エキシマレーザ誘起蛍光とレーリ散乱による
火炎内の OH 濃度と温度の測定*小宮山 正治^{*1}, 毛 馬 大 成^{*2}, 高 城 敏 美^{*1}Measurements of OH Concentration and Temperature
in Diffusion Flame
by Excimer Laser-Induced Fluorescence and Rayleigh Scattering

Masaharu KOMIYAMA, Daisei KEMA, and Toshimi TAKAGI

OH fluorescence induced by a XeCl excimer laser is detected in a laminar diffusion flame. OH concentration and temperature in the flame are estimated by OH fluorescence and Rayleigh scattering. The results obtained are as follows. (1) The spectrum of OH fluorescence is numerically simulated by rate equations and it predicts the experimental results well. (2) Relative and absolute OH concentrations are estimated by the measured fluorescence and rate equations. (3) Rayleigh scattering is separated from OH fluorescence to measure flame temperature. The measured temperature agrees with that obtained by use of the Rayleigh scattering by Argon ion laser.

Key Words: Diffusion Combustion, Laser, Spectroscopic Measurement, Hydroxyl Radical, Temperature and Concentration Measurements, Laser-Induced Fluorescence, Rayleigh Scattering, Excimer Laser

1. ま え が き

火炎内の反応の過程で生成されるラジカル(活性化学種)の濃度や温度の局所値を知ることができれば, 火炎の反応領域についての考察, 非平衡性の検討など, 火炎の内的構造に関する知見を得ることができる。ラジカルに関する研究は近年のレーザ応用計測の発達に伴い各所で行われてきている^{(1)~(4)}。しかし, ラジカルは火炎内でも濃度の小さなものであるため, 測定は困難なものとなる。また, 高温領域で主として生成されるため, 温度に対する考察が不可欠なものとなる。本研究では水素拡散火炎を測定対象とし, 火炎内の OH 濃度および温度の検出を行うことを目的とする。レーザ光源に XeCl エキシマレーザを用い, 火炎内の OH ラジカルを励起することにより得られる OH のレーザ誘起蛍光スペクトルを検出した。また, XeCl エキシマレーザ光発振波長領域に多数の励起線を含む特性を考慮し, スペクトル強度の予測計算を行い, これらから OH 濃度の測定を行った。また, レーリ散乱光強度を発光スペクトルより分離し, 火炎温度の測定を行い,

その妥当性を調べた。

2. 記 号

- A_{21} : 自然放出に対するアインシュタインの遷移確率 (アインシュタインの A 係数)
- B_{21} : 誘導放出に対するアインシュタインの遷移確率 (アインシュタインの B 係数)
- B_{12} : 誘導吸収に対するアインシュタインの遷移確率 (アインシュタインの B 係数)
- c : 光速
- e : レーザ励起に関与する回転準位
- f_1 : 基底状態にある分子の数密度のうちレーザと共振する準位にある分子の分率
- f_2 : 励起状態にある分子の数密度のうちレーザと共振する準位にある分子の分率
- h : プランク定数
- I_F : 蛍光強度
- I_R : レーリ散乱光強度
- i : 回転準位
- j : 励起状態の回転準位
- k : 基底状態の回転準位
- L : 測定体積長さ
- N_0 : OH 分子の総数密度

* 平成元年 10 月 14 日 第 67 期全国大会講演会において講演。
原稿受付 平成元年 4 月 21 日。

*1 正員, 大阪大学工学部 (〒565 吹田市山田丘 2-1)。

*2 准員, ダイキン工業(株) (〒591 堺市金岡町 1304)。

N_1 : 基底状態にある分子の総数密度

N_2 : 励起状態にある分子の総数密度

n_1 : 基底状態にある分子の数密度

n_2 : 励起状態にある分子の数密度

N_5 : 分子数密度 [式(16)参照]

P_L : レーザ光強度

Q_{22} : 回転準位に対する緩和速度

Q_{21} : 衝突による失活速度

U_L : 誘導放出および誘導吸収におけるエネルギー密度

V : 測定体積

ν : 遷移周波数

ϵ : 集光効率

σ : 散乱断面積

Ω : 集光光学系の立体角

3. OH 蛍光スペクトルの

シミュレーションと OH 濃度の測定

3.1 OH 蛍光スペクトルのシミュレーション

XeCl エキシマレーザの発振波長 ($\lambda=308$ nm 近傍) を用いて, OH 蛍光スペクトルを計測するために, $A^2\Sigma^+-X^2\Pi$ のエネルギー遷移における (0-0) バンドの吸収線を用いる。各エネルギー準位における分子数密度は遷移レート方程式により表される。ここでは 4 レベルの遷移レート方程式を考える。

レーザ励起に関係しない励起状態のエネルギー準位のレート方程式⁽³⁾は, 次式で与えられる。

$$\frac{dn_2(i)}{dt} = -n_2(i) \left[\sum_{j \neq i} Q_{22}(i, j) + Q_{21}(i) + A_{21}(i) \right] + \sum_{j \neq i} n_2(j) Q_{22}(j, i) \quad (1)$$

レーザ励起に関係した励起状態のエネルギー準位のレート方程式⁽³⁾は,

$$\begin{aligned} \frac{dn_2(e_2)}{dt} = & -n_2(e_2) \left[\sum_{j \neq e_2} Q_{22}(e_2, j) + Q_{21}(e_2) \right. \\ & \left. + A_{21}(e_2) + B_{21} U_L \right] + n_1(e_1) B_{12} U_L \\ & + \sum_{j \neq e_2} n_2(j) Q_{22}(j, e_2) \quad (2) \end{aligned}$$

ここで, 下付き添字 $1, 2$ はそれぞれ基底状態, 励起状態を表し, $n_1(i)$, $n_2(i)$ はそれぞれ基底状態, 励起状態における i 回転準位の分子数密度, $Q_{22}(i, j)$ は励起状態における $i \rightarrow j$ 遷移の緩和速度を表す, $Q_{21}(i, k)$, $A_{21}(i, k)$ はそれぞれ $i \rightarrow k$ 遷移の消光速度, 自然放出に対する遷移確率であり, $Q_{21}(i)$, $A_{21}(i)$ はそれぞれ以下の式で表される。

$$Q_{21}(i) = \sum_k Q_{21}(i, k) \quad (3)$$

$$A_{21}(i) = \sum_k A_{21}(i, k) \quad (4)$$

式(1)において, 定常状態を仮定すると,

$$\begin{aligned} 0 = & -\frac{n_2(i)}{n_2(e_2)} \frac{\sum_{j \neq i} Q_{22}(i, j) + Q_{21}(i) + A_{21}(i)}{Q_{22}(e_2, i)} \\ & + 1 + \frac{n_2(j)}{n_2(e_2)} \frac{Q_{22}(j, i)}{Q_{22}(e_2, i)} + \dots \quad (5) \end{aligned}$$

式(5)において, $A_{21} \ll Q_{21}$ ⁽³⁾を導入すると, A_{21} が省略され, さらに式を展開すると, $n_2(i)/n_2(e_2)$ を未知数とする連立方程式を得る。ここで, $Q_{22}(i, j)$ と $Q_{21}(i)$ の値を知る必要がある。

$Q_{22}(i, j)$ は σ_{22} (緩和速度に対する遷移断面積) に比例するので, 上式中の Q_{22} の相互の比率は σ_{22} の比率に置き換えることができる。ここで, σ_{22} については, Chan and Daily⁽³⁾, および Lucht⁽²⁾の文献を参考に求めてみた。また, Q_{21} と Q_{22} の比率の効果については, 次式のように置き, 式(5)に導入した。

$$f_q = \sum_{j \neq i} Q_{22}(i, j)/Q_{21}(i) \quad (6)$$

本論文では OH 蛍光スペクトルの実験値と予測値の比較により, f_q の最適値として, 12.5 を用いた。

エネルギー準位 $i \rightarrow k$ の遷移が生じたとき蛍光強度は次式のように表される。ここで, ν_{ik} はこの遷移の生じる蛍光の周波数で, Dieke ら⁽⁵⁾の値を用いた。アインシュタインの A 係数 A_{21} には Dimphl ら⁽⁶⁾の値を用いた。

$$I_F(i, k) = n_2(i) A_{21}(i, k) h c \nu_{ik} \epsilon \Omega V / 4 \pi \quad (7)$$

図1にエキシマレーザを用いた空気からのレーリ散乱のスペクトルを示す。これはレーザの入射波長特性を表している。二つのピークをもつ波長特性を示しているが, このピークのうち短波長側 (308.0 nm) を第1ピーク (1st peak), 長波長側 (308.2 nm) を第2ピーク (2nd peak) とする。この入射波長領域には多数の OH の励起線 (吸収線) が関与しており, 式(7)において蛍光強度を求める場合にそれぞれの励起線による影響を考慮する必要がある。そこで, 多数の励起線が励起に関与する場合, 個々の励起線は独立とみなし, 互いに干渉しないと仮定する。多数の励起線のうち m 番めの励起線による励起状態の分子数密度比 $n_2^m(i)/n_2^m(e_2)$ を式(5)より算出し, $n_2^m(i)/n_2^m(e_2)$ とおく。また, m 番めの励起線で励起されるエネルギーの準位における分子数密度 $n_2^m(e_2)$ は $k_1 f_1^m B_{12}^m U_L^m$ で表されるとする。そこで, 多数の励起線による励起状態の分子数密度 $\sum_m n_2^m(i)$ は次の式(8)により表され, それらによる蛍光強度のスペクトルは式(7)中の $n_2(i)$ を式(8)で求められる $\sum_m n_2^m(i)$ で置き換える

ことにより算出できる。

$$\begin{aligned} \sum_m n_2^m(i) &= \sum_m (n_2^m(i)/n_2^m(e_2)) \times n_2^m(e_2) \\ &= \sum_m (n_2^m(i)/n_2^m(e_2)) \\ &\quad \times k_1 f_1^m B_{12}^m U_L^m \dots \dots \dots (8) \end{aligned}$$

ここで、 k_1 は比例定数、アインシュタインの B 係数 B_{12} には Dimphl ら⁽⁶⁾の値を用いた。 U_L には OH の各励起線に対応する入射レーザ光の相対強度を用い、 f_1 については基底準位の分子数密度がボルツマン分布に従うと仮定して算出した。

3.2 OH 相対濃度の算出法 レーザ誘起蛍光を用いて、まず OH の相対濃度を求めることを考える。さらに、後述の 3.3 節の方法を用いれば、測定点中の一点についてのみ OH 濃度の絶対値を測定することにより、他の測定点での絶対値も知ることができ、測定の簡易化を図ることができる。濃度の算出には下記の 2 レベルのレート方程式⁽²⁾を用いる。ただし、誘導放出と誘導吸収の速度、 $B_{21}U_L$ 、 $B_{12}U_L$ については多数励起の効果を考慮し、本実験で用いるレーザ発振波長に含まれる励起過程 [$Q1(1)$, $Q1(2)$, $Q1(3)$, $P1(1)$, $Q21(1)$, $Q21(2)$, $Q21(3)$, $R2(2)$] に対しての積算値で評価する。

$$\frac{dN_2}{dt} = B_{12}U_L N_1 - (B_{21}U_L + A_{21} + Q_{21})N_2 \dots \dots \dots (9)$$

式中、 $B_{12}U_L$ 、 $B_{21}U_L$ はそれぞれ次式で表す。上付き添字 m は m 番めの励起線に関与する量を表す。

$$B_{12}U_L = \sum_m f_1^m B_{12}^m U_L^m \dots \dots \dots (10)$$

$$B_{21}U_L = \sum_m f_2^m B_{21}^m U_L^m \dots \dots \dots (11)$$

また、分子の全数密度を N_0 とすれば、

$$N_0 = N_1 + N_2 \dots \dots \dots (12)$$

定常状態を仮定し、 N_2 について解けば、次式となる。

$$N_2 = \frac{N_0 B_{12} U_L}{B_{12} U_L + B_{21} U_L + A_{21} + Q_{21}} \dots \dots \dots (13)$$

OH 蛍光強度は $N_2 A_{21}$ に比例するので、異なる測定位置での OH 蛍光強度の測定値の比 I_F^1/I_F^2 は対応する測定位置での N_2^1/N_2^2 に等しい。このことから、式(13)を異なる測定位置にそれぞれ適用し、その比をとることにより OH の相対濃度 N_0^1/N_0^2 に関する式(14)を得る。

$$\frac{N_0^1}{N_0^2} = \frac{I_F^1}{I_F^2} \frac{Q_{21}^1}{Q_{21}^2} \frac{1}{\left(\frac{B_{12}U_L}{(B_{12}U_L)^2}\right)^1} \frac{\alpha^1 + 1}{\alpha^2 + 1} \dots \dots \dots (14)$$

ここで、上付き添字の ^{1,2} は測定位置の違いを表す。 Q_{21} の値については Drake⁽⁴⁾らの式を用い、 $B_{12}U_L$ については式(10)を用いる。 α は式(15)で与えられるが、入射レーザ光強度を変えた場合の蛍光強度を測定し、その比を用いて α の値を求めた。

$$\alpha = \frac{B_{12}U_L + B_{21}U_L}{A_{21} + Q_{21}} \dots \dots \dots (15)$$

3.3 OH 絶対濃度の算出法 さらに、絶対値として OH の分子数密度を求める方法を考察する。光学系の定数を消去するためにレーリ散乱光強度 I_R を表す次式を用いる。

$$I_R = P_L N_2 \frac{d\sigma}{d\Omega} \epsilon \Omega L \dots \dots \dots (16)$$

式(16)のレーリ散乱光強度と式(7)で表される OH 蛍光強度との比をとることにより、励起状態の分子数密度 $n_2(i)$ を求める。一方、励起回転準位での OH 分子数密度の相対値が式(8)から求められる。ここで求めた $n_2(i)$ と $f_2(i)$ から式(17)により励起状態にある OH 分子の総数密度 N_2 が、式(18)により OH 絶対濃度が求められる。

$$N_2 = n_2(i)/f_2(i) \dots \dots \dots (17)$$

$$N_0 = \frac{B_{12}U_L + B_{21}U_L}{B_{12}U_L} \left(1 + \frac{1}{\alpha}\right) N_2 \dots \dots \dots (18)$$

4. 温度の測定

火炎温度の検出にはレーリ散乱を用いる。圧力と有効散乱断面積が一定の条件では気体の温度はレーリ散乱光強度に反比例するので、レーリ散乱光強度から火炎温度を知ることができる。レーザ励起による火炎中の発光スペクトルには分子からの蛍光スペクトルも同時に含まれているために測定したスペクトルからレーリ散乱光強度のみを分離し評価する。

5. 実験装置と方法

図2に実験装置および光学系の概略を示す。測定対

図1 空気からの散乱スペクトル分布

象とした火炎は円管ノズルから周囲空気流中にガス燃料を噴出させる同軸噴流形の層流拡散火炎である。燃料ノズルは外径 6 mm, 内径 4.2 mm のステンレス円管である。燃料ガスのレーリ散乱断面積が空気と大きく変わらないために体積混合割合が水素 30 % と窒素 70 % の混合気を燃料とした⁽⁷⁾。周囲空気流はガラス球や金網などの整流部および縮流部を経て直径 50 mm の出口より流出する。流量条件はノズル流速 5.2 m/s, 出口での Reynolds 数は 1 050, 周囲流速は 1.7 m/s とした。レーザ光源は XeCl エキシマレーザ(発振波長 308 nm, 150 mJ/pulse, 17 ns/pulse : LAMBDA PHYSIK EMG-101 MSC)を用いた。レーザ光は一度測定点に集光され、さらに後方でジュールメータ(MOLECTRON DETECTOR J 50)により受け止められ、1 パルスごとの強度が検出される。一方、散乱光はレーザ光と直角方向に集光し、分光器入射スリット上に結像し、分光後、512 個の光ダイオード素子とイメージンテンシファイアからなる多チャンネル光検出器(DARSS)によりスペクトルが検出される。レーザ光の光軸の設定には He-Ne レーザを補助として用いた。スペクトルは、エキシマレーザの 100 パルスの積算強度を記録している。また、スペクトル分布の分解能は入射スリット幅、および検出器素子のにじみの両者から決まり約 0.1 nm である。測定位置はノズル下流 30 mm 断面に設定した。

6. 実験結果と考察

6.1 OH 蛍光スペクトルのシミュレーション

図 3 の実線が火炎面に近い半径位置 $R=4$ mm での火炎からのレーザ励起による発光スペクトルの測定値である。これは図 1 の場合とスペクトルの形状が異なり、OH の蛍光スペクトルが入射光波長の長波長、短波長の両側に現れ、レーリ散乱と重なってスペクトルを形成している。図 3 の破線および図 4 には 3.1 節で述べた方法により算出した OH 蛍光スペクトル分布を示す。この計算には $P_1, P_2, Q_1, Q_2, R_1, R_2, P_{12}, Q_{12}, R_{12}$ の遷移、回転量子数 $N=0\sim16$ の範囲を計算の対象とした。スペクトルの実測値と計算値を比較すると、入射波長領域以外では計算により実験結果を良く予測していることがわかる。入射波長領域近傍では実測値にはレーリ散乱が含まれているが、予測値には OH 蛍光のみであるために直接の比較はできない。また、スペクトル計算での設定温度を 1 350~1 650 K の範囲で変化をさせ、温度がスペクトルに与える影響を評価したが、この範囲内では大きな変化はみられなかった。これは蛍光スペクトルのピークには多数の励

起線が関与しており、温度による効果が相殺されているためと考えられる。実験においても OH 蛍光の顕著な $R=3, 4, 5$ mm の位置におけるスペクトル分布はほぼ相似であり、温度による OH 蛍光スペクトル分布の変化はほとんど見られなかった。

6.2 OH 濃度測定 OH 濃度の相対値を 3.2 節の方法で測定し、その半径方向分布を図 5 に示す。た

図 2 実験装置概略図

図 3 レーザ励起による火炎からの発光スペクトル ($R=4$ mm)

図 4 蛍光スペクトル計算結果

だし、蛍光強度の測定値としてレーリ散乱を含まない波長領域での蛍光強度の積算値を用いた。後述の火炎温度の半径方向分布の測定値と比較すると、温度分布と相似な形状を示し、火炎面近くの温度の高い位置で OH 濃度も最高値を示している。

3・3 節の方法で $R=4\text{ mm}$ の位置での OH 濃度の絶対値測定を行い、 $1.05 \times 10^{22}\text{ m}^{-3}$ ($0.24\text{ mole \%}$) となった。ここでの絶対濃度測定における主な誤差要因としては測定断面積の値および、励起状態の分子数密度の分率 $f_2(i)$ の予測誤差が考えられる。

6・3 蛍光強度とレーリ散乱強度の特性を用いた温度測定 図 3 の半径位置 $R=4\text{ mm}$ での実験から得られたスペクトルと図 4 のスペクトル計算結果を対応させ、入射波長領域の OH 蛍光強度を除去することによってレーリ散乱強度を求め、火炎温度を算出した。その半径方向分布を図 6 に示し、アルゴンイオンレーザによるレーリ散乱光強度から求めた温度測定結果と比較した。温度はレーリ散乱を検出する各素子(波長)に対して求められるが、●はそれらの平均値、プロットに付記した縦線はそれらのばらつきの範囲を示す。本測定とアルゴンイオンレーザを用いた測定は比較的良好に対応する。ただし、高温ではばらつきが大きくなるが、これはレーリ散乱光強度が下がり、蛍光の予測の誤差が影響しやすくなるためと考えられる。

次にレーザ光強度と空気のレーリ散乱光強度、およびレーザ励起による火炎からの発光強度の関係を図 7 に示す。ここで、●、▲はそれぞれ 1st peak, 2nd peak の空気からの散乱光強度、○、△はそれぞれ 1st peak, 2nd peak の火炎からの散乱光強度である。図 7 から次のことがわかる。

(1) 空気からの散乱光強度は、1st peak, 2nd peak とほぼ線形である。しかし、強度の増加に伴って 1st peak はやや線形より高くなっており、2nd peak では線形よりはやや頭打ちの傾向を示している。これはエキシマレーザのレーザ強度を変えることによる特性変化によるものである。

(2) 火炎からの散乱光強度は空気からの散乱光に比べてともに頭打ち傾向を示している。

この発光強度を得た同一のスペクトルから、1st peak, 2nd peak から離れたレーリ散乱の含まれない波長領域の比較的強度が高い四つのピーク (四つの波長、309.08 nm, 309.71 nm, 310.03 nm, 310.74 nm) を選び、OH 蛍光強度として測定し、図 8 に示す。この図から、

(3) レーザ光強度の増加に対して、蛍光強度の増加が頭打ちの傾向を示していることがわかる。これは

蛍光の飽和現象によることを示している。また、この傾向はどの波長の蛍光に対してもほぼ等しく相似である。

図 7 のレーザ励起による火炎からの発光が頭打ちになっている原因としては、1st peak, 2nd peak などの入射光波長領域で、OH 蛍光とレーリ散乱光が混在し、蛍光の飽和現象による頭打ち傾向が現れているためであると考えられる。以上の強度特性の違いにより、レーザ励起による火炎からの発光より OH 蛍光とレーリ散乱を分離した。この方法で求めた入射波長領域での OH 蛍光強度スペクトルを図 9 の破線で示す。実線はレーリ散乱光を含めたスペクトル測定結果をそのまま示したものである。入射波長領域においても OH 蛍光が大きな強度をもっていることがわかる。

図 5 OH 相対濃度分布

図 6 温度分布

実線から破線を差し引くことによってレーリ散乱光強度が算出できる。このレーリ散乱光強度から半径方向の火炎温度分布を求めた結果を図 10 に示す。□は Ar⁺ レーザのレーリ散乱により測定した温度分布、●および▲は上記の方法により求めた火炎温度分布を示しており、アルゴンイオンレーザによる計測とほぼ一致していることがわかる。

7. 結 論

エキシマレーザ励起によって層流拡散火炎中の OH 蛍光スペクトルを検出し、レーリ散乱との組合せにより、火炎内の OH 濃度と温度の測定を行った。得られた結果をまとめると以下のとおりである。

(1) 多数の励起線が関与している火炎中の OH 蛍光スペクトルを 4 レベルのレート方程式を導入して予測した。実測のスペクトルと比較し、かなりよい一致を得た。

(2) OH 濃度の相対値および絶対値を 2 レベルのレート方程式を用いて測定する方法を提示し、測定例を示した。

(3) (1)でのスペクトル計算結果を用いて入射波長領域の OH 蛍光強度を除去することによってレーリ散乱光強度を求め、火炎温度を測定する方法ならびにレーザ光強度とレーリ散乱光強度、および OH 蛍光強度との特性の差違を利用してエキシマレーザ励起発光スペクトルからレーリ散乱と OH 蛍光を分離し、レ

図 7 レーザ光強度と空气のレーリ散乱光強度およびレーザ励起による火炎からの発光強度の関係

図 8 レーザ光強度と OH 蛍光強度の関係

図 9 レーリ散乱と OH 蛍光の分離 ($R=4$ mm)

図 10 温度分布

ーリ散乱強度から火炎温度を測定する方法を示した。

また、それらの測定結果とアルゴンイオンレーザによる測定結果を比較し、比較的よい一致を得た。

本研究は当時大阪大学工学部学生、田中知樹氏、吉沢豊氏にご協力いただいた。ここに記し謝意を表す。

文 献

(1) 出口・吉川・大竹, 第26回燃焼シンポジウム前刷集,

(1988-11), 25.

(2) Lucht, R. P., *Ph. D. Thesis*, Purdue University, (1981).

(3) Chan, C. and Daily, J. W., *Applied Optics*, **19**-8 (1980), 1357.

(4) Drake, M. C. and Pitz, R. W., *Experiments in Fluids*, **3** (1985), 283.

(5) Dieke, G. H. and Crosswhite, H. M., *J. Quamt. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **2** (1962), 97.

(6) Dimpfl, W. L. and Kinsey, J. L., *J. Quamt. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **21** (1979), 233.

(7) 小宮山・高城・松成, 機論, **54**-502, B (1988), 1486.

討 論

〔質問〕 角 田 敏 一〔広島大学工学部〕

(1) 図3で実測スペクトルから蛍光スペクトルを差引くことによりレイリー散乱光強度を求め温度を決定したとあるが、具体的にどの波長でこれを行われたかご教示願いたい。また、波長の選び方により値が異なることはないか。

(2) アルゴンレーザの波長をお示し願いたい。アルゴンレーザを用いたとき蛍光が観察されないとすれば、この場合の温度のほうがエキシマレーザを用いるよりも正確な温度を与えると考えてよいか。

(3) 乱流火炎に対しても貴手法は困難なく適用できるのか。

〔回答〕 (1) 図3においてレーザ発振波長を含む 307.9~308.3 nm についてレイリー散乱光強度を求めた。また、波長の選び方による温度値のばらつきを図6におけるプロットに付記した縦線で表してい

る。

(2) 測定に使用したアルゴンイオンレーザは全波長同時発振、出力 3 W である。アルゴンイオンレーザの発振波長は本火炎の燃焼ガスの吸収帯には一致しておらず、蛍光の影響はほとんどないと考えられる。このため、本火炎のような化学発光の少ない場合の温度検出にはアルゴンイオンレーザを使用したほうが蛍光の影響を含まず、正確な温度を与える。しかし、一般の化学発光の大きい火炎では化学発光の影響を受けにくいパルスレーザを用いる必要がある。

(3) 現装置ではレーザ誘起による火炎中の蛍光スペクトルが弱く、これを検出するために 100 パルスの積算値を必要とする。このために本手法により乱流火炎に対しての時間平均の蛍光スペクトルは検出できるが、各瞬時の蛍光スペクトルを検出することは困難であると考えられる。