

後向きステップを有する
スクラムジェット燃焼器内における
保炎に関する研究

高橋 周平

①

後向きステップを有する
スクラムジェット燃焼器内における
保炎に関する研究

指導教官 河野通方 教授

岐阜大学工学部機械システム工学科

高橋 周平

平成 11 年 2 月

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	実験装置および測定装置	6
2-1	風洞設備	
2-2	実験装置	
2-3	壁面静圧分布測定	
2-4	光学測定	
2-4-1	OH 自発光像撮影	
2-4-2	Mie 散乱法による流れの可視化	
2-4-3	瞬間シュリーレン像撮影による流れの可視化	
第 3 章	数値計算	13
3-1	数値計算の意義	
3-2	支配方程式	
3-3	輸送係数	
3-3-1	混合気体の分子粘性係数	
3-3-2	混合気体の熱伝導係数	
3-3-3	混合気中の有効拡散係数	
3-4	化学反応	
3-5	乱流モデル	
3-6	差分法	
3-7	境界条件および初期条件	
3-8	計算スキームの検証	
第 4 章	燃焼器内における保炎現象	30
4-1	実験の背景および目的	
4-2	実験結果および計算結果との比較による考察	
4-3	まとめ	

第 5 章 保炎安定化のためのフィードバック制御 . . . 4 0

5-1. 実験の背景および目的

5-2. 燃焼器内における PSW の挙動

5-3. 制御方法

5-4. 保炎制御用燃焼器

5-5. 二次空気噴射の影響

5-6. 制御アルゴリズム

5-7. 実験結果および考察

5-8. まとめ

第 6 章 結論 6 1

謝 辞

参 考 文 献

第1章 序論

宇宙空間が人類の活動の場となり始めて、半世紀近い年月が経とうとしている。冷戦下の米ソの宇宙開発競争に始まり、商業的人工衛星が多数打ち上げられる現在に至るまで、宇宙空間の利用とは主に高々度から地上を見下ろすという位置的条件を利用するものであった。しかしながら、アメリカのスペースシャトルやロシアのミールに代表されるように、宇宙空間における微小重力や超高真空といった極限環境を利用して、新素材の開発や燃焼現象の解明等、様々な研究が行われるようになってくるにつれて、宇宙実験室・宇宙工場としての宇宙空間の利用というものが多くの分野から期待されるようになった。1998年秋からはアメリカ・ロシア主導で日本を含め16カ国が参加する国際宇宙ステーションAlphaの建設も開始され、JEM(Japanese Experiment Module)内における多くの実験に期待が寄せられている。今後、宇宙ステーションがさらに大型化・多機能化していくためには、これら大規模構造物の設計組み立ての技術が進むこともさる事ながら、これらの建設資材や人員を周回軌道に打ち上げる手段が、もっと低コスト・低リスクで提供されることが必要である。現在、周回軌道上への資材および人員の投入はほとんど垂直打ち上げ式のロケットによって行われている。このため打ち上げ重量のわずか数%がパイロードとして残されているのみで、残りの重量は燃料・酸化剤および使い捨てとなるエンジンや構造物となってしまう。また打ち上げも専用の射出場を必要とする大変コストのかかる方法となっている。人工衛星の打ち上げのように1回の打ち上げでミッションが終了する場合と異なり、巨大宇宙ステーション建設のように、多くの資材を何度も軌道に打ち上げなければならない場合、パイロードが大きくまた打ち上げから次の打ち上げまでの期間が短く、かつ低コストで運用できるような輸送手段が望まれる。

このような要求にこたえるのが、空気吸い込み式エンジンを搭載し、航空機のように水平離発着を行ない地上と周回軌道を往復するいわゆるスペースプレーンと呼ばれる再利用型宇宙往還機である。空気吸い込

み式エンジンは、大気圏内を飛行するときは大気中の酸素を酸化剤として利用するため、ロケットのように酸化剤を機体に搭載する必要が無く、比推力がロケットエンジンに比べて格段に大きくなり、ペイロード重量の大幅な増加が見込まれる。また、機体やエンジンが再利用型であり、かつ航空機用の滑走路を利用できることから、打ち上げコストや打ち上げ準備期間の大幅な縮小も見込まれる。しかしながら、周回軌道上に資材を投入するためには 8km/sec の飛行速度を得ることが必要であり、これは現在のターボジェットエンジンで到達できる速度のじつに 8 倍近くにも達する。このため、宇宙往還機に搭載される空気吸い込み式エンジンは、このような非常に高い飛行マッハ数においても推力を発生するものでなければならない。そこで、広い高飛行マッハ数範囲において比較的高い比推力を示す空気吸い込み式エンジンの一種であるスクラムジェットエンジン [1.5] が宇宙往還機用エンジンとして有望視されている。

図 1 に各種空気吸い込み式エンジンとロケットエンジンにおけるの飛行マッハ数と比推力の関係を示す。前述したように空気吸い込み式エンジンはロケットエンジンに比べ、格段に高い比推力を示すのが特徴である。しかしながら、ロケットエンジンが飛行マッハ数によらずに常に一定の比推力を示すのに対し、ターボジェットエンジン等の空気吸い込み式エンジンはある飛行マッハ数を超えると比推力が急激に減少し使用できなくなることが分かる。ターボジェットエンジンは広く航空機用エンジンとして利用されているが、これはコンプレッサによって流入空気を圧縮し、そこへ燃料を噴射して燃焼させることにより推力を得ている。しかしながら、飛行マッハ数が 3 に達した付近から、コンプレッサによる損失が大きくなり急激に抵抗が増え使用できなくなる。一方、飛行マッハ数の増大に従い空気取り入れ口に流入する空気の速度が増すため、特に圧縮機を設けなくても流入空気をせき止めるだけでその流入する圧力により圧縮が行なわれるラム圧縮という現象が生じる。このため、高マッハ数飛行時には圧縮機は不要となり、流入空気に垂直衝撃波を発生させることで圧縮を行ない、その後燃料を投入しノズルに導くことで推

力を得ることができる。これが、いわゆるラムジェットエンジンである。ラムジェットエンジンはその原理上、高マッハ数でのみ始動することができ、マッハ数3～5での運用が考えられている。しかしながら、さらに飛行マッハ数が増大すると、空気取り入れ口で垂直衝撃波を発生させることによる圧力損失や静温増加が著しくなり、燃焼器への熱負荷の極端な増加や生成物の解離による反応効率の低下等が発生する。そこで、空気取り入れ口にて垂直衝撃波ではなく斜め衝撃波などを使い、たとえば燃焼器入口でのマッハ数を2程度の超音速にとどめることによって、極端な静温増加や圧力損失を避けたものが、超音速燃焼ラムジェットエンジン (Supersonic Combustion Ramjet Engine) つまりスクラムジェットエンジンである。

スクラムジェットエンジンの燃焼器に課題の1つは、このような超音速流れ場の中において確実な保炎を行なうことである。スクラムジェットエンジン燃焼器内部の速度は1000m/secのオーダーに達するため、燃焼器長さを1m程度のオーダーにとどめようとする、燃焼器内の滞留時間は1msecオーダーとなる。この間に燃料は周りの空気と混合して反応しなければならぬ。すなわち燃焼器内は低ダムケラ数流れとなっている。そのため、スクラムジェットエンジンの燃料としては反応性の高い水素が有望視されている。また、燃焼器内部の流れは超音速流れであると同時に、高エンタルピ流れである。これは、燃焼器内部の主流の持つ力学的エネルギーが、燃料の持つ化学エネルギーに匹敵するほどの大きさであることを意味する。よって、衝撃波や膨張波といった流れ場の変化が化学反応と同等またはそれ以上に燃焼器内部の温度分布や圧力分布に大きく影響を及ぼす。このため、燃焼器内における保炎現象も主流条件や衝撃波の影響を強く受けると考えられ、これら流れ場と燃焼現象との相互作用を解明することが重要である。スクラムジェットエンジンの研究は、極超音速機の開発とあいまって米国を中心に1950年代より行なわれており[1]、その意味ではスクラムジェットエンジンは決して新しいコンセプトではない。しかし、超音速かつ高エンタルピ流れというスクラムジェットエンジンの特徴により、燃焼器内部の実験的解析は

実験設備の大型化および測定 of 困難さを伴うため、これまであまり明らかにはされていなかった、ところが近年の計測技術の発展に加え、計算機的大幅な進歩により、これまでは推測の域を出なかった燃焼器内部現象が、非接触方式の計測法と、数値計算により実験結果を補完することで定量的に議論することができるようになってきた。

これまで行われてきた実験的研究の多くは、燃焼を伴わないいわゆるコールドフローにおける燃料と主流空気との混合に着目したもので、および高エンタルピ風洞を用いた燃焼実験とに大きく分けることができる。非燃焼場における実験は、実験装置が小規模ですむこと of 理由から多く行われており、その多くは Papamoschou らによって進みにくいと指摘されている超音速流中での混合 [6] をいかに促進させるか、または超音速流中における混合の機構解明ということに注目したものである [6-8]。一方、燃焼が起こることにより燃焼器内部の流れ場が大きく変化することも知られており [9-12]。たとえば Abbitt らはそれぞれ、燃焼実験の結果と非燃焼実験の結果とを比較し、燃焼時に衝撃波が発生することにより非燃焼実験では予想できない場所で火炎が観察されることを述べており、燃焼時は燃焼器内部の流れ場が大きく変化することを指摘している [9]。このように実験において、燃焼場では流れ場が燃焼によって大きく変化を受け、それに応じて燃焼も影響を受けるという相互作用が存在することが推測されている。このことは、混合効率等 of 実際のスクラムジェット燃焼器の性能評価を行なう場合、非燃焼実験の結果をそのまま流用すると判断を誤る可能性があることを示している。

一方、数値計算による研究も実験同様、化学反応を考慮せず超音速流れ場における混合の機構解明や乱流現象の解明に着目した研究と、化学反応を考慮した研究の 2 つに大きく分けることができる。後者の例では、たとえば Takita らは、超音速流中における対向流拡散火炎の評価を数値実験で行なっており [13]。また、たとえば Kato らはスクラムジェット燃焼器内におけるプラズマジェットの効果を数値計算を行ない評価しているが [14]、これらの研究に見られるように、壁から反射する衝撃波や膨張波による擾乱や熱閉塞現象を排除するために計算領域の両側

あるいは片側を壁面ではなく自由流出境界としている例は多い。このように化学反応を考慮した数値計算的研究においては点火特性や特定の化学種・化学反応式の果たす役割に着眼点がある場合が多く、実際の燃焼器を想定して衝撃波や膨張波の存在する流れ場と燃焼との相互作用に注目した研究は見られない。しかしながら、文献[5]にも触れているように、スクラムジェット燃焼器全体として保炎の安定性や混合効率・燃焼効率の評価を行なおうとした場合、燃焼によって生じる衝撃波や膨張波、および剥離領域等の影響を切り離して考えることは不適當であり、燃焼が流れ場に与える変化と流れ場の変化が燃焼に与える影響は常に同時に考える必要がある。

そこで本研究では、高エンタルピ超音速風洞にスクラムジェット燃焼器を模擬した燃焼器取り付け実験を行ない、また実験に対応させた数値計算によってこれら実験データを補完することにより、燃焼器内部における流れ場と燃焼現象との相互作用および保炎機構の解明を行なう。さらに、得られた結果をもとに、スクラムジェット燃焼器内において保炎を安定化させる制御方法を提案し、この効果を実証する。

第2章 実験装置および測定装置

2-1. 風洞設備

高マッハ数で飛行しているスクラムジェットエンジン燃焼器内部の流れを模擬するためには、高エンタルピー・超音速流れを再現できる風洞設備が必要となる。そこで東京大学工学部航空宇宙工学科風洞室内に設置された超音速燃焼研究用風洞を用いて実験を行なった。

上記風洞の詳細は文献[15]に詳しく述べられているので、ここでは概要を示す程度にとどめる。図2に風洞の概略図を示す。本風洞は貯気槽を用いたブローダウン方式であり、空気加熱の方法には、あらかじめ酸素を加えた空気流中で水素を拡散燃焼させる、いわゆる Vitiated Air 方式[16]が用いられている。希薄燃焼することにより加熱された高温ガスは、酸素濃度が体積分率で 21% になるように設定されており、ノズル部分で超音速まで加速され、直結された燃焼器へと導かれる。このときの燃焼器入口での条件は、以下に示すとおりである。

・マッハ数：2.0

・主流総圧：0.38MPa

・主流総温：700K~2500K

主流総温は Vitiated Air を作る際の空気流量、酸素流量および水素流量を調整することにより任意に設定することが可能である。実際に大気中を飛行した場合を想定し、空気取り入れ口での損失を無しと仮定したときの、本風洞設備で模擬可能な飛行条件を図3に示す。燃焼器を出たガスは排気管で超音速に減速され冷却された後、消音筒を通過して大気に排出される。

Vitiated Air 方式の特徴は比較的小規模の設備で長時間の試験を行なえることであるが、一方 OH ラジカルや H_2O 等の燃焼生成物を主流に含んでしまう点が欠点としてあげられる。Mitani らは、蓄熱体方式と Vitiated Air 方式の風洞の両者において同一条件で実験を行ない、Vitiated Air 方式の風洞においては蓄熱体方式に比べ残留ラジカルや H_2O の影響により自発点火および保炎が容易であったと報告している。

[17]、しかし同時に、これらの影響は保炎が反応律速の場合に現れることも指摘している。このことから Vitiated Air の影響は特に自発点火特性に大きく現れると考えられるが、本研究の主眼は点火後の保炎現象にあるため、混合律速型の保炎がなされている場合にはこれら残留ラジカルや H_2O 等の影響はさほど影響はないと考えられる。

本風洞は最大 10sec 程度の運転が可能であり、風洞が始動して安定した 3sec 後に燃焼器内に燃料の噴射を行ない、約 3-5sec の定常状態を得ることができる。実験中は Vitiated Air を作るための希薄燃焼器部分で主流総圧を、ノズル出口部分で主流静圧をそれぞれ測定しており、風洞が設計どおり作動しているかを確認している。

2-2. 実験装置

宇宙往還機に搭載されるスクラムジェットエンジンの形態として、機体による圧縮効果や一部ノズルとしての利用を考えた、いわゆる機体組込み型が有望視されている。このとき、エンジンは機体下部にならべて組み込んでしまうため、その断面形状は矩形が適当であると考えられている。そこで、本研究においても実機のスクラムジェットエンジンの燃焼器を想定して、燃焼器断面形状は矩形とする。本研究に用いたスクラムジェット燃焼器の概要を図 4 に示す。燃焼器は長さが 400mm、風洞ノズルに直結された入口が高さ 36mm、幅 30mm の矩形断面をしており、入口から 50mm または 90mm (燃料噴射方式によって異なる) 下流に高さ 3.6mm の後向きステップを有している。ステップから下流は一定長さ(L)の定断面部分に続き、広がり角(θ)の拡大断面部分が設けられている。燃焼器の幅は一定である。後で詳しく述べるが、この後向きステップは水平スロット噴射においては燃料噴射器の役目を果たし、垂直円孔噴射においてはステップ背後に燃料と主流が混合する再循環領域を形成する役割を持っている。また、燃焼器で発生した衝撃波が上流に伝播するのを防止する役割があることも報告されている。

燃料噴射は、燃料噴射ブロックを取り替えることによって、ステップ後面に設けた高さ 3.0mm、幅 29mm のスリットから主流に水平に噴射

する水平噴射方式と、ステップ端から 18mm (ステップ高さの倍) 下流の位置に設けられた直径 4.0mm の円孔より主流に垂直に噴射する垂直噴射方式の 2 種類の噴射方式を取ることができる。スロット噴射器は噴射器出口で燃料の流れが主流に水平になるように、内部は滑らかな曲線で加工してある。円孔噴射口の位置は、噴射された燃料がステップ下流の再循環領域に巻き込まれやすいように、ステップ端で剥離する境界層が再付着する位置とした [18]。スリットからの水平噴射は燃料の持つ運動量をすべて推力に変換できるという利点を持つ一方、主流との混合が進みにくく発熱が緩やかであるといわれている。また、円孔から垂直噴射は燃料の持ち運動量はすべて失われるものの、スリット噴射に比べ混合が進みやすく噴射口出口付近から高い混合効率を持つという報告がある。そこで両者の結果を比較することにより、噴射方式の違いが保炎現象および流れ場に及ぼす影響を調べることができる。それぞれの燃料噴射器付近の詳細を図 5 および図 6 に示す。また、本研究で使用した燃焼器の定断面部分長さ、拡大断面部の広がり角、および燃料噴射方式を表 1 に示す。

燃料は序論で述べたように、反応速度が速いものが望まれる。水素は、反応速度が速いうえ、比推力が高く、再生冷却時の冷却性能に優れており、スクラムジェットエンジンの燃料として非常に有望視されている。以上の点から本研究においても水素を燃料として用いた。水素は常温で用いられ、調圧器と流量バルブ (NUPRO: SS-4JBR) により流量を調整された後、燃料噴射器から噴射される。この時、噴射圧と燃焼器内部の静圧の比により、噴射形態が音速噴射か超音速噴射かが決まる。本研究の範囲においては、スロットからの噴射方式では超音速噴射、円孔からの垂直噴射では当量比約 0.10 以上で音速噴射となっていることが確かめられている。

燃焼器は砲金製であり、側壁には高さ 150mm、幅 60mm、厚さ 15mm の合成石英製窓ガラスを取り付けることが可能で、燃焼器内部を幅 134mm 高さ 44mm の視野で観測することができる。垂直円孔噴射器を取り付けた場合はステップ上流 4mm からステップ下流 130mm まで、

水平スロット噴射器を取りつけた場合はステップ上流 44mm からステップ下流 90mm までを光学測定することができる。またステップと反対側の壁面には、長さ 60mm、幅 6mm のスリット状の合成石英窓ガラスが装着されているものもあり、ここからレーザーシート光を挿入することができる。ステップ反対側の壁面よりレーザーシート光を挿入する場合、レーザーシート光は垂直円孔噴射器を取りつけた場合はステップ下流 35mm からステップ下流 95mm まで、水平スロット噴射器を取りつけた場合はステップ上流 5mm からステップ下流 55mm までの範囲を照射することができる。窓ガラスを取り付けての光学測定はガラスの耐熱性を考慮して主流総温 1800K 以下の条件で行なった。また、ステップと同じ側および反対側の壁面には直径 1.0mm の静圧孔が燃焼器中心線に沿って主流方向に設けてある。これら静圧孔に圧力センサを取り付けることで壁面静圧分布を測定することができる。壁面静圧測定および光学測定の詳細は 2-3, 2-4 で述べる。

本研究では、特に点火装置は用いない。よって、本研究における点火はすべて燃料が高温の主流と混合することによって生じる自発点火である。これまでの研究により主流総温 1800K 以上の条件では、本実験に用いたすべての型の燃焼器でほぼ確実に自発点火することが確かめられている。

2-3. 壁面静圧分布測定

燃焼器内部は多くの衝撃波や膨張波が存在していると考えられるが、壁面静圧分布を測定することにより、燃焼器内の衝撃波や膨張波の位置を推測することができる。そこで、燃焼器のステップと同じ側および反対側の壁面に直径 1.0mm の静圧孔を燃焼器中心線に沿って主流方向にそれぞれ 25 点および 20 点設けた。代表的なこれらの詳細な位置を図 7 に示す（静圧孔位置が一部異なる燃焼器もある）。ステップ反対側の静圧孔は火炎や燃料噴射の影響を受けにくいと考えられるので衝撃波や膨張波の挙動を把握するのに有利と考えられる。よって、本研究において特に断りがない場合、壁面静圧分布とはステップ反対側の静圧孔で得ら

れたものを指すことにする。

静圧孔からの静圧は最大 32 点同時計測が可能であり、半導体ひずみ圧力センサ（コパル：P-2000-352G-BN, P-2000-103G-BN）によって構成されるホイートストンブリッジで電圧に変換され、アンプで増幅された後、A/D ボード（コンテック：AD12-16RT(98)H）2 枚を介してパソコン（NEC：PC-9801RA2）に全点同時に取り込まれる。サンプリング速度は 1kHz である。本実験に使用した半導体圧力センサは、インパルス入力に対しての応答遅れが 1msec 以下の仕様であるため、サンプリング速度を考慮すると 500Hz 以下の信号をとらえるには十分といえる。

2-4. 光学測定

燃焼器内部は高エンタルピ超音速流れ場であるため、接触測定法では衝撃波が発生するほか、温度の急激な上昇等により流れ場が大きく変化したり、プローブが破損したりというような事態が生じやすい。また接触測定法では、1 実験あたりに得られる情報が少ないため、同一条件で多くの実験を行なう必要があり、非常に高い再現性が要求される。そこで、流れ場に擾乱を与えず、しかも 2 次元分布などの大量の情報が比較的容易に得られる非接触測定法が、高エンタルピ超音速流れ場での測定法として望ましい。そこで、本研究では主に以下に挙げた 3 つの方法による光学測定を行なった。

2-4-1. OH 自発光像撮影

一般に燃焼領域にはラジカル等の中間生成物が多く存在しており、特に水素-空気火炎中においては OH ラジカルが反応帯から既燃部分わたって比較的広く観測される。このため OH ラジカルからの自発光を撮影することにより燃焼器内での火炎前縁部および高温既燃部を特定することができる。図 8 に OH 自発光像撮影方法の概要を示す。OH 自発光は波長 308nm の紫外光であるため、中心波長 308.1nm、半値幅 10nm、透過率 36.0% のバンドパスフィルタ（日本真空光学）を付けた UV レン

ズ (PENTAX: UV-PENTAX) を通してイメージインテンシファイア (浜松ホトニクス: C2925) を用いて可視化した。この像をリレーレンズを介し 30fps の CCD カメラ (浜松ホトニクス: C3077) で撮影し VTR に記録した。本実験において火炎からの OH 自発光強度はかなり強かったため、イメージインテンシファイアのゲインは最小とした。イメージインテンシファイアのゲート機能は使用せず、よって画像は 1/30sec の間の積分値として得られる。

2-4-2. Mie 散乱法による流れの可視化

燃料流と主流との混合の様子を捕らえるために、Mie 散乱法による燃料流の可視化を行ない、定性的な燃料分布を求めた。Mie 散乱法測定を行なう実験においては、燃料は流量を調整された後、吹き上げ式のパーティクルフィーダを通してることによって、粒径 $1.0\mu\text{m}$ のトレーサ用多孔質シリカ粒子 (リキッドガス: MICRO SPHERICALFEATHER) を混入される。このトレーサ粒子は白色、見かけ比重 0.45g/cm^3 でほぼ真球をしており、Samimiy らによって提唱されている方法 [19] で追従性を検討した結果、本研究の範囲では定性的な分布を見る上では十分であることが確かめられている。図りに、Mie 散乱光像撮影のための光学系を示す。光源には、Nd:YAG レーザ (Prectra-Physics: DCR-11) の第 2 高調波 (波長: 532nm) を用いた。出力は 60mJ/pulse 、発光時間は 6nsec であり、 10Hz の周波数で発振される。レーザから出た光は、焦点距離 30mm のシリンドリカルレンズと焦点距離 500mm の球面凸レンズを用いて、幅 0.5mm 、長さ約 100mm のシート光となる。このシート光を、ミラーを用いて燃焼器のステップ反対側の壁に設けられたスリット窓から内部に入射し、側壁の窓より撮影することにより、燃焼器対称面上での燃料分布を測定することができる。また、側壁に設けられた窓よりレーザシート光を挿入し、斜め方向から撮影することによりステップから任意の位置における主流に垂直な平面内での燃料分布を測定することができる。撮影は CCD カメラを用いて行ない、VTR に記録した。このとき火炎からの発光による影響を排除するために、中心波長 533nm 、

半値幅 7nm、透過率 74.5%のバンドパスフィルタ（光伸光学）を通して撮影を行なった。

2-4-3. 瞬間シュリーレン像撮影による流れの可視化

衝撃波や膨張波などの挙動を捕らえるため、瞬間シュリーレン像撮影を行なった。図 10 はシュリーレン像撮影の光学系の図である。光源は水銀灯を用いコンデンスレンズで集光して、直径 0.1mm のピンホールを通すことにより点光源とした。点光源からの光は焦点距離 500mm の複合レンズで平行光にされた後燃焼器側壁の窓ガラスを通過する。燃焼器を出た光は燃焼器から 1500mm はなれた位置におかれた焦点距離 2000mm の凹面鏡で集光されナイフエッジ上で焦点を結ぶ。ナイフエッジは境界層を捕らえやすいよう主流に水平に設置した。また、ナイフエッジを取り除くことにより瞬間シャドウグラフ像を得ることもできる。撮影はイメージインテンシファイアに 500nsec のゲート信号をかけて CCD カメラで撮影する方法を用い、光源は連続光源ではあるが瞬間シュリーレン像が得られるようにした。しかしながら、主流総温が高くなると窓ガラス表面に厚い温度境界層が発達し、鮮明な像を得ることが難しいため、シュリーレン像撮影は主流総温 1000K 以下での、いわゆるコールドフローの条件で行なった。

第3章 数値計算

3-1. 数値計算の意義

実験的測定では第2章で述べたように、燃焼器壁面での静圧分布、OH自発光像、Mie散乱法による定性的な燃料分布といった限られた情報しか得ることができない。しかしながら、燃焼器内部の圧力分布や温度分布、また混合効率や燃焼効率といった情報は、燃焼器内での現象を解明したり、燃焼器の性能を評価する上で非常に重要な情報である。そこで、実験的に測定することが困難なこれらの情報については、数値計算により見積もることが、有効な方法の一つとしてあげられる。また、数値計算により、局所発熱分布や微量な中間活性種の分布といった、実験では得られない量も見積もることが可能である。そこで、本研究では、実験データを補完するものとして数値計算を行ない、燃焼器内部での現象をより詳細に議論する。

3-2. 支配方程式

本研究の実験において、燃焼器は矩形であり、燃料噴射はステップ後面からのスロット噴射とステップ下流の円孔からの垂直噴射がなされる。よって、スロット噴射の場合は流れ場は2次元であるとみなすことができるが、円孔からの噴射の場合は噴射口付近で流れ場に強い3次元性が出ることを予想される。しかしながら、乱流および化学反応を含んだ計算を3次元で行なうことは、非常に多くの時間とコストがかかり、また確固とした乱流モデルおよび素反応モデルが確立していない現段階で、このような詳細な計算を行なっても、定性的な結果を得る以上のことを期待することは難しい。そこで本研究においては流れ場は2次元として数値計算を行ない、計算コードの評価は水平スロット噴射における計算結果と実験結果の比較をもとに行なう。一方、垂直噴射の場合に関しては、流れの3次元性と2次元性の違いを考慮した上で、計算結果と実験結果との一致はあまり追求せず、得られた計算結果は水平スロット噴射での計算結果との比較において定性的に議論を行なうこと

とする。また、化学反応に関しても圧縮性乱流と化学反応の相互作用 [20] は現在のところあまり明らかに示されてはいない。本計算ではいたずらに計算負荷を増やすことを避け、反応速度等を評価する際にも、化学反応機構には PDF 等の乱流火炎モデルは特に組み込まないこととする。

以上の観点から支配方程式は、水素-空気化学反応を含んだ 2 次元 Navier-Stokes 方程式を用いた、化学種は H_2 , O_2 , OH , H_2O , H , O , HO_2 , H_2O_2 , N_2 の 9 化学種であり N_2 は不活性種として扱った。支配方程式の具体的な形は以下のように示される。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = \frac{\partial F_v}{\partial x} + \frac{\partial G_v}{\partial y} + S \quad \text{--- 式 1}$$

ここで、各変数は以下のように示される。

$$U = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho e \\ \rho_j \end{pmatrix}, F = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (\rho e + p)u \\ \rho_j u \end{pmatrix}, G = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho v \\ \rho v^2 + p \\ (\rho e + p)v \\ \rho_j v \end{pmatrix},$$

$$F_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} - q_x \\ \rho D_j \frac{\partial Y_j}{\partial x} \end{pmatrix}, G_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ u\tau_{xy} + v\tau_{yy} - q_y \\ \rho D_j \frac{\partial Y_j}{\partial y} \end{pmatrix}, S = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \dot{\omega}_j \end{pmatrix}$$

$$e = \sum_1^9 \frac{\rho_j}{\rho} h_j + \frac{1}{2}(u^2 + v^2) - \frac{p}{\rho}, p = \sum_1^9 \rho_j R_j T$$

$$\tau_{xx} = \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x}, \tau_{yy} = \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y}, \tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \lambda = -\frac{2}{3}\mu$$

$$q_x = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x} - \rho \sum_{j=1}^9 D_j h_j \frac{\partial Y_j}{\partial x}, q_y = -\kappa \frac{\partial T}{\partial y} - \rho \sum_{j=1}^9 D_j h_j \frac{\partial Y_j}{\partial y}$$

各化学種の定圧比熱 C_p は JANAF の熱物性値表 [21] のデータを用いて温度の 4 次関数として表す。また、

$$h_j = \int_{298K}^T C_{p,j} dT + h_j^0|_{298K}$$

$$s_j^0 = \int_{298K}^T \frac{C_{p,j}}{T} dT + s_j^0|_{298K}$$

の関係式よりエンタルピー h_i およびエントロピー s_i^0 も共に温度の関数となる。

$$\begin{aligned} \frac{C_{p,i}}{R} &= a_{1i} + a_{2i}T + a_{3i}T^2 + a_{4i}T^3 + a_{5i}T^4 \\ \frac{h_i}{RT} &= a_{1i} + \frac{a_{2i}}{2}T + \frac{a_{3i}}{3}T^2 + \frac{a_{4i}}{4}T^3 + \frac{a_{5i}}{5}T^4 + \frac{a_{6i}}{T} \\ \frac{s_i^0}{R} &= a_{1i} \ln T + a_{2i}T + \frac{a_{3i}}{2}T^2 + \frac{a_{4i}}{3}T^3 + \frac{a_{5i}}{4}T^4 + a_{7i} \end{aligned} \quad \dots \text{式 2}$$

ここで用いた各係数 a_{ni} を表 2 に示す [22]。また各気体の状態方程式は理想気体のそれとした。よって、各タイムステップでの温度は、内部エネルギーに関する温度の 5 次方程式の解として Newton-Rapson 法によって求められる。

本研究における計算コードでは、全体の質量保存を保証しつつ、ある特定の化学種に誤差が集中しないように、全体の質量保存式と 9 種の化学種保存式が同時に解かれる。このため、保存式の数が系が閉じる数より 1 つ多くなるが、この時に生じる誤差は以下の式により 1 タイムステップ毎に修正を行なうことによって、矛盾が生じないようにしている。

$$\rho_i = \frac{\rho_i}{\sum_{j=1}^9 \rho_j} \rho \quad \dots \text{式 3}$$

3-3. 輸送係数

粘性、熱伝導、拡散の効果は、火炎伝播速度等の火炎の性質に本質的な影響を及ぼすため、これらの輸送係数を正しく見積もることは、数値計算を行なう上で重要である。そこで、本研究では分子運動による粘性係数 μ_i 、熱伝導係数 κ_i および拡散係数 D_{ij} 等の輸送係数は、気体運動分子論から導かれた近似式 [23] を用いて、温度、密度、圧力および成分の関数として与えた。以下特に断らない限り、単位系は SI 単位系を用いる。

3-3-1. 混合気体の分子粘性係数

混合気体の分子粘性係数は以下に従って評価を行なう。まず、 i 種の分子粘性係数 μ_{i1} を Chapman-Enskog の理論により以下のように評価する。

$$\mu_{i1} = 2.669 \times 10^{-6} \frac{\sqrt{M_i T}}{\sigma_i \Omega_{i1}} \quad \text{…式 4}$$

ここで、 M_i は分子量[g/mol]、 σ_i は衝突直径[Å]である。 Ω_{i1} は衝突積分であり、Lenard-Jones 12-6 ポテンシャル関数に基づいた近似式より以下のように与えられる。

$$\Omega_{i1} = 1147 \left(\frac{T}{T_{vi}} \right)^{0.145} + \left(\frac{T}{T_{vi}} + 0.5 \right)^{-2.0}$$

ここで T_{vi} は分子間ポテンシャル関数に関連した有効温度[K]である。これら M_i 、 σ_i 、 T_{vi} の値は表 3 によって与えられる[22]。そして、混合気体の分子粘性係数 μ を Sutherland の式より以下のように得る。

$$\mu = \sum_{i=1}^g \frac{X_i \mu_i}{\sum_{j=1}^g X_j \varphi_{ij}} \quad \text{…式 5}$$

ただし、 X_i は i 種のモル分率であり、 φ_{ij} は Wilke の経験式

$$\varphi_{ij} = \frac{\left[1 + \left\{ \left(\mu_{ij} / \mu_j \right) \left(\rho_j / \rho \right) \right\}^{1/2} \left(M_i / M_j \right)^{1/4} \right]^2}{\left[8 \left(1 + M_i / M_j \right) \right]^{1/2}}$$

によって評価される量である。

3-3-2. 混合気体の熱伝導係数

混合気体の熱伝導係数は次のように評価を行なう。まず、 i 種の熱伝導係数 κ_{i1} を Eucken 修正式により評価する。

$$\kappa_{i1} = \frac{1}{4} (9\gamma - 5) \mu_{i1} C_{Vi}, \quad \gamma = \frac{C_{Pi}}{C_{Vi}}, \quad C_{Vi} = C_{Pi} - R_i \quad \text{…式 6}$$

よって、混合気体の熱伝導係数 κ_{11} は以下の Wassiljewa の式により表される。

$$\kappa_i = \frac{\sum_{j=1}^9 X_j \kappa_{ij}}{\sum_{j=1}^9 X_j \psi_{ij}} \quad \text{…式 7}$$

ここで、 ψ_{ij} は Mason と Saxena によって提唱された

$$\psi_{ij} = \eta \frac{\left[1 + (\kappa_{ij} / \kappa_j)^{1/2} (M_i / M_j)^{1/4} \right]^2}{\left[8(1 + M_i / M_j) \right]^2}$$

で評価される。ここでは η は 1.0 とした。

3-3-3. 混合気中の有効拡散係数

i 種の混合気中での拡散係数 D_{if} の評価を以下に示す。まず i, j の 2 種間での拡散係数 D_{ij} を Chapman-Enskog の理論により提唱された式

$$D_{ij} = 18829 \times 10^{-7} \frac{\sqrt{T^{0.75} \left(\frac{M_i + M_j}{M_i M_j} \right)}}{p \sigma_{ij}^2 \Omega_D} \quad \text{…式 8}$$

で、計算する。

ここで、 $\sigma_{ij} = (\sigma_i + \sigma_j) / 2$ である。また Ω_D は拡散衝突積分であり、やはり Lenard-Jones 12-6 ポテンシャル関数に基づいた近似式より

$$\Omega_D = \left(\frac{T}{T_{0i}} \right)^{-0.145} + \left(\frac{T}{T_{0i}} + 0.5 \right)^{-3.0}$$

で、計算される。ただし、ここで $T_{0i} = \sqrt{T_{0i} T_{0j}}$ である。

そして、これら D_{ij} を用いて、次式から D_{if} を評価する。

$$D_{if} = \frac{1 - Y_i}{\sum_{j=1}^9 X_j / D_{ij}} \quad \text{…式 9}$$

ここで、 Y_i は i 種の質量分率である。

3-4. 化学反応

本研究では、化学反応は先に述べた 9 種の化学種に対していくつかの素反応を組み合わせるにより形成される多段階の水素-空気反応機構を用いた。この反応機構は表 4 に示される 20 組の前進-後退素反

応式[24]を用いている。反応機構の形を

$$\sum_{i=1}^9 v_{ik}^{\prime\prime} X_i \Leftrightarrow \sum_{i=1}^9 v_{ik}^{\prime} X_i \quad \dots \text{式 10}$$

のように表すとする。ここで、 v_{ik} は i 種の k 番目の素反応における化学量論定数である。また X_i は i 種の化学記号を表す。すると、式 1 の生成項 S 中にある i 種の生成率 $\dot{\omega}_i$ [kg/m³-sec] は

$$\dot{\omega}_i = W_i \sum_{k=1}^{20} (v_{ik}^{\prime\prime} - v_{ik}^{\prime}) R P_k \quad \dots \text{式 11}$$

のように表すことができる。ここで、 W_i [kg/mol] は化学種 i の 1 モルあたりの質量、 $R P_k$ [mol/m³-sec] は k 番目の素反応式における進行率であり、前進反応速度と後退反応速度の差として次式により表される。

$$R P_k = k_{fk} \prod_{i=1}^9 X_i^{n_{ik}} - k_{rk} \prod_{i=1}^9 X_i^{m_{ik}} \quad \dots \text{式 12}$$

ここで、 k_{fk} および k_{rk} はそれぞれ k 番目の素反応における前進および後退反応速度定数である。ここで、 k 番目の素反応の前進反応速度定数 k_{fk} は

$$k_{fk} = A_k T^{n_k} \exp\left(\frac{-E_k}{R_c T}\right) \quad \dots \text{式 13}$$

で示される修正 Arrhenius の式で与えられる。ここで A_k 、 n_k および E_k はそれぞれ表 4 に示した値を用いた。また、 R_c は [cal/mol-K] の単位を持つ。 k 番目の素反応における後退反応速度定数 k_{rk} は濃度平衡定数 K_{c_k} と前進反応速度定数より次式で表される。

$$k_{rk} = \frac{k_{fk}}{K_{c_k}} \quad \dots \text{式 14}$$

また、 K_{c_k} は圧力平衡定数 $K P_k$ を用いて

$$K_{c_k} = K P_k \left(\frac{P_{atm}}{RT}\right)^{\sum_{i=1}^9 (v_{ik}^{\prime\prime} - v_{ik}^{\prime})} \quad \dots \text{式 15}$$

のように書ける。ただし、ここで $P_{atm} = 1$ [atm] であり、 R は [atm-m³/mol-K] の単位を持つ気体定数である。 $K P_k$ に関しては、以下の式により計算される。

$$Kp_k = \exp \left[\sum_{i=1}^9 \left\{ (v_{ik}'' - v_{ik}') \frac{S_i^0}{R_i} \right\} - \sum_{i=1}^9 \left\{ (v_{ik}'' - v_{ik}') \frac{h_i}{R_i} \right\} \right] \quad \text{---式 16}$$

また、反応が三体反応の場合は、式 12 に代わって以下の式が使われる。

$$RP_k = \left\{ \sum_{i=1}^9 (\alpha_{ik} X_i) \right\} \left\{ k_{ik} \prod_{i=1}^9 X_i^{v_{ik}''} - k_{ik} \prod_{i=1}^9 X_i^{v_{ik}'} \right\} \quad \text{---式 17}$$

ここで α_{ik} は k 番目の三体素反応における i 種の化学種の第三体としての影響を表す有効係数である。これらの係数も表 5 に合わせて示す。

3-5. 乱流モデル

本研究で対象とする流れは高レイノルズ数流れであるため、コロモゴロフ粘性散逸スケールは流れのスケールに比べ非常に小さくなる。このため、直接数値計算を行なって解を求めようとするとは膨大な計算格子点が必要となり、現実的ではない。このため、適当な乱流モデルを導入して計算負荷を軽減させることが必要である。圧縮性乱流モデル [25] は現在においても、いまだ完成されたものを得るには至っていない。しかしながら、乱流解析としてある程度の成功を取めている方法として、レイノルズ (時間) 平均モデルと LES (Large Eddy Simulation) 乱流モデルがある。レイノルズ平均モデルが乱流変動のエネルギースペクトルのほぼすべての成分に対してモデル化が行われるのに対し、LES 乱流モデルはグリッドスケール (GS) 成分より高波数であるサブグリッドスケール (SGS) 成分に対してモデル化が行われる。このため、LES 乱流モデルはレイノルズ平均モデルに比べ境界条件の影響を受けにくいとされている。たとえば、レイノルズ平均モデルの 0 方程式モデルとして代表的な Baldwin-Lomax モデル [26] があるが、コーナ一部や剥離領域において流れを正しく再現できないという欠点が報告されている [27]。一方 LES の SGS モデル [28] は、計算格子幅が平衡領域に入る程度に計算領域を分割することが求められるが、剥離領域やステップ下流の流れがよく再現されることが報告されている。本研究においては、化学反応を扱うために細かい計算格子が必要であり、またステップなどの剥離領域が形成されやすい部分が存在するため、SGS モデルを用いるのが適

切と考えられる。そこで本研究では、Takakura らによって提案されている圧縮性 SGS モデル [29] を導入する。

SGS モデルを導入するに当たり、まず流れが圧縮性であることを考慮して式 1 に示されている Navier-Stokes 方程式を以下に示す密度加重平均 (Favre 平均) で平均化する。

$$\bar{\dot{f}} = \overline{\rho \dot{f}} / \bar{\rho}, \quad \bar{f} = \int G(x-y) f(y) dy, \quad f = \bar{f} + f' \quad \dots \text{式 18}$$

ここで \bar{f} (f は任意の変数) はフィルタ関数 $G(x)$ を用いて求めたフィルタ平均、 f' はそのまわりの揺らぎ成分である。このフィルタ平均化は方程式を離散化するとき自動的に行われ、本スキームではトップハットフィルタを加えたことになる。よって、式 1 は以下のように書き直すことができる。

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{F}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{G}}{\partial y} = \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{G}_v}{\partial y} + \bar{S} \quad \dots \text{式 19}$$

$$\bar{U} = \begin{pmatrix} \bar{\rho} \\ \bar{\rho} \bar{u} \\ \bar{\rho} \bar{v} \\ \bar{\rho} \bar{e} \\ \bar{\rho}_i \end{pmatrix}, \quad \bar{F} = \begin{pmatrix} \bar{\rho} \bar{u} \\ \bar{\rho} \bar{u}^2 + \bar{p} \\ \bar{\rho} \bar{u} \bar{v} \\ (\bar{\rho} \bar{e} + \bar{p}) \bar{u} \\ \bar{\rho} \bar{u} \end{pmatrix}, \quad \bar{G} = \begin{pmatrix} \bar{\rho} \bar{v} \\ \bar{\rho} \bar{v}^2 + \bar{p} \\ (\bar{\rho} \bar{e} + \bar{p}) \bar{v} \\ \bar{\rho} \bar{v} \end{pmatrix},$$

$$\bar{F}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \bar{\tau}_{xx} + R_{Sv,xx} \\ \bar{\tau}_{xy} + R_{Sv,xy} \\ \bar{u} \bar{\tau}_{xx} + \bar{v} \bar{\tau}_{xy} - \bar{q}_x - H_{Sv,x} \\ \bar{\rho} D_i \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} + D_{Sv,x} \end{pmatrix}, \quad \bar{G}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \bar{\tau}_{yx} + R_{Sv,yx} \\ \bar{\tau}_{yy} + R_{Sv,yy} \\ \bar{u} \bar{\tau}_{yx} + \bar{v} \bar{\tau}_{yy} - \bar{q}_y - H_{Sv,y} \\ \bar{\rho} D_i \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} + D_{Sv,y} \end{pmatrix}, \quad \bar{S} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ e_{sv,sv} \\ \dot{a}_i \end{pmatrix}$$

$$\bar{\rho}_i = \bar{\rho} \bar{Y}_i, \quad \bar{p} = \bar{\rho} R_w \bar{T},$$

$$\bar{\tau}_{xx} = \mu_t \left(\frac{4}{3} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right), \quad \bar{\tau}_{yy} = \mu_t \left(\frac{4}{3} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right), \quad \bar{\tau}_{xy} = \bar{\tau}_{yx} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right),$$

$$\bar{q}_x = -\kappa_t \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} - \bar{\rho} \sum_{j=1}^s D_{ij} \bar{h}_j \frac{\partial \bar{Y}_j}{\partial x}, \quad \bar{q}_y = -\kappa_t \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} - \bar{\rho} \sum_{j=1}^s D_{ij} \bar{h}_j \frac{\partial \bar{Y}_j}{\partial y}$$

$$\bar{h}_i = \left[\bar{e} - (\bar{u}^2 + \bar{v}^2) / 2 \right] + R_i \bar{T}, \quad \bar{T} = T^{-1} \left(\left[\bar{e} - (\bar{u}^2 + \bar{v}^2) / 2 \right] \right)$$

ここで R_{SM} , H_{SM} , D_{SM} および e_{sv} はそれぞれフィルタリングにより生

した揺らぎ成分による応力，揺らぎ成分により輸送されるエネルギー，揺らぎ成分により輸送される化学種およびエネルギー散逸に相当する量である．このとき，方程式の応力項に現れる R_{SM} は SGS 応力と呼ばれ以下の形で示されるが，通常さらに3つの項に分けて考えられる．

$$\begin{aligned} R_{SM} &= -\overline{\rho(u_i u_j - \hat{u}_i \hat{u}_j)} \\ &= -\overline{\rho(\hat{u}_i \hat{u}_j - \hat{u}_i \hat{u}_j)} - \overline{\rho(u_i' u_j' + \hat{u}_i u_j')} - \overline{\rho u_i' u_j'} \\ &= L_{ij} + C_{ij} + R_{Sij} \end{aligned} \quad \dots \text{式 20}$$

R_{Sij} , L_{ij} , C_{ij} はそれぞれ SGS レイノルズ応力項，レオナード項，クロス項と呼ばれ，とくに L_{ij} と C_{ij} はフィルター操作特有の量である．ここで， L_{ij} と C_{ij} が互いに打ち消し合う ($L_{ij} + C_{ij} = 0$) と仮定する 0 方程式であるスマコリンスキーモデルを採用する．さらに SGS 粘性近似を導入することにより， R_{SM} を以下のように表す．

$$R_{SM} = R_{Sij} = -\overline{\rho u_i' u_j'} = \mu_{SGS} \left(\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial \hat{u}_k}{\partial x_k} + \overline{\rho k_s} \right) \delta_{ij} \quad \dots \text{式 21}$$

小スケール渦の運動エネルギー k_s は $k_s = \overline{u_i' u_i'} / 2$ と表せる．ここで R_{SM} のうち小スケール渦が作る垂直応力の平均値は，大スケール静圧 \bar{p} に含めて扱い， R_{SM}^* をあらためて以下のように書く．

$$R_{SM}^* = \overline{\rho u_i' u_j'} - \delta_{ij} \overline{\rho u_i' u_i'} / 3 = \mu_{SGS} \left(\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \hat{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad \dots \text{式 22}$$

ここで， μ_{SGS} を平均速度 \hat{u}_i と結び付ける方法が問題となるが，たとえば以下に示されるようなモデルが従来では多く使われていた [30]．

$$\begin{aligned} \mu_{SGS} &= (C_s \Delta)^2 \rho \sqrt{\varphi} \\ C_s &= 0.1, \Delta = \sqrt{\Delta x_i \cdot \Delta x_i}, \varphi = \left(\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \hat{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \frac{\partial \hat{u}_l}{\partial x_l} \end{aligned} \quad \dots \text{式 23}$$

しかしながら，Takakura らは超音速流れ中での計算を行ない，上記のモデルでは粘性が大きく評価されすぎること，また衝撃波および計算格子分布の影響を強く受けることを指摘し，各定数を以下のように改良している．

$$C_s = 0.5, \Delta = \min(\Delta x_i, \Delta x_j), \varphi = \bar{\omega}^2 = \left(\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i} \right)^2 \quad \dots \text{式 24}$$

この SGS モデルを用いての超音速流中での計算は、たとえば横田らによって検証され [31]、よい結果を示しているので、本研究においてもこのモデルを使用する。式 19 において現れる ϵ_{SGS} はここで得られた μ_{SGS} を用いて以下のように表される。また H_{SGS} 、 D_{SGS} に相当する量についても、それぞれ以下のような乱流拡散近似を行なうことにより評価を行なう。

$$\begin{aligned}\epsilon_{SGS} &= \mu_{SGS} \left(\frac{\tilde{a}_i}{\tilde{\alpha}_j} + \frac{\tilde{a}_i}{\tilde{\alpha}_i} - \frac{2}{3} \tilde{\delta}_j \frac{\tilde{a}_k}{\tilde{\alpha}_i} \right) \frac{\tilde{a}_i}{\tilde{\alpha}_i} \\ H_{SGS} &= -\kappa_{SGS} \frac{\tilde{c}\tilde{T}}{\tilde{\alpha}_i} - \tilde{\rho} \sum_{j=1}^9 D_{SGS} \tilde{h}_j \frac{\tilde{\delta}_j}{\tilde{\alpha}_i} \\ D_{SGS} &= \tilde{\rho} \sum_{j=1}^9 D_{SGS} \frac{\tilde{\delta}_j}{\tilde{\alpha}_i}\end{aligned}\quad \dots \text{式 25}$$

乱流による熱伝導係数 κ_{SGS} および拡散係数 D_{SGS} は乱流プラントル数 Pr およびルイス数 Le を固定して乱流粘性係数 μ_{SGS} より、以下の式より評価した。

$$\begin{aligned}\kappa_{SGS} &= \frac{C_p \mu_{SGS}}{Pr_t} \\ D_{SGS} &= \frac{\kappa_{SGS}}{\rho C_p Le} = \frac{\mu_{SGS}}{\rho Pr_t Le} \\ Pr_t &= 0.9, Le = 10\end{aligned}\quad \dots \text{式 26}$$

これらの関係式よりあらためて整理すると、本研究に用いた計算モデルは式 1 における μ 、 κ 、 D をそれぞれ $\mu = \mu_l + \mu_{SGS}$ 、 $\kappa = \kappa_l + \kappa_{SGS}$ 、 $D = D_l + D_{SGS}$ とおいていることと同値である。

3-6. 差分法

式 1 に対する差分式として高解像度スキームの一種である Haeten-Yee の空間 2 次精度 non-MUSUCL Upwind TVD スキーム [32] を用いた。拡散項は中心差分を用いて付加的に考慮される。ここでは、定常解を求めるまでの計算時間短縮のため、生成項は 1 段階線形陰的差分法 [33] を用いて、また対流項は藤井・大林による改良型 LU-ADI 法 (Upper-Lower Alternative Directional Implicit) [34] を用いて陰的に計算を行なった。

以下にその詳細を示す。

まず、式 1 は適当な座標変換を施すことにより $\Delta\xi = \Delta\eta = 1$ となるような ξ - η 平面上の方程式に書き直される。

$$\frac{\partial \hat{U}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{G}}{\partial \eta} = \frac{\partial \hat{F}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{G}_v}{\partial \eta} + \hat{S} \quad \dots \text{式 27}$$

いま変換ヤコビアンを $J \equiv \frac{\partial(\xi, \eta)}{\partial(x, y)}$ とすると、 $\hat{U} = J^{-1}U$ 、 $\hat{F} = J^{-1}(\xi F + \xi G)$ 、

$\hat{G} = J^{-1}(\eta F + \eta G)$ 、 $\hat{F}_v = J^{-1}(\xi F_v + \xi G_v)$ 、 $\hat{G}_v = J^{-1}(\eta F_v + \eta G_v)$ 、および $\hat{S} = J^{-1}S$ である。近似因数分解法 (AF: Approximate Factorization) を適用することにより、式 27 は以下のように差分化される。

$$\begin{aligned} [I - \Delta t D] \left[I + \Delta t \frac{\partial \hat{A}}{\partial \xi} \right] \left[I + \Delta t \frac{\partial \hat{B}}{\partial \eta} \right] \Delta \hat{U} \\ = -\Delta t \left[\frac{\partial \hat{F}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{G}}{\partial \xi} - \left(\frac{\partial \hat{F}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{G}_v}{\partial \xi} \right) - \hat{S} \right] \end{aligned} \quad \dots \text{式 28}$$

左辺に現れる \hat{F} 、 \hat{G} は数値流速であり、本研究で用いる non-MUSCL Upwind TVD スキームでは、以下の制限関数およびエン트로ピー補正式を導入することで、たとえば ξ 方向は次のように評価される。

$$\begin{aligned} \hat{F}_{i+1/2}^l &= \frac{1}{2} \left[(\hat{F}_i^l + \hat{F}_{i+1}^l) + R_{\xi, i+1/2} \Phi_{i+1/2} \right] \\ \Phi_{i+1/2}^l &= \sigma(c_{i+1/2}^l) (g_i^l + g_{i+1}^l) - \Psi(c_{i+1/2}^l + \gamma_{i+1/2}^l) \alpha_{i+1/2}^l \\ \gamma_{i+1/2}^l &= \sigma(c_{i+1/2}^l) \begin{cases} (g_{i+1}^l - g_i^l) / \alpha_{i+1/2}^l & \alpha_{i+1/2}^l \neq 0 \\ 0 & \alpha_{i+1/2}^l = 0 \end{cases} \\ g_i^l &= \min \text{mod}(\alpha_{i+1/2}^l, \alpha_{i-1/2}^l) \\ \alpha_{i+1/2}^l &= R_{\xi, i+1/2}^{-1} (\hat{U}_{i+1}^l - \hat{U}_i^l) \\ \sigma(z) &= \frac{1}{2} \Psi(z), \quad \Psi(z) = \begin{cases} |z| & |z| \geq \delta_1 \\ \delta_1 & |z| < \delta_1 \end{cases} \\ \delta_1 &= \delta_0 \left(|U| + c \sqrt{\frac{\xi^2}{c_v} + \frac{v^2}{c_v}} \right)_{i+1/2}, \quad U = \xi_x u + \xi_y v, \quad c = \sqrt{\gamma R T}, \quad \delta_0 \equiv 0.1 \end{aligned} \quad \dots \text{式 29}$$

ここで $R_{\xi, i+1/2}$ は対流項ベクトル \hat{F} と保存量ベクトル \hat{U} のヤコビアン行列 $\hat{A} = \left(\frac{\partial \hat{F}}{\partial \hat{U}} \right)$ の固有値ベクトルからなる行列、 $c_{i+1/2}^l$ は \hat{A} の固有値であり、

(+1/2) の添え字はそれぞれ R_{0i} の平均によって評価された値であることを示す。具体的な R , R^{-1} および $\{c_i^l\}$ の表現を以下に示す。

$$R_i = \begin{pmatrix} 1 & 0 & \alpha & -\alpha & 0 \\ u & \bar{k}_x \rho & \alpha(u + \bar{k}_x c) & \alpha(u - \bar{k}_x c) & 0 \\ v & \bar{k}_y \rho & \alpha(v + \bar{k}_y c) & \alpha(v - \bar{k}_y c) & 0 \\ \frac{\phi^2}{\gamma-1} & \rho(\bar{k}_x u - \bar{k}_y v) & \alpha \left[\frac{\phi^2 + c^2}{\gamma-1} + c\bar{\theta} \right] & \alpha \left[\frac{\phi^2 + c^2}{\gamma-1} - c\bar{\theta} \right] & 0 \\ Y_1 & 0 & Y_1 \alpha & Y_1 \alpha & \rho \\ \vdots & & \vdots & \vdots & \ddots \\ Y_0 & & Y_0 \alpha & Y_0 \alpha & \rho \end{pmatrix}$$

$$R_i^{-1} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\phi^2}{c^2} & \frac{(\gamma-1)u}{c^2} & \frac{(\gamma-1)v}{c^2} & -\frac{\gamma-1}{c^2} & 0 \\ \frac{\bar{k}_x u - \bar{k}_y v}{\rho} & \frac{c^2}{\bar{k}_x} & \frac{c^2}{\bar{k}_y} & 0 & 0 \\ \beta(\phi^2 - c\bar{\theta}) & \frac{\beta}{\rho} [\bar{k}_x c - (\gamma-1)u] & \frac{\beta}{\rho} [\bar{k}_y c - (\gamma-1)v] & \beta(\gamma-1) & 0 \\ \beta(\phi^2 + c\bar{\theta}) & \frac{\beta}{\rho} [\bar{k}_x c + (\gamma-1)u] & \frac{\beta}{\rho} [\bar{k}_y c + (\gamma-1)v] & \beta(\gamma-1) & 0 \\ -\frac{Y_1}{\rho} & & & & \frac{1}{\rho} \\ \vdots & & & & \ddots \\ -\frac{Y_0}{\rho} & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{\rho} \end{pmatrix}$$

$$\alpha \equiv \frac{\rho}{\sqrt{2c}}, \quad \beta \equiv \frac{1}{\sqrt{2\rho c}}, \quad \theta \equiv k_x u + k_y v, \quad \phi^2 \equiv \frac{1}{2}(\gamma-1)(u^2 + v^2)$$

$$\bar{\theta} \equiv \bar{k}_x u + \bar{k}_y v, \quad \bar{k}_x \equiv \frac{k_x}{\sqrt{\bar{k}_x^2 + \bar{k}_y^2}}, \quad \bar{k}_y \equiv \frac{k_y}{\sqrt{\bar{k}_x^2 + \bar{k}_y^2}}$$

$$A_i = \text{diag}\{c_i^l\} = \text{diag}[Z, Z, Z + c(k_x^2 + k_y^2), Z - c(k_x^2 + k_y^2), Z, \dots, Z]$$

$$Z = k_x u + k_y v, \quad c = \sqrt{\gamma RT}$$

ここで、 A_i は c_i^l を対角成分とする対角行列であり、以下の関係が成り立つ。

$$A_i = \text{diag}\{c_i^l\} = R_i^{-1} \bar{A} R_i, \quad (l=1, \dots, 13)$$

…式 30

$$A_i = \text{diag}\{c_i^l\} = R_i \bar{B} R_i^{-1}, \quad (l=1, \dots, 13)$$

さらに、3-3, 3-4 に従って拡散項および生成項を計算して右辺を求めた後、各格子点毎に生成項の陰解法操作を行なう。1 段階線形陰的差分法では、1 タイムステップにおける生成量 $\Delta \bar{\rho}$ [mol/m³] は以下の

手順で計算される。

$$\begin{aligned} \bar{\rho}_i^{n+1} &= \bar{\rho}_i^n + \hat{\omega}_i^{n+1} \Delta t \equiv \bar{\rho}_i^n + \left[\hat{\omega}_i^n + \left(\frac{\partial \hat{\omega}_i}{\partial \bar{\rho}_i} \right)^n (\bar{\rho}_i^{n+1} - \bar{\rho}_i^n) \right] \Delta t \\ \Delta \bar{\rho}_i &= \bar{\rho}_i^{n+1} - \bar{\rho}_i^n = \frac{\hat{\omega}_i^n}{1 - \left(\frac{\partial \hat{\omega}_i}{\partial \bar{\rho}_i} \right)^n} \Delta t \end{aligned} \quad \dots \text{式 31}$$

$$\bar{\rho}_i = \rho_i / W_i = \rho_i^Y / W_i$$

この操作により、各 Y_i は無条件に 0-1 の間に入ることが保証され、安定度が向上する。

次に残りの左辺を以下に示すように対角化して、LU 分解を施し、さらに優対角近似因数分解法 (DDADI: Diagonally Dominant Alternative Directional Implicit) で展開する。

$$\begin{aligned} I + \Delta t \frac{\partial \hat{A}}{\partial \xi^2} &\equiv R_\xi \left[I + \Delta t \frac{\partial}{\partial \xi} \Lambda_\xi \right] R_\xi^{-1} \\ &\equiv R_\xi \left(I + \Delta t \delta_\xi^+ \Lambda_\xi^+ + \Delta t \delta_\xi^- \Lambda_\xi^- \right) R_\xi^{-1} \\ &\equiv R_\xi \left(I - \Delta t \Lambda_\xi^- + \Delta t \delta_\xi^+ \Lambda_\xi^+ \right) \left(I + \Delta t \Lambda_\xi^- \right)^{-1} \left(I + \Delta t \Lambda_\xi^- + \Delta t \delta_\xi^- \Lambda_\xi^- \right) R_\xi^{-1} \end{aligned} \quad \dots \text{式 32}$$

ここで A^+ , A^- はそれぞれ A の正の成分のみを持つ固有値対角行列、および負の成分のみを持つ固有値対角行列を表し、 δ^+ , δ^- はそれぞれ 1 次の前進差分、および 1 次の後退差分を示す。ここでは、安定度を増すために、さらに対角成分に粘性項を加えた以下の展開を用いて計算を行なった。

$$\begin{aligned} I + \Delta t \frac{\partial \hat{A}}{\partial \xi^2} &\equiv R_\xi \left(I - \Delta t \Lambda_\xi^- + \Delta t \delta_\xi^+ \left(\Lambda_\xi^+ + \frac{2\mu}{\rho} g_{\xi\xi}^+ I \right) \right) \left(I + \Delta t \Lambda_\xi^- \right)^{-1} \\ &\quad \left(I + \Delta t \Lambda_\xi^- + \Delta t \delta_\xi^- \left(\Lambda_\xi^- - \frac{2\mu}{\rho} g_{\xi\xi}^- I \right) \right) R_\xi^{-1} \end{aligned} \quad \dots \text{式 33}$$

$$g_{\xi\xi}^{\pm} = \xi_x^2 + \xi_y^2$$

Backward Euler Implicit スキームはもとより時間 1 次精度であるが、

この範囲においては対角化を行なう際に行列 R, R^{-1} を差分オペレータの外に出す操作を行なっているため、もはや厳密には時間精度を維持していないといえる。しかしながら、LU-ADI 法においては CFL 数をそれほど大きくとらなければ（たとえば 2 以下）、かなり時間精度を保つことができることが報告されており [35]、後で CFL 数の具体的な値を示すが、本研究で得られた結果においても時間精度はさほど悪くないと考えられる。いずれにせよ、本研究では過渡的現象にはあまり注目せず、実験において現象がある程度定常状態になる条件についての数値解を得ることを数値計算の目的とし、計算結果の時間履歴を監視しその変化が小さくなったときの解について議論を行なう。

3-7. 境界条件および初期条件

本研究に用いた計算格子の一例を図 11 に、また境界条件を図 12 示す。格子数は x 方向に 401 点、 y 方向に 91 点であり、実験で用いた燃焼器同様、入口高さ 36mm、ステップ高さ 3.6mm となっている。計算領域はステップ上流 28mm からステップ下流 327mm である。格子間隔は壁面での粘性底層が捕らえられること、GS 成分で乱流エネルギーベクトルのエネルギー保有領域を十分に解像できることを考慮して決定された。壁面近傍の粘性底層内で格子間隔は最も細かく 11 μ m、燃焼器中心部分で最も粗く約 1.0mm で設定されている。粘性底層内および境界層内にはそれぞれ 10 点および 20 点程度の格子点が含まれている。拡大部分が設けられた燃焼器での結果と対比させる場合は、実験と同じ角度で流路を拡大させた格子を用いた。境界条件として壁面では断熱・すべり無し条件、燃焼器出口では自由流出条件、燃焼器入口および燃料噴射器出口では一様流入条件を与えた。燃焼器入口ではマッハ数、主流総温、主流総圧は実験とあわせているが、実験では主流は H_2O やラジカル等を含んでいるのに対し、計算では主流の組成は窒素 79%、酸素 21% からなる乾燥空気としている。

スロット噴射の場合、燃料はステップ後面のスリットから実験同様、超音速噴射される。この時、噴射器出口の圧力は周囲の主流の静圧と約

り合うようになっており、その圧力および燃料投入量に応じて噴射速度が決定されるようになっている。噴射器出口において流速は一樣と仮定する。垂直噴射の場合、燃料はステップ下流18mmの位置にある幅3.2mmの噴射スリットから垂直に噴射される。この幅は、実際の噴射圧と流量から計算される有効断面積から求めた直径と等しい。しかしながら、スリットと円孔の場合では幅を同程度にすると出口面積が大きく異なるため、同じ燃料投入量ではスロットから噴射する場合、噴射圧がかなり低くなる。噴射圧は燃料貫通距離に大きく影響を及ぼすため、スリットからそのまま垂直噴射すると貫通距離が実験と大きく異なってしまい、ステップ下流の再循環領域の構造が大きく異なることが考えられる。一方、スリット幅を小さくして噴射面積を減らし噴射圧を合わせると、スリット幅が0.5mm以下となり実際のスケールと大きくずれてしまう。そこで、燃料に窒素を混ぜて噴射圧を増加させる方法を取る。柴らは、ステップ下流から燃料を垂直噴射する実験を行ない、主流と燃料流の動圧比が同じならば、ガスの種類をかえてもステップ下流の再循環領域の様子はほとんど変わらないことを報告している[36]。また、田口らは、燃焼時の保炎の挙動は燃料の投入量が支配的であり、噴射圧はほとんど影響を及ぼさないと報告しており[37]、以前の研究でも同様の結果が観察されている[38]。これらの結果から、燃料に窒素を混合して噴射圧を操作することで、保炎現象にはあまり変化を与えずに、かつ円孔から燃料噴射した場合と同程度の状態の再循環領域を再現することができると考えられる。単純な計算により噴射圧を等しく与える混合比は水素と窒素の体積比で33:67と求まる。しかしながら、実験においては円孔噴射口周りの流れは3次元性が強く、燃料流を横から回り込む流れが存在するのに対し、2次元計算ではそのような流れが存在しないため、噴射圧を実験と合わせて貫通距離を同程度にすると、Blockage Ratioが大きく見積もられてしまうため、主流をせき止める効果が大きく出過ぎることが予想される。実際に噴射圧を合わせて実験と計算結果を比較したところ、燃料噴射に伴う衝撃波(Bow Shock)等の燃料噴射の影響が実験と比べて過大評価されて燃焼場を適切に再現できないという結果が得られ

た、そこで、数値計算結果の壁面静圧分布が実験での結果とよく一致するように燃料噴射圧を調整して数値実験を行ない、窒素の混合割合を決定した。その結果、スリットからの噴射圧を円孔での噴射圧と比較して約7割程度に抑さえることで、主流に与える影響が同程度となり、この場合燃料中の窒素の混合割合はモル分率にして52.8%であった。よって、以後垂直噴射の計算においては体積分率で水素:47.2%、窒素:52.8%の混合気体を燃料として噴射するものとする。垂直噴射の場合も、噴射器出口で流速は一様と仮定し、噴射圧と燃焼器内部の静圧を比較し閉塞条件ならば音速噴射、そうでなければ水平噴射と同様に周囲の静圧と噴射圧が釣り合っている条件を課した。

数値計算においては、点火は自発点火ではなく、燃焼器後方である一定のエネルギーを与えることによつて行なつた。これは、数値計算の目的が点火後保炎現象が定常状態になった解を求めることにあるため、自発点火現象を再現することで不必要に多くの計算時間が消費されるのを避けるためである。また、以前の実験から燃焼器後方で自発点火がおき、その後火炎が衝撃波を伴つてステップ付近まで溯ることが観察されており[39]、上記の点火方法はこの実験結果と矛盾しないと考えられる。このため、まず反応を凍結させた状態で燃料を噴射しその定常解を求めておき、その後点火と同時に反応を開始させた。点火はステップ下流256mmの位置において約75 μ secの間、 2.44×10^6 J/m²-secのエネルギーを与えることにより、この位置の背後に高温領域を作り、かつ衝撃波を発生させることで行なつた。図13に点火方法概要と点火エネルギーを与え始めて75 μ sec後の温度分布の一例をあわせて示す。時間刻みはGFLが主流中心部、境界層内、粘性底層内でそれぞれ0.2、2.0、20.0程度になるように設定されている。これは時間にして1ステップ約 1.0×10^{-7} sec程度に相当する。また、あらかじめ十分に細かい時間刻み($\Delta t = 10^{-10} \sim 10^{-12}$ sec)で、水素-空気予混合気の化学反応計算を行なつて点火遅れ時間・燃熱量等を求めておき、その後上述の時間刻みで同じ計算を行なつて、その結果がさほど大きくずれないことを確認しており、この時間刻みを化学反応計算へ適用しても妥当であると考えられる。

3-8. 計算スキームの検証

本計算で使用される差分スキーム、計算格子および乱流モデルの妥当性を検証するため、表 1 の Type I の燃焼器の計算格子を用いて、後向きステップを越える流れ場について計算を行なった。図 14、図 15 に主流総温 1000K の条件での壁面静圧分布およびシャドウグラフ像と対応する数値計算結果を示すが、再循環内圧力、再付着点位置、再付着衝撃波強さなど実験で得られた壁面静圧分布とよく一致している。また、シャドウグラフ像と計算により得られた密度分布を比較しても、流れ場がよく一致していることがわかる。

次に、1次元的な水素-空気予混合気中の火炎伝播の計算を行ない化学反応機構、輸送係数等が正しく評価されているかを検証した。ここでは、Point Implicit スキームを適用し生成項を陰解法で解き、式 29 の中で $\sigma(z) = [\psi(z) - \Delta t \cdot z^2] / 2$ とおいて流体項を陽解法により解くことで時間 2 次精度を得る。いくつかの反応モデル [22, 40] を用いて当量比をパラメータに大気圧下での火炎伝播速度を計算し、文献 [41] の実験データと比較した。その図を図 16 に示す。いずれのモデルにおいても計算結果は実験結果とよい一致を示しており、最大伝播速度は当量比 2.0 近くに現れるという水素-空気予混合火炎に特徴的な性質を再現している。このことから、本研究で用いた化学反応機構および輸送係数等が妥当であることが分かる。

また、次に本スキームで採用した LU-ADI 法と上述の時間 2 次精度陽解法で温度分布が存在するダクト内での衝撃波の伝播過程 [42, 43] を CFL を変えて計算させた結果を図 17 に示す。陰解法で計算した結果においても CFL が 2 以下の場合、衝撃波の伝播速度および性状は CFL=0.8 の陽解法で求めたものと大きな違いはない。この図から、LU-ADI 法を用いた陰解法での時間精度もそれほど悪くないことが分かる。

第4章 燃焼器内における保炎現象

4-1. 実験の背景および目的

さきに序論で述べたように、これまでに決して少なくない数の超音速燃焼実験が多くの研究者によって行なわれてきた。それらの結果は、超音速流れである燃焼器内で燃焼が起こる場合には、以下に示す特徴的な現象が観察されることを示した。燃焼器内での激しい発熱によって Precombustion Shock Wave (以下 PSW) と呼ばれる衝撃波 [44] が燃焼領域の上流に形成される場合があること、またこの PSW が発生することによりいわゆるコールドフローでは予想できないような場所で火炎からの発光が観察され、流れ場が大きく変化していることが予想されることである。前述のように燃焼器内部は高エンタルピ流れであるため、流れ場の変化は燃料と主流の混合過程に影響を及ぼすだけでなく、温度・圧力場に大きく影響を及ぼし、結果として化学反応過程に大きな影響を及ぼすことが予想される。そこでまず、実験では主流総温 1800K のもとで燃焼実験を行ない、第2章で述べた測定により PSW や燃料流および火炎の挙動を調べる。また、これら得られた結果と数値計算結果を比較検討することにより、流れ場と燃焼現象の相互作用を明らかにする。

4-2. 実験結果および計算結果との比較による考察

図 18 に水平スロット噴射器付き定断面燃焼器 (表 1: Type I) を用いて、主流総温 (T_a) 1800K の条件で当量比 (ER) をパラメータにして変化させたときの、典型的な瞬間壁面静圧分布を示す。壁面静圧は燃料噴射器と同じ側および反対側の壁面で測定されたものを示している。横軸はステップからの距離 (x)、縦軸は測定された壁面静圧 (P_w) を主流総圧 (P_0) で割った無次元量である。この図から、当量比が小さく、たとえば 0.08 の場合、壁面静圧分布はステップから下流に行くにしたがって緩やかに上昇する分布を示している。一方、当量比が大きく、例えば 0.15 の場合では、ステップ付近で急激な静圧の上昇が観察されている事が分かる。この急激な圧力上昇は PSW によるものである。こ

のように当量比を次第にあげて実験を行なうとき、PSWがある値で突然発生するという現象が観察される。また、このときに火炎の挙動も大きく変化する。図19は、それぞれ図18における当量比0.08、および0.15に相当する条件での8階調表示された火炎のOH自発光像である。PSWが発生していない当量比0.08の条件では、OH自発光は壁面近傍におおむね観察されるのみであるのに対し、PSWが発生している当量比0.15の条件では、OH自発光は燃料噴射口出口直後でステップ高さの2-3倍程度の高さにおいて観測されており、その強度も強いことが分かる。水平スロット噴射においては、燃料は燃料噴射器から噴射された後、壁面に沿って流れることが考えられるが、これらの結果からも推測されるように、燃焼が生じ、特にPSWが発生することで、燃料流が大きく影響を受けていることが考えられる。そこで、非燃焼時と燃焼時で燃料流がどのように変化しているかをMie散乱光像を比較することで評価する。図20にType I燃焼器を用いて、非燃焼場である主流総温1000Kと燃焼場である主流総温1800Kのそれぞれの条件で、当量比0.15で燃料を噴射したときのMie散乱光像を示す。非燃焼時では燃料は壁面に沿ってほぼステップ高さを保ったまま流れているのに対し、燃焼時には燃料は燃料噴射口出口直後から主流中心方向に広がって流れているのが分かる。このことから、PSW発生時には、燃料流が主流中心方向に輸送され、その結果混合効率が増加していることが予想される。このように、PSWの有無により燃焼形態が大きく異なる現象は、序論で述べたように多くの実験においても観察されており、たとえばKandaらは、PSWが発生せずOH自発光もおおむねしか観察されない燃焼形態を「弱燃焼モード」(Weak Combustion Mode)、またPSWが発生し大規模な火炎が観察される燃焼形態を「強燃焼モード」(Intensive Combustion Mode)と区別している[45]。本研究においても、今後この用語を使用する。

このようなPSW発生に伴う燃焼形態の変化は、燃料の噴射形態を変えても同様に観察される。図21および図22は垂直円孔噴射器付き定断面燃焼器(表1: Type III)を用いて、同様の実験を行なった場合の壁面静圧分布およびOH自発光像である。垂直円孔噴射においては、燃料

と主流の混合が水平スロット噴射に対してかなりよいと予想されるが、それにもかかわらず PSW が発生しない条件においては OH 自発光は壁面近傍にわずかに観察されるだけである。このことから、PSW は混合を促進する以外にも燃焼に対して影響を与えていることが考えられる。

そこで、燃焼器内の流れ場より詳細な説明を数値計算により行なう。図 23 は、主流総温 1800K の条件で当量比を変えて数値計算を行なったときの壁面静圧分布である。実験と同様に PSW による静圧上昇が捕らえられているのが分かる。計算では燃焼器入口で境界層分布を与えていないため、PSW がステップ反対側の壁に射した位置における境界層厚さが実際より薄く、ステップ反対側の壁面で境界層が剥離する際の上流への影響がやや大き目に出てはいるものの、PSW の位置・強さとも実験結果とよく一致している。図 24 は同じく非燃焼場および燃焼場における燃料噴射口付近での燃料質量分布の計算結果を示した図であるが、図 20 の Mie 散乱光像と比較して、非燃焼場および燃焼場ともよく一致しており、とくに燃焼時における燃料の主流中心方向への広がりが再現できている。また、図 25 に図 19 に対応する数値計算により求められた OH ラジカル質量分布を示すが、強燃焼モード、弱燃焼モードにおいて OH ラジカルの分布も実験と比較して妥当である。以上の点から、本計算コードが燃焼器内部の状態をよく再現しているものと判断する。

図 26、図 27 に Type I 燃焼器において当量比 0.08 の弱燃焼モードと当量比 0.15 の強燃焼モードの条件で計算を行なったときの、静圧分布、マッハ数分布、流線、速度ベクトル、燃料質量分布、OH ラジカル質量分布、発熱量分布、および温度分布を比較したものを示す。また、比較のため図 28 に当量比 0.15 で、化学反応を凍結させた非燃焼場の条件において計算された静圧分布等を示す。静圧分布を比較すると強燃焼モードでは弱燃焼モードに比べ、PSW 下流において燃焼器内の圧力が全体的に高くなっている。また、流線図および速度ベクトル図より、強燃焼モードにおいては PSW によって、ステップ下流に大きな剥離領域が形成されていること、また、燃料質量分布から、この剥離域の流れによって燃料流がステップ端から主流コア方向へ巻き上げられていることが

分かる。さらに、このとき燃料はステップ端から飛び出して主流とぶつかる際に激しく反応していることが、発熱量分布から分かる。この領域は PSW の背後になつているため静温が回復し、また燃料流の速度が遅いため反応に有利な条件となっている。また、マッハ数分布を見ると、強燃焼モードにおいては、ステップ下流に剥離領域として大きな低マッハ数領域が形成されているものの、流路断面すべてにおいて超音速まで減速している箇所はなく、流路断面の半分以上の領域で依然、超音速流れが保たれていることが分かる。このように衝撃波がステップで固定されることによって、ステップ下流にかなり大きな再循環領域が形成されることは、松浦らなどによるコールドフローの実験によっても観察されており [46]、強燃焼モードでも同様の現象が生じていることが考えられる。一方、弱燃焼モードでは非燃焼時とほぼ同様の流れ場となっており、発熱によりわずかな燃料流の膨張は見られるものの、大きな剥離域は存在せず、発熱領域はステップ下流の燃料と主流の剪断層に広く分布している。これは、反応領域の温度が強燃焼モードと比較して低く、また流速も速いためと考えられる。温度分布を比較しても強燃焼モードではステップ下流から高温領域が広い範囲で分布し、このことが結果的に燃焼器内圧力を上昇させ、PSW を維持することとなっていることが分かる。

強燃焼モードでは、PSW によりステップ下流に形成される再循環領域に燃料が巻き込まれることで、燃料と主流との混合が促進されていることが予想される。また一方、燃焼自体が混合に及ぼす影響があることも予想される [47-50]。そこで、実際に混合効率がどのように変化しているかを、非燃焼、弱燃焼モード、強燃焼モードにおいて数値計算の結果から比較する。このとき、当量比が異なると比較が困難となるため、すべての条件において同じ当量比で比較することが望ましい。そこで、当量比を 0.15 に固定して混合効率を比較する。当量比 0.15 において弱燃焼モードを再現するために、ここでは Type II の拡大断面燃焼器（拡大角 1deg.）を用いる。第 5 章で、詳しく述べるが、PSW は燃焼器内の圧力が下がると、その位置をステップ付近に保つことができずに吹き飛んでしまう。このため燃焼器流路に拡大角を持たせることで、燃焼に

よる圧力上昇が相殺され、Type II の燃焼器では燃焼形態を強燃焼モードに保つことができず、燃焼形態は弱燃焼モードとなる。図 29 に、Type II の燃焼器を用いた条件において計算された静圧分布等を示すが、弱燃焼モードが再現されていることが分かる。

数値計算によって得られた Type I、Type II の燃焼器における非燃焼場、および燃焼場における混合効率を図 30 に示す。混合効率 (η_m) は以下の式で定義される。

$$\eta_m = \frac{\int \frac{\rho_{H_2} u}{ER_{local}} dA}{\dot{m}_{H_2}}, ER_{local} = \begin{cases} ER_{max} & (ER_{local} \geq 1) \\ 1 & (ER_{local} < 1) \end{cases} \quad \dots \text{式 34}$$

ここで ρ_{H_2} 、 u 、 ER_{local} 、 \dot{m}_{H_2} はそれぞれ燃料密度、 x 方向速度、局所当量比、燃料流量である。燃焼場においては燃料が消費されてしまうため、その場所の組成から非燃焼場に換算した当量比、燃料密度を用いて評価を行なった。式 34 によって定義される混合効率は、投入した燃料流量のうち燃焼可能な状態まで混合した燃料流量の割合を示している。図 30 を見ると、非燃焼場においては Type I、Type II とともに混合効率にはほとんど差はなく、この程度の燃焼器流路形状の違いでは混合に及ぼす流体力学的影响はほとんどないといえる。非燃焼場と弱燃焼モードでの混合効率を比較すると、弱燃焼モードにおいて混合効率がやや高くなっていることが分かる。このとき、図 28、図 29 より非燃焼場と弱燃焼モードでの流れ場を比較すると、弱燃焼モードにおいて燃料流が若干膨張している以外は、大きな構造の違いは見られない。このため、この燃焼による燃料流の膨張が、燃料と主流との混合を促進したものと考えられる。次に、非燃焼場と強燃焼モードを比較すると、強燃焼モードにおいてさらに高い混合効率(燃焼器出口の値で非燃焼時の約 1.9 倍)が示されているのが分かる。これは、燃焼による混合促進に加え、PSW によって形成される剥離域に燃料が巻き込まれ、主流とステップ端付近で激しくぶつかることによってさらに混合が進んだものと考えられる。

同様に当量比を等しくした条件で、弱燃焼モードおよび強燃焼モードにおける混合効率と燃焼効率を比較した図を図 31、図 32 に示す。燃焼

効率 (η_c) は以下の式で定義される。

$$\eta_c = 1 - \frac{\int \rho_{n_2} u dA}{\dot{m}_{n_2}} \quad \dots \text{式 35}$$

式 35 によって定義される燃焼効率は投入した燃料流量のうち消費された燃料流量を示すものである。図 31 を見ると、強燃焼モードにおいては燃焼効率と混合効率はステップ付近からほぼ同じ値を示しているのが分かる。これは、燃料が燃焼可能な状態まで混合すると速やかに燃焼が起こっていることを示している。すなわち、強燃焼モードにおいては、燃焼形態は混合過程に支配される混合律速であるといえる。このことは、強燃焼モードにおいて燃料噴射口出口直後から大規模な火炎が観察されることとも合致する。一方、図 32 を見ると、弱燃焼モードにおいては、混合効率と燃焼効率はステップ付近では一致していない。これは燃料が燃焼可能な状態になってから実際に燃焼するまでに反応遅れが存在することを意味し、燃焼形態が燃料流と主流によって作られる混合気の反応遅れ時間に支配される、いわゆる反応律速に近い状態となっていることが分かる。つまり、PSW が発生することにより、単に混合が促進されるだけでなく、燃焼形態が混合律速となることで、反応が終了するまでの時間および距離が著しく短くなっていることが分かる。

このことから、強燃焼モードでは、以下のような受動的フィードバックが機能していることが考えられる。PSW がステップに到達することにより、ステップ下流に大きな剥離領域が形成される。このとき、剥離領域は PSW の背後であり流速も遅いため保炎領域として働き、燃焼形態は混合律速となる。また、剥離領域に燃料が巻き込まれることにより混合効率が上がり、その結果、発熱が短い距離で完了するため、燃焼器内の圧力が上昇し PSW は下流に吹き飛ばされずにステップに固定される。そして、このような機構により、PSW 発生時はステップ背後に大規模で高温の再循環領域がステップ背後に形成されるため、ちょうどストラットなどのプラズマボディが挿入されたのと同様の効果があると考えられる。

次に、燃料をステップ下流から垂直噴射した場合の計算結果を示す。

図 33, 図 34 は, Type III の燃焼器に相当する計算格子を用いて当量比 0.10 の条件で, 非燃焼場および燃焼場で計算した静圧分布等である. このとき燃焼場では強燃焼モードとなっている. また, 同じ条件で, Type V の燃焼器に相当する計算格子を用いて弱燃焼モードとして計算された結果を図 35 に示す. 水平スロット噴射の場合と異なり, 非燃焼場, 弱燃焼モードにおいてもステップ下流に再循環領域が形成されているのが分かる. また, 強燃焼モードにおいては, このステップ背後の再循環領域が PSW による剥離域と合体して, さらに大きな領域となっている. このとき, 燃料質量分布を比較すると, 強燃焼モードでは非燃焼場, 弱燃焼モードのときと比べ貫通距離が大幅に増大している. これは, 燃料噴射口が PSW による大きな剥離域に覆われており, この中では主流の動圧が低くなっているためと考えられる. 図 36 は, Type III の燃焼器を用いて主流総温 1800K, 当量比 0.10 の条件で, PSW がステップに到達する直前と直後に, 燃料噴射口的位置 ($x=18\text{mm}$) で撮影された Mie 散乱光像を比較したものである. このように, 実験においても PSW 到達により貫通距離が増加する現象が観察された. このため PSW 発生時は, 燃料は主流中心方向へ到達しやすく, 混合がより促進されると考えられる. 図 37 に混合効率を比較した図を示すが, 強燃焼モードにおいては, 非燃焼場に比べ最終的な混合効率が約 73% から約 91% に増加していることが分かる. 一方, 弱燃焼モードにおいては非燃焼時と比べて混合効率の変化はほとんど見られない. これは, 水平噴射時には, 燃料は壁面に沿って流れ主流側に拡散しにくいため発熱によるわずかな膨張が大きな効果を示したと考えられる一方, 垂直噴射時は燃料は主流とぶつかって, 主流から運動量を得ながら下流に流れるため, 水平噴射時に比べて主流への混合がもともと進みやすく, 発熱によるわずかな膨張は更なる混合促進にはあまり影響を及ぼさなかったものと考えられる.

OH ラジカル質量分布と温度分布をみると, 弱燃焼モードにおいても, ステップ背後の再循環領域内に高温領域が存在し, OH ラジカルが生成されていることが分かる. また, 図 38, 図 39 にそれぞれの燃焼モードにおける, 混合効率と燃焼効率を比較した図を示すが, この図から弱燃

焼モードにおいては燃料噴射口出口下流付近において混合効率と燃焼効率の間に開きが見られ、燃焼形態は反応律速に近いと考えられる。本条件のようにステップ下流に垂直噴射口を配置した場合、ステップ下流は燃料を巻き込んだ比較的温度の高い再循環領域となるため、この領域は保炎領域として働き、その下流に大規模な火炎が形成されることが期待されている [18][51]。しかしながら、上に示した結果は、このような高温部分がたとえ形成されても、燃焼形態が混合律速にならないければ、再循環領域の中で単独に反応が起こるのみで、そこから下流に火炎が伝播していくとは限らないことを示している。図 40 は Type III および Type V の燃焼器での当量比 0.15 の条件における OH 自発光像の実験結果であるが、弱燃焼モード (Type V 燃焼器使用時) ではステップ背後にわずかな OH 自発光が見られるものの、大規模な火炎が観察されるには至っていない。この実験結果からも、短い距離で反応を完了させるには、高温領域の存在だけでなく燃焼形態が混合律速となることが必要になってくることが分かる。燃焼形態の違いは、化学反応特性時間 τ_c と滞留特性時間 τ_r の比であるダムケラ数 (Damköhler number) の観点から整理される。保炎現象を律速する素反応として連鎖分枝反応である

$H+O_2 \xrightarrow{k_1} OH+O$ と、発熱反応である $OH+H_2 \xrightarrow{k_2} H_2O+H$ が考えられる [52]。ラジカル濃度が平衡状態となっていると仮定して、それぞれの化学特性時間 (τ_c) は $(k_1[H])^{-1}$, $(k_2[OH])^{-1}$ と定義できる。そこで、局所ダムケラ数 (Da_1 および Da_2) を以下の式で定義する。

$$Da_1 = \frac{\tau_r}{\tau_c} = \frac{1/\sqrt{u^2+v^2}}{(k_1[H])^{-1}}$$

および

$$Da_2 = \frac{\tau_r}{\tau_c} = \frac{1/\sqrt{u^2+v^2}}{(k_2[OH])^{-1}} \quad \dots \text{式 36}$$

ここでは、滞留特性時間を求める際に代表長さを 1 としており、得られたダムケラ数は相対的な値として評価される。図 41 に強燃焼モードおよび弱燃焼モードに対応する条件でのそれぞれのダムケラ数分布を示

す、これらの図より、強燃焼モードにおいてはダムケラ数が大きい領域が、ステップ背後から燃焼器後方にかけて広く分布し、下流に行くにしたがって壁面近くまで広がっていることが分かる。一方、弱燃焼モードでは、ダムケラ数が大きい領域は燃料と主流との剪断層の狭い範囲に過ぎられており、またステップ背後に存在する再循環領域内のダムケラ数の大きい領域と燃料噴射口下流の剪断層におけるダムケラ数の大きい領域とが、燃料噴射により分断されていることが分かる。このように、弱燃焼モードにおいては、局所的に低ダムケラ数領域ができることによって、大規模な火炎の形成が阻害されると考えられる。このため図 40 の OH 自発光像に示されるように、化学反応が再循環領域と燃料噴射口より下流の領域で完全に分断され、燃料噴射口下流でほとんど OH 自発光が観測されなかつたと考えられる。

4-3. まとめ

主流総温 1800K のもとで水平燃料噴射および垂直燃料噴射において、燃焼実験と数値計算を行なうことにより、以下の知見を得た。燃焼場において、燃焼形態は以下の 2 つに分類される。1 つは PSW が発生し、燃焼器内の圧力が高く、大規模な火炎が観察される強燃焼モードであり、もう 1 つは PSW が発生せず、燃焼器内の圧力が低く、反応が壁面近傍にわずかに観察される弱燃焼モードである。強燃焼モードにおいては、PSW がステップ付近に固定されることにより、ステップ背後に比較的大きな再循環領域が形成され、燃料がこの流れに巻き込まれることにより主流中心方向に輸送される。水平噴射においては、燃料は垂直速度成分を与えられることにより燃料主流側に大きく膨らんで分布し、また垂直噴射においては、噴射口が動圧の低い再循環領域に覆われるため燃料流の貫通距離が増大する。その結果、非燃焼場に比べて混合効率がかなり高くなり、また再循環領域が温度・圧力が回復する PSW 背後に位置することにより保炎領域として働くため、反応は混合律速となる。そして、高い混合効率と混合律速によって反応が進むことにより、ステップを先頭とする大規模な火炎が形成され、短い距離で発熱反応が完了する

ため、結果として燃焼器内の圧力が高まり PSW がステップに維持されるという受動的フィードバックが働いている。一方、弱燃焼モードにおいては、燃料流は反応によるわずかな膨張が認められるものの、非燃焼場での分布と大きな違いは見られない。このため、混合効率は燃料流の膨張による若干の増加はあるものの、強燃焼モードのときのような大幅な増加は見られない。水平噴射においては、反応は主流と燃料流との剪断層で生じ、反応領域も剪断層全体に大きく広がっている。これは主流の速度が大きく、また剪断層の温度が比較的低いため反応が反応遅れ時間によって支配される反応律速で進むためである。このため、弱燃焼モードでは短い距離で反応を完了させることが困難となっている。また、比較的混合が進みやすく、またステップ背後に再循環領域が形成される垂直噴射においても、弱燃焼モードにおいてはステップ背後の再循環領域と燃料噴射口下流の領域が低ダムケラ数領域により分離されてしまい、再循環領域が保炎領域として働くことが期待できない。これらのことから、燃焼器内の確実に火炎を固定し、かつ短い距離で反応を完了させるためには、PSW を発生させ、燃焼形態を強燃焼モードに保つことが重要であるといえる。

第5章 保炎安定化のためのフィードバック制御

5-1. 実験の背景および目的

第4章で示したように、ステップ付近における PSW の発生は、ステップ背後に大規模な再循環領域を形成し燃料と主流との混合を促進するとともに、燃焼形態を反応律速から混合律速へと遷移させるため、火炎はステップに固定された大規模な火炎となり、かつ短い距離で反応が完了する。しかしながら、既にいくつかの例で示したように、PSW は常に発生するわけではなく、主流総温、当量比、そして燃焼器流路形状により発生する条件は限られる。一方、実機を考えた場合、スクラムジェットエンジンはマッハ数 6 以上から最高で 20 程度までの広い範囲での作動が期待されており、主流総温などの燃焼器入口条件は飛行マッハ数・飛行高度に応じて広範囲に変化することが予想される。また、燃焼器入口条件だけでなく、必要な推力に応じて燃料投入量も変化する。このような条件下で常に PSW を安定に保つためには、何らかの制御が必要と考えられる。そこで本実験では、主流総温、当量比、燃焼器流路形状をパラメータとして変化させ、PSW がどのような条件で発生するのかを調べ、またこれを制御する方法を提案し、その効果を検証する。なお、本章において燃料噴射方式は、比較的高い当量比を投入しても十分に混合が進むように、すべて垂直円孔噴射方式とする。

5-2. 燃焼器内における PSW の挙動

図 42 に垂直円孔噴射器付き拡大断面燃焼器 (表 1: Type V) を用いて、主流総温 2000K で当量比を変化させたときの代表的な瞬間壁面静圧分布を示す。第4章において既に示したように、当量比が低い条件、たとえば 0.20 以下においては、静圧が下流にいくにしたがって次第に増加する弱燃焼モード、当量比が 0.40 以上においては PSW による急激な圧力上昇が観察される強燃焼モードとなっている。また、さらに当量比が増大し 0.70 に達すると、PSW はステップを超えてさらに上流に伝播し燃焼器内全体が超音速モードとなる熱閉塞を起こす。実機におい

てこのような熱閉塞現象は、意図しない状況で生じた場合は、上流の空気取り入れ口と干渉を起し、空気流入量の極端な低下を引き起こす不始動状態となり得る一方、空気取り入れ口と燃焼器の間に分離部を設けて、その中で意図的に引き起こした場合はデュアルモードラム/スクラムジェットエンジン [1]への応用として興味深い。しかしながら、スクラムジェットエンジンとして作動している間は、このような熱閉塞状態への移行も避けなければならない。また、強燃焼モードと弱燃焼モードの境界に位置する当量比 0.30 や強燃焼モードと超音速モードの間に位置する当量比 0.60 付近においては、PSW の位置が大きく振動するという現象も見られた。このため、Type V の燃焼器を用いた場合、主流 2000K においては、当量比 0.40 以上 0.50 以下のごく狭い範囲のみで、超音速モードで、かつ PSW を安定に固定することができるということになる。

燃焼器内における PSW の振動は、保炎に大きな影響を及ぼす。図 43、図 44 は Type V の燃焼器において主流総温 1800K の条件で撮影された OH 自発光像と、ステップ反対側で測定した壁面静圧分布のピークの位置および燃料噴射圧の時間履歴である。それぞれ当量比は 0.35、0.25、および 0.10 である。図 43 に示されている白い線は、PSW を単純な斜め衝撃波と仮定して壁面静圧の値から求めた PSW の位置と傾きを示している。この傾きは数値計算の結果からも妥当といえる。また、図 44 では、ステップ反対側での壁面静圧分布においてピーク値が観測される位置を PSW の位置を示す指標としている。これは、実験において PSW の位置（壁面静圧分布において静圧が急激に上昇する位置）と壁面静圧分布のピークが観測される位置がほぼ運動して動くことが確かめられているためである。当量比 0.35 では PSW はステップに固定され安定であり、その下流で大規模な火炎が観察される強燃焼モードとなっている。このときの壁面静圧分布ピーク位置は $x=60\text{mm}$ 近傍で固定されていることが分かる。当量比 0.10 では PSW は発生しておらず弱燃焼モードである。このときは壁面静圧分布におけるピーク位置の特定ができないためピーク位置の履歴は図のように大きく振れている。これら 2 つのモードの間にあたる当量比 0.25 では、PSW は x 方向に大きく振動し、

火炎も同時に大きく振動する様子が観察された。ピーク位置の履歴を見ると、 $x=70\text{mm}\sim 130\text{mm}$ まで大きく変動しているのが分かる。このとき、燃料噴射圧の履歴にはほとんど振動は観察されず、この振動が燃料供給系によって引き起こされるものではないことが分かる。このとき火炎は、振動する PSW の背後で大規模な火炎となって現れている。これは、第 4 章で示したように燃料と主流との混合層が PSW を通過することにより温度が回復するため、燃焼形態が混合律速となるためであると考えられる。このような、PSW の不安定な挙動は、たとえば松浦らによって、コールドフローにおける後向きステップを過ぎる超音速流中での疑似衝撃波の挙動として報告されている [53]。松浦らは、ダクト下流に設けた仕切り弁でダクト内の圧力を操作することで疑似衝撃波の位置を変えて実験を行ない、衝撃波がステップ付近に位置する場合は振動も少なく安定しているが、ステップより下流または上流に位置する場合は大きな振動が見られることを報告している。このため、PSW が安定して存在できるのは、燃焼による圧力上昇と燃焼器の流路拡大部分による圧力降下の双方の結果、燃焼器内部が適当な圧力レベルとなりステップ付近にその位置が固定されたときであるといえる。また、生井らは、ダクト内での疑似衝撃波の振動周波数について報告しており [54]、疑似衝撃波の振動周波数は実験装置の系の固有振動数に大きく依存し、たとえば排気タンクのヘルムホルツ周波数とよく一致することを述べられている。本研究においても、測定された振動周波数はたとえば図 44b の条件では 60Hz であり、これは排気管内温度が主流総温まで回復したと仮定したときの排気管でのヘルムホルツ周波数にはほぼ等しく、主流総温を変えて実験を行なうと、主流総温の 1/2 乗にほぼ比例して増加した。このことから、実機においては、PSW は発熱量が不十分または過大な条件下では、エンジン全体の固有振動数に関係した振動をひきおこしやすいといえる。これは、発熱量が不十分な場合は火炎の振動がエンジンのノズル入口圧力の振動を引き起こし、発熱量が過大な場合は空気取り入れ口との振動的な干渉から流入空気量の振動を招き、結果として最終的な推力が振動をおこすことを意味する。また、PSW が発生しない弱燃焼モードにお

いては、PSW の発生する強燃焼モードに比べて推力が大きく低下することが Kanda らによるサブスケールエンジン試験によって報告されている [45]。Kanda らはこの理由を、弱燃焼モードでは燃焼器内部の圧力が低下するため、燃焼器拡大部分での推力発生が期待できないためであるとしている。このような点からも、燃焼器内部を常に強燃焼モードで安定に保つことが重要であるといえる。

PSW がステップに固定されその下流で混合律連の強燃焼モードが維持される条件は、燃焼器内部、特に燃焼器後方での圧力レベルによって決定されると考えられる。このとき PSW を支える燃焼による圧力上昇は、燃焼効率を一定とすると主流エンタルピに対する投入された燃料の発熱量の比である相対発熱量でほぼ決定されることが、これまでの研究で予想された [55]。たとえば、当量比を一定にして主流総温を変化させると、主流総温の増加と共に燃焼器内圧力レベルが下がり PSW は維持されにくくなる。図 45 に、同じく Type V の燃焼器を用いて当量比 0.30 の条件で、主流総温を変化させたときの壁面静圧分布を示す。この図から、主流総温 2000K で PSW はステップを離れ、主流総温 2200K 以上で吹き飛ばされているのが分かる。また、燃焼器内の圧力レベルは燃焼器流路形状にも大きく影響を受ける。流路拡大部分は燃焼による圧力上昇を相殺するため、拡大部分の比率が大きいほど PSW は維持されにくい。図 46 に主流総温 2000K 当量比 0.30 の条件で、Type V~VII および III の燃焼器を用いたときの壁面静圧分布を示す。Type V~VII および III の燃焼器は定断面部分長さ (L) がそれぞれ異なっており、定断面部分長さが減少することにより、拡大部分での圧力降下の効果が大きくなるため、PSW がステップを離れ、最終的に吹き飛ばされているのが分かる。このように、PSW が安定してステップに固定される当量比範囲は狭く、また、この範囲は主流総温と燃焼器流路形状の条件により大きく異なる。そこで Type V~VII および III の燃焼器において、PSW がステップに安定に固定され、かつその振動が最も小さいときの当量比と主流総温の関係を調べ、その結果を最適作動線として表したものを図 47 に示す。結果はそれぞれ主流総温 1400K から 2400K まで 200K 毎に変化させた条件で

時間的に当量比を変化させながら実験を行なって値を求め、その間をステップライン補完したものである。図 47 より、最適作動線は、燃焼器流路形状が一定の条件では、最適当量比が主流総温との増加と共に増加する曲線となり、また燃焼器の定断面部分の増加と共に左に移動する傾向を見ることが分かる。当量比が大きくなると最適作動線が直線から外れる理由としては、当量比が小さいときと比べ混合効率が低下してくるため、正味の発熱量の増分が当量比の増分に比べ下がっていることが予想される。しかしながら、上述したような PSW の挙動をよく表しており、この図を用いて保炎制御を行なっていく。

5-3. 制御方法

図 47 から分かるように、燃焼器流路形状一定条件では、任意の当量比と任意の主流総温の組み合わせでは安定な保炎を実現するのが困難であるが、燃焼器の形状をわずかに変化させることで、比較的容易にこの安定に保炎できる範囲を広げることができると考えられる。たとえば主流総温 2000K の条件においては、燃焼器定断面部分長さを 40mm~350mm の範囲で変えることにより、当量比 0.15~0.40 までの任意の値で PSW をステップに固定することができる。このため、燃焼器に可変機構を持たせることにより、より広い範囲での保炎が可能となると考えられるが、熱負荷の極めて高い燃焼器を機械的に変形させることは、可変機構の冷却や強度の面からもあまり現実的ではない。そこで、燃焼器の形状変化はわずかでよいという点を利用して、流路形状を流体力学的に変化させる方法を用いる。燃焼器内壁は境界層が発達しており、主流は実際の燃焼器断面積から境界層の排除厚さを引いた有効断面積を流れる。よって、壁面の境界層厚さを変えることにより有効断面積を変化させ、燃焼器内圧力制御を行なうことができる。そこで、このときの境界層の厚さ制御を壁面からの二次空気の吹き出しにより行なう。この方法の利点としては、壁面より二次空気を噴射するため固定形状 (Fixed-Geometry) のスクラムジェットエンジンに組み込みやすく、ストラットのように大きな熱負荷を受ける部分が新たに生じない、また、

二次空気の流量を変化させることで境界層厚さの詳細な調節が可能であり、機械的な変形に比べすばやい応答が可能であり、耐久性も高いという点である。一方、不利な点としては、機械的な変形に比べ変位量が小さく、大きな流路断面積変化はできない、また噴射する二次空気を主流と別に確保する必要がある点である。しかしながら、わずかな流路断面積の変化は比較的大きく最適作動線をずらすことができるため、実機においてエンジン入口条件の擾乱などによる影響を吸収することは十分可能であると考えられる。また、機体組込み型エンジンにおいては、機体下部で発達する厚い境界層がエンジン空気取り入れ口に流入した場合、空気取り入れ口で発生する斜め衝撃波と様々な干渉を起こすことが考えられる[56]。このため、空気取り入れ口前方で境界層の吸い込みを行なうことが検討されており、このときの空気を二次空気として利用することが可能であると考えられる。そこで、ステップ側の拡大流路部分の壁面に二次空気噴射口を設け、ここからの二次空気を吹き出すことにより保炎の制御を試みる。

5-4. 保炎制御用燃焼器

図 48 に、保炎制御のための二次空気噴射器付き燃焼器の詳細を示す。燃焼器流路形状は Type V のものと同様である。二次空気噴射器は燃焼器の拡大流路部分に設置されている。1 器の空気噴射器は、図に示されるように直径 2.0mm の円孔 23 個から成っており、燃焼器の拡大流路部分を 32mm の間隔で 8 つの区画 (#1~#8) に分割し、それぞれ独立に空気を噴射できるようになっている。噴射される二次空気は風洞の貯気槽から配管を分岐させることにより取り入れており、したがって二次空気の温度は常温である。各空気噴射器はそれぞれボールバルブ (NUPRO: B-42S4) および流量調整バルブ (NUPRO: B-4MG) をとおして貯気槽に接続されており、それぞれの空気噴射器を流れる空気流量は流量調整バルブにより調整される。1 つのバルブを流れる二次空気流量は最大で主流モル流量の 1.2% まで設定することができる。

5-5. 二次空気噴射の影響

まずはじめに、この燃焼器を用いて二次空気噴射を行なうことにより、壁面静圧分布および壁面境界層がどのように変化するかを調べた。図 49 は、8 器の空気噴射器すべてから主流モル流量の 0.0%, 0.5%, 1.0% の量の二次空気を噴射したときの壁面静圧分布と二次空気を噴射しなかった場合の壁面静圧分布を比較した図である。また、二次空気噴射を行わず、燃焼器拡大部分の拡大角を変化させたときの壁面静圧分布も合わせて示す。すべての条件において空気噴射圧と燃焼器内部の圧力から垂直噴射がなされていることが確認されている。このとき主流総温は 1000K であり、燃料噴射は行なっていない。Type III-V の燃焼器を用いたときの結果を合わせて示すが、二次空気噴射がない場合、壁面静圧はステップからの距離 x の増加とともに次第に減少するが、二次空気噴射を行なうと拡大部分における静圧降下が小さくなり、各空気噴射器から主流のモル流量の 1.0% を噴射したときに、ちょうど 2deg. の拡大流路による圧力降下の効果が相殺されていることが分かる。また、ステップ側壁面の境界層厚さをシュリーレン写真と Mie 散乱光像により観察した。図 50 は各空気噴射器から主流モル流量の 0.5% の二次空気噴射を行なった条件でのシュリーレン写真と Mie 散乱光像を二次空気噴射を行なわない条件のものと比較したものである。図より、二次空気噴射を行なうことにより境界層厚さが厚くなり、有効断面積が減少しているのが分かる。また、二次空気噴射によって特に強い衝撃波は発生しておらず、二次空気噴射によって流れ場が大きく乱されていることはないと考えられる。また、Mie 散乱光像は #1 の二次空気にパーティクルを混入したものの結果であるが、二次空気は噴射された後、壁面に沿って流れており、二次空気ももとの境界層を貫通していることは認められない。これは、燃焼器内部の圧力と空気噴射圧との差が 0.01MPa 程度であり、二次空気噴流の噴射動圧が極めて低く、貫通能力がほとんどないためと考えられる。このことから、燃料噴射を行なった場合でも、二次空気が燃料流と激しくぶつかることで空気噴射を行なわなかった場合と比べて混合効率に大きな違いが生じることは考えにくい。

そこで次に、実際に PSW の挙動に二次空気噴射の影響が現れるかを確認した。主流総温 2000K、すべての空気噴射器から主流モル流量の 0.5% を噴射した条件で当量比を変化させたときの壁面静圧分布を図 51 に示す。二次空気噴射を行なわなかった図 42 の結果と比較すると、たとえば当量比 0.20 といった、二次空気噴射無しでは弱燃焼モードであった低い当量比においても PSW が発生し、強燃焼モードとなっていることが分かる。一方、当量比 0.40 以上においては PSW はステップを超えて上流に伝播しており、安定に PSW をステップに固定できる当量比の範囲は依然狭いことが分かる。しかしながら、二次空気噴射により有効断面積が減少し、その結果燃焼器流路形状が変化したのと同様の効果が保炎現象に現れることが示された。また同じ条件で、1 空気噴射器あたり 1.0% の二次空気を噴射したときの結果を図 52 に示すが、図 51 に比べさらに低い条件で PSW が発生していることが分かる。

次に、図 53、図 54 に主流総温 2000K、当量比 0.20 の条件で、作動させる空気噴射器の数を変えたときの壁面静圧分布を示す。1 空気噴射器あたりの噴射量は主流モル流量の 0.5% および 1.0% である。図 53、図 54 から、作動させる空気噴射器の数を変化させることによって、PSW が燃焼器流路形状の定断面部分長さを変えたときと同様に変化していることが分かる。このことから、主流総温・当量比に応じて作動させる空気噴射器数および噴射する二次空気流量等を変化させることで、保炎制御を行なうことができると考えられる。

5-6. 制御アルゴリズム

前述の結果より二次空気を壁面より境界層内へ噴射することで、燃焼器流路の有効断面積が変化し、PSW の位置を移動させることができることが示された。そこで、この方法を用いて保炎安定化の制御を行なうが、あらかじめ各当量比・主流総温の条件下で二次空気噴射量や噴射パターンによる保炎に対する影響をすべての組み合わせで調べてデータベースを構築し、これを用いて閉ループで制御を行なうことは、あまり得策とはいえない。そこで、測定された壁面静圧をフィードバック信号と

して用いて、閉ループ制御（フィードバック制御）により、保炎安定化を行なう。

PSW をステップに固定し安定な保炎を行なうための制御を行なうにあたり、あまりに多くのパラメータを操作すると非常に複雑な制御アルゴリズムとなり、構築・評価とも困難である。本研究では、最適制御アルゴリズムの構築が目的ではないので、なるべく簡略なアルゴリズムで二次空気噴射の効果を確認できることが望ましい。そこで、流量調整バルブによる二次空気流量調整といった連続的なパラメータ操作を避け、1 空気噴射器あたりの流量は固定し、ボールバルブの操作のみを行なう ON/OFF 制御を行なうことにする。8 器ある空気噴射器の ON/OFF 制御をどのように行なうかであるが、考えられる組み合わせは 2^8 通り存在するため、これらすべてを考慮すると非常に複雑である。そこで、図 47 に示したように、ステップ下流での定断面部分長さを変化させて保炎を安定化させるというコンセプトを採用し、条件に応じて #1 から #8 まで順番に 1 つずつ空気噴射器を ON 状態にしていく方法を取る。このため、とりうる状態は表 6 に示す 9 種類であり、それぞれの状態をここでは State0~8 と呼ぶ。また、この組み合わせにより制御する方法を Sequence1 と呼ぶこととする。

また、壁面静圧をフィードバック信号として用いるが、多くの位置での信号を同時に判断することは、やはり判定操作を複雑にするため、なるべく少ない点での静圧値を用いる方がよい。図 43 で示したように、PSW が安定にステップに固定されている場合、その角度はおよそ 45deg であり、ステップ反対側の壁面静圧は $x=40\text{mm}$ くらいから立ち上がり始め、 $x=60\text{mm}$ 付近にピークが見られることが分かる。PSW がステップから上流または下流に移動しようとしたときの挙動を捕らえる必要があることから、 $x=40\text{mm}$ を中心に上流側と下流側に 1 点ずつ計 2 点の位置での壁面静圧をフィードバック信号として用いるのが最も簡略であると考えられる。そこで、本研究では $x=20\text{mm}$ の位置と $x=60\text{mm}$ の位置における壁面静圧をフィードバック信号として用いる。マッハ数 2.0 の主流条件より、PSW の傾きは少なくともマッハ角である 30deg 。

以上であるため、 $x=60\text{mm}$ の位置で静圧上昇がない場合は、PSW はステップを離れて下流に移動していると判断できる。また、マッハ数 2.0 の中では流れの最大偏角は 23deg であり、よって PSW は 65deg 以上の傾きを安定に保つことは難しいため、 $x=20\text{mm}$ の位置で圧力上昇が見られた場合は、PSW はステップを離れ上流に移動し始めたと判断できる。さらに簡略化のため、ここで得られた静圧値を 2 値化する。いまここで、 $x=20\text{mm}$ 、および $x=60\text{mm}$ の位置に設置された圧力センサをそれぞれセンサ A、およびセンサ B と呼ぶ。センサ A においては PSW の上流伝播を監視する訳であるが、ある閾値を設け、壁面静圧がこの値を超えた場合 PSW がステップを離れたと判断する。PSW がステップに位置するとき、センサ A の位置において壁面静圧は燃焼器入口での静圧とほぼ等しいが、 $0.055\text{MPa} \pm 2\%$ で振動している。このため閾値を平均値である 0.055MPa にあまり近づけると、誤判断を起こす可能性がある。そこで、振幅の約 10 倍の圧力上昇があるとき、すなわち静圧値で 0.07MPa 以上を感知したときにセンサ A からの出力を 1、それ未満では 0 と判断する。センサ B についても同様に、閾値を設けて、出力を 2 値化する。PSW がステップに固定されている最適作動時では、PSW は傾きはほぼ 45deg の斜め衝撃波として存在している。このため、その背後となるセンサ B の位置においては PSW が存在しないときに比べ、壁面静圧値は約 2.2 倍の 0.12MPa 程度に上昇し、振幅 0.01MPa 程度で振動する。これらの点を考慮して、センサ B における静圧値の増分が最適作動時の増分の 70% まで減少した場合、つまり静圧値が 0.10MPa 以下となったときに PSW がステップを離れ始めていると判断する。よって、センサ B における出力は静圧値が 0.10MPa を超えたとき 1、それ以下で 0 とする。

以上述べた点から、図 55 に示すようなシステムを構築する。ステップ反対側の壁面 $x=20\text{mm}$ 、および $x=60\text{mm}$ の位置に設置された圧力センサをそれぞれセンサ A、およびセンサ B と呼ぶが、これらのセンサからの信号を分岐させてコントローラである記録用とは別のパソコン (NEC: PC-9801VM) に A/D ボード (ネオローク電子: PCN-2198)

を通して読み込ませフォードバック信号として用いる。また空気噴射器が接続されている各ボールバルブにはステッピングモータ（オリエンタルモータ：PH266-02B）が取り付けられ、パソコンに取り付けられた TTL 出力ボード（コンテック：PO-32T(98)E）から出力されるパルス信号により正転・逆転方向に回転させることができる。なお、空気流量バルブはあらかじめ指定された流量で固定されている。コントローラは燃料が噴射された後に機能するように設定されている。まずセンサ A の出力が 1 か 0 かを判断し、1 であれば燃焼器内部の圧力が高いと判断して、もし可能であれば表 6 における State を 1 つ下げる。もしセンサ A での出力が 0 の場合、次にセンサ B での出力を判断し、ここでも出力が 0 ならば燃焼器内部の圧力が低いと判断して、可能であれば表 6 における State を 1 つ上げる。また、もしこの時点でセンサ B での出力が 1 であれば、PSW はステップに保持されていると判断し、何も行なわない。本アルゴリズムではセンサ A での出力が 0、センサ B での出力が 1 となることを目標に制御を行なうが、PSW の安定範囲の臨界付近では、それぞれのセンサからの出力として 0 または 1 が交互に出力されシステムが不安定になる恐れがある。このため、過去 8 回分（40msec）の出力を記憶しておき、センサ A では過去すべての出力が 0 となったとき、またセンサ B では過去すべての出力が 1 となったときに、始めて State を変えるようにし、突発的な圧力上昇・低下に対しても安定に作動するようにした。以上の操作をフローチャートにしたものを図 56 に示す。

コントローラはこの作業を 5msec ごとに行ない、必要とあればパソコンに取り付けられた TTL 出力ボードからステッピングモータの駆動回路に信号を送る。本研究ではパルス信号の発振周波数は 250Hz、ステッピングモータの回転角は 1.8deg./pulse であり、バルブを完全に開け閉め（必要回転角 90deg.）するのに約 200msec の時間を要すが、バルブの構造上、実際に二次空気が噴射あるいは停止されるのは信号を出してから約 100msec 後であることが確かめられている。バルブ操作中は、コントローラはセンサ A およびセンサ B の監視を中止し、モータ

にパルス信号を送るのみとなる。このため、バルブ開閉の信号を出した場合は、実際に空気が噴射あるいは停止させられてから約 100msec の間、コントローラは壁面静圧値の監視を行わず、待機しているのと同じ状況にある。燃焼器内部の現象は、この 100msec の間に新しい空気噴射条件に対応した保炎状態へと遷移し終わり定常状態となるため、制御系が動的に不安定となることが避けられる。

5-7. 実験結果および考察

図 56 および表 6 で示した制御アルゴリズム (Sequence1) を、実際に適用して実験を行なった結果を以下に示す。このとき各空気噴射器の流量調整バルブは主流モル流量の 0.5% の流量となるように設定してある。まず図 57 に制御を行なわない場合での、主流総温 2000K、当量比 0.30 の条件における壁面静圧分布ピーク位置の履歴およびセンサ A、センサ B における壁面静圧の履歴を示す。空気噴射器付き燃焼器は $L=40\text{mm}$ であるため、図 47 において、本条件は最適作動線よりやや左に位置し、燃焼器内圧力がやや低めとなる条件である。このとき燃料は時刻 376msec のときに噴射されている。燃料噴射後のピーク位置の履歴を見ると、PSW はステップを離れて下流に流されようとしており、 $x=60\text{mm}\sim 140\text{mm}$ にかけて激しく振動していることが分かる。このとき、壁面静圧の履歴を見ると、センサ B において静圧値が 0.10MPa を下回っていることが分かる。そこで次に、同じ条件でコントローラを作動させた場合の結果を図 58 に示す。燃料は時刻 333msec のときに噴射されている。コントローラは燃料噴射後、センサ B での静圧が低いと判断して、時刻 510msec に State を 1 つ上げている。しかしながら、まだセンサ B において静圧が 0.10MPa を下回る値が出ているため時刻 846msec にさらに State を 1 つ上げ、静圧値を 0.10MPa 以上に行っている。この時点でセンサ A からの出力が 0、センサ B からの出力が 1 となって安定したため、これ以上の操作は加えられていない。このときの壁面静圧分布ピーク位置の履歴を見ると、燃料噴射直後 PSW は燃焼器後方で振動しているが、State が上がるにつれて上流に移動し、最終的

に $x=60\text{mm}$ 付近にピークを持つような位置まで PSW が引き上げられていることが分かる。噴射された二次空気流量の総量は主流流量のおよそ 1.0% に過ぎないが、十分効果があることが分かる。

同様の実験をさらに相対発熱量が小さい条件で行なった。図 59 は制御を行わない場合での、主流総温 2200K、当量比 0.30 の条件における壁面静圧値ピーク位置の履歴およびセンサ A、センサ B における壁面静圧の履歴である。この条件は弱燃焼モードが観察される条件であり、センサ B での静圧値も低いことが分かる。ただし、この位置は燃料噴射により形成される Bow Shock Wave が到達する位置に近いので、この衝撃波による若干の圧力上昇が見られる。ピーク位置の履歴を見ると、図 44d で示したものと同様、PSW は完全に燃焼器から吹き飛んでいるため、壁面静圧分布におけるピークの位置が特定されていないことが分かる。同じ条件でコントローラを作動させて実験を行なった結果を図 60 に示す。センサ B での静圧値の履歴を見ると、燃料噴射後、コントローラはセンサ B での静圧が低いと判断してほぼ 200msec ごとに State を 1 つずつ上げている。State4 までは State が上がるごとにセンサ B における壁面静圧値および壁面静圧分布ピーク位置に変化が見られ、PSW がステップ側に引き上げられているのが分かるが、State5-8 においては静圧値およびピーク位置ともほとんど変化が見られない。このときピーク位置は $x=80\text{mm}$ 付近でやや振動しており、不安定とまではいえないものの完全にステップまで引き上げられてはいないことが分かる。

このことから、空気噴射器 #5-#8 からの二次空気噴射による効果はほとんどなかったといえる。図 47 をみると、先にも述べたように定断面部分長さ (L) の増加とともに、最適動作線が左に移動しているのが分かる。しかしながら、 $L=190\text{mm}$ のときと $L=350\text{mm}$ のときでは定断面積部分長さの差は 160mm もあるのに対し、両者の最適動作線は比較的近くに位置している。このことは、定断面積部分を 190mm 以上延長しても、その効果は小さく、PSW を支えている燃焼器内圧力レベルを高める効果はあまりないことを意味している。このため、 $x=200\text{mm}$ より下流に位置する空気噴射器 #5-#8 からの二次空気噴射がほとんど影響を

及ぼさなかったと考えられる。PSW がステップに固定されその背後で安定な保炎が行われている場合、発熱反応は $x=200\text{mm}$ あたりに来るまでに、ほとんど完了していることが予想される。図 61 は Type III の燃焼器を用い、主流総温 1800K 、当量比 0.10 の条件で計算したとき（図 34 と同じ条件）の距離 x までの総発熱量を燃焼器出口までの総発熱量で除した発熱割合（ η_q ）を示したものである。 η_q は x の関数として以下の式で定義した。

$$\eta_q = \frac{\int_{x_0}^x q dV}{Q_{total}} \quad \dots \text{式 37}$$

$$q = -\sum_{(i)} h_i \dot{\omega}_i, \quad Q_{total} = \int_{x_0}^{x_{end}} q dV$$

この図より、 $x=200\text{mm}$ までで燃焼器内全体の 85% 近い発熱量があること、また $x=100\text{mm}$ までにおいても燃焼器内全体の約 65% の発熱があることが分かる。このことから二次空気噴射もステップにより近い位置で行なう方が燃焼器内部の圧力を高める効果が高いことが予想される。

そこで、図 62 に示すように、空気噴射器 #5~#8 につないでいた配管を空気噴射器 #1~#4 に重ねて接続した。各 State での噴射状態を表 7 に示す。このため、コントローラはまず空気噴射器 #1 から順に No. 4 まで空気噴射を行ない、そのうえで燃焼器内部圧力が低ければ、さらに #1 から 2 倍の流量の空気噴射を行なうことになる。この方法を Sequence 2 と呼ぶ。図 59 と同様の条件で、Sequence 1 の代わりに Sequence 2 により制御を行なった結果を図 63 に示す。各流量調整バルブを流れる流量は、同じく主流モル流量の 0.5% とした。センサ B における壁面静圧の履歴を見ると、State 5 となったときに静圧が大きく上昇し State 6 に至っては静圧値は完全に閾値である 0.10MPa を超えている。このとき、二次空気量の総量は主流モル流量の 3.0% であり、Sequence 1 では総量で 4.0% 噴射しても PSW を完全に安定化できなかったのに対し、より少量の二次空気噴射量で十分な効果を上げていることが分かる。図 64 は、図 57 および図 59 の条件で、Sequence 2 の制御を行なった場合と行なわなかった場合で、壁面静圧分布を比較したものであるが、保炎制御を

行なうことにより壁面静圧分布の形状が、最適作動時の壁面静圧分布と相似な形状となっていることが分かる。

同様に、主流総温 1800K、当量比 0.10 の条件で Sequence2 を適用して実験を行なったときの壁面静圧分布ピーク位置の履歴と OH 自発光像の履歴を図 65 に示す。この条件は図 59 の条件に比べ、相対発熱量がさらに小さくなるため、各流量調整バルブを流れる流量は、主流モル流量の 1.0% とした。State が上がり PSW がステップに引き上げられるに連れて、火炎も同様にステップに固定されているのが分かる。本条件の主流総温・当量比は図 47 に示すように Type III の燃焼器においても保炎可能なぎりぎりの範囲であるが、総量で主流モル流量の 6.0% の二次空気を噴射することで、安定に保炎が行なえていることが分かる。また、図 65 において、ステップ背後の再循環領域には OH 自発光が認められる領域が、どの状態においても観測される。しかしながら、この領域が保炎領域となり火炎をステップに固定する役目は、ほとんど果たしていない。このことから、ステップで火炎を固定するためには、PSW 発生による反応律速から混合律速への燃焼形態の遷移が不可欠であることが分かる。また、最終的に安定に保炎された状態において最も OH 自発光の輝度の高い部分はステップ下流約 50mm の位置に存在する。OH ラジカルは反応帯よりも既燃側で観測されることを考慮すると、反応領域は空気噴射器 #1 よりもさらに上流にあることが分かる。このことから、二次空気噴射によって燃料流に酸化剤である空気を混入することにより混合効率を高めているのではなく、燃料器内の有効断面積を減少させることにより、PSW をステップに固定させ、その背後で混合律速型の燃焼を実現させることによって保炎を行なっているということが分かる。

次に、時間的に当量比が変化するような条件において本制御システムを適用した結果を示す。まず図 66 に Type V の燃焼器を用いて保炎制御を行なわない場合の、主流総温 2000K の条件において当量比を 0.40 から 0.20 に下げ、再び 0.40 まで上げたときの壁面静圧分布ピーク位置および燃料噴射圧から計算された当量比の履歴を示す。また、図 67 には、

壁面静圧分布を時系列にならせたものを示す。本条件は PSW が安定にステップに固定される当量比 0.40 の状態から、PSW が完全に吹き飛ばす当量比 0.20 までが範囲となっている。燃料噴射後、はじめピーク位置は $x=60\text{mm}$ 付近に安定して固定されているのが分かる。しかしながら、当量比が下がり 0.36 を下回ると PSW はステップを離れ振動しながら下流に次第に流されている。そして、当量比が 0.22 に達すると PSW は燃焼器から完全に吹き飛び弱燃焼モードとなる。その後当量比が増加に転じると PSW は再び燃焼器後方から現れ、当量比の増加とともに振動しながらステップに引き上げられ、ほとんど同じ経路をたどって最終的にまたステップに固定されている。このように、PSW は一度ステップに固定された状態でも、相対発熱量の低下とともに燃焼器内圧力を保てなくなるためステップを離れてしまうことが分かる。Mitani らは、このように当量比を時間的に変化させた場合、当量比を上げていくときと下げていくときで PSW の発生にヒステリシスが見られることを報告している [17]。しかしながら、本実験においてはこのようなヒステリシスは観察されなかった。この原因としては、Mitani らの実験では燃焼器自体が長く、また背後にノズル部分が滑らかに接続しており弱燃焼モードにおける未燃の燃料が反応しにくいのに対し、本実験においては燃焼器が短く、また燃焼器背後に主流が減速し高温となる排気管が直結されるため、この領域が熱源となり未燃の燃料が燃えてしまい、境界層を通してこの影響が上流に伝わった結果、PSW が発生するポテンシャルがある限り常に PSW が発生していたものと考えられる。

この条件に Sequence1 および Sequence2 の制御システムを適用した場合の壁面静圧分布ピーク位置の履歴およびセンサ A、センサ B における壁面静圧の履歴と、壁面静圧分布を時系列にならべたものをそれぞれ図 68、図 69 および図 70、図 71 に示す。このとき各空気噴射器の流量調整バルブは主流モル流量の 0.5% の流量となるように設定した。図より Sequence1、Sequence2 とも当量比の減少にしたがってコントローラがセンサ B での静圧低下を感知し、State を上げることで PSW が下流に流されるのを防いでいることが分かる。しかしながら Sequence1

では State5 以降の操作がまったく無効であり、センサ B での静圧降下を食い止めることができていないことが分かる。そのため、当量比が増加に転じているにもかかわらず、センサ B での静圧が低いため、コントローラは State7 まで二次空気噴射を行なっている。そして、当量比が増加していく過程でセンサ A で静圧上昇が見られるようになるが、State7 から State4 に下げるまでに時間を要し、またこれらの操作は正圧降下にほとんど効果がないためセンサ A での静圧上昇が当量比の回復とともにさらに大きくなり、ピーク位置にも若干大きな振動が見られる。この時の壁面静圧分布を見ると、当量比が 0.20 まで下がった時点でやや PSW の位置がステップから下流に移動しており、また一方、当量比回復時には一時的ではあるが $x=20\text{mm}$ の位置で高い静圧値が観測され PSW がステップを越えて溯っていることが分かる。一方、Sequence2 においては、当量比が減少していく過程においては、State5 に移行した時点でセンサ B での静圧回復に成功しており、当量比が増加していく過程においても、ピーク位置の振動およびセンサ A での静圧上昇も小さく、適切に対応が取れていることが分かる。壁面静圧分布を見ても、全体を通して PSW はステップ近傍に固定されている。しかしながら、本実験において両者とも制御を行なわなかった時と比べ、PSW 位置の固定化に大きく貢献しており、とくに Sequence2 においては 2.0sec 程度の短い時間内に当量比が 50%変動するような変化に迅速に対応している。また、制御システムの現象に追従していく速さは、本実験ではバルブ開閉時間 200msec が律速となっているため、ソレノイドバルブのような応答性の速いバルブを用いることで、さらに速い状態変化にも対応できることが考えられる。

本実験においては、フィードバック信号を 2 点での 2 値化した信号のみに限定し、しかも二次空気噴射においても 1 空気噴射器あたりの空気流量を固定化または 2 段階化し、噴射パターンも 8 種類のみに限定したが、このようなかなり簡略化した制御システムにおいても PSW をステップに固定し安定な保炎を行なえることができた。本実験の範囲においては、燃焼器流路は固定形状でありながら約 2 倍にあたる相対

発熱量の差を吸収して安定に作動させることに成功したといえる。このことから、さらに多くの情報をフィードバック信号として用い、二次空気噴射においても流量を連続的に変えたり、さらに多くの組み合わせの噴射パターンを採用したりすることにより、より細かい制御、またより広い範囲への適用が行なえることが期待できる。また、壁面からの二次空気噴射は保炎安定化のみでなく、他の用途にも応用が考えられる。たとえば、先に述べたようにスタラムジェットエンジンは、低マッハ数飛行状態ではラムジェットエンジンとして運用するデュアルモード作動が期待されている。このような要求に対しても、たとえば分離部での圧力情報をフィードバック信号として用いることで、分離部で PSW を安定に固定して空気取り入れ口の干渉を避けることができる。また Fullerらは、複数の有角度燃料噴射孔 (Angled-Injection) を組み合わせることで、物理的なランプと同等の性能を持った空力的なランプ (Aerodynamic Ramp) を形成できることを報告している [57]。このことから、たとえば分離部のような一定断面積ダクト中での PSW の固定には、噴射動圧を上げて二次空気噴射を行なうことにより剥離域を形成して、後向きステップと同様の衝撃波固定効果を持った空力的なステップ (Aerodynamic Step) を形成することも可能と考えられる。また、二次空気噴射による自発点火限界の拡張も期待できる。たとえば工藤らは、主流総温が低くなると保炎は可能でも、自発点火が困難となる条件が見出されることを報告している [58]。本実験においても、主流総温 1600K において、自発点火が困難な条件が見出された。図 72 は主流総温 1600K、当量比 0.30 において、Type V の燃焼器を用いた場合のセンサ A、センサ B における壁面静圧と当量比の履歴を示したものである。この条件は図 47 に示されるように最適作動線に近い条件であり、保炎が行われればステップで安定に火炎が固定されるはずである。しかしながら、図 72 をみると、燃料噴射後、センサ A、センサ B における壁面静圧は燃料噴射前と変化せず、自発点火が起こっていないのが分かる。一方、図 73 は同じく主流総温 1600K、当量比 0.30 において Type VIII の燃焼器を用いた場合のセンサ A、センサ B における壁面静圧と当量比

の履歴を示したものである。この条件は、図 47 の最適作動線より右に位置し、最適作動条件と比較して相対発熱量がかなり高い条件である。このため、燃料噴射後、センサ A における壁面静圧値も非常に高いものとなっているが、本条件では自発点火を起こしている。また、図 74 は同じく主流総温 1600K、Type V の燃焼器において、当量比 0.50 の条件で実験を行なった結果である。図 47 の条件同様、本条件での相対発熱量は最適作動時に比べかなり大きい。この条件においても、燃料噴射直後にセンサ A、センサ B での静圧値が上昇しており、燃料噴射後すぐに自発点火が起こったことが分かる。このことから、点火時には保炎時に比べ多めの相対発熱量を与え、点火過程初期における燃焼器内圧力を十分なレベルに保つことで、確実に自発点火を引き起こすことができるといえる。このことから、点火時は二次空気噴射を行なって、燃焼器内圧力レベルを上げ、点火後は最適作動状態まで圧力レベルを下げてやることで、確実な点火と安定な保炎が行なえることが考えられる。図 75 は図 72 と同じ主流総温 1600K、当量比 0.30 の条件で二次空気噴射器付きの燃焼器を用いて実験を行なった結果である。用いた制御パターンは Sequence 2 であり、各流量調整バルブは主流モル流量の 0.5% に設定されている。燃料は時刻 320msec に噴射されているが、この時点で自発点火はおきていない。コントローラはセンサ B の圧力が低いと判断して、485msec、683msec、および 887msec にそれぞれ State をあげている。自発点火が State 3 となる直前に生じ、その後センサ A、センサ B ともに静圧値が上昇しているのが分かる。コントローラは自発点火後 State を 0 まで戻し、PSW をステップに固定して安定な保炎を行なっている。このように、二次空気噴射による制御では、燃焼器内圧力レベルをかなり詳細にまたすばやく操作することが可能であり、様々な応用が期待できると考える。

5-8. まとめ

当量比・主流総温・燃焼器流路形状をパラメータとして PSW の挙動および安定にステップに固定される範囲を実験的に調べた。そして、こ

わらの結果をもとに二次空気をステップ側壁面より壁面境界層内に噴射することによって、燃焼器流路の有効断面積を流体力学的に変化させ、これにより燃焼器内圧力を詳細に制御することにより PSW をステップに固定し保炎を安定化させる方法を試みた。その結果、以下の知見を得た。PSW がステップに安定に固定される当量比範囲（最適作動当量比範囲）は非常に狭く、この範囲は燃焼器流路形状一定の条件の下では、主流総温の増大とともに当量比の大きい方へ移動する。また、最適作動当量比範囲は、主流総温一定のもとにおいては、燃焼器流路形状の変化に大きく影響を受け、たとえばステップ下流での定断面部分長さを大きくすると、より当量比の低い方に最適作動当量比範囲が移動することが分かった。このことから、PSW は燃焼による圧力上昇と燃焼器流路拡大による圧力降下の結果、PSW 背後の圧力がある狭い範囲に収まったときのみ、ステップで安定に固定されるということが考えられた。このとき、燃焼による圧力上昇は燃料の総発熱量と主流のエンタルピとの比である相対発熱量に比例し、拡大流路による圧力降下は拡大角および拡大流路長さにほぼ比例する。よって主流総温・当量比によって決まる相対発熱量に応じて、発熱領域において流路形状を変化させることにより、燃焼器内部の圧力を制御し PSW をステップに固定することができると考えられる。そこで、機械的に燃焼器流路形状を變形させる代わりに、ステップ側の拡大流路部分の壁面より壁面境界層内へ二次空気を噴射したところ、拡大流路部分における有効断面積が減少し、燃焼器流路形状を変化させたときと同様の効果が PSW の挙動に現れた。本実験において、2deg.の拡大流路による圧力降下を燃焼器全体にわたって打ち消すために必要な二次空気の総量は、主流モル流量の 8.0%であった。しかしながら、PSW がステップに固定されている条件においては、発熱反応は $x=200\text{mm}$ 以内で約 80%近くが完了するため、二次空気噴射は拡大部分全域で行なわなくても発熱反応が主に起こっているステップ下流 200mm 以内で行なえば十分に効果を得られ、必要とする二次空気量は少なくともすむ。このような結果を踏まえて噴射シーケンスを組み、壁面静圧をフィードバック信号として制御を行なったところ、かなり簡略

な制御アルゴリズムでも十分に火炎を安定化させることに成功した。このとき、コントローラは約 2.0sec の間に相対発熱量が半分減少し、また続く約 2.0sec の間に 2 倍に増加するような急激な変化にも対応でき、PSW の燃焼器からの吹き飛びや熟閉塞を防ぐことができた。多くの情報をフィードバック信号として使い、また二次空気噴射量や噴射パターンを細かく設定しすることで、さらに広範囲な条件での適切な制御が可能であると考えられる。また、操作バルブの応答速度を上げることで、さらに速い条件変化にも対応ができることも期待される。また、二次空気噴射による制御は本質的に燃焼器内圧力レベルの制御であるため、火炎安定化のみでなく、自発点火特性の改善またはエンジンのデュアルモード作動などへの応用にも適用できることが十分に期待される。

第6章 結論

スクラムジェットエンジンの燃焼器を模擬する後向きステップ付き矩形断面燃焼器内での保炎現象を実験および数値計算により調べ、燃焼器内での流れ場と燃焼現象の相互作用を明らかにした。また、これらの結果から燃焼器内で安定な保炎を維持する方法を提案し、その効果を実証した。

実験および数値計算により燃焼器内部の保炎現象を調べることにより、以下の知見を得た。

1. 燃焼器内部において、保炎現象は、発光の強い大規模な火炎が観察され、壁面静圧分布に PSW による鋭い圧力上昇が見られるいわゆる「強燃焼モード」、および壁面付近におよかな発光が見られるのみで、壁面静圧分布もなだらかとなるいわゆる「弱燃焼モード」の2つに区分される。弱燃焼モードにおいては、燃焼器内の流れ場は非燃焼時の場合と大きな変化は見られないが、強燃焼モードにおいては PSW がステップ付近に固定されることによりステップ背後に大きな再循環領域が形成され、燃料流の挙動および圧力分布、温度分布は非燃焼時の場合と大きく異なる。
2. 強燃焼モード時には、弱燃焼モードまたは非燃焼時に比べ混合効率が高くなる。水平噴射においてはステップ背後の大きな再循環領域に燃料が巻き込まれることにより、主流中心方向へ燃料が輸送されており、また、垂直噴射においては、この再循環領域に燃料噴射口が覆われることにより噴射動圧比が増し、貫通距離が増大する。
3. 強燃焼モードにおいて、燃焼形態は混合過程に支配される混合律速である。それに対し、弱燃焼モードにおいては、燃焼形態は燃料と主流によって形成される混合気の反応遅れ時間に支配される反応律速である。このため、強燃焼モードにおいては、もともと混合効率が低いということと、混合律速で反応が進むということにより、燃料噴射後、弱燃焼モードに比べ反応はより短い距離で完了する。このときの急速な発熱が、

PSW 背後の燃焼器内圧力レベルを保ち PSW を支えている。

4. 本研究程度の大きさのステップでは、それ自体によって作られる再循環領域が保炎領域となる可能性は小さい。燃料を垂直噴射した場合、弱燃焼モードにおいては燃料噴射口付近は低ダムケラ数領域に覆われており、ステップ背後に再循環領域が形成されても、この領域での反応は燃料噴射口下流の領域と分断されており、大規模な火炎の形成には寄与しない。PSW による剥離域とそれと再循環領域が合体し大きな再循環領域が形成され、さらにこの領域が PSW 背後に位置することにより静温・静圧が回復するということが、大規模火炎形成には重要である。

主流総温・当量比・燃焼器流路形状をパラメータとし PSW の挙動を調べ、常に強燃焼モードが維持されるようなフィードバック制御を提案し、その効果を検証する実験より以下の知見を得た。

5. PSW は発熱による圧力上昇および燃焼器流路拡大による圧力降下の結果、燃焼器内圧力レベルがある圧力レベルとなった時のみステップに安定に固定される。このため、燃焼器入口条件および燃焼器流路形状が固定されると、安定な保炎が行なえる当量比範囲は非常に狭い。発熱による圧力上昇は燃料の発熱量と主流のエンタルピーの比である相対発熱量にほぼ比例するため、安定な保炎が行なえる当量比は主流総温の増加とともに増大する。一方、流路拡大による圧力降下は拡大角および拡大部分長さに比例するため、安定な保炎が行なえる当量比は燃焼器拡大部分の増加とともに増大する。このため、燃焼器形状を主流総温および当量比に応じて変化させることによって、任意の主流総温・当量比の条件で強燃焼モードを再現できる。

6. 機械的に燃焼器流路形状を変化させることに代わって、燃焼器内部の壁面に到達する境界層内に二次空気を噴射することで、燃焼器の有効断面積を変化させることができる。このとき、拡大角 2deg. 、長さ 300mm の拡大部分の圧力降下を打ち消すのに必要な全二次空気流量は、主流モル流量の 8.0% 程度である。このようにして有効断面積を変化させた燃焼器内では、幾何的な燃焼器流路形状を変えて実験を行なった場合と同

爆の挙動が PSW および保炎現象に見られた。また、発熱反応は主にステップ下流 200mm 以内で起こっており、二次空気噴射もこの範囲で行なうことで有効な効果を見せる。

7. 2 値化した壁面静圧をフィードバック信号として、閉ループ制御を行なうことで、かなり広い範囲の条件で強燃焼モードを維持することに成功した。また、この制御方法がかなり速い時間変化にも対応できることが示された。

8. 本研究で用いた壁面からの二次空気噴射による PSW の制御方法は、基本的には燃焼器内圧レベルの詳細かつ迅速な制御を可能にするため、保炎制御のみでなく、自発点火限界の改善およびエンジンのデュアルモード作動へ応用など、多くの応用が期待できる。

謝辞

本研究を行なうにあたり、学部4年より多大なるご指導を賜りました東京大学工学部航空宇宙工学科教授河野通方先生に深く深く感謝の意を表します。また、助手として就任後も、本研究の継続を寛大なる処置にて快く承諾して下さいました岐阜大学工学部機械システム工学科教授若井和憲先生に深く感謝の意を表します。本研究は現在航空宇宙技術研究所の富岡定毅博士が作製された東京大学の超音速燃焼風洞と、当時導入直後で課金がほとんどただであった岐阜大学の大型ベクトル計算機という2つの装置があつて初めて完成した論文であり、まさに絶妙のタイミングで双方を扱う機会に恵まれたことに、不思議な縁さえ感じられます。また、審査にあたり適切かつ有益な御助言を東京大学工学部航空宇宙工学科の津江光洋先生からいただきました。ここに改めて、深く感謝の意を表します。

また本研究を進めるにあたり、本当に多くの方の御協力、御助言をいただきました。日本大学工学部生産工学科教授の氏家康成先生をはじめ東京大学工学部航空宇宙工学科工作室の百々悟助手、岩田優次技官、森下研究室の奥貫竹雄助手、久保田研究室の綿貫忠晴助手、その他にも多くの方々の御助力を賜りました。ここに、深く感謝の意を表します。

また、OBを含めまして東京大学工学部航空宇宙工学科河野・津江研究室および日本大学工学部生産工学科氏家・野村研究室の皆様には格段のご協力をいただきました。我々メンバーを表で陰で常に支えて下さつた和田佳之助手、内海正文技官、秘書の蛇口早哉子さんをはじめ、何かといろいろな相談に応じていただいた富岡定毅博士、活発な討論を行なつて下さつた佐藤巨光博士ほか、芝世武君、今村亮君、神山和則君、穴象のような風洞で実験をとりにした近藤浩司君、川上優久君、杉田徹君、中村正彦君、岡田啓賢君、宮崎和真君、海藤秀人君、そしてすべての河野・津江研究室のメンバー感謝いたします。特に、中村正彦君、宮崎和真君、羽島雅実君には、速く岐阜より依頼した実験を快く行なつていただき、感謝の念に耐えません。そして、実験装置がないにもかかわらず、数値計算からこのスクラムジェットエンジンの世界に入り、研究を手伝

ってくれた岐阜大学工学部機械システム工学科若井研究室の山野悟郎君
に謝意を表します。

参考文献

- [1] Billig, F. S., *J. Prop. Power*, Vol. 9, No. 4, 1993, pp. 499-514.
- [2] 新岡 嵩, 燃烧研究, 104号, 1996, pp. 19-28.
- [3] 堀 治光, 燃烧研究, 105号, 1996, pp. 1-16.
- [4] 井谷 五郎, 燃烧研究, 106号, 1996, pp. 9-25.
- [5] 三谷 徹, 燃烧研究, 107号, 1997, pp. 1-21.
- [6] Papamoschou, D. and Roshko A., *J. Fluid Mech.*, Vol. 197, 1988, pp. 453-477.
- [7] Raul, R., Gilreath, H. and Sullins, G., Numerical and Experimental Investigation of Mixing Enhancement in Scramjets, AIAA Paper 92-5063, 1992.
- [8] Sato, N., Imamura, R., Shiba, S., Takahashi, S., Tsue, M., Kono, M., Advanced Mixing Control in a Supersonic Airstream with a Wall-Mounted Cavity, AIAA Paper 96-4510, 1996.
- [9] Abbitt III, J. D., Segal, C., McDaniel, J. C., Krauss, R. H., Whitehurst, R. B., Experimental Investigation of a Supersonic Combustion Flowfield Employing Staged Transverse Injection behind a Rearward-Facing Step, AIAA Paper 92-0090, 1992.
- [10] Tomioka, S., Takahashi, S., Ujiie, Y. and Kono, M., Interaction between Mixing and Combustion of Slot-Injected Fuel in a Supersonic Combustor, AIAA Paper 95-2447, 1995.
- [11] Donohue, J. M. and McDaniel Jr., J. C., *AIAA J.*, Vol. 34, No. 3, 1996, pp. 455-462.
- [12] Komuro, T., Murakami, A., Kudo, K., Masuya, G. and Chinzei, N., An Experiment on a Cylindrical Scramjet Combustor-(I) Simulated Flight Mach Number of 4.4, NAL TR-918, 1986.
- [13] Takita, K. and Niioaka, T., Twenty-sixth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1996, pp. 2877-2883.
- [14] Kato, R. and Kimura, J., Twenty-sixth Symposium

(International) on Combustion: The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1996, pp. 2941-2947.

[15] 富岡定毅, 東京大学工学部航空学科博士論文, 1993.

[16] Andrews Jr., E. H., Torrence, M. G., Anderson, G. Y., Northam, G. B. and Mackley, E. A., Langley Mach 4 Scramjet Test Facility, NASA TM-86277, 1985.

[17] Mitani, T., Hiraiwa, T., Sato, S., Tomioka, S., Kanda, T. and Tani, K., *J. Prop. Power* Vol. 13, No. 5, 1997, pp. 635-642.

[18] Huber, P. W., Schexnayder Jr., C. J. and McClinton, C. R., Criteria for Self-Ignition of Supersonic Hydrogen-Air Mixtures, NASA TP-1457, 1979.

[19] Samimy, M. and Lele, S. K., Particle-Laden Compressible Free Shear Layers, AIAA Paper 90-1977, 1990.

[20] Villasenor, R. and Pitz, R. W., Interaction between Chemical Reaction and Turbulence in Supersonic Nonpremixed H₂-Air Combustion, AIAA Paper 91-0375, 1991.

[21] Chase Jr., M. W., Davies, C. A., Downey Jr., J. R., Frurip, D. J., McDonald, R. A. and Syverud, A. N., JANAF Thermochemical Tables 3rd Edition, U.S. Dept. Commerce, 1986.

[22] 林光一, 高橋政浩, 菱田学, 坪井伸幸, 名古屋大学大型計算機センターニュース, Vol. 22, No. 4, 1991, pp. 380-394.

[23] Reid, R. C., Prausnitz, J. M. and Poling, B. E., The Properties of Gases and Liquids, McGraw-Hill, Inc., New York, 1988, pp. 388-631.

[24] Kee, R. J., Rupley, F. M. and Miller, J. A., Chemkin-II: A Fortran Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas-Phase Chemical Kinetics, SAND89-8009B, 1991.

[25] 吉澤徹, 日本航空宇宙学会誌, Vol. 41, No. 470, 1993, pp. 116-123.

[26] Baldwin, B. S. and Lomax, H., Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows, AIAA Paper 78-257.

[27] 数値流体力学編集委員会編, 乱流解析, 東京大学出版会, 1995, pp.

- [28] Deardorff, J. W., *J. Fluid Mech.*, 41, 1970, pp. 452-480.
- [29] Takakura, Y., Ogawa, S. and Ishiguro, T., *Turbulence Models for 3D Transonic Viscous Flow*, AIAA Paper 89-1952, 1989.
- [30] 木村一雄, 藤原俊隆, *日本航空宇宙学会誌*, Vol. 43, No. 497, 1995, pp. 350-357.
- [31] 横田和彦, 五十嵐秀一, 辻本良信, *日本航空宇宙学会誌*, Vol. 45, No. 523, 1997, pp. 467-473.
- [32] Yee, H. C., *Upwind and Symmetric Shock-Capturing Schemes*, NASA TM-89464, 1987.
- [33] Patankar, S. V., *コンピュータによる熱移動と流れの数値解析*, 森北出版, 1985.
- [34] Fujii, K. and Obayashi, S., *Practical Application of Improved LU-ADI Scheme for the Three-Dimensional Navier-Stokes Computations of Transonic Viscous Flows*, AIAA Paper 86-0513, 1986.
- [35] 林光一, 高橋政浩, 菱田学, 坪井伸幸, *名古屋大学大型計算機センターニュース*, Vol. 22, No. 3, 1991, pp. 261-277.
- [36] 柴裕幸, 浅間佳彦, 升谷五郎, 富岡定毅, 泉川宗男, 後向きステップ/垂直噴射孔を有する超音速燃焼器における流れ場の相似製に関する研究, 第6回ラムノスタラムジェットシンポジウム講演論文集, 1996, pp. 143-148.
- [37] 田口秀之, *東京大学工学部航空学科修士論文*, 1993.
- [38] 高橋周平, 近藤浩司, 佐藤巨光, 氏家康成, 河野通方, 超音速燃焼に及ぼす precombustion shock の影響, 第32回燃焼シンポジウム, 1994, pp. 498-500.
- [39] 高橋周平, 水田晴紀, 佐藤巨光, 氏家康成, 河野通方, ステップ後方燃料垂直噴射時の超音速流中における保炎現象, 第31回燃焼シンポジウム講演論文集, 1993, pp. 132-134.
- [40] Stahl, G. and Warnatz, J., *Combust. Flame* 85, 1991, pp. 285-299.

- [41] Andrews, G. E. and Bradley, D., *Ibid.*, Vol. 20, 1973, pp.77-89.
- [42] Wakai, K., Yamada, K., Shimizu, S. and Matsukawa T., *Shock Waves: Proceedings of 18th International Symposium on Shock Waves*, Springer-Verlag, Berlin, 1992, pp. 305-312.
- [43] 高橋周平, 若井和憲, 微粒子が浮遊する管内を伝播する衝撃波に関する研究, 岐阜県無重量落下実験推進事業研究成果報告書, 岐阜県無重量落下実験推進協議会, 1998, pp. 36-48.
- [44] Billig, F. S. and Dugger, G. L., *Twelfth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1967, pp. 1125-1130.
- [45] Kanda, T., Saito, T., Komuro, T., Ono, F. and Matsui, A., *M6 Testing of a Scramjet Engine Model*, AIAA Paper 96-0380, 1996.
- [46] 松浦勝也, 太長根嘉紀, 丹谷五郎, 谷香一郎, 工藤賢司, スクラムジェット分離部における疑似衝撃波の構造, 第38回航空原動機・宇宙推進講演会および第8回ラムノスクラムジェットシンポジウム講演論文集, 1998, pp. 42-47.
- [47] Keller, J. O. and Daily, J. W., *AIAA J.*, Vol. 23, No. 12, 1985, pp.1937-1945.
- [48] Hermanson, C. J., Mungal, M. G. and Dimotakis, P. E., *Heat Release Effects on Shear Layer Growth and Entrainment*, AIAA Paper 85-0142, 1985.
- [49] Nixon, D. and Keefe, L. R., *The Effect of Heat Release on a Compressible Free Shear Layer*, AIAA Paper 92-0181, 1992.
- [50] Planche, O. H. and Reynolds, W. C., *Heat Release Effects on Mixing in Supersonic Reacting Free Shear-Layers*, AIAA Paper 92-0092, 1992.
- [51] McClinton C. R., *Autoignition of Hydrogen Injected Transverse to Supersonic Airstream*, AIAA Paper 79-1239, 1979.
- [52] Warnatz, J., Maas, U. and Dibble, R. W., *Combustion: physical and chemical fundamentals, modeling and simulation, experiments*,

pollutant formation. Springer, 1996.

[53] 松浦勝也, 瀧上敦彦, 太長根嘉紀, 升谷五郎, 谷香一郎, 工藤賢司, 村上淳郎, スケラムジェット分離部における疑似衝撃波の可視化, 第7回ラム/スケラムジェットシンポジウム講演論文集, 1997, pp. 177-182.

[54] 生井武文, 松屋一泰, 水井寛, 本城正信, 疑似衝撃波の振動現象, 日本機械学会論文集, 40-330, 1974, pp.446.

[55] 高橋周平, 佐藤巨光, 永田晴紀, 氏家康成, 河野通方, メタン燃料を用いた超音速燃焼における保炎現象, 第34回航空原動機・宇宙推進講演会, 1994, pp.55-59.

[56] 小寺正敏, 中橋和博, 大林茂, 菊田丈士, 三谷徹, 日本航空宇宙学会誌, Vol. 45, No. 519, 1997, pp.216-221.

[57] Fuller, R. P., Wu, P. K., Nejad, A. S. and Schetz, J. A., J. Prop. Power, Vol. 14, No. 2, 1998, pp.135-145.

[58] 工藤賢司, 升谷五郎, 小室智幸, 村上淳郎, 魏西信夫, 円形断面スケラムジェット燃焼器における自発着火と保炎, 航空宇宙技術研究所報告 1067号, 1990.

表1 燃焼器形状一覧

	定断面流路部分長さ	拡大断面部の広がり角	燃料噴射方式
Type I	310mm	0deg	水平スロット噴射
Type II	0mm	1deg	水平スロット噴射
Type III	350mm	0deg	垂直円孔噴射
Type IV	40mm	1deg	垂直円孔噴射
Type V	40mm	2deg	垂直円孔噴射
Type VI	90mm	2deg	垂直円孔噴射
Type VII	140mm	2deg	垂直円孔噴射
Type VIII	190mm	2deg	垂直円孔噴射

表2 各化学種の熱物性値に対する多項式の係数

	N ₂	H ₂	O ₂
a _{1j}	0.33196474 × 10 ¹	0.30172281 × 10 ¹	0.32524882 × 10 ¹
a _{2j}	0.67938346 × 10 ⁻²	0.88777914 × 10 ⁻²	0.13058732 × 10 ⁻²
a _{3j}	-0.47482100 × 10 ⁻⁷	-0.25767118 × 10 ⁻⁶	-0.49629683 × 10 ⁻³
a _{4j}	-0.30400009 × 10 ⁻¹⁰	0.53895544 × 10 ⁻¹⁰	0.10165240 × 10 ⁻³
a _{5j}	0.45972804 × 10 ⁻¹³	-0.45914741 × 10 ⁻¹¹	-0.79663144 × 10 ⁻¹³
a _{6j}	-0.10194719 × 10 ⁴	-0.93687332 × 10 ⁶	-0.10235836 × 10 ⁴
a _{7j}	0.39339376 × 10 ¹	-0.17284120 × 10 ¹	0.57751164 × 10 ¹
	OH	H ₂ O	H
a _{1j}	0.37882016 × 10 ¹	0.37199834 × 10 ¹	0.25017076 × 10 ¹
a _{2j}	-0.67413256 × 10 ⁻⁶	0.10936956 × 10 ⁻²	0.44689446 × 10 ⁻¹⁵
a _{3j}	0.79813467 × 10 ⁻⁶	0.31652569 × 10 ⁻⁵	-0.36801365 × 10 ⁻¹⁸
a _{4j}	-0.22767644 × 10 ⁻⁵	-0.16872305 × 10 ⁻⁵	0.98627573 × 10 ⁻²²
a _{5j}	0.20462525 × 10 ⁻¹²	0.17920633 × 10 ⁻¹²	-0.92216057 × 10 ⁻²⁰
a _{6j}	0.36435184 × 10 ⁴	-0.30265156 × 10 ⁶	0.25489817 × 10 ⁶
a _{7j}	0.68024710 × 10 ¹	0.11801086 × 10 ¹	-0.46008683 × 10 ¹
	O	HO ₂	H ₂ O ₂
a _{1j}	0.28063956 × 10 ¹	0.34491550 × 10 ¹	0.31958586 × 10 ¹
a _{2j}	-0.55153963 × 10 ⁻³	0.33062160 × 10 ⁻²	0.75744334 × 10 ⁻²
a _{3j}	0.32797643 × 10 ⁻⁵	-0.12868533 × 10 ⁻⁵	-0.21470192 × 10 ⁻⁵
a _{4j}	-0.78048938 × 10 ⁻¹⁰	0.23032337 × 10 ⁻⁵	-0.21868401 × 10 ⁻³
a _{5j}	0.66494386 × 10 ⁻¹³	-0.15522042 × 10 ⁻¹²	0.11687370 × 10 ⁻¹¹
a _{6j}	0.29176829 × 10 ⁵	0.13536267 × 10 ⁴	-0.17647714 × 10 ⁵
a _{7j}	0.35329500 × 10 ¹	0.68028889 × 10 ¹	0.76737985 × 10 ¹

表3 各化学種の分子量および輸送係数中の特性量

	M_i	σ_i	T_i
N_2	28.0134	3.621	97.530
H_2	2.0159	2.920	38.000
O_2	31.9988	3.458	107.400
OH	17.0073	2.750	80.000
H_2O	18.0153	2.605	572.400
H	1.0079	2.050	145.000
O	15.9994	2.750	80.000
HO_2	33.0067	3.458	107.400
H_2O_2	34.0147	3.458	107.400

表4 水素-空気反応機構

(単位: mole, cal, s, m, K)

Reaction	A_k	a_k	E_k
1) $H_2+O_2=OH+OH$	1.70×10^7	0.00	47780
2) $OH+H_2=H_2O+H$	1.17×10^8	1.30	3626
3) $O+OH=O_2+H$	4.00×10^8	-0.50	0
4) $O+H_2=OH+H$	5.06×10^{10}	2.67	6290
5) $OH+HO_2=H_2O+O_2$	7.50×10^7	0.00	0
6) $H+HO_2=OH+OH$	1.40×10^8	0.00	1073
7) $O+HO_2=O_2+OH$	1.40×10^7	0.00	1073
8) $OH+OH=O+H_2O$	6.00×10^7	1.30	0
9) $H+H+M=H_2+M$	1.00×10^9	-1.00	0
10) $H+H+H_2=H_2+H_2$	9.20×10^4	-0.60	0
11) $H+H+H_2O=H_2+H_2O$	6.00×10^7	-1.25	0
12) $O+O+M=O_2+M$	1.89×10^9	0.00	-1788
13) $H+HO_2=H_2+O_2$	1.25×10^7	0.00	0
14) $HO_2+HO_2=H_2O_2+O_2$	2.00×10^9	0.00	0
15) $H_2O_2+M=OH+OH+M$	1.30×10^{11}	0.00	45500
16) $H_2O_2+H=HO_2+H_2$	1.60×10^9	0.00	3800
17) $H_2O_2+OH=H_2O+HO_2$	1.00×10^7	0.00	1800
18) $H+O_2+M=HO_2+M$	3.61×10^9	-0.72	0
19) $H+OH+M=H_2O+M$	1.60×10^{10}	-2.00	0
20) $H+O+M=OH+M$	6.20×10^4	-0.60	0

表5 三体反応に対する各化学種の有効係数

Reaction #	α_{12}	α_{22}	α_{32}	α_{42}	α_{52}	α_{62}	α_{72}	α_{82}	α_{92}
9)	1.0	0.0	1.0	1.0	0.0	1.0	1.0	1.0	1.0
12)	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
15)	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
18)	1.3	2.9	1.0	1.0	18.6	1.0	1.0	1.0	1.0
19)	1.0	1.0	1.0	1.0	5.0	1.0	1.0	1.0	1.0
20)	1.0	1.0	1.0	1.0	5.0	1.0	1.0	1.0	1.0

$M = \alpha_{12}N_2 + \alpha_{22}H_2 + \alpha_{32}O_2 + \alpha_{42}OH + \alpha_{52}H_2O + \alpha_{62}H + \alpha_{72}O + \alpha_{82}HO_2 + \alpha_{92}H_2O_2$

表6 Sequence1における制御パターン

State	Ball-valve #								Air-injector #							
	1	2	3	4	5	6	7	8	1	2	3	4	5	6	7	8
0	閉	閉	閉	閉	閉	閉	閉	閉	×0	×0	×0	×0	×0	×0	×0	×0
1	開	閉	閉	閉	閉	閉	閉	閉	×1	×0	×0	×0	×0	×0	×0	×0
2	開	開	閉	閉	閉	閉	閉	閉	×1	×1	×0	×0	×0	×0	×0	×0
3	開	開	開	閉	閉	閉	閉	閉	×1	×1	×1	×0	×0	×0	×0	×0
4	開	開	開	開	閉	閉	閉	閉	×1	×1	×1	×1	×0	×0	×0	×0
5	開	開	開	開	開	閉	閉	閉	×1	×1	×1	×1	×1	×0	×0	×0
6	開	開	開	開	開	開	閉	閉	×1	×1	×1	×1	×1	×1	×0	×0
7	開	開	開	開	開	開	開	閉	×1	×1	×1	×1	×1	×1	×1	×0
8	開	開	開	開	開	開	開	開	×1	×1	×1	×1	×1	×1	×1	×1

×*n*: 流量調整バルブによりあらかじめ設定してある流量の *n* 倍の流量

表7 Sequence2における制御パターン

State	Ball-valve #								Air-injector #							
	1	2	3	4	5	6	7	8	1	2	3	4	5	6	7	8
0	閉	閉	閉	閉	閉	閉	閉	閉	×0	×0	×0	×0	×0	×0	×0	×0
1	開	閉	閉	閉	閉	閉	閉	閉	×1	×0	×0	×0	×0	×0	×0	×0
2	開	開	閉	閉	閉	閉	閉	閉	×1	×1	×0	×0	×0	×0	×0	×0
3	開	開	開	閉	閉	閉	閉	閉	×1	×1	×1	×0	×0	×0	×0	×0
4	開	開	開	開	閉	閉	閉	閉	×1	×1	×1	×1	×0	×0	×0	×0
5	開	開	開	開	開	閉	閉	閉	×2	×1	×1	×1	×0	×0	×0	×0
6	開	開	開	開	開	開	閉	閉	×2	×2	×1	×1	×0	×0	×0	×0
7	開	開	開	開	開	開	開	閉	×2	×2	×2	×1	×0	×0	×0	×0
8	開	開	開	開	開	開	開	開	×2	×2	×2	×2	×0	×0	×0	×0

×*n*: 流量調整バルブによりあらかじめ設定してある流量の *n* 倍の流量

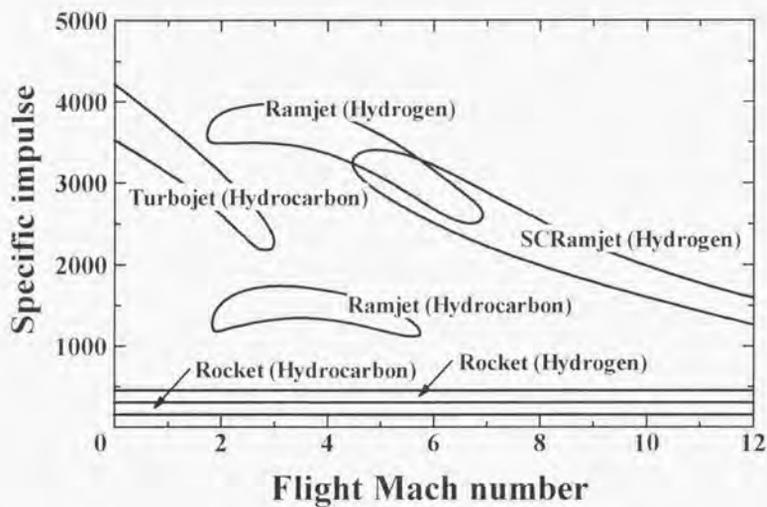


図1 主な空気吸い込み式エンジンの比推力

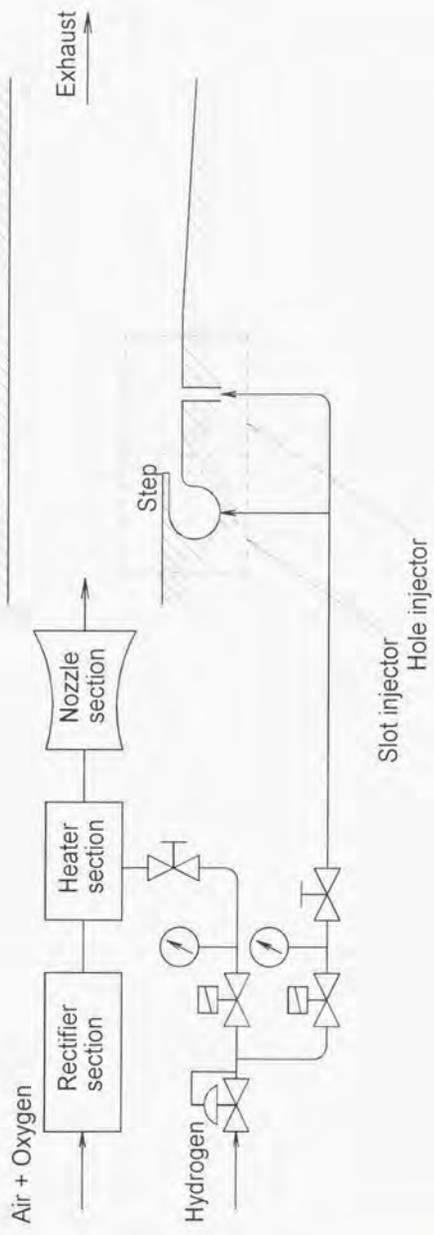


图2 風洞設備概略図

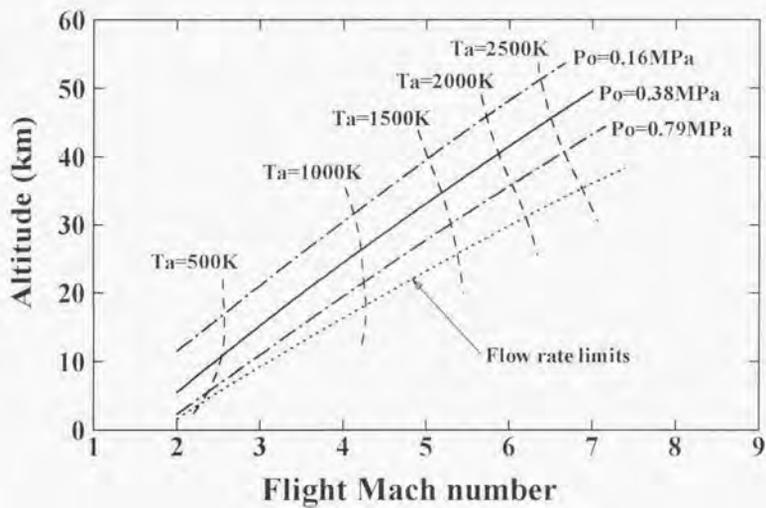


図3 本風洞設備で模擬可能な飛行条件（実践は本研究で用いた条件を示す）

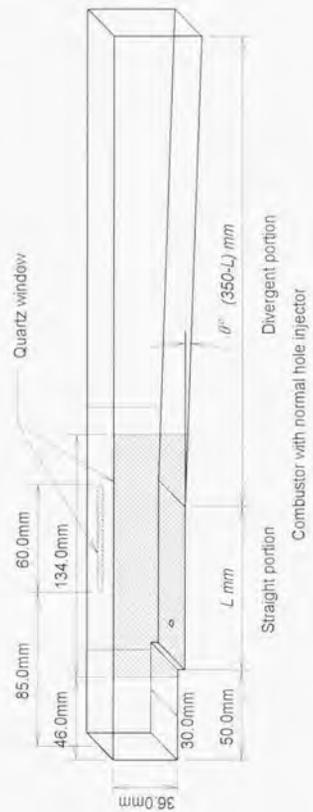
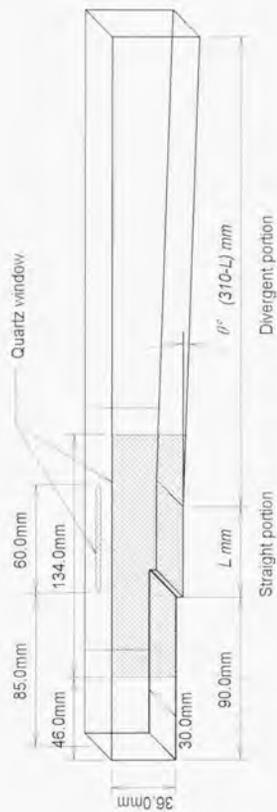


图4 模擬燃焼器概要

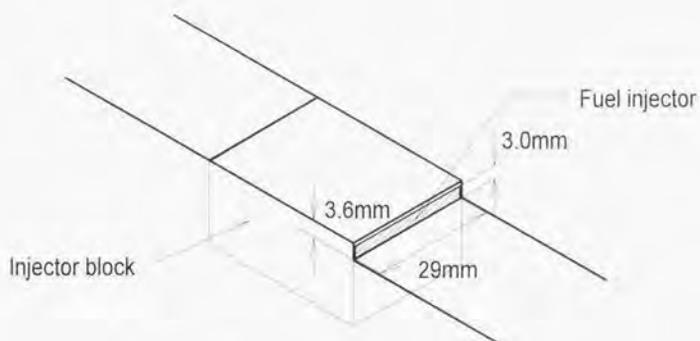


図5 水平スロット噴射器近傍の詳細図

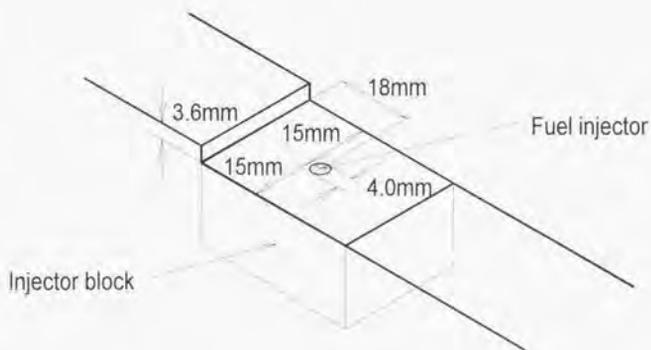


図6 垂直円孔噴射器近傍の詳細図

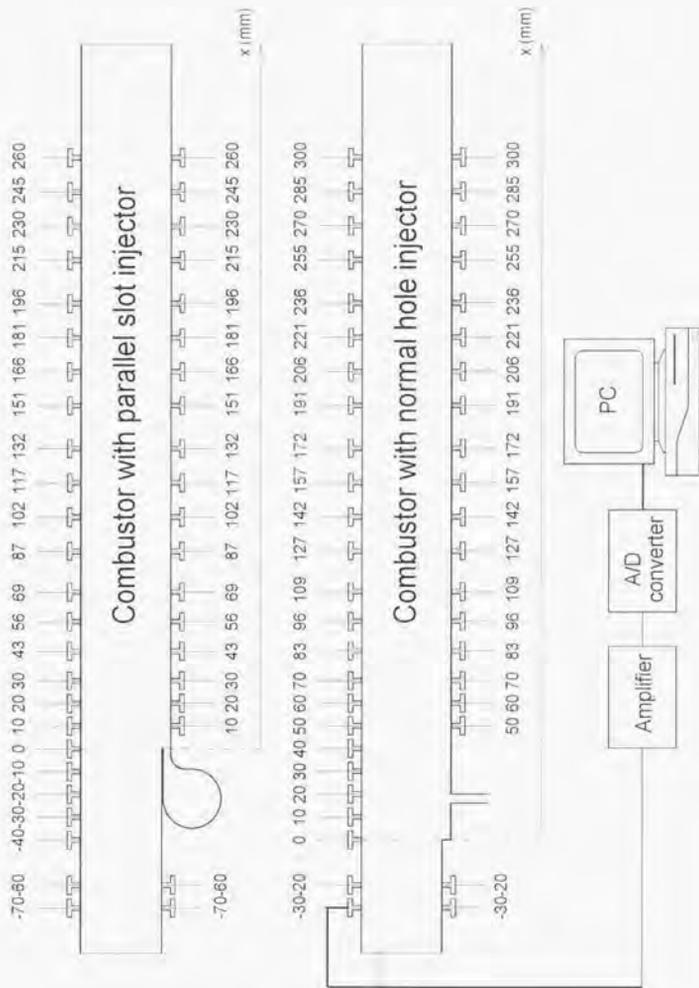


図7 壁面静圧孔位置の詳細

Side view

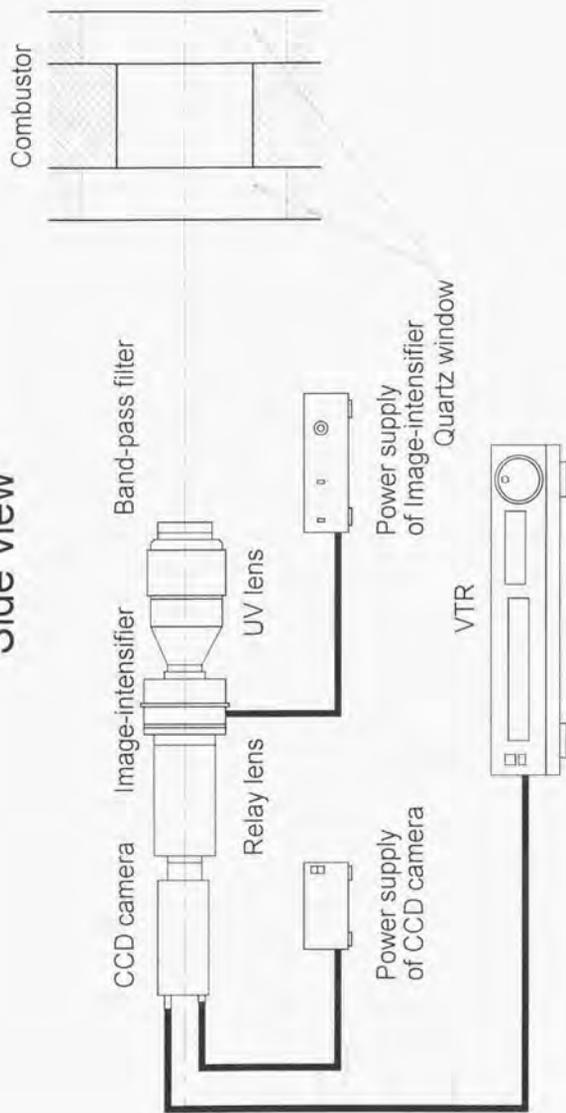


図8 OH自発光撮影のための光学系

Side view

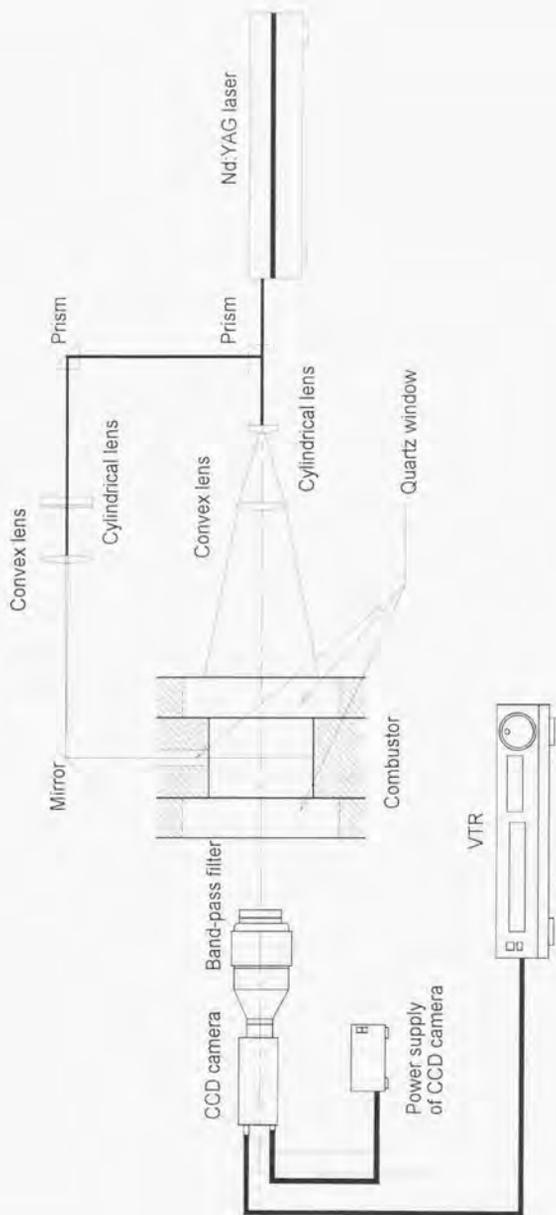


図9 Mie散乱光像撮影のための光学系

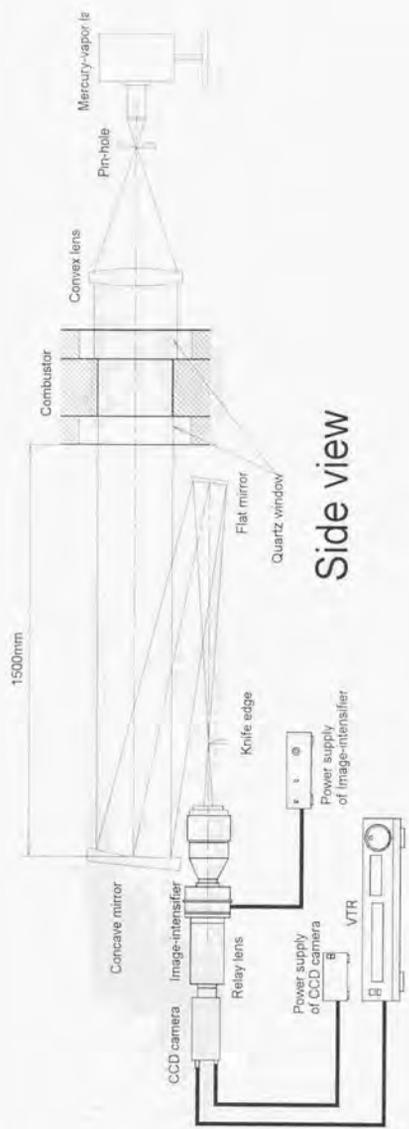


図10 シンクロレーン像撮影のための光学系

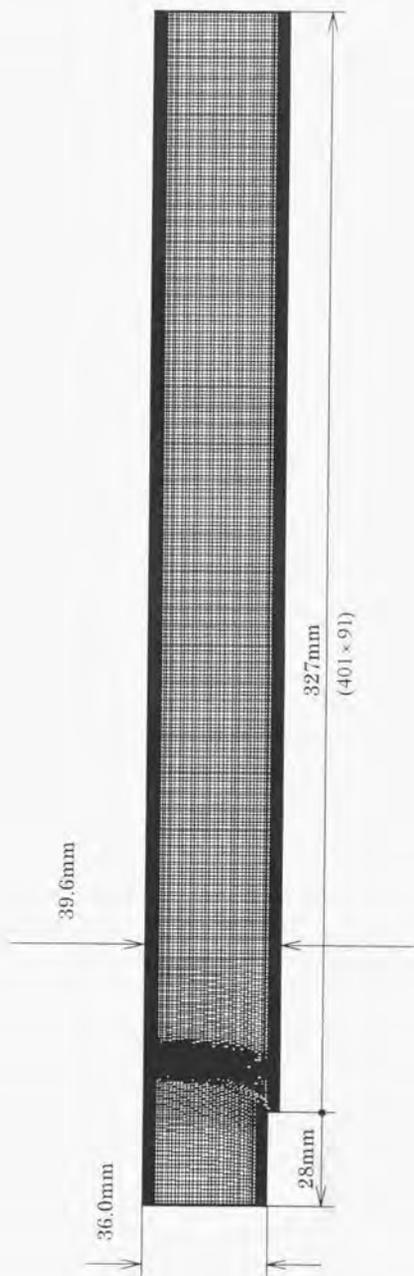
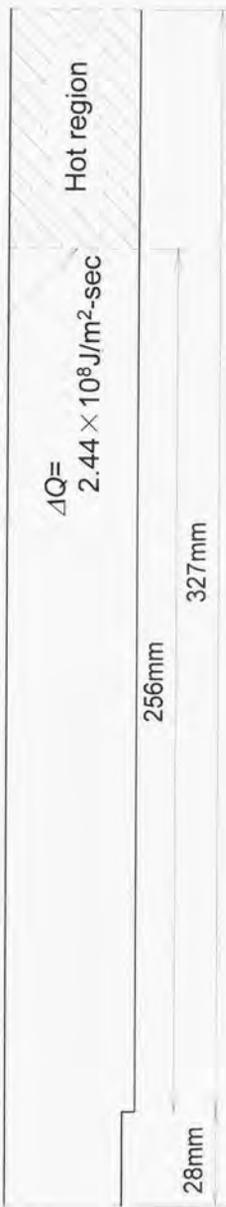


図11 数値計算に用いた計算格子の一例

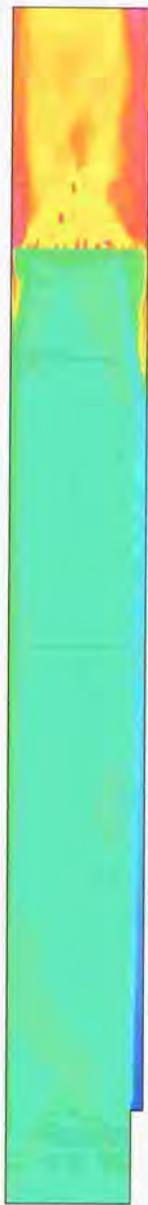


図12 数値計算における境界条件

Ignition line



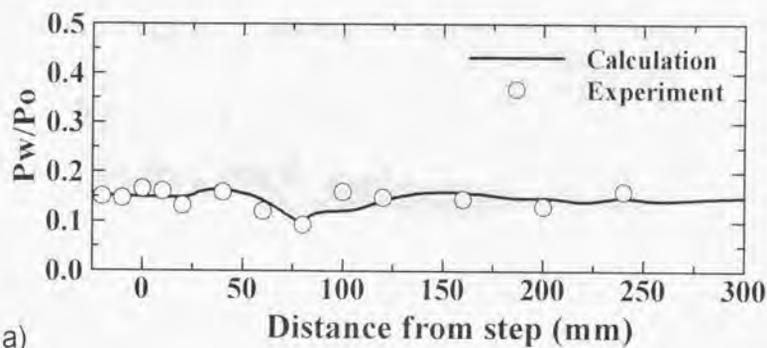
a)



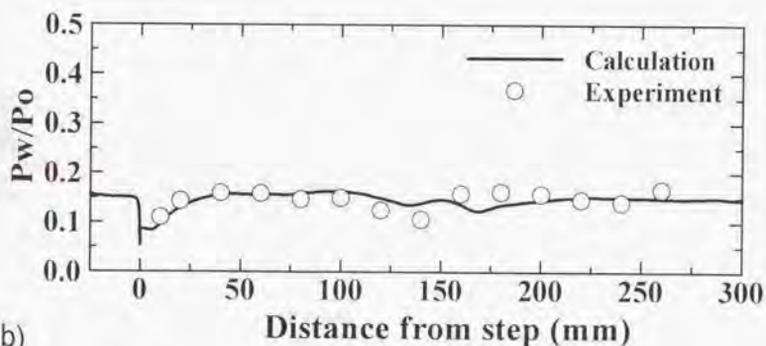
b)

1000 2000 3000 (K)

図13 a)数値計算における点火方法の概要と b)点火時(点火開始75 μ sec後)の温度分布 (主流総温1800K, 当量比0.15)



a)

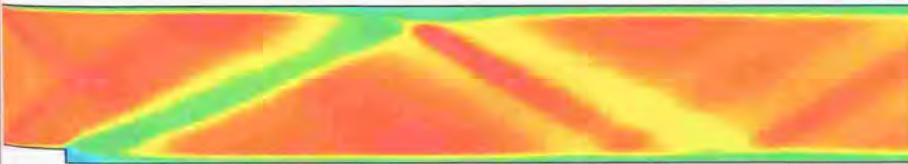


b)

図14 ステップを越える流れの実験および数値計算による壁面静圧分布
 a)ステップ反対側の壁面での値, b)ステップ側の壁面での値 (主流総温: 1000K)



a)



b)



図15 数値計算によるステップを越える流れ場の様子 a)シャドウグラフ
像撮影の実験結果(主流総温:1000K) b)数値計算によって求められた
密度分布

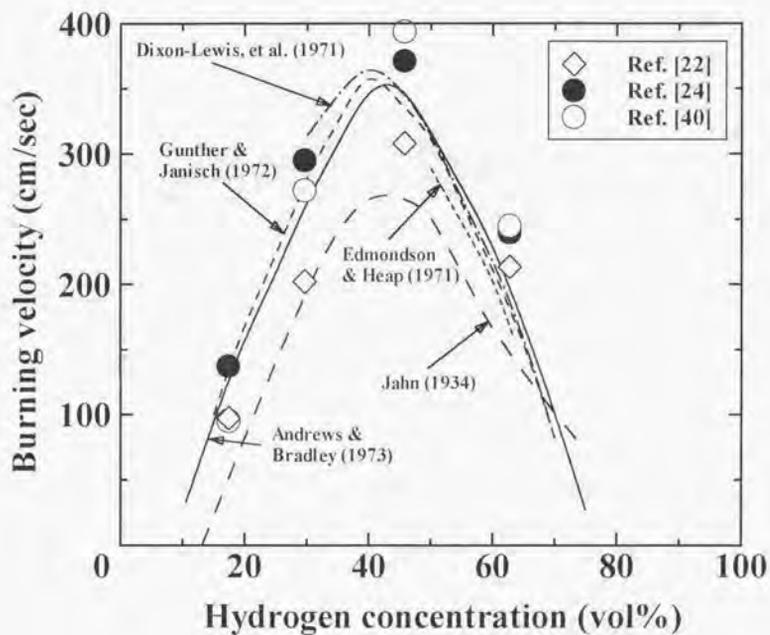
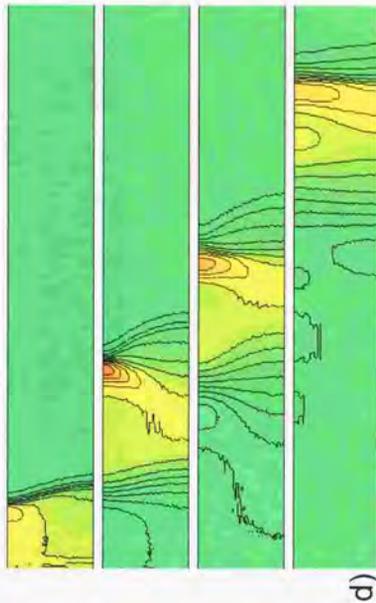
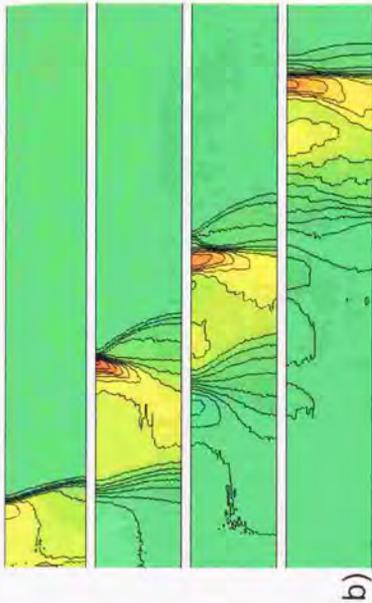
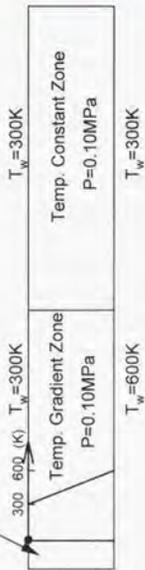


図16 数値計算による水素-空気予混合火炎の伝播速度と実験値(Ref. [41])との比較
(雰囲気気圧: 1atm, 雰囲気温度300K)

High Pressure Zone ($P=0.13\text{MPa}$, $T=300\text{K}$)



a)

c)

図17-1 温度分布を有するダクトを伝播する衝撃波問題に対してCFLを変えて計算を行ったときの結果の比較
 a)計算初期条件および境界条件の概要, b)時間2次精度の陽解法で計算された圧力分布(CFL=0.80), c)陰解法(LU-ADI法)で計算された圧力分布(CFL=0.50), d)陰解法(LU-ADI法)で計算された圧力分布(CFL=1.0)

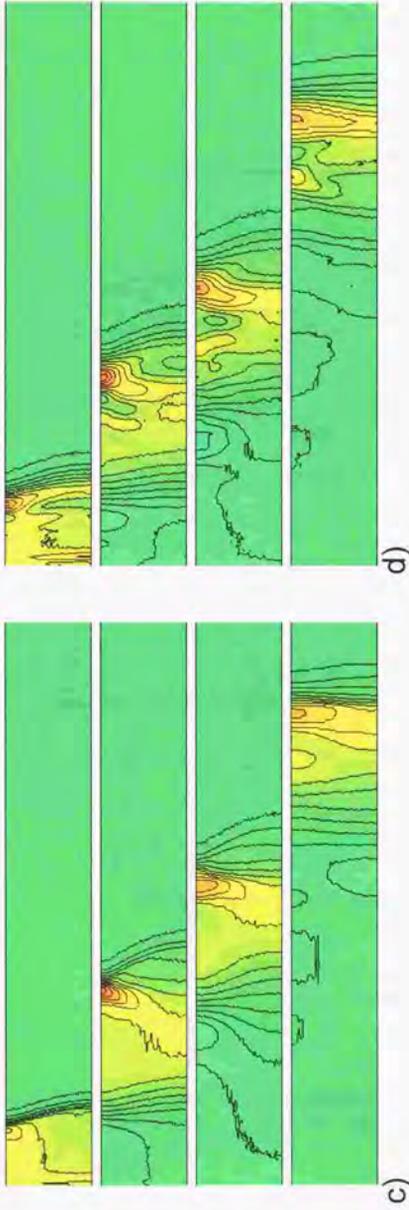
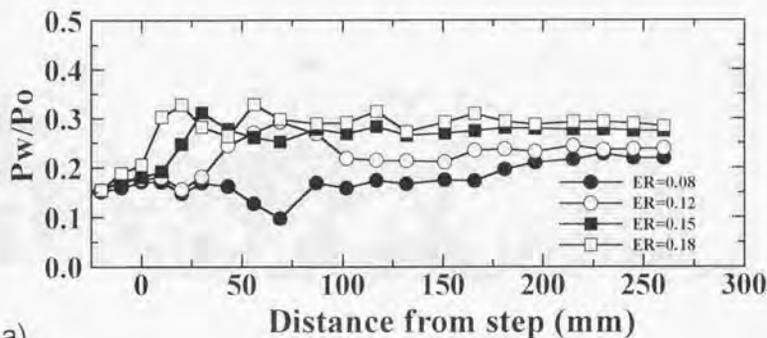
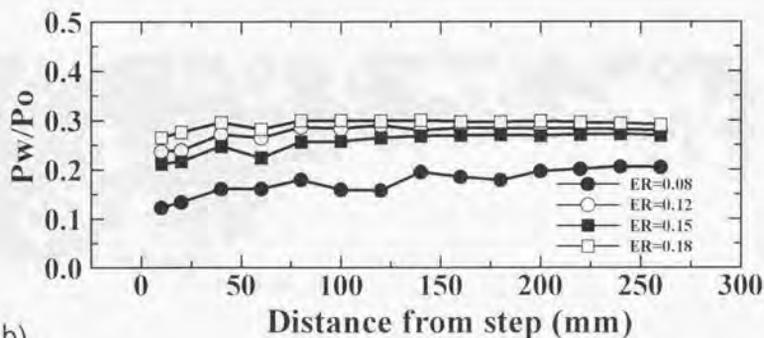


図17-2 温度分布を有するダクトを伝播する衝撃波問題に対してCFLを変えて計算を行なったときの結果の比較
 e) 陰解法(LU-ADI法)で計算された圧力分布(CFL=2.0), f) 陰解法(LU-ADI法)で計算された圧力分布(CFL=5.0)



a)



b)

図18 当量比を変化させたときの代表的な瞬間壁面静圧分布
 a)ステップ反対側の壁面での値、b)ステップ側の壁面での値
 (主流総温:1800K, 燃焼器: Type I)



a)



b)

図19 OH自発光像 a)当量比:0.08, b)当量比:0.15 (主流総温:1800K, 燃烧器:Type I)

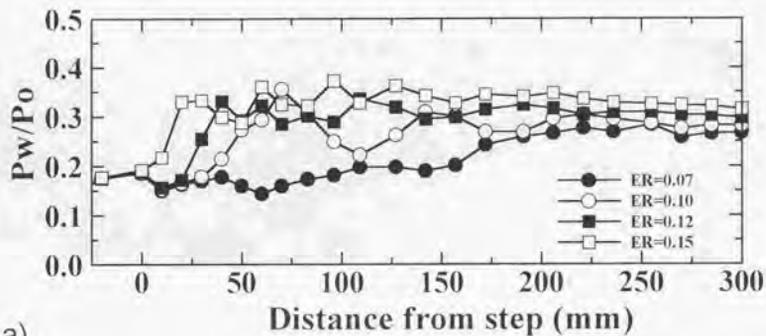


a)

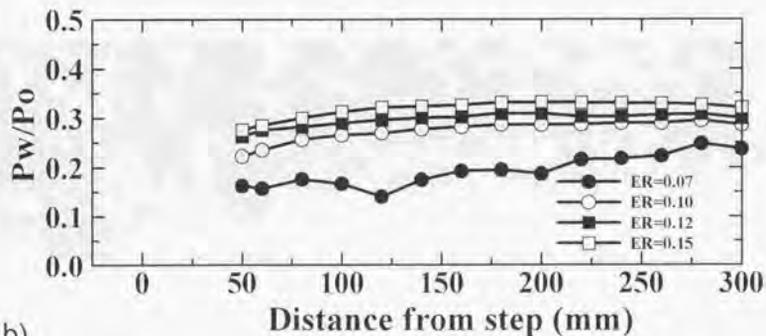


b)

図20 Mie散乱光像による燃料分布 a)非燃烧場(主流総温:1000K), b)燃烧場(主流総温:1800K)
(当量比:0.15, 燃烧器:Type I)



a)

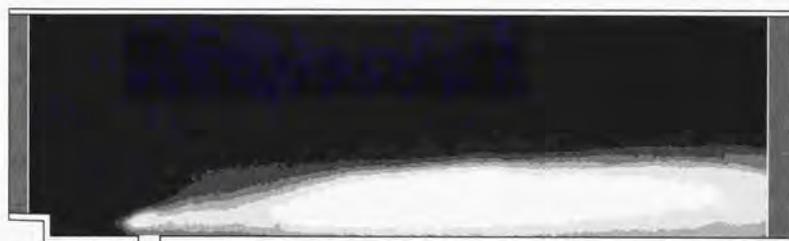


b)

図21 当量比を変化させたときの代表的な瞬間壁面静圧分布 a)ステップ反対側の壁面での値
b)ステップ側の壁面での値 (主流総温: 1800K, 燃焼器: Type III)

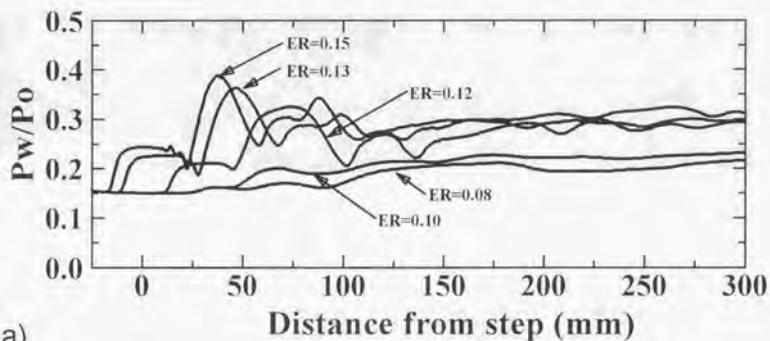


a)

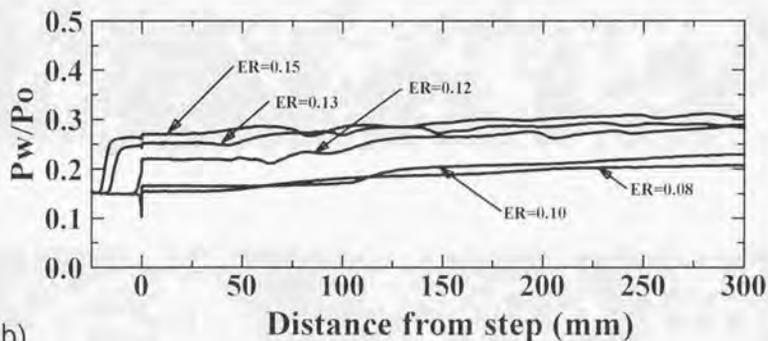


b)

图22 OH自发光像 a)当量比:0.07, b)当量比:0.10 (主流总温:1800K, 燃烧器:TypeⅢ)



a)



b)

図23 数値計算による当量比を変化させたときの壁面静圧分布 a)ステップ反対側の壁面での値。
b)ステップ側の壁面での値 (主流総温: 1800K, 燃焼器: Type 1)



a)



b)

図24 数値計算による燃料質量分布 a)非燃焼場(主流総温:1000K), b)燃焼場(主流総温:1800K)
(当量比:0.15, 燃焼器:Type I)



a)



b)

図25 数値計算によるOHラジカル質量分布 a)当量比0.08, b)当量比0.15
(主流総温:1800K, 燃焼器:Type I)

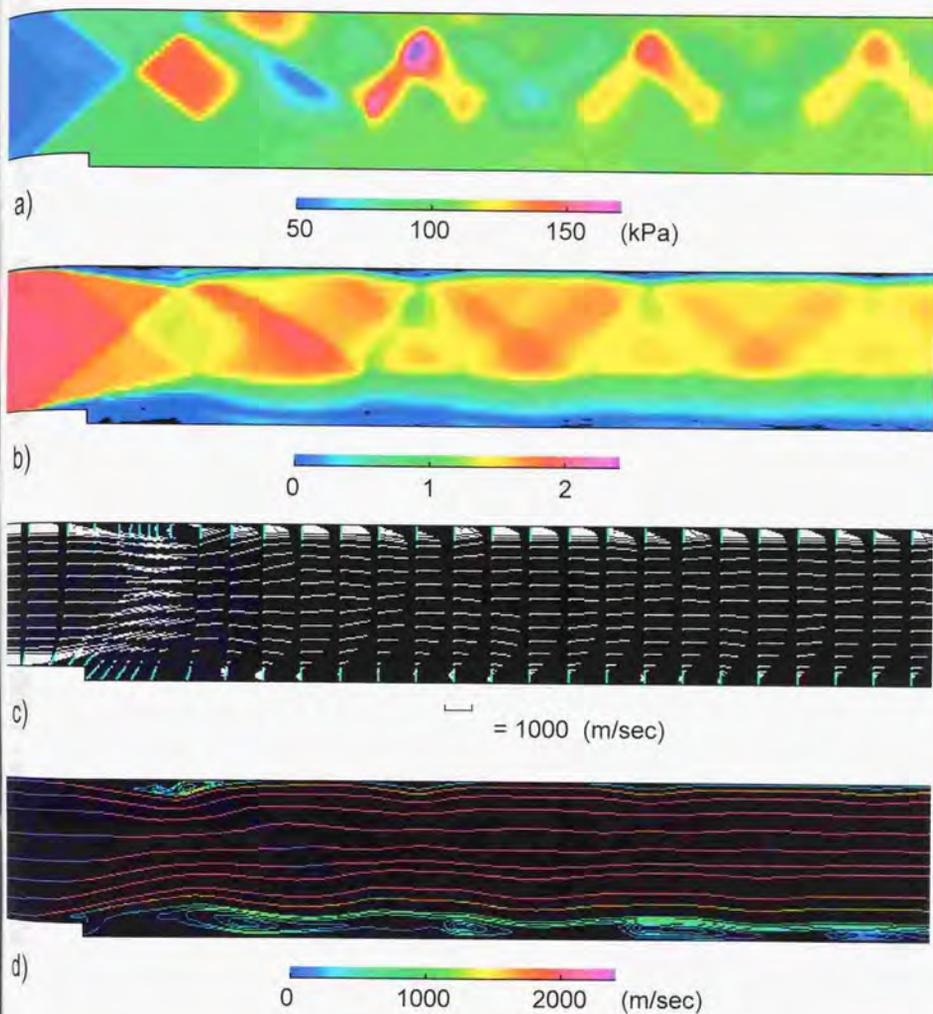


図26-1 数値計算により求められたa)静圧分布, b)マッハ数分布, c)速度ベクトル, およびd)流線
 (主流総温: 1800K, 当量比: 0.15, 燃焼器: Type I)

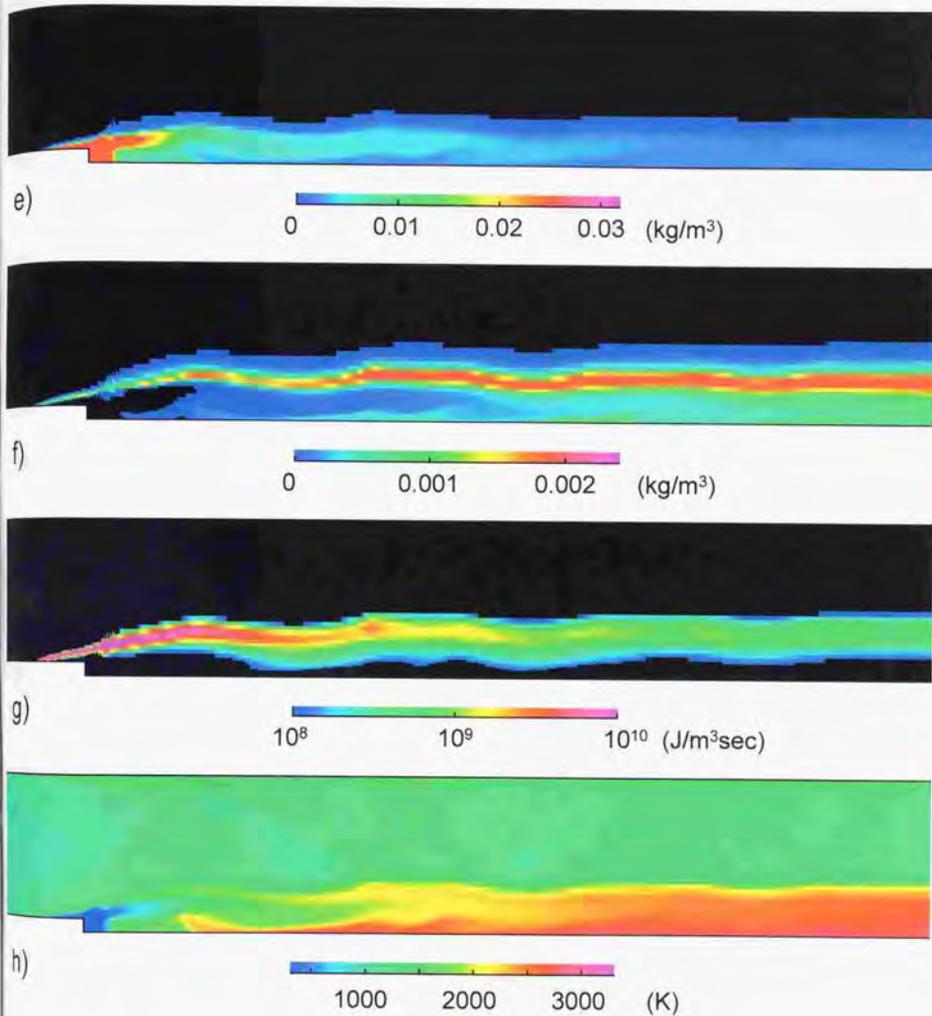


図26-2 数値計算により求められたe)燃料質量分布, f)OH質量分布, g)発熱量分布, およびh)温度分布
 (主流総温: 1800K, 当量比: 0.15, 燃焼器: Type I)

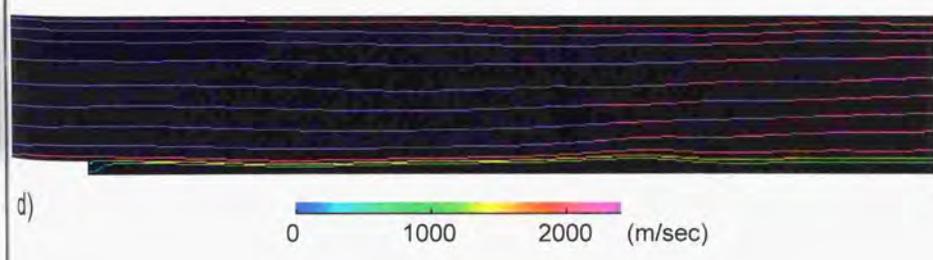
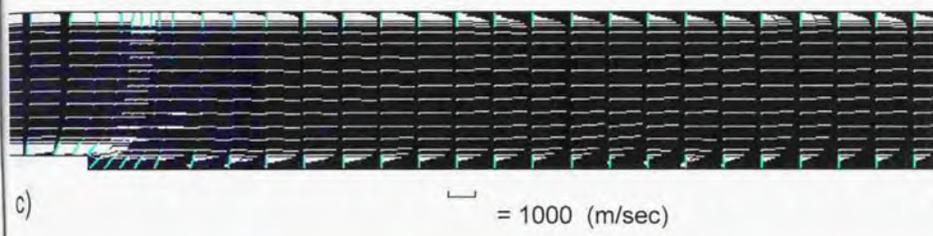
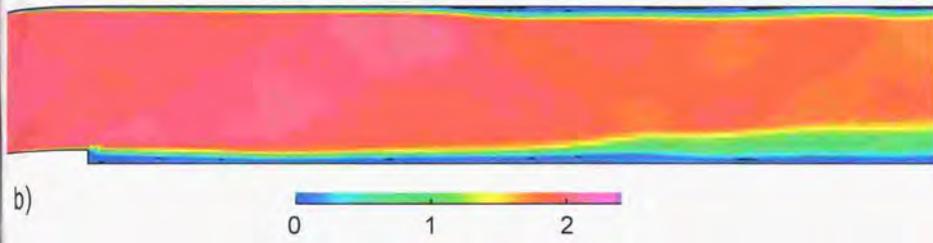
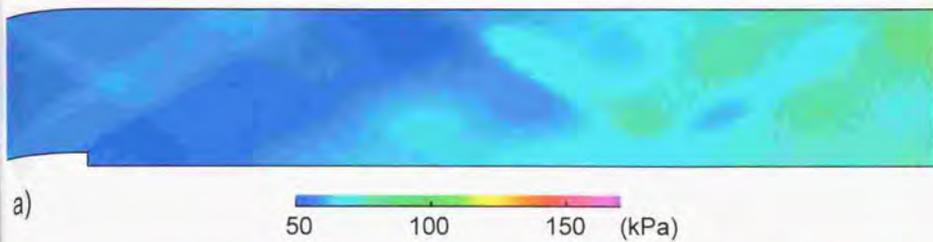


図27-1 数値計算により求められたa)静圧分布, b)マッハ数分布, c)速度ベクトル, およびd)流線
 (主流総温: 1800K, 当量比: 0.08, 燃焼器: Type I)

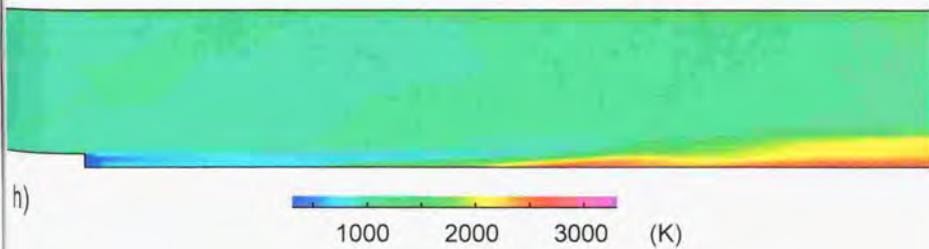
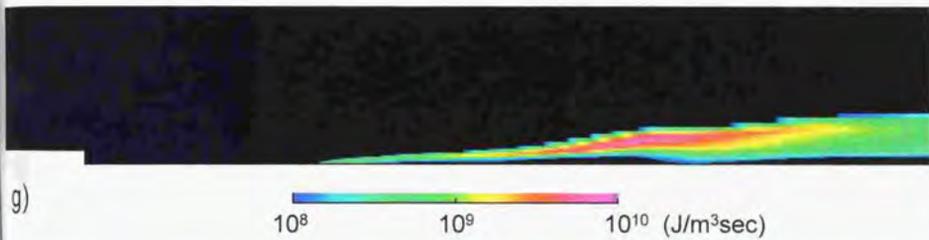
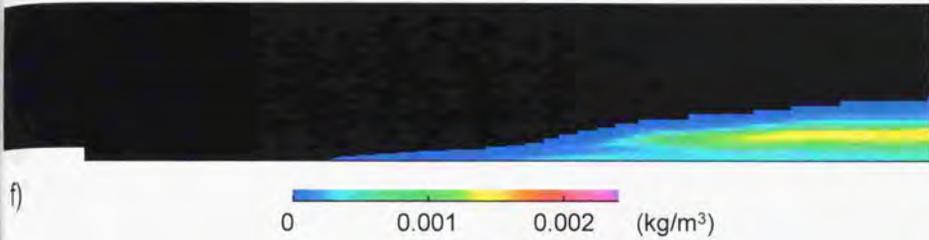
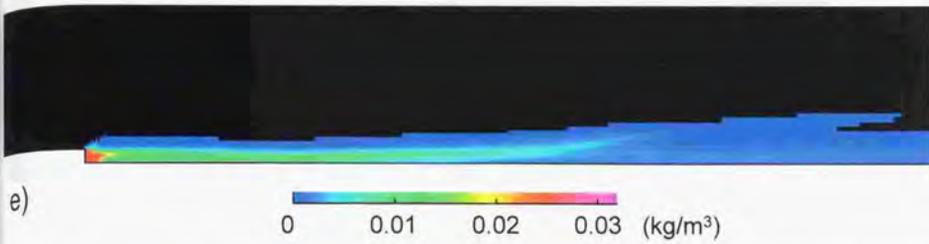
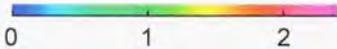


図27-2 数値計算により求められたe)燃料質量分布, f)OH質量分布, g)発熱量分布, およびh)温度分布
 (主流総温: 1800K, 当量比: 0.08, 燃焼器: Type I)



a)  50 100 150 (kPa)



b)  0 1 2



c)  = 1000 (m/sec)



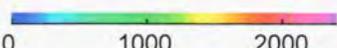
d)  0 1000 2000 (m/sec)

図28-1 数値計算により求められた反応を凍結した条件でのa)静圧分布, b)マッハ数分布,
c)速度ベクトル, およびd)流線
(主流総温:1800K, 当量比:0.15, 燃焼器:Type I)

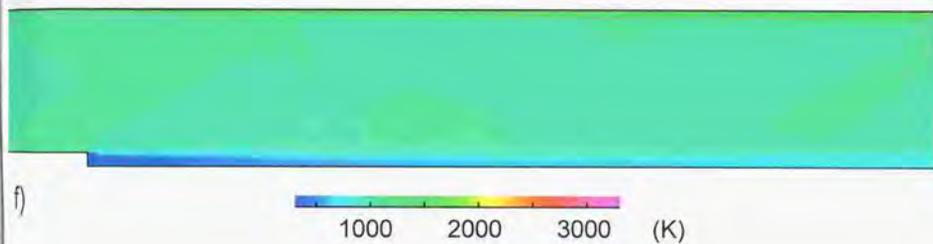
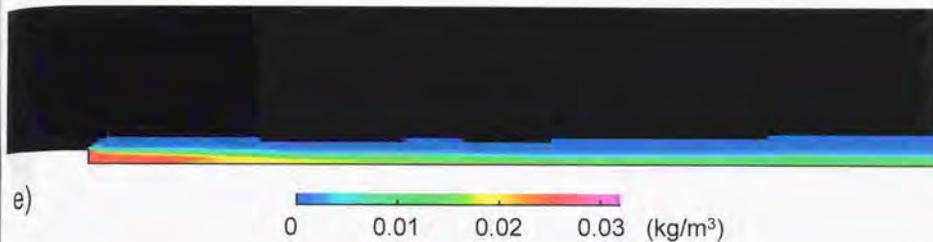


図28-2 数値計算により求められた反応を凍結した条件でのe)燃料質量分布, およびf)温度分布
(主流総温:1800K, 当量比:0.15, 燃焼器:Type I)

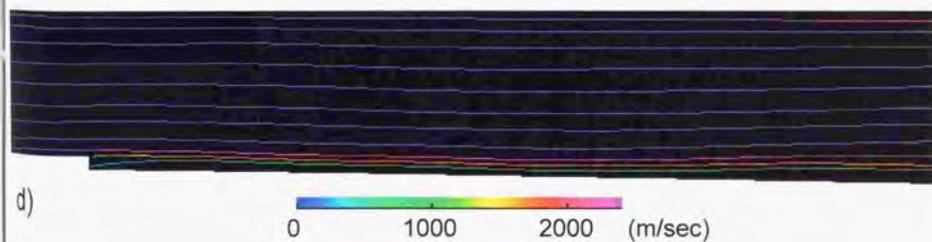
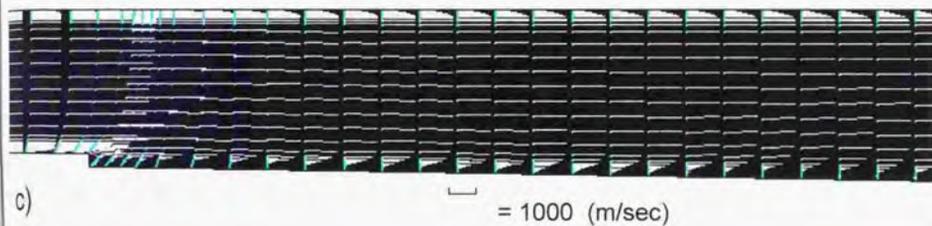
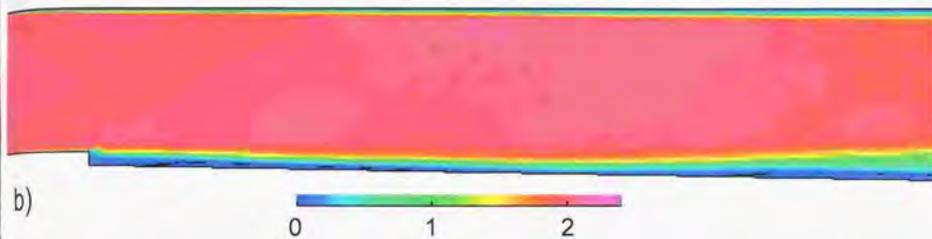
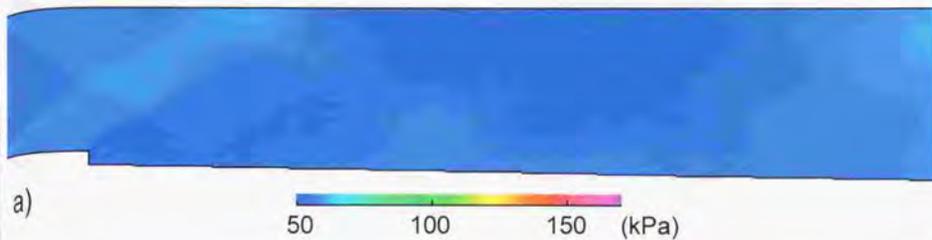


図29-1 数値計算により求められたa)静圧分布, b)マッハ数分布, c)速度ベクトル, およびd)流線
 (主流総温: 1800K, 当量比: 0.15, 燃焼器: Type II)

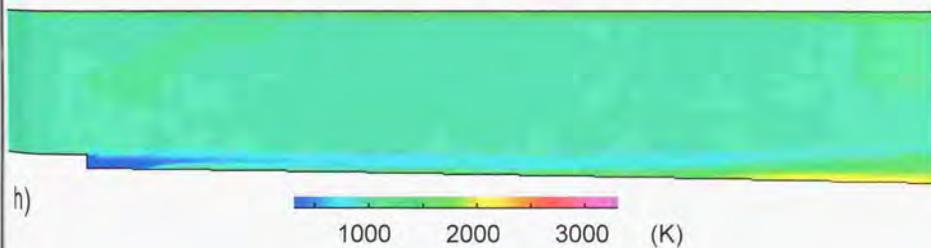
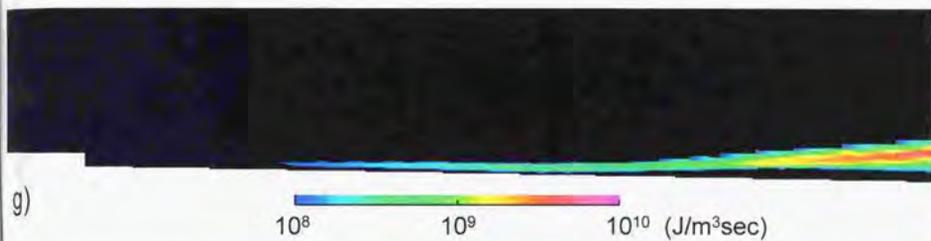
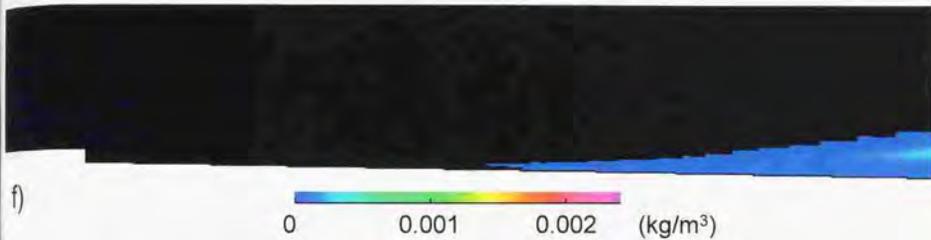
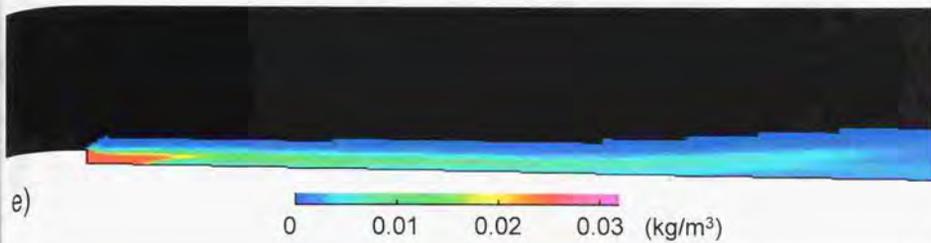


図29-2 数値計算により求められたe)燃料質量分布, f)OH質量分布, g)発熱量分布, およびh)温度分布
(主流総温: 1800K, 当量比: 0.15, 燃焼器: Type II)

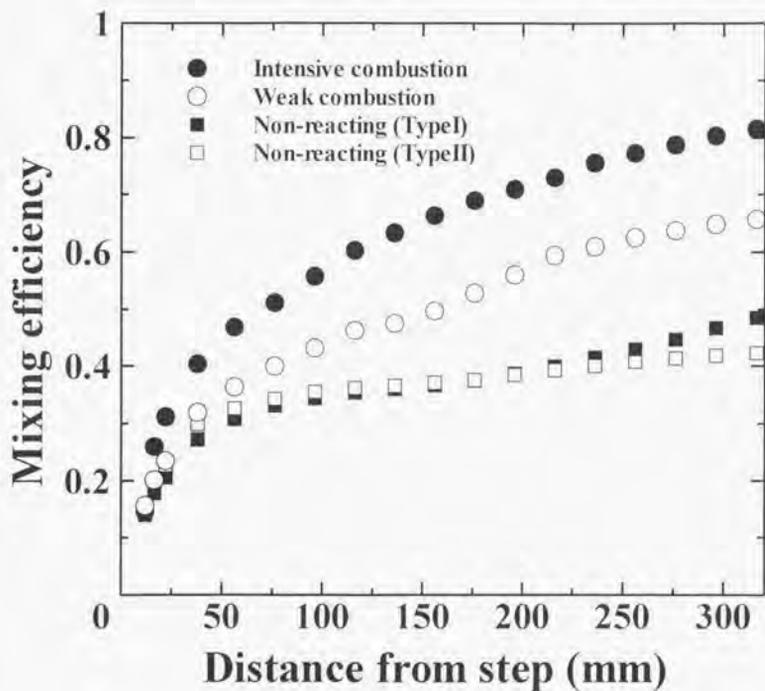


図30 数値計算により求められた非燃焼場および各燃焼モードにおける混合効率
 (主流条件: 1800K, 当量比: 0.15)

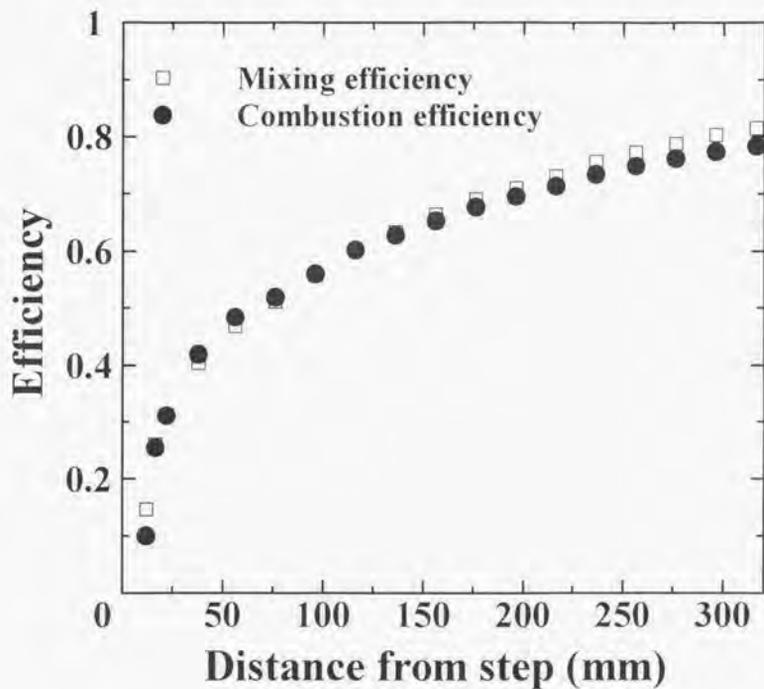


図31 数値計算により求められた強燃焼モードにおける混合効率と燃焼効率との比較
 (主流総温: 1800K, 当量比: 0.15, 燃焼器: Type I)

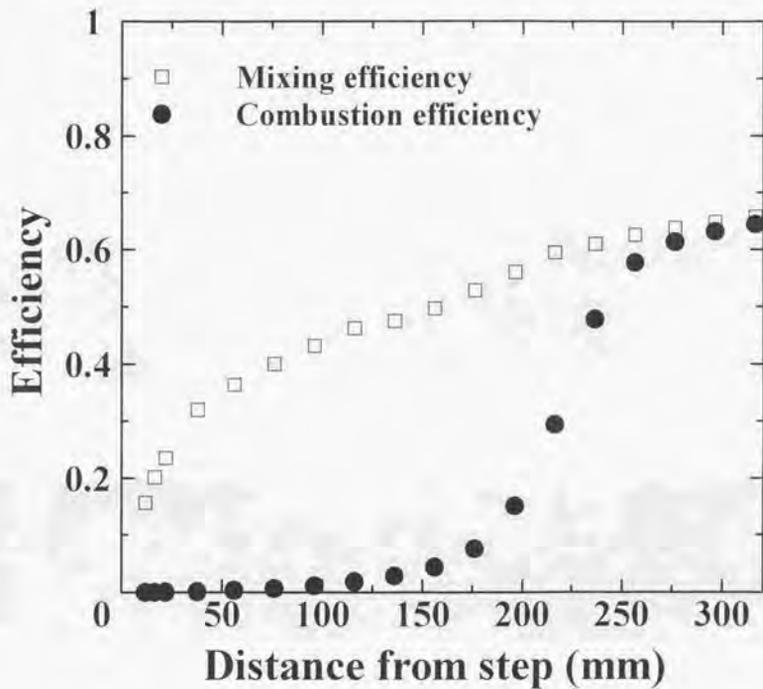


図32 数値計算により求められた弱燃焼モードにおける混合効率と燃焼効率との比較
 (主流総温: 1800K, 当量比: 0.15, 燃焼器: Type II)

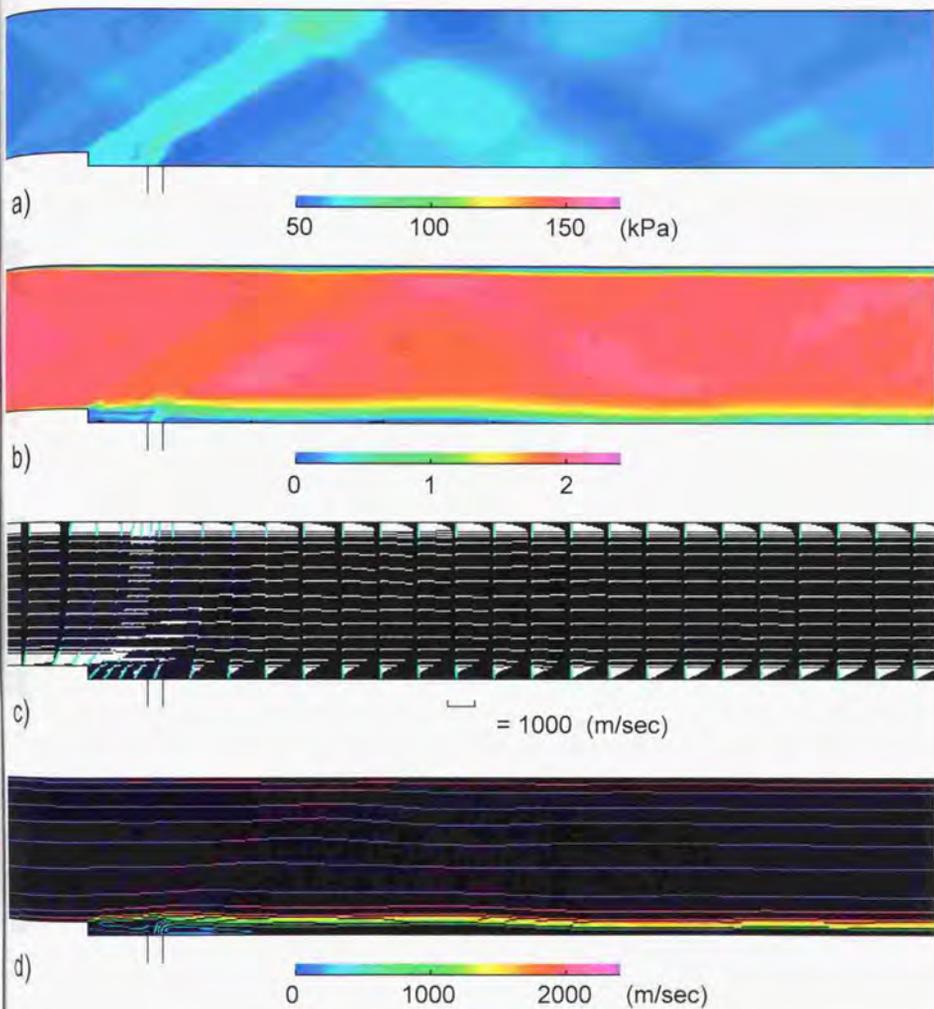


図33-1 数値計算により求められた反応を凍結した条件でのa)静圧分布, b)マッハ数分布, c)速度ベクトル, およびd)流線
 (主流総温: 1800K, 当量比: 0.10, 燃焼器: TypeⅢ)

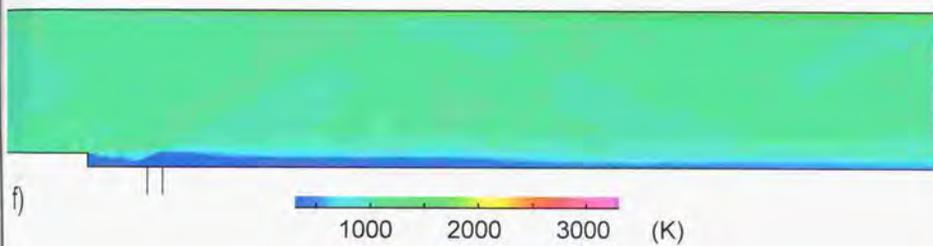
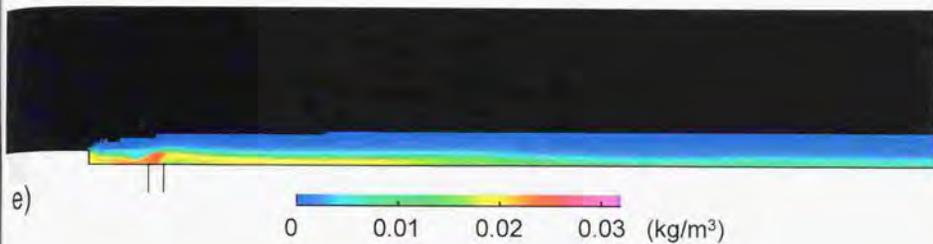


図33-2 数値計算により求められた反応を凍結した条件でのe)燃料質量分布, およびf)温度分布
 (主流総温: 1800K, 当量比: 0.10, 燃焼器: Type III)

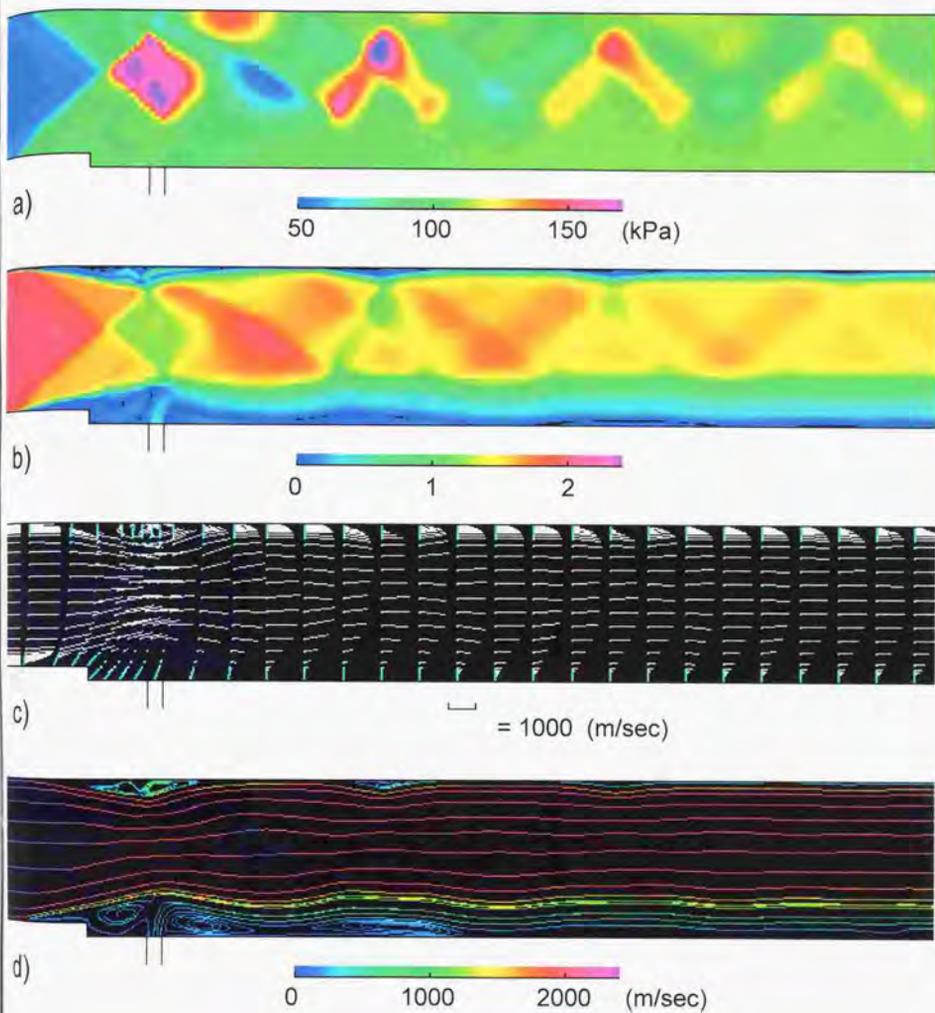


図34-1 数値計算により求められたa)静圧分布, b)マッハ数分布, c)速度ベクトル, およびd)流線
 (主流総温: 1800K, 当量比: 0.10, 燃焼器: Type III)

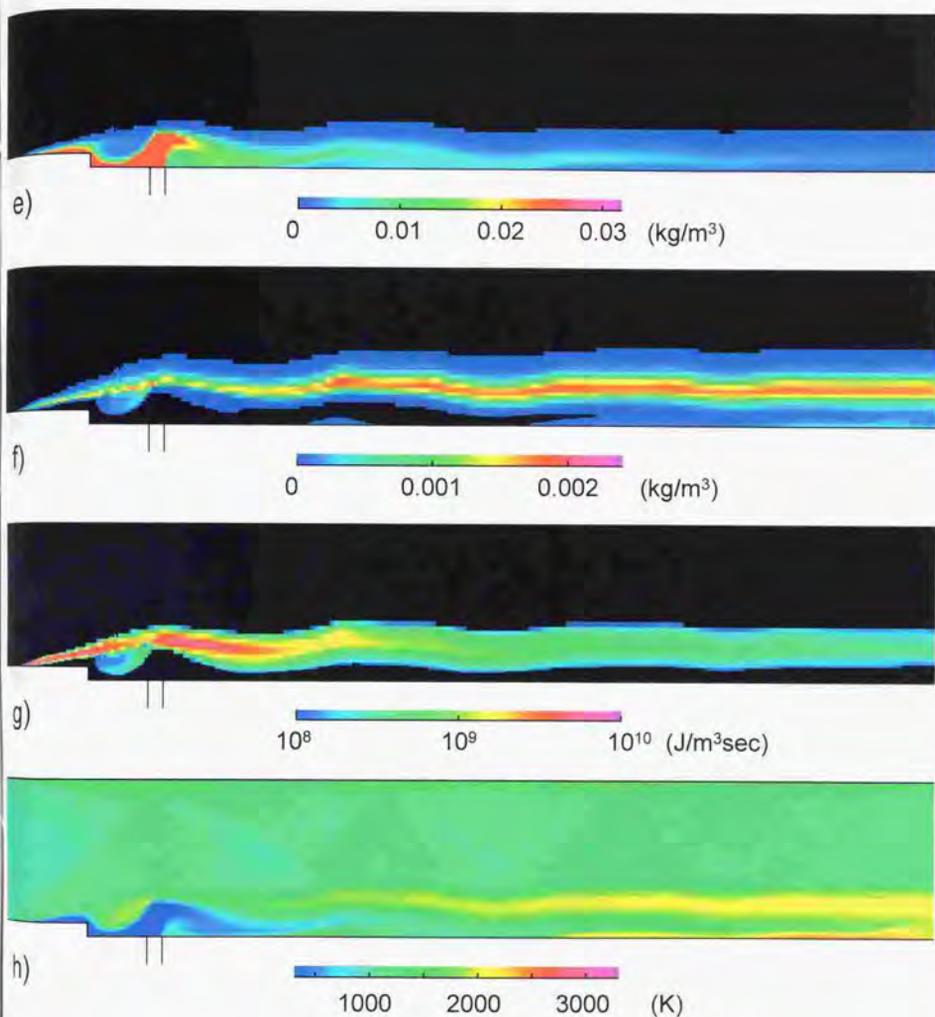


図34-2 数値計算により求められたe)燃料質量分布, f)OH質量分布, g)発熱量分布, およびh)温度分布
(主流総温:1800K, 当量比:0.10, 燃焼器:TypeⅢ)

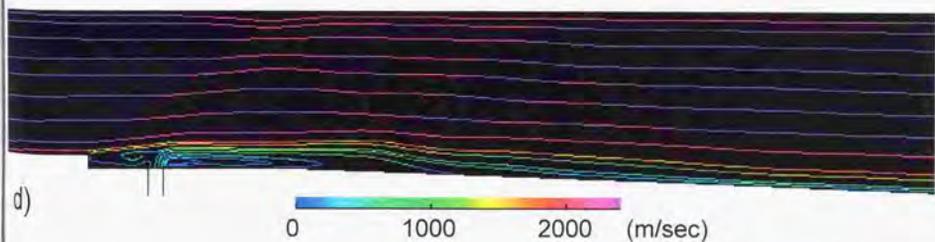
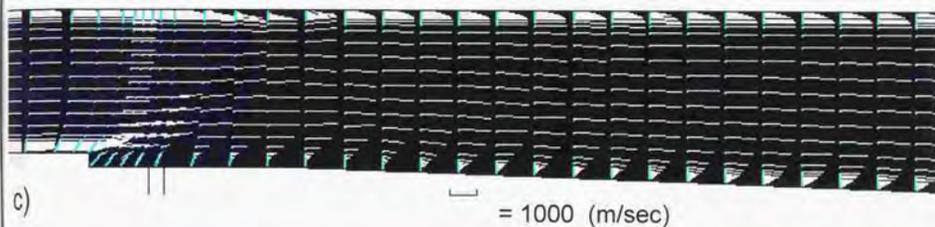
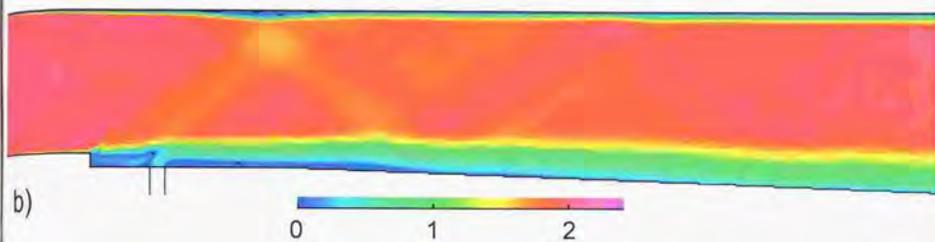
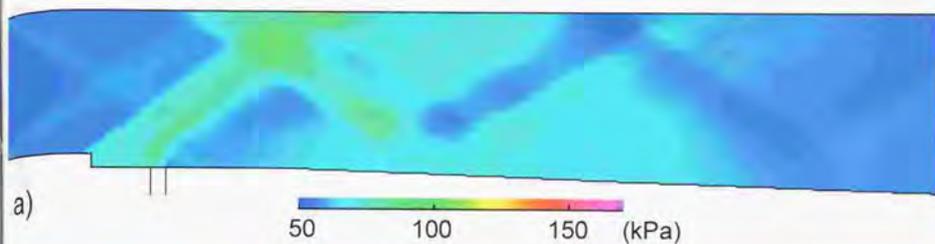


図35-1 数値計算により求められたa)静圧分布, b)マッハ数分布, c)速度ベクトル, およびd)流線
 (主流総温: 1800K, 当量比: 0.10, 燃焼器: Type V)

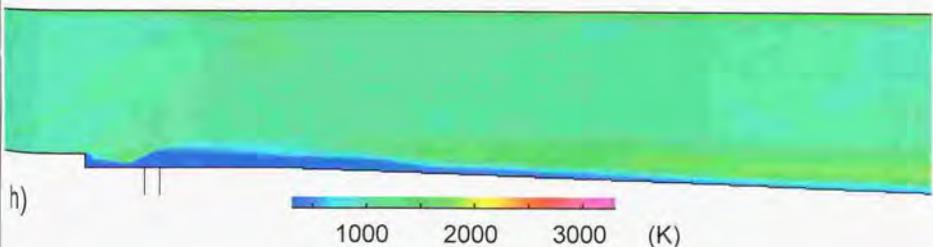
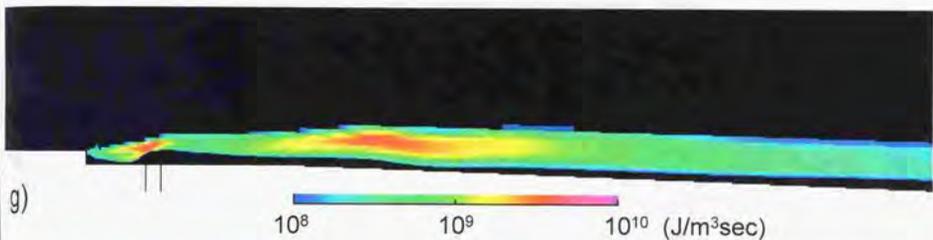
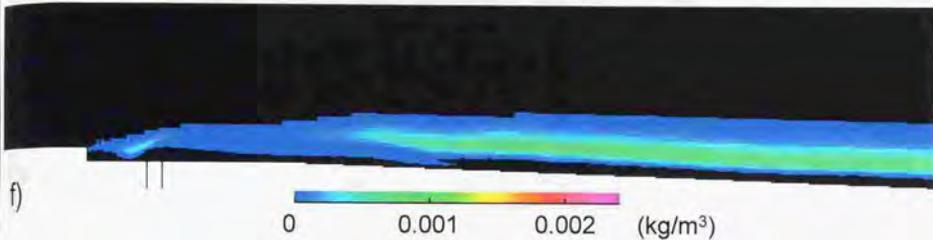
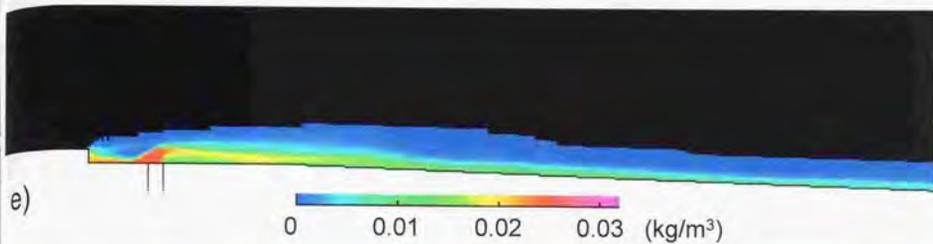


図35-2 数値計算により求められたe)燃料質量分布, f)OH質量分布, g)発熱量分布, およびh)温度分布
(主流総温:1800K, 当量比:0.10, 燃焼器:Type V)



a)



b)

図36 燃料噴射口出口におけるMie散乱光像 a)PSW到達直前 b)PSW到達直後
(主流総温:1800K, 当量比:0.10, 燃焼器:Type III)

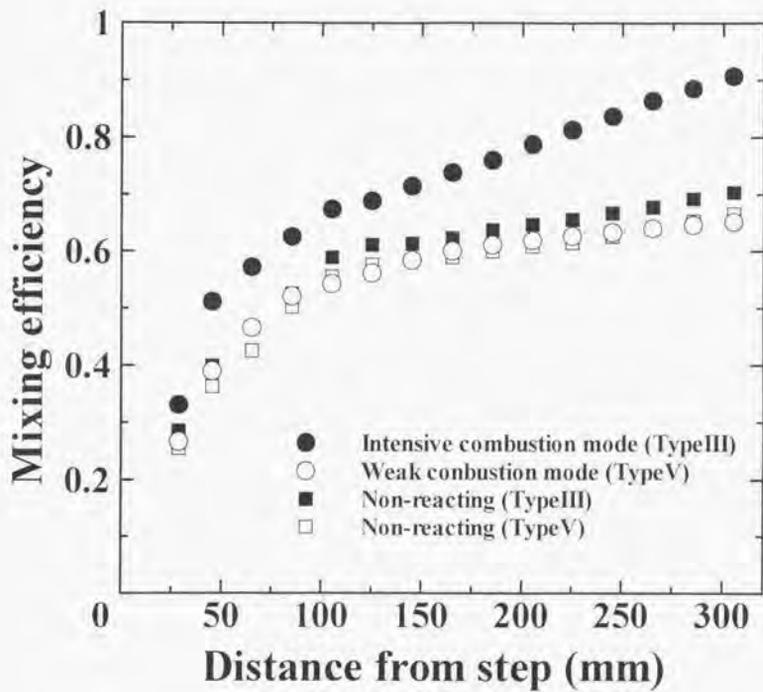


図37 数値計算により求められた非燃焼場、および各燃焼モードにおける混合効率
(主流総温: 1800K, 当量比: 0.10)

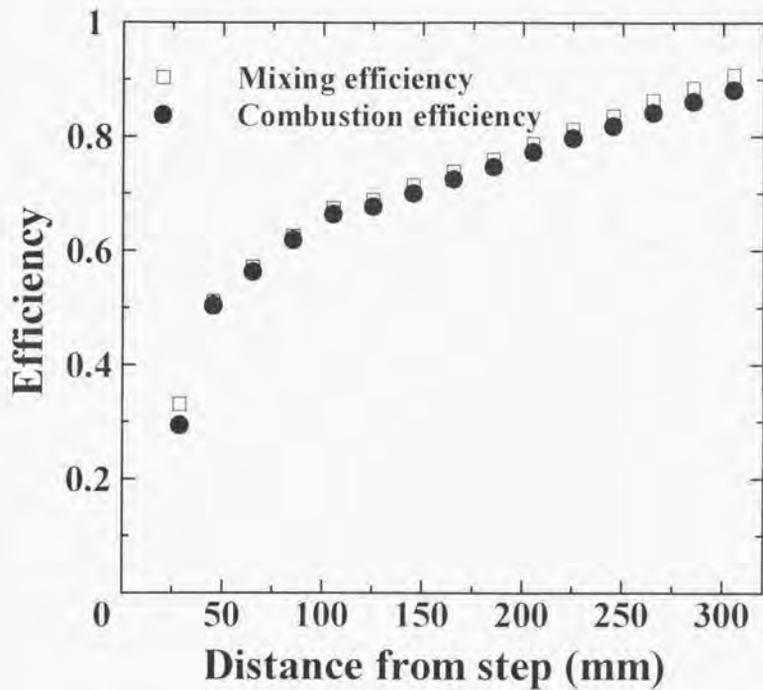


図38 数値計算により求められた強燃焼モードにおける混合効率と燃焼効率との比較
 (主流総温: 1800K, 当量比: 0.10, 燃焼器: Type III)

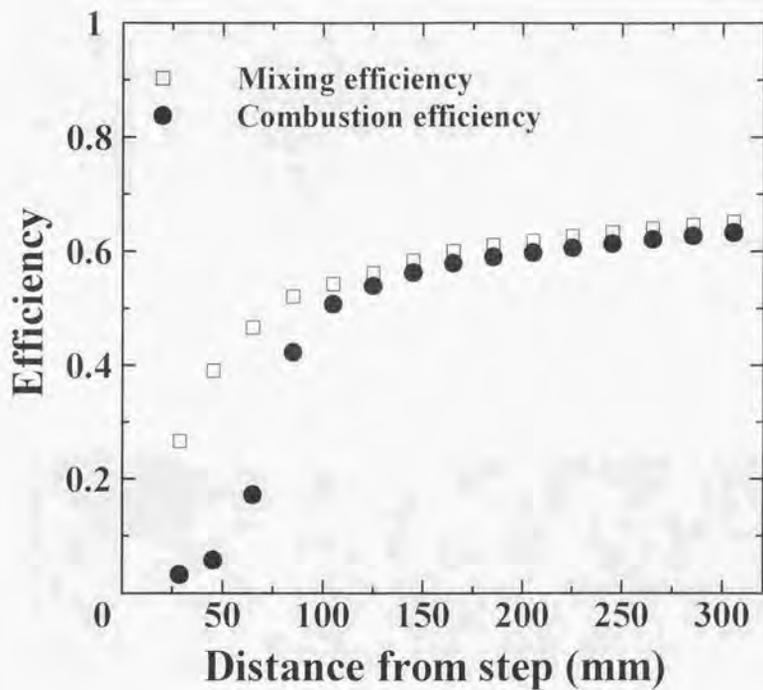


図39 数値計算により求められた弱燃焼モードにおける混合効率と燃焼効率との比較
 (主流総温: 1800K, 当量比: 0.10, 燃焼器: Type V)



a)



b)

図40 OH自発光像 a)燃焼器: TypeⅢ, b)燃焼器: TypeⅤ (主流総温: 1800K, 当量比: 0.10)

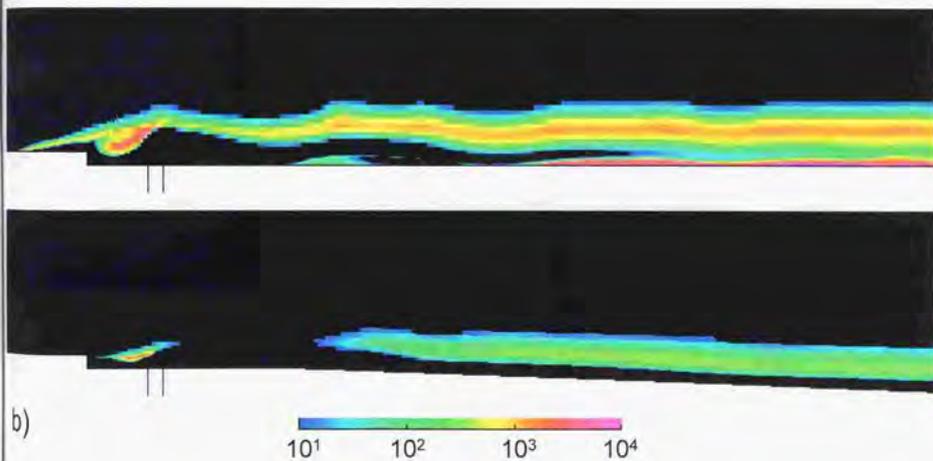
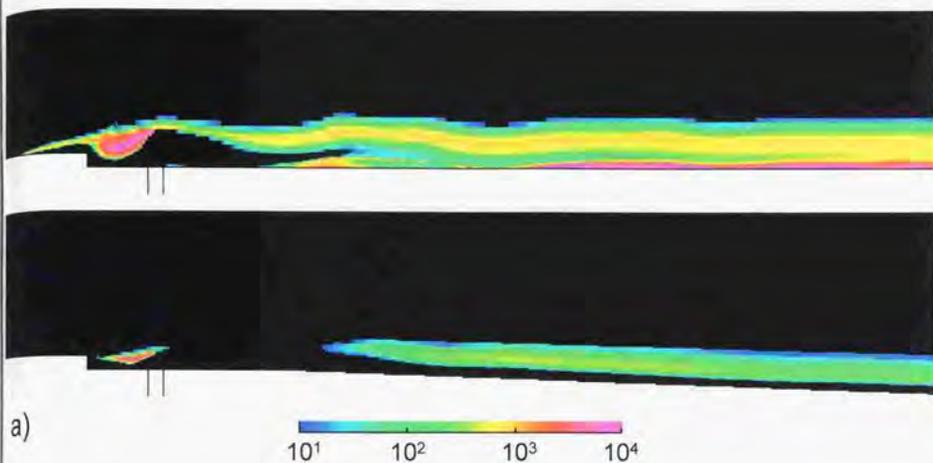


図41 数値計算により求められた強燃焼モードおよび弱燃焼モードにおけるダムケラ数分布
 主流総温: 1800K, 当量比: 0.10
 a) Da_1 で評価, 上: 強燃焼モード(燃焼器: Type III), 下: 弱燃焼モード(燃焼器: Type V)
 b) Da_2 で評価, 上: 強燃焼モード(燃焼器: Type III), 下: 弱燃焼モード(燃焼器: Type V)

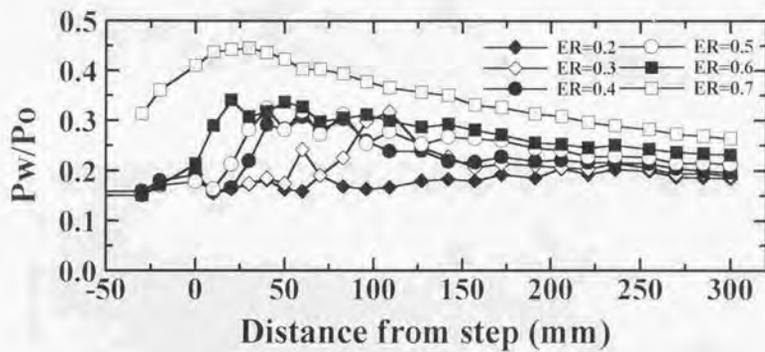
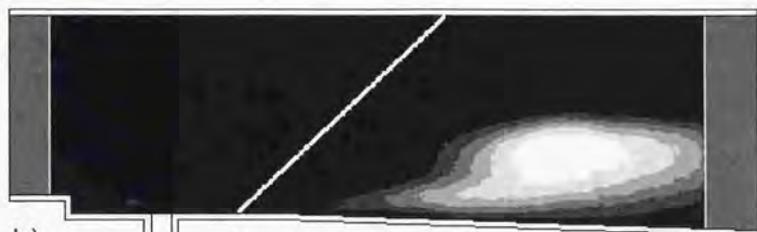


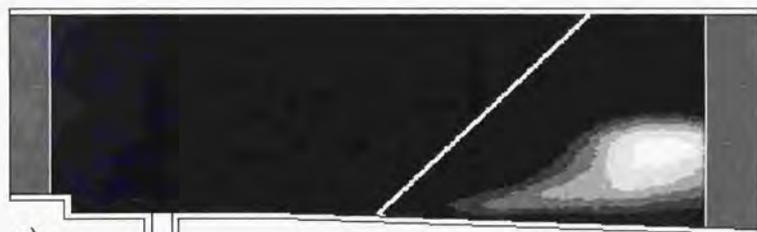
図42 当量比を変化させたときの代表的な瞬間壁面静圧分布(主流総温:2000K, 燃焼器:Type V)



a)



b)

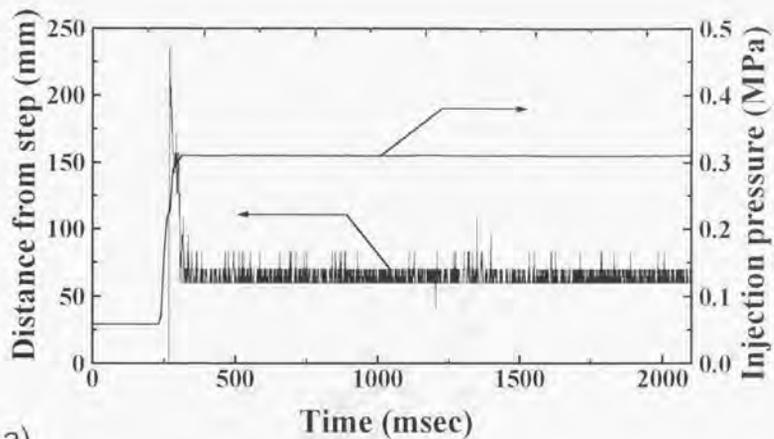


c)

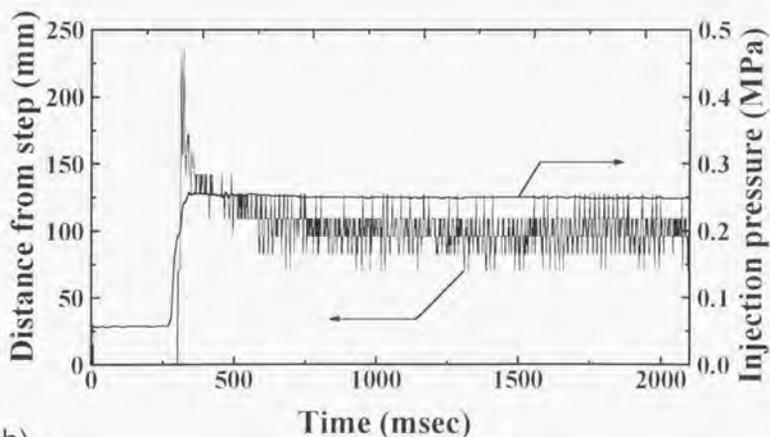


d)

図43 OH自発光像と壁面静圧分布より推定されるPSWの位置 a) 当量比:0.35, b)c) 当量比:0.25, d)当量比:0.10 (主流総温:1800K, 燃焼器:Type V)

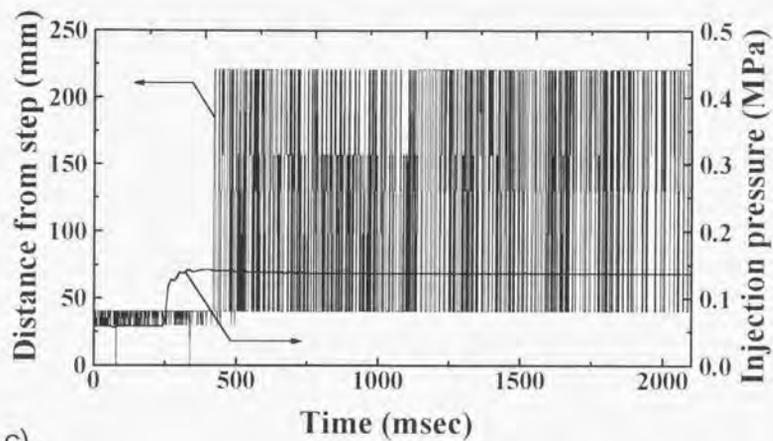


a)



b)

図44-1 壁面静圧分布におけるピークの位置および燃料噴射圧の履歴
 a) 当量比0.35, b) 当量比0.25 (主流総温: 1800K, 燃焼器: Type V)



c)

図44-2 壁面静圧分布におけるピークの位置および燃料噴射圧の履歴
 c) 当量比0.10 (主流総温: 1800K, 燃焼器: Type V)

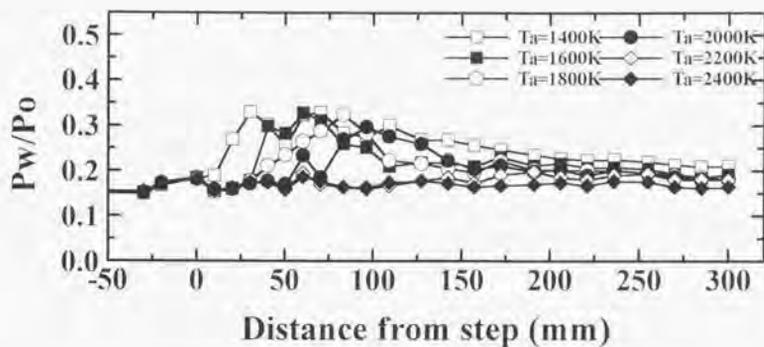


図45 主流総温を変化させたときの典型的な瞬間壁面静圧分布
(当量比: 0.30, 燃焼器 Type III)

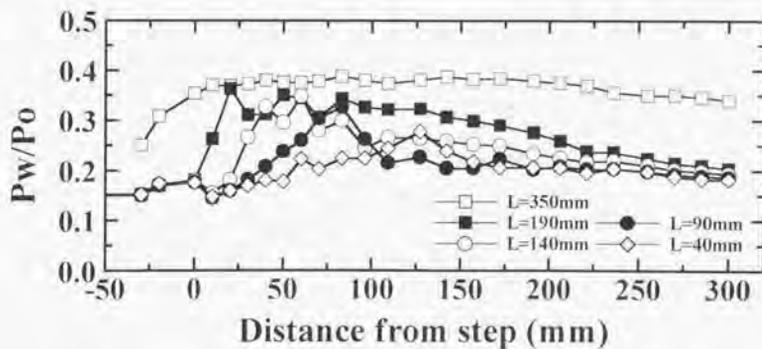


図46 燃焼器定断面部分長さを変化させたときの典型的な瞬間壁面静圧分布
(主流総温: 2000K, 当量比: 0.30)

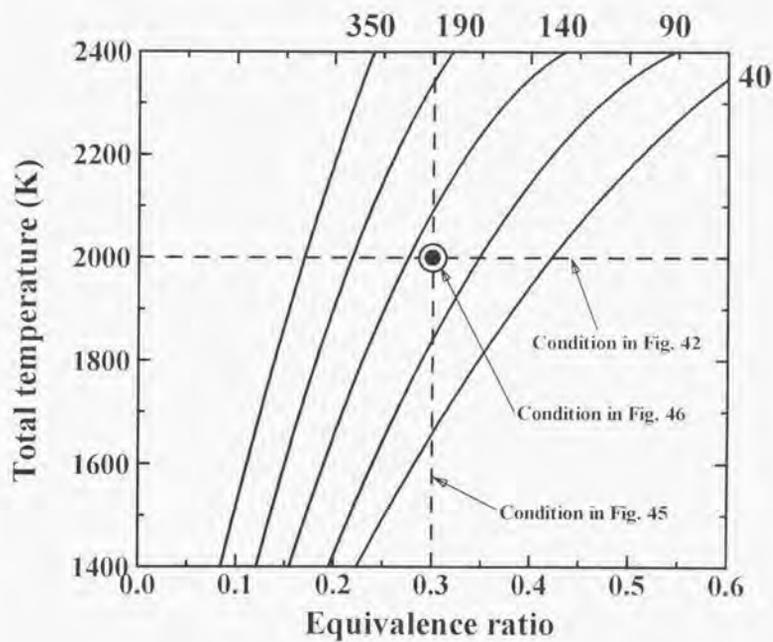


図47 燃焼器流路形状を変化させたときの最適作動線図
 (各線の右肩の数字は燃焼器定断面部分長さ[mm]を示す)

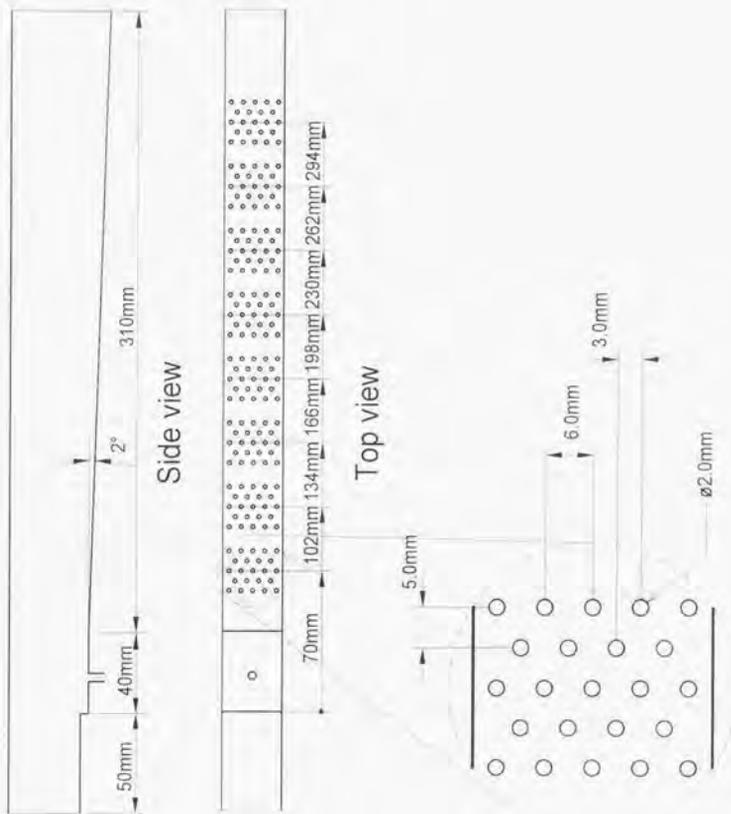
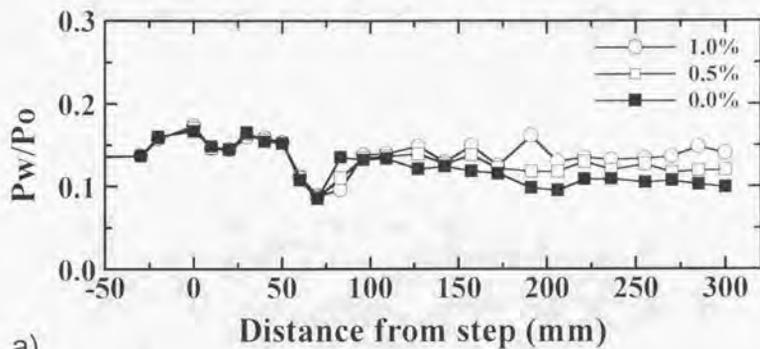
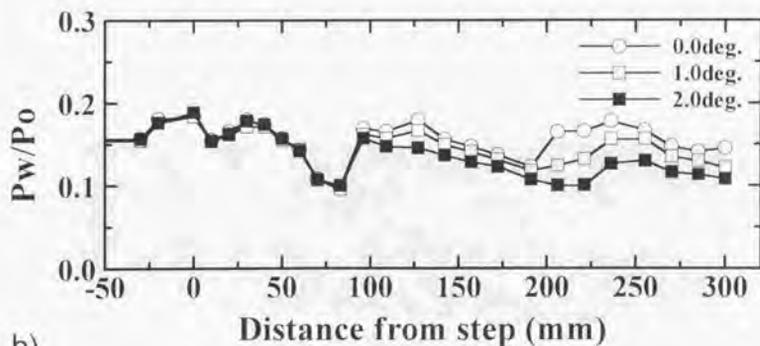


図48 二次空気噴射器付き燃焼器の詳細

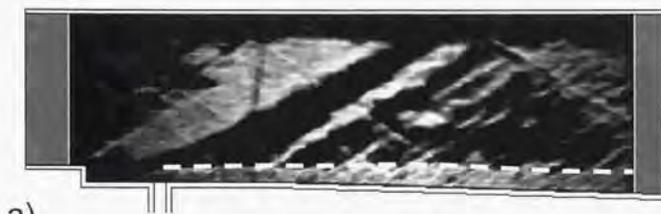


a)

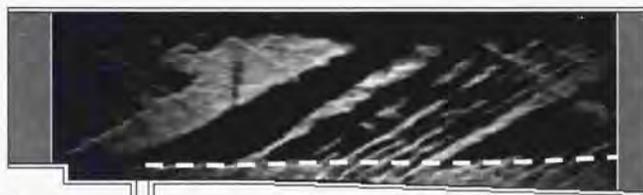


b)

図49 二次空気噴射を行なったときの壁面静圧分布の変化と燃焼器拡大角を変えたときの壁面静圧分布の変化の比較 a)二次空気噴射を行なったとき b)燃焼器拡大角を変えたとき



a)



b)



c)

図50 二次空気噴射を行なったときの壁面境界層の様子 a)二次空気噴射を行なわない場合のシュリーレン像, b)二次空気噴射を行なった場合のシュリーレン像, c)二次空気噴射を行なった場合のMie散乱光像 (各噴射器から主流モル流量の0.5%を噴射)

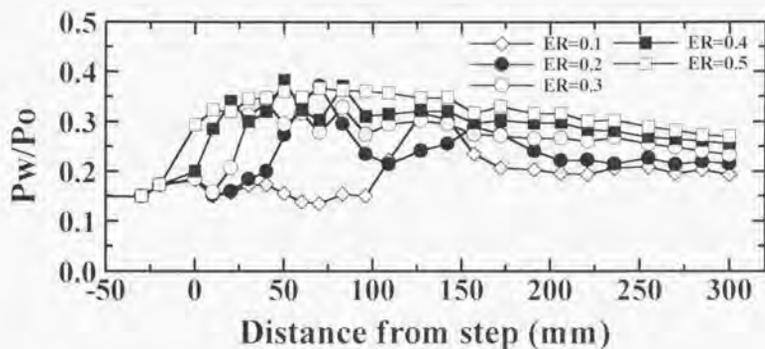


図51 当量比を変化させたときの典型的な瞬間壁面静圧分布
 (主流総温: 2000K, 各噴射器から主流空気モル流量の0.5%を噴射)

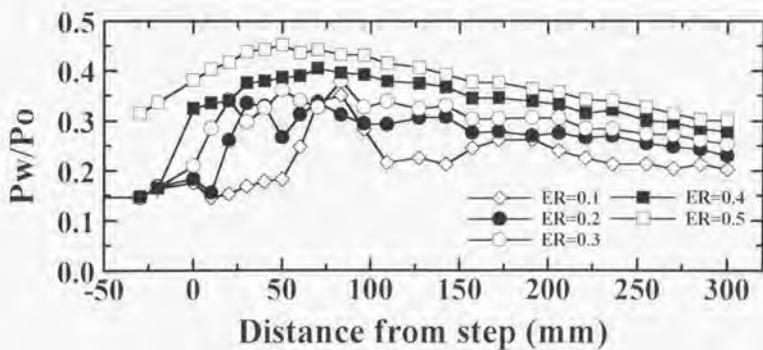


図52 当量比を変化させたときの典型的な瞬間壁面静圧分布
 (主流総温: 2000K, 各噴射器から主流空気モル流量の1.0%を噴射)

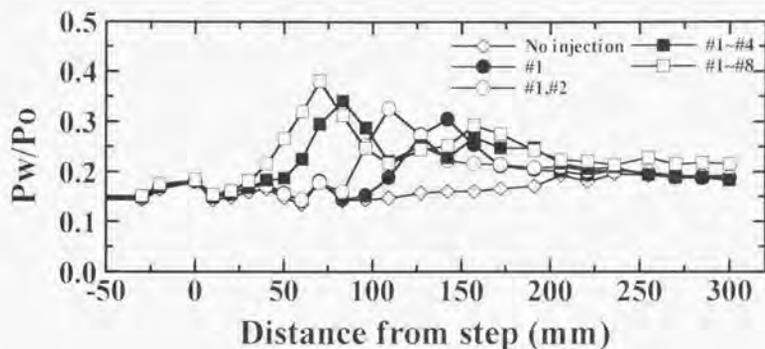


図53 空気噴射パターンを変化させたときの典型的な瞬間壁面静圧分布
(主流総温: 2000K, 当量比: 0.20, 各噴射器から主流空気モル流量の0.5%を噴射)

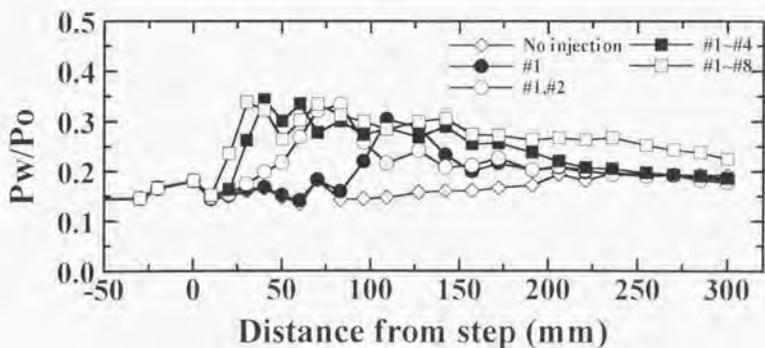


図54 空気噴射パターンを変化させたときの典型的な瞬間壁面静圧分布
(主流総温: 2000K, 当量比: 0.20, 各噴射器から主流空気モル流量の1.0%を噴射)

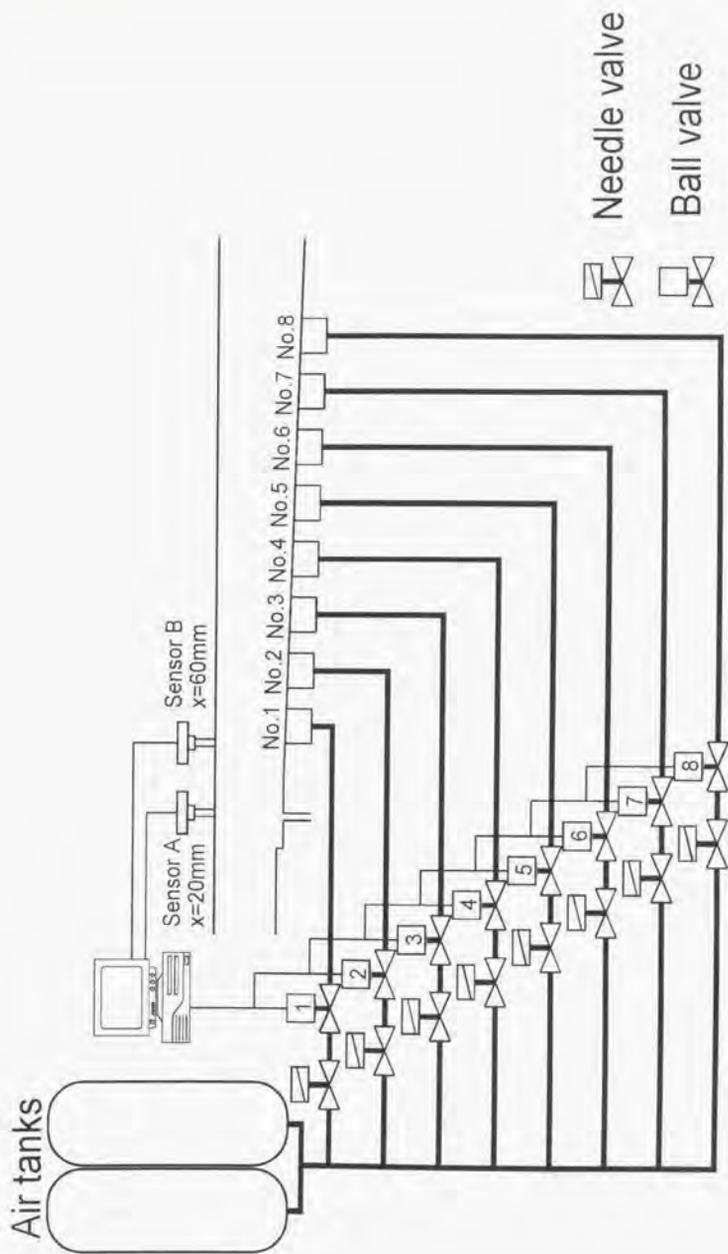


图55 二次空噴射システム概略図 (Sequence1)

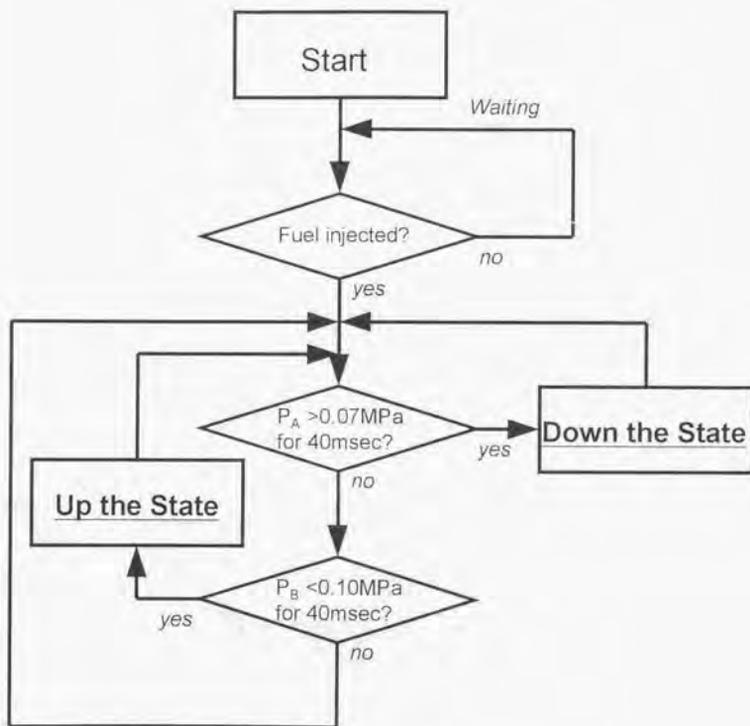
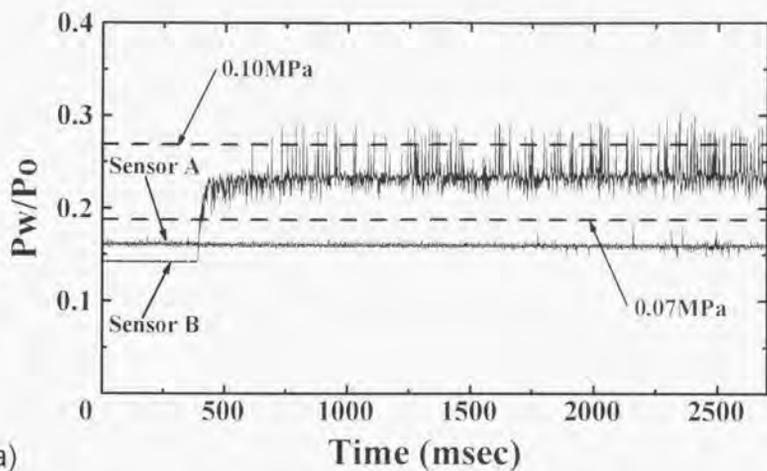
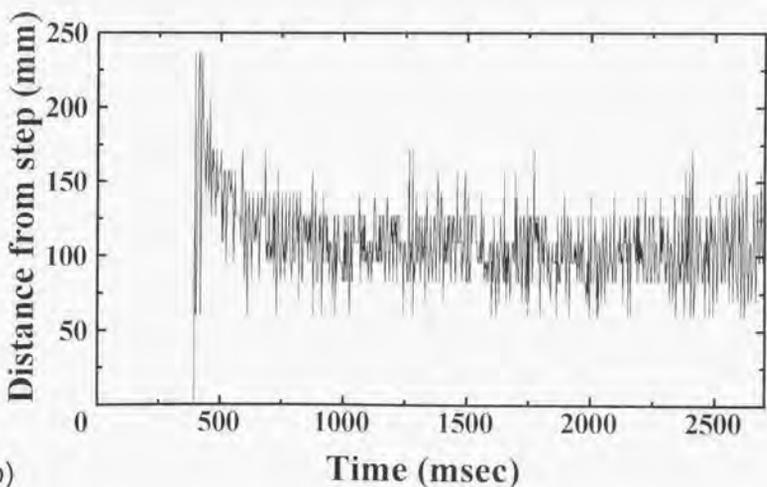


図56 本研究で用いた制御アルゴリズムのフローチャート

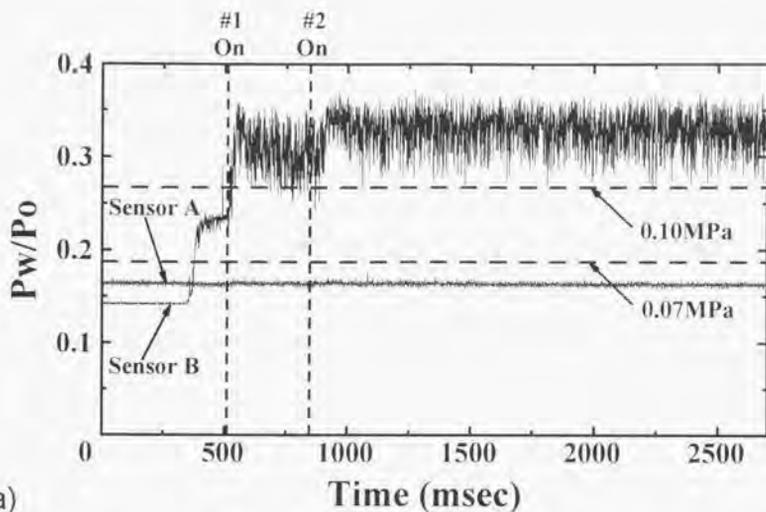


a)

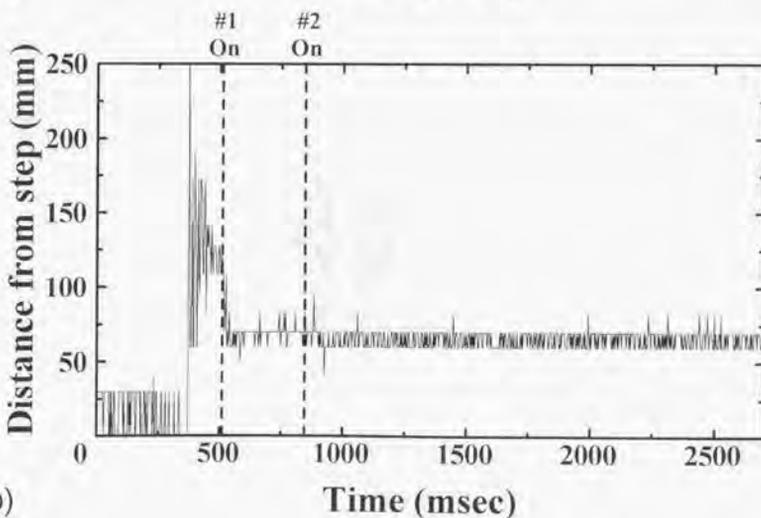


b)

図57 二次空気噴射による制御を行なわなかった場合のa)センサAおよびセンサBにおける静圧値の履歴とb)壁面静圧分布ピーク位置の履歴 (主流総温: 2000K, 当量比: 0.30)

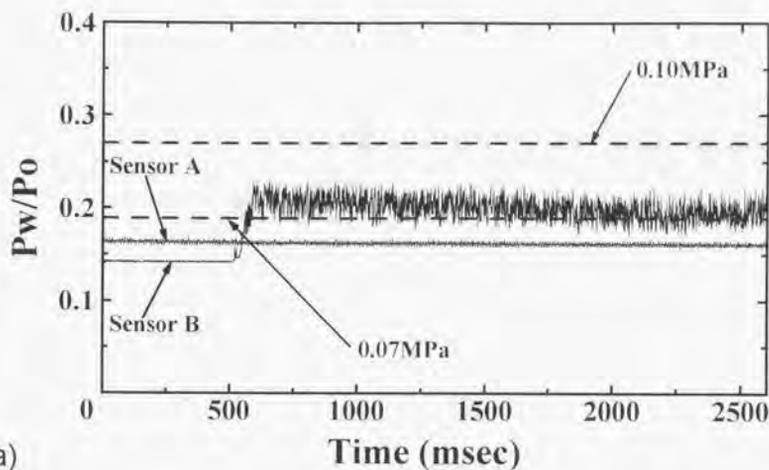


a)

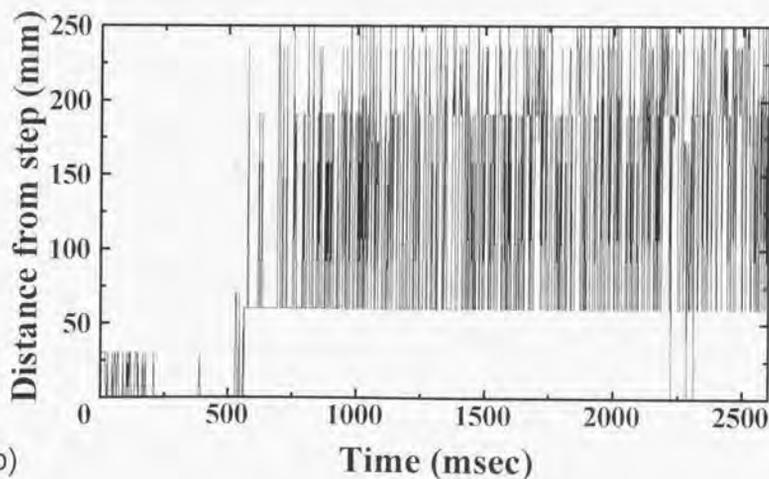


b)

図58 Sequence1による制御を行なった場合のa)センサAおよびセンサBにおいての静圧値の履歴とb)壁面静圧分布ピーク位置の履歴
(主流総温: 2000K, 当量比: 0.30, 各ボールバルブの空気流量: 主流モル流量の0.5%)

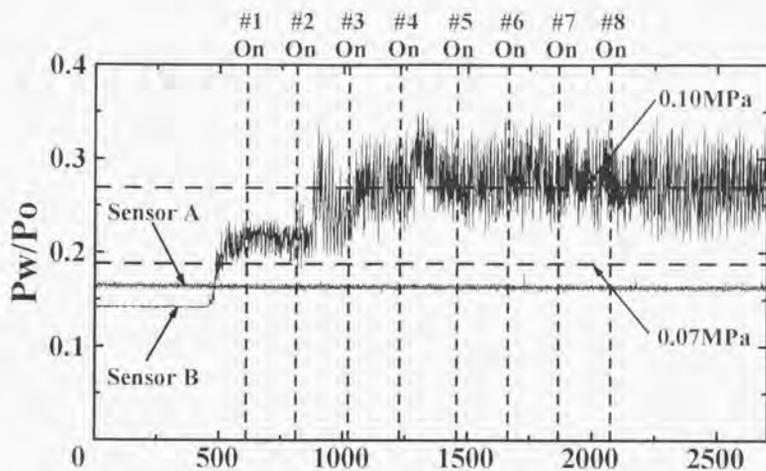


a)

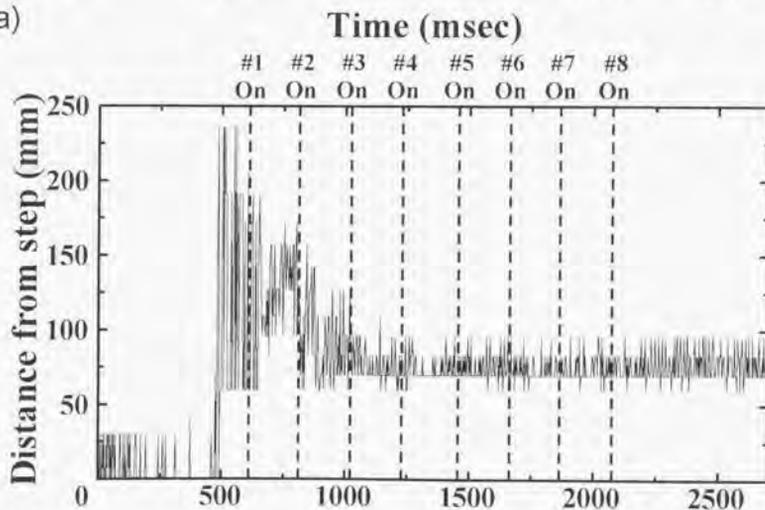


b)

図59 二次空気噴射による制御を行なわなかった場合のa)センサAおよびセンサBにおける静圧値の履歴とb)壁面静圧分布ピーク位置の履歴 (主流総温: 2200K, 当量比: 0.30)



a)



b)

図60 Sequence1による制御を行なった場合のa)センサAおよびセンサBにおける静圧値の履歴とb)壁面静圧分布ピーク位置の履歴
(主流総温:2200K, 当量比:0.30, 各ボールバルブの空気流量:主流モル流量の0.5%)

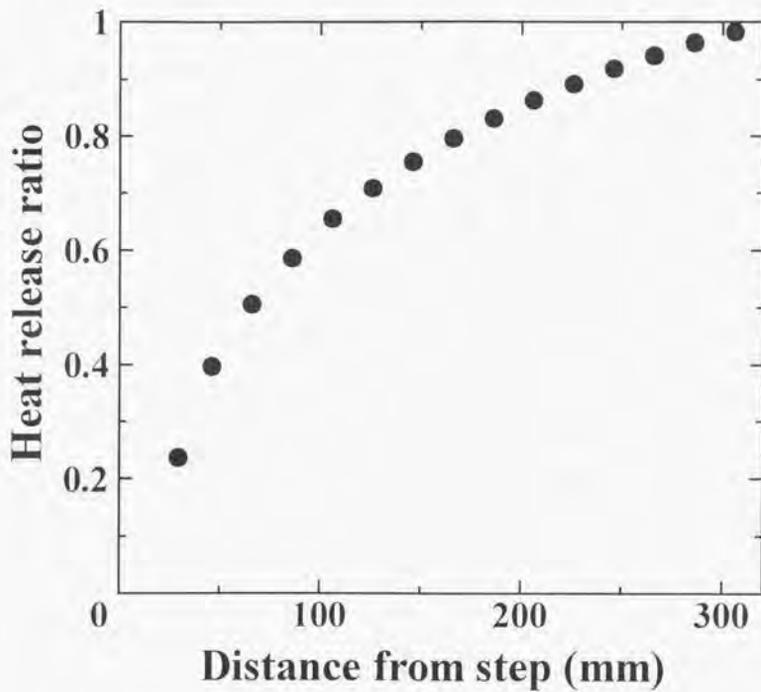


図61 数値計算により求められた発熱割合(主流総温: 1800K, 当量比0.10, 燃焼器: TypeⅢ)

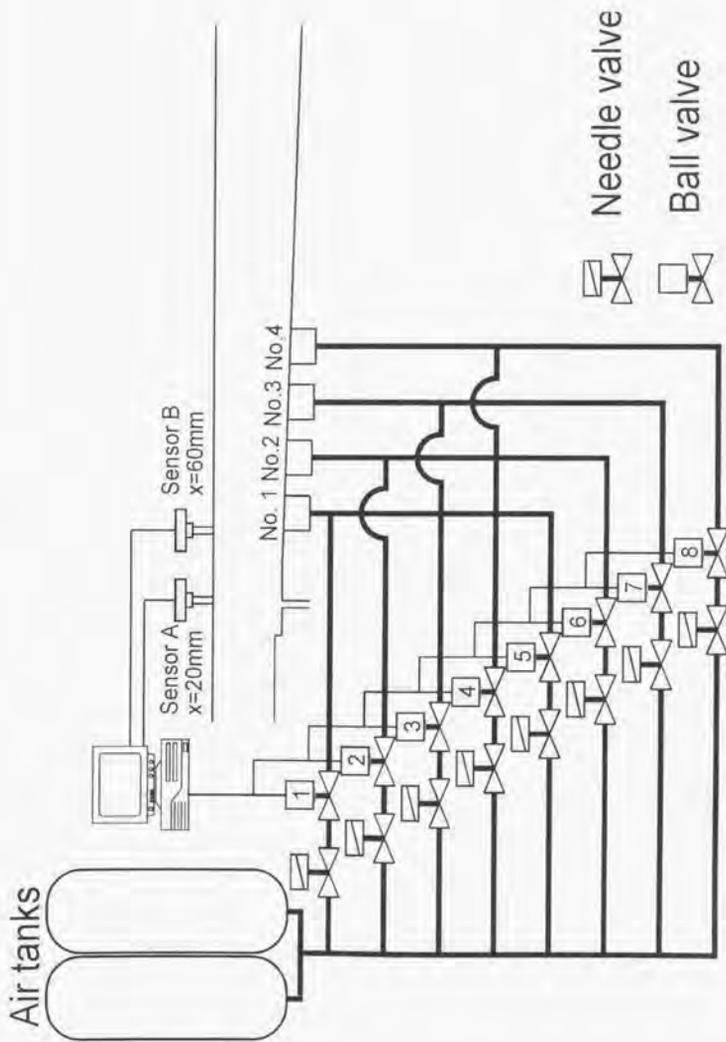
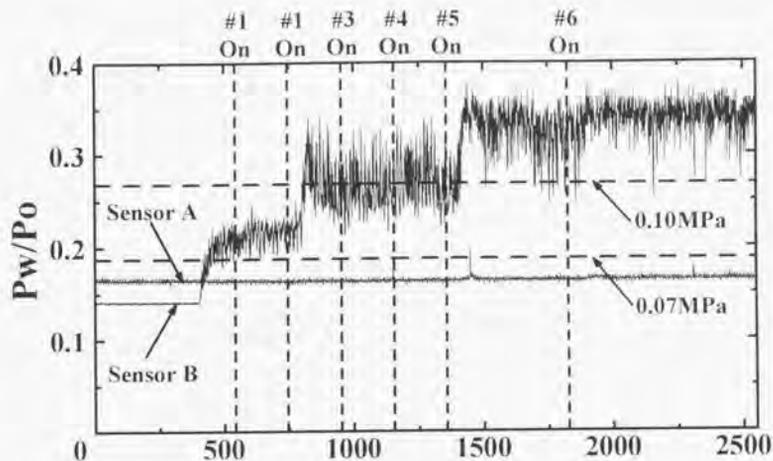
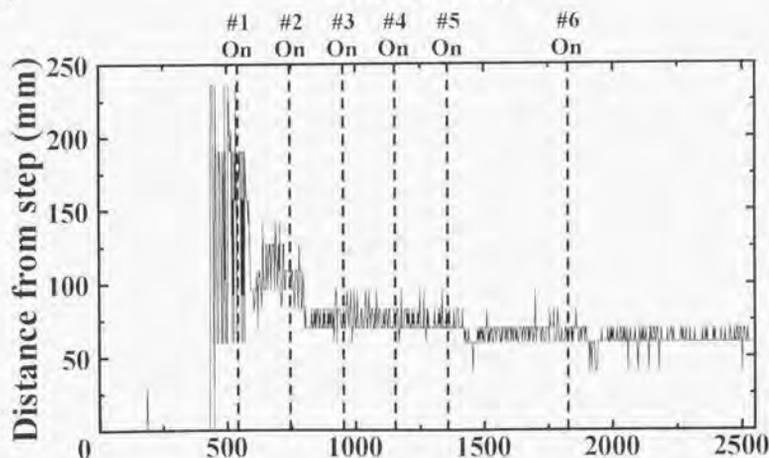


図62 二次空気噴射システム概略図 (Sequence2)



a)



b)

図63 Sequence2による制御を行なった場合のa)センサAおよびセンサBにおける静圧値の履歴とb)壁面静圧分布ピーク位置の履歴
 (主流総温: 2200K, 当量比: 0.30, 各ボールバルブの空気流量: 主流モル流量の0.5%)

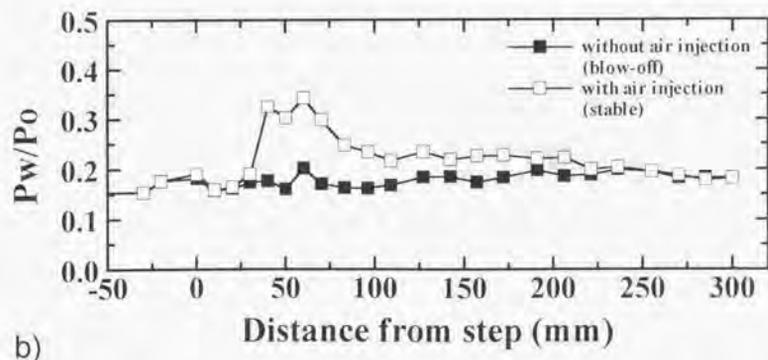
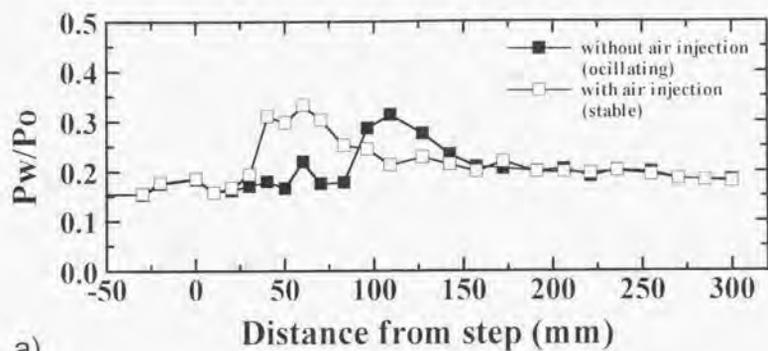
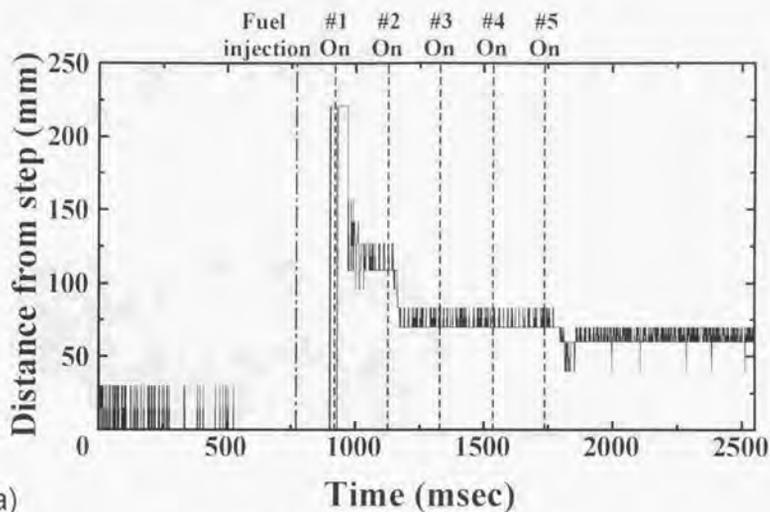
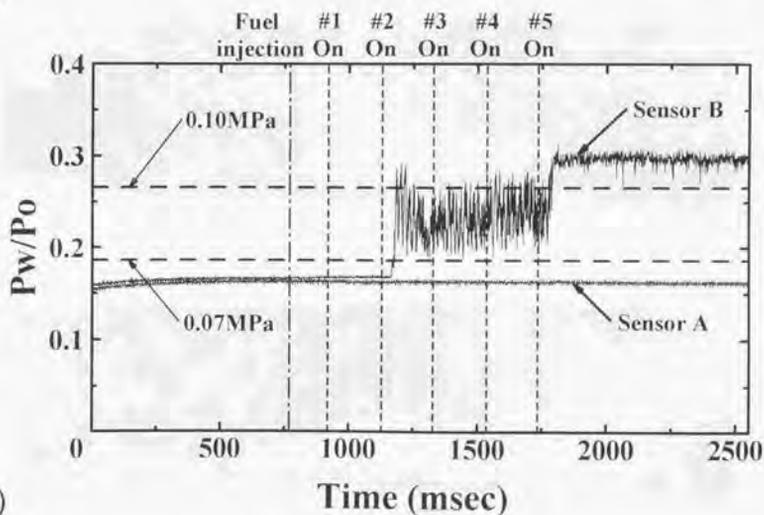


図64 二次空気噴射制御を行なった場合と行なわなかった場合での典型的な瞬間壁面静圧分布の比較 a)主流総温:2000K, 当量比:0.30 b)主流総温:2200K, 当量比:0.30
(制御アルゴリズム: Sequence2, 各ボールバルブの空気流量: 主流モル流量の0.5%)



a)

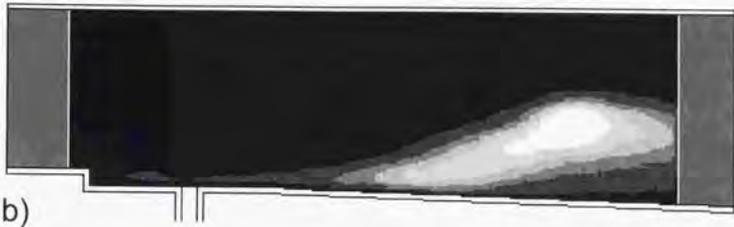


b)

図65-1 a)センサAおよびセンサBにおける静圧値の履歴とb)壁面静圧分布ピーク位置の履歴
(主流総温: 1800K, 当量比: 0.10, 制御アルゴリズム: Sequence2, 各ボールバルブの空気流量: 主流モル流量の1.0%)



a)



b)



c)



d)

図65-2 OH自発光像の履歴 a)時刻833sec, b)時刻1033sec, c)時刻1500sec, d)時刻2000sec
 (主流総温:1800K, 当量比:0.10, 制御アルゴリズム:Sequence2, 各ボールバルブの空気流量:
 主流モル流量の1.0%)

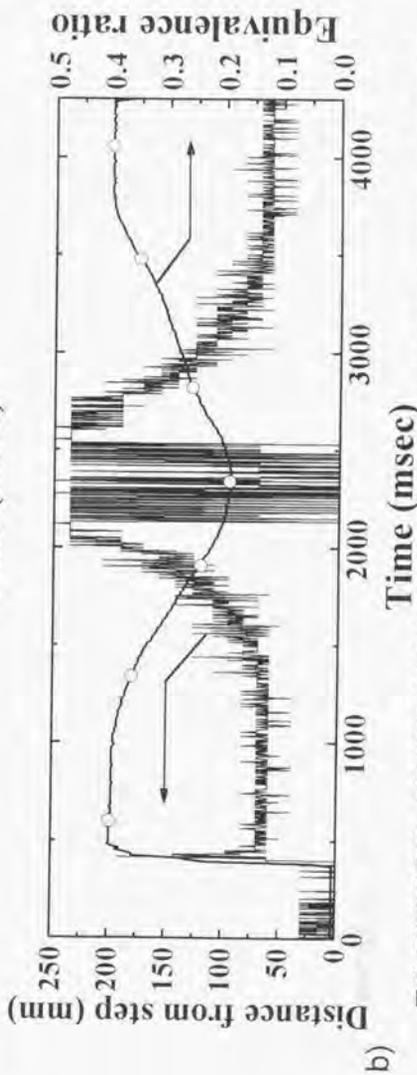
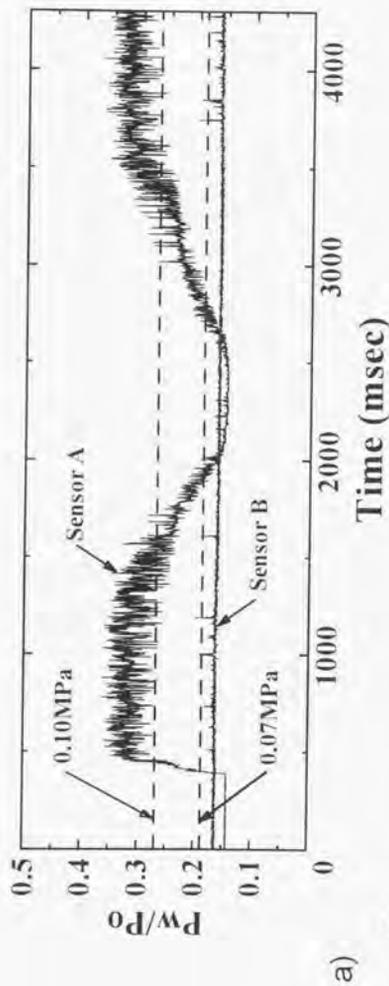


図66 二次空気噴射による制御を行なわなかった場合の a) センサAおよびセンサBにおける静圧値の履歴と
b) 当量比および壁面静圧分布ピク位置の履歴 (主流総温: 2000K, 当量比: 40~0.20~0.40)

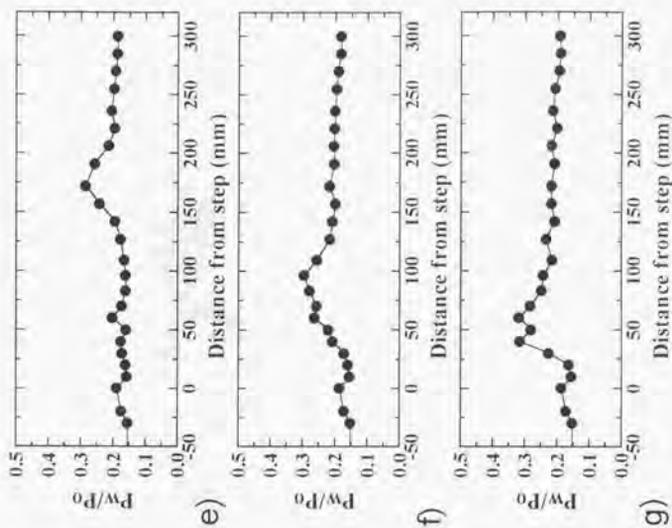
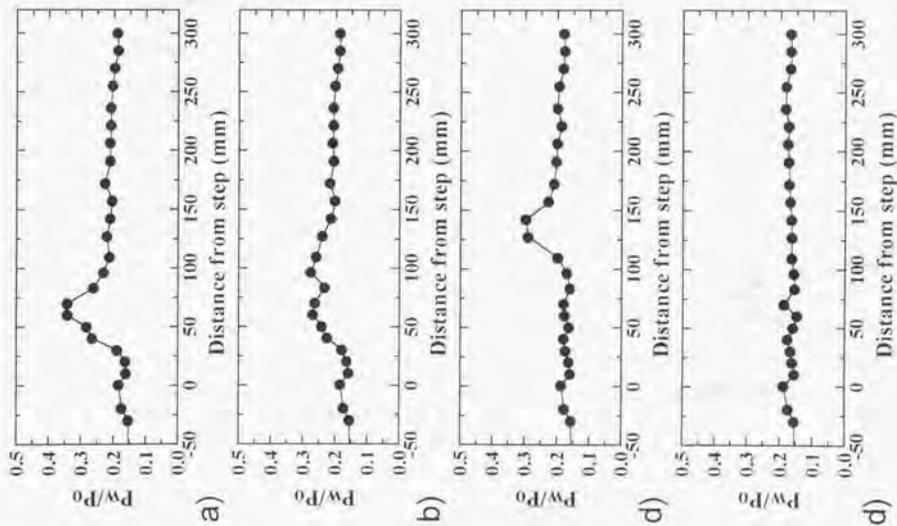


図67 当量比を時間的に変化させたときの各時刻における典型的な瞬間壁面静圧分布
 a)時刻:600msec, 当量比:0.40, b)時刻:1340msec, 当量比:0.36,
 c)時刻:1910msec, 当量比:0.24, d)時刻:2340msec, 当量比:0.19,
 e)時刻:2820msec, 当量比:0.26, f)時刻:3480msec, 当量比:0.35,
 g)時刻:4060msec, 当量比:0.40
 (主流総温:2000K, 当量比:0.40~0.20~0.40)

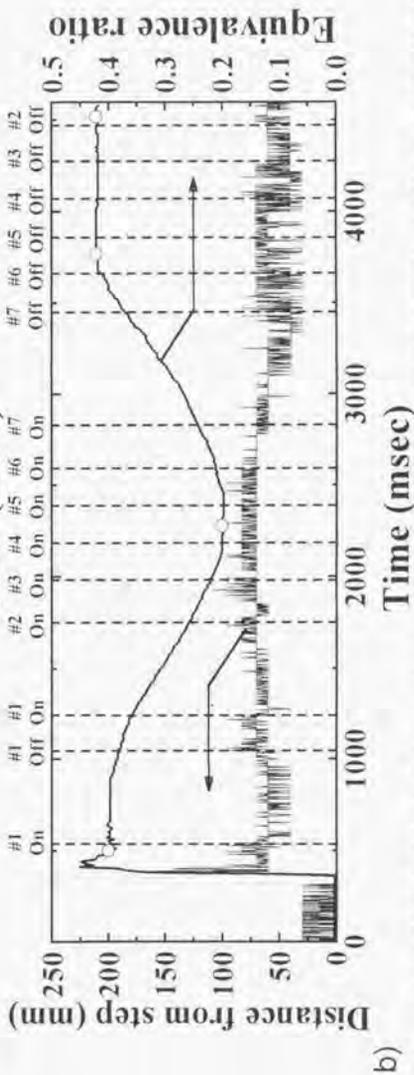
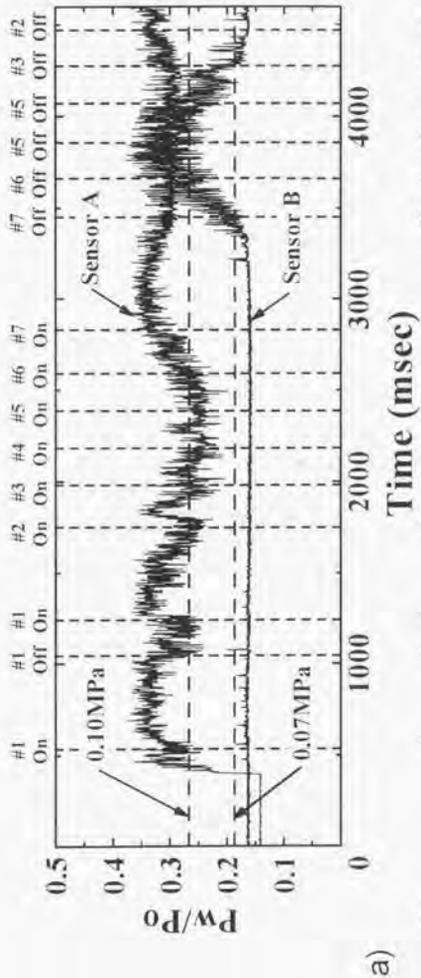


図68 Sequence1による制御を行なった場合の a) センサAおよびセンサBにおける静圧値の履歴と b) 当量比および壁面静圧分布ピーク位置の履歴 (主流総温: 2000K, 当量比: 0.40-0.20-0.40, 各ボールバルブの空気流量: 主流モル流量の0.5%)

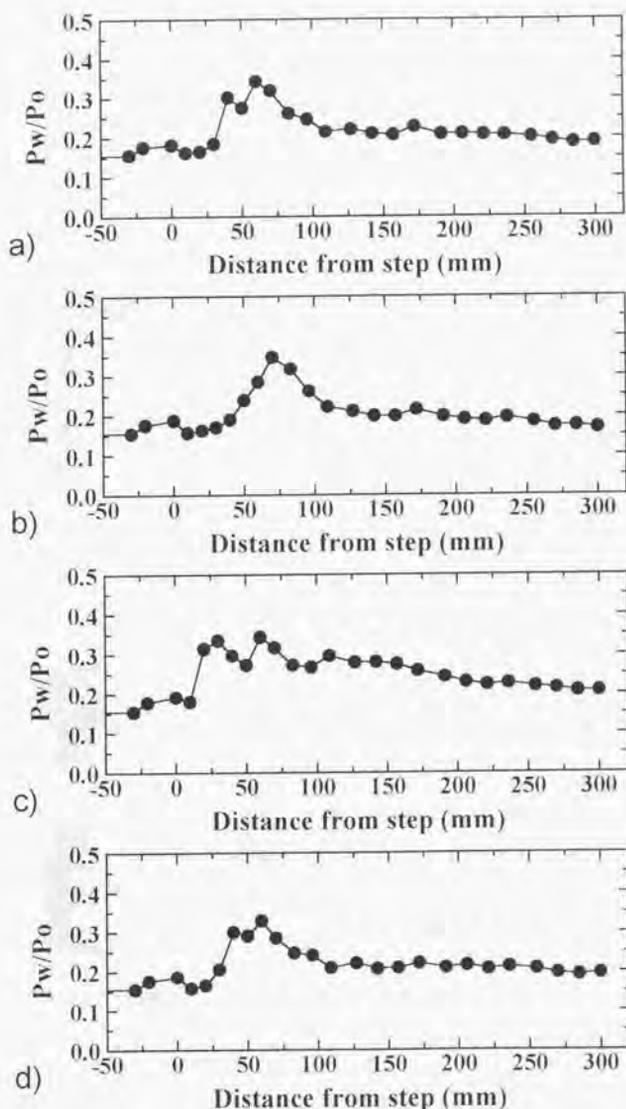


図69 当量比を時間的に変化させたときの各時刻における典型的な瞬間壁面静圧分布
 a)時刻: 500msec, 当量比: 0.40, b)時刻: 2280msec, 当量比: 0.20, c)時刻: 3770msec, 当量比: 0.42, d)時刻: 4520msec, 当量比: 0.42 (主流総温: 2000K, 当量比0.40~0.20~0.40, 制御アルゴリズム: Sequence1, 各ボールバルブの空気流量: 主流モル流量の0.5%)

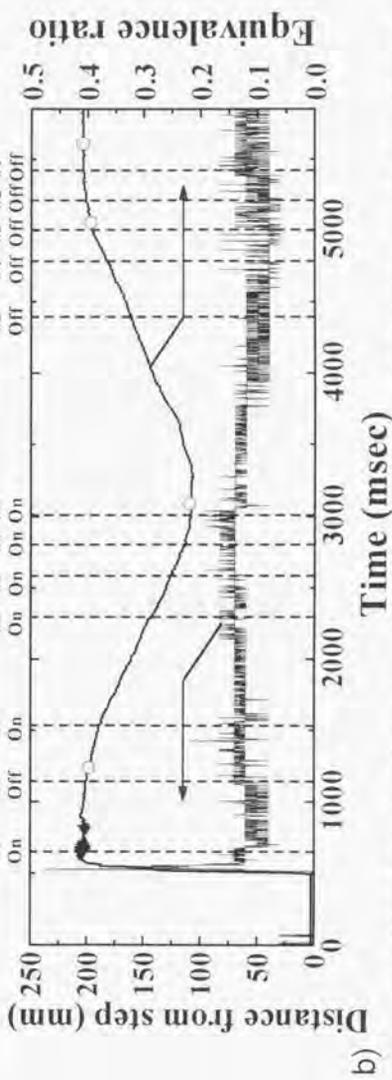
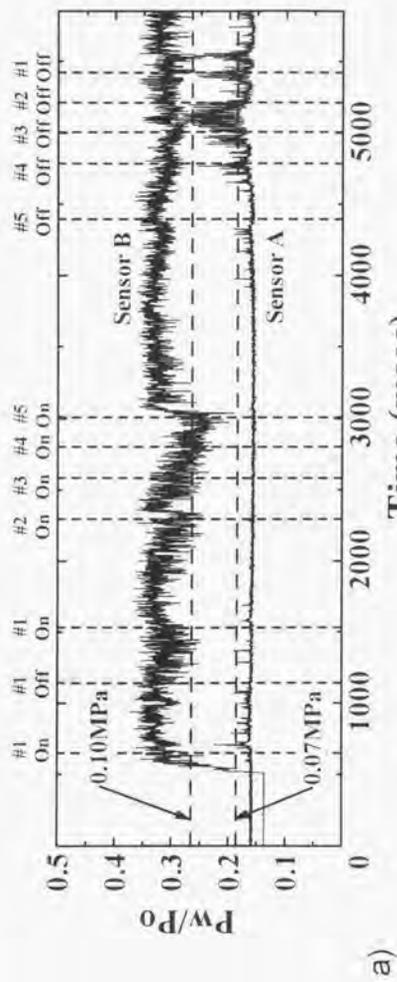


図70 Sequence2による制御を行なった場合の a)センサAおよびセンサB)における静圧値の履歴と b)当量比および壁面静圧分布
 ピーク位置の履歴 (主流総温:2000K, 当量比:0.40-0.20-0.40, 各ボールバルブの空気流量:主流モル流量の0.5%)

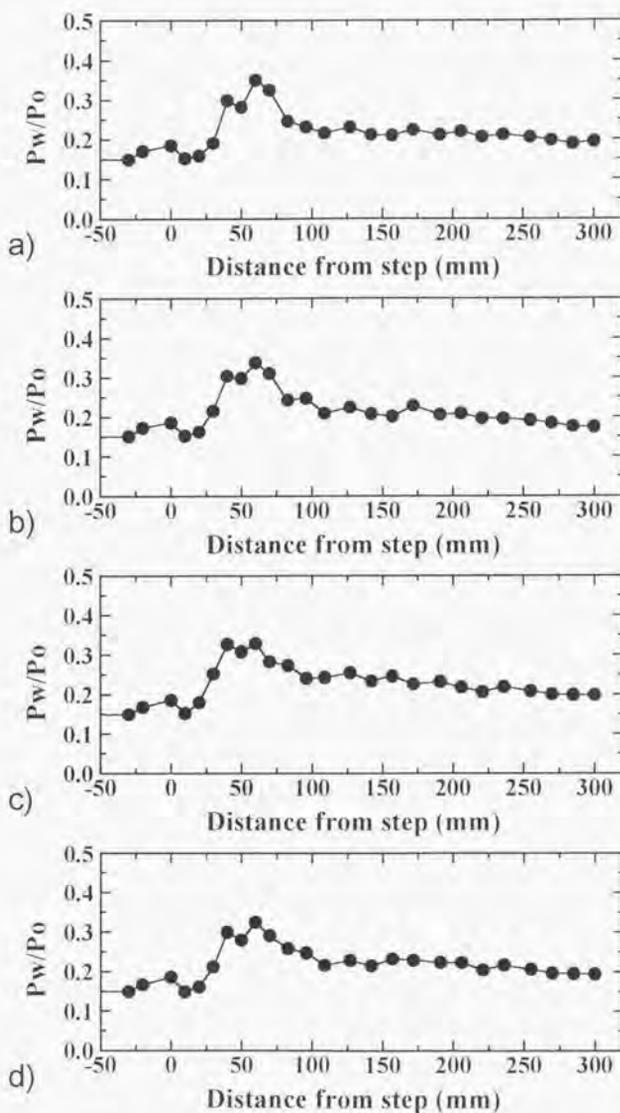


図71 当量比を時間的に変化させたときの各時刻における典型的な瞬間壁面静圧分布
 a)時刻:1240msec, 当量比:0.40, b)時刻:3090msec, 当量比:0.22, c)時刻:5060msec, 当量比:
 0.39, d)時刻:5610msec, 当量比:0.41 (主流総温:2000K, 当量比0.40~0.20~0.40, 制御アルゴ
 リズム: Sequence2, 各ボールバルブの空気流量:主流モル流量の0.5%)

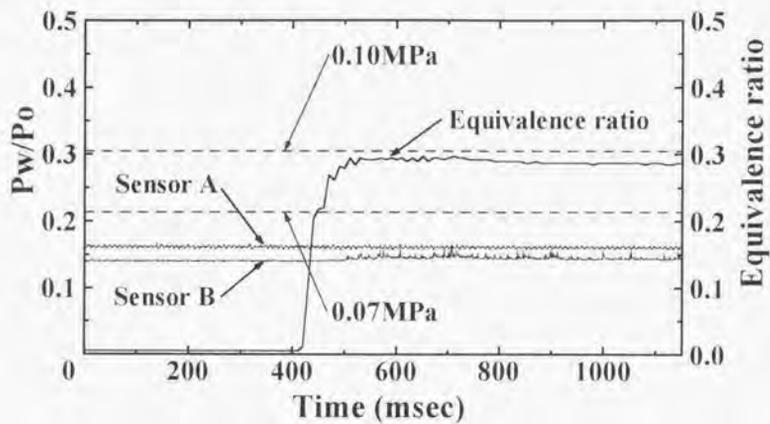


図72 自発点火時における当量比およびセンサA,センサBでの静圧値の履歴
 (主流総温:1600K, 当量比:0.30, 燃焼器:Type V)

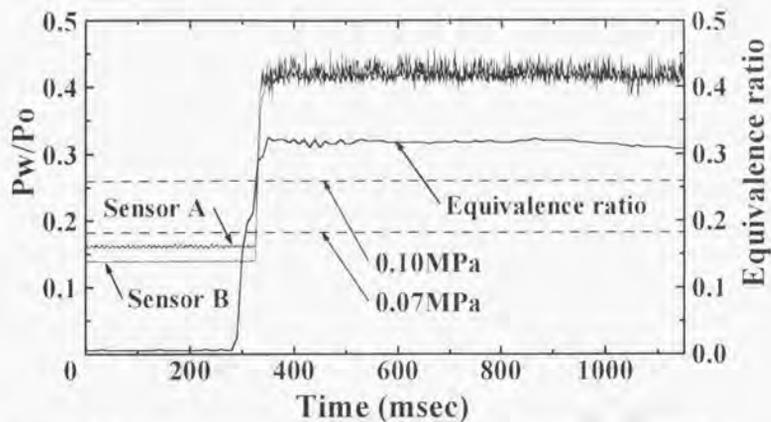


図73 自発点火時における当量比およびセンサA, センサBでの静圧値の履歴
(主流総温: 1600K, 当量比: 0.30, 燃焼器: Type VIII)

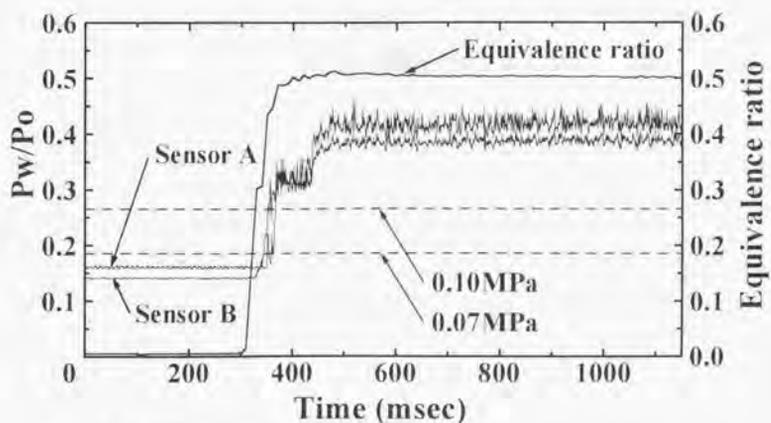


図74 自発点火時における当量比およびセンサA, センサBでの静圧値の履歴
(主流総温: 1600K, 当量比: 0.50, 燃焼器: Type V)

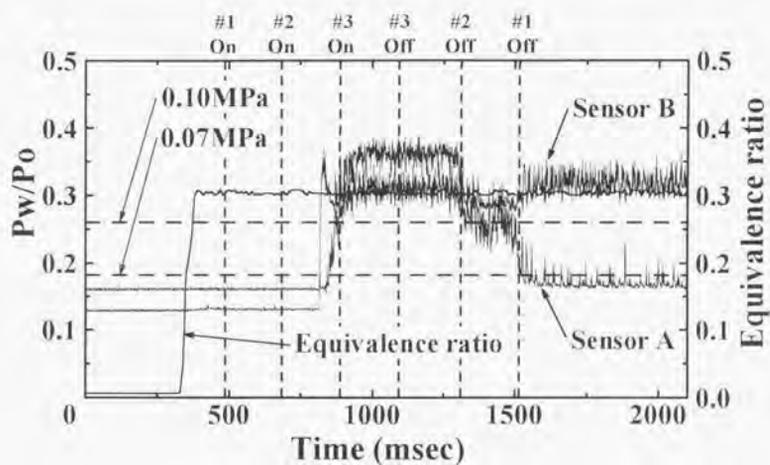
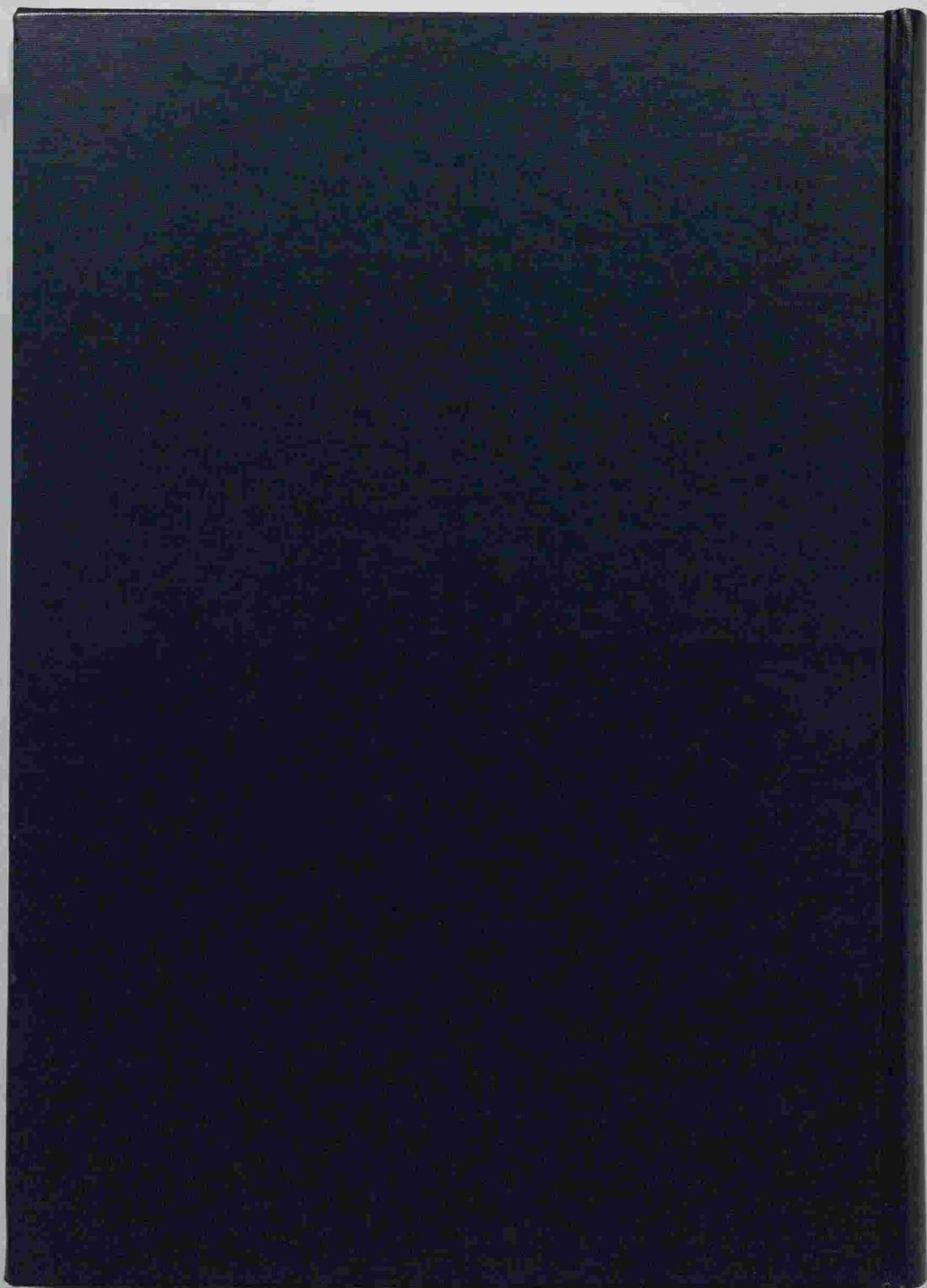


図75 本制御機構を作動させたときの自発点火時における当量比、およびセンサA、センサBでの静圧値の履歴（主流総温：1600K、当量比：0.30、制御アルゴリズム：Sequence2、各ボールバルブの空気流量：主流モル流量の0.5%）





Kodak Color Control Patches

Blue Cyan Green Yellow Red Magenta White 3/Color Black

Kodak Gray Scale

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

C Y M

© Kodak, 2007 TM, Kodak