

PLIF による燃焼場での OH 濃度・温度分布計測*

崎山幸紀^{*1}、黒澤要治^{*2}、五味光男^{*3}、鈴木和雄^{*2}

PLIF Imaging Measurements of OH and Temperature Distribution in Burning Flowfields

Yukinori SAKIYAMA^{*1}, Yoji KUROSAWA^{*2}, Mitsuo GOMI^{*3}, and Kazuo SUZUKI^{*2}

ABSTRACT

The main objective of this study is to confirm the technique of Planar Laser-Induced Fluorescence (PLIF) for acquiring the planar images of OH radical and temperature distribution in burning flowfields. Fluorescence was generated with an Nd:YAG-pumped dye laser whose output was frequency doubled to provide appropriate UV radiation, and OH fluorescence recorded using a two-dimensional ICCD camera. Temperature was derived from the dual-wavelength OH PLIF measurements (two-line method). In order to evaluate the systematic errors on measurements, the first OH PLIF experiments were conducted for laminar flame using a Bunsen burner. It was shown that the uncertainty of the OH relative concentration is of the order of 15%, and temperature within 100 degrees, respectively. In the next experiment we performed, application measurements to burning flow behind ram flameholders at atmospheric pressure. Good images of OH distribution were obtained and we discuss here the differences between the results on three V-gutter models of the ram flameholder. It was noted however that temperature measurements were difficult because of the highly turbulent fluctuations in the flame, which may be expected to introduce more systematic errors into non-simultaneous dual-wavelength measurements.

Keywords: PLIF, OH, temperature measurement, ram combustor, V-gutter

概 要

燃焼場での広い範囲の情報を同時に計測できる平面レーザ誘起蛍光法(Planar Laser-Induced Fluorescence (PLIF))は燃焼研究にとって極めて重要な計測手段であり、実験的な基礎研究を進めることによって、燃焼研究に有効な PLIF 法に関する計測技術の確立を図った。OH 濃度および 2 本の OH 蛍光ラインの蛍光強度分布から温度分布を計測する方法(2 ライン法)について YAG 励起 DYE レーザ、倍波光学素子を基本にした UV 光発光システム及び ICCD カメラによる蛍光計測システムを構築し、まずブンゼンバーナ火炎を用いてシステムの機能及び計測精度の検討を行った。その結果、安定した層流火炎では OH 相対濃度では 15%、温度計測では 100 の誤差範囲内で測定できた。次に V ガッタ型ラム保炎器モデル後流における OH 濃度場及び温度場計測に適用し、3 種類の保炎器について、形状、当量比等による OH 濃度分布の違いを明らかにした。しかし温度分布に関しては、2 つの誘起レーザ光波長による OH 計測が同時計測できないため、乱流火炎による火炎の不安定性等に起因した誤差の増大が問題となることが明らかになり 1 計測例についてのみ言及した。本報告では、PLIF 法の計測原理、計測技術を中心にこれらの計測結果及び問題点について述べる。

* 平成 11 年 5 月 27 日受付

*1 航空エンジン研究部(平成 10 年度研修生)(Aeroengine Division)

*2 航空エンジン研究部(Aeroengine Division)

*3 航空推進総合研究グループ(Aircraft Propulsion Research Center)

1. まえがき

従来、燃焼場を計測するには熱電対やサンプリングプロープ等を用いるのが一般的であるが、計測装置を挿入することによって場に擾乱を与えたり、点計測であるため得られる情報量が少ない等の問題点があった。しかし、近年の分光計測技術の発達によって、このような問題点を克服し得るいくつかの手法が提案されている。中でも PLIF (Planar Laser Induced Fluorescence: 平面レーザー誘起蛍光) 法は蛍光強度が強く、非接触かつ 2 次元計測が可能であるため実用上最も有力な手法と考えられている。この PLIF 法はレーザーを用いて原子・分子の特定準位を励起し、エネルギーを放出する際の蛍光を測定することで各種中間生成物を検出する手法である。これまでも多数の研究者により OH や CH、NO 等の中間生成物の計測が報告されており、また対象とする燃焼場もブンゼンバーナからディーゼルエンジン、超音速流といった高圧・高速場にまでその適用範囲が広がっている。このように PLIF 法は燃焼診断において必要不可欠な手法となりつつある。そこで、本研究では、PLIF 計測法の確立を目的に、反応強度に深く関係すると共に、燃焼場に広く分布し、かつ比較的容易に検出可能な OH ラジカルを計測対象とし、濃度分布および 2 つの OH スペクトルラインの強度比分布から温度分布を求める計測法(2 ライン法)に関して、まずブンゼンバーナを用いた基礎的研究を行った。次に、現在開発研究が進められているラム・ジェットエンジン燃焼器^{1)~8)}を念頭において、ラム保炎器後流のメタン燃焼場計測に適用し、3 種類の保炎器による燃焼特性の相違を明らかにした。以下に PLIF 法の計測原理、システム構成、測定精度および計測結果について報告する。

2. 計測原理

2.1 発光原理

一般的に OH のような 2 原子分子は Fig.1 に示すように回転、振動、電子の 3 つの異なるエネルギーモードを保

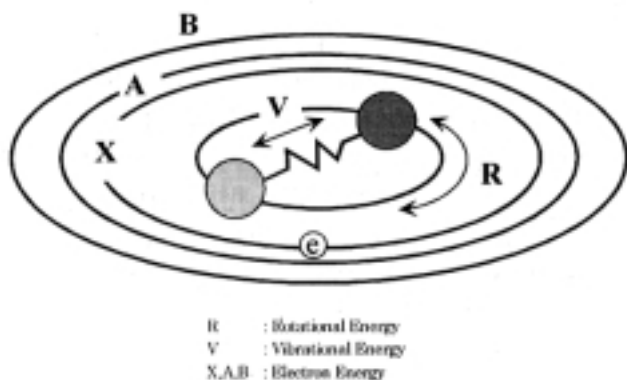


Fig. 1 Schematic of Molecular Energy

有している。量子力学からその値は不連続な飛び飛びの値であることが知られている。このような分子にエネルギーを投入すると特定の条件を満たした場合に限り、そのエネルギーに応じて各エネルギー準位が上位に遷移する。LIF 計測においては一般に電子準位を励起するが、例えば、準位を基底状態から一つ上位に遷移させる場合、必要なエネルギーは両エネルギー準位間の差に相当し、通常の分子では 1 モル当たり約 6×10^5 [J] に相当する。波長が $\lambda = 200$ [nm] の紫外光を考えるとそのエネルギーは光子 1 モル当たり、

$$\frac{hc}{\lambda} \approx 10^6 \text{ [J]} \quad (1)$$

となり、ほとんどの分子の電子準位は紫外光から可視光にかけての光子で励起することができる。このため LIF 計測には波長可変レーザー等の分光計測技術が必要となるのである。次に励起された分子の挙動を最も単純な 2 準位間の場合について Fig.2 に示す。光子のエネルギーを吸収して励起した分子は、蛍光を発する誘導放出・自然放出、もしくは分子同士の衝突によりエネルギーを失う無放射遷移のいずれかの過程を経て基底準位に戻る。強度 I_1 のレーザー光にて分子を励起した際に計測される蛍光強度 S_{FL} はレート方程式により導かれ、以下のように書ける。

$$S_{FL} = \frac{ABI_1N_1}{c(A+Q) + 2BI_1} \quad (2)$$

ここで A、B はそれぞれアインシュタインの A 係数、B 係数、 N_1 は基底状態における分子数、c は光速、Q は無放射遷移速度定数である。一般のレーザー光による励起のように、励起光強度 I_1 が弱いときには誘導放出による蛍光を無視することができ、

$$S_{FL} = \frac{ABI_1N_1}{c(A+Q)} \quad (3)$$

となって蛍光強度 S_{FL} は励起光強度 I_1 に比例する。これが LIF の一般的な原理である。次に、本研究において計測対象とした OH ラジカルのエネルギー遷移について具体的に考えてみる。Fig.3 に示すように電子の基底状態 X^2 から一つ上位の $A^2 +$ への励起を利用することで、比較的容

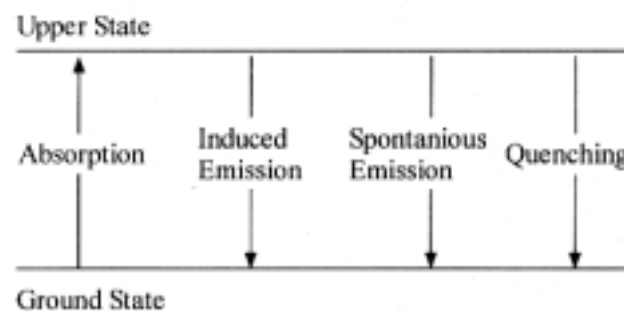


Fig. 2 Energy Transfer between Two States

易に強度の高い蛍光を得ることができる。電子、振動ともに基底準位にある OH ラジカルに特定波長のレーザ光を入射すると、電子、振動の準位がともに励起された状態をつくり出すことができる。このとき励起された OH は他の共存分子との衝突により他の回転準位へと遷移する(R)。これを遷移移乗(励起移乗)とよぶ。その後、一部は蛍光を放射しながら(A11)或いは衝突失活(Q)により無放射で電子の基底状態へと戻る。また一部は分子内緩和により振動のエネルギー準位を一つ下げた(V)後に、放射(A00)・無放射(Q)遷移により基底状態へと戻る。このうち計測されるのは放射遷移つまり蛍光を発する分子であるが、励起後に他分子との衝突等によりエネルギーを散逸させるために蛍光スペクトルは入射波長すなわち吸収スペクトルよりも長波長側にずれたブロードな波長帯として計測される。本研究で用いた $X^2\Pi$ から $A^2\Sigma^+$ への(1,0)バンドの励起ではFig.3における A00(≈ 308 [nm])と A11(≈ 315 [nm])付近の波長帯が計測される。

2.2 濃度計測の原理

理論的には、計測された蛍光強度を式(3)に代入することで OH の分子数密度つまり濃度を求めることができる。しかし、式(3)には無放射遷移の項が含まれており、その値を正確に知ることは非常に困難である。また、実際の計測にはレーザのスペクトル幅やレンズ等の光学系の効率に関係してくるため、式(3)から直接に OH 濃度を求めることはできない。実際の計測に即した形に式(3)を書き換えると、

$$S_{FL} = \eta \frac{\Omega}{4\pi} \cdot F_y \cdot f_B V_c N_1 \cdot \int I_1(\omega) g(\omega) d\omega \cdot \tau \quad (4)$$

となる。ここで η は光学系の効率、 Ω は立体角、 F_y は前述の S_{FL} に相当する量子収率、 f_B はボルツマンの確率密度関数、 V_c は測定体積、 N_1 は基底状態における分子数、 $I_1(\omega)$ は入射レーザ光強度、 $g(\omega)$ は吸収スペクトルの線幅であり積分による項は吸収スペクトルと入射レーザ光のスペクトルの相関を表している。また τ はレーザ照射時間である。この式(4)の各項はそれぞれ物理的意味でのまとまりを持っており、順に光学収率、量子収率、基底状態の分子数密度、励起効率を意味している。このうち計測において問題とされるのは量子収率である。これは式(3)のように無放射遷移、つまりクエンチングの影響を含む項であり、その値を正確に知ることは非常に困難である。そこで本研究では Allen⁹⁾ 11) や Hanson¹²⁾¹³⁾ らの成果をもとに簡単な近似を行った。それによると、常圧下において量子収率はほぼ一定であり、

$$F_y = (7 \pm 1.5) \times 10^{-4} \cdot \frac{1}{P} \quad (5)$$

と表現できる。ここで P は圧力である。さらに分子数密度

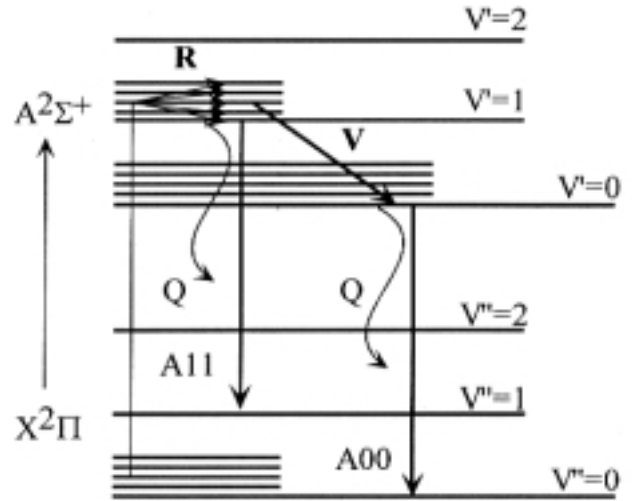


Fig. 3 Schematic of Energy Level

は

$$N_1 = n_1 \frac{P}{kT} \quad (6)$$

のように温度 T 及び圧力 P に対する依存性を持っている。ここで n_1 は OH のモル分率である。これら式(5)と(6)を式(4)に代入すると、

$$S_{FL} = \text{const} \cdot \int I_1(\omega) g(\omega) d\omega \cdot n_1 \frac{f_B(T)}{T} \quad (7)$$

となる。同一波長にて同一の吸収スペクトルを励起する場合は積分による畳み込みの項は定数と見なしてよく、

$$S_{FL} = \text{const} \cdot n_1 \frac{f_B(T)}{T} \quad (8)$$

と表すことができる。測定場が温度一定であれば式(8)は場の OH 濃度が蛍光強度に比例するという非常に単純な関係になるが、一般の燃焼場では広範囲にわたって温度が分布しており、その影響は無視できない。そこで温度の影響を最小限に抑えるような吸収スペクトルを選択しなければならぬ。分子分光¹⁴⁾¹⁵⁾によれば 2 原子分子の振動・回転スペクトルを考えると、回転準位 J の状態におけるボルツマン分布関数は

$$f_B(T) = \frac{2J+1}{Q_p} \exp(-E_J/kT) \quad (9)$$

のように表現できる。 Q_p は分子の分配関数、 J は基底準位での回転主量子数、 E_J は分子の回転エネルギーである。いま分子が Fig.1 のような剛体球を仮定すると、シュレディンガー方程式の解より、

$$E_J = BJ(J+1) - D\{J(J+1)\}^2 \quad (10)$$

となる。 B は回転定数と呼ばれ慣性モーメントの逆数、 D は遠心力による結合距離の伸長を補正する偏位定数である。 D は B に比べて 4 ~ 5 桁ほどオーダーが低いことが

知られており、この項を無視することができるので、

$$E_J = BJ(J+1) \quad (11)$$

である。式(9)と(11)を式(8)に代入して、蛍光強度が温度に依存しないという条件を考えると、

$$\frac{f_B(T)}{T} = \frac{2J+1}{T} \exp\{-BJ(J+1)/kT\} = \text{const.} \quad (12)$$

そのためには

$$\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{f_B(T)}{T} \right) = 0. \quad (13)$$

が成立すればよく、簡単な計算から

$$J = \frac{1}{2} (\sqrt{4kT/B+1}-1) \quad (14)$$

となる。よって回転定数 B の値を求めればよいことになる。より厳密に考え、振動による慣性モーメントの補正を加えると、

$$B = B_e - \alpha_e \left(v + \frac{1}{2} \right) \quad (15)$$

と表される。 B_e 、 α_e は実験的に求められており、いくつかの値が提案されているが、文献¹⁶⁾によれば OH の基底状態では $B_e = 18.87 [\text{cm}^{-1}]$ 、 $\alpha_e = 0.714 [\text{cm}^{-1}]$ である。これらを式(15)に代入し、振動の基底準位では $v=0$ であることを考慮すると $B = 18.513 [\text{cm}^{-1}]$ となる。これを式(14)に代入すると $J = 8.2$ と求められるが、回転主量子数は半奇数でなければならないので、 $J = 8.5$ を満たす吸収スペクトルを励起することになる。この場合に式(8)は

$$S_{FL} = \text{const} \cdot n_1 \quad (16)$$

と簡単化することができる。回転主量子数の違いによる蛍光強度の温度依存性を Fig.4 に示す。横軸は温度、縦軸は蛍光強度の温度依存項 $f_B(T)/T$ である。 $J = 8.5$ では 1500 ~ 2500[K] の範囲内において最大誤差が約 5% であるが、

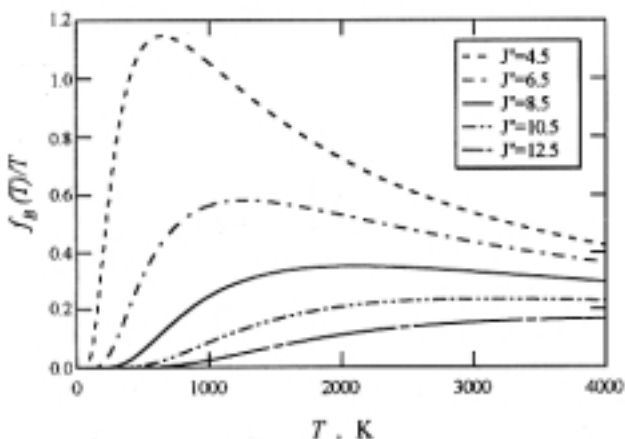


Fig. 4 Dependence of Population Fraction on Temperature

$J = 10.5$ を励起したとすると、その誤差は約 40% となり実用的な計測には適さないことがわかる。OH の $A^2 + X^2 (1,0)$ バンドの吸収スペクトルのなかで $J = 8.5$ となるラインは Table 1 に示す $P_1(8)$ 、 $Q_1(8)$ 、 $R_1(8)$ 、 $P_2(9)$ 、 $Q_2(9)$ 、 $R_2(9)$ であり、これらの中から実験装置の性能上、最も適切なラインを選択すればよい。

なお、本計測法では式(16)中の比例定数を定めることができないため OH 濃度の絶対値を求めることはできず、相対的な評価のみ可能である。

Table 1 Lines for OH Measurement

Line	Wavelength[nm]
$R_1(8)$	281.34
$R_2(9)$	281.81
$Q_1(8)$	283.64
$Q_2(9)$	284.35
$P_1(8)$	285.67
$P_2(9)$	286.65

2.3 温度計測の原理

波長の異なる励起光を入射し、その蛍光強度の比から温度を求める手法は 2 ライン法と呼ばれ式(16)中の比例定数を取り除くことができる。放射温度計やエキサイプレックス法といった光学計測においても頻繁に用いられる方法である。ここではその原理を簡単に説明する。2 つの異なる吸収スペクトルからの蛍光強度の比は式(7)より、

$$R = \frac{S_{FL1}}{S_{FL2}} = \frac{\int_{\omega} I_1(\omega) g_1(\omega) d\omega \cdot f_{B1}(T)}{\int_{\omega} I_2(\omega) g_2(\omega) d\omega \cdot f_{B2}(T)} \quad (17)$$

である。入射レーザー光がどちらの波長でも同一の線幅であると仮定すると式(17)は

$$R = \frac{E_1 B_1 f_{B1}(T)}{E_2 B_2 f_{B2}(T)} \quad (18)$$

と簡単化できる。ここで E_1 、 E_2 は入射レーザー光強度、 B_1 、 B_2 はアインシュタインの B 係数である。ここで式(9)を代入すると

$$R = \frac{E_1 B_1}{E_2 B_2} \cdot \frac{2J_1+1}{2J_2+1} \cdot \exp\left[\frac{\Delta E}{kT}\right] \quad (19)$$

ここで $\Delta E = E_2 - E_1$ である。波長を決めると B 、 J は量子力学から求められるので計測場の温度 T を求めることができる。なお本研究で利用した OH の $A^2 + X^2 (1,0)$ バンドは回転スペクトルであり、求められる温度も回転温度である。実際の計測においては励起波長の選択が問題と

されるが、一般的には次の 3 点に着目して選択する。

まず S/N 比を向上させるために蛍光強度が十分強いこと、次に他の吸収スペクトルを励起しないように隣接するスペクトルから十分に孤立していること、最後に測定精度向上のために参照温度と呼ばれる $\Delta E/k$ の値が測定領域の最大温度付近になることである。Hanson¹³⁾らは、これらをふまえ適切と考えられるいくつかの組み合わせを提案している。以下の Table 2 に推奨される波長の組み合わせと、その際の $\Delta E/k$ の値を示す。本研究はメタンの拡散燃焼を計測対象としており、最高温度が約 2000[K]であるので、 $R_2(5)$ と $Q_1(10)$ の組み合わせにより温度計測を行うのが最適と考えられる。この場合、式(19)における各定数及び励起波長は量子力学より次の Table 3 のように求められる。これより式(19)は

$$T = 2026 \left[\ln \left\{ R \cdot \frac{E_2}{E_1} \cdot \frac{411}{183} \cdot \frac{22}{10} \right\} \right]^{-1} \\ 2026 \left[\ln \left\{ \frac{S_{R_2(5)}}{S_{Q_1(10)}} \cdot \frac{E_{Q_1(10)}}{E_{R_2(5)}} \cdot \frac{411}{183} \cdot \frac{22}{10} \right\} \right]^{-1} \quad (20)$$

Table 2 $\Delta E/k$ for Various Combination of Lines

	$R_2(5)$	$P_1(7)$	$R_1(8)$
$Q_1(10), R_1(10)$	2026	1423	999
$Q_2(11), R_2(11)$	2650	2046	1621
$R_1(12)$	3224	2620	2195
$Q_2(12)$	3269	2664	2240

Table 3 Physical Constants of $R_2(5)$ and $Q_1(10)$

Line	J	B	Wavelength [nm]
$R_2(5)$	4.5	183	281.74
$Q_1(10)$	10.5	411	284.41

となる。式(20)においてレーザ強度比をパラメータにしてこの関係を示したグラフを Fig.5 に示す。これより約 1500 ~ 2500[K]の範囲で高感度に計測可能であることがわかる。

3. 計測システム

3.1 システム概略

OH の $A^2 + X^2 (1,0)$ バンドの吸収スペクトルは 280 ~ 290[nm]付近に存在しており、この波長領域は YAG レーザと色素レーザ及び非線形光学結晶の組み合わせにより発振することができる。本研究で用いた実験装置の概略を Fig.6 に示す。入射光として YAG レーザの SHG (2 倍高調波)を用いて色素レーザを発振させる。その後 $\lambda/2$ 板によって偏光面を 90 度回転させ KDP を通して 2 倍波へと変換する。さらにペリンブロッカプリズムにより、同軸上にある可視光の基本波と紫外光の 2 倍波を分離し、紫外光をラインジェネレータに通してシート光を得る。その後シリンドリカルレンズによって計測位置に焦点を結ぶ。一方、燃焼場からの蛍光は UV 透過フィルタとカットオフ

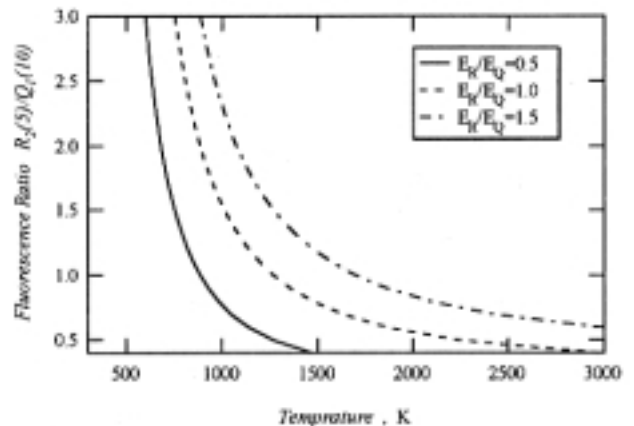


Fig. 5 Fluorescence Ratio and Temperature

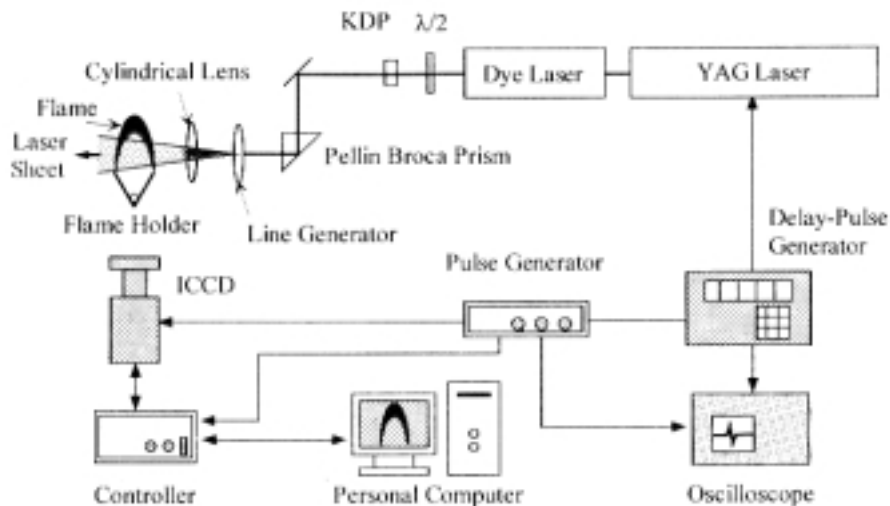


Fig. 6 Schematic of PLIF Facility

フィルタを通してレーザ散乱光や火炎の自発光を除去した後、ICCDカメラと制御装置を通してパソコンに送られる。YAGレーザと受光装置の同期にはパルスジェネレータを用い、最適なタイミングでICCDのゲートを開くように制御する。

3.2 各装置の詳細

以下に、個々の装置についての詳細を述べる。

YAGレーザ及び色素レーザ

発振用のYAGレーザにはSpectron社製のSL852Gを用いた。パルスジェネレータからの信号を外部トリガーとして受信し、SHG(532[nm])をパルス周期10[Hz]で発振する。出力は約0.35[J/pulse]でほぼ一定としたが、Qスイッチのタイミングにより微調整を行った。色素レーザにはContinuum社製のND60を用いた。色素にはローダミン590、溶媒にはメタノールを用いた。発振波長領域は550 ~ 590[nm]であり変換効率は最大約15%である。なお、レーザパワーの測定にはアナログ型のパワーメータを使用した。

光学レンズ

色素レーザからの可視光を紫外光へと変換するために非線形光学結晶としてKDP(KH_2PO_4 , Potassium Dihydrogen Phosphate)を用いた。このKDPは2倍高調波を発生させるように特定の結晶面でカットされており275 ~ 283[nm]の発振波長領域を持つ。またビーム状のレーザをシートに変換するために本研究ではラインジェネレータを用いた。これは微細なシリンドリカルレンズを数多く並べ、光の干渉を利用してビーム幅を広げるものである。焦点距離 $f=500$ [mm]のシリンドリカルレンズを用いてラインジェネレータ透過後の紫外光を集光し、最終的には厚さ約100[μm]のシート光を得ることができた。これは計測する際の断面の分解能が100[μm]という非常に高分解能であることを意味している。

フィルター・カメラ及びコントローラ

入射レーザの迷光及び火炎の自発光を予め取り除くために、ICCDカメラの前方に2枚のフィルタを装着した。1枚はUV透過用黒色ガラスフィルタUG5であり、もう1枚はカットオフフィルタWG305である。測定用のカメラはPrinceton Instruments(以後P.I.)社製のICCD-576Eを用いた。測定領域はおよそ90 × 60[mm]であり、空間分解能は160[μm]である。ダイナミックレンジは最大で16bitまで利用できる。またOHの測定時にはイメージンテンシファイヤの増幅率を85[counts/photoelectron]に設定し実験を行った。また、カメラの制御にはP.I.社製のST-138及びFG-100を用いた。前者にてカメラの温度制御並びに画像転送処理を行い、後者にてイメージンテンシファイヤのゲートの制御を行う。なおゲート時間幅は

100[ns]で一定とした。また入射レーザ光とICCDの同期をとるためにStanford Research社製のパルスジェネレータDG535を用いた。

画像処理

カメラから転送されてくる画像は専用のボードを通してPC上へ送られる。画像処理にはWindows上で動作する専用の画像処理ソフトWinSpecを用いた。OHを計測する際に問題となるのが、背景光などのバックグラウンドノイズである。このバックグラウンドノイズとしては、電気的ノイズによる暗電流、入射レーザの散乱光、火炎の自発光の3つが含まれる。そこで本研究では、計測前に吸収スペクトルの波長から外れた非共鳴光を計測する火炎に入射し、その画像を背景光として計測結果から差し引いた。これによりレーザの散乱光と火炎の発光を除去できる。しかし、このような処理を施しても偶然発生的なノイズを除去することはできない。そこで計測結果の画像からノイズの平均値を求め、その値をしきい値に定めてそれ以下の値は全て除去した。

4. システムの性能

濃度及び温度計測を始める前に、実験装置の基礎特性を把握するためにいくつかの予備実験を行った。

4.1 レーザパワー計測

色素レーザとKDPの波長に対する出力の変化を測定した結果をFig.7に示す。横軸は波長、縦軸は出力強度である。この結果から、十分な強度を得るためには280 ~ 285[nm]の範囲内にある吸収スペクトルを励起しなければならないことがわかる。なお、この範囲内でのKDPの変換効率は約20%である。

4.2 レーザシート断面強度分布の計測

OH濃度を計測する際には通過するレーザの強度がシート幅において一定であることが要求され、そうでない場合

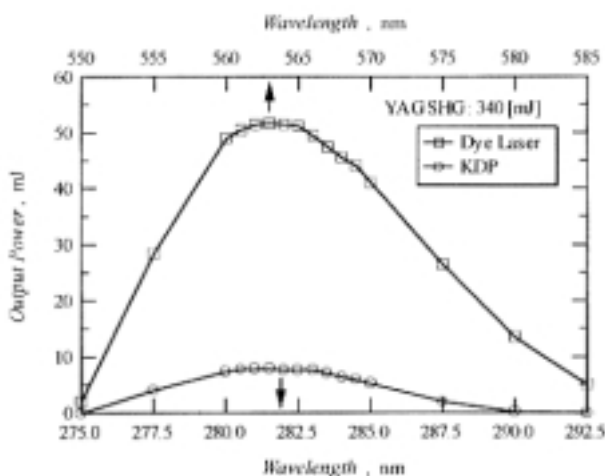


Fig. 7 Output of Dye Laser and KDP

には各位置での相対的な補正が必要である。そこで Fig.8 に示すような方法で断面のレーザ強度分布を計測した。これは紫外光透過用の石英ガラスにローダミン590を満たした装置である。レーザシートを入射するとローダミンは強度に比例した蛍光を発する。それをレーザ入射面と垂直な方向から CCD カメラを用いて計測することにより蛍光の分布が得られる。これを図の X 方向に積分した結果を Fig.9 に示す。横軸は Fig.8 における Y 方向、縦軸は強度の積分値である。この結果、 $Y=80 \sim 130$ [mm] の幅 50 [mm] の部分が比較的、断面強度が一樣であり、その変動幅は約 10% であった。本研究における実験では全てこの範囲内の蛍光を測定した。ただし、この範囲内に非常に微弱ではあるが周期的な強度の変動が観察される。これは約 0.6 [mm] 間隔で続いており、ラインジェネレータを構成する多数のシリンドリカルレンズの干渉によるものと考えられる。

4.3 波長スキャン

濃度計測に用いる吸収スペクトルを決定するために、回

転主量子数 $J = 8.5$ を満たす各ラインの周辺をスキャンし、それぞれのラインからの蛍光強度や他のスペクトルとの重なりの有無を調べた。ただし Fig.7 のレーザパワーの計測結果から考えると、Table 1 のラインのうち本研究で励起可能なものは $Q_1(8)$ 、 $R_1(8)$ 、 $Q_2(9)$ 、 $R_2(9)$ であるので波長スキャンはこれら 4 つのラインの周囲について行った。また同時に温度計測の際に励起する $R_2(5)$ 、 $Q_1(10)$ ブランチについてもスキャンを行った。なお、前述の断面強度分布による誤差を除くためにシート光ではなくビーム状のレーザを入射して測定した。実験方法を Fig.10 に示す。ブンゼンバーナにより形成される火炎上にレーザビームを照射すると、入射波長が励起波長と一致する場合に限り蛍光を観測することができる。蛍光が左右 2 ヶ所に分かっているのは、OH が内炎から外炎にかけての左右 2 ヶ所の反応領域に高濃度で存在するからである。0.001 [nm] 刻みに波長を変化させながら、Fig.10 に示す測定領域内の蛍光強度の総輝度値を計測した。その結果を Fig.11 ~ 14 に示す。いずれも横軸が波長、縦軸が蛍光強度である。上述の

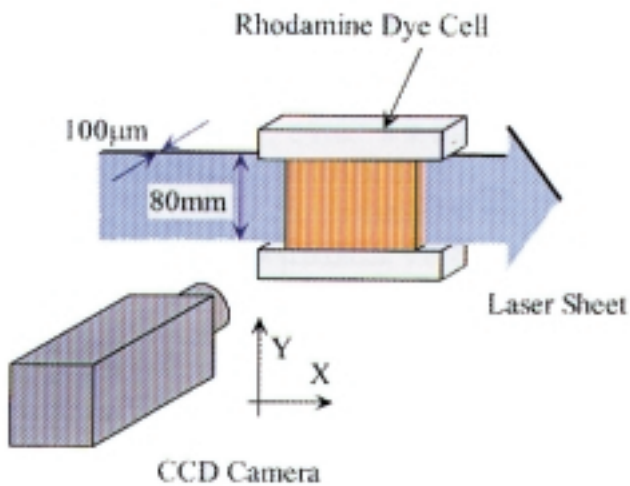


Fig. 8 Schematic of Laser Power Profile Measurement

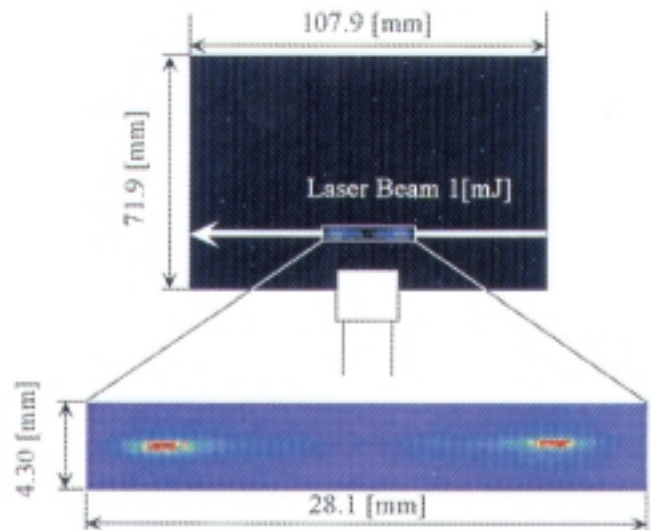


Fig. 10 Schematic of Excitation Scan

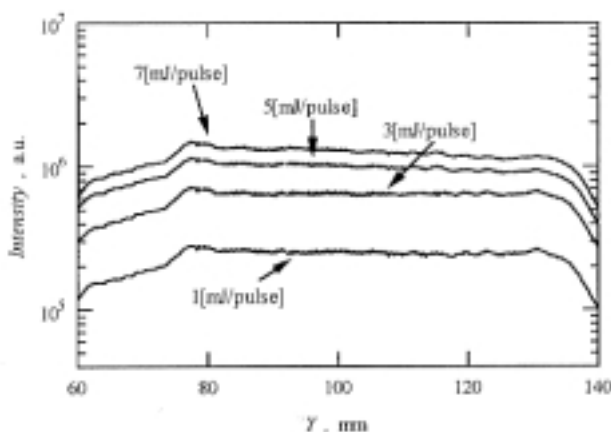


Fig. 9 Laser Power Profile

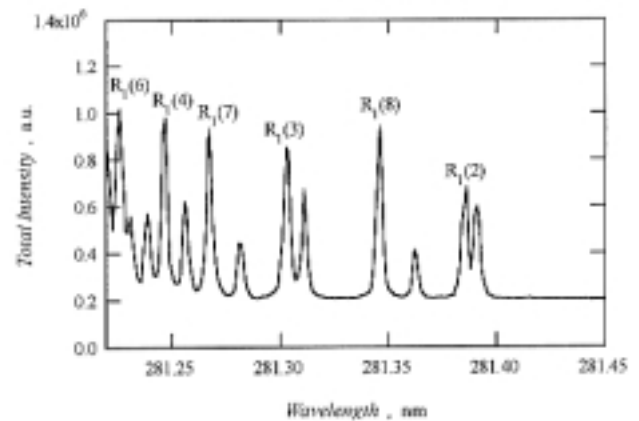


Fig. 11 Excitation Scan near 281.3 [nm]

$Q_1(8)$ 、 $R_1(8)$ 、 $Q_2(9)$ 、 $R_2(9)$ のスペクトルを見るとまず Fig.12 より $R_2(9)$ は隣接する $R_1(11)$ とのスペクトルの重複が見られるため不適切であることがわかる。 $R_2(9)$ 以外には他のスペクトルとの重複は見られなかったが、残りの $Q_1(8)$ 、 $R_1(8)$ 、 $Q_2(9)$ の強度を比較すると $Q_1(8)$ が最も蛍光強度が大きいことがわかる。実験時の入射レーザー光の強度は全て等しいことから S/N 比を向上させるためには $Q_1(8)$ が最も適切と考えられる。そこで本研究の濃度計測にはこの $Q_1(8)$ を選択した。また Fig.12 及び Fig.14 の結果から

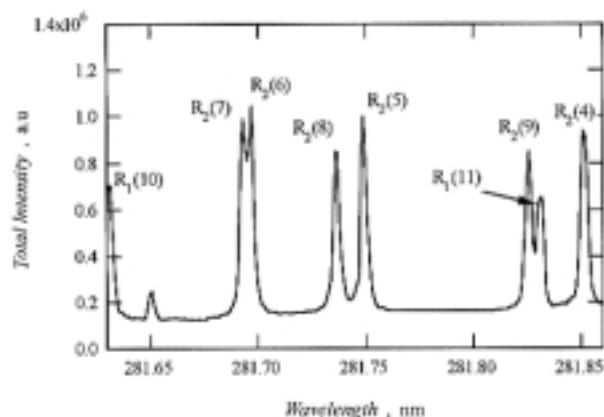


Fig. 12 Excitation Scan near 281.7[nm]

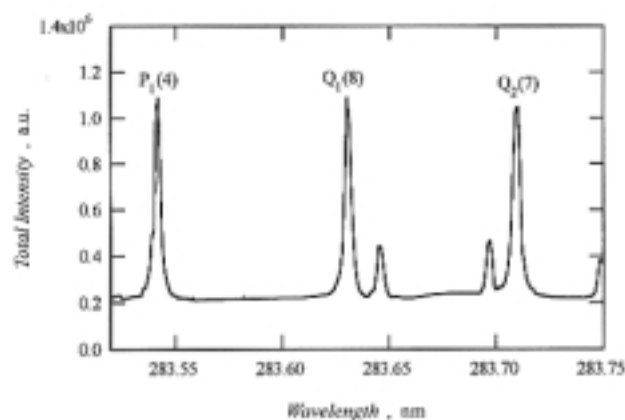


Fig. 13 Excitation Scan near 283.6[nm]

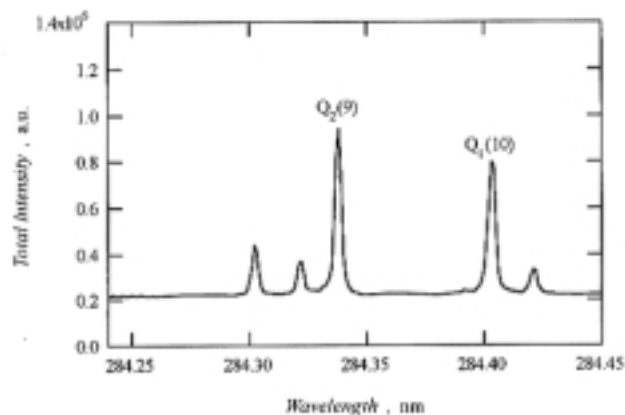


Fig. 14 Excitation Scan near 284.3[nm]

温度計測に用いる $R_2(5)$ 、 $Q_1(10)$ についても十分に強度の高い蛍光が得られることが確認された。なお $R_2(5)$ については隣接する $R_2(8)$ との重複がわずかに認められるが、 $R_2(5)$ のスペクトルの半値幅 $\text{FWHM}=0.5[\text{cm}^{-1}]$ に対して色素レーザーの半値幅は $\text{FWHM}=0.08[\text{cm}^{-1}]$ であり、Fig.12 に見られる程度の重複が計測に与える影響は無視できると考えられる。

4.4 ゲートタイミングの最適化

本計測システムのタイミングチャートを Fig.15 上図に示す。パルス周期 $10[\text{Hz}]$ で発振しているフラッシュランプから時間 T_{d1} だけ遅らせて Q スwitch にトリガー信号を送る。この T_{d1} を変化させることによりレーザー強度を変化させることができる。さらに時間 T_{d2} 遅らせてゲートを開くための信号を送る。レーザー光は $1[\text{ns}]$ で約 $30[\text{cm}]$ 進行するためレーザー光とカメラの同期をとるためには図中の T_{d2} をナノ秒のオーダーで調整しなければならない。そこでゲート幅 $100[\text{ns}]$ を一定に保ったまま、時間 T_{d2} を種々に変化させてその最適化を図った。結果を Fig.15 下図に示す。横軸は時間 T_{d2} 、縦軸は $R_2(5)$ 、 $Q_1(10)$ を励起したときの蛍光強度である。この結果から T_{d2} が $140 \sim 180[\text{ns}]$ の間であれば蛍光強度は一定の値を示すので、 T_{d2} は

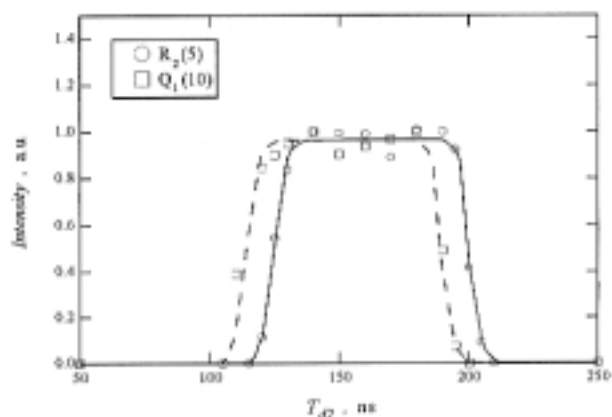
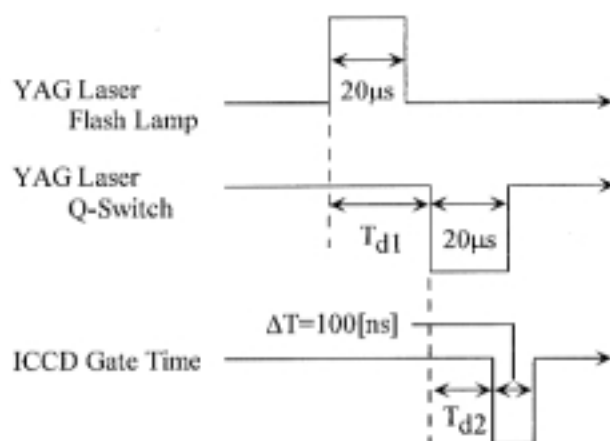


Fig. 15 Timing Chart of System

この範囲内から選択すればよいことがわかる。本研究では $T_{d2}=160[\text{ns}]$ として計測を行った。

5 . 計測精度

5.1 濃度場計測

予備実験の結果をもとに火炎中の OH 濃度分布の計測を行った。計測対象の火炎には最も一般的であり、他者の研究結果も数多く公表されているブンゼンバーナを用いた。吸収スペクトルは前述のように $Q_1(8)$ を用いた。ブンゼンバーナの火炎は層流予混合火炎であり非常に安定であるので、単パルスによる瞬間的な分布と長時間の積算による分布に大きな変化は見られない。そのため本研究では S/N 比を向上させるため 300 回の計測結果の積算により濃度分布を求めた。入射レーザー光の強度は $0.5[\text{mJ/pulse}]$ とした。このような低い強度で計測を行ったのは、レーザー強度を増加させると OH が飽和してしまうためである。前述のように背景光の処理及びしきい値の設定により、ノイズは最小限に抑えてある。OH 濃度と火炎の直接写真を Fig.16 に示す。前述のように測定に有効なレーザーシートの幅は $50[\text{mm}]$ であり、右側の OH 画像の下側が途切れているのは、その範囲外にあるためである。直接写真と OH の計測結果を比較すると、火炎の外炎に非常に高濃度の OH の存在領域が認められる。これは、本来 OH が希薄混合気の反応領域に多数存在するためである。なお、計測における誤差については、レーザーシートの断面強度分布による誤差、及び蛍光強度の温度依存性による誤差が考えられるが、予備実験により前者は 10%、理論解析により後者は 5% であり最終的に本計測法による OH 濃度の計測には 15% の誤差を含むと考えられる。

5.2 温度場計測

濃度計測と同様にブンゼンバーナの予混合火炎を対象として PLIF 法による温度計測を行った。本研究では装置の構成上、 $R_2(5)$ と $Q_1(10)$ をそれぞれ別々に励起して OH 濃度を計測して式(20)から温度分布を求めた。同時計測ではないため、火炎自身が不規則に揺らいでいたり、時間的に温度場が大きく変動する場合には誤差が大きくなると考えられる。しかし、ブンゼンバーナのように比較的安定した火炎であれば、ある程度積算回数を増やすことで揺らぎによる誤差を抑えることができると考えられる。そこで、まず適切な積算回数を求めるために積算回数を種々に変化させて温度計測を行った。計測結果のうち、一例として Fig.16 の Y 断面における温度分布を Fig.17 に示す。横軸が断面位置で Fig.16 の左端を基準とした。縦軸が計測温度である。レーザーシート強度は濃度計測時と同じく $0.5[\text{mJ/pulse}]$ とした。この結果、積算回数 600 回ではノイズによる誤差が大きいが、9000 回にまで積算回数を増加

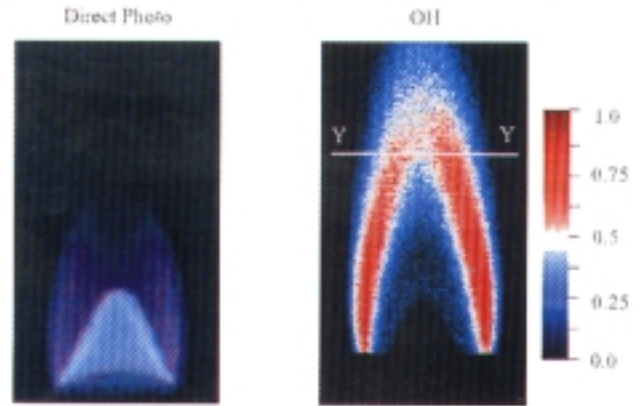


Fig. 16 OH Distribution of Bunsen Type Flame

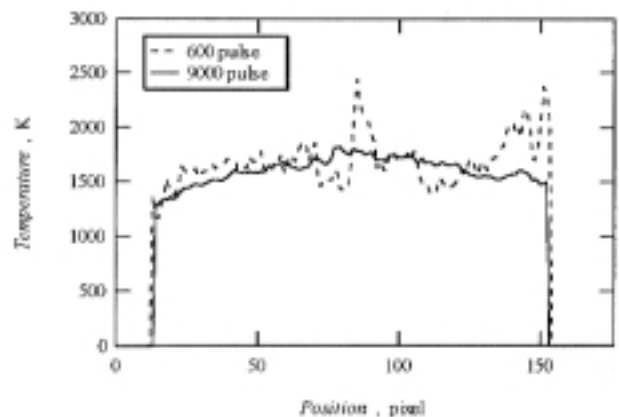


Fig. 17 Dependence of Temperature on Measurement Time

させるとノイズの影響をある程度抑えられることがわかった。しかしながら、9000 回の積算結果から温度を計測するためには 30 分もの時間を必要とするため、燃焼場の計測には実用的ではないと考えられる。多数回の積算を重ねてもこのような乱れが生じるのは、温度分布を求める際に強度の比を用いるため、誤差が増幅されるためである。

そこで積算時間を低減し、かつ測定精度を向上させるためにデジタルフィルタを用いて画像処理を行った。本研究では輝度値を平均化することなくスパイク状のノイズのみを除去することが目的であるので、フィルタとしてメディアンフィルタを用いた。適用したのは周囲 5×5 ピクセルである。誤差が増幅されるのは強度比を計算することに原因があるので、強度比を計算する前にフィルタを適用した。その効果を Fig.18 に示す。これは $Q_1(10)$ を励起した際の OH 分布のうち Y 断面を取り出してフィルタの効果を検証したものである。横軸が位置でバーナ中心軸上を基準にとった。縦軸は蛍光強度である。測定条件はレーザー光強度 $E = 0.5[\text{mJ/pulse}]$ 、積算回数 600 回である。この結果、スパイク状のノイズはほぼ除去され、600 回つまり 1 分間の計測でも十分に温度計測が可能であると思われる。

以上をふまえ、ブンゼンバーナの温度計測を行った結果

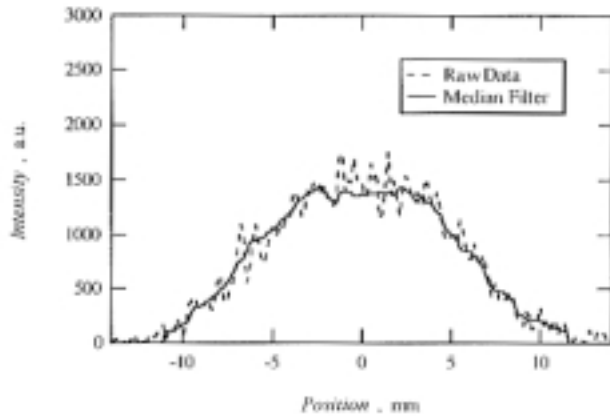


Fig. 18 Effect of Median Filter

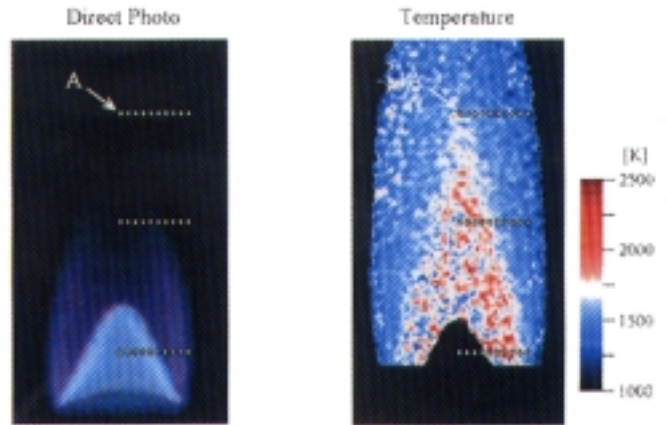


Fig. 19 Averaged Temperature Image

を Fig.19 に示す。火炎の内炎から外炎にかけての反応が激しく進行している部分で高温域が形成されており、この直接写真では火炎が観察されない領域でも高温場が形成されているのがわかる。この計測結果の妥当性を検証するために、まず測定誤差について考えてみる。式(20)を変形して誤差解析を行うと、

$$\Delta T = \frac{T^2}{2026} \left(\frac{\Delta R_E}{R_E} + \frac{\Delta R_E}{R_E} \right) \quad (21)$$

ここで R_E は 2 つの波長で励起したときの入射レーザ強度の比であり、 $R_E = E_1/E_2$ である。考えられる誤差要因としては、レーザシートの断面強度の分布、単パルスごとのレーザ強度の違い、励起波長のずれ、偶然的なノイズの影響、が考えられる。断面強度分布による誤差とはラインジェネレータに起因する微妙な強弱によるもので前述のようにその大きさは約 5% である。またレーザはパルスごとに微妙に強度が異なり、パワーメータによる計測からその誤差は約 5% である。また、吸収スペクトルをピーク波長で励起していない場合、波長が 0.001[nm] ずれると計測される蛍光強度は約 10% 減少する。ノイズの影響は一定 S/N 比以下の信号を除去することで抑えることができる。バックグラウンドを処理した後に残る偶然発生的なノイズの最大値は $N_{\max} < S/3$ であり、S/N 比が $S/N > 3$ となる領域を対象とすることによりノイズの影響を除去できる。なお、この境界値は積算回数によって大きく変化する。これらを考慮すると式(21)より $T=2000$ [K]において $T = 400$ [K]となる。これは非常に大きな誤差であり実用的ではない。ここに列記した誤差のうちシート断面強度に起因する誤差は各ピクセルごとの相対的な差であるが、残りは得られた温度場全体に対する誤差である。そこで本研究では熱電対により任意の 1 点の温度を計測し、その値を用いて PLIF による計測結果への補正を試みた。これにより両者の短所、つまり熱電対は高精度に温度の絶対値を計測できるが点計測であること、PLIF は 2 次元分布を測定できる

が誤差が大きいこと、を補完し合うことができる。これは補正定数 A を用いて式(20)を次のように書き換えたことと同義である。

$$T = A \cdot \left[\ln \left\{ R \cdot \frac{E_2}{E_1} \cdot \frac{411}{183} \cdot \frac{22}{10} \right\} \right]^{-1} \quad (22)$$

この場合の計測誤差はシート断面強度の分布に起因する誤差のみであり、 $T=2000$ [K]では $\Delta T=100$ [K]である。以上をふまえ、図中の白点箇所に熱電対を挿入し、その有効性を検証した。ただし、火炎内のように高温場を計測する際には輻射や触媒作用の影響が顕著になるため、いくつかの補正が必要である。熱電対の感温部における熱のバランスを考えて釣り合いの方程式を立てると、

$$q + h(T_g - T) + \sigma \epsilon (T_r^4 - T^4) + \left(\frac{r}{2} \right) \frac{d}{dx} \left(\lambda \frac{dT}{dx} \right) = 0 \quad (23)$$

となる。ここで q は触媒反応による発熱量、 h は熱伝達率、 T_g はガス温度、 T は熱電対の指示温度、 T_r は輝炎温度、 r は素線径($r = 300$ [μm])、 ϵ はステファンボルツマン定数、 λ は輻射率、 ϵ は熱伝導率である。本研究で用いた熱電対には触媒反応防止用の被覆を施してあり第一項の影響は少ないと考えられる。また計測した火炎は不輝炎であり、このとき T_r は室温となるので無視できる。さらに熱電対の感温部分と根元の接触部分は非常に長く熱伝導による影響もほとんどないと考えられる。このとき上式(23)は、

$$T_g - T = \sigma \epsilon \frac{T^4}{h} \quad (24)$$

となり、熱伝達率 h を求めればよいことがわかる。一般によく用いられる相関式は、

$$Nu = 0.42Pr^{0.2} + 0.57Pr^{0.33}Re^{0.5} \quad (25)$$

であり、ガス温度として $T = 2000$ [K]を仮定すると $Pr = 0.8266$ 、また流速を 10 [m/s]と仮定すると $Re = 7.86$ とな

り、 $Nu=1.91$ と求められる。これより $h=750[\text{W}/\text{m}^2\text{K}]$ である。また純粋な白金の輻射率は同じく $T=2000[\text{K}]$ において $\epsilon=0.2184$ となる。これらを式(2-24)に代入して、 $T_g - T = 260$ と求められる。以上の補正を行い、図中の A 点の熱電対温度を参照温度として PLIF による結果に補正をした。補正後の PLIF による計測結果と熱電対との比較を Fig.20 に示す。この結果から、両者が非常によく一致しており、ここで提案した補正法の有効性が示された。以上により、本計測システムを用いた場合、層流火炎であれば温度計測精度は $100[\text{K}]$ である。

6 . ラム保炎器後流への応用

これまでに示した計測システムを用いて、ラム保炎器後流の反応・輸送特性の解明を行った。本研究では保炎器形状を改良することにより火炎の短縮化を図り、 NO_x 排出量の抑制を目的に研究を行った。以下に、燃焼装置、計測結果を示す。

6.1 燃焼装置

燃焼場は流体の輸送と化学反応が相互に干渉し合うので、模型のスケールが異なる場合には厳密な意味での相似則は成立しない。ラム燃焼器のように流入空気的全温が非常に高く、かつ燃料にメタンを用いる場合には Thermal NO_x が支配的になると考えられるので、本研究では流体の滞留時間に着目して実験装置の設計を行った。燃焼装置の概略を Fig.21 に示す。空気の供給には小型送風機を用い、バルブにより流量を調整しオリフィスにてその値を測定する。その後、電気ヒーターによって加熱し、ベンド管にて水平方向から鉛直方向へと流れの向きを変え、整流用多孔板にて整流した後、保炎器の上流へと導く。一方、燃料であるメタンはマスフローコントローラにより流量調整され、左右二手に分かれて保炎器へと流入する。メタンと空気は石英ガラスで形成された矩形流路内で混合し、保炎器後流に拡散火炎を形成する。なお、空気流量、燃料流量、温度等のデータはデータロガーを通して GPIB 通信によりパソコンへと集められ一括して管理される。また、ヒーターと流路をトラバース装置上に固定することにより、位置の微調整を行った。以下に、個々の装置について詳細を述べる。

送風機及びヒーター

小型送風機には竹綱製作所製の F404、電気ヒーターには同じく竹綱製作所製の S-12TW を用いた。最大空気流量は $0.025[\text{m}_N^3/\text{s}]$ である。温度制御には付属のコントローラを用い、ヒーター出口の吐出温度は最高 $1200[\text{K}]$ まで上昇させることができる。なおヒーターのフレーム表面には断熱材としてニチアス製のファインフレックスブランケットを使用した。

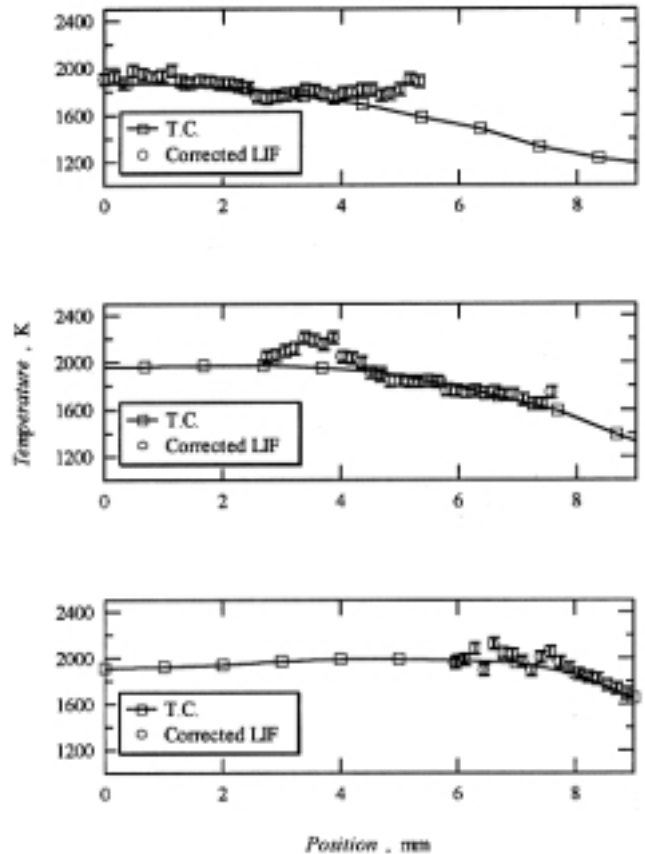


Fig. 20 Comparison between LIF and T.C.

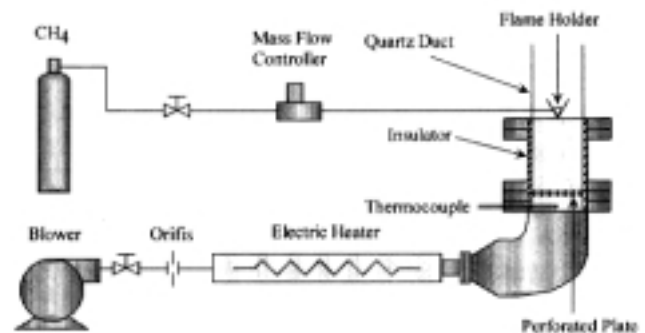


Fig. 21 Schematic of Combustion Facility

マスフローコントローラ

メタンの流量調整にはオーバル社製のマスフローコントローラ F203S 及び F201S、リードアウトユニット ROU3 を用いた。F203S は最大流量 $1.67 \times 10^{-3}[\text{m}_N^3/\text{s}]$ 、F201S は最大流量 $8.33 \times 10^{-5}[\text{m}_N^3/\text{s}]$ とし、微調整が可能となるように両者を使い分けた。

オリフィス

供給する空気量が比較的小さいため、測定にはオリフィス板として 4 分円ノズルを用いた。圧力、温度の測定結果から流量を求める際には以下の式を用いた。

$$Q = \frac{\pi}{4} D^2 \alpha \beta^2 \epsilon \sqrt{2_{\rho_1} \Delta P} \quad (26)$$

ここで、 Q は質量流量、 D は円管の内径、 μ は前述の流量係数と絞り比、 ρ は空気密度、 ΔP はオリフィス前後の差圧である。また、 C_d は補正係数であり以下の式を用いた。

$$\varepsilon = -0.6038 \frac{P_1 - P_2}{P_1} + 1 \quad (27)$$

ここで P_1 、 P_2 はそれぞれオリフィス前後の圧力である。
ベンド管及び矩形流路

ベンド管は断熱効果を向上させるために二重構造とし、その隙間にファイバー状の耐熱繊維を充填した。ベンド管の下流には整流用のバンチングメタルを挿入し、さらに円形断面から矩形断面へとなめらかに移行するための助走区間を設けた。また、保炎器より下流には溶融石英の板ガラスを 4 枚組み合わせて長さ 150[mm]の流路を形成した。
データ集積と演算装置

電気ヒーターの温度、オリフィス前後の圧力、燃料流量等のデータは YOKOGAWA 製のメモリーカードロガー Model3820 にて計測した。計測された実験データは、GPIB 通信により PC へと転送され、PC 上で流量、流速、当量比等の演算及び表示を行う。なお GPIB 通信にはナショナルインスツルメンツ製の PCMCIA カードを使用し、プログラムは C 言語によって自作したものを用いた。

トラバース装置

ヒーター及び流路の位置を調整するために、シグマ光機製の精密ラボジャッキ -306A-(3)及びメスグリオ製のトランスレーションステージ 07TAC512 を用いた。これにより装置全体が水平方向に 100[mm]、鉛直方向に 70[mm]移動可能である。

保炎器

本研究で用いた保炎器に共通な寸法及び形状を Fig.22 に示す。基本形状は V ガッタ型であり一辺 10[mm]の正

三角形型の断面を有し、V 型の谷にメタン噴出用のパイプを取り付けた。この基本形状をもとに Type-B ~ D の 3 種類の保炎器を設計、製作した。略図を Fig.23 に示す。Type-B は前述した最も一般的な型である。Type-C は V 型の谷の中に空気を導入するための空気導入孔(ジェットホール)を設けたモデルである。単純な形状の保炎器に比べて上流からの流入空気が V 型の谷の中でも燃料と混合するため再循環領域の下流でも反応が生じると考えられる。Type-D は空気の速度方向を V 型の谷に向けるための空気案内筒(シリンダー)を取り付けたものである。非常に運動量の大きいジェット状の空気が噴出直後のメタンと衝突し、より効果的に両者の混合を促進できると考えられる。Type-C、D ともに空気が流入する孔の直径は等しい。また、燃料噴射孔は Type-B と同じ配列である。

6.2 装置の性能

実験に先立ち、装置の基本的な特性を把握するための予備実験を行った。それらを以下に示す。

作動範囲の確認

燃焼実験に先立ち、本装置が安定に作動する範囲を調べ

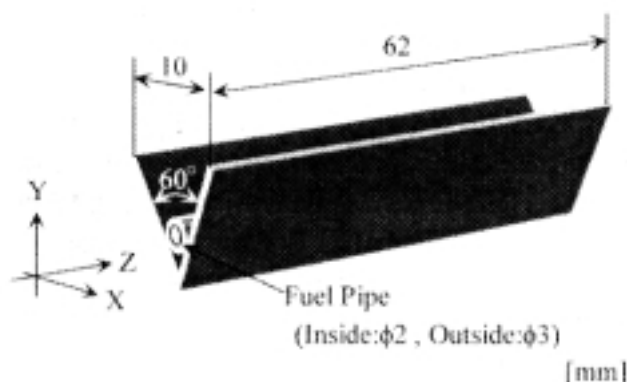


Fig. 22 Detail of V-gutter




	Type-B	Type-C	Type-D
Photograph			
Shape	Normal	Air Jet Hall	Air Jet Hall with Cylinder
Fuel Hall	φ 1.0×8	φ 1.0×8	φ 1.0×8
Air Hall	0	φ 3.0×8	φ 3.0×8

Fig. 23 Characteristic of V-gutter

た。温度による空気流量の範囲を Fig.24 に示す。斜線領域が作動範囲である。この図が示す限界はヒーターの性能によるものである。

流速分布

本装置では流入空気を水平方向から鉛直方向へと方向転換しているため、遠心力により断面内の流速に偏りが生じている可能性がある。そこでピトー管により保炎器上流の断面速度分布の測定を行った。偏りが生じやすいように流路は小流路を用いた。結果を Fig.25 に示す。X 軸に垂直な 6 つの断面を Z 方向にピトー管をトラバースさせて計測を行った。X=1 と X=41 は壁面近傍であるため境界層の影響が認められるが、それ以外は一様に分布しており平均断面流速が主流速度に等しいと仮定できる。

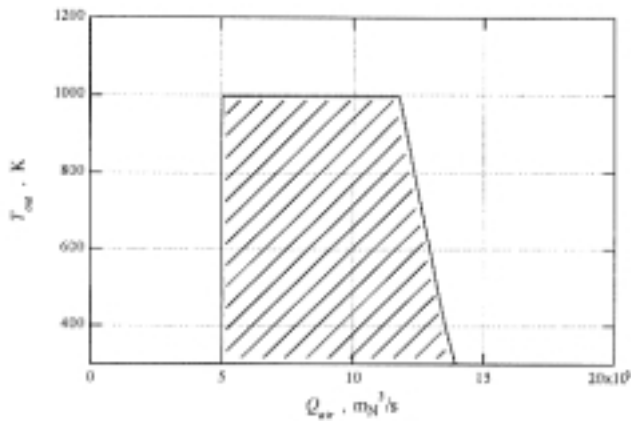


Fig. 24 Operating Region

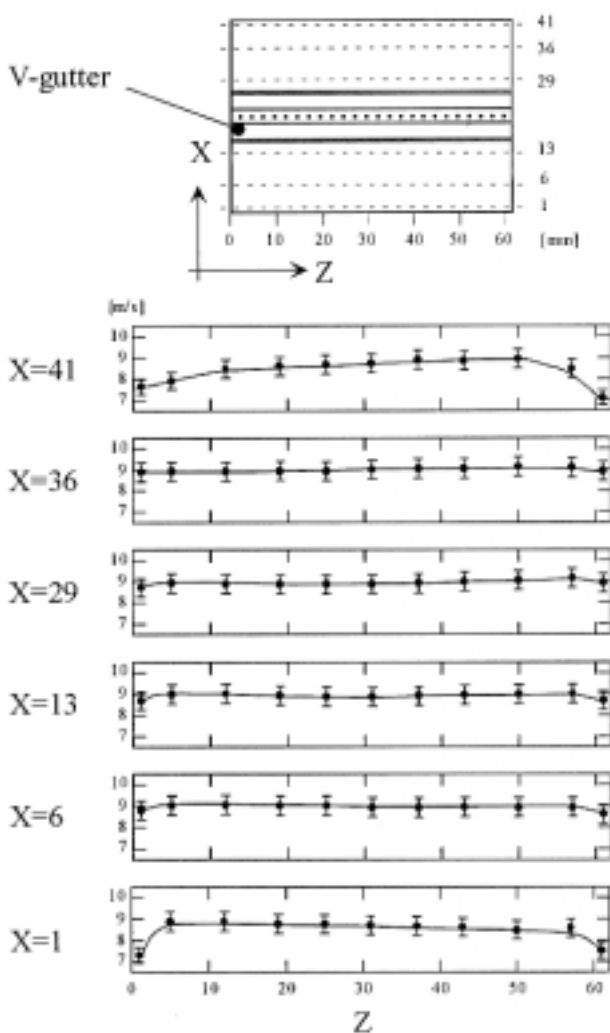


Fig. 25 Velocity Distribution of Duct

ている可能性がある。そこでピトー管により保炎器上流の断面速度分布の測定を行った。偏りが生じやすいように流路は小流路を用いた。結果を Fig.25 に示す。X 軸に垂直な 6 つの断面を Z 方向にピトー管をトラバースさせて計測を行った。X=1 と X=41 は壁面近傍であるため境界層の影響が認められるが、それ以外は一様に分布しており平均断面流速が主流速度に等しいと仮定できる。

流路内の熱損失

本来、流入空気温度としては保炎器直前の空気温度を用いて評価しなければならないが、直前に熱電対を挿入すると後流に乱れが生じてしまい燃焼場に影響を与えてしまう。そのため本装置ではベンド管の部分に熱電対を設けたが、保炎器に到達する前に熱損失により、熱電対の指示温度よりも温度が低下している可能性がある。そこで保炎器近傍に R 型熱電対を挿入し、予めベンド部の指示温度と実際の流入空気温度の差を計測した。その結果を Fig.26 に示す。横軸がベンド部分に取り付けられた熱電対、縦軸が保炎器近傍に挿入した熱電対の指示温度である。この結果から実験範囲である 1000[K]までは熱電対の指示温度が実際の流入空気温度と等しく、校正の必要がないことがわかる。

6.3 実験条件

入射光強度及び積算回数を種々に変化させて予備的な測定を行い、計測に適切と思われる条件を調べた。その結果をもとに、本研究では Table 4 に示す条件で行った。

Table 4 Measurement Condition

		Power [mJ]	Time [s]
Temperature	OH	1.40	5
	R ₂ (5)	2.75	60
	Q ₁ (10)	1.85	60

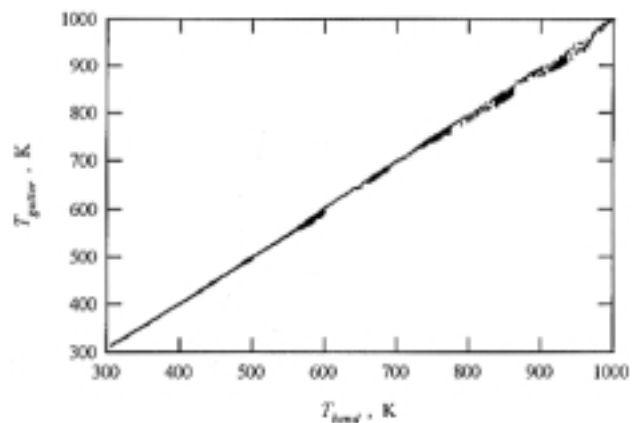


Fig. 26 Calibration of Temperature

また、対象とした測定領域は保炎器後端から 50[mm]の幅である。保炎器後端ではレーザー光の散乱による迷光が非常に強く S/N 比が低下するため、後端やや下流を測定開始位置とした。また燃焼条件については、温度、流速または流量、当量比の 3 つを種々に変化させてその傾向を調べるのが望ましいが、実験装置の性能上、本研究では空気流量一定の条件下にて温度を変化させて計測を行った。条件を Table 5 に示す。

Table 5 Flow Condition

T [K]	310, 500, 800
Q_{air} [m_N^3/s]	11.8×10^{-3}
ϕ	0.1, 0.2

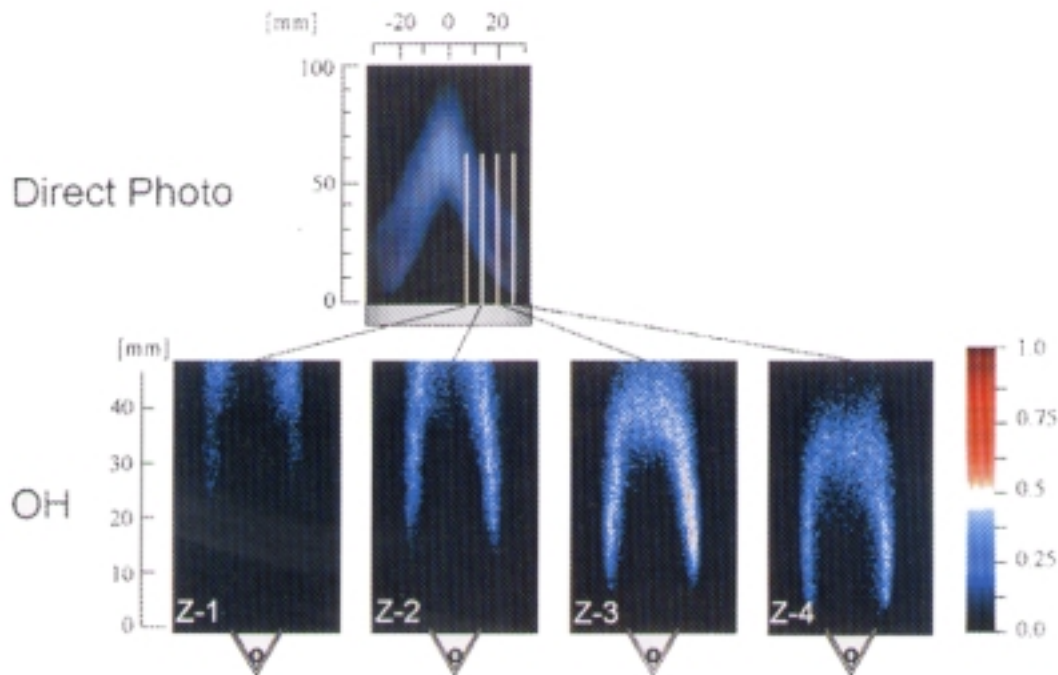
6.4 濃度計測結果

保炎器形状による相違

Type-B の計測結果を Fig.27 に示す。流入空気は温度 $T=310$ [K]、流速 $V=6.8$ [m/s]、当量比 $\phi=0.1$ である。写真からもわかるように火炎形状は 3 次元的に形状を変えているので、白線で示す 4 箇所に入射して OH 濃度の分布を計測した。各断面で見ると OH は全て相似的な分布をしており同一の形状が連続的にその位置を変えながら火炎を構成していることがわかった。つまり Z-3 及び Z-4 断面においても計測位置より下流では Z-1、Z-2 断面と同様な OH 分布が生じていると考えられる。各断面では、外側の主流と再循環領域によって形成される剪断流域において大部分の反応が生じており、内部では反応が生じてい

ないことが確認できる。このように両側の剪断流の間に反応が起きていないため、空間を有効に利用できないことが火炎の伸長につながっているのである。この状況は温度の上昇によっても改善されることはなかった。

次に Type-C 及び D の計測結果を Fig.28 に示す。左が OH 濃度の分布、右が考えられる内部の流れ場を示している。実験条件は流入空気温度 $T=500$ [K]、流速 $V=11.0$ [m/s]、当量比 $\phi=0.1$ であり、レーザーシートはメタン噴出孔の中心断面 $\Delta Z=0$ に入射した。得られた濃度分布から、Type-C、D とともに保炎器後端からの剪断流域と再循環領域の下流の双方において激しい反応が生じていることが明らかになった。まず、Type-C について考察を行う。噴出したメタンはジェットホールを通過してくる空気と混合し、噴出孔の下流に二股状の反応帯を形成する。その後、未燃の混合ガスの一部は左右両側の負圧領域に引き戻され再循環領域を形成し、Type-B に見られるように主流との剪断流域に帯状の火炎を形成する。また一部はそのまま下流へと流され、左右両側からのジェットが互いに接触する領域において比較的大きな反応帯を形成する。しかし、残りの混合ガスはそのまま下流へと流れていくため、OH も下流に伸びた分布となる。一方、Type-D の場合、左右両側から流入してきたジェット同士が正面から激しく衝突し、大部分のジェットはメタンを巻き込みながら反動により速度ベクトルを反転させる。その結果、下流では燃料過濃となり燃焼可能な条件を満たさなくなり、塊状の反応帯が形成される。流入空気温度を上げると、この領域でも反応が生じるようになる。また、ジェットの衝突による速度ベクトルの交換の結果、再循環領域は小さくなり、Type-C で

Fig. 27 OH Distribution of Type-B ($T=300$ K, $\phi=0.1$)

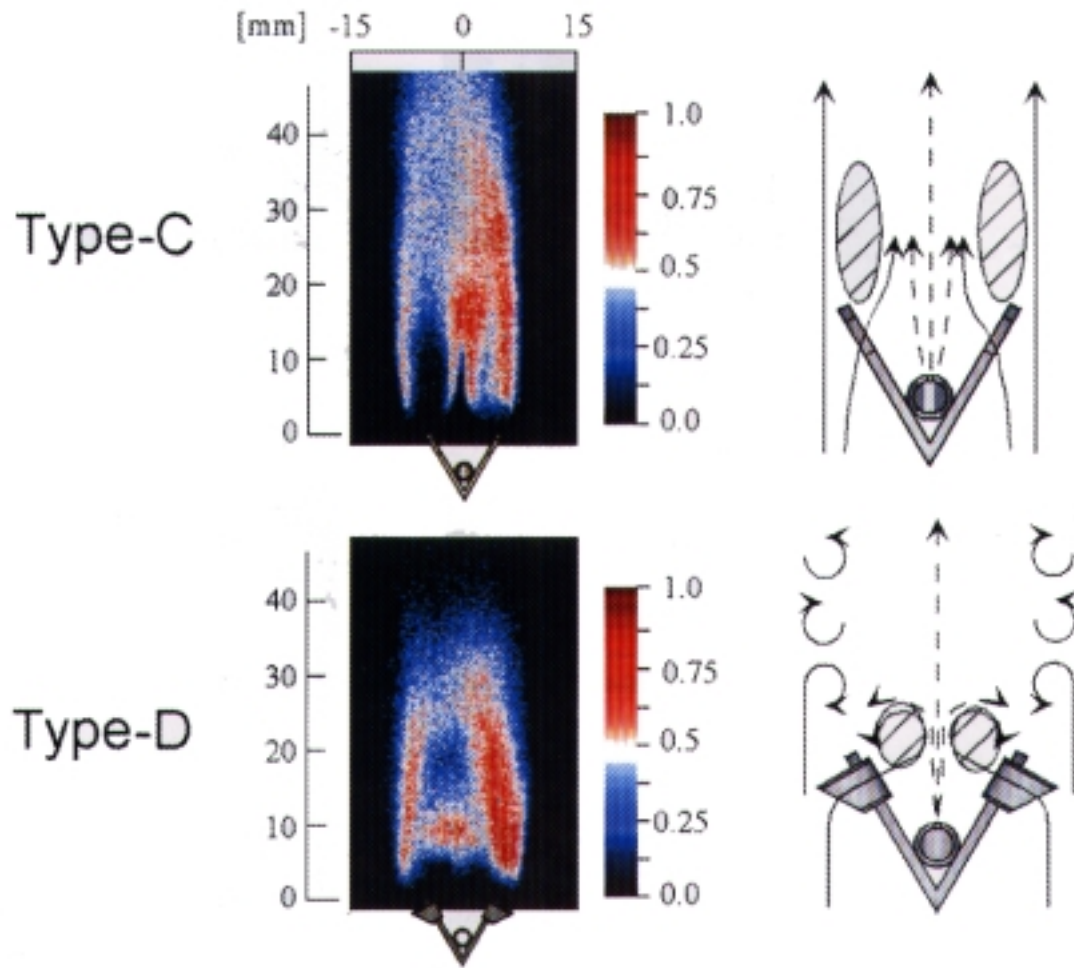


Fig. 28 OH Distribution of Type-C and D

は保炎器後端から約 15mm の位置にあった内部空気との反応のピークも Type-D では上流側にシフトする。また、保炎器後端の剪断流の領域に形成される OH の分布が Type-C よりも厚みをましているが、これはシリンダーの末端から放出される渦のために、剪断流の領域における混合が促進された結果であると考えられる。以上から、火炎の短縮化という点では Type-D の方が効果的であると考えられる。

断面による相違

空気導入用の穴は、不連続に設けられているため、レーザーの入射位置によって OH 濃度の分布は大きく異なると考えられる。そこで、入射位置を少しずつ移動して計測した結果を Fig.29 に示す。上が Type-C、下が Type-D の計測結果である。実験条件は流入空気温度 $T=500$ [K]、流速 $V=11.0$ [m/s]、当量比 $\phi=0.1$ であり、レーザーシートはメタン噴出口の中心断面 $\Delta Z=0$ に入射した。C の場合、ジェットホールから最も離れた位置においても内部に導入した空気の効果が現れているが、Type-D の場合、シリンダーから離れるに従い徐々に内部での反応の割合は低下し、シリンダーから最も離れた位置では反応がほとんど見られな

い。これはシリンダーを通過した空気はメタン噴出口へ向かう運動量成分が非常に大きく衝突により横方向には拡散しにくいと考えられる。このシリンダーから離れた位置でも内部の空気による反応を起こすことができれば、Type-D の火炎長さはさらに短縮されることが考えられる。

当量比による相違

Fig.30 の上図が当量比 0.1、下図が当量比 0.2 のときの OH 濃度である。これにより、当量比がある一定値を超えると、ジェットホールやシリンダーの効果は、なくなり、単純な形状の保炎器と同じように、後端の剪断流における反応だけになることがわかる。これは、当量比の増加によりメタンの運動量が増え、内部に導入した空気と十分に混合しなくなるためと考えられる。つまり、本研究のように形状の改良を有効に利用するためには、一定負荷以下の状態で燃焼を行わなければならないことがわかる。

6.5 温度計測結果

Type-C の保炎器に対して、空気温度 $T=500$ [K]、流速 $V=6.8$ [m/s]、当量比 $\phi=0.1$ の条件下で温度計測を行った。結果を Fig.31 に示す。この計測結果には前述の補正

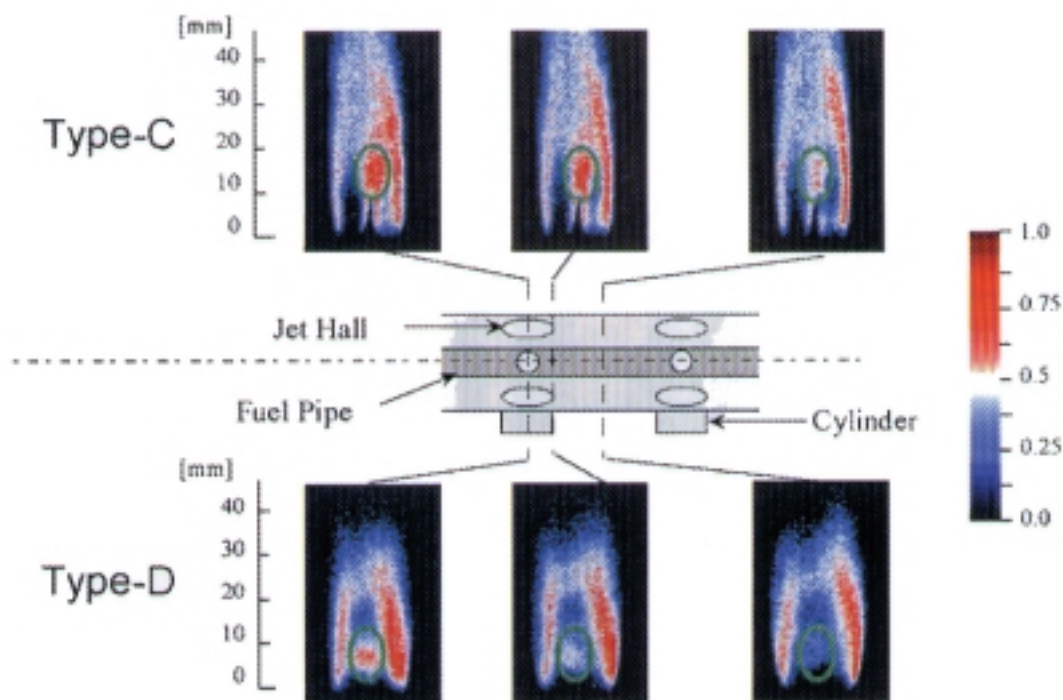


Fig. 29 Dependence of OH on Cross Section

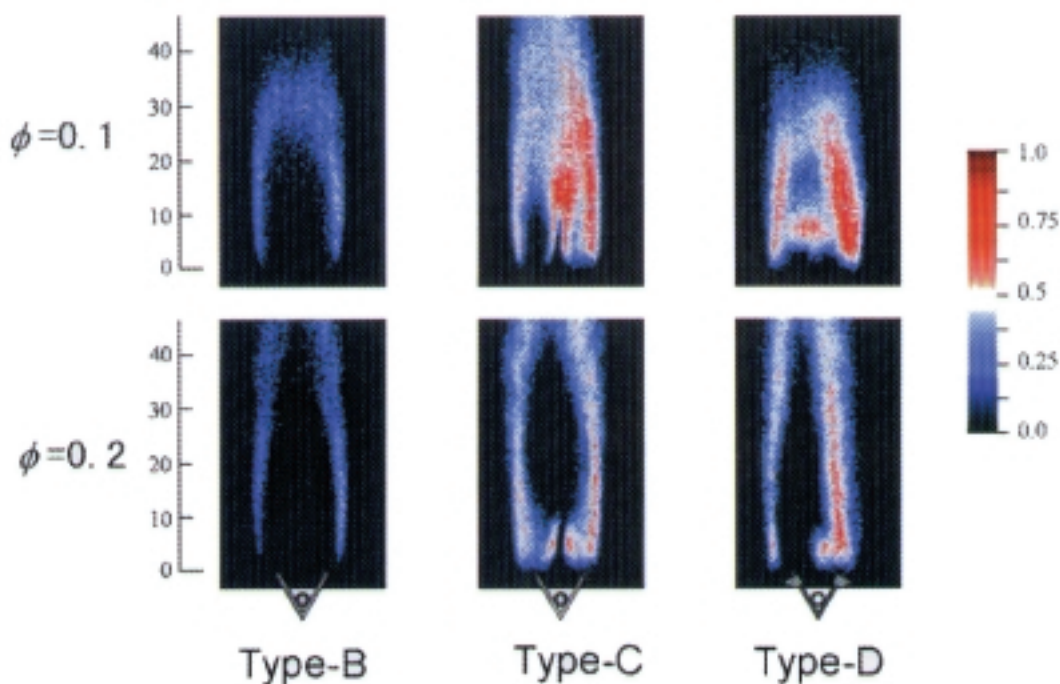


Fig. 30 Dependence of OH on Equivalent Ratio

を適用している。この結果からは、再循環領域の外縁に高温領域が形成されており、発生した熱が対流の効果により下流へ運ばれていると考えられる。しかしながら、得られた結果は高温領域と低温領域が交互に入り組んだ斑模様を示しており、実際の温度場にこのような分布が形成されるとは考えにくい。これは積算時間が短いために場の平均値を捉えられなかったことが原因と考えられる。ブンゼン

バーナのような層流燃焼では比較的短時間の計測から温度分布を求めることができるが、ラム保炎器後流のような乱流燃焼では、より積算時間を増やす必要がある。しかし、過度の積算時間の増加は膨大な計測時間の必要性を意味しており、実用的ではない。今後は、本計測システムを用いた場合に適切と考えられる積算時間を求め、その実用性を検討するとともに、同時計測を可能とするシステムの改良

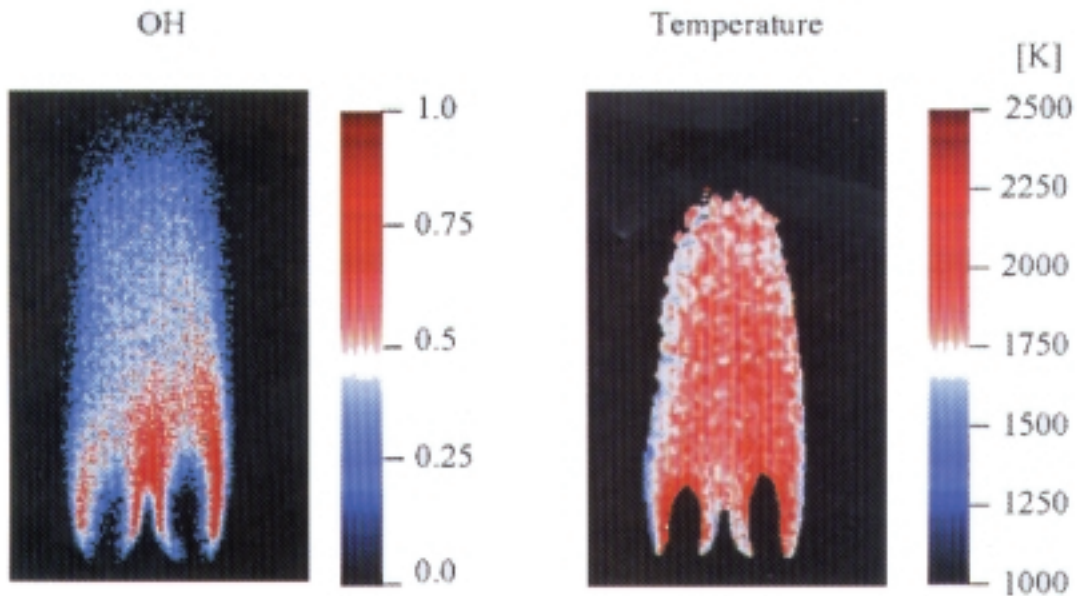


Fig. 31 Dependence of OH and Temperature Image

を行う必要がある。

7 . 結 論

PLIF 法の実験的研究を行い、以下のことが明らかになった

1. 蛍光誘起用レーザー光強度：0.5mJ/pulse、レーザーシート光巾：50mm、レーザーシート厚さ：0.1mm(焦点)を用いて、ブンゼンバーナ及びラム保炎器モデル後流における二次元OH相対濃度分布、温度分布について有効な結果が得られた。
2. 実験的誤差、理論的誤差を検討して対策を講じた結果、OH相対濃度においては15%以内、温度においては層流火炎については $\pm 50\text{K}$ で計測できた。
3. 保炎器後流の乱流火炎での温度計測においては、2つの誘起レーザー光波長によるOH濃度分布画像がそれぞれ別の時間帯に計測される(同時計測が不可能)ため、火炎変動による計測条件変化の影響が著しく、正確な計測のためには積算回数の増大や、それに伴う問題点の検討が必要となった。
4. 3種類のラム保炎器後流での火炎計測の結果、保炎器に空気を導入するためのジェットホールやシリンダーを設けて燃料と空気の混合を改善することによって、短炎化と低 NO_x 化に寄与できる様子が明らかになった。
5. しかし当量比を増加すると保炎器の形状によらず火炎が伸長してしまい、形状改良の効果が見られなかった。

8 . 参考文献

- 1) K. Suzuki and K. Shimodaira; The Combustion Performance of Methane-fueled Ram Combustor , Proceedings of Eleventh International Symposium on Air Breathing Engines, Vol. 2, pp. 811-821 (ISABE 93-7079), September 1993.
- 2) K. Suzuki, K. Shimodaira, and Y. Kurosawa; High Combustion Efficiency and NO_x Reduction by 2-Stage Combustion in Methane-Fueled Ram Combustor, Proceedings of the 1995 Yokohama International Gas Turbine Congress, Vol. 2, pp. 359-366, October 1995.
- 3) 山本武; ラムジェット保炎器周り燃焼流の数値解析 , 第13回ガスタービン秋期講演会(函館)講演論文集 , pp. 259-264, 1998年10月 .
- 4) J. Guezet, M. Gomi, Y. Kurosawa, and K. Suzuki; PIV Measurement of High Speed Air Flow in the Wake of a Flameholder, 可視化情報学会全国講演会('98三重)論文集(CD-ROM版)可視化情報, Vol. 18, Suppl. No. 2, Paper A136, 1998年9月 .
- 5) J. Guezet, M. Gomi, Y. Kurosawa, and K. Suzuki; PIV Measurement of Ram Flameholder Wake-Flow with Combustion, Proceedings of International Conference on Optical Technology and Image Processing in Fluid, Thermal, and Combustion Flow, Paper AB017 (CD-ROM), Yokohama(Japan), December 1998.

- 6) Y. Ikeda, S. Hosokawa, M. Minato, and T. Nakajima; Isothermal Flow Characteristics Behind V-Shape Gutter with and without Injection, Proceedings of Eleventh International Symposium on Air Breathing Engines, Vol. 1 pp. 449-456 (ISABE 93-7040), September 1993.
- 7) Y. Kinoshita, J. Kitajima, and Y. Seki; Studies on Methane-Fuel Ram Combustor for HST Combined Cycle Engine, Proceedings of Eleventh International Symposium on Air Breathing Engines, Vol. 2 (1993), pp. 822-830 (ISABE 93-7080), September 1993.
- 8) 細川茂雄; ラム燃焼器内の流れに関する研究, 神戸大学学位論文(1993).
- 9) M.G. Allen, K. Donohue, and S.J. Davis; Species and Temperature Imaging in Liquid-Fueled Spray Flames, AIAA Paper, 90-2440 (1990).
- 10) M.G. Allen, T.E. Parker, W.G. Reinecke, H.H. Legner, R.R. Foutter, W.T. Rawlins, and S.J. Davis; Fluorescence Imaging of OH and NO in a Model Supersonic Combustor, AIAA Journal, Vol. 31, pp. 505-512 (1993).
- 11) M.G. Allen, S.J. Davis, and K. Donohue; Planar Measurements of Instantaneous Species and Temperature Distribution in Reacting Flows: A Novel Approach to Ground Testing Instrumentation, AIAA Paper, 90-2382 (1990).
- 12) J.M. Seitzman, R.K. Hanson, P.A. Debarber, and C.F. Hess; Application of Quantitative Two-Line OH Planar Laser-Induced Fluorescence for Temporally Resolved Planar Thermometry in Reacting Flows, Applied Optics, Vol. 33, pp. 4000-4012 (1994).
- 13) J.M. Seitzman, and R.K. Hanson; Comparison of Excitation Techniques for Quantitative Fluorescence Imaging of Reacting Flows, AIAA Journal, Vol. 31, pp. 513-519 (1993).
- 14) 土屋莊次; レーザー化学～分子の反応ダイナミックス入門, 学会出版センター.
- 15) G. Castellan; カステラン物理化学, 東京化学同人
- 16) ア・ア・ラドチグ、ベ・エム・スミルノフ; 原子物理と分子物理定数便覧, 日ソ通信社 (1983).