

ISSN 0452-2982
UDC 535.243:
621.375.826:
662.611.2

航空宇宙技術研究所資料

TECHNICAL MEMORANDUM OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TM-457

CARSによる火炎温度の計測方法

五味光男・石塚只夫・藤井昭一

1982年2月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

CARSによる火炎温度の計測方法*

五味 光 男** 石 塚 只 夫*** 藤 井 昭 一**

1. はじめに

コヒーレントラマン効果を用いた分光法 CARS (Coherent Anti-Stokes Raman Scattering) は、非接触かつ時間的空間的に高分解能で気体の濃度並びに温度測定が可能であることから、燃焼ガス温度等の測定のための実用化の試みが種々行われている有望な分光法である。しかし励起光源としてルビレーザや Nd・YAG パルスレーザを用いた温度測定¹⁾のためのデータ処理方式は未だ試行錯誤の段階にある。特に、温度変動の測定では、パルスレーザの各パルス毎に生ずる多量の CARS スペクトルデータの集録を瞬時に行うデータ処理方式が必要となる。Goss 等²⁾は瞬時の Q ブランチ・スペクトルによる温度変動の測定結果を報告しているが、データ集録方式の詳細は公表されていないし、またデータ数が極めて少なく統計的な処理に至っていない。

筆者等は、小型電算機とオプティカル・マルチチャンネル・アナライザを用いた高速スペクトルデータ集録装置を製作し、CARS による燃焼ガス温度の測定データを変動値も含め極めて短時間で多量に集録可能にした。本報告では、筆者らの開発した測定方法の詳細及びその応用による火炎温度測定例について述べる。尚、測定精度等についての詳細な議論は文献³⁾に報告した。

2. 測定方法

2.1 発振系及び分光系

CARS とは、周波数 ω_1 と ω_2 の光子が温度測定をしようとする火炎中のガス分子と作用し、非線型ラマン感受率 $\chi^{(3)}$ を通して干渉し、 $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$ の周波数において分極成分 $P^{(3)} = \chi^{(3)} EEE$ (E : 光の電

場)が発生するコヒーレントラマン効果を用いた分光法である。ここに、 ω_1 は基本波長光、 ω_2 はストークス光、 ω_3 は反ストークス光である。 $\chi^{(3)}$ は理論的に温度に依存するから、 ω_3 のスペクトルを実測し、理論スペクトルと比較することによりガス温度を決定することができる(付録 A 参照)。

CARS による測定装置の構成を図 1 に示す。光源はパルス発振の Nd・YAG (Neodymium・Yttrium Aluminum Garnet) レーザ及びその光源の一部を励起光として発振する色素レーザから構成される(図 2)。性能上の主な仕様を表 1 に示す。Nd・YAG レーザは基本波長 1064 nm で発振するが、これを二次高調波発生装置 (SHG) で 532 nm 波長に変換し、これを ω_1 とする。この時、変換されずに透過する基本波長光をもう一台の SHG を用いて 532 nm 波長に変換し、これを ω_1' とする。 ω_1' は色素レーザ励起に使用する。色素レーザでは、エタノール溶媒により適度な濃度に調整された色素を励起光によってポンピングし、必要とする波長帯域のレーザ光が得られる。本装置の場合、ローダミン 640 色素を用いて中心波長 607 nm、半値幅約 6 nm の光線 ω_2 を発生する。 ω_1 と ω_2 を集光用光学装置により混合し、温度測定をしようとする火炎内に集光させると、火炎中に存在する N_2 分子に共鳴して CARS が生ずる。この時発生する反ストークス光 ω_3 を以下 CARS 光と呼ぶ。 ω_2 が広帯域なので生じる ω_3 も広帯域になり、これをブロードバンド CARS 光とも言う。CARS 光は筆者らの考案した多重反射型分光装置によって入射光 (ω_1 , ω_2) から分離し、分光器によって分散し、オプティカル・マルチチャンネル・アナライザ(以下 OMA-2 と呼ぶ)の多チャンネルディテクタ面に受光される。ここで光電変換された CARS 光は、約 500 チャンネルに分割されたスペクトルデータとして出力される。

分光器(日本分光工業)は、ブロードバンド CARS

* 昭和56年10月27日受付

** 航空機公害研究グループ

*** 計算センター

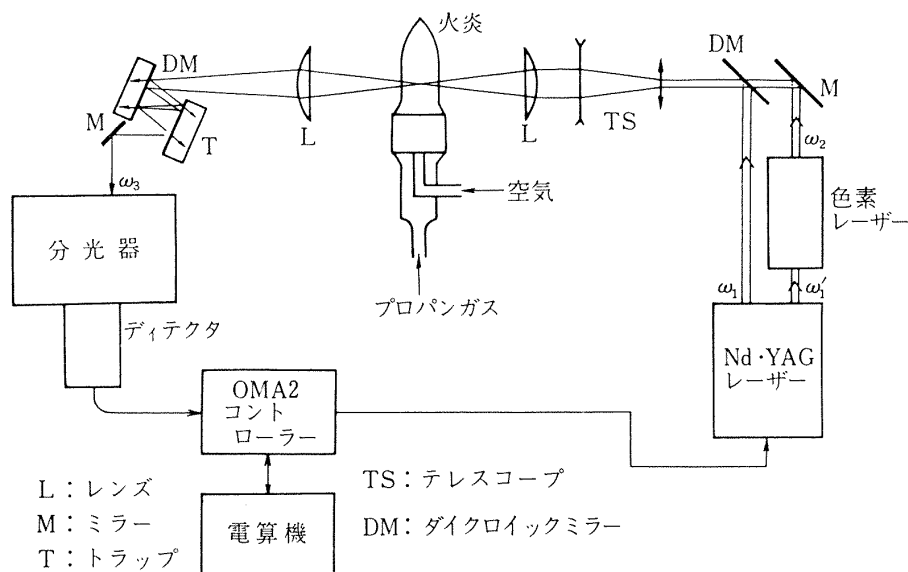


図1 実験装置の構成

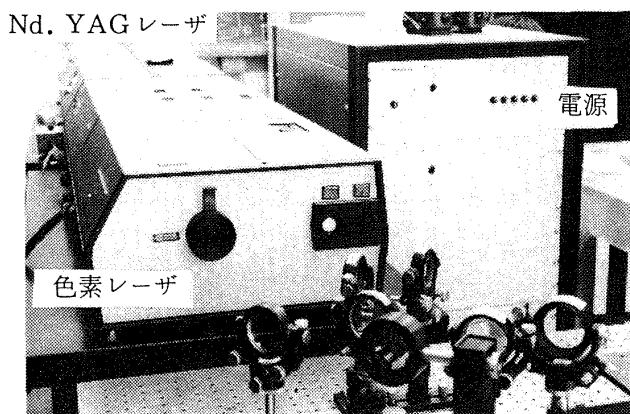


図2 Nd・YAGおよび色素レーザーの外観

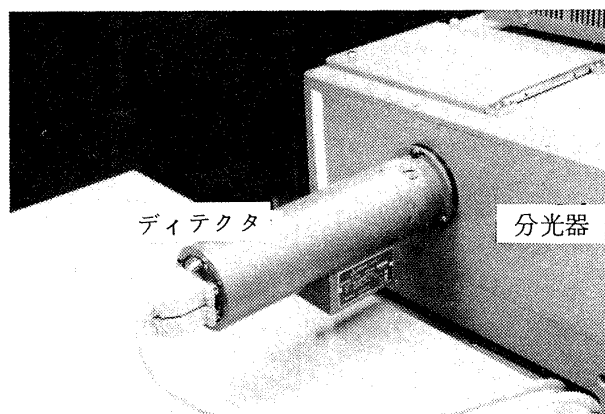


図3 OMA-2マルチチャンネルディテクタ外観

光の波長幅が約 3 nm 程度であることから、OMA-2 ディテクタ面上で 0.3 nm/mm の逆分散能をもつことが好ましい。本器は、焦点距離 1000 mm、2160 本/mm の刻線から成る回折格子を有し、分解能はブレイズ波長 (500 nm) に対し、0.007 nm (半値幅) 以下である (主な仕様を表 2 に示す)。しかし、出射側に OMA-2 ディテクタを装着するため、分解能はディテクタの解像能力に支配される。波長 473 nm における分光器の逆分散能は 0.36 nm/mm であった。OMA ディテクタの 1 チャンネルの幅は 25 μm であり、チャンネル間のクロストークを考慮に入れると解像力は約 50 μm と考えられるので、この分光系の分解能は約 0.018 nm となる。入射スリットは幅 0 ~ 3 mm の範囲で可変であり、スリット高さは 20 mm の直線である。尚、入射スリット側には微動装置が

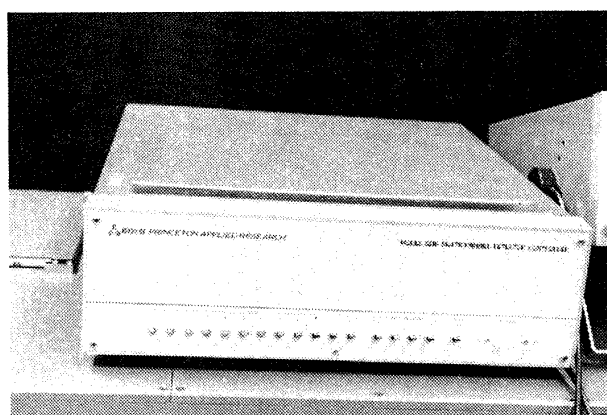


図4 OMA-2ディテクタコントローラ外観

あって、光ファイバを利用した測定もできる。

OMA-2 (Optical Multichannel Analyzer, PAR 社) は、ディテクタ (モデル 1254 EW, 図 3) 及びディテクタコントローラ (モデル 1216, 図 4) より構成される。機能上の主な仕様を表 3 に示す。受光

表1 光源部(レーザー)の主な仕様

Nd・YAGレーザー		
型 式	MY-34-20	(米国モレクトロン社)
パルスエネルギー	700mJ (1064nm=基本波長)	
	250mJ (532nm=2次高調波)	
発振レート	20パルス/秒(固定時)	
	10~30パルス/秒(可変時)	
ビーム径	8mm	
ビーム広がり角	0.3mr	
	(半角)	
パルス巾	15ns(標準)	
	15~30ns(可変)	
バンド幅	0.5cm ⁻¹	
ピークエネルギー	±2%	
安定度		
色素レーザー		
型 式	DL-18(米国モレクトロン社)	
波長調整範囲	550~760nm(532nm励起)	
ライン巾	0.01nm	
エネルギー変換	30%(560nm)	
効率		
ビーム径	8mm	
ビーム広がり角	0.3mr	
	(半角)	
パルス幅	12ns	
パルスエネルギー	±5%	
安定度		

面は直径16mmで、スキャン範囲は12.5×12.5mmの正方形である(図5)。縦、横は各々500に分割され、横をチャンネル、縦をチャンネル高さと呼ぶ。本器はディテクタ面上の原点(X_0 , Y_0 , X_{02} , Y_{02})及び ΔX , ΔY 等を指定することにより、二つの領域のデータを連続的にスキャンできる。ディテクタ面上の正電荷は電子ビームによる1回のスキャンでは必ずしも消去せず残留する。この残像特性はチャンネル当りのスキャン速度CTと1チャンネル当りのチャンネル高さ ΔY に関連づけられる(付録B参照)。比CT/ ΔY が大きいほど残像は少ないが、実験条件

表2 分光器の主な仕様

型 式	CT-100 C
回折格子	
有効面積	102×102mm
刻線数	2160本/mm
ブレース波長	500nm
逆分散能	0.45nm/mm(ブレース波長)
分解能	0.007nm以下
焦点距離	1000mm
波長範囲	300~700nm
入射スリット	両開き手動可変
	スリット高さ20mm
出射部	受光器(米国PAR社製モデル1254EW)取付可能

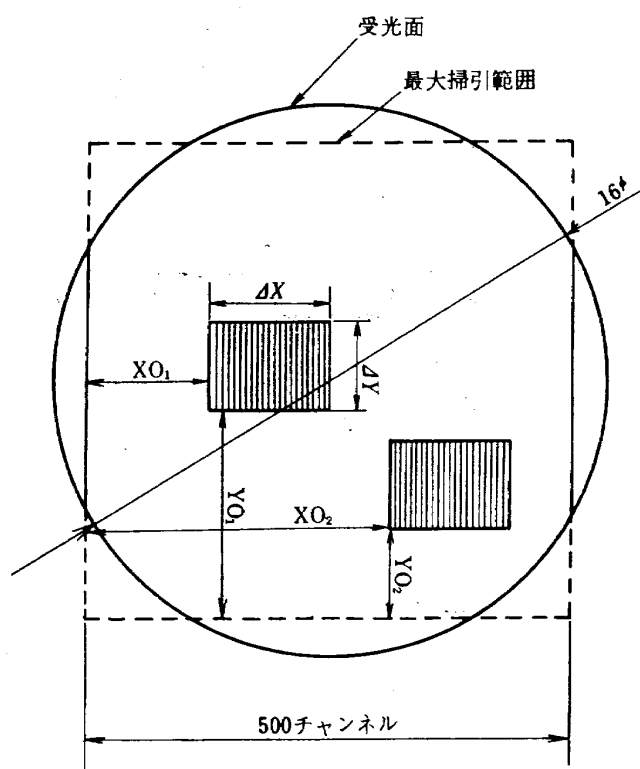


図5 OMAディテクタ受光面

上、本測定時にはCT=40μsecおよび $\Delta Y=200$ を採用する。

2.2 データ処理系

データ収集は小型電算機及びOMA-2で行い、温度を決定するためのデータ解析は、大型電算機で行

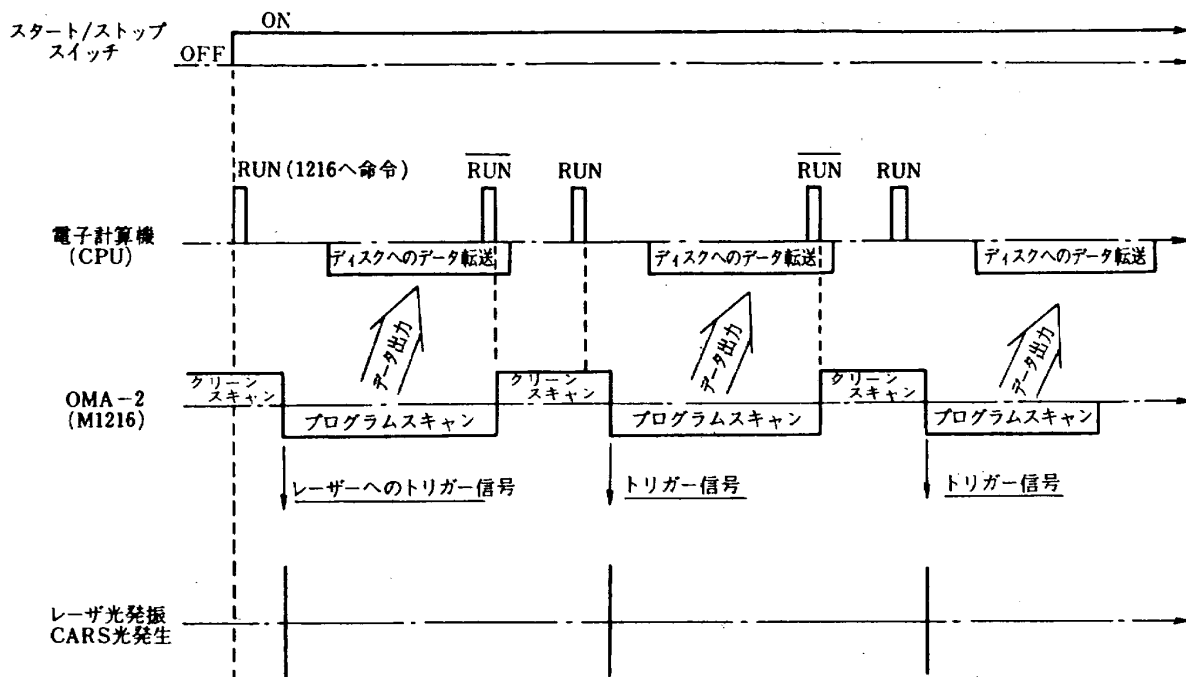


図7 データ収集動作タイミングチャート

(not RUN)の命令を受け再びクリーンスキャンにもどり待機状態となる。電算機は適度な時間遅れを見積って再びRUN命令をM1216に発し、上記の動作をくり返す。1回のデータ集録が完了すると電算機はディスク上でデータの編集を行った後、待機状態にもどる。

次に、データ収集用のプログラム(EXP07)の概要を述べる。本プログラムは図8に示すように三つのルーチンから構成されている。パラメータ設定ルーチンは、M1216自身が作動するのに必要なパラメータ(表4)を予め電算機内のパラメータパッケージに格納しておき、実験条件に応じて変更、設定する。フローチャートを図9に示す。設定したパラメータの順序を表5に示す。本ルーチンの最後に、実験者がディスクの使用範囲を確認する目的で、可動ディスク及び固定ディスクの空領域及び作業領域をセクタ数で表示する。作業領域とはデータの格納に要するサイズで次式により算出される。

$$NS0 = \{ \{ (DX) \times (MDSC) + 1 \}$$

$$\times (NF) \times (NT) \} /_{128}$$

$$NS1 = \{ \{ (DX+1) / (MD) + n \}$$

$$\times (MD) \times (MF) \times (NT) \} /_{128}$$

ここに

NS0: 可動ディスクへの格納に要する領域(セ

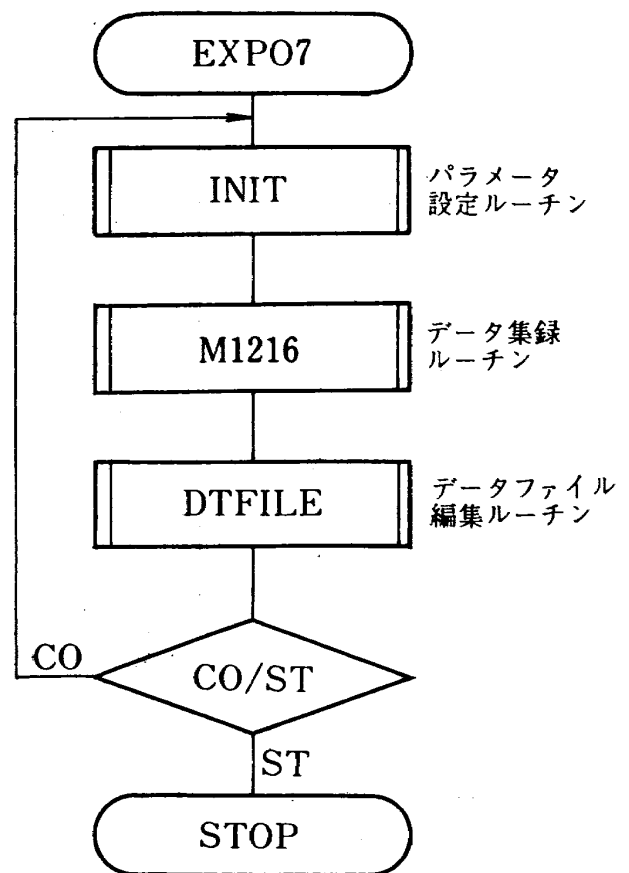


図8 データ収集フローチャート

クタ数)

NS1: 固定ディスクへの格納に要する領域(セクタ数)

n: $(DX+1)/(MD)$ の余りが0ならば0,

表 4 パラメータパッケージ一覧表

ワード名	内 容
DUMMY	ダミー領域
MDSC	スキャンモード 1 シングルトラックスキャンモード 2 ダブルトラックスキャンモード
DX	スキャン幅 (X方向=チャンネル数) $1 \leq DX \leq 500$
DY	スキャン幅 (Y方向=チャンネル高さ) $1 \leq DY \leq 500$
X1	1stトラックに関するスキャン範囲原点のX座標 $0 \leq X1 \leq 499$
Y1	1stトラックに関するスキャン範囲原点のY座標 $1 \leq Y1 \leq 500$
X2	2ndトラックに関するスキャン範囲原点のX座標 $0 \leq X2 \leq 499$
Y2	2ndトラックに関するスキャン範囲原点のY座標 $Y1 + DY \leq Y2 \leq 500$
NF	スキャンフレームの個数 $1 \leq NF \leq 5$
NT	*レーザー発振数 (トリガー数) $1 \leq NT \leq 32767$
CT	チャンネル当りのスキャンタイム (μsec) 40, 60, 80, 100, 120, 140
HV	ディテクタ感度調整用高電圧設定指示数 0, 1, 2, 3
MF	ディスク上に保存するデータのスキャンフレーム の最大番号 $1 \leq MF \leq 5$
MD	ディスク上に保存する1レコード当りのデータ数 128, 256, 512

* M1216へ指令する RUNの回数

0 以外であれば 1

データ集録ルーチンでは、命令コードをつけた実験条件を電算機から M1216へ転送し、電算機からの RUN 命令によって M1216 から転送されるデータをまず可動ディスクに集録する (図 10)。この場合データ数は $F(l, m, n)$ 個で決められる。 l は 1 回の測定に要するレーザー発振トリガー数、 m は 1 回のレーザー発振中に取込むデータフレーム数、 n は 1 フ

レーム中に含まれるワード数である。データ 1 ワードは 14 ビットである。

データファイル編集ルーチンでは、以後の処理に便利のように、可動ディスク上のデータを固定ディスク上に編集する (図 11)。編集の際は一つのデータブロックを 128, 256, 512 個のデータ数に選択できる。

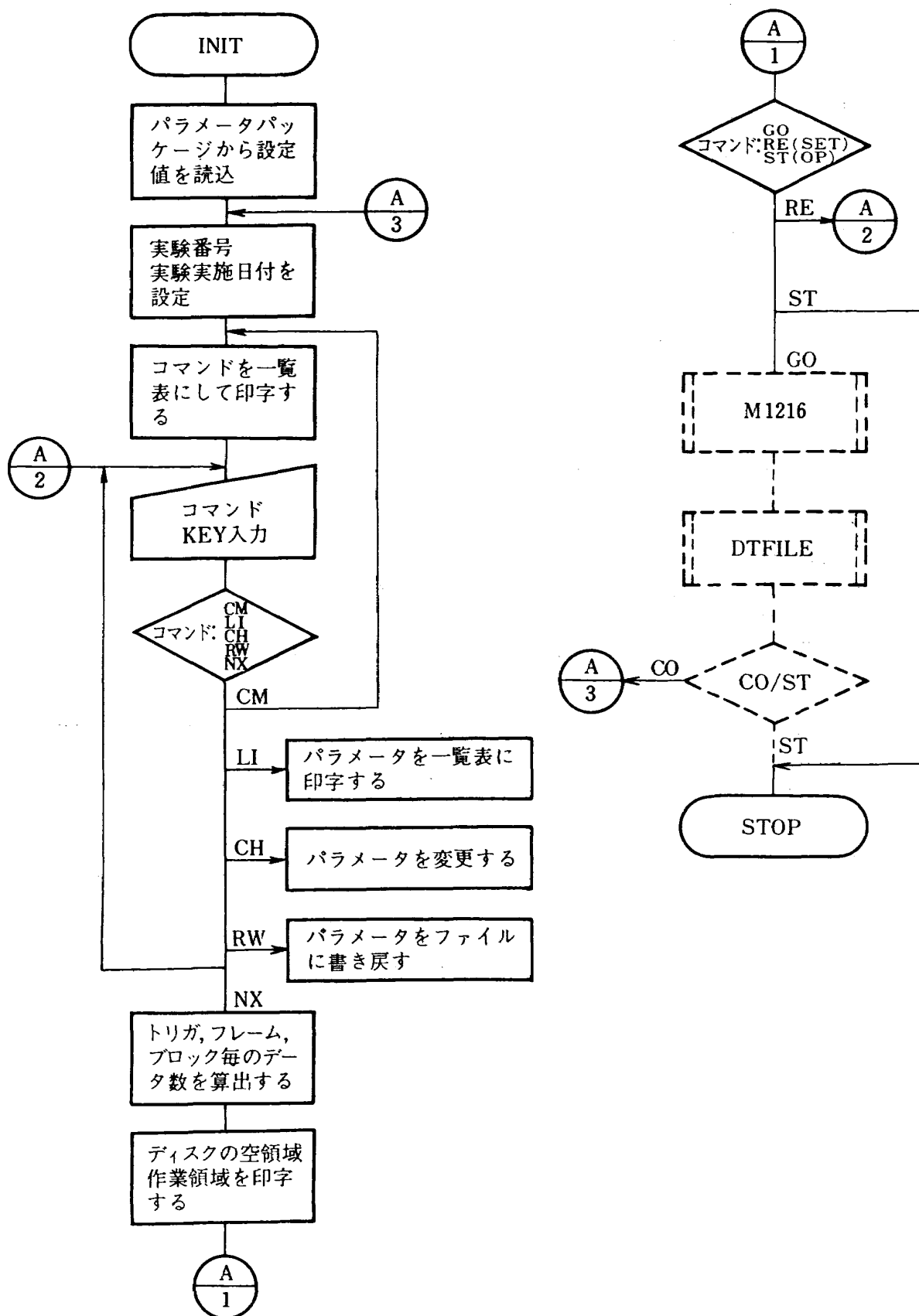


図9 パラメータ設定ルーチン

表 5 パラメーター一覧表

1) 実験番号	11) XO_2
2) 実験 年	12) YO_2
3) 実験 月	13) フレーム数
4) 実験 日	14) トリガー数
6) スキャンモード	15) チャンネルタイム
7) ΔX	16) HV
8) ΔY	17) 書込フレーム数
9) XO_1	18) 1レコード当りのデータ数
10) YO_1	

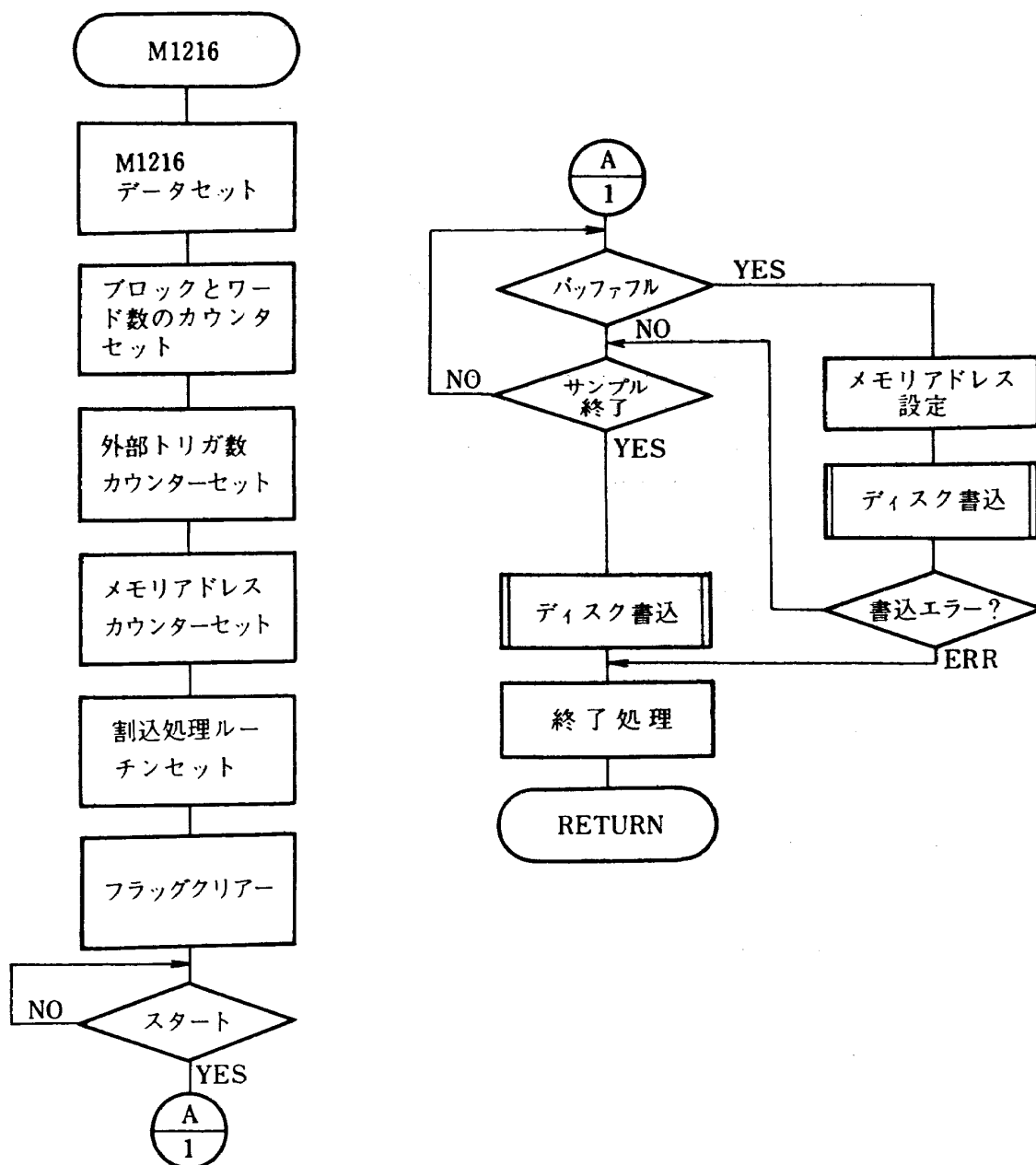


図 10 データ集録ルーチン

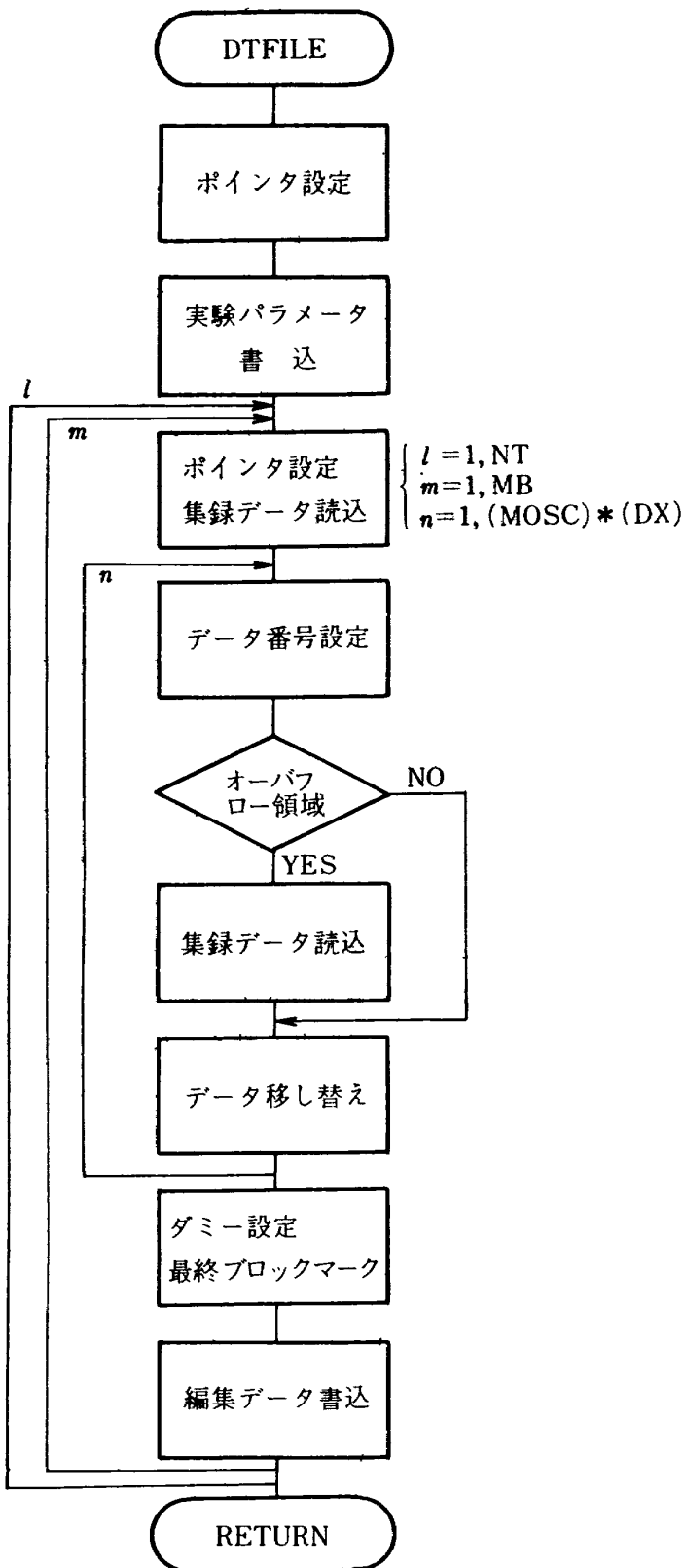


図 11 データファイル編集ルーチン

3. 測定例

本測定方法を用いて、プロパン用ガスバーナー（図 12）の乱流拡散火炎の温度を測定した。バーナー噴出端面は直径 0.5mm の空気孔が並び、その間

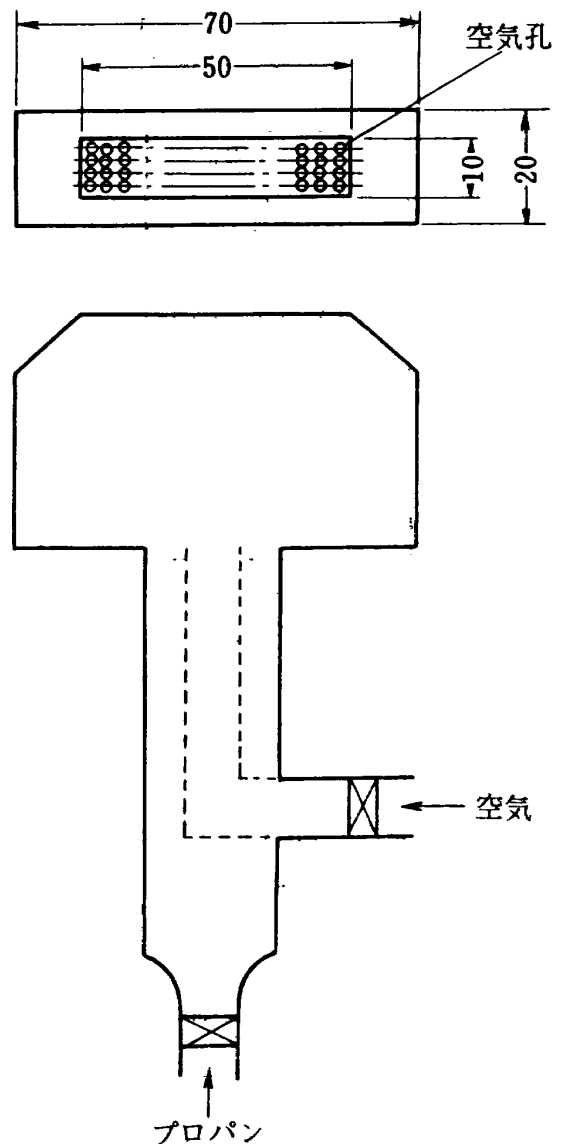


図 12 バーナー

からプロパンガスが流出する。火炎は端面直後から発生し、可視火炎長は約 100mm 程度である。端面から約 50mm 上方の火炎中の N_2 ガスの温度測定を行った。

レーザ出力は、 ω_1 が約 60 ミリジュール/パルス、 ω_2 が約 2.5 ミリジュール/パルスで、発振数の割合は約 20 回/秒である。データ収集後の温度決定までの処理フローチャートを図 13 に示す（付録 A 参照）。

図 14 は、レーザのある一つの発振（ショット）で得られたブロードバンド CARS 光の測定スペクトルとこれに最も良い一致を示した温度 1810°K の理論スペクトル曲線を比較したものである。温度変動を調べるため、連続する 100 ショットの温度の時間変

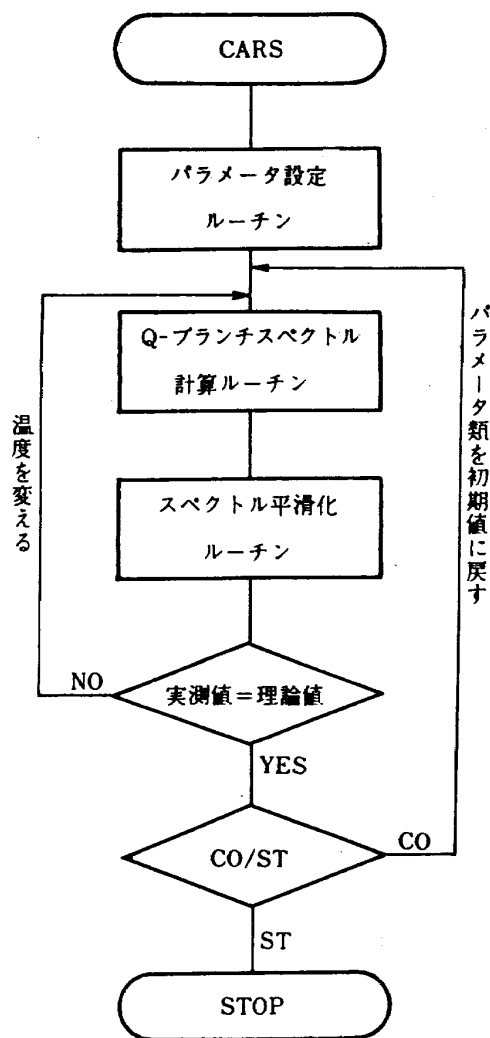


図 13 温度算出フローチャート

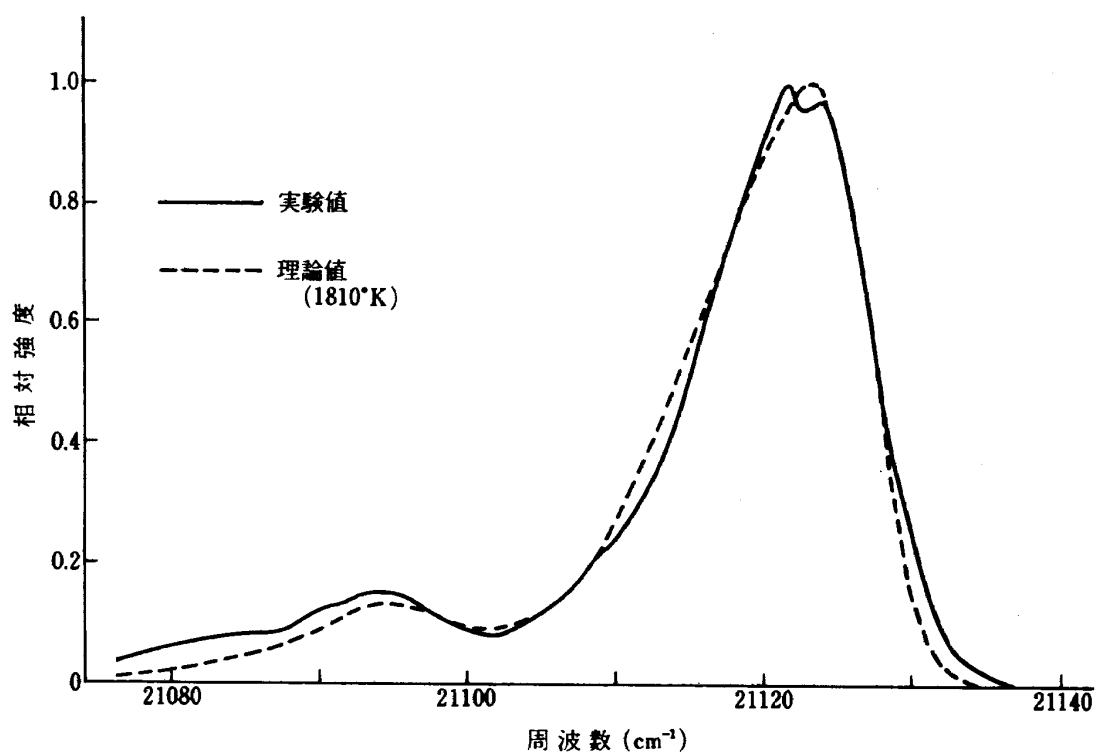
動を図 15 に、そのヒストグラムを図 16 に示す。平均温度は 1782°K 、標準偏差値は 92.6° 、歪度 (skewness factor) は -0.19 で、ヒストグラムはほぼガウス分布である。白金・ロジウム熱電対による測定温度は約 1650°K で、これに輻射等による温度補正を考慮すれば CARS 測定温度とはほぼ一致する。

Q ブランチスペクトルに現れるコールド (P_1) とホット (P_2) の二つのピーク値 (図 14) の比 P_2/P_1 と、Q ブランチスペクトル全体の形状の比較によって求めたより正確な温度との相関を図 17 に示す。これらは約 100° 程度の誤差で比例関係にあり、 P_2/P_1 は簡便な温度測定に利用できることがわかる。

4. ま と め

高出力レーザを用いた CARS 法による燃焼温度測定に関する研究を行い、以下の成果を得た。

- 1) レーザ発振系において、二次高調波発生器を 2 台設け、1 台目の残余ビームを更にポンプビームに変換できるように設計したが、正常に作動することが確認できた。
- 2) OMA-2 を電算機に結合し、レーザ発振毎の CARS スペクトルデータを収集できた。
- 3) CARS 法によって時間変動を含む乱流拡散火

図 14 N_2 ガス分子スペクトル (Q ブランチ) の理論値と実験値との比較

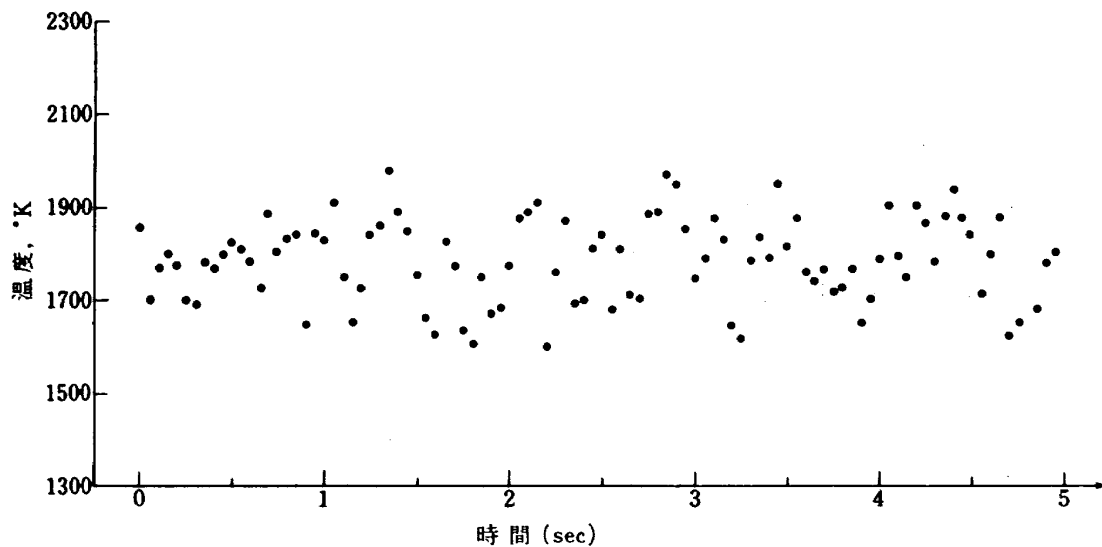


図 15 温度の時間的変動 (ブロードバンド CARS 100 ショット)

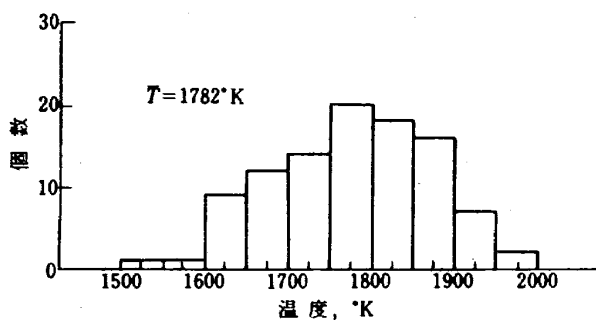


図 16 温度変動のヒストグラム
(100 ショット)

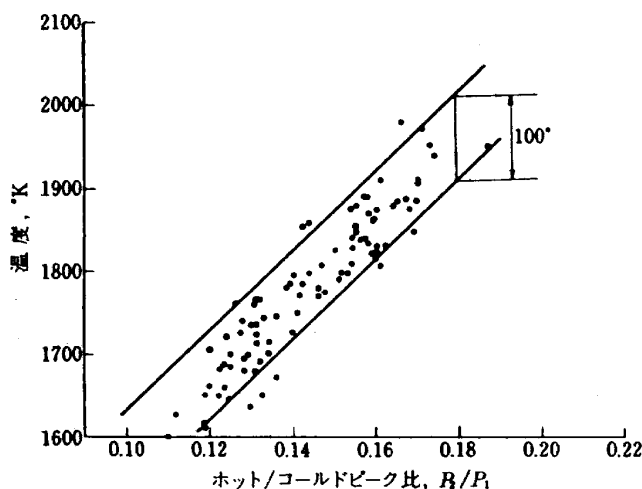


図 17 温度とスペクトルのホットおよび
コールドバンドピーク比との相関
(100 ショット)

炎の温度測定ができた。

CARS法による温度測定は新しい技術であることから、詳細な技術情報はほとんど公表されていない。本報告では、筆者らの測定方法を詳細に記述したが、実用化のためにはさらに効率的な測定のための装置の改善が必要である。

5. 謝 辞

本研究は、燃焼騒音の発生機構を調べるため、ガスの温度情報を得る目的で行っているもので、環境庁の国立研究機関公害防止研究一括計上予算の配分を受けている。

本 CARS 分光システムの完成にあたって、日本科学工業(株)の関係各位、特に神康晴氏から細部に渡って技術的協力を得た。更に当所、航空機公害研究グループ鳥崎忠雄総合研究官、計算センター三好甫計算研究室長、並びに原動機部江口邦久主任研究官より多大の援助を受けた。

参 考 文 献

- (1) たとえば、A.C. Eckbreth, R.J. Hall and J.A. Shirley; Investigations of Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy (CARS) for Combustion Diagnostics, 17th Aerospace Sciences Meeting, Paper 79-0083 (1979).

- (2) L.P. Goss, G.L. Switzer and P.W. Schreiber; Flame Studies with the Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy Technique, AIAA 15th Thermophysics Conference, Paper AIAA-80-1543 (1980).
- (3) S. Fujii, M. Gomi and Y. Jin; Instantaneous CARS Thermometry in Turbulent Flames, Combustion and Flame (1982年発行予定)
- (4) R.J. Hall; CARS Spectra of Combustion Gases, Combustion and Flame, Vol. 35 (1979), pp. 47 ~ 60
- (5) A.C. Eckbreth; Laser Raman Gas Thermometry, AIAA/SAE 10th Propulsion Conference, AIAA Paper 74 ~ 1144 (1974).

付録A N_2 ガスの温度測定

分子スペクトルの中、回転量子数 J に変化がなく ($\Delta J = 0$), 振動量子数 V のみ変化 ($\Delta V = 1$) するエネルギー遷移によって生ずる Q ブランチスペクトルは、互いに重なりあい、あるいは接近して比較的強い分子スペクトルを形成するので高い S/N 比が得られる。光の通過損失を考慮した三次の非線型感受率 $\chi^{(3)}$ は

$$\chi^{(3)} = \sum_j K_j \frac{\tau_j}{2(\Delta\omega_j - \omega_3 + \omega_1) - i\tau_j}$$

$$K_j = \frac{2c^4}{\hbar\omega_2^4} N \Delta_j \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_j \cdot \frac{1}{\tau_j}$$

と表わせる⁴⁾

τ_j : ある特定の遷移 j におけるスペクトルのライン幅

$\Delta\omega_j$: 遷移エネルギー周波数

N : 試料分子の総数

$(d\sigma/d\Omega)_j$: 微分散乱断面積

c : 光速

\hbar : デイラックの定数 ($= h/2\pi$)

h : プランクの定数

Δ_j は、エネルギー単位 (V, J) と ($V+1, J$) の分子数の確率の差 $P(V, J) - P(V+1, J)$ である。通常の場合、ガス体は熱的平衡状態にあり、ボルツ

マン分布が成立する。従って、振動単位 V にある分子数 N_V は $e^{-E_V/kT}$ に比例し、回転単位 J にある分子 N_J は $(2J+1)e^{-E_J/kT}$ に比例する。ここに、 E_V , E_J は振動、回転エネルギー、 k はボルツマン定数、 T は分子の絶対温度、 $(2J+1)$ は回転に対する統計的重みである。エネルギー単位 (V, J) にある分子数は $P(V, J) \propto N_V N_J \propto (2J+1)e^{-(E_V+E_J)/kT}$ であるから、総分子数 N , 分配関数 Q_V, Q_J を用いて

$$P(V, J) = \frac{N}{Q_V Q_J} (2J+1) e^{-(E_V+E_J)/kT}$$

となる。エネルギー和は

$$E_V + E_J = \left\{ A_1 \left(V + \frac{1}{2} \right) - A_2 \left(V + \frac{1}{2} \right)^2 + A_3 J(J+1) - A_4 VJ(J+1) \right\} h \cdot c$$

で与えられる ($A_1 \sim A_4$: 振動、回転定数)。

起こり得る全ての遷移 j について加算すれば $\chi^{(3)}$ のスペクトルが得られる。しかし、実測スペクトルは分光器の分解能等の制約を受け理論値通りのスペクトルラインを得ることは不可能であり、いくつかのラインの影響が重なり合って現われる。従って、理論値に対してスリット関数 σ を導入し、各ラインに

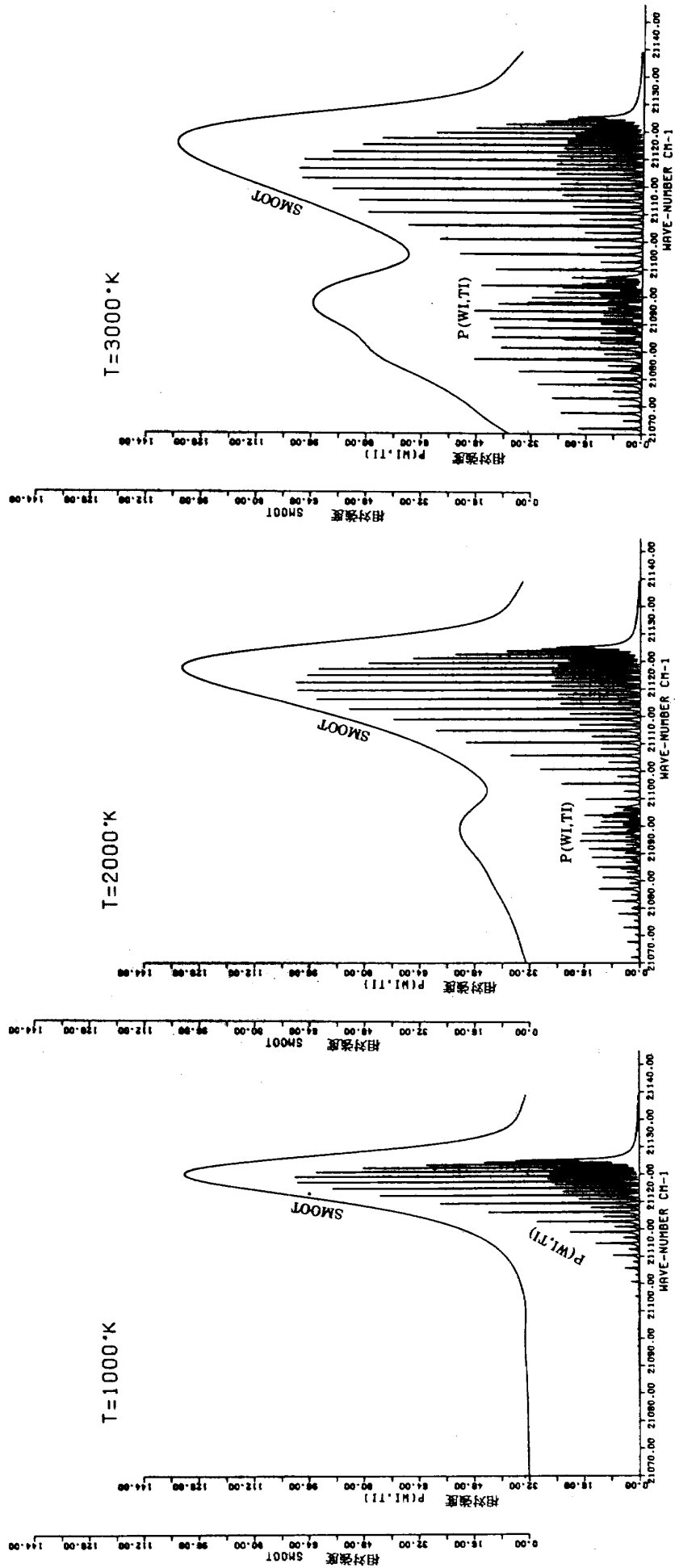
$$W_i = \left(\frac{1}{2} \right) \frac{(\omega_i - \omega_0)^2}{\sigma^2}$$

ω_0 : 測定スペクトルラインの周波数

ω_i : Q ブランチラインの周波数

なる重みをかけ、加算して平滑化する手法を用いる。

N_2 ガスに対する計算例を図 A-1 ~ A-3 に示す。ここに、 $V = 0, 1, 2$, $J = 0, 1, 2, \dots, 50$, $\sigma = 2.7 \text{ cm}^{-1}$, $\tau_j = 0.1 \text{ cm}^{-1}$, $A_1 \sim A_4$ は文献⁵⁾より引用した。鋭い線は理論スペクトルを、滑らかな曲線は平滑化スペクトルを示している。高温 ($\geq 2000^\circ \text{K}$) になるとスペクトル分布は2つのピークが現われてくる。右側の大きなピーク (P_1) は V, J の小さいエネルギーレベル間に生ずるスペクトルであり、左側のピーク (P_2) は V, J が大きいすなわち高温の時生ずる。



図A-1 N_2 分子のQブランチスペクトル
(1000°K)

図A-2 N_2 分子のQブランチスペクトル
(2000°K)

図A-3 N_2 分子のQブランチスペクトル
(3000°K)

付録B OMA ディテクタ残像特性

OMA-2 ディテクタは、高感度のビジコンタイプのディテクタで、信号光によりターゲット面上に生じた正電荷を電子ビームが掃引し、その時生ずる電流の強さを検出し信号として出力する。電子ビームのターゲット面上の掃引による正電荷の消去は、電子ビームの強度、掃引速度等に依存し、電荷の一部がターゲット面上に残留する。パルスレーザを光源として、各パルス毎のCARS光を測定する場合、この残留電荷による信号がどの程度であるかということは、測定精度にかかわる大切な問題である。OMA 使用時の最適条件を知る目的で、ディテクタ残像特性を実験的に調べた結果を述べる。

Nd・YAG パルスレーザを約 20Hz で発振させ、SHG(Second Harmonic Generator)で 532 nm 波長光を発生させ OMA で観測した(図 B-1)。コントローラ制御では、手動にてパネル前面のトグルスイッチを制御しパラメータ設定を行った。

電子ビーム強度を一定とすれば、1回の掃引で消去する電荷は、ターゲット面上に電子ビームが滞留している時間(dwelling time)に比例する。この滞留時間は、電子ビームの走る方向のチャンネル高さ ΔY および電子ビームの走る速さCT(チャンネルスキューンタイム)によって決まる。すなわち掃引する単位長さの通過時間 $CT/\Delta Y$ が小さければ残像は強くなり、大きければ電荷消去効率がよくなり、残像は弱くなる。分光器は、焦点距離 250mm、回折格子刻線数 600 本/mm のものを使用した。

$CT/\Delta Y = 0.04, 0.12, 0.3, 1.0$ についての測定結果を図 B-2～5 に示す。図 B-2 は、残像が極

めて強く 1 回の掃引では消去する電荷が少ないことを示している。図 B-5 は、1 回の掃引ではほぼ完全に消去しており、残像はほとんどないことを示している。尚、図中、各チャンネル毎にレベルが変動しているが、これはレーザ光の出力変動によるものである。相対残像強度を、最初の値で正規化すると図 B-6 のようになる。実験条件 $CT/\Delta Y \geq 0.5$ で、相対残像強度はほぼ一定値となっている。従って、実験においては、 $CT/\Delta Y$ が 0.5 近くになるように選べば最も効率が良い。

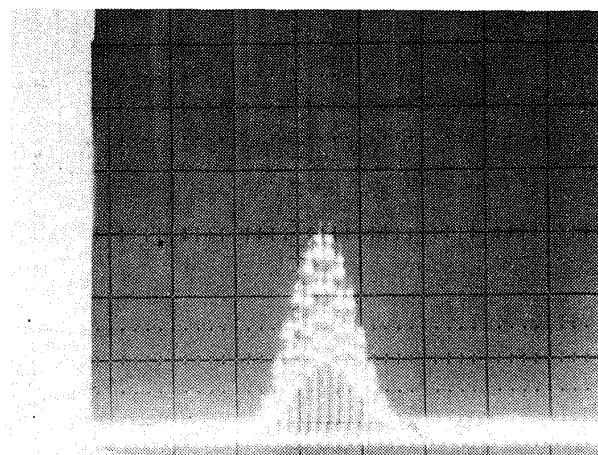


図 B-2 $CT/\Delta Y = 0.04$

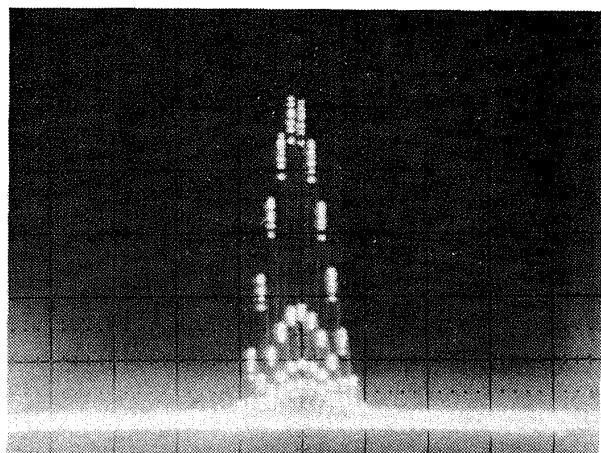


図 B-3 $CT/\Delta Y = 0.12$

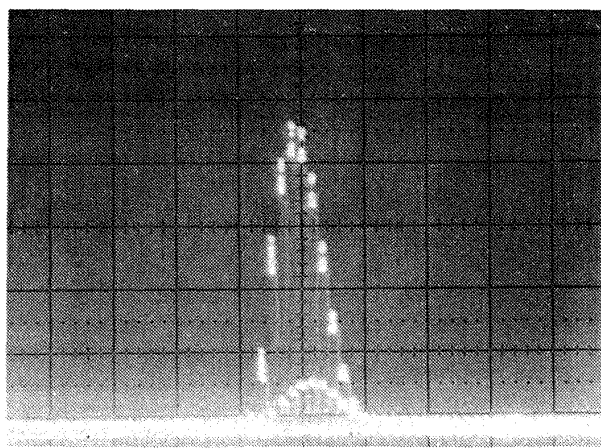


図 B-4 $CT/\Delta Y = 0.3$

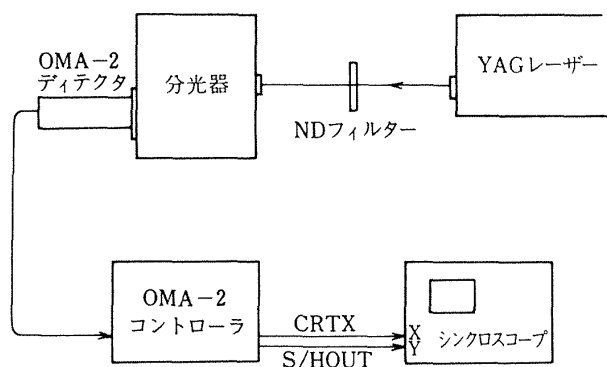


図 B-1 実験装置

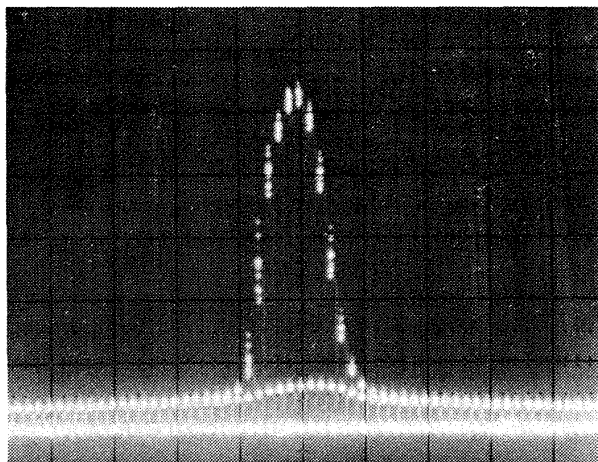
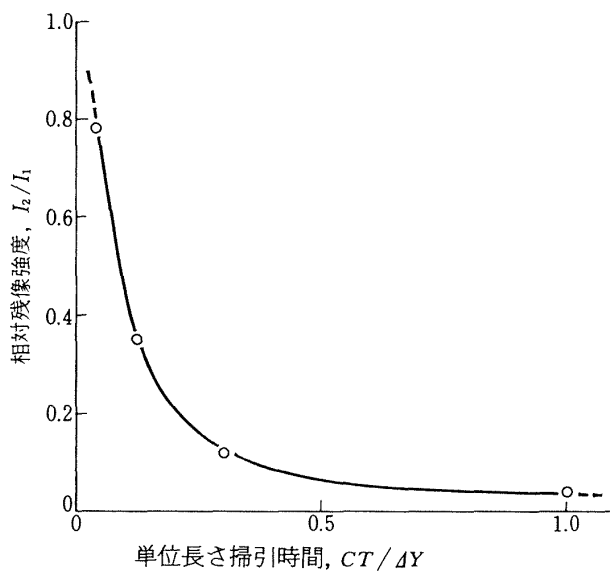
図 B - 5 $CT/\Delta Y = 1.0$ 

図 B - 6 残像強度特性

航空宇宙技術研究所資料457号

昭和57年2月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺町1880
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)〒182
印刷所 株式会社三興印刷
東京都新宿区信濃町12 三河ビル
