空間～時間2点相関による乱流拡散火炎構造の実験的研究*

井田 民男^{*1}, 大竹 一友^{*2}Experimental Study of Spatially and Time-Resolved Structures
of Turbulent Diffusion Flame

Tamio IDA and Kazutomo OHTAKE

We discuss in detail the various thermal diffusion mechanisms on the basis of spectral analyses of turbulent diffusion flames. Spatially and time-resolved structures of turbulent diffusion flames were obtained by two-point laser Rayleigh spectroscopy (LRS) which did not directly interfere with the combustion media during measurement. The turbulent diffusion flame structures were divided into 4 regions based on the characteristics of their spectral analysis of time-dependent temperature signals. In particular, in order to discuss the macroscopic thermal diffusion mechanism, the coherent function from cross and power spectral functions at Regions I~IV were analyzed. From these analyses, the following diffusion characteristics at each region were revealed. Region I: three-dimensional diffusion mechanism (x -, r -, z - axes), Region II: one-dimensional diffusion mechanism (z - axis), Region III: two-dimensional diffusion mechanism (x -, z - axes), Region IV: no diffusion mechanism.

Key Words: Turbulent Diffusion Flame Structure, Laser Rayleigh Spectroscopy, Two-Point Measurement, Thermal Diffusion Mechanism, Coherent Function

1. 緒 言

乱流拡散火炎構造の研究には、近年レーザによる光計測分光技術を用いた報告がとみに多くなってきている。特に、レーザ光をシート状に広げた面計測法が盛んで^{(1)~(5)}、火炎の瞬間的断面情報をとらえることができ重要な知見が得られている。さらに、その応用としてシート状の光をミラーを用いて火炎構造の立体計測を行った報告もある⁽⁶⁾⁽⁷⁾。しかし、これらの計測法は、ミー散乱光や誘起蛍光、ラマン散乱光を用いているため、前者は火炎の幾何学的な形状の情報しか得られず、後者は入射レーザ光強度の不足より定量的解析が十分でなく、火炎構造を把握するうえでより精度の高い定量的計測法の発展が望まれる。一方、定量的瞬間空間構造を得るために多点計測法も開発されている。中谷⁽⁸⁾らは、LDVを用いた多点計測法により時系列速度乱れから短期空間スケールを求め時系列での空間火炎構造計測の重要性を示している。さらに、Namazianらは⁽⁹⁾、乱流予混合火炎に時系列での温度計測が可能なレーザ・レーレー散乱法(LRS)による

2点温度計測法を用い、火炎面の三次元的な動きをとらえ重要な知見を得ている。また、著者らはLRSとLDVを組合せた複合同時計測法を乱流拡散火炎に適応し半径方向乱流熱流束分布($\overline{vT}$)を求め火炎領域においてこう配拡散モデルによる熱拡散機構が成り立っていない領域が存在することを実験的に示した⁽¹⁰⁾。

本研究では、光源に Ar^+ レーザを用い燃焼場に外乱を与えることなく実時間温度計測が可能なLRSを用い、空間に2点の測定点を形成し火炎構造の空間～時間的な変化を熱拡散作用の観点から検討した。2点の測定点から得られるレーレー散乱光強度変化より求める時系列温度波形の相関関数や各種スペクトル解析を定量的に行った。特に2測定点間での周波数空間における熱拡散作用の性状を表すクロススペクトル関数、コヒーレント関数を求め、特徴的な一次元パワースペクトル関数を有する四つの各領域^{(11)~(13)}に対応した周波数空間での熱拡散作用の変化に着目し、その特徴的な性状を比較・検討した。

2. 実験装置および測定法

2.1 実験装置の構成 本研究で用いた実験装置の概要は、前報⁽¹⁾と同様である。光学系の構成は、2台

* 原稿受付 平成6年7月14日。

^{*1} 正員、熊野工業高等専門学校 (〒519-43 熊野市有馬町2800)。^{*2} 正員、豊橋技術科学大学 (〒441 豊橋市天伯町雲雀ヶ丘1-1)。

の Ar^+ レーザ (Single mode, 1 W) を光源としそれぞれ異なる 2 波長 (488 nm と 476.5 nm) のレーザ光を発振し、2 対の多重反射ミラー (曲線半径 300 mm) によりそれぞれ測定体積 ($0.2 \times 0.25 \times 0.15 \text{ mm}^3$) を形成した。受光系では、測定精度を向上させるためにダブルモノクロメータ (日本分光: CT-25 ND) により迷光を低減した。特に本研究で採用した LRS は、弾性散乱光であり入射レーザ光波長と同じ波長の強度変化を利用し温度計測を行っているため、光学視野に実験器具等があると表面弾性散乱光により迷光が生じる。このため 2 光軸を $\pi/6 \text{ rad}$ 傾け、相互干渉により迷光を取り込まないように実験を行った。

2.2 実験条件 本研究での実験条件を表 1 に示す。実験は、バーナ直径 $D=4 \text{ mm}$ 上に Re 数 5 000 の乱流拡散火炎を形成し、 $x/D=20$ を基準断面にして 2 点の測定点間距離を種々変えて温度測定を行った。この $x/D=20$ の断面では、図 1 からわかるように四つの領域で特徴づけられた典型的な乱流拡散火炎構造が比較的均等に存在しているので基準断面とした。また、温度測定には、LRS を採用しているために燃焼の前

表 1 実験条件

Exit conditions	: $D=4 \text{ mm}$, $Re=5,000$, $x/D=20$
Mixed fuel	: $62.2\% \text{ H}_2 + 37.8\% \text{ CH}_4$
Measured points	: $r=0 \sim 20 \text{ mm}$
$T_1(x+\Delta x, r+\Delta r, \Delta z) = T_1(80, r, 0)$	
$T_2(x+\Delta x, r+\Delta r, \Delta z) =$	
$T_2(80+\Delta x, r, 0) : \Delta x = 1.2, 2.1, 4.4 \text{ (mm)}$	
$T_2(80, r+\Delta r, 0) : \Delta r = 1.0, 2.9, 4.6 \text{ (mm)}$	
$T_2(80, r, \Delta z) : \Delta z = 1.0, 2.9, 4.6 \text{ (mm)}$

図 1 時間平均温度と時間スケールの半径方向分布

中後で室温空気でのレーザ散乱断面積を基準にその変化を 5% 以内に収めることができる $62.2\% \text{ H}_2 + 37.8\% \text{ CH}_4$ の混合燃料を用いた。2 測定点の空間的位置を定める座標系は、測定位置によらず同条件での乱れスケールが条件抽出できるようにバーナ端出口中心を原点に直交座標系を適用した。測定座標軸は、バーナ端出口より火炎先端に向けて x 軸、バーナ中心軸より半径方向に r 軸、その同平面直角方向に z 軸を設定した。この座標系により各 2 測定点から得られる時系列温度波形の相関は、その空間距離に対応した乱れのスケールのもつ情報を条件付き抽出したことに対応し、時空間相互相関関数およびクロススペクトルを求めることができる。

3. 測定結果と考察

対象とする乱流拡散火炎構造の統計的性質は、16 bit, 25 kHz サンプリングによる 100 000 点のデータ (実時間 4 s に相当) により計算した。

3.1 基本的構造 まず、本報で対象とする乱流拡散火炎構造の基本的構造を既報⁽¹¹⁾ で報告した手法により整理することによりその性状を知る。まず、図 1 に $x/D=20$ での時間平均温度分布とその時系列温度波形より自己相関関数を介して求まる時間スケールの半径方向分布を示す。時間平均温度分布の相似性に関しては、領域 I, II においてその相似性がバーナ出口直径 D で整理できることを示し、領域 III においてはバーナ出口直径 D では整理できないことを報告している⁽¹¹⁾。次に時系列温度波形の乱れにより求まる時間スケールの分布は、既報⁽¹²⁾ で述べた四つの領域に対応づけて 4 分割できることを示している。すなわち、領域 I では、時間平均温度が領域 II に近づくにつれて緩やかに温度上昇するとともに、時間スケールも緩やかに増加している。領域 II は、火炎最高時間平均温度に達するに従い、時間スケールが 1 オーダ近くも急激に増加する。さらに、領域 III では時間平均温度が半径方向に急激に低下するが、時間スケールはほとんど変化しない特徴を有する。その外側には、時間スケールが急峻に減少する性状を有する周囲空気流領域 IV が存在する。以後、これらの異なる特徴的な性状を有する四つの領域に対応させながら空間～時間相関での火炎構造を比較・検討する。

3.2 空間～時間火炎構造 2 点相関法により得られる空間～時間火炎構造の x 軸方向の典型的な解析結果とその統計的性状を考察する。特に浮力による流体力学的な混合過程が顕著に現れる領域 III において乱流拡散火炎の空間構造の時間的な変化を把握するこ

とができた。

図 2(a)～(c)に、 $x/D=20$, $\Delta x=1.2$ mm の 2 点で得られた 40 ms の時間内における時系列温度波形とその時系列相関図および時空間相互相関関数を示す。また、この時空間相互相関関数から直接得られる乱れの空間スケールの定量的解析および分布性状についてはすでに大竹ら⁽¹⁾が報告している。図 2(a)は、横軸が上流、縦軸が下流の測定点データを表示している。領域 I では、乱れの弱い均質な領域に加え自己相関関数と同様な形状を有する弱い相互相関を示している。領域 II では、温度は全体的に上昇し温度波形に顕著な変動が見られるが相関は極めて弱く、負の相関が現れる。さらに領域 III では、強い相互相関が存在しその相関の幅も広い。この時系列相関を時間的に観察した結果を図 2 中に矢印で示す。この領域では、時系列温度波形の相関が $\pi/4$ rad の傾きをもったおもに反時計方向にだ円軌道を描く独特な相関強度を示す。この

傾きは、領域 III において均質な熱拡散作用が主流方向に生じていることを示唆し、その空間温度こう配分布がおもに主流方向に安定していることを示している。また、この回転方向とその熱拡散作用を評価するために 4 象限法(例えば第 1 象限を R ①と表す)による定量的解析結果を表 2 と表 3 に示す。また図 3 に領域 III における簡易な火炎構造を 4 象限法によりその動きと共に表した。まず表 2 より第 1 象限($T'_u > 0$, $T'_d > 0$)に約 35% および第 3 象限($T'_u < 0$, $T'_d < 0$)に約 40% と二つの領域に存在確率が最も高く、その回転方向も約 70% が半時計回りに動いている。図 3 に表したようにこの第 1 象限では、2 測定点が同時に燃焼領域に覆われている状態に、第 3 象限では周囲空気領域(領域 IV)に 2 測定点が存在していることに対応し、燃焼領域の瞬間的な動きを詳細にとらえている。このように時系列相関図で生じるだ円軌道現象を図 3 の簡易火炎構造の動きと合せ考えると、その軌跡の大きさは燃焼領域

(a) 時系列温度波形の相関

(b) 時系列温度波形

(c) 時空間相互相関関数

図 2 2 点相関による空間～時間火炎構造

表 2 4 象限法による領域ごとの存在確率(%)

r (mm)	R①	R②	R③	R④	Region
0	31.20	19.60	31.12	18.08	I
2	29.36	20.00	33.84	16.80	
4	29.86	18.58	36.94	14.62	
6	36.08	14.24	32.44	17.24	
8	32.14	16.88	34.66	16.32	II
10	26.90	27.66	17.78	27.66	
12	27.10	24.62	17.22	31.06	
14	48.00	8.40	39.98	3.62	
16	40.46	6.06	49.48	4.00	III
18	19.46	10.36	50.06	20.12	
20	30.42	18.92	24.36	26.30	

表 3 4 象限法による回転方向確率(%)

r (mm)	R①R②R③R④R①	R①R④R③R②R①	Region
0	49.50	50.50	I
2	44.60	55.40	
4	46.00	54.00	
6	35.50	64.50	
8	62.50	37.50	II
10	80.50	19.50	
12	41.50	58.50	
14	60.00	40.00	
16	80.50	19.50	III
18	66.00	34.00	
20	70.00	30.00	

あるいは周囲空気領域の主流方向の空間スケールに依存し、軌跡の回転速度は浮力による燃焼領域の上昇速度に依存し、その傾きは燃焼領域の動きの向きを表していることが理解される。しかしながら、低い存在確率(約 30%)ではあるが時計回りにも熱拡散作用(見掛け、下流から上流への熱拡散作用に対応)が生じている。この時間平均温度こう配モデルが成立していない熱拡散作用は、時間平均的な計測法およびデータ処理法では、統計処理の性質上発見できないものであり、瞬間火炎構造を考察するうえで重要な知見を提供している。すなわち、領域 III での瞬間火炎構造を推察すれば、燃焼領域における内部構造が渦巻状の燃焼形態を形成し⁽¹¹⁾、回転しながら主流方向に上昇し、上述の種々の熱拡散作用を生じさせていることを示唆している。さらに、後述のコヒーレント関数と組合せて考えると空間的な熱拡散作用の面から瞬間乱流拡散火炎構造が二次元的な性状を有している可能性が支持される。このような結果は、2 測定点の x 軸方向距離を変化させても観察され、四つの領域においてそれぞれに特徴的な性状の火炎構造が実現していることを示している。

図 3 領域 III における 4 象限法による簡易火炎構造 (+ は測定点を表す)

これらの測定結果は、前報⁽¹⁾のシュリーレン像からわかるように比較的大きなスケールをもった乱れが浮力によって x 軸方向に移動する火炎構造の存在に対応させて、より理解を深めることができる。

3.3 コヒーレント関数による熱拡散空間火炎構造

次に、スペクトル解析よりコヒーレント関数を求め周波数空間での熱拡散機構に関し検討する。コヒーレント関数 $\text{coh}^2(f)$ の定義を式(1)に示す⁽¹⁴⁾。

$$\text{coh}^2(f) = \frac{|S_{12}(f)|^2}{S_{11}(f)S_{22}(f)} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ただし、 $S_{12}(f)$ は点 1, 2 間でのクロススペクトル関数を、 $S_{11}(f)$, $S_{22}(f)$ は、それぞれ各点での一次元パワースペクトル関数を表している。2 測定点が離れている場合のコヒーレント関数は、周波数空間での 2 点における熱拡散移動状態を示している。2 測定点間距離を種々変えることにより熱拡散作用の空間形態を知ることができ、乱流拡散火炎における熱拡散過程の本質を理解するうえで有意義である。図 4(a)～(c)に表 1 に示した測定条件に対応させたコヒーレント関数を示す。図 4(a)～(c)は x , r , z 方向それぞれについて 2 測定点間距離を変化させたものを、半径方向距離を変えて測定した結果を示している。それぞれ領域ごとに整理し比較・検討しやすいようにした。図 4 の座標軸目盛は、図 5 と同様である。

3.3.1 領域 I の熱拡散作用

まず領域 I について考える。図 4(a)では 3 方向のコヒーレント関数の分布に変化が少なく約 500 Hz を中心周波数とする熱拡散の周波数帯域が存在し、空間に平均的に分布している。一方図 4(a)から図 4(c)へと 2 測定点間距離を広げるにつれ、 Δx については緩やかに熱拡散量が減少するが、周波数空間での分布形態はほぼ同様な性状となり、 Δr , Δz についてはこれらの値の増加に伴い熱拡散量が激減し熱拡散がほとんどされなくなっている。このことは、領域 I では約 1.5 mm (コヒーレント

関数の変化より $\Delta x = 1 \text{ mm}$ より大きく $\Delta x = 2.1 \text{ mm}$ より小さいスケールの概算)の均等なスケールの熱流

体が空間に均質に分布し [図 4(a)領域 I のコヒーレント関数にほとんど変化が見受けられない], 彼らが領域 II に属する領域から x 軸方向に向けて主流に運ばれながら移動する空間的に三次元構造を有する熱拡散作用が存在している。計測方法の制約上, 任意の 2 点間距離に光学系を構成することは困難であり, より詳細な乱流混合過程の空間的な熱拡散作用を解明するために現在レーレー散乱法による二次元温度計測法を検討している。

3.3.2 領域 II の熱拡散作用 領域 II では, 図 4 中 (a) $\Delta z = 1.0 \text{ mm}$ 以外では熱拡散作用はほとんど見受けられず, z 方向にコヒーレント度約 0.8, 中心周波数約 200 Hz の比較的低周波数帯域にのみ熱拡散が存在する一次元的構造を有している。この領域 II は, 1 点計測結果より時間平均最高温度が存在する燃焼領域に当たっている。このため熱反応力学的観点から温度上昇による動粘性係数の増加により乱れが抑制され, 流体力学的観点からは燃料流の広がりにより主流方向速度が急激に減速される。さらに, 火炎構造の幾何学的観点からは折り重なり合うように入り組んだ複雑な燃焼領域が下流方向に移動する。この結果 x, r 軸方向の熱拡散作用が起こりにくい状態にあり, その入組み方が約 1 mm よりも短い相関スケール (図 4 領域 II においてコヒーレント関数の周波数特性が検出されな

図 4 コヒーレント関数の空間分布 (座標軸目盛は図 5 と同様)

い)であることが上述の結果から理解できる。このことは、1 点計測法から求まる時間スケールがこの領域で急激に長くなる結果と反するように感じられるが、1 点計測法で得られる時間スケールは乱れの相関ではなく、燃焼領域の入り組み方の特性時間に対応しているのみであり、空間スケールは 2 点計測法によってはじめて計測することができ燃焼領域での局所燃焼形態を考察することを可能にするものであることを強調したい。一方、図 4(b), (c)では、前報⁽¹³⁾の種々の瞬間火炎構造の巨視的な可視化像より、対象とする乱流拡散火炎の燃焼領域が周方向に入り組んだ火炎形状を形成する。本研究手法(直交座標系により測定座標位置を設定し、実空間スケールが等しくなるように実験条件を設定)では、直交座標系を採用しているため周方向の相関スケールに対応した明確な熱拡散作用が現れにくい状況にあるが、 $\Delta z=1\text{ mm}$ で特徴的な性状が検出されている。これらの測定結果より、この領域 II では x , r 軸方向の熱拡散機構が燃焼に伴う温度上昇により抑制され、熱拡散作用が極めて短く、かつ短期に生じていることが推測される。その結果、温度乱れの形態と拡散方向が z 軸方向のみに依存した一次元的構造を有していることが推察される。

3.3.3 領域 III の熱拡散作用 領域 III では、時系列温度波形の相関からわかるように温度上昇に伴う浮力による熱拡散作用が支配的な領域である。領域 III のコヒーレント関数の強度より約 200 Hz 以下の低周波数域と前報⁽¹³⁾の一次元パワースペクトル関数が -1 乗則に従う周波数帯域に相当する分子熱拡散作用による約 5 kHz 以上の高周波数域に熱拡散作用が生じている。また、異なる 2 測定点間距離の結果より、おもに上述の浮力により燃焼領域が下流に移動するため、 r 軸方向の熱拡散作用はほとんど生じず、 x , z 軸方向に同等な分布を有する特徴的な性状が存在する。これらのことは、領域 III での熱拡散作用が空間的な二次元的構造によって支配されるような拡散機構が存在していることを支持している。この二次元的構造とは、空間に存在する温度乱れの形態とその拡散方向が x , z 軸方向に生じていることを意味している。

3.3.4 半径方向の熱拡散作用 図 4 より x 軸方向のコヒーレント関数の半径方向変化は、2 測定点間距離にほとんど関係なく領域 I ~ IV で同様な変化をしている。 r 軸方向については、図 4(a) $\Delta r=1.0\text{ mm}$ のみ領域 I ~ IV で強い熱拡散作用の変化が存在し、2 測定点間距離が広がるにつれ急激に減少し $\Delta z>2.9\text{ mm}$ ではほとんど熱拡散作用が生じていない。 z 軸方向では、図 4(a) $\Delta z=1.0\text{ mm}$ で半径方向に関係なく

同様なコヒーレント関数分布形状を有し、図 4(b), (c)では半径方向に関係なく熱拡散作用が生じていないことがわかる。これらのことより乱流拡散火炎が、領域 I : 三次元的熱拡散機構 ($\Delta x, \Delta r, \Delta z$ 方向), 領域 II : 一次元的熱拡散機構 (Δz 方向), 領域 III : 二次元的熱拡散機構 ($\Delta x, \Delta z$ 方向) と、領域ごとに異なる次元の熱拡散機構が存在する極めて複雑な空間構造であることを定量的に明確化することができた。

3.3.5 スペクトル関数との比較による熱拡散作用

最後に図 5(a) ~ (c) に各領域ごとのクロススペクトル関数とコヒーレント関数を合わせて示す。また、各領域での一次元パワースペクトル関数⁽¹³⁾と比較することにより、周波数領域における乱れと熱拡散作用との相関を検討する。しかし、これらの反応を伴う相関

図 5 コヒーレント関数とクロススペクトル関数

に関する乱流理論の発展は十分ではなく、ここでは実験的考察にとどめる⁽¹⁵⁾。

領域 I (a) では、一次元パワースペクトルが $-5/3$ 乗則で成立し、クロススペクトルも緩やかに減衰し始めている低周波数側の始点を中心波長にコヒーレント関数が山状に広がり、さらにその減衰に従いコヒーレント度も徐々に減衰している。これは、熱拡散に中心的な役割を有する乱れが自己保存的な場でのマクロスケールの移動に対当した周波数帯に最大熱拡散作用を生じさせていることを意味しており、この周波数帯に対応したスケールの三次元的熱拡散機構が支配的であることを示している。

領域 II (b) では、領域 I と同様な一次元パワースペクトルが $-5/3$ 乗則を形成して存在しているにもかかわらず、 x, r 軸方向のコヒーレント度が全周波数にわたり低くなっている。これは、上述の 1 点計測法と 2 点計測法から得られるデータの物理的意味の違いによるものであり、さらに x 軸方向への熱輸送が顕著ではないことを説明している。しかし、 z 軸方向のコヒーレント関数との相関は強くなっている。

領域 III (c) は、一次元パワースペクトル分布が $-5/3$ と -1 乗則の共存する領域であり、流体力学的熱拡散作用と分子熱拡散作用に対応した、コヒーレント関数の変化が存在する。中間周波数での熱拡散作用が小さいことは、高城ら⁽¹⁶⁾ によって報告された動粘性係数の上昇による層流化現象により乱れの熱拡散が抑制されたことによる可能性が大きい。

以上の結果より、これまでの研究で示してきた乱流拡散火炎を四つの特徴的な領域に分割できることの理由を、各領域での乱れの各種統計量の特徴的な性状から定量的に示すことができた。特にコヒーレント関数を導入することにより各領域での熱拡散作用を周波数空間上で明確にすることができた。このことは、各領域間の相互作用を理解するうえで重要であり、火炎構造の混合拡散過程の本質に迫る手掛かりを与えているといえる。

4. 結 言

2 点 LRS を乱流拡散火炎に適用し、これまでの研究で提案してきた火炎構造の 4 領域において時系列および各種スペクトル解析を行った。また、直交する 3 方向のコヒーレント関数より周波数空間での熱拡散作用に関する空間構造を定量的に検討することにより、以下のことを明らかにした。また、1 点 LRS による実験結果と比較することにより、得られたデータの物理

的な意味をさらに深く理解することができた。

(1) 時間スケールにより分割された 4 領域でそれぞれ特徴的な相互相関関数が存在することがわかった。また、時系列相関図より燃料流と周囲空気が混合する領域(領域 III)で浮力による秩序構造の存在を 4 象限法により模式化し、その運動の形態を明確化した。

(2) コヒーレント関数により 4 領域における熱拡散機構が異なることを周波数空間上で示し、その周波数帯およびコヒーレント度を定量的に明確にした。特に、中心軸付近の燃料流領域(領域 I)は三次元構造、その外側の燃焼が盛んな領域(領域 II)では一次元構造、燃料流と周囲空気が混合する領域(領域 III)は二次元構造の熱拡散形態が空間的に存在することを示した。

(3) 1 点および 2 点 LRS から得られる実験結果の比較より、特に燃焼が盛んな領域(領域 II)でデータの物理的意味が異なることを示した。すなわち、1 点 LRS より求まる時間スケールは、燃焼領域の層の入り組み方に対応した巨視的なスケールが得られ、2 点 LRS より求まるコヒーレント関数分布は、2 点間距離に対応した乱れのスケールでの熱拡散状態を抽出していることを明らかにした。

本研究の一部は、文部省科学研究費 [重点領域 (1) 02209102] によっていることを付記し謝意を表す。

文 献

- (1) 大竹・ほか 3 名, 機論, 57-535, B(1991), 1135.
- (2) Namazian, M. and Kelly, J. T., *Proc. 22nd Symp. (Int.) Combust.*, (1988), 627.
- (3) Chen, L.-D. and Roquemore, W. M., *Combust Flame*, 66 (1986), 81.
- (4) 水谷・ほか 2 名, 機論, 54-504, B(1988), 2219.
- (5) Hanson, R. K., *Proc. 21st Symp. (Int.) Combust.*, (1986), 1677.
- (6) Long, M. B. and Yip, B., *Proc. 22nd Symp. (Int.) Symp. Combust.*, (1988), 701.
- (7) Long, M. B., *Proc. Conf. Mech. Non-Uniform Combust.*, (1990), 31.
- (8) 中谷・前川, 第 23 回燃焼シンポジウム前刷集, (1985), 190.
- (9) Namazian, M., ほか 3 名, *Proc. 19th Symp. (Int.) Combust.*, (1982), 487.
- (10) 大竹・ほか 3 名, 機論, 52-482, B(1986), 3571.
- (11) 井田・大竹, 機論, 56-531, B(1990), 3514.
- (12) 井田・ほか 2 名, 第 27 回燃焼シンポジウム前刷集, (1989), 19.
- (13) Ohtake, K. and Ida, T., *Proc. 5th Int. Symp. Appl. Laser Tech. Fluid Mech.*, (1990), 31. 2.
- (14) 日野, スペクトル解析, (1986), 63.
- (15) 小林, 数理科学, 370(1994), 41.
- (16) 高城・ほか 2 名, 機論, 52-476, B(1986), 1540.