レーザシート法による噴流拡散火炎の基部構造の解明*

(第1報, 新しい散乱粒子添加法の提案とその応用)

野田 進^{*1}, 小野寺 勝昭^{*2}
上高原 廉樹^{*3}, 小沼 義昭^{*1}

Investigation of the Near-Field Structure of Jet Diffusion Flame by the Laser Sheet Method

(1st Report, The New Seeding Method of Scattering Particles and Its Application)

Susumu NODA, Katsuaki ONODERA,
Yasuki KAMITAKAHARA and Yoshiaki ONUMA

The near-field structure of the jet diffusion flame is important for the mixing process of fuel and air, and for flame stability. The interaction between coherent vortices involved in the near field and the flame has been studied using the laser sheet method. The acoustic forced jet diffusion flames are also studied in order to investigate the possibility of the control of flame stability. We have developed a new seeding method of scattering particles for the laser sheet method. This method utilizes the combustion of magnesium ribbon and can produce smoky magnesium oxide particles of a mean size of 0.6 μm . Seeded particles distribute densely and uniformly. This method is applicable not only to laser sheet visualization but also to laser Doppler velocimeter and concentration measurement. Experiments of fuel jet revealed that coherent vortices enhance the mixing of fuel and surrounding air under the process of linear and nonlinear growths. Acoustic forcing of fuel flow can control the mixing process through coherent vortices of the flame base and flame stability.

Key Words: Diffusion Flame, Jet, Vortex, Flame Control, Flow Visualization, Laser Sheet Method, Seeding Particle

1. 緒 論

拡散火炎の基本構造を理解するために、噴流拡散火炎の研究が多く行われてきた。近年火炎基部に組織的な渦構造が確認されて以来、この構造の火炎への影響が検討されている^{(1)~(3)}。この構造は基本的には二次元混合層のコヒーレント構造と同じと考えられるが、火炎先端における燃焼と渦との相互作用を実験的に検討する際には、火炎の安定が容易に得られる円形同軸噴流火炎がよく用いられる。このコヒーレント構造は火炎基部において周囲空気との混合を促進すると同時に、渦による火炎伸長あるいは火炎の非定常挙動の原因となり火炎の不安定要因となる。前者の現象は渦による火炎制御の可能性をもたらした。例えば Chaoらは噴流拡散火炎の燃料流をスピーカで加振することにより、吹飛び速度が25%改善されることを示した⁽³⁾。また後者は火炎の浮上がりあるいは吹飛び現象

の原因となる。しかしこの現象については、火炎基部における混合気の燃焼速度と気流速度との釣合いによって決定されるのか、あるいは火炎基部の渦による火炎伸長に基づくものなのか、現在のところ明確に結論づけはされていない⁽⁴⁾⁽⁵⁾。

一方燃焼現象を解明する有効な手段の一つとしてレーザシート法による火炎の可視化がある。この方法で重要なことは散乱粒子をいかに均一に添加するかということである。これまでの燃焼現象の可視化解析でよく用いられてきた酸化チタン(TiO_2)粒子は四塩化チタン(TiCl_4)と水(H_2O)との反応によって極めて容易に生成できる。例えば燃料に四塩化チタンを微量添加し、配管途中に水の入った容器を通過させることによって(パブリング)、酸化チタン粒子を燃料に混入させることができる(方法1)^{(6)~(8)}。この粒子は粒径が約1 μm であり、しかも大量に生成されるため、均質なシーディングが可能である。しかし酸化チタン粒子は熱的に弱く、火炎帯に粒子が流入すると、結晶水がとび、粒子が消失する。

また乾燥した燃料に四塩化チタンを添加し、直接火炎を形成すると、反応によって生成された水蒸気ある

* 原稿受付 1996年7月22日。

*¹ 正員、豊橋技術科学大学工学部 (〒441 豊橋市天伯町雲雀ヶ丘1-1)。

*² 豊橋技術科学大学大学院。

*³ 学生員、豊橋技術科学大学大学院。

いは周囲空気に含まれる水蒸気と四塩化チタンとが反応し、酸化チタン粒子が形成される。この場合には火炎帯近傍および下流の混合過程の可視化が可能となる(方法2)⁽⁶⁾⁽⁹⁾。

ただし、四塩化チタンと水との反応から、塩化水素(HCl)が生じるため、塩化水素の金属の腐食性のため、レーザ機器等の扱いに注意を要する。また、塩化水素は強力な刺激物質であり、また毒性もあることから実験者は細心の注意が必要となる。

このほかに燃焼現象の可視化に用いられる散乱粒子として、酸化アルミナ粒子(Al_2O_3)、酸化マグネシウム粒子(MgO)、また燃焼によって形成されるすす粒子がある。前者二つはサイクロン等の方法で燃料に散乱粒子を添加するため、均質なシーディングを行うことが難しいという欠点がある。またすす粒子はすすの形成される火炎でのみ可能であり、解析目的が限定され、一般には他の可視化解析と併用されることが多い⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。

本研究ではレーザシート法に利用できる、マグネシウムリボンの燃焼を利用した新しい散乱粒子添加法を提案するとともに、この手法による燃料噴流および噴流拡散火炎の基部構造の検討を試みた。また火炎をスピーカで加振し、火炎基部の渦を制御することにより、火炎の保炎制御についても検討した。

2. 実験装置および方法

2.1 燃焼装置 図1に実験装置を示す。使用した燃焼器は同軸タイプのものである。燃焼器中央に垂直上向きに、ノズル出口内径 d が 12 mm の燃料ノズルを設置した。このノズルはノズル出口の速度分布が平坦となるように、直径比 2.3 で絞られている。またノズルリムの後流の影響をできるだけ小さくするた

め、ノズルリムの厚さを 0.8 mm 残し、厚肉部を約 30° の角度で取り除いた。周囲ノズルは出口内径が 110 mm の縮流ノズルである。また周囲流の流路途中にハニカムを設け、整流を行っている。燃料ノズルの下部には燃料流を音響励起するためにスピーカ (4 Ω , 10 W) を設置した。

燃料はプロパン (C_3H_8) とプロパン・窒素混合気 ($\text{C}_3\text{H}_8/\text{N}_2$, 体積比 1:1) である。燃料はボンベより供給し、流量計によって計量した後、一部はスピーカを設置した燃料管の下部の容器に、また一部はミキサを通して、燃料管に導いた。

本研究では燃料流の可視化を行う際、燃料中に酸化マグネシウム (MgO) 粒子を添加した。このため流路には酸化マグネシウム煙を発生させるスモークジェネレータを設置した。詳細については 2.2 節で説明する。

周囲空気はコンプレッサにより供給し、水冷式アフタクーラで除湿した後、流量計で流量を設定し、周囲管に導いた。

2.2 可視化法 本研究では火炎と燃料噴流に含まれる渦との相互作用を検討するために、火炎の直接写真撮影とレーザシート法による可視化撮影を行った。以下に本研究で使用したレーザシート法および本研究で新しく開発した散乱粒子添加法について説明する。

レーザシート法に用いた光源は Pulsed Nd: YAG レーザ (Spectra-Physics GCR-170) の第 2 高調波 (波長 532 nm, 出力 450 mJ) である。レーザ光の直径は約 9 mm であり、これを円筒凹レンズ (焦点距離 40 mm), 円筒凸レンズ (焦点距離 1 000 mm), YAG 倍波レーザ用 45° 全反射ミラー (中心波長 532 nm) を組合せることによって、厚さ約 0.3 mm, シート幅約 280 mm のシート光にして、測定部に照射した。ただしレーザ光はガウス分布の強度分布をもつが、本研究では強度分布の修正を行わずに使用した。軸上断面の散乱像はレーザシートに対して直角方向から撮影した。また横断面の散乱像は $40\sim 45^\circ$ 上方から撮影した。撮影には 35 mm 一眼レフカメラを用いた。レーザパルスの発光時間は約 6 ns であり、これらの光学系によって、瞬間的な二次元断面像が撮影できる。

次に散乱粒子について説明する。燃焼のような化学反応を伴う流れ場の可視化に用いられる散乱粒子は熱的に安定で、化学反応に対して物理的、化学的に影響を受けないものが望まれる。また散乱粒子の火炎への影響も極力小さいものが望まれる。また流れ場に完全に追従でき、しかも均質なシーディングが可能なもの

Fig. 1 Experimental apparatus

Fig.2 Consumption rate of Mg ribbon at an oxidizer supply rate of 2.4 l/min

でなければならない。しかしこの条件をすべて満足する粒子はない。本実験ではこれらの問題点を克服できる可能性のある散乱粒子作成法および新しい散乱粒子添加法を開発した。

本実験で用いた散乱粒子は煙状の酸化マグネシウム粒子である。流路途中に設置されたスモークジェネレータ内で、マグネシウム(マグネシウムリボン)を酸化反応させ、煙状の酸化マグネシウム粒子を発生させ、ミキサに導き、燃料流に混入した。この方法は従来のサイクロンによる酸化マグネシウム粒子のシーディングに比べ、添加される粒子の数密度が極めて高く、また均質性も高い。したがって可視化のための散乱粒子としてだけでなく、レーザドップラー流速計あるいは濃度測定用の散乱粒子としても極めて、有望な散乱粒子である。この酸化マグネシウム粒子の粒子径は $0.2\sim 1.0\ \mu\text{m}$ である。ただし流路途中で粒子が集塊した場合は $10\sim 100\ \mu\text{m}$ の粒子が混在する。現時点でこの集塊した粒子を完全には除去できていない。しかし測定領域内への添加初期においては、極めて均質な粒子のシーディングが可能であることを確認している。

本実験で用いたシーディングシステムについて説明する。前述の2.1節実験装置の流路系で述べたスモークジェネレータは円筒形パイプ(内径16 mm, 長さ110 mm)からなる。スモークジェネレータの中心にマグネシウムリボンを設置し、その一端をニクロム線に巻き付け、加熱着火した。酸化剤は酸素と窒素の混合気である(図1)。マグネシウムリボンはほぼ等速度で燃焼する。散乱粒子の供給量はスモークジェネレータに供給する酸素量を調整することによって変えることができる。例えば本研究では供給酸化剤流量を2.4 l/minとしたが、酸素質量分率を変化させることによって、図2のようなマグネシウムリボンの消費速度が得られた。本実験においては酸素質量分率を0.08と

Table 1 Experimental conditions

Case	Fuel	Exit velocity (m/s)	Re	Excitation frequency (Hz)
1	C_3H_8	1	1380	0
2		3	6800	
3		5	12400	
4	$\text{C}_3\text{H}_8+\text{N}_2$ (Volumetric ratio=1)	4	5800	90
5				520

した。この条件でマグネシウムリボンの消費速度は $1.6\times 10^{-3}\ \text{g/s}$ であった。本手法はマグネシウムリボンを燃焼させるために、酸素を必要とする。したがって拡散火炎の実験を行う際には、純粋な拡散火炎ではなくなる。このためこの散乱粒子添加法による窒素および残留酸素が燃焼現象に影響を及ぼさないように注意する必要がある。本実験では火炎と渦との相互作用が本質的に変わらないことを確認したうえで、供給酸化剤流量を決定した。

2.3 実験条件 表1に実験条件を示す。ただし出口流速およびレイノルズ数はマグネシウムリボンを燃焼させるために供給した酸化剤を考慮した値である。ケース1では燃料中の酸化剤の質量分率は0.26となる。ケース1, 2, 3については、非燃焼噴流および非加振の噴流拡散火炎の実験を行い、ケース4, 5については、加振した場合の噴流拡散火炎について実験を行った。また周囲空気流速は $0.3\ \text{m/s}$ と一定にした。

3. 結果および考察

3.1 非燃焼噴流 図3にケース1, 2, 3の非燃焼噴流の可視化写真を示す。ケース1(レイノルズ数 $Re=1380$)では $x/d=0.8$ 付近で最初の渦が巻き上げられる。その下流で、渦による混合が進行する。 $x/d=0.8\sim 5$ の範囲では、コヒーレントな渦の線形成長が見られ、この渦の成長に伴い、周囲空気が噴流内部にエントレインメントされている様子が確認される。 $x/d=7$ 付近には二つの渦が合体する過程が確認され、 $x/d=5\sim 7$ の間に渦の非線形成長が存在する[図3(a)矢印]。 $x/d=5$ 付近に存在する二つの渦および $x/d=7$ の合体渦より、この合体は線形成長した渦が渦間(ブレイド領域)において伸長を受け、下方に存在する渦と合体するものと考えられる。その下流ではコヒーレントな渦は崩壊し、不規則な渦が支配的となる。ケース2($Re=6800$)では、 $x/d=5$ まではコヒーレントな渦による混合が支配的であるが、その下流で

Fig. 3 Laser sheet visualization of fuel jets

Fig. 4 Expanded laser sheet images of a fuel jet of case 1

は乱流に遷移し、周囲空気との乱流混合が進行する。ケース3 ($Re=12400$) では噴流基部のコヒーレントな渦による混合は抑制され、微細な渦による混合が $x/d=1$ 付近から支配的となっている。

一方池上ら⁽¹²⁾ は直管ノズルを用いて、ヘリウムおよび窒素噴流の遷移過程を可視化解析から検討しているが、この場合には噴流基部にコヒーレントな渦は形成されない。直管ノズル上に形成される噴流では、噴流の基部構造は管内流の特性の影響を強く受ける。このため管内流が臨界レイノルズ数以下の場合では、噴流はノズル出口で比較的放物形状に近い速度分布となり、噴流境界での速度こう配が小さいため、せん断による渦の巻上げが弱く、コヒーレントな渦が形成されないと考えられる。また管内流が臨界レイノルズ数を超えると噴流はノズル出口から乱流となる。したがって管内流の影響を受けにくく、ノズル出口でほぼ平坦な速度分布が得られる縮流ノズル上の噴流と直管ノズル上の噴流とでは噴流の基部構造が相当異なる。

図4はケース1の拡大写真である。 $x/d=1$ 付近に

噴流の膨らみが見られ、 $x/d=2.5$ 付近に最初の渦の巻上げが存在している。その下流で渦の線形的な成長とともに、渦の巻込みにより周囲空気が噴流内部に取り込まれている。しかし渦半径が増大し、渦がブレイド領域の強いせん断の影響下に置かれると、渦の不安定性が増し、コヒーレントな渦の崩壊が生じている [図4(a)矢印]。本写真では渦の合体は見られないが、一般に図3(a)で見られるように、渦の線形成長の後に渦の合体による非線形成長が存在し、その下流で乱流へ遷移する。 $x/d=5.5\sim11$ の範囲では渦は伸長を受け、燃料と空気の層を形成する。また噴流は不規則な形状となり、周囲空気との乱流混合が一段と進行する。 $x/d=11\sim16.5$ の範囲では不規則な噴流の一部からきのこ状の飛出し流 [図4(c)矢印] が存在し、さらに局所的に渦による混合が進行している。また噴流の一部が分離し、孤立渦が形成されている。

3・2 加振しない場合の噴流拡散火炎 図5にケース1, 2, 3の噴流火炎の酸化マグネシウム粒子とすす粒子による可視化写真および直接写真を示す。いず

れのケースとも同時撮影ではなく、比較的渦構造と火炎形状の対応のよい写真を選択して示している。図3の非燃焼噴流と比較すると、いずれのケースとも酸化マグネシウム粒子の可視化写真で見られるように、燃料噴流の層流化が見られる。これは燃焼に伴う温度上昇による動粘性係数の増加および火炎領域の高粘性層の形成により、燃料噴流への外乱の侵入が抑制され、不規則な乱れへの遷移が遅れるためである⁽¹³⁾。

ケース1の火炎基部は層流状態にある。 $x/d=9$ 付近で噴流の絞り部が生ずるが、そのすぐ下流でこぶ状の膨らみが生じている。これは直接写真で見られるように、火炎と周囲空気との間で発生する浮力駆動の Kelvin-Helmholtz 形不安定に基づくものであり、火炎境界に発生した渦挙動が燃料噴流に影響したものである⁽¹⁾。また $x/d=4$ 付近からすす粒子が発生しており、 $x/d=10$ 付近で膨らみが観察される [図5(a-2)]。また $x/d=15$ 付近に境界渦の巻上げが直接写真より観察される。これは前述の浮力駆動に基づく Kelvin-Helmholtz 渦である。

ケース2では燃料噴流に渦が形成される。しかし渦の巻上げは不完全であり、こぶ状の形状を示している。これは密度の大きな燃料の特徴であり、燃料噴流の周辺の火炎領域の浮力の効果が大きく、この効果が渦の巻上げを抑制するためである⁽⁶⁾。すす粒子の可視化像においても燃料噴流の渦に対応して、渦との境界にしわ状の変動が確認される。すす粒子の可視化像から見られる界面は燃料噴流の渦形状 [図5(b-1)] と比較すると、比較的滑らかであるが、これは渦による巻込みが不完全であり、すす粒子が渦内部に巻き込まれていないためである。直接写真では火炎境界がわずかに膨らむ位置(渦のコア部)で火炎の色は黒くなる。渦に対応する位置で火炎色が変わることから、燃料噴流中に存在する渦により火炎が伸長の効果を受けているものと考えられる。ただし本実験では火炎の色の变化が渦のどの位置に対応するのか、正確には明らかではない。また火炎色の变化が火炎構造とどのような関連があるのか現時点で不明である。

ケース3では燃料噴流の基部に渦が明確に形成される。 $x/d=6$ の下流では渦は合体し、混合は一段と促進され、渦形状は崩れている。すす粒子の可視化像においても、渦による混合が確認され、 $x/d=10$ 以降ではすすが渦の内部にまで輸送されている。また $x/d=11$ 付近のコア上流部に下方に向かう飛出し流が存在している [図5(c-2)矢印]。これは噴流の周方向に渦構造が形成される場合の特徴であり、三次元渦構造の存在を示唆するものである⁽¹⁴⁾。また火炎の直接写真

では火炎色の変化は不規則となり、二次元断面像から得られる渦構造との対応は不明確となる。

3・3 加振した場合の噴流拡散火炎 図6にスピ

Fig. 5 Laser sheet images and direct pictures of propane jet diffusion flames. (1) MgO particle, (2) Soot particle, (3) Direct picture

Fig. 6 Position of lifted flame base of propane/nitrogen jet diffusion flame as function of excitation frequency

一カで加振した場合のプロパン・窒素噴流拡散火炎の浮上がり高さの変化を示す。燃料噴出速度は 4 m/s とし、スピーカには振幅 2 V の正弦波電圧を与えた。ただしノズル出口の乱れ強さは一定ではない。図 6 中に参考として、噴出速度とスピーカの供給電圧を同じにした窒素噴流の出口乱れ強さを示した。乱れ強さ分布より、120 Hz 付近に固有振動数があり、この周波数では 0.35 の乱れ強さとなる。また 240, 390, 550 Hz にも乱れ強さの増大する領域が存在した。

周波数を増加させると、92 Hz で火炎は浮き上がる。さらに周波数を上げていくと、浮上がり高さは減少する。240 Hz と 390 Hz 付近で乱れ強さの増加に対応して浮上がり高さは増加するが、さらに周波数を上げていくと再付着をする。周波数を逆に下げていくと浮上がり高さは元の経路をたどるが、92 Hz 以下では火炎は付着せずに、◆印の経路をたどる。

図 7 はスピーカで加振した場合の浮上がり直前(ケース 4)および再付着(ケース 5)のプロパン・窒素噴流拡散火炎の可視化写真と直接写真である。ただし同時撮影ではない。浮上がり直前の火炎では [図 7(a)], スケールの大きな渦が加振周波数 90 Hz に対応する間隔(約 $x/d=4.2$)で発生している。また最初の大きな渦が形成される火炎基部において噴流の膨らみが $x/d=1.6$ 付近に存在している [図 7(a-1)矢印 1]。これは加振周波数の高調波成分がこの領域で発生したものと考えられる。第 1 の渦 [図 7(a-1), $x/d=3$] と第 2 の渦 [図 7(a-1), $x/d=7$] とのブレイド領域では伸長に基づく、下方に引き伸ばされた飛出し流の存在が確認される [図 7(a-1)矢印 2]。直接写真においても、火炎基部において、加振周波数の高調波成分に起因する渦の影響が見られ、青色火炎面が周期的に変形を受けている。したがって火炎基部は渦による混合

Fig. 7 Forced propane/nitrogen jet diffusion flames.
(1) Laser sheet image, (2) Direct picture

の促進により、予混合化すると同時に、強い火炎伸長の影響下にあると考えられる。また $x/d=5\sim10$ の渦間では火炎表面に縦じまが見られる。これは渦のブレイド領域に存在する飛出し流で確認される三次元的な渦構造によるものと考えられる⁽¹⁴⁾。

一方、再付着プロパン・窒素噴流拡散火炎(加振周波数 520 Hz)の可視化写真では [図 7(b-1)], 火炎の中心に加振周波数に対応するスケールの小さなコヒーレントな渦が形成されている。また直接写真では火炎基部に縦じまが見られる。

図 8 にケース 4 の非燃焼噴流(a)と噴流拡散火炎(b)の $x/d=3$ の横断面の可視化写真を示す。非燃焼噴流の基部には周方向に周期的な構造が存在する。また噴流拡散火炎においても噴流中心部および渦の巻上げ部 [図 8(b)の環状部] に周方向の構造が見られる。この三次元構造が図 7 の直接写真で見られる火炎

Fig. 8 Laser sheet images at a cross section of $x/d=3$ (Case 4). (a) Fuel jet, (b) Flame

の縦じまの構造と関連していると考えられ、混合の促進に寄与していると考えられる。

図6で述べたように、本実験条件ではいったん浮き上がった火炎は加振を停止しても再付着しない。しかし加振周波数を上げていくと再付着をした。渦による火炎への影響は混合の促進による燃焼速度の増加に伴う火炎安定性の促進と火炎伸長による火炎温度の低下に基づく火炎不安定性の増加が考えられる。本結果は渦のスケールを小さくし、適切に混合を促進させることにより、火炎を安定化できることを示すものである。縦じまあるいは火炎の横断面の可視化像で見られる三次元的な渦構造が火炎の安定化にいかに関与しているかは現時点で明らかではなく、今後検討する予定である。

4. 結 論

レーザシート法に用いる酸化マグネシウム粒子の新しい散乱粒子添加法を開発し、噴流拡散火炎の基部構造の解明を行った。その結果、次の結論を得た。

(1) マグネシウムリボンを流路途中で燃焼させ、酸化反応によって生成される酸化マグネシウム粒子を散乱粒子として添加する方法を開発した。この方法で生成される酸化マグネシウム粒子の粒径は $0.2\sim 1.0\ \mu\text{m}$ である。この散乱粒子添加法は極めて高濃度に粒子を添加できるため、可視化のみならず、レーザドップラー流速計あるいは濃度測定のための粒子として、応用可能である。

(2) 縮流ノズル上に形成された非燃焼噴流では、レイノルズ数が約8000までは噴流基部にコヒーレントな渦が形成され、この渦の線形成長および非線形成長の過程で混合が促進される。またレイノルズ数が8000を超えると、混合層の発達初期にスケールの小

さなコヒーレントな渦が形成されるが、すぐに崩壊し、噴流全体が不規則な乱流混合に支配される。

(3) 噴流拡散火炎の基部は火炎形成により、層流化が生じ、火炎基部に存在するコヒーレントな渦の発達が抑制される。

(4) スピーカで燃料流を加振すると、噴流拡散火炎の基部は青炎となり、予混合化が進行すると同時に、渦による火炎伸長を受ける。

(5) 噴流拡散火炎の燃料流をスピーカで加振し、渦による火炎への伸長効果を抑え、適切に混合を促進すると、火炎を安定化することができ、浮上がり火炎の浮上がり高さを制御できる。

(6) 燃料流をスピーカで加振すると、燃料噴流あるいは噴流拡散火炎の基部に存在するコヒーレントな渦に周方向の構造が発生する。

最後に、研究経費の一部は財団法人岩谷直治記念財団科学技術助成金によった。ここに記して感謝の意を表す。

文 献

- (1) Chen, L.-D., Seaba, J. P., Roquemore W. M. and Goss, L. P., *Proc. 22nd Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1988), 677-684.
- (2) Lasheras, J. C., Linan, A., Lecuona, A. and Podriguez, P., *Proc. 24th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1992), 325-332.
- (3) Chao, Y.-C. and Jeng, M.-S., *Proc. 24th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1992), 333-340.
- (4) Peters, N. and Williams, F. A., *AIAA J.*, **21** (1983), 423-429.
- (5) Kaplan, C., Oran, E. S. and Baek, S. W., *Proc. 25th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1994), 1183-1189.
- (6) Chen, L.-D. and Roquemore, W. M., *Combust. Flame*, **66** (1986), 81-86.
- (7) Murayama, M. and Takeno, T., *Proc. 22nd Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1988), 551-559.
- (8) 吉田亮・辻廣・柳澤忠, 第29回燃焼シンポジウム前刷集, (1991), 433-435.
- (9) Kim, S. J. and Shin, H. D., *Combust. Sci. Technol.*, **99** (1994), 37-49.
- (10) 塩路昌宏・山根浩二・磯上尚志・池上詢, 機論, **57**-542, B (1991), 3562-3568.
- (11) Lewis, G. S., Cantwell, B. J., Vandsburger, U. and Bowman, C. T., *Proc. 22nd Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1988), 515-522.
- (12) 池上詢・塩路昌宏・川那辺洋・山根浩二, 機論, **59**-566, B (1993), 3271-3276.
- (13) 山下博史・井戸田敏博・竹野忠夫, 機論, **62**-595, B (1996), 1226-1233.
- (14) 木戸秀樹・野田進・中島健, 機論, **63**-608, B (1997), 掲載予定.