光散乱法によるガス拡散火炎中のすす粒子の測定

(第2報 プロパン・空気系層流火炎でのすすの測定)*

西田 修身** 向原 誠也**

Light Scattering Measurements on the Soot Particles
in the Gas Diffusion Flames
(2nd Report, Measurements on Soot in Laminar C_3H_8 -Air Flames)

By Osami Nishida, Seiya Mukōhara

For determining the soot particle size and concentration in flames, the scattered light intensities at various angles has been calculated as a function of particle diameter and complex index of refraction by the Mie's theory. In a preliminary experiment, a water suspensoid of polystyrene latex particles having a diameter of 91 nm and 176 nm were examined and good agreement between experiment and theory were found.

In this paper, profiles of local soot particle size (D_s : nm), number density (N_s : particles/cm³) and volume fraction (N_v : cm³/cm³) together with temperature are measured in propane/air laminar diffusion flames. A special burner and laser scattering technique are used for this purpose.

At the axial distance, the diameters of soot particles lie within the limits of 60 and 200 nm. The number density and volume fraction of soot particles are obtained in the range from 10^7 to 10^{11} particles/cm³ and from 10^{-8} to 10^{-5} cm³/cm³ respectively.

The largest particles are observed in the neighbourhood of nozzle, and then decreases toward the middle of the flame, however, the soot particle density increases strikingly. Large agglomerates of soot are seen to escape the tip of the flame.

At the radial distance, a considerably larger particles of soot are found near the flame front as compared with the central pyrolysis zone. It is suggested that the soot particle formation in the diffusion flame is confined to the high-temperature region on the fuel-rich side of the reaction zone.

1. ま え が き

筆者らは従来より、ガス拡散火炎を対象として、いろいろな燃焼状態に対する火炎中のすす生成・分解状況、火炎末端での排出量について、すす重量濃度分布から議論してきた^{1,2)}。しかし、なお、一層すすの生成・分解機構を握するうえにおいて、各々のすす粒子の大きさや数密度がいかに変化するかを知ることが興味あることである。これらの量を測定するために、火炎中にプローブを挿入してすすを採取し、電子顕微鏡で観測することがしばしば行われてきた^{3,4)}。この方法は直接的な方法で理解しやすいが、採取されたものが火炎の中での状態をそのまま保持しているかどうか、また、定量的な採取が可能であるかどうかなどの疑問が生じる。そこで非接触な光散乱法で測定すれば有効な測定値がえられるのではな

いかと考えている。

最近の研究においては、予混合火炎についてA.D'alessioら^{5,6,7)}、さらにG. Pradoら⁸⁾はガス燃料を用いて、流れ方向について測定している。W.D. Ericksonら⁹⁾はベンゼンの噴霧火炎について、測定用光源波長、すす粒子の屈折率および吸収係数の影響について議論した報告がある。拡散火炎についても種々報告されているが^{10~13)}、この種の火炎では半径方向への燃料・空気混合の影響、温度、ガス組成濃度およびすす重量濃度等の諸量に分布があるため、厳密な結果が報告されていない。I. J. Jagodaら¹⁴⁾はPolystyreneやPolypropyleneを用いて、光散乱法と透過法を同時に用いて測定しているが、十分に理解するに至っていない。また、電子顕微鏡での測定結果との間に大きな隔りが存在する。

そこで、前回の報告¹⁵⁾ではすす粒子の大きさ、屈折率および吸収係数の影響について検討するとともに、標準試料で検定した結果を報告した。

本報告はプロパン・空気系の大気開放形同軸流層流拡

* 原稿受付 昭和56年2月20日
昭和55年秋季学術講演(昭和55年10月23日)

** 正会員 神戸商船大学(神戸市東灘区深江南町5-1-1)

散火炎で空気流量を変えながら、火炎軸方向、半径方向の角度変位に対する散乱光強度を測定することによって、Mie理論の妥当性を場所的に検討するとともに、すす粒子径、数密度および体積濃度を求めた。更に、温度履歴をも同時に測定することによって、すすの挙動をダイナミックに観察した結果についてのべる。

2. 記号の説明

D : 粒子の直径 (nm)

$$I = \frac{4\pi^2 r^2}{\alpha^6 \lambda'^2} \cdot J$$

i : 虚数の単位

J : 光の照度

k : 吸収率

L_c : ノズル出口から火炎中心軸方向の距離 (mm)

m : 粒子の光学定数 (= 複素屈折率) = $n(1-i \cdot k)$

m_0 : 透明な媒質中の屈折率 (蒸留水や高温な空気)

n : 屈折率

N : 粒子密度 (Particles/cm³)

N : 粒子の体積濃度 (cm³/cm³)

r : 粒子から J なる光の照度までの距離 (cm)

R : 火炎の半径方向の距離 (mm)

S : ラテックス・パーティクルの散乱光強度を電圧に変換した値 (mV)

S' : すず粒子の散乱光強度を電圧に変換した値 (mV)

$\alpha = \frac{2\pi\rho}{\lambda'}$ (媒質中における光の波長に対する粒子の赤道径の比、すなわち粒子の大きさを代表する無

次元数)

r : 入射光と散乱光との間の角度 (度)

$r=0 \sim 90^\circ$: 後方散乱領域

$r=90 \sim 180^\circ$: 前方散乱領域

λ : 真空中における波長 (粒子にあたる) (nm)

$\lambda' = \frac{\lambda}{m_0}$ (粒子を取りかこむ媒質中における光の波長)

$\rho = \frac{D}{2}$ (粒子の半径) (nm)

(添字)

1 : 入射光と散乱光とのなす角度 r を含む面に直角に振動する光の方向 (垂直偏光成分)

2 : 角度 r を含む面内で振動する光の方向 (水平偏光成分)

L : Polystyrene Latex Particle

S : Soot Particle

3. 実験装置および方法

図1は側方光散乱法で測定する全体の概略を示したものである。点光源には集光性、単色性にすぐれているレーザ (He-Ne, $\lambda=632.8$ nm, Beam Dia. = 1.1 mm, Spectra-Physics 製, Model 124 B, 15 mW) を用いた。光線自身の偏波を自由に変えられるように、レーザ本体の前に偏波面回転器をとりつけ、360°回転できるようにした。光線は光束断続器 (チョッパー、直径 50 cm) で約 1180 Hz に明滅し、懸濁液 (Latex-蒸留水系) または火炎内に入射する。ある測定位置からの散乱光は光束通過孔 ($\phi 2.0$ mm) より、光干渉板、偏光板を経て、光電

図1 測定装置の概略

子増倍管で微弱な散乱光を受光し、電気信号に変換し、ロックインアンプに導く。ロックインアンプでは、測定する散乱光の信号とチョッパー、豆球およびフォトダイオードよりなる参照(同期)信号発生回路よりの周波数の等しい参照信号との位相を検波し、測定信号成分だけを検出するもので、常に位相(参照信号)を固定して出力を取り出し、レコーダで記録するようにした。干渉板、偏光板および光電子増倍管は暗箱内に設置し、回転板上にのせ、入射光と散乱光とのなす角度 γ を自由に変えられるようにした。なお、測定精度を上げるために、周囲を暗幕で覆った。

図2は大気開放炎を形成するためのバーナ部の詳細を示す。燃料は $\phi 4.5$ mmの管より流出させ、半径方向への広がりを持するために、燃料出口部に抵抗体を設けた。

更に火炎を安定にするために、内径 $\phi 35$ mmの管内より周囲流として空気を強制的に流出させた。実際の測定に当っては光路を固定しておき、バーナ本体(火炎)をマイクロメータ付三次元移動台に取りつけて任意の位置に設定した。

ガス温度の測定はPt-Pt-Rh (13%) $\phi 0.1$ mm熱電対(MgOで表面をコーティングした)を使用した。なお、ふく射による温度補正は行わなかった。

図2 バーナ部の詳細

4. Mie理論の妥当性とすず粒子の粒径および粒子数の算出法

チンダル現象のように媒質中に均一な球形粒子が浮遊している系に光を投射すると、散乱光と入射光との種々の角度における散乱光の強さの分布と粒子径との間に

図3 ポリスチレン・ラテックス・パーティクルスと蒸留水系の散乱光強度分布(J_1 , J_2)

一定の関係がG.Mieによって提唱されている。そこで真円球であるポリスチレン・ラテックスによって、実測した結果とMie理論の妥当性を検討する。標準試料の計算対象としては粒子平均直径(D_L)が91.0, 176.0および234.0 nmのポリスチレン・ラテックス(屈折率: $n=1.5872$)と蒸留水(屈折率: $m_0=1.3312$)の懸濁液で、単一粒子に入射照度1を投射して、粒子から30 cm(r)離れた位置での散乱光の強度を算出し、プロットしたのが図3である。図中、実線は散乱光の垂直偏光成分(J_1)、破線は水平偏光成分(J_2)である。粒径の小さい $\alpha_L=0.601$ においては、 J_1 は全散乱角でほとんど一定値、 J_2 は $r=90^\circ$ でほとんど0となり、 $r=90^\circ$ 軸に対して対称に近い。しかし、 α_L が大きくなるほど J_2 成分の $r=90^\circ$ 付近における値が増大し、 $r>90^\circ$ の前方散乱量が $r<90^\circ$ の後方散乱量以上の値を示し、 r の増加とともに単調に増加する。また、 α_L の増大に対する全散乱光量の増大もいちじるしい。

図4は粒子直径91.0, 176.0 nmのラテックス(密度: 1.05 g/cc, Dow Chemical Company製)で濃度(C)を $2.5 \times 10^{-4} \sim 5.0 \times 10^{-4}$ vol%とした四種類の標準試料について、実測した散乱光強度(S_1, S_2)を(a)図に、また、散乱光強度をラテックス濃度で除算した $S_1(r)/C, S_2(r)/C$ 値(mV/vol.%)を(b)図にそれぞれ示す。図よ

り、粒径が大きく、濃度が高くなるほど散乱光強度が増加し、この程度の濃度範囲では十分加成性が成立し、粒子相互間の干渉は無視できうるといえる。

図5は粒子直径91.0 nmで濃度 $2.5 \times 10^{-4}, 5.0 \times 10^{-4}$ vol%の試料について、実測散乱光強度の割合 $S_1(r)/S_1(90^\circ), S_2(r)/S_1(90^\circ)$ と理論計算値 $J_1(r), J_2(r)$ を $J_1(90^\circ)$ で除算した $I_1(r)/I_1(90^\circ), I_2(r)/I_1(90^\circ)$ 値を同時に記載した。なお、 $J_{1,2}$ と $I_{1,2}$ の間には次の関係¹⁶⁾がある。

$$J_{1,2}(r) = \left(\frac{\alpha^6 \cdot \lambda'^2}{4\pi^2 r^2} \right) \cdot I_{1,2}(r) \quad (1)$$

理論と計算は非常によく一致している。しかし、 r の大きい領域($r>140^\circ$)と小さい領域($r<40^\circ$)では、測定体積の変化が生じるため、若干の偏差が生じる。

図6は実際のすす粒子について、光学定数としてDalzell-Sarofimら¹⁷⁾の値($m=1.56-i \cdot 0.52, k=0.333$)を用いて、粒子直径(D_s)50 nm($\alpha_s=0.248$)から200 nm($\alpha_s=0.992$)まで50 nm間隔に、粒子から30 (cm)位置での散乱光強度を計算した結果である。また、図7はそれぞれの粒子について、散乱強度を $J_1(90^\circ)$ で除算した $I_1(r)/I_1(90^\circ), I_2(r)/I_1(90^\circ)$ 値を示す。両図より、粒径の変化による散乱光強度分布はラテックスの場合と同じ傾向

図4 ポリスチレン・ラテックス・パーティクルス希薄溶液における散乱光強度の実測値

図5 ポリスチレン・ラテックス・パーティクルス希薄溶液における散乱光強度の比
(実測値と計算値の比較)

を示す。 α_s が0.3より小さくなると、Rayleigh散乱領域に入り¹⁸⁾、垂直偏光成分は角度にほとんど関係なくなり、水平偏光成分は前方・後方散乱強度とも $r=90^\circ$ 軸に対して、なお、一層対称な分布に近づく。なお、 $\alpha_s > 1.489$ 、($D_s > 300$ nm)になると水平偏光成分の強度が垂直偏光成分の強度以上に強くなる。また、 $\alpha_s > 2$ になると角度分布に対する単調性が失われ、振動的变化をするようになる。

なお、散乱光強度 $J_1(r)$ 、 $J_2(r)$ は実測散乱光強度 $S'_1(r)$ 、 $S'_2(r)$ にそれぞれ比例する。ゆえに、次のような関係よりすず粒子径(D_s : nm)を求めた。ラテックス液について、各成分方向、角度あたりの補正を行う。

$$\frac{J_{1,2}(r)_L}{S_{1,2}(r)_L} \cdot S'_{1,2}(r)_S = J_{1,2}(r)_S \quad (2)$$

$$\frac{J_1(90^\circ)_L}{S_1(90^\circ)_L} \cdot S'_{1,2}(90^\circ)_S = J_1(90^\circ)_S \quad (3)$$

(2)式と(3)式の割合を求め、 $\frac{\alpha_s^6 \cdot \lambda_L'^2}{4\pi^2 r^2}$ を略して、 $S_{1,2}(r)_S$

$/S_1(90^\circ)_S$ 値の分布と $I_{1,2}(r)_S/I_1(90^\circ)_S$ 値の分布曲線(図7)の対応からすず粒子径を求め、更に、図5に示したラテックスの実験値と計算値において、前方散乱領域の 120° 近傍が非常によい一致を示すことより、すず粒子数(N_s : Particles/cm³)は次のようにして求めた。

$$N_s = \frac{S'_1(120^\circ)_S}{S_1(120^\circ)_L} \cdot \left(\frac{\alpha_L}{\alpha_s}\right)^6 \cdot \left(\frac{\lambda'_L}{\lambda'_s}\right)^3 \cdot \frac{I_1(120^\circ)_L}{I_1(120^\circ)_S} \cdot N_L$$

(4)

図6 すず粒子の散乱光強度分布(J_1 , J_2)
($m=1.56-i\cdot0.52$)

(4)式において、ラテックスとして粒子径91.0 nm、濃度 2.5×10^{-4} vol.%を使用すると、 $S_1(120^\circ)_L = 47.2$ mV、 $I_1(120^\circ)_L = 0.012877$ および $N_L = 0.63392 \times 10^{10}$ (Particles/cm³)を代入して整理すると、

図7 すず粒子の変位によるMie理論の解析結果
(散乱光強度比)

図8 $I_1(120^\circ)_s$ 値に対するすす粒子径の影響

$$N_s = 4.6167 \times 10^4 \cdot \frac{S'_1(120^\circ)_s}{\alpha_s^6 \cdot I_1(120^\circ)_s} \quad (5)$$

なお, $(\lambda'_L/\lambda'_S)^2 = 0.5642$ であり, すず粒子径の変化に対する $I_1(120^\circ)_s$ 値は図8の線図より求めた。

体積濃度 (N_s : cm^3/cm^3) は次式で算出した。

$$N_s = \frac{4}{3} \pi \cdot \rho_s^3 \cdot N_s \quad (6)$$

5. 実験結果

実際の火炎はプロパンを大気中に $4.5 \text{ cm}^3/\text{sec}$ (ノズル内のレイノルズ数 $Re_0 = 276$) 一定で流出させ, 周囲流である空気を $166.7, 416.7 \text{ cm}^3/\text{sec}$ と変えた二種類の火炎について実験をした。空気流量 $416.7 \text{ cm}^3/\text{sec}$ の場合の直接写真撮影を図9に示す。火炎全体は輝炎であり, ローソク炎のようである。なお, 空気流量を $166.7 \text{ cm}^3/\text{sec}$ と少なくすると, 火炎末端よりすすの排出が目視で認められた。

5.1 火炎中心軸方向 図10は空気流量 $416.7 \text{ cm}^3/\text{sec}$ にした場合の火炎で, ノズル出口 (L_c) から 50 mm の火炎中心位置 ($R = 0 \text{ mm}$) での2成分の散乱光強度の実測値と計算値を示す。計算結果は粒子径 90 nm から 170 nm まで 20 nm 間隔でプロットした。図より, 垂直偏光成分の粒子径におよぼす影響は小さいが, 水平偏光成分は粒子径決定のために大きな影響を及ぼす。ゆえに, この位置ではほぼ 130 nm (D_s) と推定することができる。

同様に, ノズル出口から $15, 25, 40, 60, 70$ および 80 mm の中心位置での実測値と最も近い計算値を同時にそれぞれ示したのが図11(a)~(f)である。全般に実験値と計算値はよく一致している。特に, 60 mm までの上流域ではよく一致しており, 粒子径の違いによる散乱光強度分布の差異があらわれている。しかし, $70, 80 \text{ mm}$ 位置では角度の大きい領域 ($r > 150^\circ$) および後方散乱領域では合致しにくくなる。その原因としては, 火炎のゆらぎおよび粒子数の増大に伴う粒子間の干渉の影響が考えられる¹⁹⁾。以上の粒子径の変化についてまとめたのが図12であり, 温度の測定値を図13に, 数密度および体積濃度は図14にそれぞれプロットした。

図13の温度分布より, 本実測範囲はすす生成領域であり, 比較的すす粒子が単分散の状態であると考えられる。

図14からわかるように, すず粒子の粒径は $60 \sim 200 \text{ nm}$ であり, 比較的バーナの出口に近い部分で大きな粒子径がみられ, その後はだんだん小さくなっているが 70 mm 付近より再び大きくなっていることが認められる。つぎにすす粒子数 (N_s) はノズル出口から 70 mm 付近までは 10^7 から $10^{11} \text{ Particles}/\text{cm}^3$ と著しく増加し, すず体積濃度においても 70 mm 位置までは 10^{-8} から $10^{-5} \text{ cm}^3/\text{cm}^3$ と増加して, 以後共に減少する。

70 mm 付近までは温度レベルが高く, 燃料過濃状態での燃料の熱分解からのすす生成効果が分解効果を上回る

図9 実験用火炎直接撮影
($C_3H_8 = 4.5 \text{ cm}^3/\text{sec}$, $\text{air} = 416.7 \text{ cm}^3/\text{sec}$)

図10 実測値と計算値の比較
($L_c = 50 \text{ mm}$, $R = 0 \text{ mm}$)
($m = 1.56 - i \cdot 0.52$)

ため、すすの生成が活発である。しかし、70 mmより下流においてはすすの酸化作用が支配的となり低下する。

また、空気流量 $166.7 \text{ cm}^3/\text{sec}$ と少なくした場合の火炎上流域においても温度履歴および燃料・空気との混合状態に差異がないと思われるため、すす粒子径の分布にほとんど違いが認められなかった。

5.2 火炎半径方向 空気流量 $416.7 \text{ cm}^3/\text{sec}$ の火炎で、ノズル出口から 30, 40 および 50 mm 位置での半径方向のすす粒子径分布を示したのが図15である。図中 F.F は火炎面(最高温度位置)である。図より、いずれの位置においても緩慢な形分布を示しており、120~230 nm の範囲内に分布している。ゆえに、火炎面より内側の燃料過濃域のすす生成域で粒子の成長が進み、火炎面より外側においては粒子径が減少したり、粒子自身が消失する。

6. 検 討

大気開放型層流拡散火炎で、散乱光強度の実測値と計算値の比較より、局所的な位置での粒子径、数密度および体積濃度を求めてきた。その結果、まず複素屈折率($m = n(1 - i \cdot k)$)の影響について述べる。過去において、Thringら²⁰⁾、並びに Stull-Plassら²¹⁾によって、種々報告されているが、著者らは通常 Dalzell-Sarofimらの値($\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $m = 1.56 - i \cdot 0.52$, $k = 0.333$)を採用しているが、更に代表的な値としては Senftleben-Benedictら²²⁾($\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $m = 2.00 - i \cdot 0.66$, $k = 0.330$)の光学定数も広く用いられているため、図16に実測値($L_c = 50 \text{ mm}$, $R = 0$)と計算値を示す。図10との比較において大きな差異は認められないが、粒子径が90 nmと小さい場合、前方散乱領域内での水平偏光成分の強度が若干大きくなる程度である。この場合のすす粒子径が約15%小さくなり、ほぼ110 nmである。ゆえに、光学定数の変化による粒子径の影響が小さいと考えられる。

図10および11の実測値において、角度 r が 30° より小さい領域および 150° より大きい領域において、実測値が理論値より若干ずれて低くなる原因として、火炎中心軸から半径方向への距離が増すことによって、視野内に粒子数が増したり、分布がでかたりするため、全粒子からの散乱光を受光しがたいと思われる。

図12, 13, 14 および 15 より、すすの生成は火炎上流域の火炎面より内側の燃料過濃領域で、短い時間に完了してしまう。このように気相から固相が析出する過程は、一般に高沸点な分子が生成し、凝縮核が発生する。それ以後、化学的変化を起こし、高融点の物質になり、固体になる。更に成長反応を起こして粒子径を増す。そして、 O_2 , CO_2 や H_2O による酸化(分解)反応によって、粒子径が減少したり、粒子自身が消滅すると考えられる。

更に測定値自身について若干の検討を加える。

すす粒子数濃度の測定値はポリスチレン・ラテックス液(粒子径: 176 nm, 濃度: $2.5 \times 10^{-4} \sim 5.0 \times 10^{-4} \text{ vol.}\%$)

図 11 実測値と計算値の比較 ($m = 1.56 - i \cdot 0.52$)

図12 火炎中心軸方向のすす粒子径分布

図13 火炎中心軸方向の温度分布

図15 半径方向のすす粒子径分布
(air = 416.7 cm³/sec) 図14 火炎中心軸方向の数密度および
体積濃度分布 図16 実測値と計算値 ($m=2.00-i\cdot0.66$) の比較
($L_c=50$ mm, $R=0$ mm)

図17 ノズルから50mm位置での電子顕微鏡写真

(air: 416.7 cm³/sec, 97 mA, 約6万倍)

での検定した結果が十分加成性が成立していることより、この程度のすす濃度測定値は妥当であるといえる。

ノズルから50mmの中心位置での電子顕微鏡写真の一例を図17に示す。なお、粒子のサンプリング法は200メッシュのシートにコロージョン膜を張り、カーボン蒸着で補強したものを水冷式ホルダーに取り付けて、すすを含んでいる燃焼ガスを約2時間等速吸引した。図より、すす粒子径が約50nm($\alpha=0.25$)で、光学測定結果に比べ38%程度小さくなる。このように電子顕微鏡では全般に小さくなる原因としては、捕集板(コロージョン膜)に粒子を付着させ撮影するまでの間にすす粒子が酸化され縮小されたり、撮影時にすす粒子に強い電子ビームを照射するため、捕集した状態が保持しにくい点等が考えられる。更に流れの中に捕集板を挿入するため、小さな粒子は流れに沿って逃散し、大きな粒子は落下しやすいことも考えられるため、電子顕微鏡写真から定量的な大きさを決定することは困難である。しかしながら、形状においては、ほぼ球状である。粒子が重なり合って形成された凝集状の塊は火炎中自身で形成されているものか、あるいは、捕集板上で各々の粒子が合体し、凝集体に発達しているものであるかは明言できないので、今後の課題である。

7. ま と め

- (1) 検定用標準試料として、粒子径(D_L) 91.0 nmのラテックスで実測した結果と計算値はよい一致性を得た。
- (2) 角度変位による二成分の散乱光強度の実測値は、Mieの理論によく対応する。
- (3) すす生成領域(ノズルから最高火炎温度付近まで)では比較的ノズル近傍で大きな粒子径がみられ、流れに

沿って著しい変化がみられないが、数密度および体積濃度が著しく増加する。

(4) すす粒子径は火炎中心軸上の燃料の最も過濃な領域よりは、火炎面あるいは少し内側の燃料過濃域で最も大きく成長する。

(5) 光学測定による粒子径は電子顕微鏡撮影結果より大きくなる。

おわりに、種々のご助言を賜った高城敏美先生(大阪大学)に感謝致します。

文 献

- 1) 西田, 日本機械学会論文集(B編), 46巻411号(昭55-11), 2204.
- 2) 西田・向原, 第18回燃焼シンポジウム前刷集(昭55-12), 194.
- 3) Kadota, T., Hiroyasu, H. & Farazandehmehr, A., *Combust. & Flame*, 29 (1977), 67.
- 4) 中原・水谷, 日本機械学会講演論文集, No.804-4(1980-3), 44.
- 5) D'alexis, A., ほか3名, *Proc. 14th Symp. (Int.) Comb.*, (1972), 941, *Comb. Inst.*
- 6) D'alexis, A., ほか5名, *Proc. 15th Symp. (Int.) Comb.*, (1974), 1427, *Comb. Inst.*
- 7) D'alexis, A., ほか4名, *Proc. 16th Symp. (Int.) Comb.*, (1976), 695, *Comb. Inst.*
- 8) Prado, G., ほか2名, *Proc. 18th Symp. (Int.) Comb.*, (1980), *Comb. Inst.*
- 9) Erickson, W. D., ほか2名, *Comb. & Flame*, 8(1964-6), 127.
- 10) Dalzell, W. H., ほか2名, *Comb. & Flame*, 14(1970), 161.
- 11) Magnussen, B. F., *Proc. 15th Symp. (Int.) Comb.*, (1974), 1415, *Comb. Inst.*

-
12) Becker, H. A., ほか1名, Proc. 16th Symp. (Int.) Comb., (1976), 681, Comb. Inst.	18) 高橋, 基礎エアロゾル工学(昭53-9), 164, 養賢堂.
13) 西田・向原, 日本機械学会講演論文集, No.804-8 (1980-11), 58.	19) 9)の文献に同じ.
14) Jagoda, I. J., ほか2名, Comb. & Flame, 37(1980), 261.	20) Howarth, C. R., Foster, P. J. and Thring, M. W., Proc. of 3rd Int. Heat Transfer Conf., vol. V (1966-8), 122.
15) 西田, ほか2名, 日本舶用機関学会誌, 第15巻第1号 (昭55-1), 17.	21) Stull, V. R. and Plass, G. N., Journal of the Optical Society of America, 50 (1960), 121.
16) Kunugi, M. and Jinno, H., Proc. 11th Symp. (Int.) Comb., (1966), 257, Comb. Inst.	22) Senftleben, H. and Benedict, E., Annalen Der Physik, (1917), 54.
17) Dalzell, W. H. and Sarofim, A. F., Transactions of the ASME, (1969-2), 100.	
-