二次元混合層内に形成された火炎の成長 に関する数値シミュレーション*

(第4報, 混合特性に及ぼす火炎の影響)

野田 進^{*1}, 牧野 英俊^{*2}, 小沼 義昭^{*1}

Numerical Simulation of Growth of Flame Formed in a Two-Dimensional Mixing Layer

(4th Report, Effects of Diffusion Flame on Mixing Properties)

Susumu NODA, Hidetoshi MAKINO and Yoshiaki ONUMA

The mixing properties of a two dimensional reacting shear layer have been studied numerically. Effects of heat release by combustion on the mixing properties have been discussed based on the viewpoint of the transport of vorticity. The numerical simulation is concerned with an unstable, two-dimensional, two stream, spatially developing, confined reacting shear layer. The numerical method is based on the modified HSMAC method which can handle the change in temperature. The chemical model is a one-step irreversible methane oxygen reaction with a finite reaction rate defined by the Arrhenius law. The numerical results have revealed that in the reacting mixing layer the vorticity thickness and the carbon element mixing layer thickness defined by the difference in the carbon element mixture fraction of 99% between the fuel and the oxidizer flows, increase in comparison to the cold mixing layer. The baroclinic torque suppresses the vorticity and the viscous term to increase the vorticity thickness.

Key Words: Diffusion Combustion, Shear Flow, Numerical Simulation, Vortex, Mixing Layer Thickness

1. 緒 言

拡散火炎は燃料と酸化剤の混合領域に形成されるため、両者の混合特性が火炎構造に大きく影響する。例えば、乱流拡散火炎では燃料噴流と周囲空気流の間に高速流を流し(三重噴流拡散火炎)、混合領域を乱流状態にすることによって、混合の促進を図り、燃焼特性の改善を行うことができる⁽¹⁾。しかしながら、燃料と酸化剤によって形成される混合層に火炎が形成されると、燃焼による発生熱によって、混合層の混合特性自身が変化することが知られている。乱流噴流火炎の火炎基部に見られる層流化現象もその一つである⁽²⁾⁽³⁾。

また Dimotakis らは、仕切板後方に形成される反応性混合層の一連の実験的研究によって、熱発生による混合特性の変化を詳細に検討している⁽⁴⁾⁽⁵⁾。彼らはこれらの研究で発生熱量の増加に対し、混合層の排除厚さは増加するが、最大温度と周囲温度の差の1%で決定される幅はわずかに減少することを明らかにしている。一方、店橋らは逆方向に流れる気体の平行界面

に形成される反応性混合層の数値計算から、反応に伴う発熱が混合層の運動量厚さと生成物厚さを減少させることを示している⁽⁶⁾。両者の研究には研究対象場の違いに基づくと思われる結果の相異が見受けられるが、いずれも火炎が混合特性に影響を与えることを明らかにしている。

また著者らは大きな組織構造によって混合が支配される仕切板後方の反応性二次混合層においても、着火後の火炎の発達過程において、火炎形成に伴う混合特性の変化が明確に現れることを数値解析から確認した⁽⁷⁾。そこで、本研究では、仕切板後方の等温混合層と反応性混合層について、渦度輸送の観点から両者を比較検討することによって、火炎形成による反応性二次混合層の混合特性の変化を、数値解析によって検討した。

2. 解析モデルおよび解析手法

解析対象は燃料と酸化剤で形成される反応性二次元混合層である。流路の片側から燃料を4 m/sで流し、もう片側から酸化剤を1 m/sで流している。燃料はメタンであり、酸化剤は酸素と窒素の混合気である。酸素質量分率は0.265とした。計算領域の大きさは主流方向(x)に132 mm、横方向(y)に42 mmである。計算

* 原稿受付 1995年11月9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} 学生員、豊橋技術科学大学大学院。

で用いた格子は等間隔格子である。格子数は主流方向に110(格子間隔1.2 mm)であり、横方向に70(格子間隔0.6 mm)である。本計算では火炎は主流方向に沿って形成されるが、火炎帯を横切る横方向の格子間隔は火炎帯厚さに比べ、十分小さいとはいえない。しかし本計算では反応モデルとしてメタンと酸素の不可逆総括反応を用いており、各化学種がこの格子間隔以上の範囲に分布する。このためこの格子間隔においても化学反応の予測は可能と考える。また計算におけるタイムステップは 4×10^{-5} sである。仕切板は流路中央に設置されている。火炎を形成させるため、流れ場が十分発達した後、仕切板下流19.8 mmの位置を中心にガウス分布状の温度分布を与えた。着火位置については安定して着火が可能となる位置を試行錯誤で決定したが、安定して着火できる着火位置においては、本結果に対して着火位置の違いによる影響はなかった。着火温度の最大値は2000 Kである。また着火に伴う計算上の不安定性を改善するために、燃料と酸化剤を600 Kに予熱した。燃料と酸化剤の流入条件は十分発達した境界層近似による速度分布をもつとした。流れの横側境界の条件は横方向速度を零とし、他の物理量はこう配零とした。下流端では、主流方向速度については連続の条件から与え、圧力については圧力こう配が1空間ステップ上流での圧力こう配と等しくなるように与えた。他の物理量についてはこう配を零とした。本解析では次の仮定を設けている。

- (1) 気体は理想気体である。
- (2) ルイス数は1とする。
- (3) 反応はメタンと酸素の不可逆総括反応とし、反応速度はアレニウスの法則に従う。
- (4) 外力は無視する。
- (5) 放射、体積粘性、Soret効果、Dufour効果、圧力こう配拡散は無視する。
- (6) エネルギー保存式における粘性項は無視する。

メタンと酸素の反応式については、Westbrookら⁽⁸⁾の反応速度式を採用した。この反応速度式はメタン-空気混合気の可燃範囲の広い範囲で燃焼速度を予測できる。このため時間的、空間的に当量比が変化する本解析においても使用可能である。質量保存式、運動量保存式、成分保存式、エネルギー保存式はコントロールボリューム法で差分化し、HSMAC法で解いた。ただし、非定常項には一次精度のオイラー法を用い、対流項には河村・桑原スキームによる三次精度風上法⁽⁹⁾を用いた。支配方程式を連立して解く際、補助方程式として理想気体の状態方程式と温度とエンタルピーの関

係式を用いた⁽¹⁰⁾。

また燃焼反応によって生じる混合層の変化を明らかにするために、次の式で与えられる過度方程式の各項について、数値データをもとに検討した。

$$\frac{D\tilde{\omega}}{Dt} = -(\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}})\tilde{\omega} + \frac{\nabla \tilde{\rho} \times \nabla \tilde{p}}{\tilde{\rho}^2} + \frac{1}{Re} \nabla^2 \tilde{\omega} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで $\tilde{\omega}$ は過度ベクトル、 $\tilde{\mathbf{u}}$ は速度ベクトル、 t は時間、 $\tilde{\rho}$ は密度、 $\tilde{p}$ は圧力である。波記号は無次元量を示す。レイノルズ数 Re は流路幅、速度差および局所動粘性係数で定義している。左辺は実質時間微分項であり、右辺第1項は膨張項、第2項はバロクリニックトルク項、第3項は粘性項である。

3. 結果および考察

図1は着火後のメタン濃度分布と温度分布の経時変化を示している。時刻0 sの分布は完全に発達した非燃焼の混合層を示しており、着火はこの時刻から1タイムステップの間加熱することで行っている。また時刻0.1 sの分布は高温領域が下流に十分発達し、さらにメタン濃度分布で示される大きなスケールの渦がほぼ同じ周期で発生する準定常状態の反応性混合層を示している。図1から着火後の火炎の発達とメタン濃度で示される混合層の変化が確認される。時刻0 sのメタン濃度分布から、渦による巻込みが80 mm付近から発生し、下流でそのスケールが急激に増大しているのがわかる。火炎が形成されると、渦の発生位置は上流に移動する。これは火炎形成による気体の熱膨張が流れ場のかく乱となり、このかく乱が混合層の中で発達するためである。さらに火炎が下流に発達すると(時刻0.06~0.1 s)、渦のスケールは減少し、その発生周期は小さくなる。時刻0 sと時刻0.1 sの分布を比較すると、火炎形成により、渦の発生が上流に移動したことおよび渦の下流への発達が抑制されたことが確認される。

混合層に火炎が形成されると、混合特性が大きく変化することが確認された。この混合特性の変化を詳細に議論するために、時刻0 sと時刻0.1 sの過度について検討する。

図2は時刻0 s(非燃焼)の過度分布である。過度が混合層中心部に形成されている。過度の集中が $x=35$ mmと55 mmに見られる。また $x=80$ mm付近で巻込み状の分布となり、その下流($x=110$ mm)で急激に広がっている。図1のメタン濃度分布では、この過度分布に対応して、上流で分布の揺らぎが見られ、また $x=80$ mmと110 mm付近に大きな渦状の分布が

確認される。

非燃焼時における渦度の変化を明らかにするため、式(1)における各項を、図2の断面①、②について求めた。断面①は渦度分布が広がる直前の断面に相当する。また断面②は渦中心断面である。図3、4に各断面の渦度生成バランスを示す。断面①では(図3)、渦度の中心は流路中央からわずかに高速側($y = -2$ mm)に存在している。渦度の実質時間微分項は渦度の中心で負の値をとり、周辺で正の値をとる。このことは渦度分布が流れとともに広がることおよび最大値が減少することを示している。粘性項は渦度の二階微分項が含まれるため渦度分布の周辺で増加し、分布の中心部

Fig. 1 Temporal evolution of methane concentration and temperature after ignition in a two dimensional mixing layer

で負の値をとる。したがって粘性項は渦度の最大値を低下させ、分布を広げる作用をしている。バロクリニックトルク項は渦度のピーク位置で増加する。これは渦による巻き込みによって、密度差のある気体が急速に混合するため、圧力こう配ベクトルと密度こう配ベクトルに差が生じたためである。膨張項は、高速流体の減速と低速流体の加速に対応して、渦度ピーク位置の両側で正と負の値をとる。しかしこの位置での渦度の実質時間微分項を支配しているのは主として粘性項であり、渦度の分布は広がる傾向にある。

断面②(図4)の渦度分布は中心が $y = 3$ mm 付近にある釣り鐘形分布となっている。また $y = 8$ mm 付近ではわずかに負の値が確認される。渦度の最大値は断面①よりも増加し、さらに渦度は幅広く分布している。実質時間微分項は混合層周辺で負の値をとることから、この位置で渦度は減少する傾向にある。バロクリニックトルク項は渦度中心部で正の値を示すが、 $y = -3$ mm および $y = 6$ mm 付近で負の値を示す。バロクリニックトルクはこの断面で、主として y 方向の密度こう配と x 方向の圧力こう配で生成される。これは、高速側($y = -3$ mm)では低速側の高密度流体による密度増加が生じ、一方低速側($y = 6$ mm)では低密度流

(a) Three dimensional map

(b) Contour map

Fig. 2 Vorticity distribution. Time is 0 s

Fig. 3 Transport balance of vorticity on cross section ①. Time is 0 s

Fig. 4 Transport balance of vorticity on cross section ②. Time is 0 s

体(メタン)の流入による局所的な密度低下が生ずるためである。また x 方向の圧力こう配はこの断面で正となるが(図示しなかった)、これは断面②が渦中心よりわずかに下流にあるためである。粘性項は渦の中心部で負となり、周辺で正となることから、渦度分布を広げる作用をしている。膨張項は渦中心で負の値を示すことから、流体が渦中心で圧縮の効果を受けていることがわかる。また低速側($y=8$ mm)で渦度が負になる理由は、バロクリニクトルク項が実質時間微分項を支配していることから、負のバロクリニクトルクに基づいているといえる。

次に燃焼状態の渦度変化について検討する。図1における時刻 0.1 s に対応する渦度分布を図5に示す。火炎は低速酸化剤側に形成されている。図1のメタン濃度分布で示される渦に対応して、仕切板すぐ下流から周期的に渦度の集中が見られる。また火炎が存在する位置で、わずかに渦度の減少も見られる。

図6と図7に図5で示す断面③、④の渦度生成パ

Fig. 5 Vorticity distribution. Time is 0.1 s

ンスを示す。断面③は渦間であり、断面④は渦中心断面である。断面③では(図6)、渦度は $y=-2$ mm および 4 mm 付近で増加を示す。これは渦の巻込みの初期において、混合層の高速側と低速側に逆回転の渦が存在するためである。また渦度は火炎位置(図6中の矢印位置)ではほぼ零となり、火炎の低速側でわずかに正となる。これは火炎位置で、火炎の熱膨張に基づく速度増加によって、渦度が低下するためであり、また火炎の低速側ではこの速度増加が渦度の生成に作用するためである。実質時間微分項は混合層内部で負の値をとる。特に渦度のピーク位置で極小値をとる。また火炎位置の外側では極めて大きな渦度の生成が存在する。粘性項は渦度のピーク位置で負のピーク値をとり、渦度の低下する位置で増加する。特に火炎側では温度上昇による局所レイノルズ数の低下のため、粘性項の値は増大している。バロクリニクトルク項は他の項に比べて、大きな値をとる。混合層では負の値をとり、 $y=-2$ mm および 4 mm 付近で極小値をとる。また火炎位置の低速側では、大きな正の値をとる。この理由は次のように考えることができる。燃焼によって生成された高温で低密度の生成物が混合層内部に輸送されるため、密度の低い領域が混合層内部に形成される。

Fig. 6 Transport balance of vorticity on cross section ③. Time is 0.1 s

Fig. 7 Transport balance of vorticity on cross section ④. Time is 0.1 s

これに伴い、火炎位置と混合層内部に密度こう配が生ずる。また圧力こう配は x 方向に負の値をもつ。燃焼時においてもバロクリニクトルクの生成は主として、 y 方向の密度こう配と x 方向の圧力こう配によって生成されており、このため混合層では負の生成となり、火炎の外側では正の生成となる。一方膨張項は他の二つの項に比べて小さい。この理由として、本計算条件では火炎の形成位置が低速側にあり、また火炎が主流方向にほぼ平行に形成されているため、膨張項の $(\nabla \cdot \vec{u})$ が大きな値とならないためである。この結果は McMurtry ら⁽¹¹⁾、店橋ら⁽⁶⁾ の渦内部に燃焼反応が存在する結果と大きく異なっている。

断面④(図7、渦度の中心断面)では、渦度の最大値は断面③に比べ、大きな値を示す。しかし実質時間微分項は混合層の火炎側で負の値を示す傾向にあり、このため $y=2$ mm 付近で渦度は減少している。また $y=5$ mm で、渦度はわずかに負となっている。火炎位置より酸化剤側では大きな渦度の生成があり、わずか

Fig. 8 Temperature and concentration profiles on cross section ④

ではあるが渦度の増加が確認される。各項を比較すると、実質時間微分項はバロクリニクトルク項に支配されていることがわかる。また断面③と比較すると、高速側($y < -2$ mm)で実質時間微分項の絶対値の減少が見られる。これは巻込まれた高温気体の冷却に基づき、バロクリニクトルクの負の値が減少したためである。一方混合層の火炎側では高温領域が存在しており、バロクリニクトルクは大きな負の値をとり、渦度の抑制および負の渦度の生成に寄与している。また火炎の酸化剤側で、バロクリニクトルク項は断面③の場合よりも増加している。これは、断面③では火炎は火炎伸長により冷却されるが、断面④では圧縮(負の伸長)効果により温度が上昇するため⁽¹²⁾⁽¹³⁾である。粘性項は断面③と同じ傾向にあり、渦度分布を広げる作用をしている。膨張項は高温気体が冷却される高速側で負の値となるが、他の項に比べてその値は小さい。

図8に断面④の温度分布および各化学種濃度分布を示す。火炎位置($y=7.0$ mm)で、温度は2300 Kとなる。ただし、火炎温度が断熱火炎温度以上になるのは前述の火炎圧縮による温度上昇および燃料と酸化剤を600 Kに予熱しているためである。火炎位置でメタンと酸素の質量分率は零となり、水蒸気と二酸化炭素の質量分率は最大値をとる。また火炎の燃料側($2 \text{ mm} < y < 0.7 \text{ mm}$)で生成物の質量分率が比較的大きな値を示すのは、上流で生成された生成物がこの領域へ輸送されるためである。また大きなスケールの渦が存在する領域では、 $y=0$ mm でメタンの質量分率が増加し、 $y=-3$ mm では生成物と窒素の質量分率の増加および温度の上昇が見られる。これは渦の回転に伴い輸送される燃料と高温の生成物に基づいている。また火炎の燃料側でわずかに酸素の存在が確認されるが、これは本火炎が浮上がり火炎であるために、火炎基部で燃料が空気と混合し、燃料側の混合気が渦濃予混合気となっていることを示すものである。

次に混合層の代表断面($x=60, 84, 108$ mm)の特性量の平均分布について検討する。平均値の算出には、準定常状態の0.5 s間のデータを用いた。図9に非燃焼時の速度 $\bar{u}$ (a)、渦度(b)、混合分率 ξ_c (c)の平均分布を示す。ただし、混合分率 ξ_c は次式で定義している。

$$\xi_c = \frac{m_c - m_{c,0}}{m_{c,F} - m_{c,0}} \quad (2)$$

ここで、 m_c は炭素元素質量分率を示す。また添字の F と O は初期の燃焼と酸化剤を示す。速度分布は下流に行くに従って、混合層幅が広がる傾向を示す。断面位置 $x=60$ mmにおいて $y=5$ mm付近に酸化剤噴出速度1 m/sより低速域(アンダシュート)が発生しているが、これは図4で説明した渦度の周辺で実質時間微分項が負の値をとるためであり、バロクリニクトルクに基づいている⁽¹¹⁾。渦度分布は $x=60$ mmの上流位置で大きな渦度が存在することを示している。下流に移行すると、渦度の最大値は減少し、渦度幅は広がる。混合分率分布では、下流に移行するに従い、混合分率は低速側で増加し、混合の促進が見られる。この混合速度は運動量の混合速度より早い。

図10に燃焼時の速度 $\bar{u}$ (a)、渦度(b)、混合分率 ξ_c (c)の平均分布を示す。速度分布では低速側で速度のアンダシュートが見られる。これは発熱に伴うバロクリニクトルクの負の生成によるものである⁽¹¹⁾。渦

度分布では、非燃焼時に比べて渦度の最大値は小さく、また分布幅は広がっている。これは前述の渦度生成バランスで検討したように、混合層内部でバロクリニクトルク項が負の値をもつこと、および火炎形成による温度上昇に伴い粘性項が渦度分布を広げる効果をもつためである。混合分率分布では、高速側($y=-5$ mm)と低速側($y=2$ mm)で ξ_c の減少と増加が存在している。これは混合層に存在する大きなスケールの渦による混合の促進に基づくものである。非燃焼混合層の ξ_c 分布と比較すると、特に高速側で混合が促進されており、仕切板すぐ下流で発生した渦の巻込みによって混合が促進されていることが明らかである。

次に火炎形成による混合層厚さへの影響を明らかにするために、渦度厚さ δ_ω と炭素元素混合層厚さ δ_c について検討する。渦度厚さは次の式で定義される。

$$\delta_\omega = \frac{U_1(x) - U_2(x)}{\left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)_x \right]_{\max}} \quad (3)$$

ここで、 $U_1(x)$ と $U_2(x)$ は x 断面の高速流体と低速流体の平均主流速度を示している。また δ_c は燃料側と酸化剤側の ξ_c の差の99%で決定される幅を示す。

図11に非燃焼時および燃焼時の混合層厚さの変化を示す。非燃焼時の δ_ω はほぼ直線的に増加する。非燃焼時と燃焼時の δ_ω を比較すると、 $x=0$ mmから $x=25$ mmの間で燃焼時の δ_ω が非燃焼時に比べわずかに

Fig. 9 Time averaged velocity(a), vorticity(b) and mixture fraction(c) profiles in the cold mixing layer

Fig. 10 Time averaged velocity(a), vorticity(b) and mixture fraction(c) profiles in the reacting mixing layer

Fig. 11 Axial changes in mixing layer thicknesses in the cold and reacting mixing layers

広い。この領域は燃焼時では火炎の浮上がり領域に相当する。図1のメタン濃度分布からも明らかのように、火炎形成によりかく乱が流れ場に導入されることによって、混合層の渦が混合層上流から形成されるため、混合がこの火炎浮上がり領域で促進されたためである。一方この領域での混合層厚さの増加割合は非燃焼時と燃焼時でほぼ同じであり、非燃焼時の混合層の発達が浮上がり火炎の基部に存在することを示している。火炎が形成されると(図11中矢印)、 δ_w は増加する。またその増加割合も非燃焼時に比べて大きい。この傾向は図9、10の渦度分布からも確認される。この結果は、Dimotakisらの反応性混合層の排除厚さが熱発生により増加するという結果⁽⁵⁾に対応していると考えられる。したがって、仕切板後方に形成される反応性混合層では、流れ場で決定される混合層厚さは反応に伴う熱発生により増加するといえる。

一方炭素元素混合層厚さ δ_c は渦度厚さの約2倍の値をとる。これはメタン・酸化剤(空気で代用)と二酸化炭素-酸化剤の拡散係数がメタンと二酸化炭素の動粘性係数に比べ約1.2~2倍の値をもつことから(シュミット数 $Sc \approx 0.5 \sim 0.83$)、運動量と濃度の拡散速度の差に基づくものと考えられる。非燃焼時では渦の巻上げ位置に対応して、 $x=60 \sim 80$ mm付近で δ_c が増加する。一方燃焼時では、 δ_c が仕切板下流から $x=50$ mm付近まで直線的に増加する。この増加割合は非燃焼時と比べ、大きい。これは燃焼時において、仕切板すぐ下流で大きなスケールの渦が発生し、この渦が混合

を促進するためである。しかしその下流では δ_c の広がり割合は低下しており、100 mm付近では、非燃焼時の δ_c とほぼ同じとなる。これは $x=50$ mm付近で急激に渦度の最大値が低下すること(図5)、および80 mm付近から下流で渦度厚さの増加割合が減少するため[図11(a)]と考えられる。

4. 結 論

仕切板後方に形成される反応性二次元混合層において、低速酸化剤側に形成される火炎の混合特性への影響を数値解析によって、渦度生成バランスの観点から検討した。その結果、次の結論を得た。

(1) 密度差を伴う非燃焼混合層の混合特性は渦間では主として粘性に支配され、渦中心断面では粘性とバロクリニクトルクに支配される。粘性は渦度分布を広げ、バロクリニクトルクは混合層周辺で混合層に存在する大きなスケールの渦とは逆向きの負の渦度を生成する。

(2) 反応性混合層の混合特性はバロクリニクトルクと粘性に強く支配される。混合層内では巻込まれた高温気体によって、大きな密度こう配が生じ、負のバロクリニクトルクが発生する。このため渦度は非燃焼混合層に比べ、小さくなり、混合層の火炎側で負の渦度が生ずる。また火炎より低速側では正のバロクリニクトルクが生じ、渦度が生成される。また燃焼による動粘性係数の増加により、粘性の効果が増大し、渦度の分布は非燃焼時の混合層に比べ、渦度幅は広がる。

(3) メタンと酸化剤(酸素と窒素の混合気)の非燃焼混合層および反応性混合層の平均速度分布において、低速側で速度のアンダシュートが存在する。これは密度差に伴い生ずるバロクリニクトルクの効果によるものである。

(4) 仕切板後方に形成される反応性混合層では、流れ場で決定される混合層厚さは反応に伴う熱発生により増加する。

(5) 燃料側と酸化剤側の混合分率の差の99%で定義される混合層厚さは、燃焼時において増加する。これは燃焼時において、仕切板すぐ下流で大きなスケールの渦が発生し、この渦が混合を促進するためである。

最後に、神戸大学工学部 中島健教授には本研究を始める機縁を与えていただいた。また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) 小沼義昭・泉浦篤・小宮俊博・機論, **60**-574, B(1994), 1992, 2183-2188.
- (2) Takagi, T., Shin, H. and Ishio, A., *Combust. Flame*, **37** (1980), 163-170.
- (3) 李英在・林好徳・小沼義昭, 機論, **56**-528, B(1990), 2503-2509.
- (4) Mungal, M. G. and Dimotakis, P. E., *J. Fluid Mech.*, **148** (1984), 349-382.
- (5) Hermanson, J. C., Mungal, M. G. and Dimotakis, P. E., *AIAA J.*, **25** 4(1987), 578-583.
- (6) 店橋護・宮内敏雄, 機論, **59**-560, B(1993), 1338-1343.
- (7) 野田進・牧野英俊・中島健, 機論, **62**-595, B(1996), 1212-1217.
- (8) Westbrook, C. K. and Dryer, F. L., *Combust. Sci. Technol.*, **27**(1981), 31-43.
- (9) Kawamura, T. and Kuwahara, K., *AIAA Paper*, No. 84-0340(1984).
- (10) 野田進・橋本和樹・中島健, 機論, **60**-572, B(1994), 1436-1442.
- (11) McMurtry, P. A., Riley, J. J. and Metcalfe, R. W., *J. Fluid Mech.*, **199**(1989), 297-332.
- (12) Peters, N. and Williams, F. A., *AIAA J.*, **21**(1983), 423-429.
- (13) Katta, V. R. and Roquemore, W. M., *Combust. Flame*, **100**(1995), 61-70.