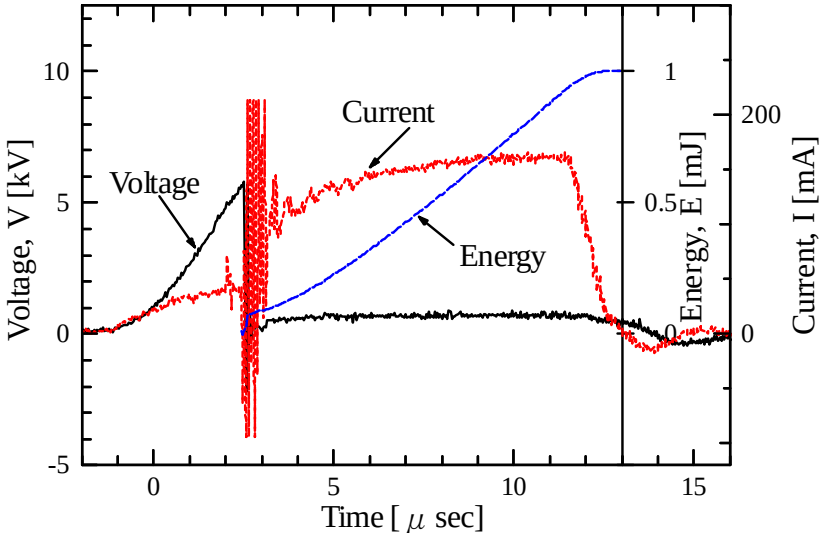


Fig. 2.6 Discharge waveform

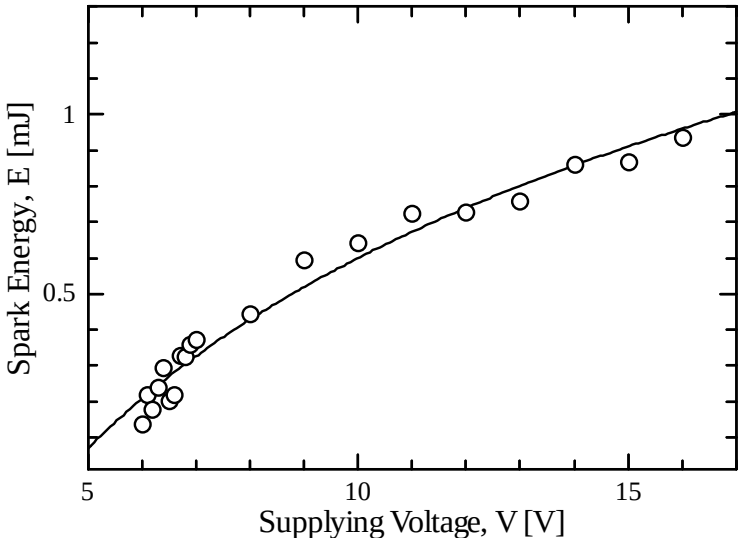


Fig. 2.7 Relationship between supplying voltage and spark energy

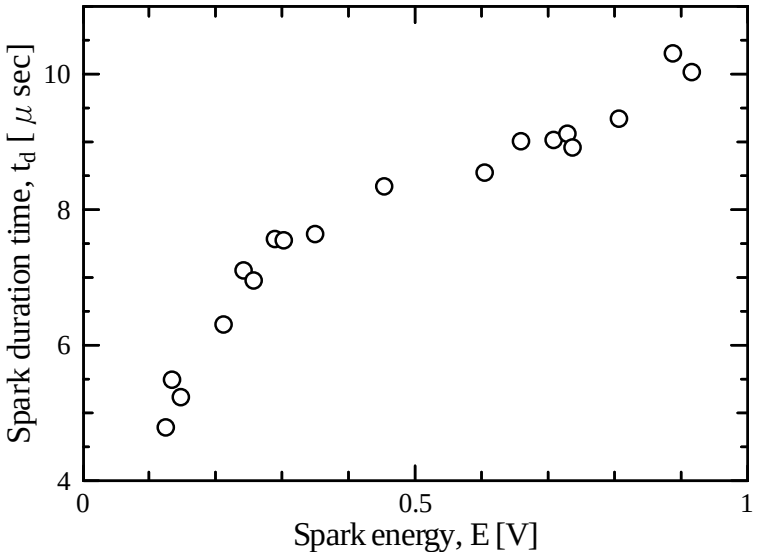


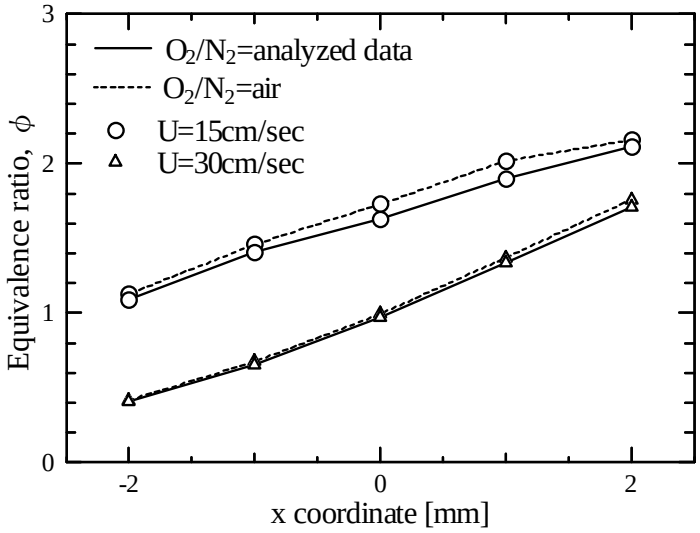
Fig. 2.8 Relationship between spark energy and spark duration time

2.2.4 混合気濃度分布測定法と当量比勾配の定義

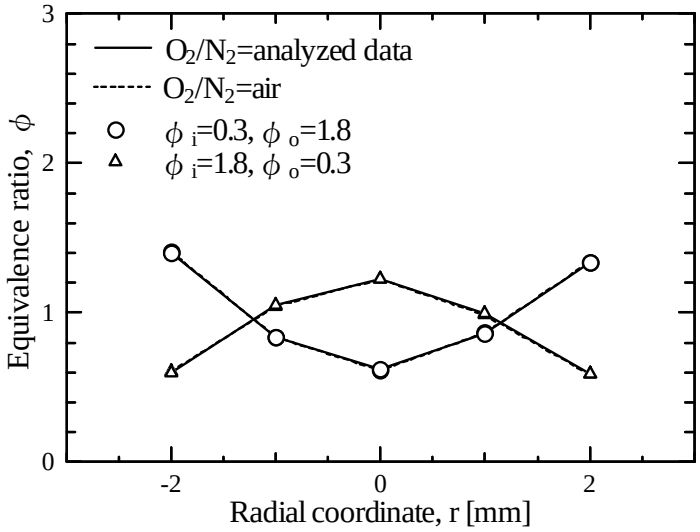
混合気の濃度分布測定に用いた吸引管の外径および内径はそれぞれ，0.52mm と 0.26mm であり，吸引速度は混合気流速と同じである．吸引には容積 5cm^3 の注射器を用い，スピードコントロールモータの回転を往復運動に変え混合気を吸引する．混合気吸引系のデッドスペースを考慮し 2 回スキャベンジングした．

吸引した混合気の 0.5cm^3 をガスクロマトグラフ(島津製作所 GC14-A)へ注入し混合気組成の分析を行った．キャリアガスには He(純度 99.99995％以上)を用い，充填剤にはモレキュラシーブ 5A と活性アルミナ(O_2 と N_2 の分離ができない)を用いた．ガスクロマトグラフの設定温度は，充填剤の種類に関わり無く，気化室温度 90℃，カラム温度 60℃，検出器温度 90℃とした．キャリアガス流量はモレキュラシーブ 5A と活性アルミナが充填されているそれぞれのカラムについて，4.1cm^3/min，14.2cm^3/min である．モレキュラシーブ 5A は O_2，N_2，CH_4 の濃度の分析のために，活性アルミナは C_3H_8 と空気(O_2+N_2)の濃度を分析するために使用した．メタン/空気混合気の CH_4 と O_2 の分析にはモレキュラシーブ 5A を用いた．一方，プロパン/空気混合気の場合，C_3H_8 と O_2 の分析には活性アルミナとモレキュラシーブ 5A の二種類の充填剤を用いる必要がある．これは濃度分布がある場合，C_3H_8，O_2，N_2 の 3 成分の拡散係数の違いから，O_2 と N_2 との濃度の割合が，空気と異なること

が予想されるためである(選択拡散効果). この選択拡散の影響を調べるために, 燃料に C_3H_8 を用いて濃度分布を測定した. 図 2.9(a), (b)はそれぞれ, 矩形バーナと二重円管バーナにおける当量比分布の一例を示している. 図中の実線は O_2 と N_2 をそれぞれ分析して求めた場合, そして破線は O_2 と N_2 の



(a) Two dimensional equivalence ratio distributions



(b) Axisymmetrical equivalence ratio distributions (U=110cm/sec)

Fig. 2.9 Influence of mixture flow velocity on preferential diffusion

割合を空気としたときの当量比分布を示している.図 2.9(a)は比較のために, U=15cm/sec の場合も載せてある．図 2.9(a)より，U=15cm/sec において O_2 と N_2 を分析して求めた当量比分布曲線は，O_2 と N_2 の割合を空気として求めたものより低く，選択拡散効果が顕著に現れている．そして U を 30cm/sec にすると,その効果は小さくなっていることがわかる.図 2.9(b)の U=110cm/sec における凸と凹のそれぞれの当量比分布については,その差が見られなかった．したがって，U=30cm/sec の場合は二種類の充填剤による C_3H_8，O_2 および N_2 の分析を行い，U=110cm/sec の場合は活性アルミナのみを用いて分析した.

測定範囲は着火位置と同じ高さにおいて，矩形バーナでは仕切り板上(x=0mm)から，そして二重円管バーナでは中心(r=0mm)からそれぞれ左右 2mm の範囲を 1mm 間隔で測定した．各バーナにおいて測定した着火位置まわりの当量比分布の一例を，それぞれ図 2.10，2.11(a)，(b)に示す．当量比勾配 G_ϕ は次のように定義した．図 2.10 より矩形バーナにおける当量比分布はほぼ直線的であるので一次式で近似し,その式の傾き[d ϕ/dx]を G_ϕ と定義した．図 2.11(a),(b)より二重円管バーナで得られた当量比分布は 2 次式で近似し，この当量比分布における火花放電時の火炎核の直径が電極間隙長(=2.5mm)と同じになるものと考え,その半分の長さ(r=1.25mm)におけるその傾き([d ϕ/dr]$_{r=1.25mm}$)を G_ϕ とした．この場合の G_ϕ は，凸形状，凹形状の当量比分布に対しそれぞれ負および正となる.

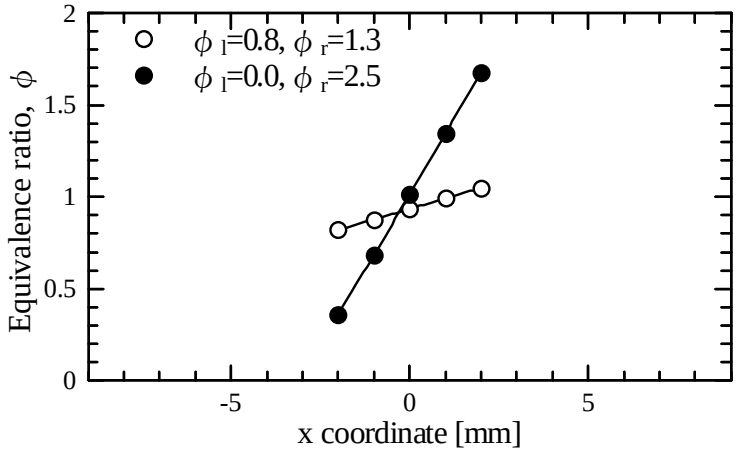
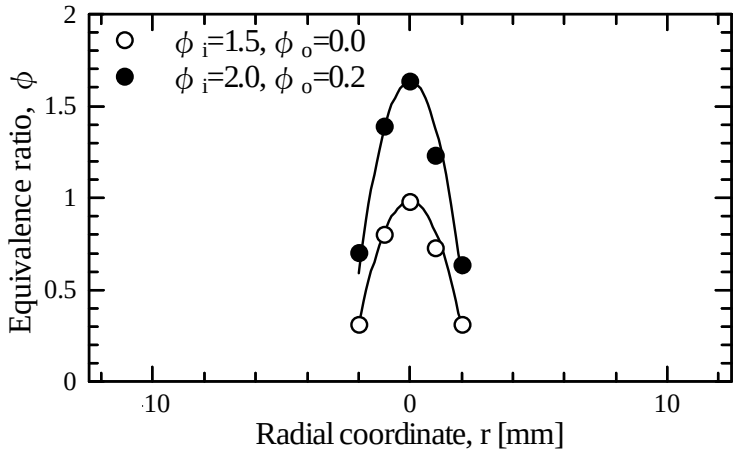
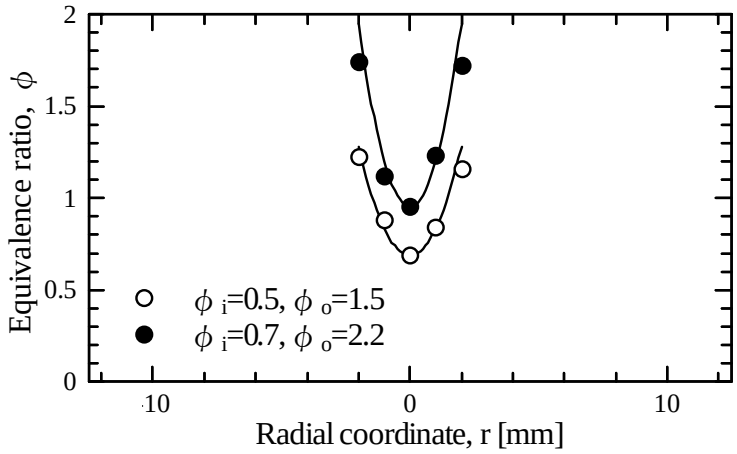


Fig. 2.10 Two dimensional equivalence ratio distribution (U=30cm/sec, Propane/air mixture)



(a) Convex distribution



(b) Concave distribution

Fig. 2.11 Axisymmetrical equivalence ratio distributions (U=110cm/sec, Propane/air mixture).

2.3　実験結果および考察

2.3.1 均質混合気流の最小着火エネルギー

均質混合気流の最小着火エネルギーの測定には，矩形バーナを用いた．得られた均質プロパン/空気混合気流およびメタン/空気混合気流の当量比 ϕ と最小着火エネルギー E_{min} の関係を図 2.12 に示す．このときの混合気流速 U は 30cm/sec である．図より， E_{min} が最小となる ϕ は，メタン/空気混合気の場合は量論より希薄側であるが，プロパン/空気混合気の場合は過濃側である．また，プロパン/空気の方がメタン/空気混合気に比べて低いエネルギーで着火できる当量比範囲が広いことがわかる．この結果は，Lewis and von Elbe の結果[2-3]と定性的に一致している．まず，E_{min} が最小となる ϕ がメタン/空気混合気の場合は希薄域に，そしてプロパン/空気混合気の場合は過濃域に存在する原因について説明する．初期火炎核の成長過程において，燃料と O_2 の拡散速度の違いから，火炎核へのこれらの輸送量に差が生じ，初期の混合気濃度とは異なった濃度に変化させる．すなわち，燃料の拡散係数が O_2 よりも大きい場合，火炎面には燃料が選択的に拡散し，火炎は初期の混合気濃度よりも濃い混合気が輸送される．一方，燃料の拡散係数が O_2 よりも小さい場合，これとは逆になる．CH_4 の拡散係数は O_2 よりも大きく，C_3H_8

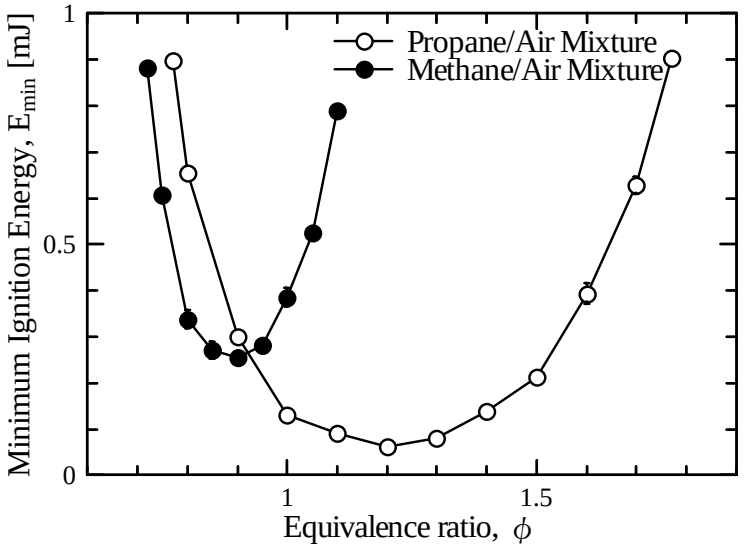


Fig. 2.12 Minimum ignition energy in homogeneous methane/air and propane/air mixture flow (U=30cm/sec)

の拡散係数は O_2 よりも小さい．したがって，メタン/空気混合気の E_{min} の最小値は希薄側に，そしてプロパン/空気混合気のそれは過濃側に存在する．低いエネルギーで着火できる当量比範囲が C_3H_8 の方が広い原因についてであるが，これは同族の燃料であれば，分子構造が大きい燃料ほど着火反応時間が短いことと同じ現象で，活性種の遊離が生じやすいことに基づくと考えられている[2-19].

2.3.2 濃度分布を有する混合気流の最小着火エネルギー

2.3.2(a)二次元濃度分布の最小着火エネルギーに及ぼす影響

図 2.13，図 2.14 はそれぞれ，プロパン/空気混合気とメタン/空気混合気が当量比勾配 G_ϕ をもつ場合の着火位置における当量比 ϕ と E_{min} の関係を示している．比較のために均質混合気中における E_{min} も示してある．図より，燃料の種類に無関係に，G_ϕ の増加につれて，その曲線は希薄側へ移動し，E_{min} の最小値は増加している．はじめに G_ϕ の増加に伴う曲線の希薄側への移動の原因について考える．上記の均質混合気中における燃料の種類と E_{min} の最小値が存在する ϕ との関係は，選択拡散効果により説明できた．しかしながら，濃度勾配を有する混合気流の場合，G_ϕ の増加につれて，O_2，燃料ともに濃度勾配は増加することになるが，このときの燃料の濃度勾配は O_2 より

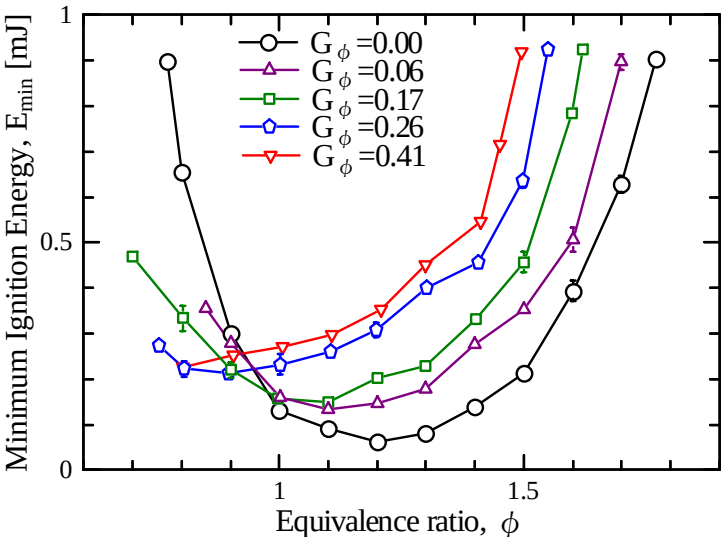


Fig. 2.13 Effect of two-dimensional equivalence ratio gradient on minimum ignition energy (U=30cm/sec, propane/air mixture)

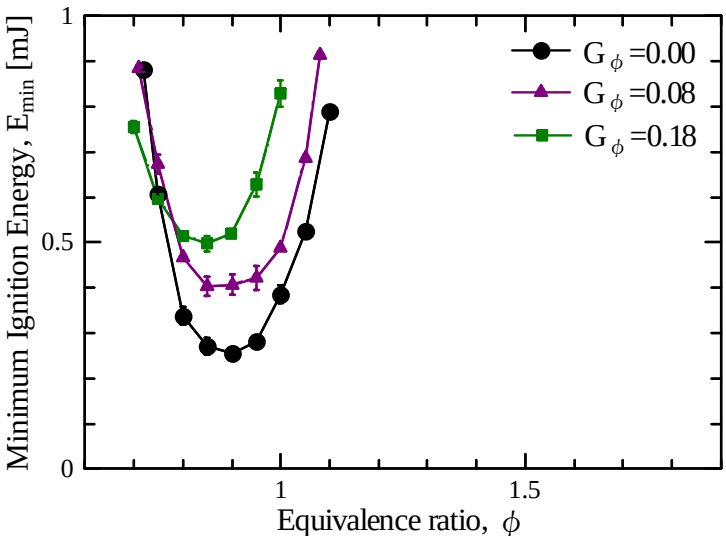


Fig. 2.14 Effect of two-dimensional equivalence ratio gradient on minimum ignition energy (U=30cm/sec, methane/air mixture)

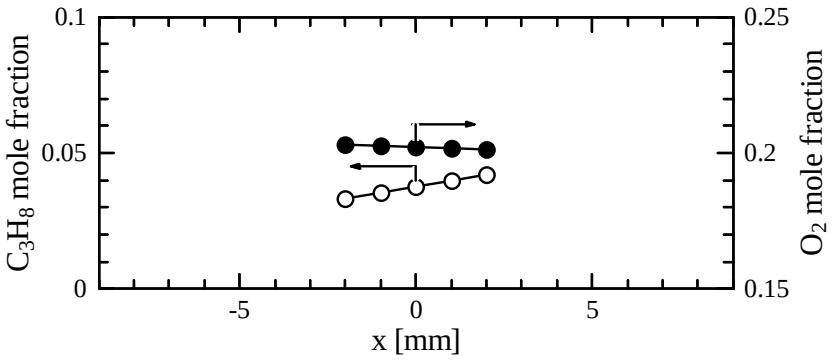


Fig. 2.15 C_3H_8 and O_2 concentration distributions (ϕ_l=0.8, ϕ_r=1.3, U=30cm/sec)

も大きくなる．したがって，メタン/空気混合気の場合，CH_4 の火炎核への輸送量は O_2 よりも多くなり，曲線を希薄側へ移動させる．一方，プロパン/空気混合気の場合は，C_3H_8 の拡散係数は O_2 のそれよりも約半分ほど小さいが，図 2.15 に示すように本実験における最も小さな当量比勾配においても，その濃度勾配は燃料の方が約 5 倍大きい．したがって，拡散係数と濃度勾配の積で表われる物質の拡散流束は燃料の方が大きく，火炎核への輸送量は燃

料の方が O_2 よりも多くなる．このことが，G_ϕ の増加につれて均質混合気中で見られた選択拡散効果を小さくさせ，最小着火エネルギーの曲線を希薄側へ移動させる．また，これらの図において，希薄側に着目すると，燃料の種類に関わらず，均質混合気において着火し難い当量比でも，着火位置のまわりに着火しやすい混合気を隣接させることによって着火できることがわかる．

次に，G_ϕ の増加に伴って E_{min} の最小値が増加する原因について考える．この原因については，流速一様な流れ場を仮定して二次元拡散方程式を解析的に解いた結果を用いて説明する．解析は以下のようにして行った．図 2.16 は計算に用いた流れ場および座標系である．解析を行うにあたり，以下のような仮定をする．

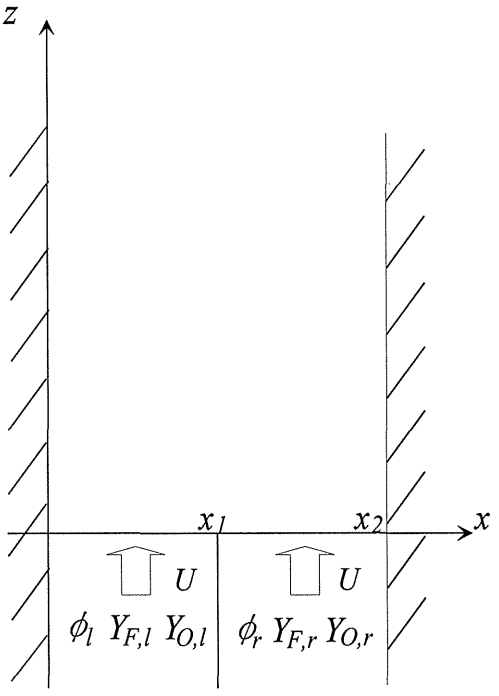


Fig. 2.16　Calculation coordinate system

1.　z 方向の拡散は x 方向の拡散に比べて無視できる．すなわち，

$$\frac{\partial Y_i}{\partial z} << \frac{\partial Y_i}{\partial x}$$

ここで Y_i は i 成分の濃度(i=F は燃料，O は O_2)である．

2.　水平方向の速度は無視する．すなわち，

$$v = 0$$

以上の仮定に基づくものとすると，この場合の成分保存式は

$$U\frac{\partial Y_i}{\partial z}-D_i\frac{\partial^2 Y_i}{\partial x^2}=0 \tag{3.1}$$

ここで，U は噴出し速度，D_i は i 成分の拡散係数である．
$U/D_i=a_i$ とすると

$$\frac{\partial^2 Y_i}{\partial x^2}=a_i\frac{\partial Y_i}{\partial z} \tag{3.2}$$

境界条件は

$$\begin{aligned} &Y_F=Y_{F,l}, \quad Y_O=Y_{O,l} \quad (z=0, \quad 0\le x\le x_1)\\ &Y_F=Y_{F,r}, \quad Y_O=Y_{O,r} \quad (z=0, \quad x_1<x\le x_2)\\ &\frac{\partial Y_F}{\partial x}=\frac{\partial Y_O}{\partial x}=0 \quad (x=0,x=x_2, \quad z>0) \end{aligned} \tag{3.3}$$

ここで，次のような正規化を行う．

$$Y_F^*=\frac{Y_F-Y_{F,r}}{Y_{F,l}-Y_{F,r}}, \quad Y_O^*=\frac{Y_O-Y_{O,r}}{Y_{O,l}-Y_{O,r}} \tag{3.4}$$

Y_i について式(3.4)が線形であることから，Y_F^*，Y_O^*はともに式(3.2)を満たす．
次の無次元量を導入すると，

$$x^*=\frac{x}{x_2}, \quad z_i^*=\frac{z}{a_i{x_2}^2}, \quad m=\frac{x_1}{x_2} \tag{3.5}$$

式(3.2)は

$$\frac{\partial^2 Y_i^*}{\partial {x^*}^2}=\frac{\partial Y_i^*}{\partial z_i^*} \tag{3.6}$$

となり，境界条件は

$$\begin{aligned} &Y_i^*=1 \quad (z_i^*=0, \quad 0\le x^*\le m)\\ &Y_i^*=0 \quad (z_i^*=0, \quad m<x^*\le 1)\\ &\frac{\partial Y_i^*}{\partial x^*}=0 \quad (x^*=0,x^*=1, \quad z_i^*>0) \end{aligned} \tag{3.7}$$

この解は

$$Y_i^*=m+2\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n\pi}\sin n\pi m\cos n\pi x^*\exp\left(-n^2\pi^2 z_i^*\right) \quad (n=1,2,\cdots) \tag{3.8}$$

局所当量比 ϕ は ϕ_l，ϕ_r，Y_F^*，および Y_O^* を用いて次のようにして求められる．
理論酸燃比を r_{st} として，

$$\phi_l = \frac{Y_{F,l}}{Y_{O,l}} r_{st}, \quad \phi_r = \frac{Y_{F,r}}{Y_{O,r}} r_{st} \tag{3.9}$$

$$\phi = \frac{Y_F}{Y_O} r_{st} = \frac{Y_F^*\left(Y_{F,l} - Y_{F,r}\right) + Y_{F,r}}{Y_O^*\left(Y_{O,l} - Y_{O,r}\right) + Y_{O,r}} r_{st} = \frac{Y_F^*\left(\phi_l Y_{O,l} - \phi_r Y_{O,r}\right) + \phi_r Y_{O,r}}{Y_O^*\left(Y_{O,l} - Y_{O,r}\right) + Y_{O,r}} \tag{3.10}$$

酸化剤を空気(c_s=0.232)とすると

$$Y_{O,l} = \left(1 - Y_{F,l}\right) c_s = \left(1 - \frac{\phi_l Y_{O,l}}{r_{st}}\right) c_s \tag{3.11}$$

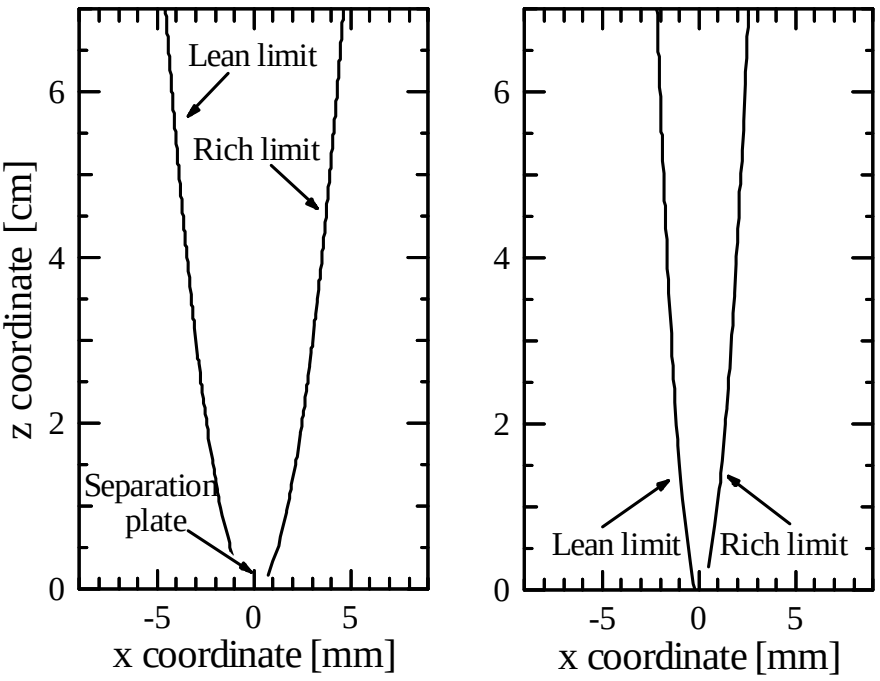
したがって，$Y_{O,l}$，$Y_{O,r}$ は以下のようになる．

$$Y_{O,l} = \frac{c_s}{1 + \phi_l c_s / r_{st}} = \frac{r_{st} c_s}{r_{st} + \phi_l c_s} \tag{3.12}$$

$$Y_{O,r} = \frac{r_{st} c_s}{r_{st} + \phi_r c_s} \tag{3.13}$$

式(3.12)，(3.13)を式(3.10)に代入して整理すると

$$\phi = \frac{r_{st} Y_F^*\left(\phi_l - \phi_r\right) + \phi_r\left(r_{st} + \phi_l c_s\right)}{-c_s Y_O^*\left(\phi_l - \phi_r\right) + r_{st} + \phi_l c_s} \tag{3.14}$$



(a)　ϕ_l=0.4, ϕ_r=1.8　　(b)　ϕ_l=0.0, ϕ_r=2.2

Fig. 2.17　Equicontours of lean and rich flammability limit for methane/air flow (U=30cm/sec)

これより，ϕ_l，ϕ_rを与えた場合，式(3.6)，(3.7)を満たす$Y_i^*(x^*, z_i^*)$がわかれば式(3.14)より$\phi(x,z)$が求まる．

図 2.17(a),(b)は，メタン/空気混合気について，二種類の当量比の組み合わせ((a): ϕ_l =0.4, ϕ_r=1.8，(b): ϕ_l=0.0，ϕ_r=2.2)に対する，希薄および過濃可燃限界の等当量比線を示している．混合気流速は 30cm/sec，希薄および過濃可燃限界の当量比ϕは，それぞれϕ=0.5 と 1.69 としている[2-20]．また，図の横軸は実験座標に合わせて表示している．これらの図より，可燃範囲は上流方向にくさび形状をしていることがわかるが,そのくさびの角度はϕ_lとϕ_rの差が増加するにつれて，すなわちG_ϕが増加するにつれて小さくなり，可燃範囲も狭くなる．したがって，火炎核はその成長過程において，この狭い領域を燃え広がることが必要になる．このことがE_{min}の最小値を増加させる．

2.3.2(b)軸対称濃度分布の最小着火エネルギーに及ぼす影響

前節において，二次元当量比勾配の最小着火エネルギーに及ぼす効果について，燃料の種類に無関係に当量比勾配の増加につれて最小着火エネルギーの曲線は希薄域へシフトすることがわかった．二次元当量比勾配の場合，着火位置における燃料と O_2 のそれぞれの濃度よりも高い濃度の領域では，両者が着火位置に向かって輸送される濃度場であった．本節では，反応物質の火炎核への輸送過程と最小着火エネルギーとの関係を明確にする目的で，凸形状と凹形状の軸対称当量比分布を選んだ．したがって，凸形状の場合，着火前の燃料は着火位置に対して周囲へ拡散するのに対し，O_2 はその逆向きに拡散することになる．凹形状の場合，それぞれの反応物質の拡散方向は凸形状の場合と逆になる．

図 2.18 は流速 U=110cm/sec，当量比分布が凸形状(G_ϕ<0)および凹形状(G_ϕ>0)のときのプロパン/空気混合気流の最小着火エネルギーE_{min}に及ぼす影響を示している．横軸は中心(r=0mm)における当量比ϕをとっている．比較のために同じ流速において測定した均質混合気(G_ϕ=0)の E_{min} も示してある．この図より,凸形状の当量比分布の場合，当量比勾配 G_ϕの増加につれて曲線は過濃域へシフトすることがわかる．これは，着火位置である r=0mm 付近における O_2と燃料の拡散方向の違いによるものである．すなわち，図 2.19 に示すように当量比分布が凸形状の場合，着火位置まわりの O_2 の濃度分布は凹形状であるため中心方向に拡散するのに対し，燃料の濃度分布は凸形状であるため周囲へ拡散する．その結果，均質混合気の場合よりも火炎面への O_2 の輸送量は多く，燃料の輸送量は少なくなる．したがって，火炎核には希薄な混合気が輸送され，E_{min}の曲線は過濃側へ移動する．一方，凹形状の当量比分布においては，凸形状の場合とは逆に，燃料が中心へ拡散するの

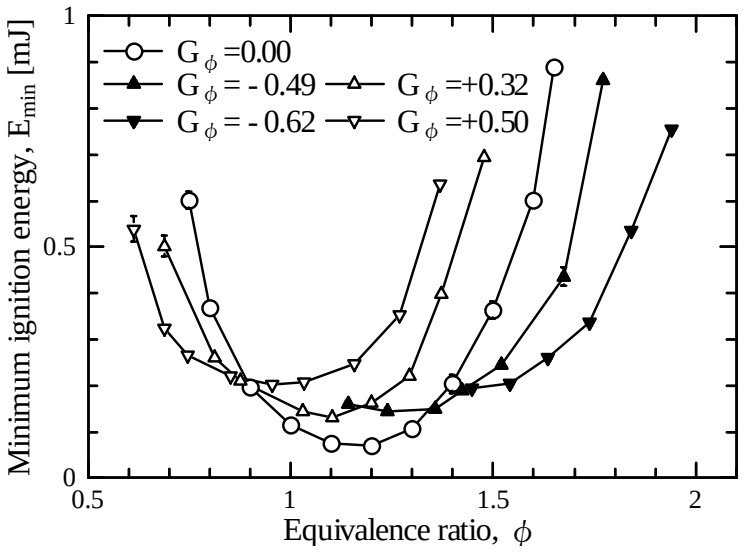


Fig. 2.18 Influence of the axisymmetrical equivalence ratio distribution on minimum ignition energy (U=110cm/sec)

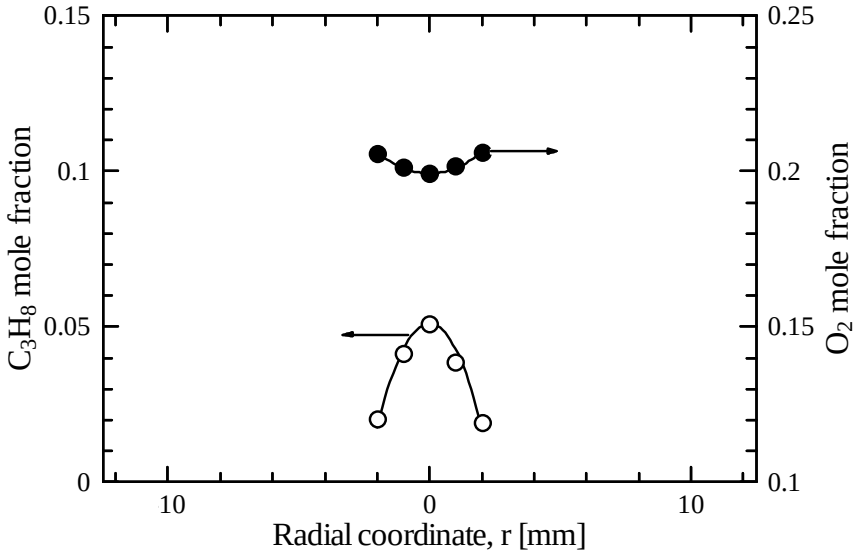


Fig. 2.19 C_3H_8 and O_2 concentration distributions (ϕ_i=1.6, ϕ_o=0.1, U=110cm/sec)

に対し O_2 は周囲へ拡散するため，火炎核には過濃な混合気が輸送されることになり，したがって，E_{min} の曲線は均質混合気の場合より希薄側へ移動する．また，これらの曲線の移動の程度は G_ϕ の増加につれて大きくなる．このことから，凸形状当量比分布は，均質な過濃混合気において，着火し難い当量比でも，分布を持たせることによって着火させることができ，凹形状当量比分布は，着火位置における当量比がより希薄な場合でも着火させることができることがわかる．

E_{min} の最小値は，凹凸の分布形状に関係なく G_ϕ の増加につれて大きくなっているが，この原因については，前節と同様に説明される．

2.4 結　　言

二次元濃度分布と軸対称濃度分布を形成させることのできる二種類のバーナを用い，プロパン/空気混合気とメタン/空気混合気について，当量比勾配 G_ϕ が最小着火エネルギーE_{min} に及ぼす影響を調査した．得られた知見を以下に示す．

(1) 均質混合気流における，当量比に対する E_{min} の最小値は，C_3H_8 の場合は過濃側，CH_4 の場合は希薄側に存在する．

(2) 二次元当量比勾配を有する混合気流の，着火位置における当量比に対する E_{min} の曲線は，両混合気とも G_ϕ の増加につれて希薄側へ移動する．

(3) 軸対称当量比分布を有する混合気流の，当量比に対する E_{min} の曲線は，凸形状の当量比分布の場合には，G_ϕ の増加につれて，均質混合気の曲線よりも過濃側へ移動する．一方，凹形状の当量比分布の場合には，曲線は希薄側へ移動する．

(4) 着火位置における当量比が，均質混合気において着火できない場合でも，当量比分布をもたせることによって着火させることができる．

(5) 二次元的当量比分布，軸対称当量比分布ともに，G_ϕ の増加につれて，E_{min} の最小値は増加する．

参考文献

2-1. 熊谷清一郎, “燃焼[POD 版]”,岩波書店, (2000), pp.51-63.

2-2. Furutani H., Hama J. and Takahashi S., “Ignition of Hydrogen-Oxygen Premixed Gases with Excima Laser”, The Third International Symposium on Diagnostics and Modeling of Combustion in Internal Combustion Engines (COMODIA 1994), pp.113-118.

2-3. Lewis Bernard and Elbe Guenther von, “Combustion, Flames and Explosions of Gases, third edition”, Academic Press, (1986), pp.333-361.

2-4. Ballal D.R. and Lefebvre A.H., “The Influence of Flow Parameters on Minimum Ignition Energy and Quenching Distance”, Fifteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, (1974), pp.1473-1481.

2-5. Ballal D.R. and Lefebvre A.H., “The Influence of Spark Discharge Characteristics on Minimum Ignition Energy in Flowing Gases”, Combustion and Flame 24, (1975), pp.99-108.

2-6. 河野通方,熊谷清一郎, “容量火花の点火能力に及ぼす周波数の影響”機械の研究,第 26 巻, (1974), pp.290-294.

2-7. 河野通方,熊谷清一郎, “容量火花による可燃性混合気の点火-相次いで 2 回放電する容量火花を用いた場合-”, 機械の研究, 第 26 巻, (1974), pp.649-656.

2-8. 熊谷清一郎,木村逸郎, “点火線輪火花と容量火花との点火能力の比較”, 機械の研究,第 3 巻, (1951), pp.201-204.

2-9. Kono M., Kumagai S. and Sakai T., “The Optimum Condition for Ignition of Gases by Composite Sparks”, Sixteenth Symposium (International) on Combustion/ The Combustion Institute, (1977), pp.757-766.

2-10. 服部正,深見彰,西田実,後藤堅司,大東俊一, “可燃性混合気の気流中における火花点火”, 日本機械学会論文集 B 編, 49 巻 447 号, (1983), pp. 2437-2444.

2-11. Kono M., Hatori K. and Iinuma K., “Investigation on Ignition Ability of Composite Sparks in Flowing Mixtures”, Twentieth Symposium (international) on Combustion / The Combustion Institute, (1984), pp.133-140.

2-12. 河野通方,羽鳥和夫,飯沼一男, “流動混合気の火花点火における要因解

析”, 日本機械学会論文集 B 編, 51 巻 461 号, (1985), pp.248-256.

2-13. Ishii K., Aoki O., Ujiie Y. and Kono M., “Investigation of Ignition by Composite Sparks under High Turbulence Intensity Conditions”, Twenty-Fourth Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, (1992), pp.1793-1798.

2-14. 丹生謙一,塚本達郎,氏家康成,河野通方, “火花点火による火炎核生成過程の数値解析”, 日本機械学会論文集 B 編, 54 巻 501 号, (1988), pp. 1189-1193.

2-15. Kono M., Niu K., Tsukamoto T. and Ujiie Y., “Mechanism of Flame Kernel Formation Produced by Short Duration Sparks”, Twenty-Second Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, (1988), pp.1643-1649.

2-16. Aoki O., Ishii K., Nomura H., Ujiie Y. and Kono M., “Ignition Characteristics of Turbulent Combustible Mixture by Composite Sparks” The Third International Symposium on Diagnostics and Modeling of Combustion in Internal Combustion Engines (COMODIA 1994), pp.75-80.

2-17. Tekawa K., Aoki O., Nomura H., Ujiie Y., Tsue M. and Kono M., “Numerical Analysis of the Effect of Spark Components on Ignition Process in a Quiescent Methane-Air mixture”, The Forth International Symposium on Diagnostics and Modeling of Combustion in Internal Combustion Engines (COMODIA 1998), pp.191-196.

2-18. 大重力,原雅則, “高電圧現象”, 森北出版, (1973), pp.82-89.

2-19. 新岡嵩,河野通方,佐藤順一 編著, “燃焼現象の基礎”, オーム社, (2001),pp.121-126.

2-20. 平野敏右, “燃焼学―燃焼現象とその制御―”, 海文堂, (1986), p.113.

第3章 軸対称濃度分布を有する混合気流中の火炎伝播

3.1 緒　　言

近年，自動車用エンジンの低燃費化・排気浄化を目的として，点火プラグ近傍には量論に近い混合気をそれ以外の領域には希薄な混合気または空気を分布させて燃焼させる成層希薄燃焼方式が積極的に用いられている．この場合，混合気濃度は主に火炎の伝播方向に変化することになる．一方，燃焼器の構造が簡単かつ取り扱いが容易である拡散燃焼について，例えば円管から燃料を供給することによって形成される拡散火炎では，その基部はバーナリムによる熱損失のために消炎し，火炎はリムから離れて安定する．この消炎領域においては燃料と O_2 とが混合するために，拡散火炎基部には予混合気が流入する．したがってその部分の火炎は伝播性を有する．このときの火炎基部前縁における混合気濃度は，主に火炎の伝播方向に対して垂直方向に大きく変化している．現在，分散型小型発電システムで用いられるマイクロガスタービンの研究開発や，携帯電源として用いることを目的とした超マイクロガスタービンに関する研究が行われており，燃焼器の小型化が要求されている．この小型化に伴って燃料と酸化剤の混合時間が短くなるため，乱流混合による混合気形成法を用いることになる．しかしながら，このような混合気形成法を用いたとしても混合は十分ではなく，燃焼場には不均質な濃度の混合気が供給される可能性がある．この場合の火炎は様々な濃度分布を有する混合気が流入することになる．以上のように，実用燃焼器の大部分において，火炎は燃料濃度の不均一な場で形成されることから，不均一濃度場における燃焼特性を理解することは重要である．そこで本章においては，不均質濃度場における火炎伝播に関する基礎的研究として，単純な濃度分布を有する混合気流中を伝播する火炎について実験的に調査を行う．

濃度分布を有する混合気の火炎伝播に関する研究については，これまでに，炭鉱の坑内で発生する CH_4 の爆発に関する基礎的研究，円管バーナ上に形成される拡散火炎基部の構造やその伝播速度に関する研究，そして先にも記した成層燃焼を用いた火花点火エンジンを対象とした研究などがある．火炎に流入する混合気の濃度は，大きく分けて火炎面に垂直方向と水平方向に変化する場合が考えられる．本章では，前者の濃度分布中を伝播する火炎について調査するので，これに関連した研究について以下に記す．

坑道内で発生する CH_4 は，その密度が空気中の O_2 や N_2 よりも小さいこと

から，天井に集まり天井から床に向かって成層濃度場を形成する．これに何らかの着火源により着火し，火炎が形成され火災事故が起こる．これに関する研究として，Phillips[3-1]は仕切り板によって二チャンネルに分離された出口を持つ矩形の燃焼器を水平に設置し，上方のチャンネルから CH_4，下方からは空気を供給することによって成層濃度場を形成させ，そこを伝播する火炎の特性を調査している．この火炎は未燃側に凸形であり，凸の部分を基点に，これより上方には過濃メタン/空気火炎，下方には希薄メタン/空気火炎，そしてこの二つの火炎の間には，過濃メタン/空気火炎と希薄メタン/空気火炎からの余剰反応物が反応して形成される拡散火炎の 3 つの火炎が碇型に形成される．このような火炎は triple flame または tribrachial flames と呼ばれている．彼はこの火炎の伝播速度について実験的に調査している．その結果，静止する火炎の直前における未燃混合気断面平均流速(いわゆる見かけの燃焼速度)は一般的な層流燃焼速度の最大値よりも大きくなることを見いだしている．また，燃料の濃度分布を光学的手法により測定し，燃料と O_2 の混合開始位置から火炎直前までの量論混合気の存在する位置を調べ，この量論混合気線上の未燃ガス速度を粒子軌跡法により測定している．その結果，未燃ガス速度は火炎に近づくにつれて流管の広がりにより減速し，火炎直前におけるガス速度(いわゆる局所燃焼速度)がほぼ層流燃焼速度の最大値に一致することを示している．彼の実験的研究以降，このような triple flame は噴流浮き上がり火炎でも確認されており，triple flame の燃焼速度や火炎の構造に関する実験的・数値的研究が数多く行われている[3-1～14].

数値的研究として以下のものがある．Dold[3-2]は triple flame について漸近解析の手法を用いて見かけの燃焼速度を求め，層流燃焼速度の最大値よりも大きくなることを明らかにしている．また，Ruetsch et al.[3-3]の数値計算においても見かけの燃焼速度は一次元断熱層流予混合火炎の燃焼速度の最大値 $Su_{L,max}$ よりも大きくなることを示し，さらに火炎直前の未燃混合気の流管が広げられ，その位置におけるガス流速が $Su_{L,max}$ になることを示している．山下ら[3-4]は詳細反応を考慮した数値計算を行い，見かけの燃焼速度について Phillip[3-1], Dold[3-2], Ruetsch et al.[3-3]と同様の結果を得ている．また，この見かけの燃焼速度が最大発熱量のみならず火炎先端曲率に起因する流体力学的効果にも依存することを指摘している．Takahashi et al.[3-5]は噴流拡散火炎基部の構造を解明するために数値シミュレーションを行い，triple flame とは異なる火炎基部構造を示す場合があることを示している．

一方，実験的研究としては次のものがある．Kioni et al.[3-6]は矩形バーナで二次元的に形成させた triple flame に対して粒子画像流速測定法(PIV)を用いて局所の燃焼速度を測定し，計算結果とあわせて検討している．また

Plessing et al.[3-7]は三重円管バーナを用いて定在する triple flame を形成させ，同様の測定法を用いて局所の燃焼速度を評価した．彼らはいずれも triple flame の燃焼速度は，およそ $Su_{L,max}$ に等しくなるとしている．Ko and Chung[3-8]は噴流浮き上がり拡散火炎基部に形成される triple flame について，下流域で着火した火炎が上流へ移動するときの火炎基部の曲率，伸長率，およびその前縁における燃料濃度勾配と燃焼速度との関係について調査している．その結果，火炎曲率，伸長率，および燃料濃度勾配の増加につれて，見かけの燃焼速度は単調に減少することが明らかになった．Lee and Chung[3-9]は静止プロパン噴流浮き上がり火炎について，その火炎最上流端(triple point)に流入する混合気の軸方向速度(=0.53m/s)が $Su_{L,max}$(=0.44m/s)よりも大きい値を得ている．また，廣田ら[3-10～3-12]，永井ら[3-13]は Kioni et al.[3-6]の実験と同じタイプのバーナを用い，メタン/空気混合気の各濃度勾配に対する triple flame の形状や OH ラジカル，速度分布を測定し，濃度勾配の増加につれて予混合火炎と拡散火炎との熱的干渉の影響により燃焼強度が強められ，曲率の増加にも関わらず，局所の燃焼速度は一定値に漸近すること，そして燃料濃度勾配によっては $Su_{L,max}$ よりも大きくなることを示した．

以上のように triple flame に関するいくつかの研究において，局所の燃焼速度が $Su_{L,max}$ を超える結果を得ているが，それらの研究では半径方向に速度が一様でない場合[3-7～3-9]や，大きい濃度勾配に限って行われたもの[3-10～3-12]が多く，幅広い濃度勾配領域を対象とした研究は少ない[3-14]．そこで本研究では速度分布が一様で半径方向に凸または凹の濃度分布を形成させることのできる二重円管構造のバーナを用いて，プロパン/空気混合気の当量比分布を種々変化させたときの火炎の伝播特性について調査する．先の研究においては，二次元混合層を伝播する火炎あるいは噴流浮き上がり拡散火炎を対象としていることから，各々の論文において火炎形状は同様であるが，本論文では未燃側に凸の穴開き V 型火炎，穴無し V 型火炎，および W 型火炎の三つの火炎形状を研究対象とし，これらの火炎形状に対して共通の火炎先端半径を定義して，当量比分布と火炎先端半径，および見かけの燃焼速度との関係を明らかにする．また，triple flame の燃焼速度が $Su_{L,max}$ を越える原因についても考察する．

先に示したように，これまでの triple flame に関する研究において，燃焼速度は局所の燃焼速度と見かけの燃焼速度の二つが用いられているが，次節以降，この二つの燃焼速度を用いるので，これらの定義をここで整理しておく．一つは，火炎最上流端位置を量論混合比位置として，その位置の火炎面に垂直方向に流入する局所の未燃混合気流速に相対的な伝播速度を局所の

燃焼速度と呼ぶ．もう一つは，火炎の存在による流管の広がりの影響が生じる最初の位置での量論混合比線上の未燃混合気流速に相対的な伝播速度を見かけの燃焼速度と呼ぶ．なお，本実験で得られた燃焼速度は見かけの燃焼速度である．

主な記号

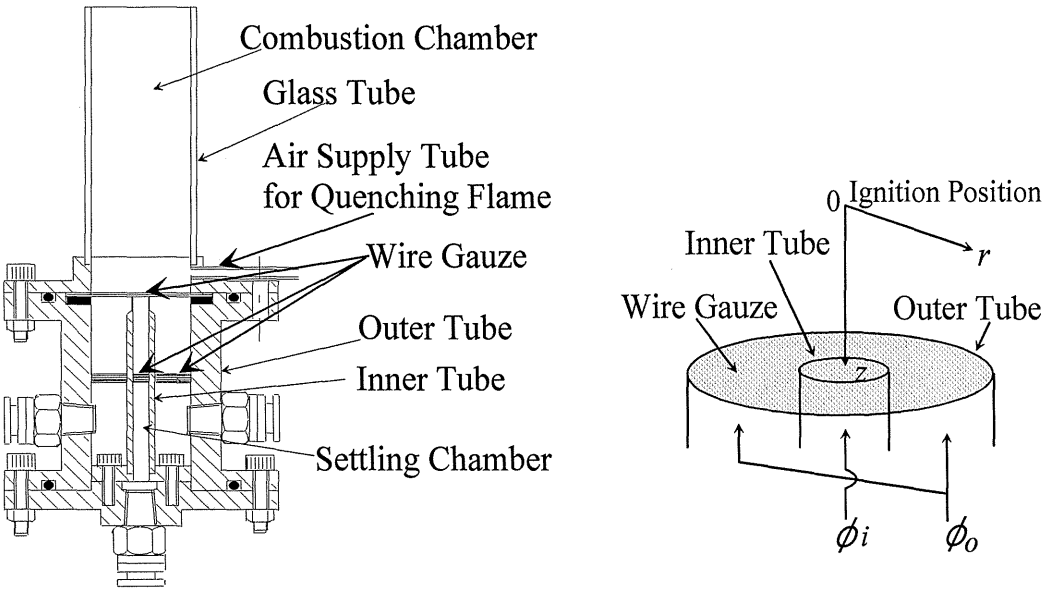
ϕ_i, ϕ_o : 内管と外管からそれぞれ供給される混合気の当量比
R : 火炎先端半径
r, z : 円筒座標系
S_L^0 : 量論一次元予混合火炎の燃焼速度
Su : 見かけの燃焼速度
Su_a : 見かけの燃焼速度の時間平均値
Su_{max} : 見かけの燃焼速度の最大値
$Su_{L,max}$: 一次元断熱層流予混合火炎の燃焼速度の最大値
t : 時間
U : 混合気流速
u_f : 火炎の移動速度
u_g : 火炎直前における未燃ガス速度
u : 速度
z_f : 火炎位置

3.2　実験装置および方法

3.2.1 燃焼器

燃焼器には前章で用いた二重円管バーナを用いた．図 3.1 に二重円管バーナの概略を示す．燃焼器は燃焼室と整流室からなる．整流室は内管と外管からなり，それぞれの内径は 4mm と 25mm である．整流室内部には整流用の金網が設置されており，バーナ出口にも 45°ずつ回転させて重ね合わせた 4 枚の金網を設置している．燃焼室には内径 25mm のガラス管を用いた．燃焼室上部は大気開放であり，火花電極を挿入することができる．内管と外管にはそれぞれ異なる当量比(ϕ_iおよびϕ_o)の混合気を供給することができ，ϕ_i

と ϕ_o の組合せを変化させることで，燃焼室内の半径方向に凹($\phi_i < \phi_o$)あるいは凸($\phi_i > \phi_o$)の任意の大きさの軸対称当量比分布を形成させる．燃焼室内の流れ方向を z，半径方向を R とすると，着火位置はバーナ出口中心軸上で混合気吹き出し口より下流 50mm の位置とし，この位置を(r,z)座標の原点と定義した．



(a) Burner　　(b) Coordinate system

Fig. 3.1 Schematic of the coaxial flow type burner

3.2.2 混合気供給方法

本実験で使用した流路系の概略を図 3.2 に示す．燃料には C_3H_8(純度 96.2%)を，酸化剤には空気を用いた．安定した火花放電を得るため，バーナ内の二つの整流室直前で水温 25℃の加湿器により混合気を加湿(水蒸気濃度：約 2vol%)した．バーナからの混合気の流出流速は，60, 80, 90, 110cm/sec の 4 つを選んだ．着火装置は前章で用いたものと同じである．火花エネルギーは個々の当量比の組合せにおける最小着火エネルギーとした．また，火花放電後，形成された火炎は上流あるいは下流へ移動し，それぞれバーナ出口あるいはガラス管出口において安定する．この安定した火炎は，流路系のバ

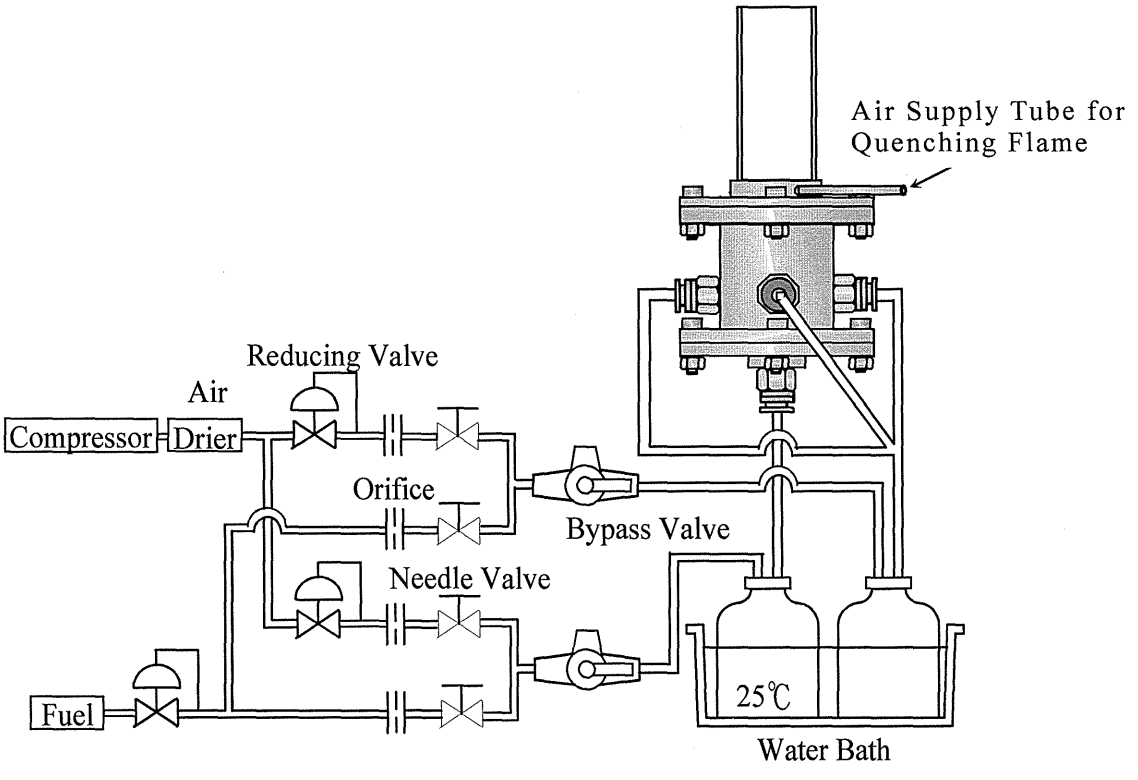


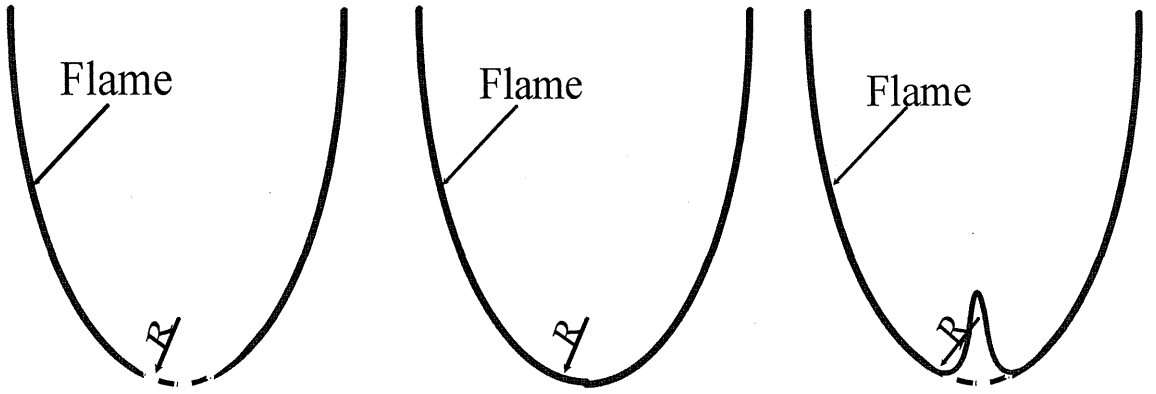
Fig. 3.2 Gas supplying system

イパスによって混合気の供給を停止させるか，整流室出口下流に設置してある管から空気を噴出させて消炎させた．

3.2.3 火炎位置と火炎先端半径の測定方法

着火後の移動する火炎の位置の測定には高速度ビデオカメラ(Kodak 社製，SR-1000)を用いた．撮影速度は 250 コマ/sec である．撮影は移動する火炎に対して水平方向から行った．火炎位置 z_f は着火位置(z=0mm)から火炎最上流端までの距離とし，得られた画像から求めた．火炎帯は目視により判断した．また，火炎先端半径 R の測定には画像処理ソフトを用いた．内管と外管から供給される混合気の当量比の組合せによって，火炎形状は未燃側に凸の穴開き V 型火炎，穴無し V 型火炎，および W 型火炎の三つに分類される．先の研究において扱われてきた火炎先端半径の測定について，廣田ら[3-10～3-12]，永井ら[3-13]の場合，二チャンネルからなる矩形バーナであることから，火炎の未燃側凸部は一つの V 型火炎である．また，Ko and Chung[3-8]の場合，同軸二重円管を用いた噴流拡散火炎を対象としていることから，未

燃側凸部は二つの W 型火炎である．彼らはそれぞれ，その凸部の半径を測定し，火炎先端半径 R としている．しかしながら，本研究で対象とする火炎は，穴開き火炎も含まれることから，R を下図のように定義した．図 3.3(a),(b),(c)に本研究で用いた R の定義を示す．(a)の穴開き V 型火炎の場合，穴部周囲の火炎形状から R を推定して測定し，(b)の穴無し V 型火炎の場合は火炎先端の R を，そして(c)の W 型火炎は未燃側への二つの凸部ではなく，最も外側の火炎形状から R を推定して測定した．



(a)V shape with hole　　(b) V shape　　(c) W shape

Fig. 3.3 Definition of flame tip radius

3.3　実験結果および考察

3.3.1 火炎の様子

火炎伝播の様子を写真 3.1，3.2，3.3 に示す．実験条件は，混合気流速 U=60cm/sec，当量比の組合せはそれぞれ，ϕ_i=0.4, ϕ_o=1.4(写真 3.1)，ϕ_i=1.0, ϕ_o=0.8(写真 3.2)，ϕ_i=1.8，ϕ_o=0.8(写真 3.3)である．

まず，写真 3.1 において，火炎は上流へ移動する過程で火炎の中心に穴があいていることがわかる．これは内管より供給する混合気の当量比 ϕ_i が希薄可燃限界以下(プロパン/空気混合気の希薄可燃限界は ϕ=0.51 [3-15])であ

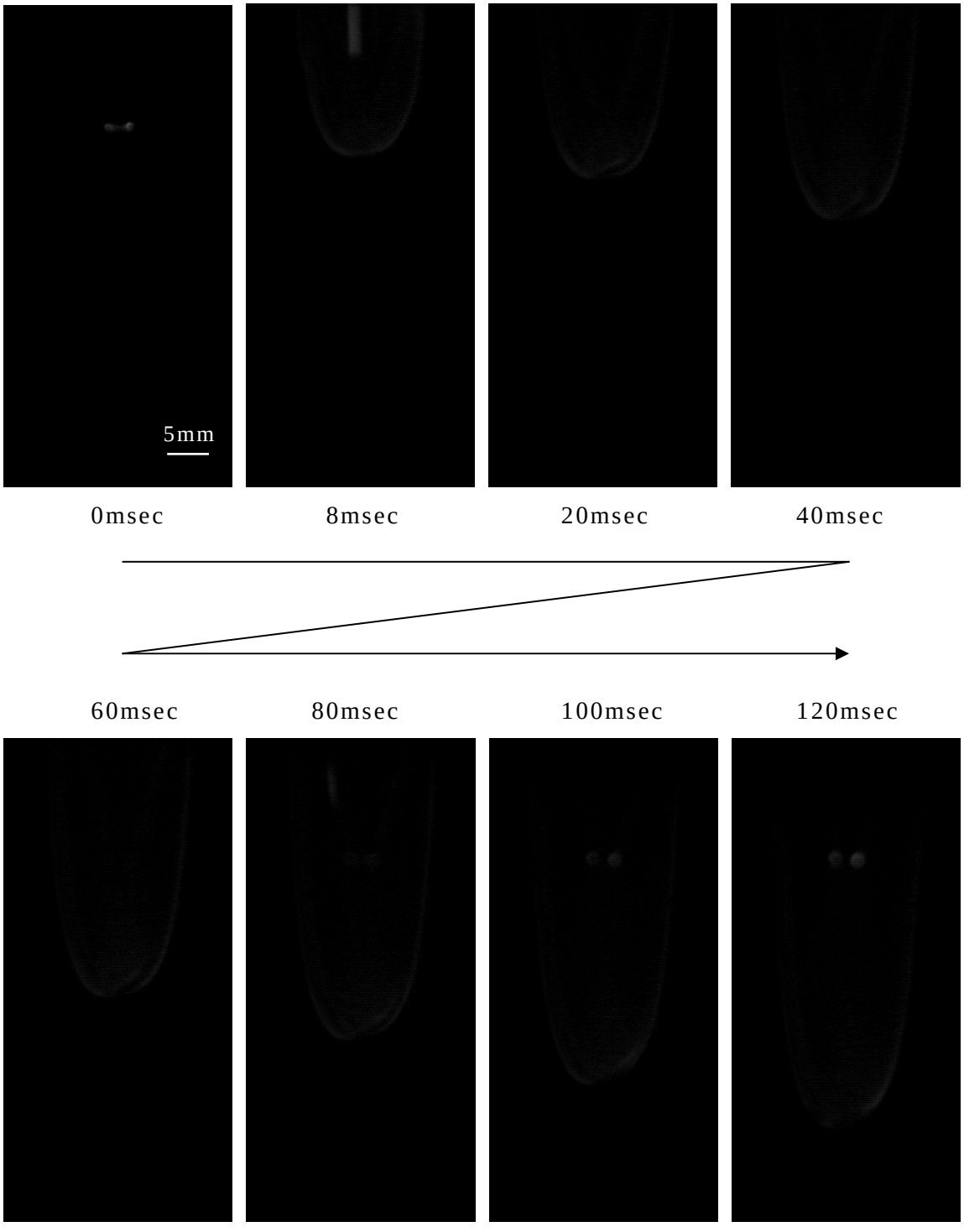


Photo. 3.1 Time history of the flame position and flame shape (ϕ_i=0.4, ϕ_o=1.4)

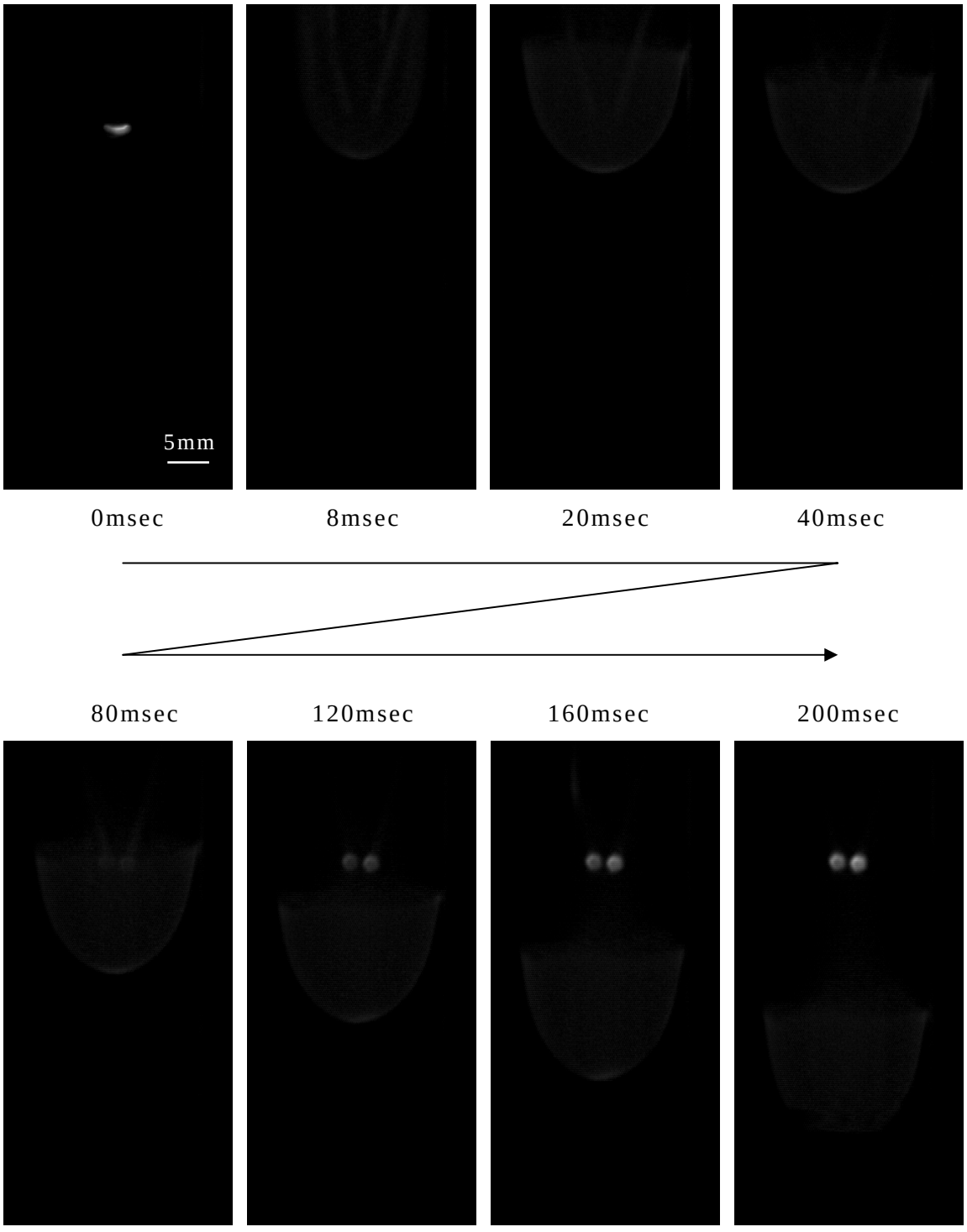


Photo. 3.2 Time history of flame position and flame shape (ϕ_i=1.0, ϕ_o=0.8)

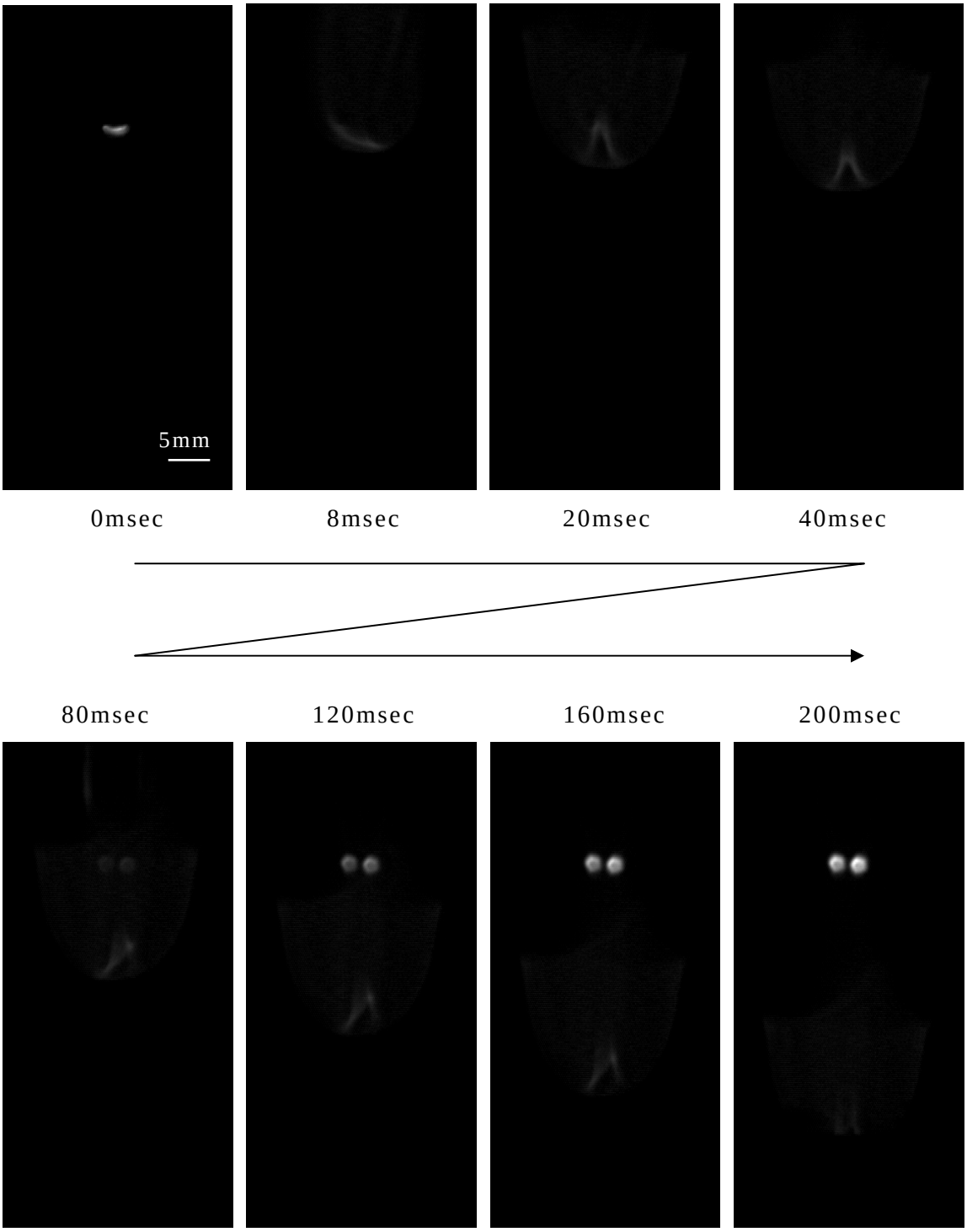


Photo. 3.3 Time history of flame position and flame shape (ϕ_i=1.8, ϕ_o=0.8)

り，着火位置より上流において希薄可燃限界以下の混合気が分布していることを示す．このとき未燃側に最も突き出た部分には燃焼速度が最も速い混合気が流入しており，これより中心軸側の火炎には希薄な混合気(希薄予混合火炎)，外側には過濃な混合気が流入する(過濃予混合火炎)．また，これらの火炎における余剰反応物質(希薄火炎であれば O_2，過濃火炎であれば燃料)がこれら 2 つの火炎間で拡散燃焼していると予想されるが，その反応は弱く，写真では確認できない．

写真 3.2 は，ϕ_i=1.0(量論混合気)，ϕ_o=0.8(希薄混合気)の組合せであることから，管の中心における混合気の燃焼速度は速く，したがって，火炎は下に凸の V 型形状となる．写真 3.1 の火炎の半径方向の大きさ，すなわち燃焼管断面に占める火炎の投影面積を比較すると，写真 3.2 の方が写真 3.1 よりも大きい．これは写真 3.2 の ϕ_i と ϕ_o の差が小さいためである．本研究では均一混合気流中を伝播する火炎の様子も調査したが，写真 3.2 と同様の形状となった．これは上記の場合も同様であるが，燃焼管中心軸上において局所的に着火することが主な原因である．しかしながら，仮に燃焼管断面全体を一様に加熱し着火したとしても，管壁の熱損失のために管壁近傍の混合気の燃焼速度は低下し，さらに火炎の未燃側凸部の流管が広がるため未燃ガス速度が低下する．このとき管壁近傍の流管は狭められるため未燃ガス速度は加速する．したがって，凸の V 型火炎となる[3-16].

写真 3.3 は，ϕ_i=1.8(過濃混合気)，ϕ_o=0.8(希薄混合気)の組合せであることから，火花放電直後の火炎は下に凸の V 形状を示すが，その後，燃焼管中心軸上の火炎の移動が遅れ，W 形状となる．このとき未燃側へ最も突き出だ部分(triple point)には，燃焼速度が最大となる混合気が流入しているので，写真 3.1 とは逆に，triple point より中心軸側の火炎には過濃混合気が，そして外側の火炎には希薄混合気が流入し，それぞれ過濃予混合火炎と希薄予混合火炎が形成される．そして目視による確認はできないが，写真 3.1 の場合と同様に，それぞれの余剰反応物質が希薄予混合火炎と過濃予混合火炎の間で拡散燃焼していることが予想される．

Ko and Chung[3-8]によって観察された燃料噴流浮き上がり拡散火炎基部の写真を写真 3.4 に示す．この写真より本実験で得られた W 型火炎とその構造が類似していることがわかる．この希薄予混合火炎と過濃予混合火炎との間に形成される拡散火炎は triple flame の伝播速度に影響を及ぼす．これについて廣田ら[3-11,3-12]は，拡散火炎から予混合火炎面へ熱が流入し，この熱の流入量は濃度勾配の増加につれて増加し，燃焼強度を強める効果があることを指摘している．

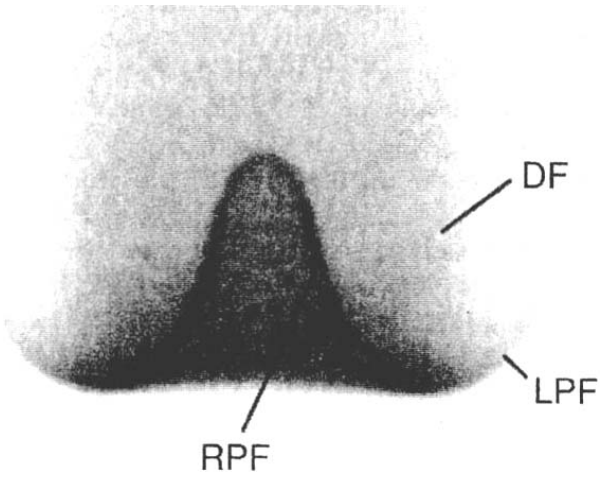


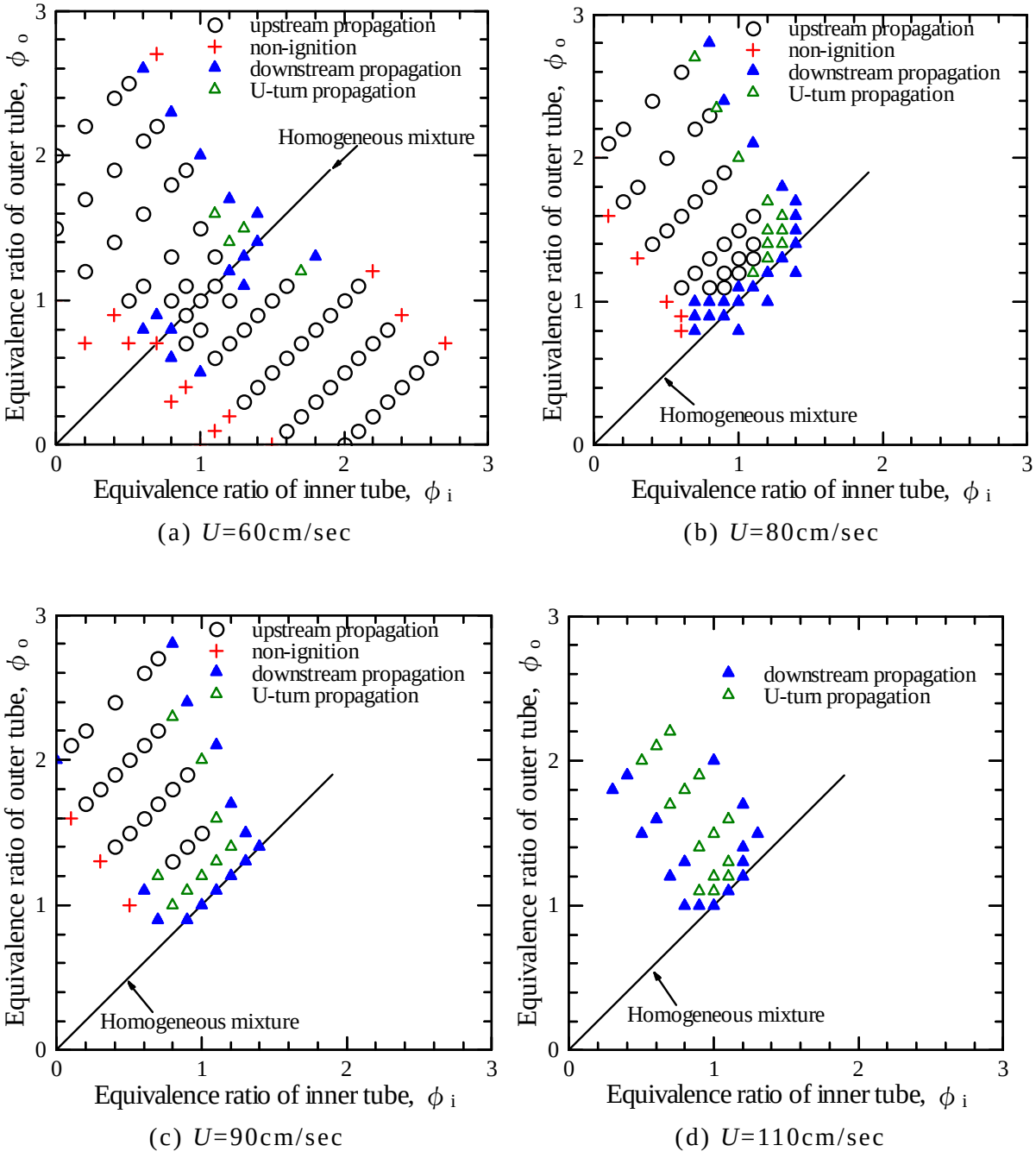
Photo. 3.4 ICCD image of tribrachial flame (LPF:Lean Premixed Flame, RPF:Rich Premixed Flame, DF:Diffusion Flame)[3-8]

ϕ_i と ϕ_o の組合せと火炎の伝播形態を各流速(U=60,80,90,110cm/sec)についてまとめたものを，それぞれ図 3.4(a)，(b)，(c)，(d)に示す．図の横軸は ϕ_i，そして縦軸は ϕ_oを示す．火花放電後の火炎の振る舞いを以下の 4 つに分類し，図中の記号と合わせて以下に示す．

○印：火炎が上流へ移動する場合
＋印：着火できない場合
△印：火花放電後，火炎核がわずかに上流へ移動後，下流へ流される場合
▲印：火花放電後，直接下流へ移動する場合

図 3.4(a)より，U=60cm/sec の場合，当量比分布が均質混合気の線を境界に，凸凹の当量比分布に関わらず，ϕ_i と ϕ_o の差が増加するにつれて，火炎が上流へ移動する当量比の組合せが増えている．しかしながら，U が 80cm/sec 以上では，当量比分布が凸分布の場合，均質混合気を境界に火炎は上流へ移動しないことがわかる．さらに流速が増加すると，上流へ移動できる当量比の組合せが少なくなり，U=110cm/sec においては，その当量比の組合せは存在しない．これらの結果から，本実験装置を用いた場合，火炎が上流へ移動できる最大の流速は 90cm/sec<U<110cm/sec の範囲にあることがわかる．先の研究において，Ko and Chung[3-8]は内管から CH_4，外管から空気を供給することのできる同軸二重円管バーナを用いて，下流で着火した場合の，上流

へ移動する噴流浮き上がり火炎の上流への移動速度を測定し，見かけの燃焼速度 *Su* を算出しているが，その最大値は約 85cm/sec としている．また，山下ら[3-4]は燃料に CH_4 を用いた場合の二次元濃度分布を有する流れ場における triple flame の *Su* について，詳細反応を考慮した数値計算を行っている



(a) *U*=60cm/sec　(b) *U*=80cm/sec

(c) *U*=90cm/sec　(d) *U*=110cm/sec

Fig. 3.4 Flame propagation pattern map

が，最大で約 95cm/sec という結果を得ており，同じ燃料を用いた場合の一次元層流予混合火炎の燃焼速度の最大値 $Su_{L,max}$(=37.0cm/sec[3-17])よりもかなり大きい．本研究では燃料に C_3H_8 を用いているが，本結果は $Su_{L,max}$(=43cm/sec[3-17])よりかなり大きく，先の研究と類似した傾向を得ている．

3.3.2 火炎位置･見かけの燃焼速度･火炎先端半径の時間変化

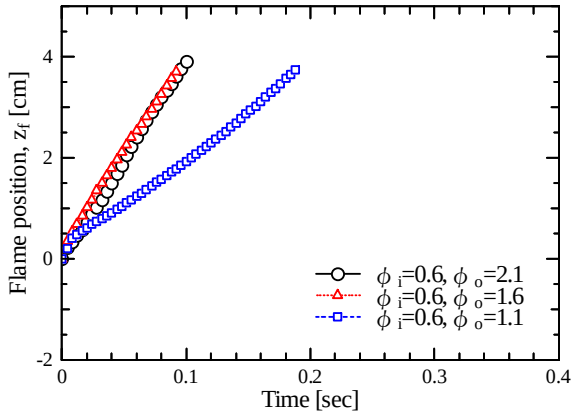
混合気流速 U=60cm/sec, 当量比の組合せは内管の当量比 ϕ_i を希薄(=0.6), 量論(=1.0)，過濃(=1.6)の 3 つでそれぞれ固定し，ϕ_o を変化させた場合の火炎先端位置 z_f, 見かけの燃焼速度 Su, および火炎先端半径 R の時間変化をそれぞれ，図 3.5，3.6，3.7 の(a)，(b)，(c)に示す．なお，図 3.7(c)において，R の時間変化が一つの場合についてしか記載されていないが，これは火炎輝度が上流端より下流側で非常に低く，測定が困難であったためである．

燃焼速度は以下のように計算した．着火位置を原点，上流方向を正とする z 軸を選ぶ. 着火位置から火炎までの距離を $z=z_f$, 火炎先端の移動速度を u_f, 火炎前縁における未燃ガス速度を u_g とすると，燃焼速度 Su は $Su=u_f-u_g$ で表される．ここで $u_f=\mathrm{d}z_f/\mathrm{d}t$($t$ は時間)である．本節ではバーナ出口に 4 枚の金網を使って整流していることからトレーサ粒子を用いた光学的流速測定が困難である．そこで u_g をバーナから供給する混合気流速 U に等しいものとして燃焼速度を計算した. したがって, 燃焼速度 Su は $Su=\mathrm{d}z_f/\mathrm{d}t-U$ となる．以上のように u_g を U を用いて計算していることから，得られた燃焼速度は見かけの燃焼速度 Su と呼ぶ．

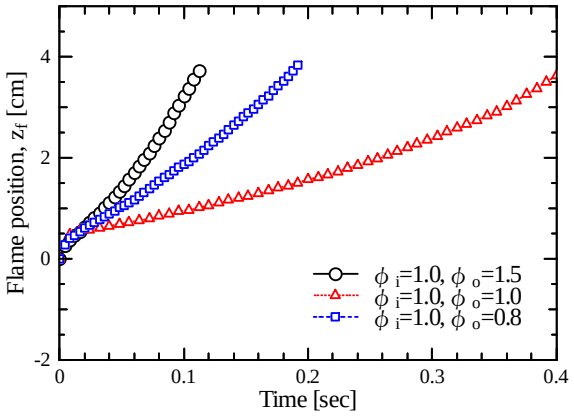
図 3.5，3.6，3.7 の(a)の火炎位置 z_f の時間変化について観察すると，火花放電直後，火炎は 4msec の間に約 3mm 上流へ移動し，それ以降は，それぞれの当量比分布に対応して移動するように見える. この火花放電直後の火炎の急速な移動は, 火花放電経路に供給された局所的な高温熱源よるものと考えられる．しかしながら，この熱は周囲へ拡散するため，火炎核背後の温度は低下する．したがって，火花放電エネルギーの火炎に及ぼす影響は，火花放電開始から 4msec 以前において無くなり, それ以降の火炎は当量比分布に対応した火炎形状と移動速度をもつ．

次に Su の時間変化について観察する．先にも述べたが，火花放電による熱的影響のために，火花放電開始直後の Su は大きく，時間の経過につれて一度 Su は低下し，それ以降は当量比の組合せによって様々な変化を示す．以降では，Su と火炎先端半径 R との時間変化を対応させて見ていく．

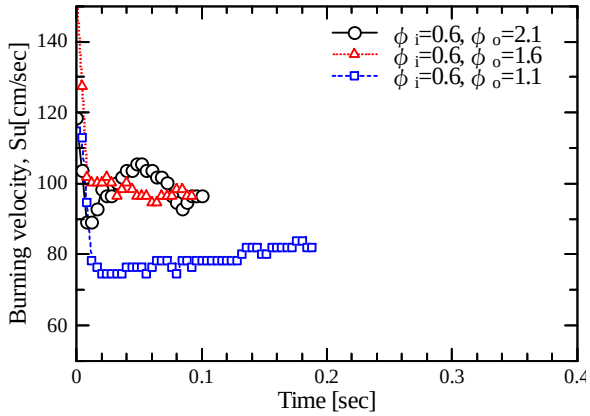
火炎先端半径 R の時間変化について観察すると，火花放電後，R は急激に増加していることがわかる．また，R を時間平均的に見たとき，z=4cm への火炎の到達時刻は，R が大きいときに遅く，逆に R が小さいとき早い．図



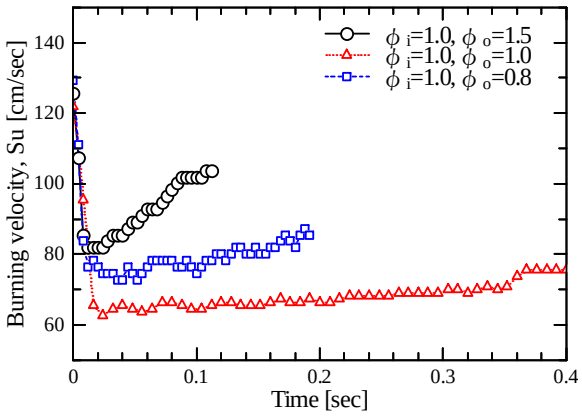
(a) Flame position



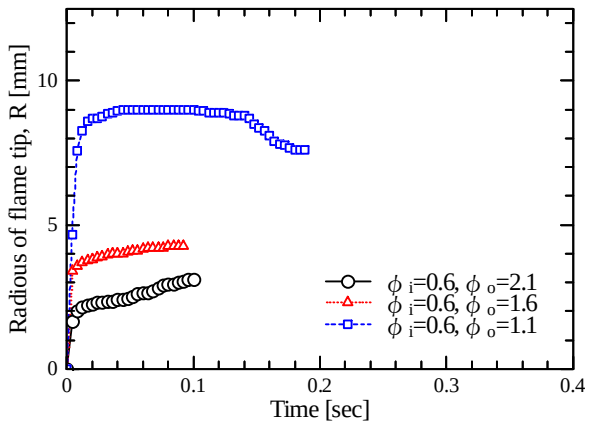
(a) Flame position



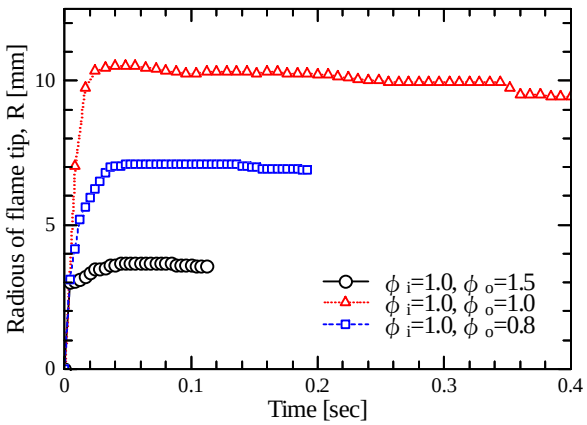
(b) Burning velocity



(b) Burning velocity



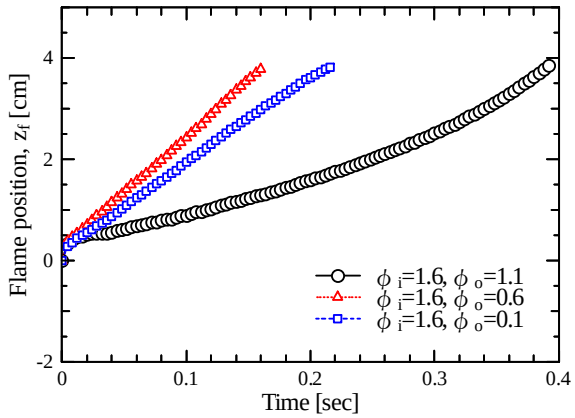
(c) Flame tip radius



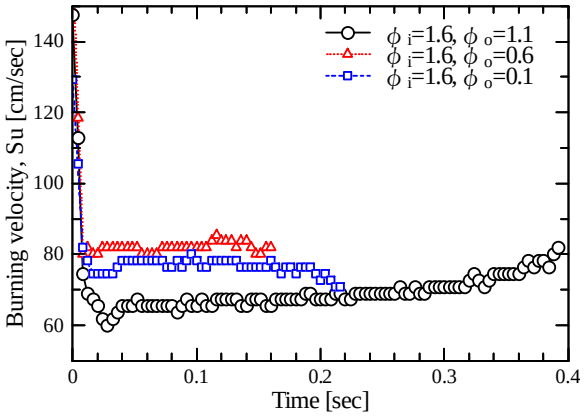
(c) Flame tip radius

Fig. 3.5 Time variations of the flame position, burning velocity and flame tip radius (U=60cm/sec).

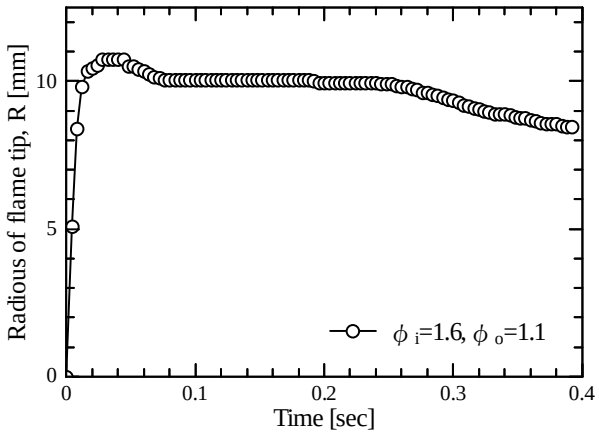
Fig. 3.6 Time variations of the flame position, burning velocity and flame tip radius (U=60cm/sec).



(a) Flame position



(b) Burning velocity



(c) Flame tip radius

Fig. 3.7 Time variations of the flame position, burning velocity and flame tip radius (U=60cm/sec).

3.7(c)において，ϕ_o=0.6 と 0.1 の R のデータはないが，目視による観察によると火炎は W 形状であり，その半径方向の大きさは ϕ_o の増加につれて大きくなっていた．したがって，本研究における凸の当量比分布の設定範囲において，R は ϕ_o の増加につれて大きくなる．次に R と Su の時間変化について比較すると，R が大きいとき，すなわち曲率が小さいとき Su は小さく，R が小さいときはその逆の傾向を示している．他の ϕ_i と ϕ_o の組合せにおいてもほぼ同様の傾向を得ている．この原因について，Ruetsch et al.[3-3]の二次元濃度分布を有する混合気流中を伝播する火炎の数値計算結果を用いて考察する．図 3.8，3.9，3.10 はそれぞれ，彼らが計算に用いた境界条件，一次元火炎の流れ方向速度分布と triple flame の量論線に沿った速度分布，そして triple flame まわりの流線を示している．図 3.8 のように，一様流中に形成される一次元火炎と triple flame について，triple flame の量論線に沿った流れ方向の速度と量論一次元火炎との速度 u を量論一次元火炎の燃焼速度 S_L^0 で除した空間速度分布を図 3.9 に示す．図より，一次元火炎の場合(点線)，u/S_L^0 は火炎に流入するまで一定であり，火炎内では熱膨張のために加速され，火炎背後において一定となる．一方，triple flame の場合(実線)，u/S_L^0 は混合気が火炎に接近するにつれて減少し，火炎直前において極小値をとり，その後，火炎の熱膨張のために増加している．この火炎直前における u/S_L^0 の極小値の存在が，一次元火炎と大きく異なる点である．この原因について次のように説明できる．図 3.10 は triple flame まわりの流線を示している．図から triple flame の未燃側に凸部の流線(流管)は，混合気が火炎に近づくにつれて広がり，この広がりの程度は火炎先端半径の減少につれて大きくなる．すなわち，混合気吹出し口における流速が同じ場合，火炎凸部前縁における流速は，火炎先端半径が小さいほど減少し，そのため火炎の上流への移動速度を速め，見かけの燃焼速度を増加させる．しかしながら，図 3.5 の ϕ_i=0.6, ϕ_o=2.1 の R と Su の時間変化のみが，図 3.5，3.6，3.7 における他の実験条件と傾向が異なる．すなわち，火花放電による高温熱源の影響がなくなったと見られる 4msec 以降,他の実験条件では R の増加につれて Su が減少しているのに対し，ϕ_i=0.6, ϕ_o=2.1 の場合，着火開始から R の増加につれて Su は増加し，R が 2.5mm より大きくなると，他の実験条件と同様に Su は減少している．この結果には次の要因が影響している．R が小さい場合，火炎先端から周囲への熱の流出量が増加する．すなわち，火花放電開始から 10msec において，R は 2mm 以下であり，火炎からの熱の流出による燃焼速度を低下させる効果が，火炎前縁の未燃ガス速度の低下による u_f の増加の効果より大きくなるため，Su は小さくなる．そして時間の経過につれて，R は大きくなるので熱の流出による燃焼速度の低下の効果が小さくなり燃焼速度は一度増加するが，

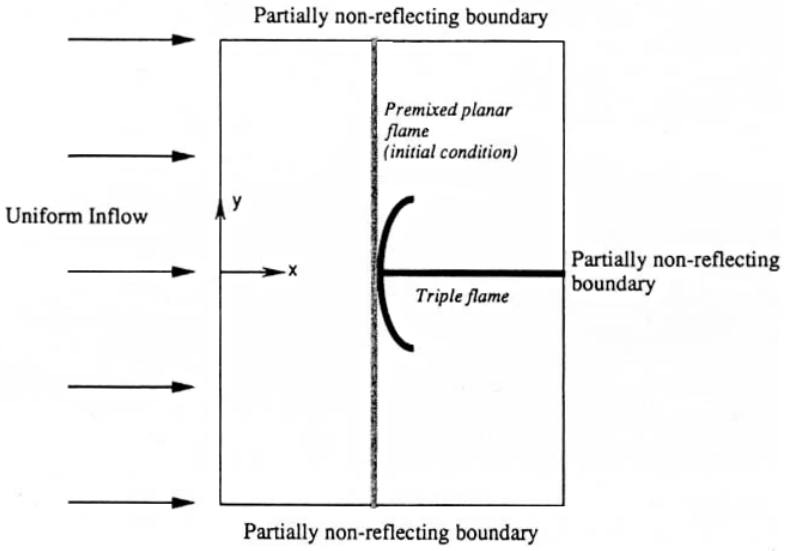


Fig. 3.8 Computational domain used in the simulation [3-3]

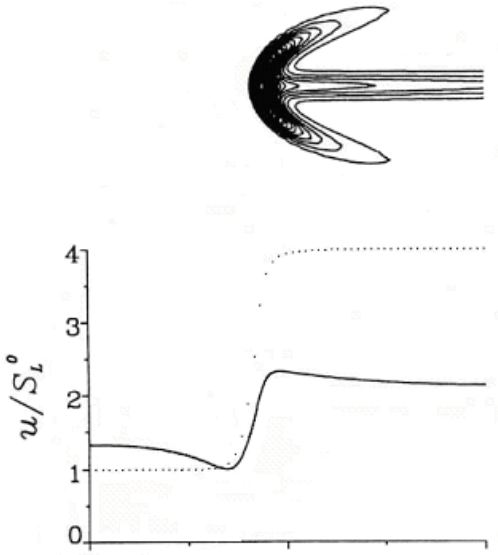


Fig. 3.9 Contour lines of the reaction rate along with the horizontal velocity component at the stoichiometric or symmetry line for a stabilized triple flame (solid line) and planar premixed flame (dotted line). [3-3]

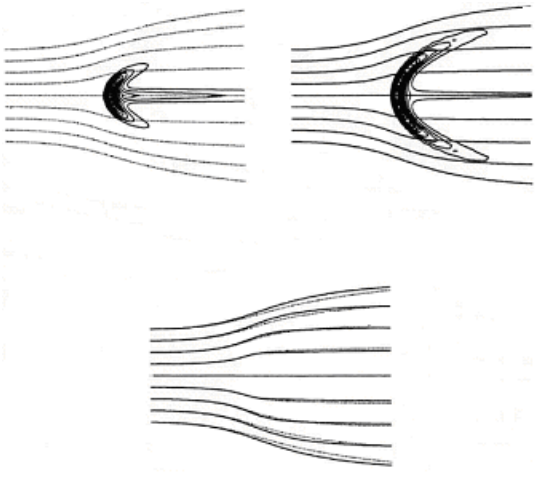
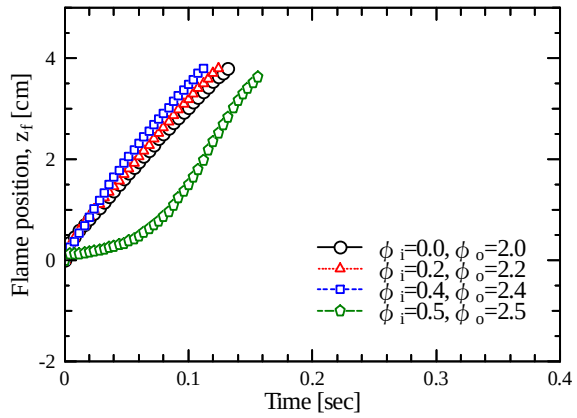
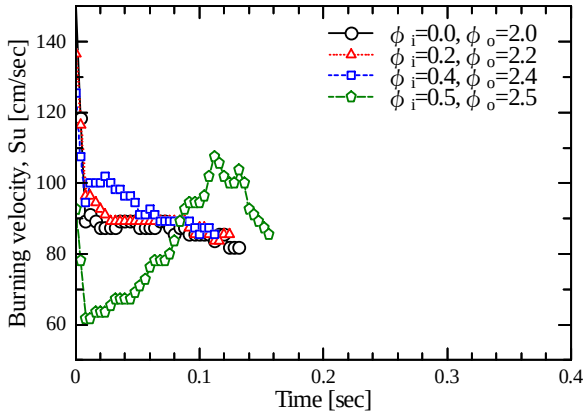


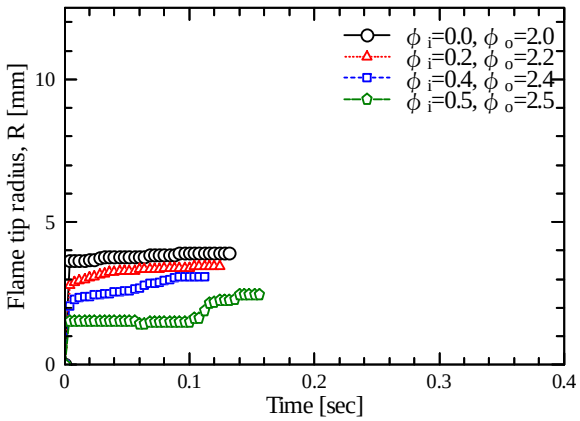
Fig. 3.10 Streamlines for flames with small (left, dotted line) and large (right, solid line) mixing thickness. The streamlines are superposed beneath. [3-3]



(a) Flame position



(b) Burning velocity



(c) Flame tip radius

Fig. 3.11 Time variations of the flame position, burning velocity and flame tip radius (U=60cm/sec).

R が更に増加すると先の考察のように流管が狭くなるので，火炎直前の未燃ガス速度が大きくなり，Su を低下させる．

図 3.11 は ϕ_i と ϕ_o との差を 2.0 に固定した場合の z_f，Su，R の時間変化を示している．この図において，ϕ_i=0.5，ϕ_o=2.5 の Su，R の時間変化をみると，火花放電直後の R は非常に小さく，火炎からの熱の流出量が大きいので，燃焼速度を低下させ，見かけの燃焼速度は低い．そして R が大きくなるにつれて Su が大きくなるが，R が 2.5mm を超えると Su は低下している．これは図 3.5 の ϕ_i=0.6，ϕ_o=2.1 の場合と類似した傾向である．

図 3.12 は図 3.11 における R と Su の関係を示したものである．この図より，R が約 2mm を境界に，R が増加あるいは減少するにつれ，Su が低下することからも，R は Su に影響を及ぼすことがわかる．以上のように，R の減少は流管を広げ，火炎の u_f を増加させる一方で，R の大きさの程度によっては熱損失のために火炎が弱められ，燃焼速度を低下させる．

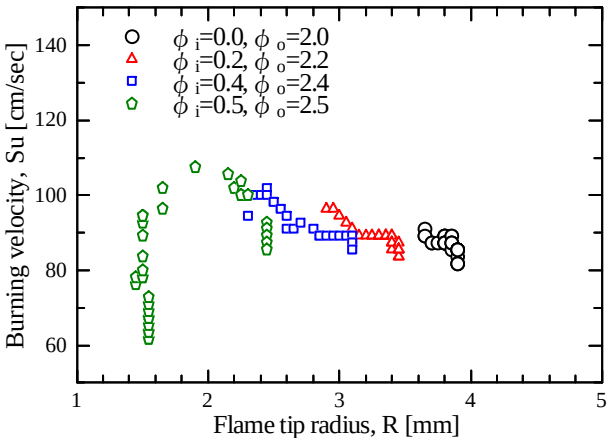


Fig. 3.12 Relationship between flame tip radius and burning velocity (U=60cm/sec).

3.3.3 当量比の組合せと見かけの燃焼速度

当量比の組合せと見かけの燃焼速度 Su の最大値 Su_{max}，時間平均値 Su_a，および時間平均火炎先端曲率 $1/R_a$ の関係について，それぞれ図 3.13，3.14，3.15 に示す．ここで，Su_a と $1/R_a$ は火花放電開始後 12msec から火炎が z=4cm に到達するまでのデータを用いている．このときのバーナ出口における混合気流速 U は 60cm/sec である．

図 3.13, 3.14 より，均質混合気の場合を境界に ϕ_i と ϕ_o の差の増加につれて，Su_{max} と Su_a は大きくなっているが，これらの値は当量比分布が凹形状($\phi_i<\phi_o$)の方が凸形状($\phi_i>\phi_o$)よりも大きくなる傾向にあり，その最大値は凹形状の場合で Su_{max} が約 110cm/sec, Su_a が 100cm/sec にも達している．一方，凸形状の場合で Su_{max} の最大値は約 80cm/sec であり，Su_a のそれは 80cm/sec 以下である．次に Su_a の結果を図 3.15 の火炎先端曲率 $1/R_a$ と比較してみると，$1/R_a$ と Su_a との間に相関が在ることがわかる．すなわち，$1/R_a$ が大きい場合(R_a が小さい場合)，Su_a は大きく，均質混合気の場合において $1/R_a$ は最も小さく Su_a も小さい．そして，火炎が W 形状となる凸の当量比分布の $1/R_a$ は凹の分布の場合よりも小さい．この原因については，前節の考察を用いて説明できる．すなわち，W 型火炎の未燃側凸部の個々の火炎先端曲率は，本研究で定義した $1/R_a$ よりも大きい．したがって，同じ $1/R_a$ の V 型火炎と比較したとき，火炎前縁の未燃側凸部の流管の広がりは W 型火炎の方が大きく，その位置における未燃ガス速度の減速の程度も大きくなることが予想される．しかしながら，R が約 2mm よりも小さくなると熱の流出量の増加のために燃焼速度が低下する．さらに，W 型火炎の凹部においては流管が狭くなるため，未燃ガス速度は増加し，その上この部分には燃焼速度の遅い過濃な混合気が流入していることから凹部の上流への移動速度は小さくなる．穴開き V 型火炎の場合は，W 型火炎の未燃側凹部に対応する部分が無いため，流管は狭くならずにガスは通過する．そのため，W 型火炎の Su_{max} と Su_a は V 型火炎ほど大きくならない．図 3.4 において，U=80cm/sec の場合，均質混合気の場合を境界に当量比分布が凹形状の場合においては，火炎は上流へ移動し，凸形状の場合は上流へ移動しなくなる原因についても上記の説明があてはまる．

Ko and Chung[3-8]はメタン噴流浮き上がり拡散火炎における火炎基部の曲率，伸長率，および濃度勾配と燃焼速度との関係について，曲率，伸長率，濃度勾配の増加につれて燃焼速度が減少すると述べている．また，永井ら[3-13]も，火炎先端曲率の増加につれて局所の燃焼速度が減少し，$Su_{L,max}$ に漸近することを述べている．図 3.16 は穴開きおよび穴無しの V 型火炎(凹形状の当量比分布)の火炎先端曲率 $1/R$ と Su との関係を示している．比較のために Ko and Chung の結果も載せてある．なお，Ko and Chung の燃焼速度の算出方法は，本論文と同じである．図より，本研究結果の $1/R$ と Su との間にはばらつきがあるが，彼らの結果とは異なり，$1/R$ がゼロから増加するにつれて Su は増加し，$1/R$=0.5 近傍において最大となり，$1/R$ が 0.5 より大きくなると Su は減少していることがわかる．Ko and Chung の結果は $1/R$ の増加につれて Su は単調に減少しているが，彼らの研究においても，さらに火

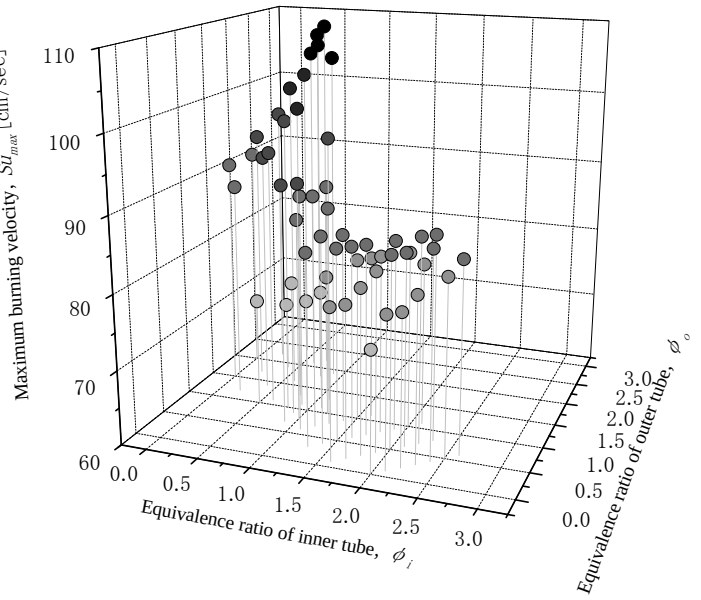


Fig. 3.13 Relationship between combinations of equivalence ratio and maximum burning velocity at U=60cm/sec

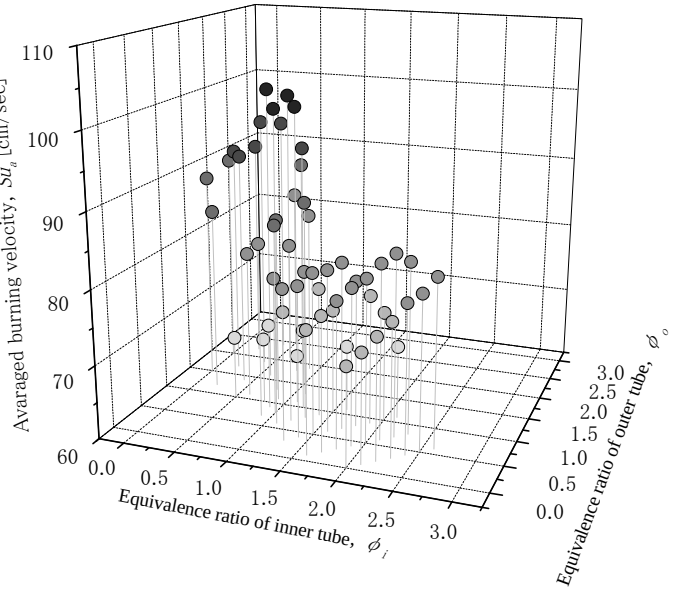


Fig. 3.14 Relationship between combinations of equivalence ratio and averaged burning velocity at U=60cm/sec

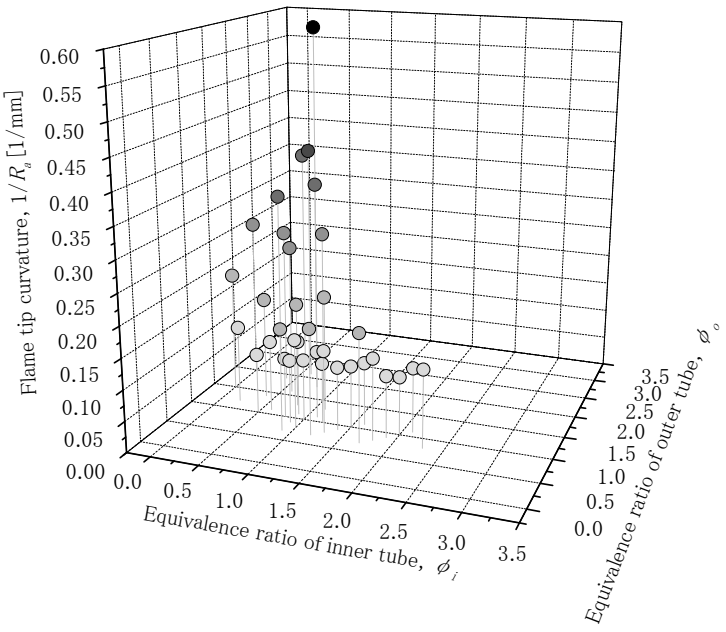


Fig. 3.15 Relationship between combinations of equivalence ratio and flame tip curvature at U=60cm/sec

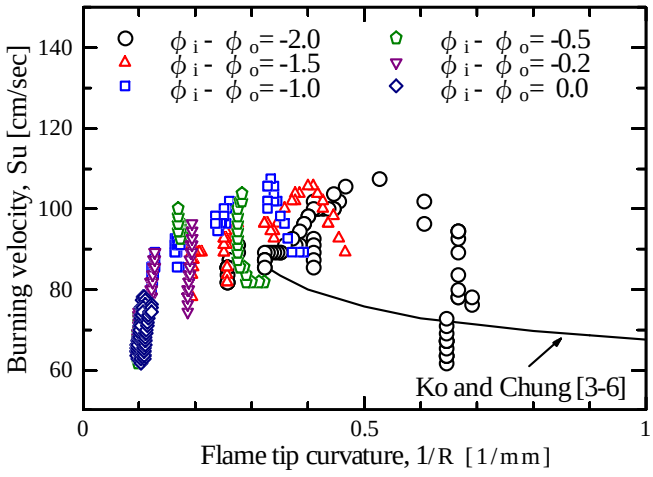


Fig. 3.16　Relationship between flame tip curvature and burning velocity

炎前縁の濃度勾配が減少すると $1/R$ は減少することになるから，火炎前縁における流管の広がりによる未燃ガスの減速効果は弱まることになる．したがって，ある $1/R$ で Su は最大値をとり，それより $1/R$ が小さくなると Su も小さくなることが推測される．

図 3.13 において，未燃ガス速度 U が 0 であると仮定しても，火炎の移動速度 u_f が一次元断熱予混合火炎の最大燃焼速度 $Su_{L,max}$(=43cm/sec[3-17])よりも大きくなる当量比の組合せが存在する．Plessing et al.[3-7]は三重円管構造のバーナ上に，また廣田ら[3-11, 3-12]は矩形バーナ上に安定する triple flame の未燃ガス速度を粒子画像流速測定法(PIV)を用いて測定し，燃焼速度を得ている．燃料には CH_4，酸化剤に空気を用いている．その結果から，彼らはいずれも triple flame の燃焼速度は $Su_{L,max}$ に等しいとしている．Kioni et al.[3-6] や永井ら[3-13]も燃料に CH_4，酸化剤に空気を用いて，矩形バーナ上に安定する triple flame の燃焼速度を測定しているが，その速度は Kioni et al. の場合で約 50cm/sec，永井らの場合で約 43cm/sec に達しており，$Su_{L,max}$ (=37cm/sec[3-17])よりも明らかに大きい．Lee and Chung[3-9]もまた，燃料に C_3H_8，酸化剤に空気を用いた場合の同軸噴流浮き上がり拡散火炎基部の未燃ガス速度を LDV を用いて測定しており，triple point(量論混合気が流入している点)上流における未燃ガス速度が 53cm/sec に達し，この結果もまた $Su_{L,max}$ を超えている．しかしながら，Kioni et al.や Lee and Chung らは，triple flame の燃焼速度が $Su_{L,max}$ を超える原因について議論していない．一方，永井らは一次元断熱火炎の燃焼速度よりも大きくなる濃度勾配が存在について，廣田らの研究結果[3-10]を用いて考察を行っている．廣田らは triple flame の火炎構造を調査するために，OH ラジカルの発光強度を調査している．OH ラジカルは燃焼時の連鎖分岐反応に必要不可欠なラジカルであり，熱発生率との相関があることから燃焼強度を議論する上で重要な情報となる[3-18]．彼らは，得られた OH ラジカルの最大値と濃度勾配について整理し，OH ラジカルの最大値はある濃度勾配で最も大きくなり，これより濃度勾配が増加あるいは減少しても，その最大値は低下することを示している．永井らはこの結果と対応させて triple flame の燃焼速度の最大値が $Su_{L,max}$ よりも大きくなること説明しているが，この OH ラジカルの発光強度の最大値と一次元断熱火炎の燃焼速度の最大値 $Su_{L,max}$ に対応する火炎のそれとの比較は行っておらず，$Su_{L,max}$ を超える原因とするには不十分な点がある．しかしながら，Takagi et al.[3-19]の研究結果によってこの説明を補うことができる．彼らは，対向流場を用いて edge flame の伝播特性について数値シミュレーションを行っている．N_2 で希釈した H_2 を燃料として用い，酸化剤には空気を用いている．燃料と空気それぞれの噴出し口中心部でその速度は高く，半径方向に

速度が低下する速度分布を与え，対向させて供給する．そして下流において着火することにより，バーナの中心軸に向かって伝播する edge flame を形成させた．彼らはこのときの速度，温度，H_2 のモル分率，熱発生率の分布について調査している．その数値計算結果によると，噴出し速度が小さい場合，edge flame は triple flame と類似の熱発生率分布が示され，温度分布については edge flame 先端よりも下流において最も高くなっている．また，このときの燃焼速度は，同じ燃料を用いた当量比 1.1 における一次元層流予混合火炎よりも高くなることを示している．この燃焼速度の増加の原因は H_2 のモル分率分布から，H_2 の選択拡散によるものとしている．他の研究も含め本研究では炭化水素系燃料を使用していることから，H_2 を用いた場合に比べて選択拡散効果による燃焼速度の増加の効果は小さいものと予想される．したがって，triple flame の燃焼速度が $Su_{L,max}$ を大きく超える原因として，次の考察を示す．本研究における火炎は半径方向に大きな濃度勾配を持つ混合気流中を上流へ移動するが，この半径方向の濃度勾配が火炎による反応物質の消費のために，火炎面に流入する反応物質の質量流束を増加させる．その結果，火炎上流端に流入する反応物質の質量流束は均質混合気中の場合よりも多くなり，一次元火炎の燃焼速度の最大値を超えるというものである．この火炎への反応物質の流入質量流束と燃焼速度との関係については次章でも取り扱う．

3.4　結　　言

凸または凹の軸対称当量比分布を形成させることのできる二重円管バーナを用い，内管と外管から供給する混合気の当量比を種々変化させた場合のプロパン/空気混合気流中を伝播する火炎について調査した．対象とした火炎は未燃側に凸の穴開き V 型火炎，穴無し V 型火炎，およびバーナ中心軸上の火炎が下流側へ凹んだ W 型火炎の三種類である．穴開き V 型火炎も含め，これら三つの火炎先端部分に対して共通した火炎先端半径 R を定義し，これと火炎の移動速度 u_f と混合気流速 U とを用いて評価した見かけの燃焼速度 Su の関係について調査した．得られた知見を以下に示す．

(1) U=60cm/sec の場合，均質混合気流中を上流へ移動できる火炎の当量比範囲は狭いが，当量比を組合せ混合気に当量比分布を与えることによって，

より広い当量比範囲で火炎が上流側へ移動できる．また，U=80cm/sec より大きな流速では均質混合気から凸の当量比分布において上流へ火炎は移動しなくなり，U=110cm/sec において当量比分布によらず火炎は下流へ流される．

(2) 当量比分布が凸形状のとき，低速の U において見られる上流へ移動する W 型火炎が，$U \geqq$ 80cm/sec においては見られない原因は，未燃側に凸部の火炎曲率の大きさと，火炎の中心において凹部が形成されるためである．すなわち，未燃側に凸部では熱損失によって燃焼速度の低下が顕著になり，凹部では流管が狭くなり未燃ガス速度が増加することによる．

(3) 当量比分布が凹形状の場合，R は内管と外管から供給される混合気の当量比差が増加するにつれて小さくなり，Su は増加するが，R が約 2mm より小さくなると熱損失のために Su も減少する．

(4) 三つの異なる形状の火炎に対して適用した R と Su には相関があり，この火炎先端半径の定義は，幅広い当量比域に対して利用できる．

(5) ある範囲の凹形状当量比分布において，u_f が一次元断熱予混合火炎の燃焼速度の最大値よりも大きくなる．

参考文献

3-1. Phillips H., “Flame in a Buoyant Methane Layer”, Tenth Symposium (International) on Combustion / The Combustion Institute, (1965), pp.1277-1283.

3-2. Dold J. W., “Flame Propagation in a Nonuniform Mixture: Analysis of a Slowly Varying Triple Flame”, Combustion and Flame 76, (1989) pp.71-88.

3-3. Ruetsch G. R., Vervisch L. and Linan A., “Effect of Heat Release on Triple Flames”, Physics of Fluids, Vol.7, No.6, (1995), pp.1447-1454.

3-4. 山下博史,堤谷進也,崔洛挺, “Triple Flame の火炎構造に与える燃料および当量比の影響” 日本機械学会論文集 B 編, 65 巻 630 号, (1999), pp. 775-782.

3-5. Takahashi F., Schmoll W. J. and Katta V. R., “Attachment Mechanisms of Diffusion Flames”, Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion / The Combustion Institute, (1998), pp.675-684.

3-6. Kioni P. N., Bray K. N. C., Greenhalgh D. A. and Rogg B., “Experimental

and Numerical Studies of a Triple Flame", Combustion and Flame 116, (1999), pp.192-206.

3-7. Plessing T., Terhoeven P., Peters N. and Mansour M. S., "An Experimental and Numerical Study of a Laminar Triple Flame", Combustion and Flame 115, (1998), pp.335-353.

3-8. Ko Y. S. and Chung S. H., "Propagation of Unsteady Tribranchial Flames in Laminar Non-premixed Jets", Combustion and Flame 118, (1999), pp.151-163.

3-9. Lee B. J. and Chung S. H., "Stabilization of Lifted Tribranchial Flames in Laminar Nonpremixed Jet", Combustion and Flame 109, (1997), pp.161-172.

3-10. 廣田光智,松尾亜紀子,溝本雅彦, "濃度勾配を有する予混合気中を伝播する火花先端領域の特性"日本機械学会論文集 B 編, 66 巻 646 号, (2000), pp. 1557-1564.

3-11. 廣田光智,松尾亜紀子,溝本雅彦, "Triple Flame の燃焼速度から考察する火炎先端の相互干渉", 日本機械学会論文集 B 編, 67 巻 661 号, (2001), pp.2353- 2360.

3-12. 廣田光智,松尾亜紀子,溝本雅彦, "Triple Flame における予混合火炎の火炎特性" 日本機械学会論文集 B 編, 69 巻 677 号, (2003), pp.177-184.

3-13. 永井良卓,廣田光智,溝本雅彦, "Triple Flame の燃焼速度に及ぼす火炎面曲率の影響",日本機械学会論文集 B 編, 70 巻 691 号, (2004), pp.780-788.

3-14. Chen Y. C. and Bilger R. W., "Stabilization Mechanisms of Lifted Laminar Flames in Axisymmetric Jet Flows", Combustion and Flame 123, (2000), pp. 23-45.

3-15. 平野敏右, "燃焼学-燃焼現象とその制御-", 海文堂, (1986), p.113.

3-16. Lewis B. and von Elbe G., "Combustion, Flames and Explosion of Gases, Third Edition", Academic Press, INC., (1987), pp.305-309.

3-17. 平野敏右, "燃焼学-燃焼現象とその制御-", 海文堂, 1986. p.54.

3-18. Paul Phillip H. and Najm Habib N., "Planar Laser-Induced Fluorescence Imaging of Flame Heat Release Rate", Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, (1998), pp.43-50.

3-19. Takagi T., Nakajima I. and Kinoshita S., "Structure and Propagation of Strain-Controlled H_2/N_2/Air Diffusion Flame", Proceedings of the Combustion Institute, Vol.29, (2002), pp.1573-1579.

第 4 章 周期的濃度変動を伴う混合気流中の火炎伝播

4.1 緒　　言

現在，予混合燃焼器の高性能化(排気浄化，低燃費化)のために，時間的あるいは空間的に濃度分布を形成させて燃焼させる方式が積極的に用いられている．例えば，ガソリンエンジンにおいては，燃料をシリンダー内へ直接噴射する成層希薄燃焼方式が実用化され，一方，連続燃焼器においても，混合気の組成を強制的に変動させて窒素酸化物(NOx)濃度の低減を図る試みがなされている[4-1～4-3]．いずれの場合も，火炎は濃度が一様でない混合気中を伝播することになり，その性質は時間とともに変化する．この動的効果が，均質混合気のときの火炎にはない特性を生じさせる．前章では火炎の伝播方向に対して垂直方向に大きな濃度勾配を持った混合気流中を伝播する火炎について調査した．本章では火炎伝播方向に濃度勾配を持たせた場合の火炎について調査する．

濃度分布を有する混合気中を伝播する火炎の動的応答に関する数値的研究として以下のものがある．Cruz et al.[4-4] は，管内における成層混合気中と均質混合気中を伝播する層流火炎について調査し，火炎が量論から希薄，あるいは過濃から量論に変化する混合気中を伝播するとき，その伝播速度は，対応する当量比の均質混合気中を伝播する火炎よりも速くなり，量論から過濃に変化する混合気中を伝播するとき，これとは逆に遅くなることを示した．Marzouk et al.[4-5]は，よどみ流中における伸長火炎に対して，量論から希薄に単発的に当量比変化を与えた時の火炎構造と燃焼速度に及ぼす影響を調査している．結果として，当量比勾配を伴う混合気中の火炎の伝播は，均質混合気の場合とは異なり，火炎背後の温度やラジカル濃度による back support のために，希薄可燃限界以下の当量比においても燃焼を維持すること，また，当量比勾配が増加するにつれて，この flame inertia 効果はより強くなることが明らかにされた．Lauvergne and Egolfopoulos [4-6]，Sankaran and Im[4-7]は，対向流中に形成される希薄可燃限界付近の火炎について，供給する混合気の燃料濃度を正弦波的に変化させた場合に，可燃限界が広がることを示した．和久ら[4-8～10]は，一様な未燃混合気中を伝播する平面一次元火炎が，異なった組成を持つ，列状の濃度はん点と単一の濃度はん点に遭遇した

ときの火炎の挙動について研究を行い，前者の場合においては，火炎はしわ状に変形するが，その変形は時間とともに収束するのに対し，後者の場合においては，火炎形状の変形は増大し続けることを明らかにした．

一方，成層混合気中を伝播する火炎に関する実験的研究としては以下のものがある．Karim and Lam [4-11]は，静止空気が充填された垂直円管内に CH_4 を解放し，自然対流と分子拡散により成層濃度場を形成させ，この雰囲気中における火炎の伝播速度が，対応する燃料濃度の均質混合気中を伝播する火炎よりも速くなることを示した．吉田ら[4-12]は当量比の異なる混合気を層状に配置できる定容燃焼器を用い，当量比の組み合わせを種々変化させた場合の火炎伝播状況を調査している．その結果，直接点火できない希薄予混合気でも，可燃範囲内の混合気の間に層状に配置することによって燃焼させることができることが明らかにされた．藤本ら[4-13，4-14]は，パンケーキ型の定容燃焼器内に予め空気あるいは燃料/空気混合気を充填し，燃焼室の接線方向から混合気を噴射することによって，燃焼室の中心から半径方向に対して成層濃度場を形成させ，燃焼室中心で点火した場合の燃焼特性について調べている．燃料は C_3H_8 と H_2 の二種類を用いている．彼らは成層濃度場における NOx 排出量を均質混合気の場合と比較し，点火位置の濃度が高くなるほど NOx 排出量が平均空気過剰率の希薄側では増加し，過濃側では減少すること，逆に点火位置の濃度が低くなるほど過濃側で NOx 排出量が増加し，希薄側で減少することを明らかにしている．また，NOx 排出濃度に与える混合気分布の影響は C_3H_8 より H_2 の方が少ないことも示している．北川ら[4-15, 4-16] は，定容燃焼器内の静止した空気中またはプロパン/空気混合気中に同じ種類の燃料を噴射することによって形成される成層濃度場において，着火位置や着火時期を変化させた時の燃焼過程を調査した．結果として，空気中に燃料を噴射した場合，点火時期が遅くなるにつれて未燃燃料量が増加すること，予混合気中に燃料を噴射した場合，噴流内の燃料濃度の高い領域で形成された火炎は，希薄予混合気の領域に達した後も，ある程度の期間伝播し続けること，そして予混合気の当量比が 0.4 以上になると，火炎伝播が顕著になることが明らにされた．Ra and Cheng[4-17]は，定容燃焼器内に充填した均質混合気の中心部に濃度の異なる混合気を注入した小さな球状の石鹸膜を配置させることによりステップ的な当量比分布を形成させ，燃焼器の中心から周囲へ伝播する火炎の特性について調査し，Marzouk et al.[4-5]の数値的研究と同様の結果を得ている．

以上のように，これまでの成層燃焼に関連した研究の多くは単発の濃

度変化を対象としたものであり，また，実験研究で扱っている流れ場や濃度場は単純でない．そこで本研究では，混合気の濃度が周期的に変動する場合の火炎について実験的に調査する．流れ場や濃度場の単純化のため，流れ方向にのみ濃度変動する混合気流をつくり，これを壁面に衝突させるよどみ流タイプの予混合バーナを作製した．メタン/空気火炎について，濃度変動を与えたときの燃焼速度，燃焼ガス温度，燃焼ガスの H_2 および CO 濃度の動的応答について調査し，さらに周期的濃度変動の NOx 排出特性と時間平均燃焼ガス温度への影響についても調査した．そして，これらの結果を濃度変動を与えない場合の火炎(定常火炎)の結果と比較した．

主な記号

a ： 当量比振幅
A ： 相当当量比振幅
B ： モル吸光係数
C ： モル濃度
δ ： よどみ面から火炎までの距離
ε ： 伸長率
f ： 周波数
ϕ ： 当量比
ϕ_m ： 平均当量比
I ： 吸収帯通過後の透過光強度
I_0 ： 入射光強度
l ： 光路長
L ： バーナ出口から衝突壁までの距離
Su ： 燃焼速度
u_f ： 混合気流出速度
u_g ： 火炎の移動速度
U ： 火炎直前における未燃ガス速度
T_b ： 燃焼ガス温度
T_{tc} ： 温度の指示値
τ ： 時定数
Y_i^* ： i 成分と N_2 との濃度比

添え字

0	:	当量比変動を与えていない場合の火炎(静的火炎)
$ave.$	:	時間平均値
max	:	最大値
min	:	最小値
$(l \rightarrow r)$	:	当量比が希薄から過濃へ変化するとき
$(r \rightarrow l)$	:	当量比が過濃から希薄へ変化するとき
(l)	:	希薄側
(r)	:	過濃側

4.2　実験装置および方法

4.2.1 燃焼器

本実験で使用したバーナを図 4.1 に示す．火炎形状の一次元性を確保し現象の単純化を図る目的で，主流方向にのみ濃度変動を与え，半径方向には濃度分布をもたないよう，バーナに工夫を施した．バーナは混合室と整流室からなる．まず混合室に上流で十分に混合(一次燃料+一次空気)した濃度，流量ともに一定の混合気(主流混合気)を供給し，これに混合気濃度を変動させるための二次燃料，二次空気を交互に供給する．この時，主流混合気と二次燃料あるいは二次空気を迅速に混合させるため，混合室壁に設けた 8 個の小孔(内径 2.5mm)の 4 個から燃料，他の 4 個から空気を主流方向に垂直に噴出させた．さらに混合を促進するため，長さ 10mm, 内径 4mm の絞りを通過させた後, 整流室へ導く. 整流室では，流入した混合気を厚さ 5mm の焼結金属板, およびバーナ出口において 1 枚ごとに 45° ずつ回転させて重ね合わせた 4 枚の金網(#100)で整流し燃焼場に供給する．バーナ出口径は 20mm である．また，周囲の空気との間の相互作用を無くすために，混合気供給口の周囲から窒素を供給し，火炎を周囲空気からシールドしている．

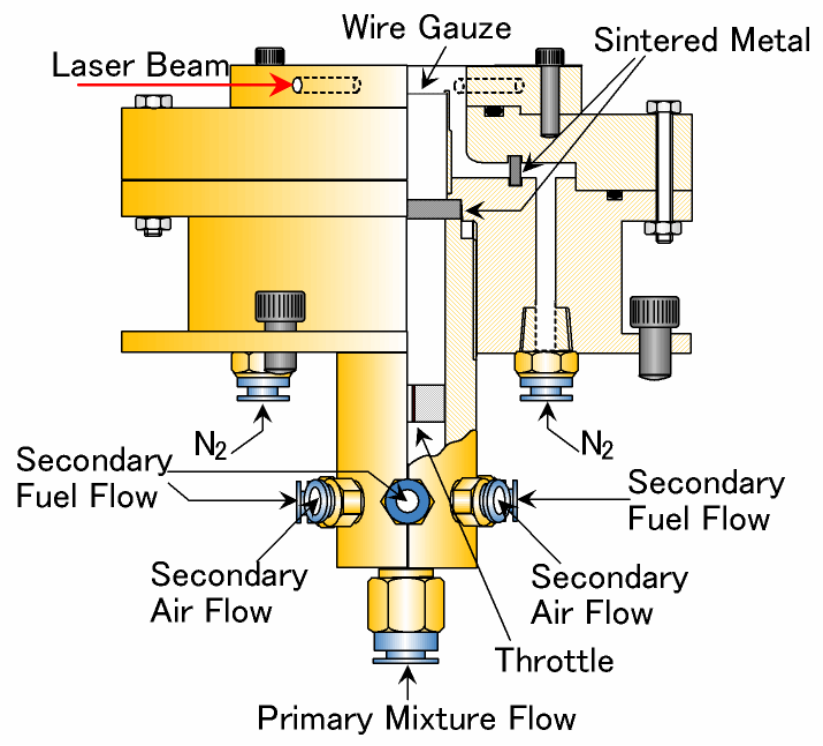


Fig. 4.1 Schematic of the burner

4.2.2 混合気供給方法

流路系の概略を図 4.2 に示す．まずバーナから流量，当量比ともに一定の混合気(主流混合気)を噴出させ L=20mm 離れた衝突壁に平行な火炎を形成する．次に主流混合気に対して濃度変動を与える成分である二次燃料，二次空気を電磁弁を用いて交互に供給する．その際，供給量の和が一定となるように調整し，バーナからの流出速度を一定に保ったまま，濃度変動だけを与える．電磁弁の開閉時期を制御することにより，濃度変動周波数 f を変化させた．実験は混合気流出速度 U を 100cm/sec とし，f は 3～50Hz で変化させた．平均当量比を ϕ_m，当量比振幅を a とすると，バーナ出口における当量比変動範囲は，$\phi=\phi_m \pm a$ で与えられるが，実験は次の三つの変動条件について行われた．① ϕ_m=0.85，a=0.06 の希薄域での変動(以下，変動 $F_{0.85}$ と表示)，② ϕ_m=1.07，a=0.17 の燃焼速度が最大となる当量比を挟んでの変動(以下，変動 $F_{1.07}$ と表示)，③ ϕ_m=1.30，a=0.06 の過濃域での変動(以下，変動 $F_{1.30}$ と表示)である．なお，変動 $F_{0.85}$ と変動 $F_{1.30}$ の場合，当量比の変化域における定在火炎の安定位置は両者でほぼ等しい．

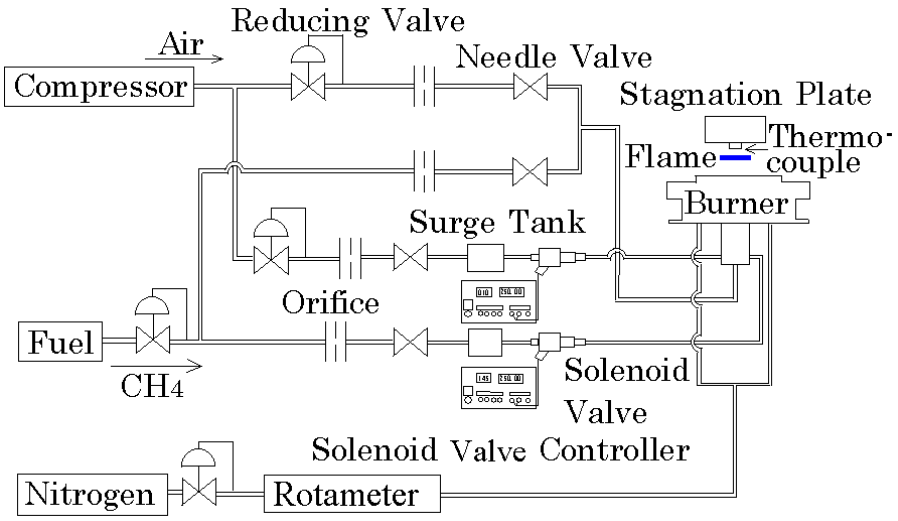


Fig. 4.2 Schematic of the gas supplying system

4.2.3 混合気濃度の測定方法

混合気濃度の測定には 3.39μm 赤外吸収法を用いた[4-18]. 使用した濃度測定システムの概略を図 4.3 に示す. 赤外吸収法による混合気濃度の測定原理を以下に示す.

炭化水素燃料の吸収帯は He-Ne レーザの発振波長 3.39μm と一致することを利用し, Lambert－Beer の法則から次式により気体燃料のモル濃度 C を求めることができる.

$$log(I/I_0) = -B\ell C \qquad (3.1)$$

ここで, I は吸収帯通過後の透過光強度, I_0 は入射光強度(吸収帯が無い場合の透過光強度), B はモル吸光係数, ℓ は光路長である. モル吸光係数は燃料の種類, 圧力, 温度によって異なる. しかしながら本実験は, 室温, 大気圧下, 光路長 20mm で行っていることから, 透過率 I/I_0 を測定することにより, 上式から燃料濃度を求めることができる. 本実験では予め当量比と透過率の関係を調べた. その結果を図 4.4 に示す.

このシステムの構成は He-Ne レーザ(日本科学エンジニアリング株式会社, 発振波長 3.39μm, 定格出力>8.0mW, ビーム径 3.0mm), チョッパー(自作), 集光レンズ(有限会社 S･H･O, レンズ外径 25mm, 焦点距離 250mm), バンドパスフィルター(SPECTROGON 社, 中心波長 3390nm,

バンド幅 60nm), PbSe 光導電素子(浜松ホトニクス, 波長範囲 1.5～5.1 μm)冷却型赤外線検出器用温度制御器(浜松ホトニクス), PbSe 素子用アンプ(浜松ホトニクス), AD ボード(MICRO SCIENCE 社), コンピュータ(NEC)からなる.

3.39μm の波長を持つ赤外線レーザはチョッパーによって約 1000Hz の断続光に変える. チョッピングされたレーザ光は, 集光レンズによって直径約 0.2mm に絞られバーナ出口上方を通過しバンドパスフィルターをとおって PbSe 光導電素子に照射される. このとき受光部は温度コントローラによって 0℃に保たれている. その後, プリアンプによって信号を増幅し A/D 変換器を介してパソコンに取り込み, これを濃度に変換する. 濃度測定は一貫してサンプリング間隔を 50μsec で行った. なお, バーナ出口において半径方向の濃度分布はリム付近を除きほぼ一様であることは予め確認している.

4.2.4 火炎位置の測定方法

混合気濃度の変化によって上下に移動する火炎位置の測定には高速度ビデオカメラ(Kodak 社製, SR-1000, 撮影速度:1000 コマ/sec)を用いた. 撮影は平面火炎に対して水平方向から行った. 火炎位置は衝突壁から火炎帯中心までの距離とし, 得られた画像から求めた. 火炎帯中心は目視により判断した.

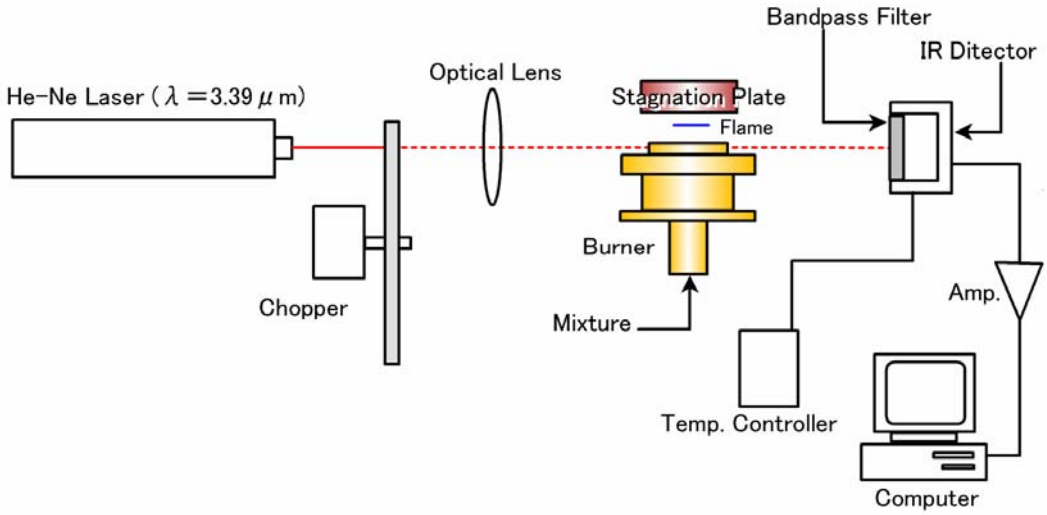


Fig. 4.3 Schematic of mixture concentration measurement system

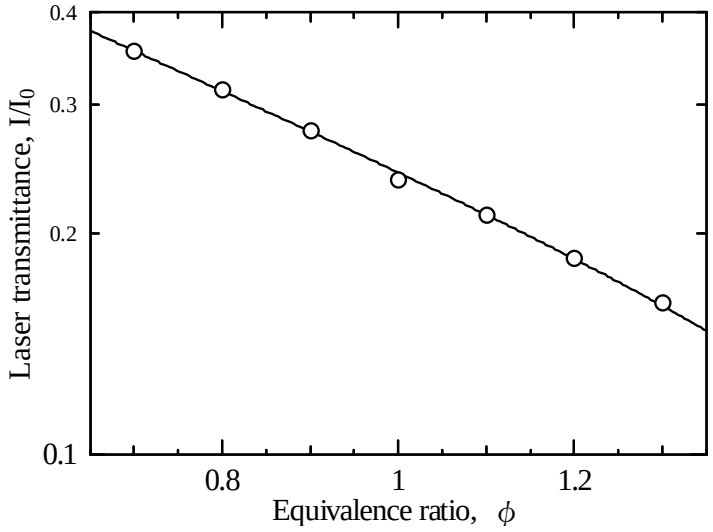


Fig. 4.4 Relationship between equivalence ratio and laser transmittance

4.2.5 燃焼ガス温度の測定方法

火炎背後の燃焼ガス温度は，素線径 50μm の Pt-Rh20%/Pt-Rh40%熱電対を用いて測定した．温度測定はセラミック製の衝突壁から上流に 4mm 離れたバーナ中心軸上の位置(P_4点)である．得られた温度データは時定数 τ を用いて次式により補償した．

$$T_b = (1 + \tau\, d/dt) T_{tc} \qquad (3.2)$$

ここで T_b は燃焼ガス温度，T_{tc} は熱電対指示温度である[4-19]．τ は次のようにして求めた．本実験での最低周波数(f=3Hz)においては火炎は変動に完全追従するとし，上式で補償したときの T_b の変動幅と，当量比変動に対応する定在火炎の燃焼ガス温度の変化幅とが一致するように τ を決めた．その結果，変動 $F_{0.85}$，変動 $F_{1.07}$，変動 $F_{1.30}$ について，それぞれ τ=28.3msec，τ=21.7msec，τ=26.8msec となった．なお，例として ϕ=0.85 の定在火炎に対して測定した軸方向温度分布を図 4.5 に示す．図から，熱電対測定位置に対する壁面の熱損失の影響が小さいことがわかる．この温度分布の傾向は他の当量比に対しても同様である．

以下，当量比を変動させたときの火炎を動的火炎，当量比が一定で定在するときの火炎を静的火炎と呼ぶこととする．

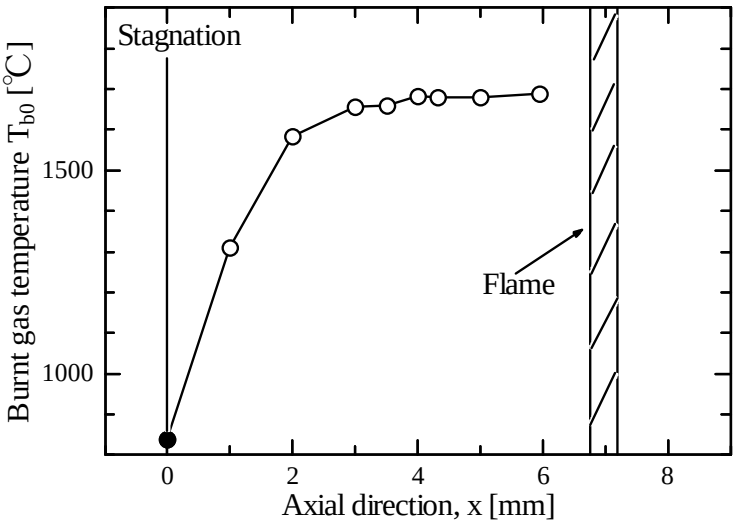


Fig. 4.5 Burnt gas temperature distribution of steady flame (ϕ =0.85)

4.2.6 燃焼ガスの成分分析 (H_2, CO, CO_2)

燃焼ガスのサンプリングは，壁面温度が約 40℃の水冷壁から上流 4mm(温度測定位置と同じ)，バーナの中心軸上で行った．燃焼ガス吸引管は外径 2mm，内径 1mm のステンレス管である．吸引管の存在による流れ場への影響を極力抑えるために，管先端の外側にはテーパ加工を施した．非燃焼時において，サンプリング位置における流速を熱線風速計で測定した結果，35cm/sec であった．燃焼時には，火炎による熱膨張のために，これ以上の流速になることが予想されるが，この速度で燃焼ガスの吸引を行った．吸引は静的火炎の場合には連続的に，動的火炎の場合には間欠的に行っているが，後者のときに用いた水冷壁を図 4.5 に示す．図中の間欠吸引装置(自動車用燃料噴射弁を転用)を用いて燃焼ガスの間欠吸引を行うが，吸引時間は全ての f に対して約 3msec である． f が大きくなると燃焼ガス吸引管の流路抵抗のために間欠的な吸引が困難になることから，本研究では変動 $F_{0.85}$ の f=5，20，30Hz について実験を行った.図 4.6 は間欠吸引装置を用いて吸引した場合の一例として，f=30Hz における吸引管先端における速度の時間変化を示している.この図から吸引速度は約 35cm/sec,吸引時間は約 3msec であることがわかる.燃焼ガス中の成分濃度はガスクロマトグラフ(島津製作所製:GC-14A)を用いて測定し，N_2 を標準物質として H_2 と CO について濃度比を算出した．測定は同位相において 3 回行い，その平均値を図に示した．

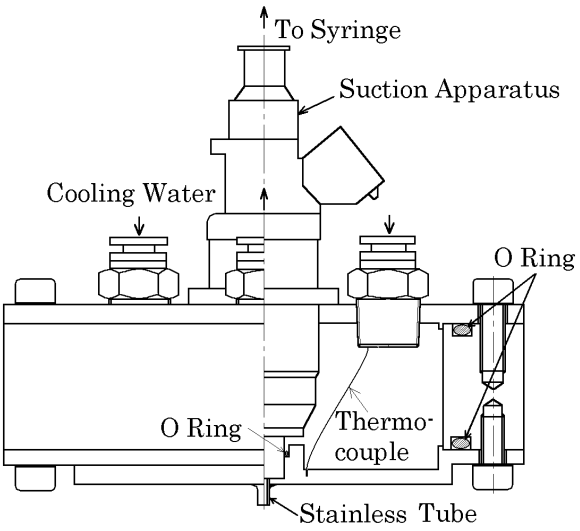


Fig. 4.5 Stagnation plate used for the intermittent suction of burnt gas

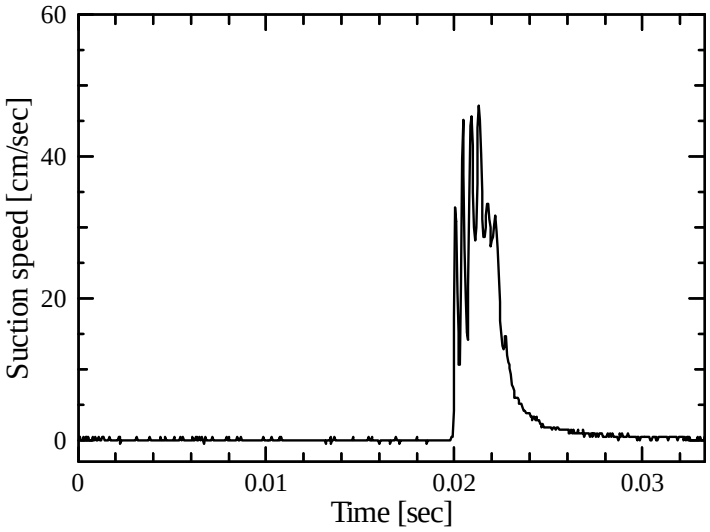


Fig. 4.6 Suction speed at the end of the suction pipe at f=30Hz

4.2.7 燃焼ガスの NOx(NO+NO_2)濃度測定

窒素酸化物濃度(NO+NO_2,以下 NOx 濃度と呼ぶ)の分析に使用した燃焼ガスの吸引系と NOx 分析系の概略を図 4.7 に示す．燃焼ガスの吸引は，水冷壁から 4mm 上流の位置(P_4点)に加えて 2mm 上流の位置(P_2点)においても行った．吸引には内径 1.7mm，外径 2.7mm の石英管を用いた．吸引速度は，各吸引位置における非燃焼時のガス流速(P_4点では 35cm/sec，P_2点では 17cm/sec)とした．NOx 濃度の分析には常圧形化学発光方式(島津製作所製：NOA-305A)を用いた．NOx の凝縮水への溶解や配管による触媒作用を防ぐ目的で，配管からアイスバスまでを約 60℃に保ち，配管にはテフロンチューブを用いた．実験は変動 $F_{0.85}$ と変動 $F_{1.07}$ について行った．

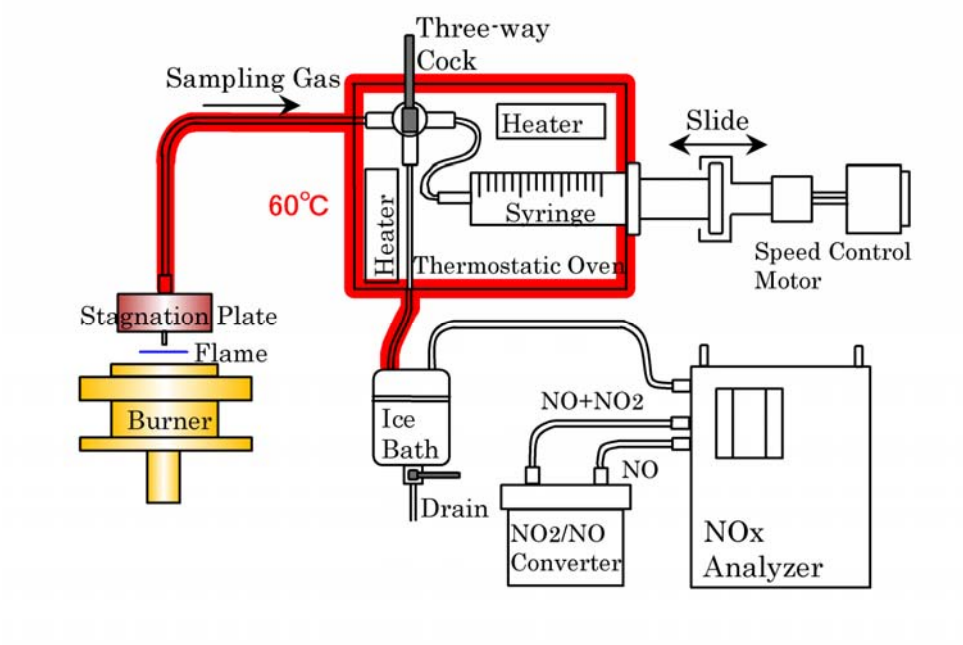


Fig. 4.7 Schematic drawing of burnt gas sampling and NOx analysis system

4.3　実験結果および考察

以下では，バーナ出口における混合気の当量比 ϕ を $\phi_m \pm a$ の範囲で変化させたときの動的火炎と静的火炎の比較を行っているが，後者の静的火炎については，添字“0”をつけて表示している．

4.3.1　静的火炎

4.3.1(a)　火炎位置と燃焼ガス温度

図 4.8，図 4.9 にそれぞれ当量比一定の火炎(静的火炎)の位置 δ_0 と燃焼ガス温度 T_{b0} を示す．Yamaoka and Tsuji[4-20]は，メタン/空気火炎の燃焼速度が最大となる当量比として ϕ=1.05 を得ているが，図 4.8 でも，火炎は，この当量比近傍において最も上流に位置し，それより希薄あるいは過濃になるにつれて，燃焼速度の低下のために，下流位置で安定する．T_{b0} の最大値も ϕ=1.05 近傍に存在し，また，ϕ に対する δ_0 と T_{b0} の変化の傾向が類似しており，燃焼速度と T_{b0} とが密接に関係していることを反映している．図 4.8 には，δ_0 に替え，流れ場をポテンシャル流れで近似して求めた静的火炎の燃焼速度 Su_0(= $\varepsilon \cdot \delta_0$，ここで $\varepsilon = U/L$=50[1 /sec]:伸長率)を縦軸とする表示もなされている．この結果は後述する動的火炎の燃焼速度との比較に用いる．

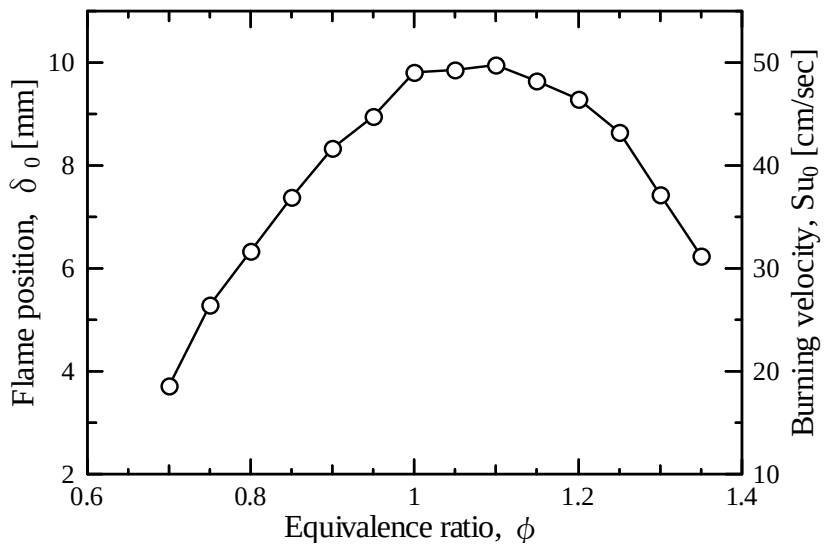


Fig. 4.8 Relationship between equivalence ratio and flame position (static flame)

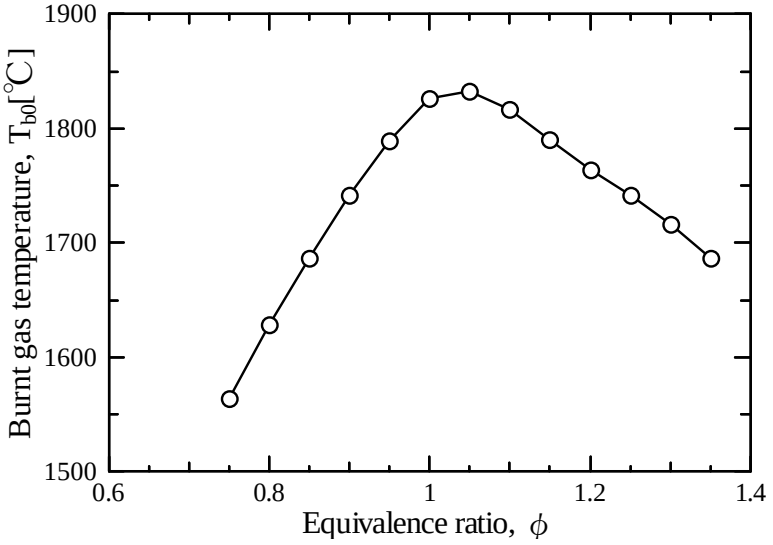


Fig. 4.9 Relationship between equivalence ratio and burnt gas temperature (static flame)

4.3.1(b)　NOx 濃度

P_2 点と P_4 点における，ϕ と燃焼ガス中の NOx 濃度の関係を図 4.10 に示す．測定は ϕ=0.79～1.3 の範囲で行った．希薄域においては，ϕ の増加に伴って NOx 濃度，T_{b0} ともに増加しており，両者の関係に良い対応が見られるが，過濃側では NOx 濃度と T_{b0} の対応は明確ではない．一般に，炭化水素/空気混合気の燃焼において，NOx 濃度の大部分を占める NO の生成については，温度依存性の強い，いわゆる Zeldovich NO と，過濃側で特徴的に見られる温度依存性の弱い Prompt NO(ϕ=1.4～1.5 で最大値をとる[4-21])との 2 つの異なる生成機構が知られている．図 4.10 の過濃域における NOx 濃度の変化は，これら 2 つの生成機構が合わされた形で現れているように見える．メタン/空気一次元予混合火炎の NO の排出特性について数値的に検討を行った Nishioka et al.の研究[4-22]でも類似の関係を得ている．希薄域において，P_4 点に比べて P_2 点の方が高目の NOx 濃度を示しているが，これは，火炎に対してより下流に位置する P_2 点の方が燃焼ガスの滞留時間が長いために，Zeldovich NO が継続して生成されるためである．

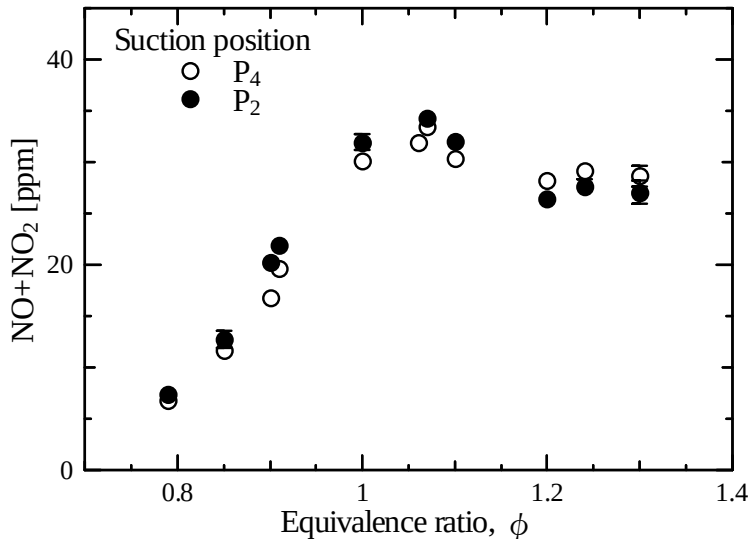


Fig. 4.10 Relationship between equivalence ratio and NOx concentration (static flame)

4.3.2　動的火炎

4.3.2(a)　当量比変動と火炎位置

図 4.11(a), (b), (c)はそれぞれ希薄側変動 $F_{0.85}$, 量論まわり変動 $F_{1.07}$, 過濃側変動 $F_{1.30}$ の f=30Hz における動的火炎のバーナ出口当量比 ϕ と火炎位置 δ の時間変化を示している．横軸の時間は実時間 t を変動周期 T で除した値である．これらの図から，ϕ の変化に伴って火炎は上流あるいは下流へ移動しているが，最大燃焼速度の当量比を挟む変動 $F_{1.07}$ の場合には，火炎は 1 周期に 2 回，上下に移動していることがわかる．また，動的火炎の移動範囲は，それぞれの ϕ の変化域に対応する静的火炎の位置 δ_0 についての，最も上流の位置 $\delta_{0,max}$ と最も下流の位置 $\delta_{0,min}$ で挟まれた範囲内にあることがわかる．本実験で行われた周波数範囲において，動的火炎の移動範囲はそれぞれの ϕ の変化域における静的火炎の位置の範囲内である．

4.3.2(b)　燃焼速度(希薄域変動)

以下の方法により燃焼速度を計算した．壁面を原点，上流方向を正とする x 軸を選ぶ．火炎位置を $x=\delta$，そこにおける火炎の移動速度を u_f, 混合気流速を u_g(<0)とすると，燃焼速度 Su は $Su=u_f-u_g$ で表される．

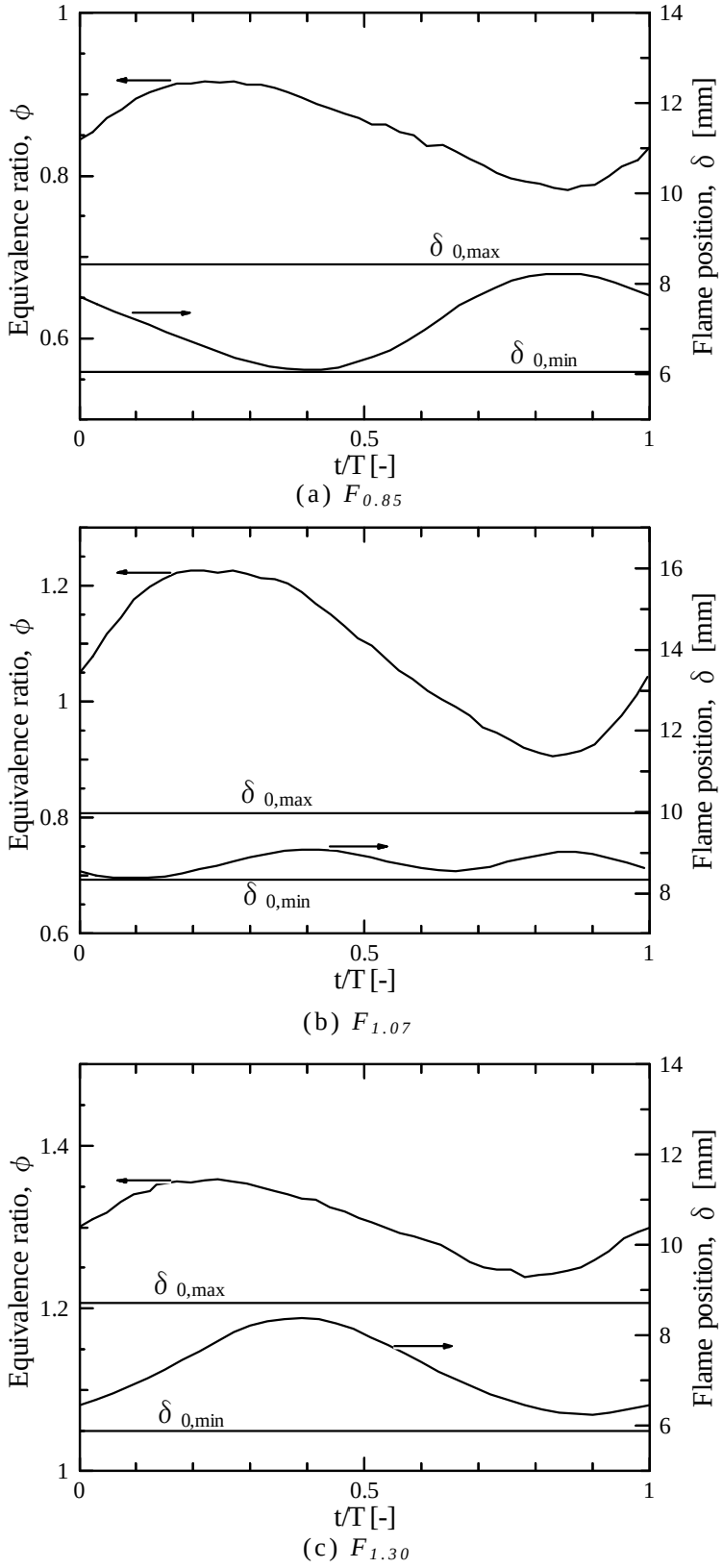


Fig. 4.11 Time variations of equivalence ratio at the burner exit and flame position at f=30Hz

ここで$u_f = d\delta/dt$であるから，火炎が上流へ移動するときは$u_f>0$，下流へ移動するときは$u_f<0$となる．前述のように，本実験ではバーナから流出する混合気を整流するために焼結金属と 4 枚の金網を用いているが，金網の微妙な配置具合が火炎の一次元性に大きな影響を与えるため，散乱微粒子を用いるレーザ法による流速計測は困難である．そこで流れ場をポテンシャル流れで近似すると，未燃ガス速度u_gは，u_g=－$\varepsilon \cdot \delta$(ε=U/L:伸長率)で表され，したがって$Su = d\delta/dt + \varepsilon \cdot \delta$となって$Su$は$\delta$および$\delta$の時間微分から算出される．図 4.11(a)と同条件における動的火炎のu_f，－u_g，Suをそれぞれ図 4.12，4.13 に示す．$Su_{0,max}$，$Su_{0,min}$はそれぞれ，ϕの変化域における静的火炎の燃焼速度Su_0の最大値，最小値である．図 4.13 から，Suの変動幅は，$Su_{0,max}$，$Su_{0,min}$で挟まれた領域より大きいことがわかる．次に火炎位置と燃焼速度の関係について着目する．一般に，よどみ流中に形成される定在火炎は，燃焼速度が最大および最小であるとき，それぞれ最も上流および最も下流に位置する．しかし当量比変動を与えた場合には，火炎が最も上流(－u_gが最大)，あるいは最も下流(－u_gが最小)に到達する以前にSuの最大値，最小値が存在していることがわかる．この結果は，火炎が最も上流あるいは下流に到達する以前に，燃焼速度がそれぞれ，最大あるいは最小となる当量比の混合気が火炎に流入することを意味する．

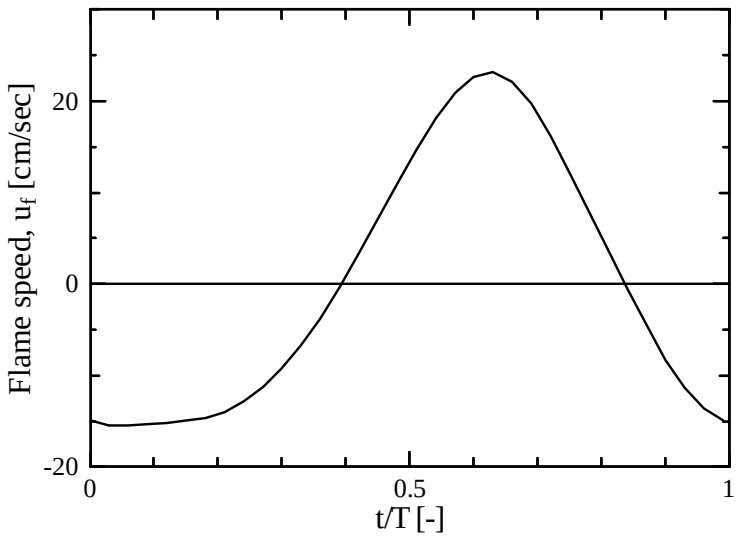


Fig. 4.12 Time variation of the flame speed at f=30Hz ($F_{0.85}$)

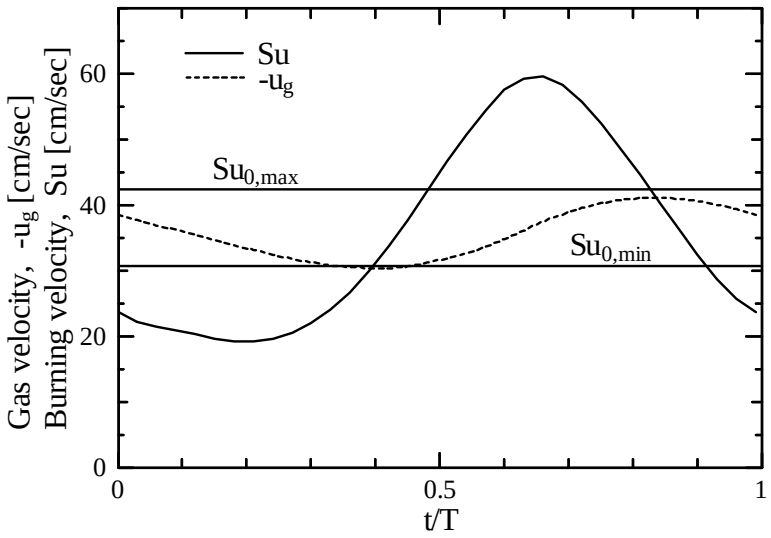


Fig. 4.13 Time variations of the gas velocity at the flame front and burning velocity at f=30Hz ($F_{0.85}$)

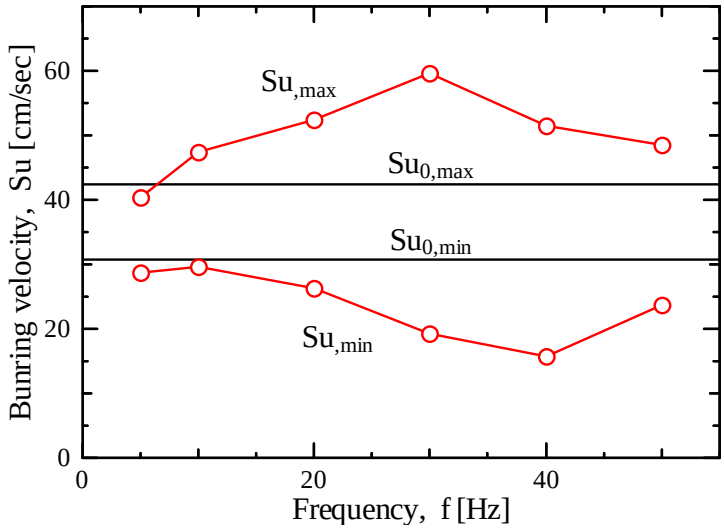


Fig. 4.14 Frequency dependences of the maximum and the minimum burning velocity ($F_{0.85}$)

f に対する Su の最大値 $Su_{,max}$ と最小値 $Su_{,min}$ の変化を図 4.14 に示す．4.3.2(a)節の当量比変動と火炎位置で述べたように，f によらず動的火炎の移動幅は静的火炎のそれよりも小さいことから，Su の変動幅が Su_0 の変化域よりも小さくなるように思える．しかしながら，この図から，f の増加につれて Su の変動幅は Su_0 の変化域よりも大きくなり，f=30Hz 付近で最大をとり，その後減少していることがわかる．この原因については次節でまとめて述べる．

4.3.2(c)　燃焼ガス温度（希薄域変動）

前節において，同じ当量比変動に対し，動的火炎の燃焼速度の変動幅が，静的火炎のそれより大きくなることが示されたが，燃焼速度と火炎温度とは密接に関係することから，火炎背後において燃焼ガスの温度測定を行った．f=5，20，30Hz の場合の燃焼ガス温度の時間変化を図 4.15 に示す．ここで，T_b は動的火炎の燃焼ガス温度，$T_{b0,max}$ と $T_{b0,min}$ はそれぞれ，ϕ の変化域における静的火炎の燃焼ガス温度 T_{b0} の最大値と最小値である．当量比変動させた場合，火炎より上流側では反応物質の拡散により，火炎直前での当量比の変動振幅は減衰し，一方，火炎より下流側では熱拡散のために，燃焼ガス温度の変動幅は減衰することが予想される．しかしながら，T_b の変動幅は，$T_{b0,max}$，$T_{b0,min}$ で挟まれた T_{b0} の変化幅より大きい．これは図 4.13 で示した Su の変化に類似した傾向である．

次に f に対する T_b の最大値 $T_{b,max}$ と最小値 $T_{b,min}$ の変化を図 4.16 に示す．この図から T_b の変動幅は，T_{b0} の変化幅よりも大きく，また，30Hz 付近で最も大きい．これは図 4.14 と同じ傾向である．

これらの原因について以下のように考えることができる．当量比変動を与えた場合，火炎前縁において，この当量比変化域における不足反応物質である CH_4 濃度が増加段階にあるときは，火炎は上流へ移動し，減少段階にあるときは下流へ移動することになるが，火炎が上流へ移動するときには，火炎の移動方向と CH_4 の拡散方向が相対することになるため，火炎前縁での濃度勾配が大きくなり火炎面へ流入する CH_4 の質量流束が増加する．一方，逆に火炎が下流へ移動するとき，火炎の移動方向と CH_4 の拡散方向とが一致するため，その濃度勾配は小さくなり CH_4 の流入質量流束は減少する．これらの要因のため，濃度変動に伴う火炎移動が CH_4 の火炎への輸送速度の変動幅を増大させ，バーナ出口での当量比変動から予想される以上に火炎の性状を変動させると考えられる．しかしながら，当量比の変動振幅は火炎に到達するまでに次第に減衰し，

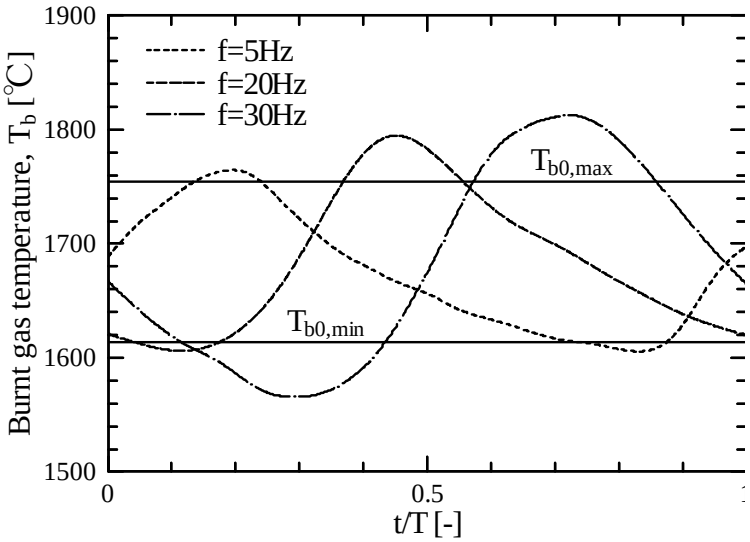


Fig. 4.15 Time variations of the burnt gas temperature ($F_{0.85}$)

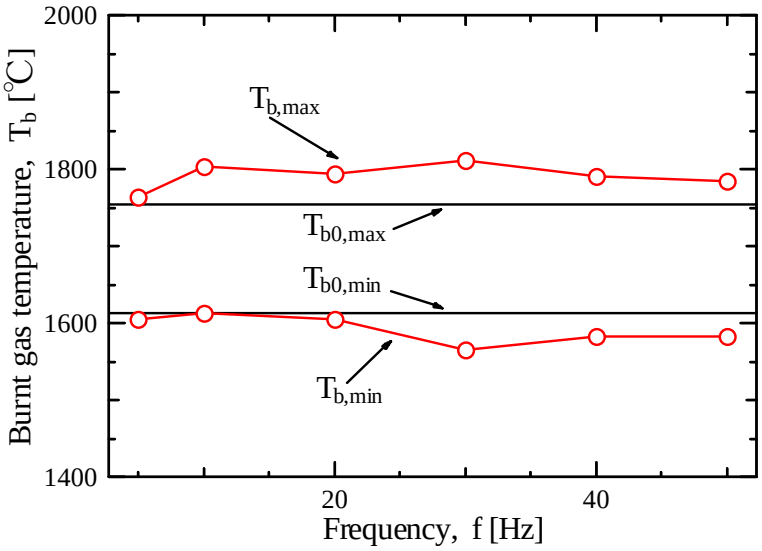


Fig. 4.16 Frequency dependences of the maximum and the minimum burnt gas temperature ($F_{0.85}$)

その程度は f の増大とともに顕著になることから，f がある程度以上大きくなると火炎性状の変動幅は減少し始めると考えられるが，図 4.14 の f に対する Su の変動幅が，30Hz 付近で最大で，その後は減少していることからも，この傾向がうかがえる．f がさらに大きくなった場合，Su，T_b の変動はより小さくなり，それぞれの平均当量比 ϕ_m に対応した値に漸近していくものと思われる．

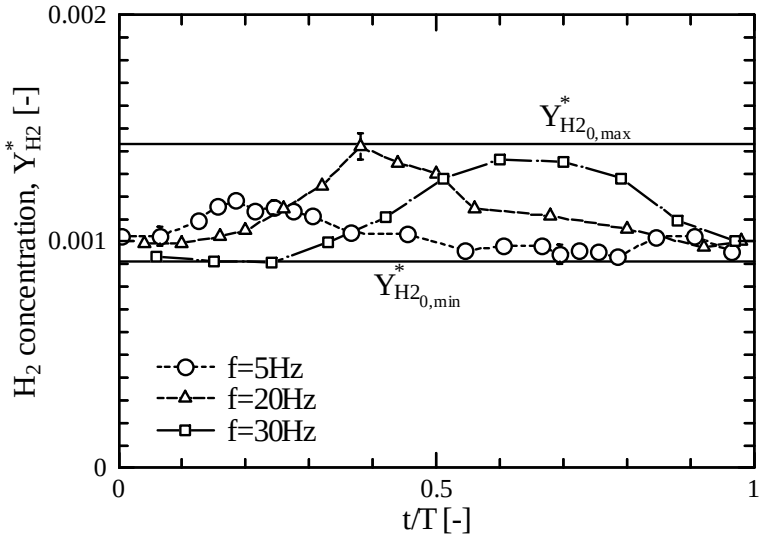
4.3.2(d)　燃焼ガス組成（希薄域変動）

動的火炎への CH_4 の流入質量流束が，静的火炎のそれよりもより大きく，あるいはより小さくなるならば，燃焼ガスの組成もこれに対応した変化を示すことが予想される．図 4.17 に時間に対する，N_2 を基準とした H_2 と CO の濃度比 $Y_i^* \equiv Y_i/Y_{N2}$ (i=H_2, CO)の変化を示す．この図は図 4.15 と同期している．図中の $Y^*_{i0,max}$ と $Y^*_{i0,min}$ はそれぞれ，ϕ の変化域における静的火炎の濃度比 Y^*_{i0} の最大値，最小値である．図 4.17 から，Y^*_{H2} と Y^*_{CO} の最大値，最小値は，ほぼ同位相に存在していることがわかる．また，f の増加に伴い濃度の変動幅が増大する様子は，図 4.15 と類似している．f=5Hz において H_2 および CO の濃度曲線が，他の f に比べて低濃度側にシフトし，また f が低いにも関わらず静的火炎のときの濃度の変化幅よりも小さい．この原因は，f が低いと，燃焼ガスを吸引していない時間の割合が，吸引している場合のそれに比べて大きくなるために，燃焼ガス吸引管の先端付近において燃焼ガス濃度の変動振幅が拡散により減衰し，さらに H_2，CO の酸化が進むためであると考えられる．

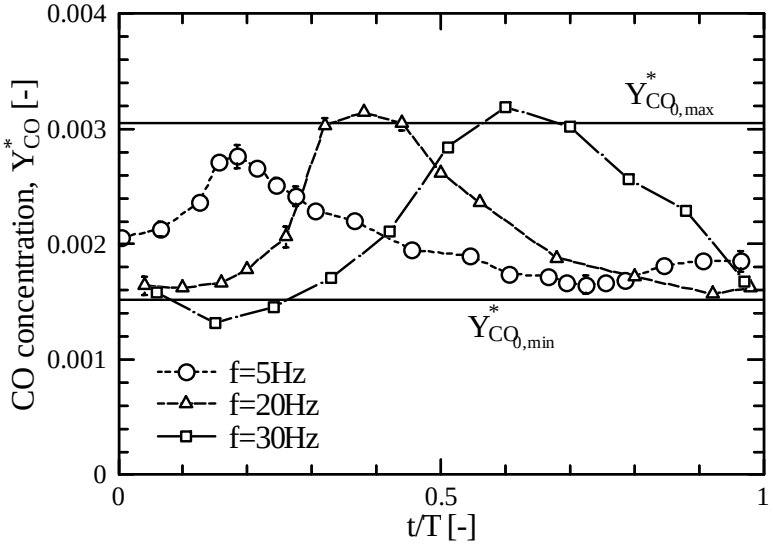
CO の酸化の進行について，それを裏付ける結果を図 4.18 に示す．図は静的火炎について，燃焼ガスを連続的に吸引した場合と間欠的に吸引した場合の CO_2 濃度 ($Y^*_{CO2} \equiv Y_{CO2}/Y_{N2}$)の f への依存性を示している．この図から CO_2 濃度は f の増加につれて連続吸引した場合のそれに近づくことがわかる．このことは，f が低い場合，燃焼ガス吸引管の先端付近において酸化が進むことを意味しており，結果として Y^*_{CO} を全体的に低濃度側へシフトさせる．

$Y^*_{i0,max}$ と $Y^*_{i0,min}$ との幅を基準に，Y^*_{H2} と Y^*_{CO} の変動幅を比較すると，前者の方が後者のそれに比べて小さい．また，Y^*_{H2} については f によらず Y^*_{H20} の変化域を超えることは無い．これは H_2 の高い拡散性が主な原因であると考えられる．一方，Y^*_{CO} については，f=20Hz で最大値は $Y^*_{CO0,max}$ よりも大きく，最小値は $Y^*_{CO0,min}$ とほぼ同じ値であり，f=30Hz では最大値は $Y^*_{CO0,max}$ よりも大きく，最小値は $Y^*_{CO0,min}$ よりも小さい．このように，Y^*_{CO} の変動は温度変動の傾向と一致しており，動的火炎へ

流入する CH_4 の質量流束が，静的火炎のそれよりも，より大きく，あるいはより小さくなることを示唆している．



(a) H_2 concentration



(b) CO concentration

Fig. 4.17 Time variations of the H_2 and CO concentration in burnt gas

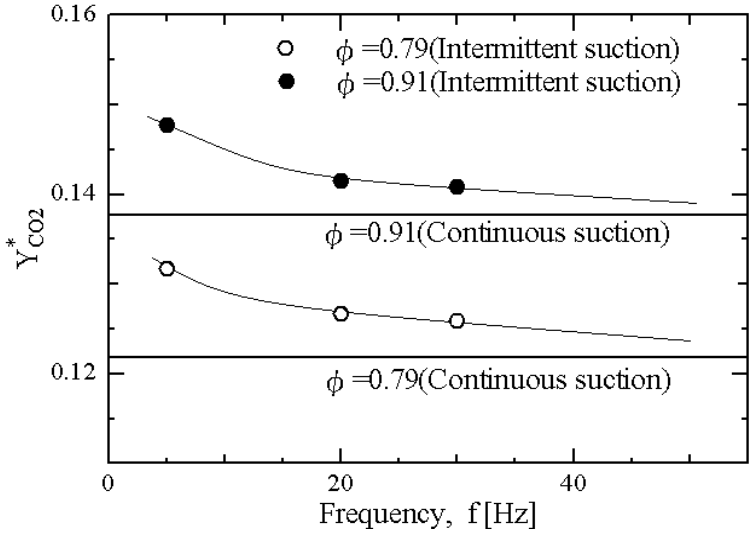
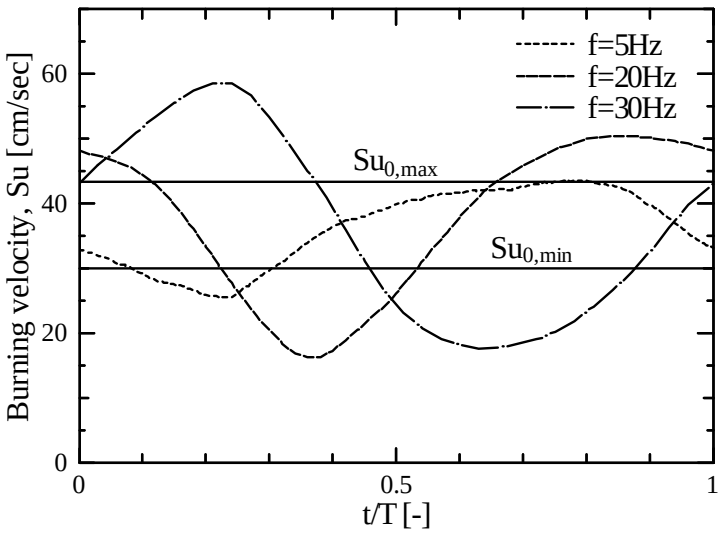


Fig. 4.18 Influence of gas sampling method on the frequency dependence of CO_2 concentration

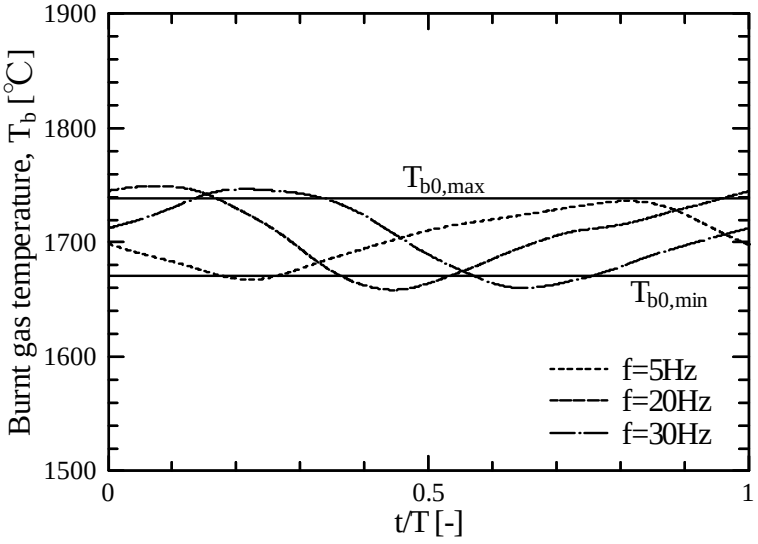
4.3.2(e)　燃焼速度と燃焼ガス温度（過濃域変動）

希薄域変動において，当量比変動に伴う火炎の移動が不足反応物質の火炎への輸送速度の変動幅を増大させるため，バーナ出口での当量比変動から予想される以上に火炎の性状を変化させることが明らかとなった．この節においては，変動 $F_{0.85}$ の当量比変化域における定在火炎の安定位置とほぼ等しくなる過濃側の変動域を選んで実験を行った．当量比の変動範囲は ϕ_m=1.30，a=0.06 である．図 4.19(a)，(b)は，過濃域変動 $F_{1.30}$ における，f=5，20，30Hz における燃焼速度と燃焼ガス温度の時間変化を示している．これらの図より，この当量比変化域においても f の増加につれて，その変動幅は静的火炎のそれよりも大きくなっている．変動 $F_{1.30}$ について，図 4.20 は Su の極大値と極小値を，そして図 4.21 は T_b の極大値と極小値を f に対して示したものである，これら 2 つの図から動的火炎の Su と T_b の変動幅が Su_0 と T_{b0} の変化幅よりも大きく，また，30Hz 付近で最も大きい．これは図 4.14，図 4.16 と同じ傾向である．

これらの原因について希薄域変動の場合と同様に考えることができる．すなわち，当量比変動を与えた場合，火炎前縁において，この当量比変化域における不足反応物質である O_2 濃度が増加段階にあるときは，火炎は上流へ移動し，減少段階にあるときは下流へ移動することになる



(a) Burning velocity



(b) Burnt gas temperature

Fig. 4.19 Time variations of the burning velocity and burnt gas temperature ($F_{1.30}$)

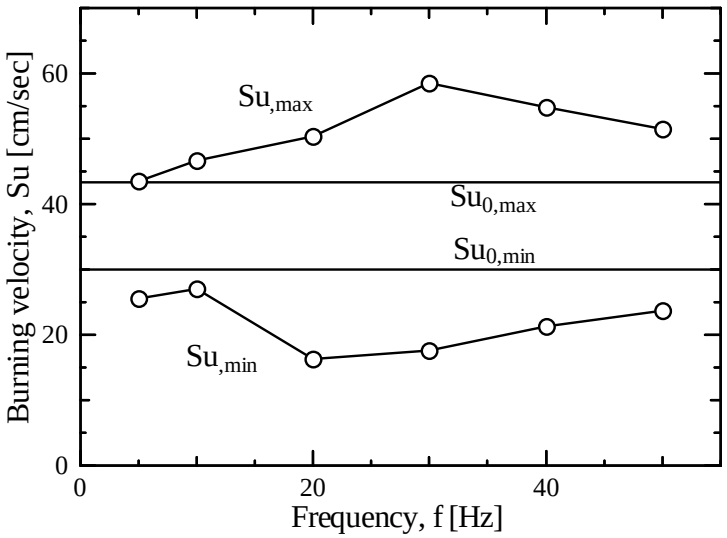


Fig. 4.20 Frequency dependences of the maximum and the minimum burning velocity ($F_{1.30}$)

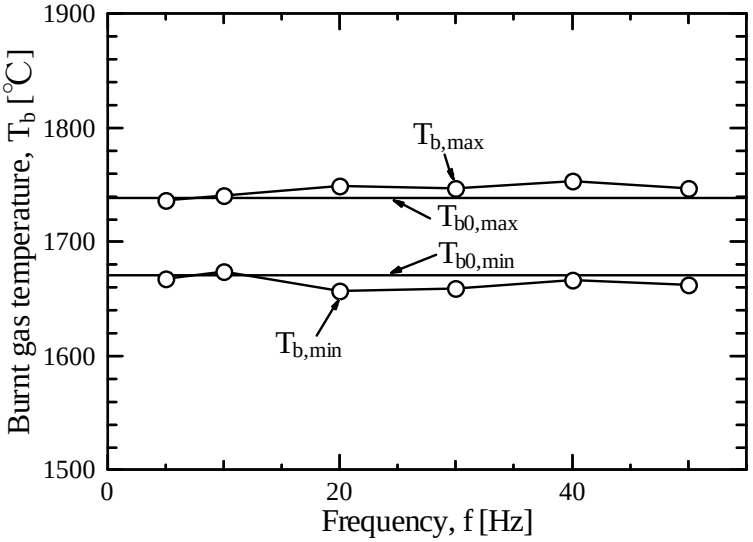
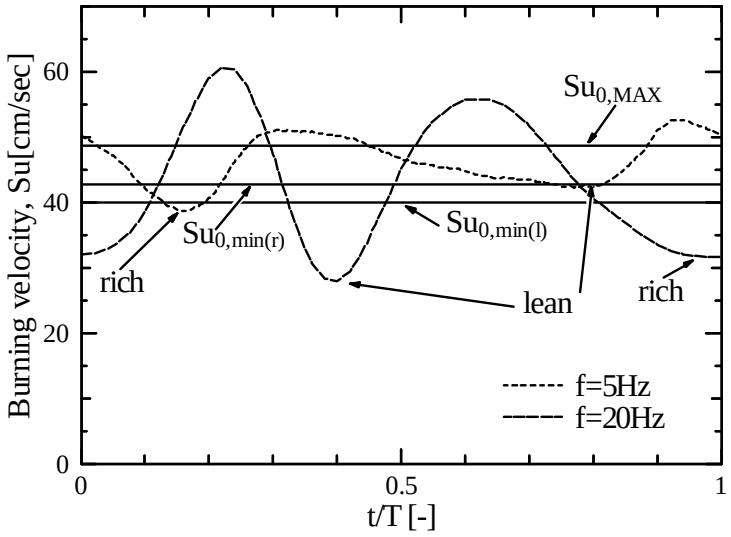


Fig. 4.21 Frequency dependences of the maximum and the minimum burnt gas temperature ($F_{1.30}$)

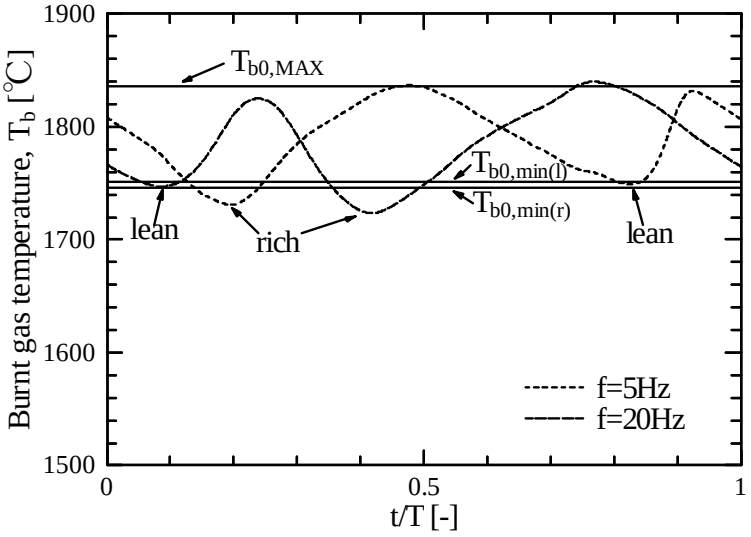
が，火炎が上流へ移動するときには，火炎の移動方向と O_2 の拡散方向が相対することになるため，火炎前縁での濃度勾配が大きくなり火炎面へ流入する O_2 の質量流束が増加する．一方，逆に火炎が下流へ移動するとき，火炎の移動方向と O_2 の拡散方向とが一致するため，その濃度勾配は小さくなり O_2 の流入質量流束は減少する．これらの要因のため，濃度変動に伴う火炎移動が O_2 の火炎への輸送速度の変動幅を増大させ，バーナ出口での当量比変動から予想される以上に火炎の性状を変動させると考えられる．しかしながら，当量比の変動振幅は火炎に到達するまでに次第に減衰し，その程度は f の増大とともに顕著になることから，f がある程度以上大きくなると火炎性状の変動幅は減少し始めると考えられるが，図 4.20 の f に対する Su の変動幅と図 4.21 の f に対する T_b の変動幅とが，30Hz 付近で最大で，その後は減少していることからも，この様子がうかがえる．

4.3.2(f)　燃焼速度と燃焼ガス温度（量論まわり変動）

希薄域変動と過濃域変動において，当量比変動に伴う火炎の移動が不足反応物質の火炎への輸送速度の変動幅を増大させるため，バーナ出口での当量比変動から予想される以上に火炎の性状を変化させることが明らかとなった．この節においては，当量比変動 1 周期に対し火炎が 2 回上流下流へ移動する量論まわり変動について，その火炎の特性を明らかにする．図 4.22(a)，(b)は，量論まわりの変動 $F_{1.07}$ における，f=5Hz と 20Hz に対する Su と T_b の時間変化を示している．量論まわりで濃度変動させているため，Su と T_b は 1 周期に 2 つの極大値と極小値をもつ．f=5Hz においては，動的火炎の Su と T_b の変動幅は静的火炎のそれらの変化域とほぼ同じであるが，f=20Hz においては，動的火炎の方が静的火炎よりも大きいことがわかる．この結果は変動 $F_{0.85}$ の場合と類似した傾向であり，その理由も希薄側変動 $F_{0.85}$ および過濃側変動 $F_{1.30}$ と同様に考えることができる．混合気濃度が量論から希薄，あるいは量論から過濃に変化するにつれて火炎は下流へ移動するが，このときの火炎の移動方向と不足反応物質(希薄側では燃料，過濃側では O_2)の拡散方向とが一致するので，火炎前縁における濃度勾配は小さくなり，火炎に流入する不足反応物質の質量流束はどちらの場合も減少する．このため，変動 $F_{1.07}$ においても，当量比変動に伴う火炎の移動が不足反応物質の火炎への輸送速度の変動幅を増大させ，バーナ出口での当量比変動から予想される以上に火炎の性状を変化させる．



(a) Burning velocity



(b) Burnt gas temperature

Fig. 4.22 Time variations of burning velocity and burnt gas temperature ($F_{1.07}$)

変動 $F_{1.07}$ の動的火炎について，図 4.23 は Su の極大値と極小値，図 4.24 は T_b の極大値と極小値を f に対して示したものである．図中の○と●はそれぞれ，Su と T_b の希薄側における極小値 $Su_{,min(l)}$，$T_{b,min(l)}$，および過濃側における極小値 $Su_{,min(r)}$，$T_{b,min(r)}$を表す．また，△と▲はそれぞれ，火炎に流入する混合気の組成が希薄から過濃へ変化する場合の Su と T_b の極大値 $Su_{,max(l\rightarrow r)}$，$T_{b,max(l\rightarrow r)}$，および，過濃から希薄に変化する場合の極大値 $Su_{,max(r\rightarrow l)}$，$T_{b,max(r\rightarrow l)}$を表す．比較のために静的火炎の場合の最大値 $Su_{0,max}$，$T_{b0,max}$，希薄側最小値 $Su_{0,min(l)}$，$T_{b0,min(l)}$および過濃側最小値 $Su_{0,min(r)}$，$T_{b0,min(r)}$も示してある．なお，この場合の $Su_{0,max}$ および $T_{b0,max}$ は，静的火炎の全当量比範囲における最大燃焼速度 $Su_{0,MAX}$ および最高燃焼ガス温度 $T_{b0,MAX}$ と等しい．図 4.23，4.24 によると，多少のばらつきはあるが，Su，T_b ともに変動幅は f の増加につれて大きくなり，f=20Hz 付近でその変動幅は最大となるようにみえる．しかし，極大値についてみると両者で変化の傾向は異なる．すなわち，Su についての極大値 $Su_{,max(l\rightarrow r)}$，$Su_{,max(r\rightarrow l)}$は $Su_{0,MAX}$ よりも大きく，また f の増加とともに増加し f=20Hz 付近で最大となるのに対し，T_b についての極大値 $T_{b,max(l\rightarrow r)}$，$T_{b,max(r\rightarrow l)}$は f によらず $T_{b0,MAX}$ とほぼ同じである．先に，当量比変動に伴う火炎の移動が火炎へ流入する不足反応物質の質量流束の変動幅を増大させることを述べたが，これにより，変動周期のある時間内において，不足反応物質の流入質量流束(消費速度)が増大し，変動条件によっては，Su が $Su_{0,MAX}$(～50cm/sec)を超えることも起こりえる(図 4.14 の希薄側変動 $F_{0.85}$ および図 4.20 の過濃側変動 $F_{1.30}$ においても $Su_{0,MAX}$ を超える領域が存在する)．しかし，T_b は，火炎へ流入する燃料や O_2 の質量流束の大小ではなく両質量流束の比に支配され，また，この比と T_b の関係は図 4.9 に対応したものとなるため，流入質量流束の変動幅が増大しても，T_b は $T_{b0,MAX}$(～1835℃)を超えることはない．変動 $F_{0.85}$ と変動 $F_{1.30}$ での $T_{b,max}$ は $T_{b0,MAX}$ より低く(図 4.16 と図 4.21)，一方，変動 $F_{1.07}$ での $T_{b,max}$ は，前述のように f によらず $T_{b0,MAX}$ にほぼ等しい．

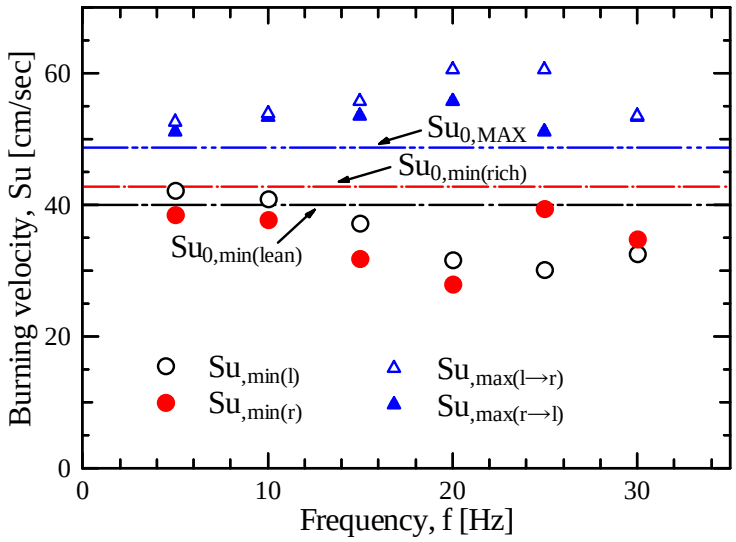


Fig. 4.23 Frequency dependences of the maximum and the minimum burning velocity ($F_{1.07}$)

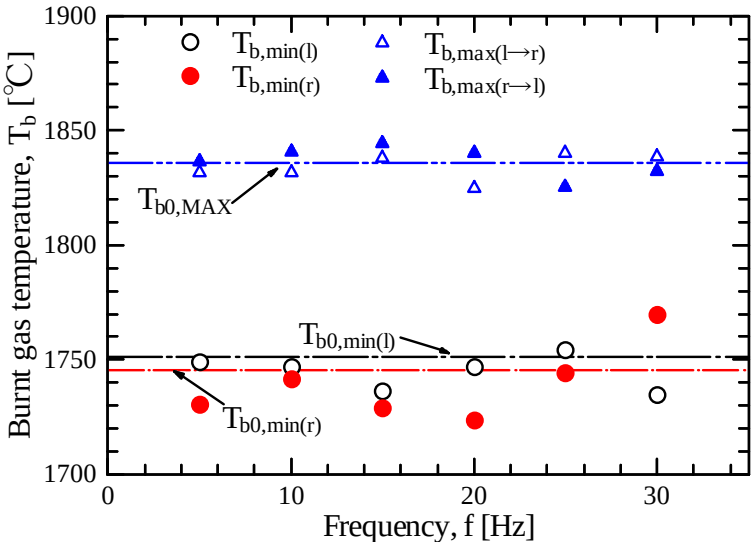


Fig. 4.24 Frequency dependences of the maximum and the minimum burnt gas temperature ($F_{1.07}$)

4.3.2(g)　火炎に流入する混合気の相当当量比振幅

図 4.25 は，変動 $F_{0.85}$，変動 $F_{1.07}$ および変動 $F_{1.30}$ の火炎に流入する混合気の相当当量比 ϕ_a の変動幅(2A)をバーナ出口における当量比変動振幅(2a)で除した値を f に対して示したものである．この図から，変動 $F_{0.85}$ と変動 $F_{1.30}$ の当量比振幅比 A/a は，f の増加につれて大きくなり，f=30Hz 付近で最大となり，これより f が増加すると A/a は減少している．一方，変動 $F_{1.07}$ の A/a は f=15～20Hz 付近で最大となり，それ以降，減少していることがわかる．この A/a が最大となる f は変動 $F_{0.85}$ と変動 $F_{1.30}$ のほぼ 1/2 であるが，これは，変動 $F_{0.85}$ や変動 $F_{1.30}$ のような 1 回の当量比変動に対して火炎が上流と下流へ 1 回移動する場合とは異なり，変動 $F_{1.07}$ の場合の火炎は 1 周期中に 2 回上流と下流へ移動するため，同じ f でも実質 2f の周波数で変動していることが原因であると思われる．

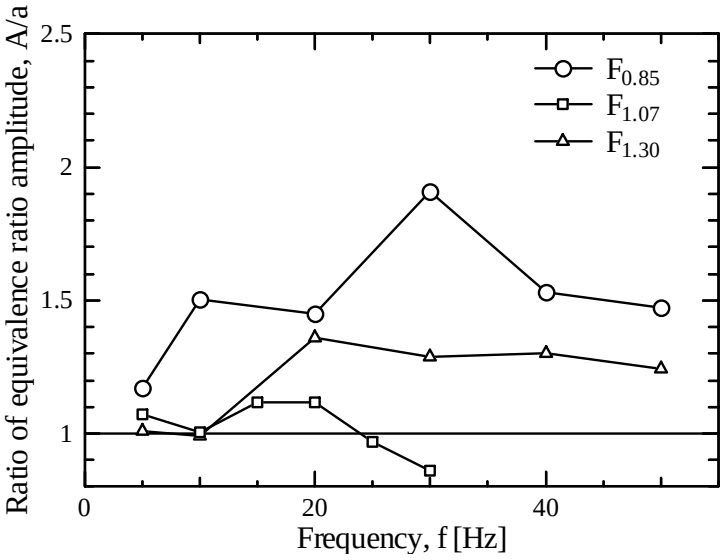


Fig. 4.25 Relationship between frequency and the ratio of equivalence ratio amplitude at the flame front to that at the burner exit

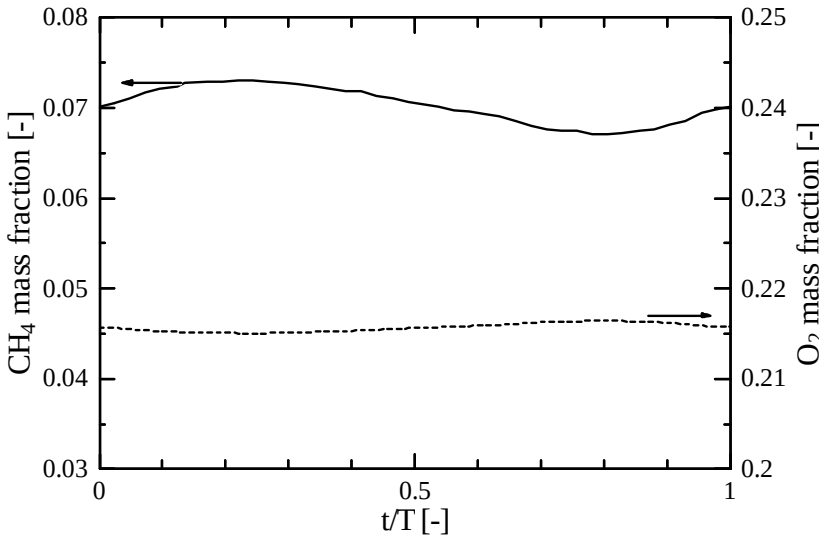


Fig. 4.26 Time variations of the CH_4 and O_2 concentration at the burner exit ($F_{1.30}$)

次に，1 回の当量比変動に対して火炎が上流と下流へ 1 回移動する変動 $F_{0.85}$ と変動 $F_{1.30}$ を比較すると，変動 $F_{0.85}$ の A/a の方が変動 $F_{1.30}$ のそれよりも大きい．図 4.26 は変動 $F_{1.30}$ の f=30Hz におけるバーナ出口での CH_4 と O_2 の質量分率の時間変化を示している．図からわかるように，混合気中における CH_4 と O_2 の変動振幅を比較すると，酸化剤に空気を使用しているため，その振幅は CH_4 の方が O_2 よりも大きい．変動 $F_{0.85}$ においても同様である．このような，変動振幅の大きさの違いが，火炎直前での濃度勾配の大きさに影響を及ぼし，結果として火炎に流入する不足反応物質の質量流束の変動幅を変化させる．すなわち，火炎が上流へ移動するとき，変動 $F_{1.30}$ の不足反応物質(O_2)の火炎への流入質量流束の増加の程度は，変動 $F_{0.85}$ の不足反応物質(CH_4)のそれよりも小さくなる．逆に火炎が下流へ移動するときも，変動 $F_{1.30}$ の不足反応物質の火炎への流入質量流束の減少の程度は，変動 $F_{0.85}$ のそれよりも小さくなる．このため，変動 $F_{1.30}$ の相当当量比変動振幅は変動 $F_{0.85}$ よりも小さくなる．

4.3.2(h)　NOx 濃度

図 4.27 は NOx の時間平均濃度を f に対して示したものである．変動 $F_{0.85}$ についての動的火炎の NOx 濃度は，低い f では静的火炎における ϕ =0.85 の濃度より高いが，f の増加につれて減少し，f=30Hz を超えると静的火炎の濃度よりも低く，f=40Hz で最小となることがわかる．図 4.10 において，静的火炎の希薄域(ϕ<0.9)における NOx 濃度は，ϕ に対し下に凸の変化を示すことから，動的火炎での時間平均濃度は静的火炎での濃度を上回ることが予想されたが，実験結果はこれとは逆である．

燃料･空気の混合の程度と NOx 濃度の関係を調べた長谷ら[4-23,4-24], Mongia et al.[4-25]の研究によると，平均当量比が量論付近では不完全な混合の場合の方が完全混合の場合よりも NOx 濃度は小さいが，希薄になるにつれてその差は減少し，ある平均当量比 ϕ_c を境界にその傾向は逆転する．また，ϕ_c の値は混合の不完全性が高まるにつれて徐々に希薄側へ移動する．この結果を踏まえると，本実験での ϕ_m や a(混合の不完全性に相当するパラメータと考えられる)の設定条件によっては，動的火炎の NOx 濃度が静的火炎に比べ低くなる可能性がある．また，前節において示したように，a が一定であるにも関わらず，火炎直前での相当当量比振幅は f=30Hz 付近までは f とともに増加する(混合の不完全性が高まる)ことから，上記の NOx 濃度の大小関係が逆転する時の ϕ_c が減少することも考えられ，これらが結果として，f が大きい時の NOx 濃度が静的な場合を下回る状況を作り出していると思われる．

変動 $F_{1.07}$ の場合，全ての f で静的火炎における ϕ =1.07 の NOx 濃度を大きく下回っている．これは，最も NOx 濃度が高い当量比を平均当量比 ϕ_m とした濃度変動では，ϕ_m より希薄側でも過濃側でも NOx 濃度が低く，その結果時間平均 NOx 濃度が減少する，いわゆる濃淡燃焼効果による．図 4.25 に示されたように，火炎直前での相当当量比振幅は f=20Hz 付近まで増加することから，この f までは濃淡燃焼効果が強まり，NOx 濃度を減少させることが予想される．実際，P_2 点の NOx 濃度については，f が 20Hz 付近で極小となっている．

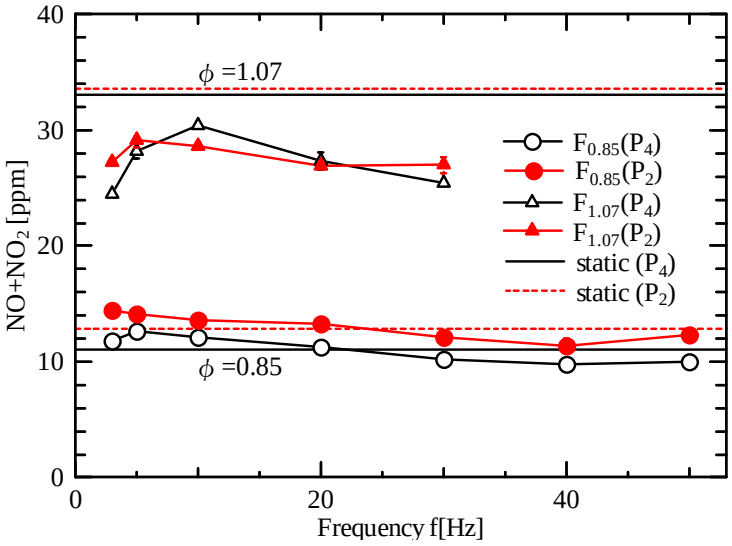


Fig. 4.27 Relationship between frequency and NOx concentration

4.3.2(i)　時間平均燃焼ガス温度

図 4.28 は P_4 点における動的火炎の時間平均燃焼ガス温度 $T_{b,ave.}$を f に対して示したものである．比較のために平均当量比に対応する静的火炎の燃焼ガス温度 T_{b0}も示してある．図より，変動 $F_{0.85}$における $T_{b,ave.}$は f によらずほぼ一定で，また，その値は静的火炎の T_{b0}(ϕ =0.85)とほぼ同じであることがわかる．一方，図 4.27 によると，f=30Hz～50Hz の NOx 濃度は，静的火炎の場合よりも低くなっている．このことは，希薄側においては，濃度変動を与えることにより，時間平均燃焼ガス温度を一定のまま NOx 濃度を削減できる可能性を示唆している．

変動 $F_{1.07}$においては，$T_{b,ave.}$は全ての f に対して T_{b0}(ϕ =1.07)よりも低い．これは ϕ =1.07 をはさむ希薄側，過濃側での T_b がともに T_{b0}(ϕ =1.07)より低い(図 4.9 参照)ためである．また，その T_b の当量比変動域における極小値 $T_{b,min}$は，図 4.24 に示されるように f による影響を受け，希薄側，過濃側ともに f=20Hz 付近で極小となるが，このことが $T_{b,ave.}$にも反映され，f に対する $T_{b,ave.}$曲線が(鮮明ではないが) f=20Hz 付近で最小となる凹形状を示す理由と考えられる．

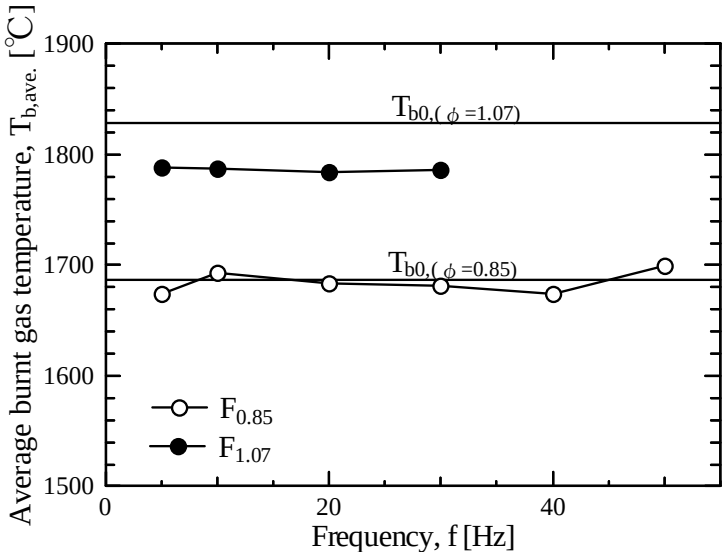


Fig. 4.28 Relationship between frequency and average burnt gas temperature of dynamic flame

4.4　結　　言

平均当量比を ϕ_m，当量比振幅を a として，混合気の当量比を $\phi_m \pm a$ の範囲で周期的に変化させることのできるよどみ流タイプの予混合バーナを作製した．メタン/空気混合気火炎について，ϕ_m=0.85，a=0.06 の希薄側変動(変動 $F_{0.85}$)，ϕ_m=1.07, a=0.17 の量論まわり変動(変動 $F_{1.07}$)，および ϕ_m=1.30，a=0.06 の過濃側変動(変動 $F_{1.30}$)の三つの当量比変動に対する燃焼速度，燃焼ガス温度，燃焼ガス中の CO 濃度および NOx 濃度の応答を調査した．変動周波数 f=5～50Hz の範囲で得られた結果を以下に示す．

(1) 変動 $F_{0.85}$ に対する，動的火炎の燃焼速度，燃焼ガス温度，CO 濃度の変動幅は，対応する静的火炎のそれよりも大きい．これらの変動幅は，f の増加に対して凸形状を示し，f=30Hz 付近で最大となる．
(2) 変動 $F_{1.07}$ と変動 $F_{1.30}$ の燃焼速度と燃焼ガス温度の変動幅も同様の変化を示し，変動 $F_{1.07}$ においては f=20Hz 付近，変動 $F_{1.30}$ の場合は変

動 $F_{0.85}$ の場合と同じ f=30Hz 付近で最大となる.

(3) 動的火炎の燃焼速度の最大値は静的火炎における最大燃焼速度よりも大きくなるのに対し, 燃焼ガス温度の最大値は f によらず静的火炎における最高燃焼ガス温度を超えない.

(4) 燃焼速度などの変動幅が拡大する現象は, 動的火炎に流入する反応物の質量流束が, 静的火炎よりも増大あるいは減少するためと考えられる. すなわち, 動的火炎への流入質量流束は, 火炎の移動方向と反応物の拡散方向が相対する上流移動のときは増大し, これが一致する下流移動の時は減少する.

(5) 火炎が最も上流あるいは最も下流に到達する以前に燃焼速度は極大あるいは極小になる.

(6) 変動 $F_{0.85}$ の場合の NOx 濃度は, f の増加に伴い減少し, ある f で平均当量比(=0.85)に対応する静的火炎の NOx 濃度を下回り, f =40Hz 付近で最小となった後, 増加に転ずる.

(7) 変動 $F_{1.07}$ での NOx 濃度は, 濃度変動による濃淡燃焼効果のため, f によらず平均当量比(=1.07)に対応する静的火炎よりも常に低くなる. また, f の増加につれて NOx 濃度は低下し, f=20Hz 付近で最小となる.

参考文献

4-1. 毛笠明志, “強制振動燃焼の NOx 低減効果”, 日本機械学会論文集 B 編, 67 巻 662 号, (2001), pp. 2574-2581.

4-2. 毛笠明志, 宮藤章, 辻下正秀, “強制振動燃焼のラジアントチューブバーナへの適用(NOx 低減効果の実証)”, 日本機械学会論文集 B 編, 68 巻 667 号, (2002), pp.943-948.

4-3. 毛笠明志, 宮藤章, 辻下正秀, “強制振動燃焼の工業炉用バーナへの適用(NOx 低減効果の検証)”, 日本機械学会論文集 B 編, 68 巻 675 号, (2002), pp.3219-3224.

4-4. Cruz A. Pires Da, Dean A. M. and Grenda J. M., “A Numerical Study of the Laminar Flame Speed of Stratified Methane/Air Flames”, Proceedings of the Combustion Institute, Volume 28, (2000), pp.1925-1932.

4-5. Marzouk Y. M., Ghoniem A. F. and Najm H. N., “Dynamic Response of

Strained Premixed Flames to Equivalence Ratio Gradients", Proceedings of the Combustion Institute, Volume 28, (2000), pp.1859-1866.

4-6. Lauvergne Romain and Egolfopoulos Fokion N., "Unsteady Response of C_3H_8/Air Laminar Premixed Flames Submitted to Mixture Composition Oscillations", Proceedings of the Combustion Institute, Volume 28, (2000), pp.1841-1850.

4-7. Sankaran Ramanan and Im Hong G., "Dynamic Flammability Limits of Methane/Air Premixed Flames with Mixture Composition Fluctuations", Proceedings of the Combustion Institute, Volume 29, (2002), pp.77-84.

4-8. 和久智裕, 山下博史, 竹野忠夫, "濃度はん点に起因する予混合火炎の非定常挙動", 日本機械学会論文集 B 編, 62 巻 601 号, (1996), pp.3502-3509.

4-9. 和久智裕, 竹野忠夫, "濃度はん点列に起因する予混合火炎挙動の変化", 日本機械学会論文集 B 編, 63 巻 609 号,(1997), pp.1798-1805.

4-10. 和久智裕, 竹野忠夫, "濃度はん点に起因する予混合火炎挙動の変化(第 2 報,凸と凹の変形を受けた火炎の比較)", 日本機械学会論文集 B 編, 64 巻 619 号, (1998), pp.931-938.

4-11. Karim G.A. and Lam H.T., "Ignition and Flame Propagation within Stratified Methane-Air Mixtures Formed by Convective Diffusion", Twenty-First Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, (1986), pp.1909-1915.

4-12. 吉田肇, 新井雅隆, 廣安博之, "成層混合気の燃焼に関する研究", 日本機械学会論文集 B 編, 54 巻 506 号, (1988), pp.2941-2948.

4-13. 藤本昌彦, 西田恵哉, 廣安博之, 田端道彦, "層状混合気の燃焼特性に関する研究(第 1 報, レーザ誘起 NO_2 蛍光法による定容燃焼器内混合気分布の計測)", 日本機械学会論文集 B 編, 62 巻 598 号, (1996), pp.2498-2505.

4-14. 藤本昌彦, 西田恵哉, 廣安博之, 田端道彦, "層状混合気の燃焼特性に関する研究(第 2 報, 定容燃焼器内の混合気濃度分布が燃焼排気特性に及ぼす影響)", 日本機械学会論文集 B 編, 62 巻 599 号, (1996), pp.2879-2886.

4-15. 北川敏明, 城戸裕之, 出口智崇, 山下純也, "気体燃料噴流による成層混合気の燃焼特性", 日本機械学会論文集 B 編, 67 巻 658 号,

(2001), pp.1549-1554.

4-16. 北川敏明, 城戸裕之, 金奎成, 古賀宏孝, “気体燃料噴流により形成された成層混合気中における希薄領域への火炎伝播特性”, 日本機械学会論文集 B 編, 68 巻 673 号, (2002), pp.2657-2663.

4-17. Ra Youngchul and Cheng Wai.K., “Laminar Flame Propagation through a Step-Stratified Charge”, The Fifth International Symposium on Diagnostics and Modeling of Combustion in Internal Combustion Engines (COMODIA 2001), July 1～4, Nagoya.

4-18. 吉山定見, 浜本嘉輔, 冨田栄二, 南健一, “3.39μm 赤外吸収法による炭化水素燃料濃度の計測”, 日本機械学会論文集 B 編, 62 巻 595 号, (1996), pp.1200-1205.

4-19. Yoshida A., Kubozuka S. and Nakamura S., “Compensation of Thermocouple Signals by Digital FIR Filters for Temperature Measurement in Turbulent Premixed Flames”, Combustion Science and Technology, Volume 65, (1989), pp.317-331.

4-20. Yamaoka I. and Tsuji H., “Determination of Burning Velocity using Counterflow Flames”, Twentieth Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, (1984), pp.1883-1892.

4-21. 日本機械学会, “燃焼工学ハンドブック”, (1995), pp.90-91.

4-22. Nishioka M., Nakagawa S., Ishikawa Y. and Takeno T., “NO Emission Characteristics of Methane-Air Double Flame”, Combustion and Flame, 98, (1994), pp.127-138.

4-23. 長谷耕志,郡泰道,扇啓一, “予混合燃焼における空気比時間変動の NOx 生成への影響(第一報)”, 燃焼の科学と技術, Volume 1,(1993), pp.175-181.

4-24. 長谷耕志,郡泰道, “予混合燃焼における空気比時間変動の NOx 生成への影響(第二報)”, 燃焼の科学と技術, Volume 2, (1994), pp.185- 191.

4-25. Mongia Rajiv K., Tomita Eiji, Hsu Frank K., Lawrence Talbot and Robert W. Dibble, “Use of an Optical Probe for Time-Resolved IN-SITU Measurement of Local Air-to-Fuel Ratio and Extent of fuel Mixing with Applications to Low NOx Emissions in Premixed Gas Turbines”, Twenty-sixth Symposium (International) on Combustion /The Combustion Institute, (1996), pp.2749-2755.

第 5 章　結　論

5.1　緒　　言

現在，自動車用火花点火機関において成層希薄燃焼が多く用いられている．この燃焼方式は，着火部分近傍にのみ量論に近い混合気を，その他の領域には非常に希薄な混合気または空気を分布させて燃焼させるものであり，従来の均質希薄燃焼方式に比べて，燃費や排気特性に優れている．今日，このような成層希薄燃焼方式は他の燃焼器への適用も模索されており，これに関する研究も活発に行われている．一般に，予混合燃焼の現象は着火，火炎伝播，消炎の三つに分けることができるが，本論文では成層濃度場における燃焼現象について，着火と火炎伝播に着目して研究を行った．成層燃焼方式を用いた自動車用エンジンの場合，濃度分布のみならず乱れも伴うが，本研究においては，濃度分布を有する混合気流の燃焼特性を研究することを目的としていることから，対象とした流れ場は全て層流状態である．本論文は 5 章より構成されているが，第 2 章では濃度分布の最小着火エネルギーに及ぼす影響について研究するために，着火前の着火位置まわりにおける反応物質の拡散様式が異なる二種類の濃度分布を研究対象とした．成層燃焼エンジン内においては，着火後，火炎は濃度分布を有する混合気中を伝播することになるが，このときの混合気濃度は主に火炎面に対して垂直方向に変化することが予想される．しかしながら，エンジン内は乱れを伴っていることから混合気濃度が火炎面に対して平行方向に変化していることも考えられる．そこで，第 3 章では流れ方向に対して垂直方向に大きな濃度勾配を有する混合気流中を伝播する火炎について，火炎先端形状と見かけの燃焼速度との関係について研究した．また，第 4 章では流れ方向にのみ周期的濃度変動を与え，この混合気流中を伝播する火炎の特性について実験的に研究し，均質混合気流中を伝播する火炎との比較を行った．本研究で得られた知見を以下に要約する．

5.1.1 第2章で得られた知見

二次元濃度分布と軸対称濃度分布を形成させることのできる二種類のバーナを用い，プロパン/空気混合気とメタン/空気混合気について，当量比勾配 G_ϕ が最小着火エネルギー E_{min} に及ぼす影響を調査した．得られた知見を以下に要約する．

(1) 均質混合気流における，当量比に対する E_{min} の最小値は，C_3H_8 の場合は過濃側，CH_4 の場合は希薄側に存在する．

(2) 二次元当量比勾配を有する混合気流の，着火位置における当量比に対する E_{min} の曲線は，両混合気とも G_ϕ の増加につれて希薄側へ移動する．

(3) 軸対称当量比分布を有する混合気流の，当量比に対する E_{min} の曲線は，凸形状の当量比分布の場合には，G_ϕ の増加につれて，均質混合気の曲線よりも過濃側へ移動する．一方，凹形状の当量比分布の場合には，曲線は希薄側へ移動する．

(4) 着火位置における当量比が，均質混合気において着火できない場合でも，当量比分布をもたせることによって着火させることができる．

(5) 二次元的当量比分布，軸対称当量比分布ともに，G_ϕ の増加につれて，E_{min} の最小値は増加する．

5.1.2 第3章で得られた知見

凸または凹の軸対称当量比分布を形成させることのできる二重円管バーナを用い，内管と外管から供給する混合気の当量比を種々変化させた場合のプロパン/空気混合気流中を伝播する火炎について調査した．対象とした火炎は未燃側に凸の穴開き V 型火炎，穴無し V 型火炎，およびバーナ中心軸上の火炎が下流側へ凹んだ W 型火炎の三種類である．穴開き V 型火炎も含め，これら三つの火炎先端部分に対して共通した火炎先端半径 R を定義し，これと火炎の移動速度 u_f と混合気流速 U とを用いて評価した見かけの燃焼速度 Su の関係について調査した．得られた知見を以下に要約する．

(1) U=60cm/sec の場合，均質混合気流中を上流へ移動できる火炎の当量比範囲は狭いが，当量比を組合せ混合気に当量比分布を与えることによって，より広い当量比範囲で火炎が上流側へ移動できる．

また，U=80cm/sec より大きな流速では均質混合気から凸の当量比分布において上流へ火炎は移動しなくなり，U=110cm/sec において当量比分布によらず火炎は下流へ流される．

(2) 当量比分布が凸形状のとき，低速の U において見られる上流へ移動する W 型火炎が，U≧80cm/sec においては見られない原因は，未燃側に凸部の火炎曲率の大きさと，火炎の中心において凹部が形成されるためである．すなわち，未燃側に凸部では熱損失によって燃焼速度の低下が顕著になり，凹部では流管が狭くなり未燃ガス速度が増加することによる．

(3) 当量比分布が凹形状の場合，R は内管と外管から供給される混合気の当量比差が増加するにつれて小さくなり，Su は増加するが，R が約 2mm より小さくなると熱損失のために Su も減少する．

(4) 三つの異なる形状の火炎に対して適用した R と Su には相関があり，この火炎先端半径の定義は，幅広い当量比域に対して利用できる．

(5) ある範囲の凹形状当量比分布において，u_f が一次元断熱予混合火炎の燃焼速度の最大値よりも大きくなる．

5.1.3 第 4 章で得られた知見

平均当量比を ϕ_m，当量比振幅を a として，混合気の当量比を $\phi_m \pm a$ の範囲で周期的に変化させることのできるよどみ流タイプの予混合バーナを作製した．メタン/空気混合気火炎について，ϕ_m=0.85，a=0.06 の希薄側変動(変動 $F_{0.85}$)，ϕ_m=1.07，a=0.17 の量論まわり変動(変動 $F_{1.07}$)，および ϕ_m=1.30，a=0.06 の過濃側変動(変動 $F_{1.30}$)の三つの当量比変動に対する燃焼速度，燃焼ガス温度，燃焼ガス中の CO 濃度および NOx 濃度の応答を調査した．変動周波数 f=5～50Hz の範囲で得られた結果を以下に要約する．

(1) 変動 $F_{0.85}$ に対する，動的火炎の燃焼速度，燃焼ガス温度，CO 濃度の変動幅は，対応する静的火炎のそれよりも大きい．これらの変動幅は，f の増加に対して凸形状を示し，f=30Hz 付近で最大となる．

(2) 変動 $F_{1.07}$ と変動 $F_{1.30}$ の燃焼速度と燃焼ガス温度の変動幅も同様の変化を示し，変動 $F_{1.07}$ においては f=20Hz 付近，変動 $F_{1.30}$ の場合は変動 $F_{0.85}$ の場合と同じ f=30Hz 付近で最大となる．

(3) 動的火炎の燃焼速度の最大値は静的火炎における最大燃焼速度よりも大きくなるのに対し，燃焼ガス温度の最大値は f によらず静的火炎における最高燃焼ガス温度を超えない．

(4) 燃焼速度などの変動幅が拡大する現象は，動的火炎に流入する反応物の質量流束が，静的火炎よりも増大あるいは減少するためと考えられる．すなわち，動的火炎への流入質量流束は，火炎の移動方向と反応物の拡散方向が相対する上流移動のときは増大し，これが一致する下流移動の時は減少する．

(5) 火炎が最も上流あるいは最も下流に到達する以前に燃焼速度は極大あるいは極小になる．

(6) 変動 $F_{0.85}$ の場合の NOx 濃度は，f の増加に伴い減少し，ある f で平均当量比(=0.85)に対応する静的火炎の NOx 濃度を下回り，f=40Hz 付近で最小となった後，増加に転ずる．

(7) 変動 $F_{1.07}$ での NOx 濃度は，濃度変動による濃淡燃焼効果のため，f によらず平均当量比(=1.07)に対応する静的火炎よりも常に低くなる．また，f の増加につれて NOx 濃度は低下し，f=20Hz 付近で最小となる．

5.2　工学的寄与

5.2.1　第2章で得られた知見の工学的寄与

先にも述べたが成層燃焼方式を用いた自動車用エンジンにおいて，スパークプラグ近傍では濃度は非一様であり，また流れ場は乱流状態である．本研究における流れ場は層流であることから，得られた知見を直接，エンジン内の着火現象と対比させて考えることができないが，濃度場についてのみ考えると次のことが言える．スパークプラグ近傍において，燃料濃度は着火位置から離れるにつれて，過濃あるいは量論から希薄になる．本研究において得られた，着火位置において過濃あるいは量論の凸の軸対称当量比分布がこの場合に対応する．すなわち，凸の当量比分布では火花放電後の火炎核には希薄な混合気が輸送されるため，最小着火エネルギーの曲線は過濃側へシフトし，また濃度勾配の増加につれて最小着火エネルギーの最小値は増加する．したがって，成層濃度場における着火エネルギーは，着火位置の混合気濃度に対応する均質混合気中の着火に比べて大きくなると考えられ，また，着火位置まわりにおける

成層の度合いが増加するにつれてエネルギーは増加することになる．ただし，電極間隙内の混合気が過濃であっても，それに隣接する混合気の濃度が希薄であるとき，均質混合気流中で得られた最小着火エネルギーよりも低くなることがある．

現在，超小型の燃焼器の開発が行われており，微小領域において発電や加熱に利用しようとする試みがなされている．その一つに，超マイクロガスタービンの燃焼器がある．このガスタービンの大きさはボタン電池ほどであり，着火装置の小型化も要求される．この燃焼器は一般的なガスタービンの場合と比較して，燃料の滞留時間は約 1/10 であり，流速も 1/10 程度である[5-1]．したがって，従来のガスタービン燃焼器に比べ，乱流混合による混合気の均質化は困難な状況にあることがわかる．このことから，超マイクロガスタービンの燃焼器をはじめ，超小型燃焼器において，始動時には濃度分布を有する混合気流中において着火することになるものと予想されるが，本研究で得られた知見は，予め燃焼器内の濃度分布を知ることで，非均質濃度場に対して非常に小さなエネルギーで着火できる適切な位置を推定することができ，燃焼器の設計において有益であると考えられる．

5.2.2　第 3 章で得られた知見の工学的寄与

一般に，航空機用エンジンでは，圧縮機出口速度は 150m/sec あるいはそれ以上にも達しており，燃焼器入り口では，この約 1/5 程度に減速するものの，その速度は層流燃焼速度よりもはるかに高いことが知られている．航空機用エンジンの燃焼器で用いられる火炎の安定方法には次のものがある．一つはライナ壁から内側へ半径方向に対向する噴流を用いる対向噴流方式やスワラーを用いた旋回流方式である．また，ラムジェットエンジンやジェットエンジンのアフターバーナには低速域を設けて火炎を安定させるためにブラフボディが用いられている．これらはいずれも速度分布を制御することによって火炎の安定領域を形成させ，それを維持するものである[5-2]．

本研究から，濃度分布を与えることによって，見かけの燃焼速度が増加し，さらに，凸形状と凹形状の当量比分布によっては，火炎形状が異なり，この火炎形状の変化が見かけの燃焼速度に影響を及ぼすことも示された．この火炎形状の変化は火炎直前にける流れ場を変化させるので，濃度分布を制御することは，火炎形状を変化させ，同時に流れ場も制御できることになる．ガスタービン燃焼器や航空機用ジェットエンジンの燃焼器において，火炎の安定化のためには速度場の制御が必要不可欠で

あるが，濃度分布を制御することによって，これまで以上に予混合燃焼器の高負荷化が実現できる可能性があるものと考えられる．

5.2.3　第4章で得られた知見の工学的寄与

第4章で記述した周期的濃度変動伴う混合気流中を伝播する火炎の特性から，当量比の変動範囲から予想される以上に火炎の特性が変化することがわかった．また，当量比変動の周波数や当量比変動域を適切に設定することで，その平均当量比に対応した燃焼ガス温度を維持しつつ，窒素酸化物濃度を低減することができる可能性を示唆した．

自動車用エンジンにおいては流れ場が乱流であることから，火炎伝播の様子は非常に複雑である．成層希薄燃焼方式を用いた自動車用エンジン内を伝播する火炎の様子について，混合気濃度と燃焼速度との関係は，均質混合気の場合とは異なることが明らかとなった．また，このような濃度分布を有する混合気中の火炎伝播に関する数値的研究では，主に火炎背後の熱とラジカルの未燃混合気側への輸送から火炎伝播特性を説明していた[5-3～5-9]．しかしながら，本研究の結果は，火炎に流入する混合気の質量流束も燃焼速度を変化させる要因になりうることを指摘する．本研究で対象とした火炎は，空気中に噴霧された液体燃料が完全に蒸発しない，あるいは完全に蒸発しても燃料と空気が完全に混合されていない濃度場を伝播する火炎の微視的構造を調査する上でのモデル火炎になるものと考える．

次に，排出ガスの観点から，平均当量比が希薄で混合が不十分である混合気を燃焼させた場合の NOx 濃度は，平均当量比に対応する均質混合気を燃焼させた場合より高い濃度を示すことがよく知られているが[5-10～5-12]，平均当量比，当量比振幅，および変動周波数を制御することによって，燃焼ガス温度を維持しつつ，NOx 濃度を低下させることが出来ることを明らかにした．この結果は，連続燃焼器において適用することが可能であるものと考える．

5.3　おわりに

実用燃焼器で用いられる火炎のほとんどは乱流火炎であるが，乱流火炎に関する実験研究は大きく二つに分類できる．一つは乱流火炎を直接研究対象とするもの，もう一つは乱流火炎を伸長・圧縮を受ける曲率を

もった層流火炎子の集合体ととらえ，これらの要素を個々に取り出して，そのモデル火炎を研究対象とするものである．この分類によると，本研究は後者に分類される．予混合燃焼の研究で用いられてきた要素的火炎に関する実験研究について，これまでの研究の経過を流れ場と濃度場とに分けて見てみると次のようになる．濃度場については一様な濃度分布(均質混合気)が主に用いられている．一方，流れ場については，静止状態[5-13]から，層流場[5-14]，そして現在では乱れが火炎に及ぼす影響を調査するために，規則的な速度変動を与えた場合の火炎について研究[5-15]が行われており，流れ場に注目した研究が多く行われているようである．また，実用燃焼器に関連して，自動車用エンジンやガスタービン燃焼器など，主に液体燃料を用いる燃焼器において，均質混合気を形成するには，液体燃料の微粒化，液体粒子の蒸発過程および燃料と酸化剤の混合過程を必要するが，これにはある一定の時間を要する．最近の燃焼器に対する高負荷化や小型化の要求から，今後も燃焼器内においては局所的に不均一な濃度場が形成され，このような場において着火や火炎伝播が行われることが予想される．本論文では，このような背景のもとに，不均一濃度場における燃焼現象について，着火と火炎伝播に関する要素的火炎を形成し研究を行ってきたが，得られた知見が燃焼現象の解明，計算モデルの構築および燃焼機器の開発に役立つことができれば幸いである．

参考文献

5-1. Ribaud Yves, “Ultora Micro Turbine: The M.I.T.Example”, 日本ガスタービン学会誌, Vol.29, No.4, (2001), pp.235-241.

5-2. Lefebvre A.H., 佐藤幸徳, 永井伸樹, “ガスタービンの燃焼工学”,日刊工業新聞社, (1994), pp.1-39,93,217.

5-3. Cruz A. Pires Da, Dean A. M. and Grenda J. M., “A Numerical Study of the Laminar Flame Speed of Stratified Methane/Air Flames”, Proceedings of the Combustion Institute, Volume 28, (2000), pp.1925-1932.

5-4. Marzouk Y. M., Ghoniem A. F. and Najm H. N., “Dynamic Response of Strained Premixed Flames to Equivalence Ratio Gradients”, Proceedings of the Combustion Institute, Volume 28, (2000), pp.1859-1866.

5-5. Lauvergne Romain and Egolfopoulos Fokion N., “Unsteady Response of C_3H_8/Air Laminar Premixed Flames Submitted to Mixture Composition Oscillations”, Proceedings of the Combustion Institute, Volume 28, (2000), pp.1841-1850.

5-6. Sankaran Ramanan and Im Hong G., “Dynamic Flammability Limits of Methane/Air Premixed Flames with Mixture Composition Fluctuations”, Proceedings of the Combustion Institute, Volume 29, (2002), pp.77-84.

5-7. 北川敏明, 城戸裕之, 出口智崇, 山下純也, “気体燃料噴流による成層混合気の燃焼特性”, 日本機械学会論文集B編, 67巻658号, (2001), pp.1549-1554.

5-8. 北川敏明, 城戸裕之, 金奎成, 古賀宏孝, “気体燃料噴流により形成された成層混合気中における希薄領域への火炎伝播特性”, 日本機械学会論文集B編, 68巻673号, (2002), pp.2657-2663.

5-9. Ra Youngchul and Cheng Wai.K., “Laminar Flame Propagation through a Step-Stratified Charge”, The Fifth International Symposium on Diagnostics and Modeling of Combustion in Internal Combustion Engines (COMODIA 2001), July 1～4, Nagoya.

5-10. 長谷耕志,郡泰道,扇啓一, “予混合燃焼における空気比時間変動のNOx生成への影響(第一報)”, 燃焼の科学と技術, Volume 1,(1993), pp.175-181.

5-11. 長谷耕志,郡泰道, “予混合燃焼における空気比時間変動のNOx生成への影響(第二報)”, 燃焼の科学と技術, Volume 2, (1994), pp.185- 191.

5-12. Mongia Rajiv K., Tomita Eiji, Hsu Frank K., Lawrence Talbot and Robert W. Dibble, “Use of an Optical Probe for Time-Resolved IN-SITU Measurement of Local Air-to-Fuel Ratio and Extent of fuel Mixing with Applications to Low NOx Emissions in Premixed Gas Turbines”, Twenty-sixth Symposium (International) on Combustion /The Combustion Institute, (1996), pp.2749-2755.

5-13. 例えば, Coward H.F. and Hartwell F.J., “Studies in the Mechanism of Flame Movement. PartⅡ. The Fundamental Speed of Flame in Mixtures of Methane and Air ”,

Journal of the Chemical Society, (1932), pp.2676-2684.
5-14. 例えば, 大塚芳郎,磯貝久寿,濱純, “対向流予混合炎の可燃限界”, 日本機械学会論文集第2部, 41巻351号,(1975),pp.3276-3278.
5-15. 例えば, Egolfopoulos Fokion N., “Dynamics and Structure of Unsteady, Strained, Laminar Premixed Flames”, Twenty-Fifth Symposium (International) on Combustion/ The Combustion Institute, 1994 / pp.1365-1373.

謝　辞

終わりに臨み，本研究に対し終始懇切丁寧なるご指導を賜りました指導教官 北野三千雄教授に心より感謝申し上げます．また，研究開始当初からご助言をいただきました本学工学部機械工学科 藤田尚毅助教授，弘前大学理工学部 柳岡英樹助教授に感謝の意を表します．博士論文審査に関しまして貴重なご意見をいただきました本学工学部機械工学科 渡邊喬教授，ならびに船﨑健一教授に感謝申し上げます．

実験装置製作にあたりご協力いただきました本学技術部 吉田宏 技術専門職員に，電磁弁制御系ならびに窒素酸化物分析装置を提供していただきました株式会社日立ユニシアオートモティブに，そして濃度分布を有する混合気流の着火特性に関する研究にあたり火花エネルギーの検定にご協力いただきました，本学工学部電気電子工学科 高木浩一助教授，当時電気電子工学専攻 三浦友規氏に心より感謝の意を表します．

さらに，実験遂行に当り北野研究室の当時の大学院生 小沼真祐氏，院生 高橋陽一氏，また当時の学部生 木村光芳氏，木村敬氏，西村翔氏の協力を得ました．ここに記して謝意を表します．

最後に，これまで経済面･精神面で私を支えつづけてくれた両親に心より感謝申し上げます．