

# 航空宇宙技術研究所資料

TECHNICAL MEMORANDUM OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TM-454

前方微小角散乱光強度パターン測定による  
レーザ噴霧粒径分布測定装置の試作

林 茂・堀内正司・斎藤 隆

DP-4455

1981 年 12 月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

# 前方微小角散乱光強度パターン測定による レーザ噴霧粒径分布測定装置の試作\*

林 茂\*\* 堀内正司\*\* 斎藤 隆\*\*

## 1. まえがき

燃料噴霧の粒径分布が各種の燃焼器の着火，火炎の安定性，燃焼効率，NO<sub>x</sub>や煤などの大気汚染物質の排出に重要な役割を果たしていることはよく知られている。しかし，その理解は，多くの場合，定性的であって，今後は燃焼器の設計や，そのための燃焼モデルの開発に十分役立つよう精度の高い測定により定量的かつ普遍的な関係を確立することが望まれる。

噴霧粒径測定法として古くから用いられているものに液浸法がある。これは粒子を適当な液中に受止め，顕微鏡でその大きさを測定するもので，正しい試料が採取されれば，測定精度，分解能，信頼性は高い。また，労力をいとわなければ高価な装置を用いず結果が得られ，高度の熟練を必要としないという特長がある。しかしながら，(1)採取に際して液滴の合体，分裂の影響が入ること，(2)高圧・高温雰囲気中での測定への適用がきわめて困難なこと，など直接法に固有の問題が残る。

採取法のもつ制約や問題を緩和できる可能性が高いという点では光学的測定の右にでるものはない。光学的測定法には，液滴の像の大きさを測定するものと，液滴の大きさに関係する物理量から粒径を決定するものがある。古典的な瞬間写真法や，これを発展させたTVイメージ法，あるいはホログラフィは前者の例である。後者のほとんどは粒子からの光散乱特性を利用するものである。単色でコヒーレントなレーザ光源が容易に利用できるようになって以来，この分野の研究が活発になった。従来，散乱法は主

として，波長に比べてそう大きくない粒子を対象としていたが，最近では噴霧中の粒子のように波長の100倍を超える粒子を測定する試みが行なわれている。

波長に比べて十分大きい粒子からなる粒子群の粒径分布測定の一つにChin<sup>1,2)</sup>らの提案した方法がある。これは前方に散乱される光の強度変化から粒径分布を決めようとするもので，回折近似の範囲において逆変換公式を用いて分布関数を求める。しかし，この変換に必要な強度の角度に対する微係数を精度よく評価することがきわめて難しいという問題がある。

Dobbins<sup>3)</sup>らは，逆変換公式を用いるのではなく，散乱光強度分布からある粒径分布関数の形状パラメータを決定する方法により噴霧の粒径分布を測定しようとした。パラメータを決定することはできないが，散乱光強度の減衰からSMDを比較的簡単に決定できることを示し，実験的に検証した。この方法は，その後Lefevre<sup>4)</sup>を中心とするグループにより，ガスタービン用の各種噴射弁の粒径特性を調べるのに活用されている。これと同様の原理による大型のSMD測定器がNASAにおいても試作され，ガスタービン用噴射弁の特性を調べるのに使われている<sup>5)</sup>

著者らは<sup>6,7)</sup>前報において，散乱光強度 $\tilde{I}(\theta)$ のパターンではなく， $\tilde{I}(\theta) \cdot \theta$ のパターンを解析することによって通常対象とする噴霧の粒径分布を決定できることを示した。この方法による噴霧の粒径分布測定装置を試作し，検討を行いながら種々の粒径分布測定を行ってきたので，装置の設計，機能を説明し，測定例を紹介する。なお，装置の操作手順については付録に記述する。

\* 昭和56年10月7日

\*\* 航空機公害研究グループ

## 2. 測定原理の概要

等方性の単一球形粒子（直径  $D$ ）に偏光されていない光（波長  $\lambda$ ）が入射した時に散乱される光の強度分布は、屈折率  $m$  と粒径パラメータ  $\alpha (= \pi D / \lambda)$  によって決まる。<sup>8,9)</sup> 粒径パラメータが大きくなるにつれて、全散乱光量に対する前方微小角への散乱光量の割合が急激に増大し、この領域での角度に対する散乱強度分布の形が粒径パラメータに応じて敏感に変化するようになる。この特性を利用して光の波長に比べて大きい粒子からなる粒子群の粒径、あるいは粒径分布を決めようとするのが、広い意味での前方微小角散乱法であるが、散乱光強度の分布形（パターン）から粒径分布を決めるものを、ここでは“前方微小角散乱光強度パターン法”と呼ぶことにする。

図 1 に示すように、単色平行光束を粒子群に照射し、その前方にレンズを置いて散乱光を集めると、各粒子からの散乱光の  $\theta$  方向成分は、粒子の位置や速度に関係なく、受光レンズの焦点面において  $r = f \cdot \sin \theta \simeq f \cdot \theta$  を半径とする円周上に集められる。<sup>\*</sup> 焦点面における光の強度分布  $\tilde{I}(\theta)$  は、多重散乱の影響が無視できれば、個々の粒子の散乱光強度  $I(\theta, \alpha)$  <sup>\*\*</sup> の重ね合せと考えられる。すなわち、個数粒径分布関数を  $N(\alpha)$  とすると次の関係がなりたつ。

<sup>\*</sup> これは光学的フーリエ変換の光学系と同一である。

<sup>\*\*</sup> 屈折率  $m$  の関数でもあるが記述を省略する。

$$\tilde{I}(\theta) = C \int_0^\infty I(\theta, \alpha) N(\alpha) d\alpha \quad (1)$$

$I(\theta, \alpha)$  は Mie の与えた散乱方程式の級数解として計算される。<sup>8,9)</sup>  $\tilde{I}(\theta)$  の測定から粒径分布を決定することは(1)式の積分方程式を解くことにはかならない。

粒径パラメータが大きくなるにつれて  $I(\theta, \alpha)$  を与える級数の収束性が悪くなるが、十分に大きくなると幾何光学による取扱いが可能になる。<sup>10)</sup> とくに前方微小散乱角における非吸収性の粒子からの散乱光強度は

$$I(\theta, \alpha) = \frac{\lambda^2}{16\pi^2} \alpha^2 \left[ \alpha^2 \left[ \frac{2J_1(\alpha\theta)}{\alpha\theta} \right]^2 + \left[ \frac{4m^2}{(m^2-1)(m^2+1)} \right]^2 + 1 \right] \quad (2)$$

で近似される。第 1 項は Diffraction, 第 2 項は Reflection, 第 3 項は Refraction の寄与分である。

さらに  $\alpha$  が大きくなると、第 2, 3 項は第 1 項に比べて無視でき

$$I(\theta, \alpha) = \frac{\lambda^2}{16\pi^2} \alpha^4 \left[ \frac{2J_1(\alpha\theta)}{\alpha\theta} \right]^2 \quad (3)$$

この式は、散乱光強度が屈折率に影響されないことを意味しており、また、散乱光強度分布が粒子と同一直径の円孔による回折パターンで近似されることを示している。

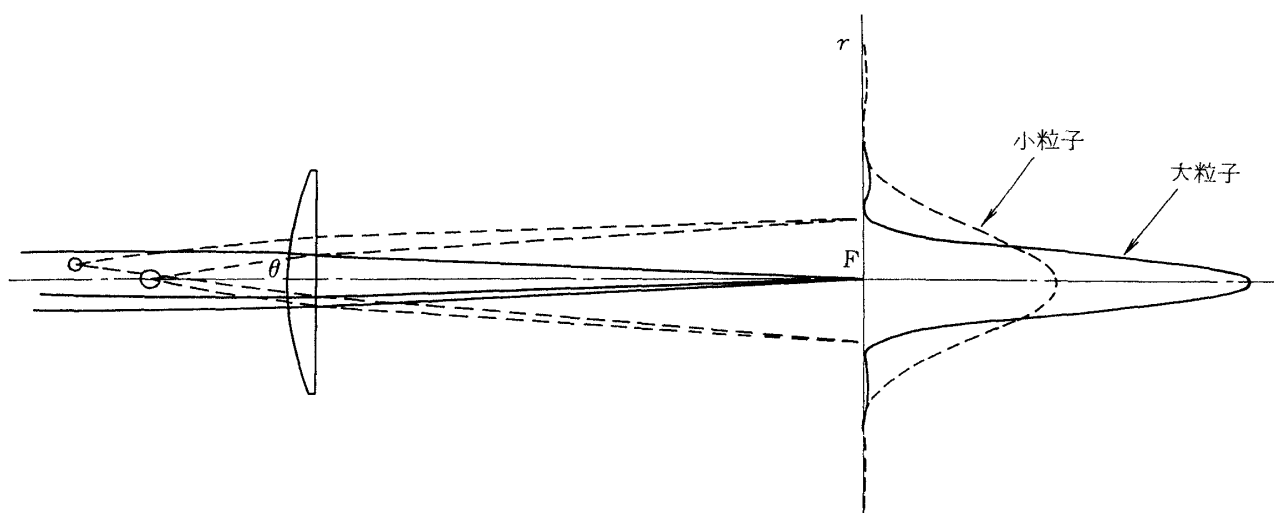


図 1 前方微小角散乱法における受光レンズの機能

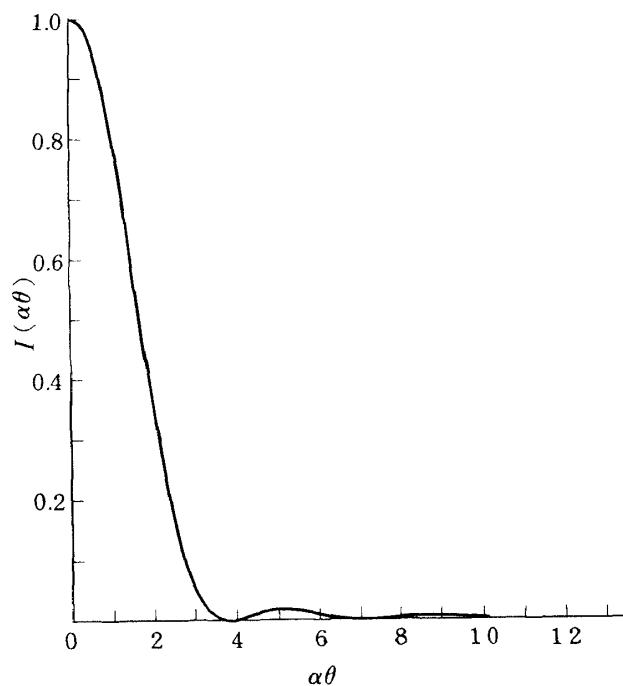


図2 単一粒子からの散乱光強度（回折近似）

以下においては、簡単のために(3)式に基づいて測定原理を説明する。散乱光強度のピークは $\theta = 0$ にあり、そこでの強度で規格化した散乱光強度分布は $[2J_1(\alpha\theta)/\alpha\theta]^2$ となる。この値を $\alpha\theta$ に対してプロットしたのが図2である。 $[2J_1(\alpha\theta)/\alpha\theta]^2$ の第1次零点は $\alpha\theta = 3.83$ にあるが、これで囲まれた散乱光の集まった円盤は、回折現象ではAiry Diskと呼ばれ、全回折光エネルギーの84%がこの内に入射する。粒径の違いによる散乱光強度 $I(\theta)$ の差異を示すために、 $\alpha = 50$ の粒子8個と、これに質量が等しい $\alpha = 100$ の粒子1個からの散乱光強度パターンを比較したのが図3である。この場合の全散乱光エネルギーの比率は2:1である。

粒子群には、ほぼ大きさのそろったものと、広い粒径範囲にわたって分布するものがある。前者の場合には、図3にみられる振動が観察されるので、たとえば第1次零点の角度を測定できれば粒径を決定できる。粒径範囲にある程度の広がりがある場合に

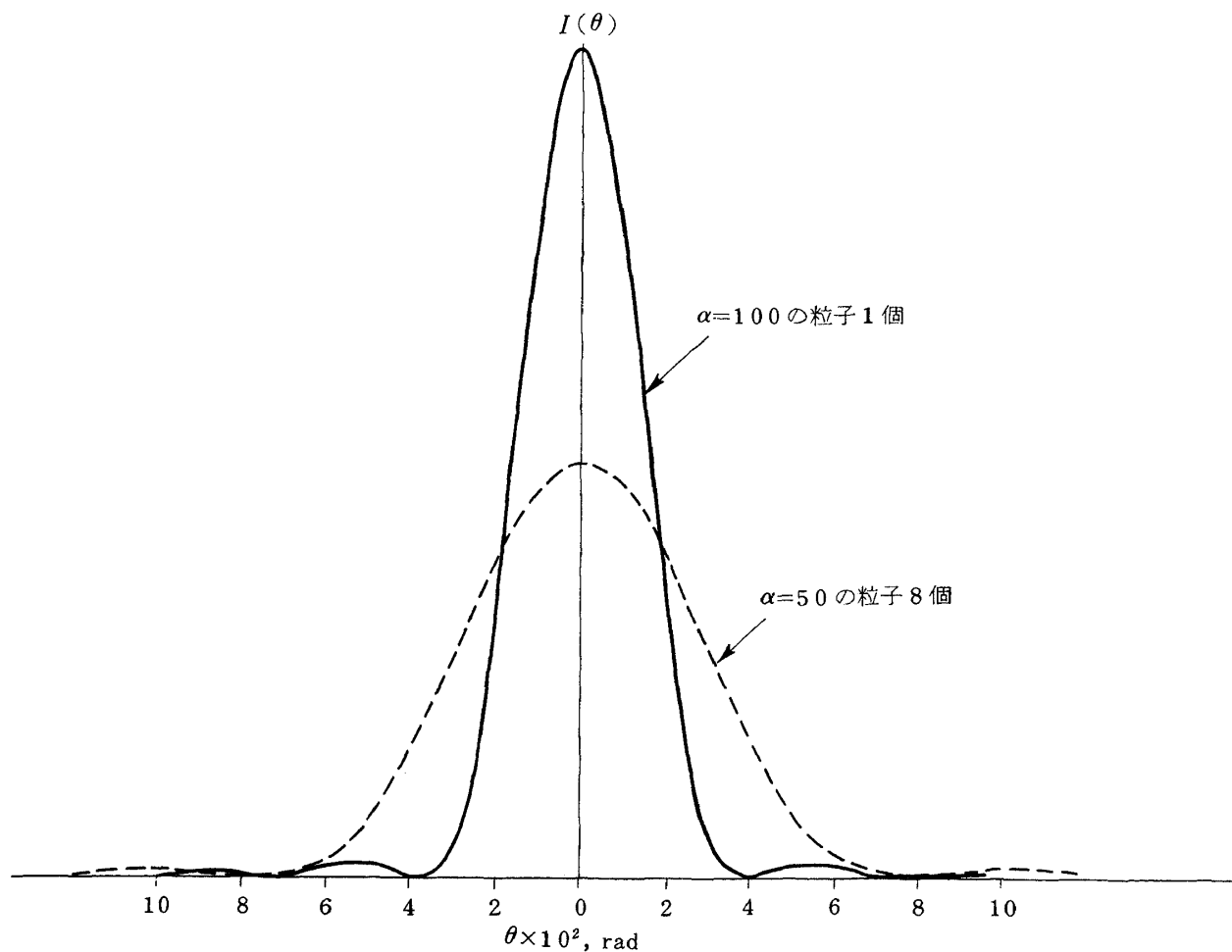


図3 大きさの異なる粒子からの散乱光強度分布の比較

は、振動成分が互いに打消しあって単調な $\tilde{I}(\theta)$ パターンが観察される。この場合、 $\tilde{I}(\theta)$ の代りに $\tilde{I}(\theta) \cdot \theta$ のパターンを用いると、これはある散乱角において必ずピークを持つことになるので、パターンの特徴を把握するのに都合がよい。<sup>\*</sup>(1)式と同様に

$$\tilde{I}(\theta) \cdot \theta = C \int_0^\infty \theta \cdot I(\theta, \alpha) N(\alpha) d\alpha \quad (4)$$

回折近似がなりたつ場合には、重量分布関数 $W(\alpha)$ を導入すると、次のように対称核をもつ積分方程式に変換される。

$$\tilde{I}(\theta) \cdot \theta = C \int_0^\infty \frac{[2J_1(\alpha\theta)]^2}{\alpha\theta} W(\alpha) d\alpha \quad (5)$$

この積分方程式には逆変換公式が適用され、形式的には $W(\alpha)$ が計算されるが、 $\tilde{I}(\theta)$ の微係数の評価が必要となり、 $\tilde{I}(\theta)$ には測定誤差が含まれること、有限個の離散点でのみ値が与えられることなどのために、実際に適用することは難しい。<sup>6)</sup>もちろん、他

の方法でも、積分方程式の型が第1積フレドホルム型であるだけでなく、積分核が振動的であるので、 $W(\alpha)$ を求めるには多小の工夫がいる。この点に関しては前報<sup>6)</sup>を参照されたい。

図4は(5)式の積分核 $[2J_1(\alpha\theta)]^2/\alpha\theta$ の挙動を示すもので、 $\alpha\theta=1.375$ で第1次極大、 $\alpha\theta=3.83$ で第1次零点をとり、その後極大と零点を交互にとりながら減衰してゆく。図5は $\tilde{I}(\theta) \cdot \theta$ のパターンが粒径によって変化する様子を示す。この第1次極大に相当する散乱角は粒径に逆比例するので、粒子が大きい場合には光軸近傍での角度分解能の高い測定が要求される。これと同時に、散乱光と非散乱光との分離が難しくなるという問題が生じ、測定最大粒径が制限される。

<sup>\*</sup> $\tilde{I}(\theta) \cdot \theta$ は散乱エネルギーの $\theta$ に関する被積分関数である。

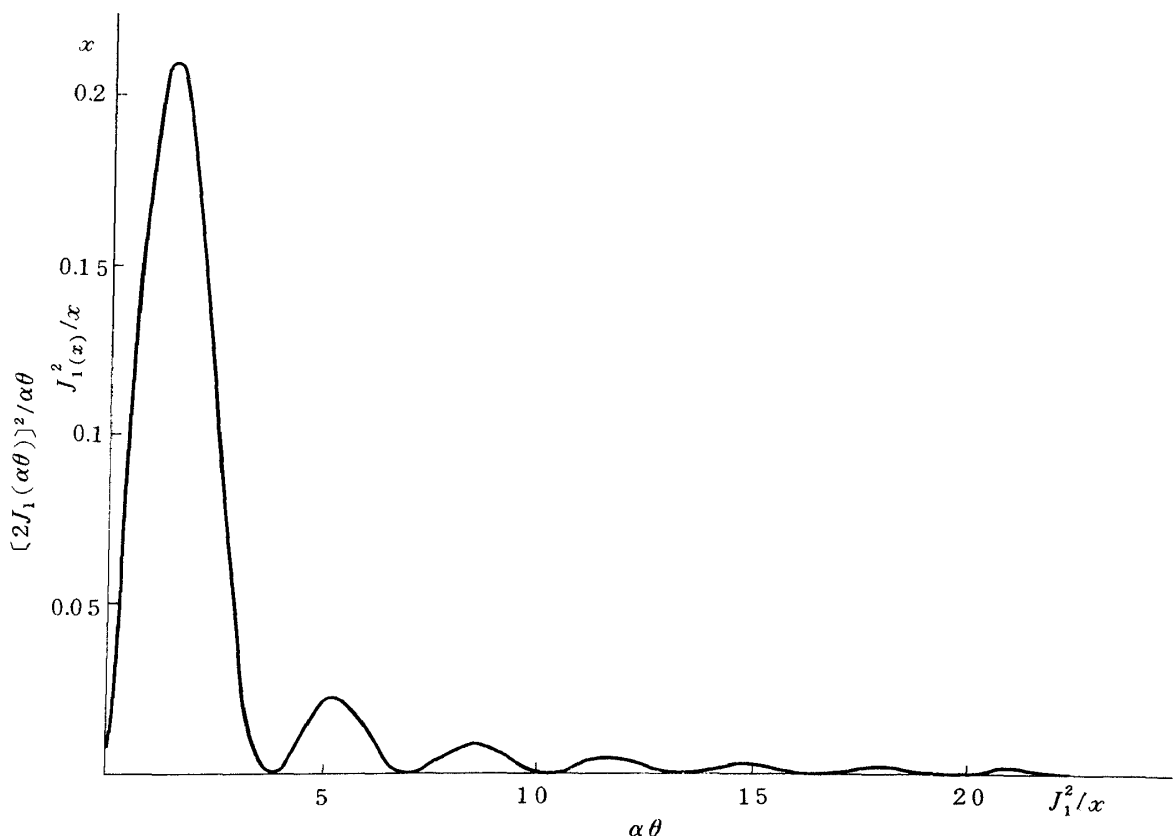
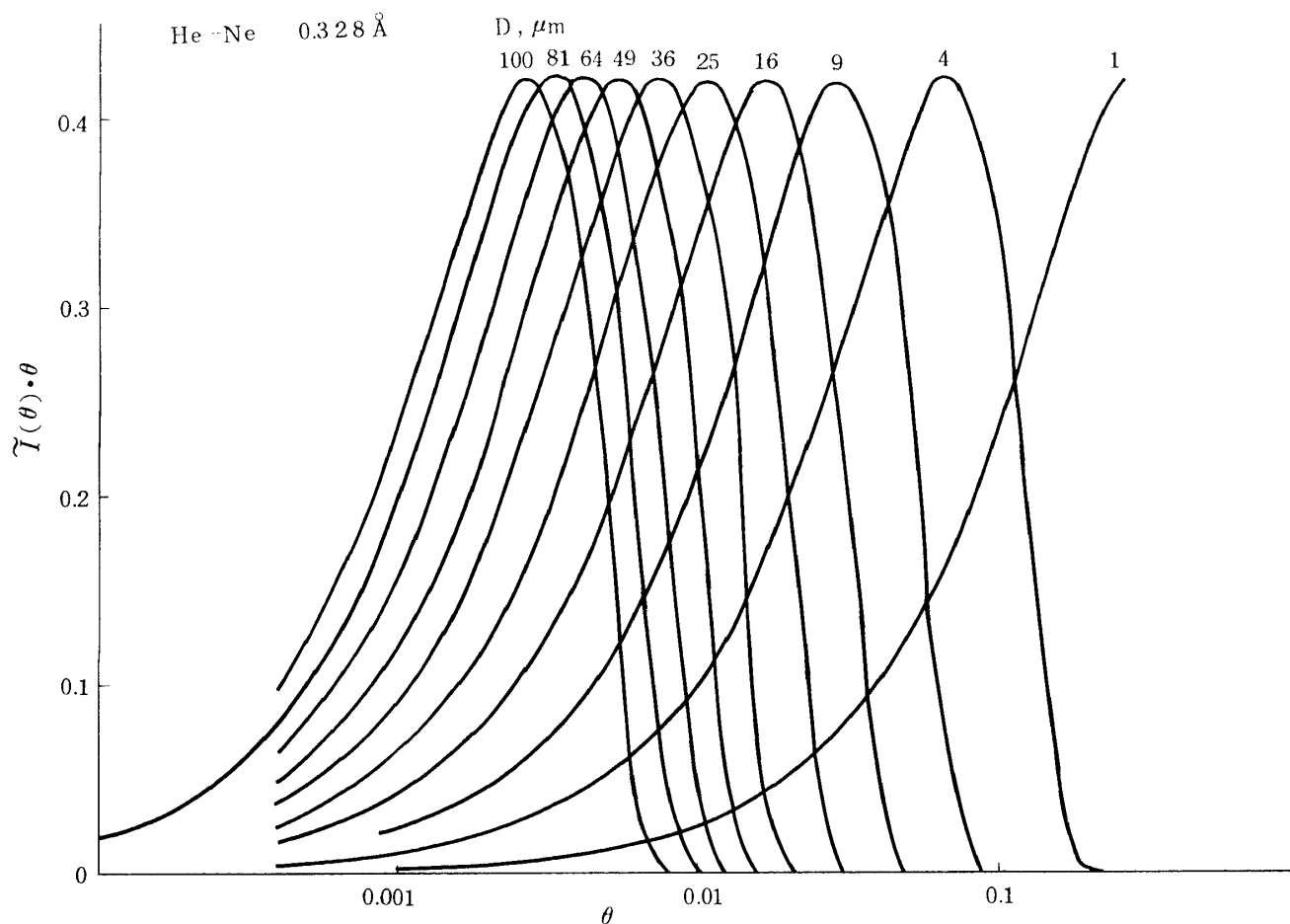


図4  $[2J_1(\alpha\theta)]^2/\alpha\theta$

図5  $\tilde{I}(\theta) \cdot \theta$  と粒径パラメータとの関係

### 3. 基本設計

#### 3.1 計測粒径範囲の検討

光学系の主要パラメータを決めるに先だち、対象とする粒子径の範囲を設定しよう。上記の前方微小角散乱光強度パターン法は  $\sin \theta \approx \theta$  の近似がなりたつ範囲に\*適用されるが、この範囲において散乱光強度パターンの特徴が把握されなければならない。粒径パラメータが小さいと、微小散乱角内における  $I(\theta)$  の強度変化が小さすぎて精度よく粒径を決定することができない。この下限は  $\alpha \approx 10$  程度と推定される。上限に関係する因子は、前章で述べたように、測定器の角度分解能と、直接光と散乱光の分離の問題である。

\*これは必須条件ではないが、ゆるめでも適用できる粒径範囲はほとんど広がらない。そのような場合には、他に適した散乱法がある。

入射光が理想的な平行性をもっていても、レンズの球面収差やレンズによる回折のために幾何学的な点に集光することはできない。レンズの焦点距離は角度分解能を十分上げるために、かなり長くし、また入射光束はレンズ径に比べて十分細いので、球面収差に基づく最小錯乱円の大きさは、回折による Airy Disk の大きさに比べると無視できる。図6は、He-Ne レーザを用いた場合の非散乱光による  $\tilde{I}(\theta) \cdot \theta$  と  $500 \mu\text{m}$  粒子に対する  $\tilde{I}(\theta) \cdot \theta$  との干渉の様子を示したものである。入射光束が太いほど両者の分離の可能性は高くなるが、実際に干渉が無視できるかどうかは、光学系のパラメータだけでなく、散乱光の信号レベル、言い換えれば、粒子の濃度に強く依存する。

粒径測定の対象となる噴霧の粒径範囲について検討してみよう。この装置は主にガスタービン用燃料噴射弁からの噴霧粒径測定を主目的としているが、

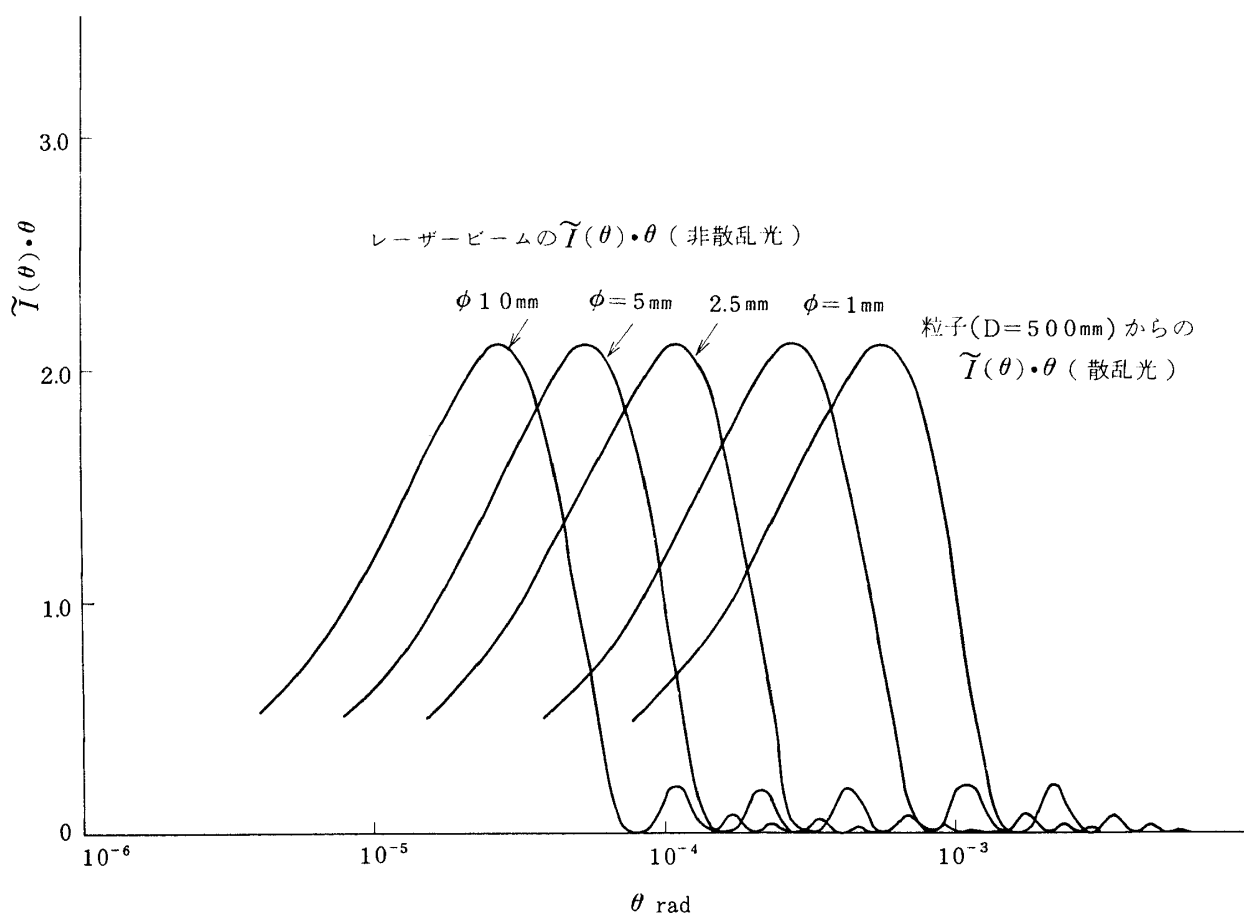


図6 光軸近傍における非散乱光と散乱光との干渉

航空用ガスタービン用の圧力噴射弁からの噴霧の  $SMD$  は作動条件によって  $30 - 100\text{ }\mu\text{m}$  程度の範囲で変化する。高速の燃焼用空気中で霧化する気流噴射弁は、圧力噴射弁に比べて霧化特性が秀れているとされているが、圧力損失との兼ね合いから、最良条件でも  $SMD < 30\text{ }\mu\text{m}$  になることは、きわめてまれである。産業用ガスタービン用の大容量噴射弁からの噴霧の  $SMD$  は比較的大きいが、 $150\text{ }\mu\text{m}$  程度まで考慮しておけば十分であろう。

噴霧中に存在する最も大きな粒子の径は従来の研究によると  $SMD$  の  $2 \sim 3$  倍であるので、一応  $500\text{ }\mu\text{m}$  まで測定を考慮しておけばほとんどの場合問題がない。最小粒径は、上述のように  $\alpha \approx 10$  を採ると、He-Ne レーザーからの光に対しては  $2\text{ }\mu\text{m}$  となる。このクラスの粒子は、通常の噴霧粒径測定では、補集効率や蒸発といったサンプリングの問題や分解能の限界などから、対象にされない場合が多い。この粒径までの測定が行えれば、初期直径  $10\text{ }\mu\text{m}$  の燃料液滴が、その質量の  $99\%$  を失うまでの蒸発過

程を調べることができることになる。NOx の大幅な低減に有望と考えられている“希薄予混合・予蒸発”燃焼器においては燃料の蒸発・混合を十分促進することがとくに重要であり、その程度の量的評価を行う必要がある。上記の目標が実現されれば、この分野でも有力な測定手段になると思われる。

### 3.2 光学系

焦点面における散乱光強度の半径方向変化（強度パターン）を測定するために、当初、一定幅（ $100\text{ }\mu\text{m}$  程度）の環状シリコンフォトディテクターを多数同心円状に配置した受光部（マルチアナラーディテクター\*）を製作して試作装置に取付ける計画であった。シリコン光電素子メーカーと打合せを重ねる過程において、希望するディテクターの寸法が通常のものに比べてかなり大きいだけでなく、素子数が多く、素子の面積比が大きいために、フォトマスクの

\* 出力が  $\tilde{I}(\theta) \cdot \theta$  比例する。

製作が難かしく、高価になること、ピンホールの発生率が高く、製作歩止りの予測が難しいこと、最適設計を行うためには実際の散乱光の絶対強度等のデータが必要になることが明らかになった。設計変更や予備実験が必要となり、納期とのかね合いから一応製作を見送ることになった。

そこで感度の上でシリコン光電素子に比べて格段の余裕のある光電子増倍管を受光部に使用することにした。この場合には光電子増倍管を半径方向に移動させる必要があるため、前述のディテクターを使用する場合に比べると、計測所要時間が長くなり、移動させる機構や位置制御機能が必要になる。しかし、同一素子で測定するので、マルチアニューラーディテクターの場合に予想される素子ごとの感度のばらつきの問題\*からまぬがれることや、測定角度を任意に設定できることなど、第1段階の試作器の受光部としては都合のよい点もある。

\* 5～10%のばらつきがあると言われている。

光電子増倍管の走査には、分光器用のパルスモータ駆動トラバース装置を改造して使用することにした。この装置の最大走査距離は100mmであり精度は10 $\mu$ mである。光学系の主要寸法を決定する上では、(2)式に示した回折理論による近似に従っても何ら問題はない。図7は回折近似による $\tilde{I}(\theta) \cdot \theta$ の第1次ピーク位置および第1次零点と粒径との関係をHe-Neレーザ( $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ )に対して示したものである。単分散粒子群からの $\tilde{I}(\theta) \cdot \theta$ のパターンを認識するためには、すくなくとも第1次ピーク位置が確定できる角度範囲にわたって測定することが望ましい。設計目標とした粒径範囲2～500 $\mu$ mに対し、測定角度範囲は138～0.554 mradとなる。2 $\mu$ mの粒子の $\tilde{I}(\theta) \cdot \theta$ のピークがトラバース装置の最大位置にくるように受光レンズの焦点距離を決めると、 $f \approx 700 \text{ mm}$ となる。レンズの有効径 $D_L$ を決めるには噴霧の大きさを考慮しなければならない。図8から明らかなように粒子が受光レンズから最も離れたA点と最も近いB点にある場合と

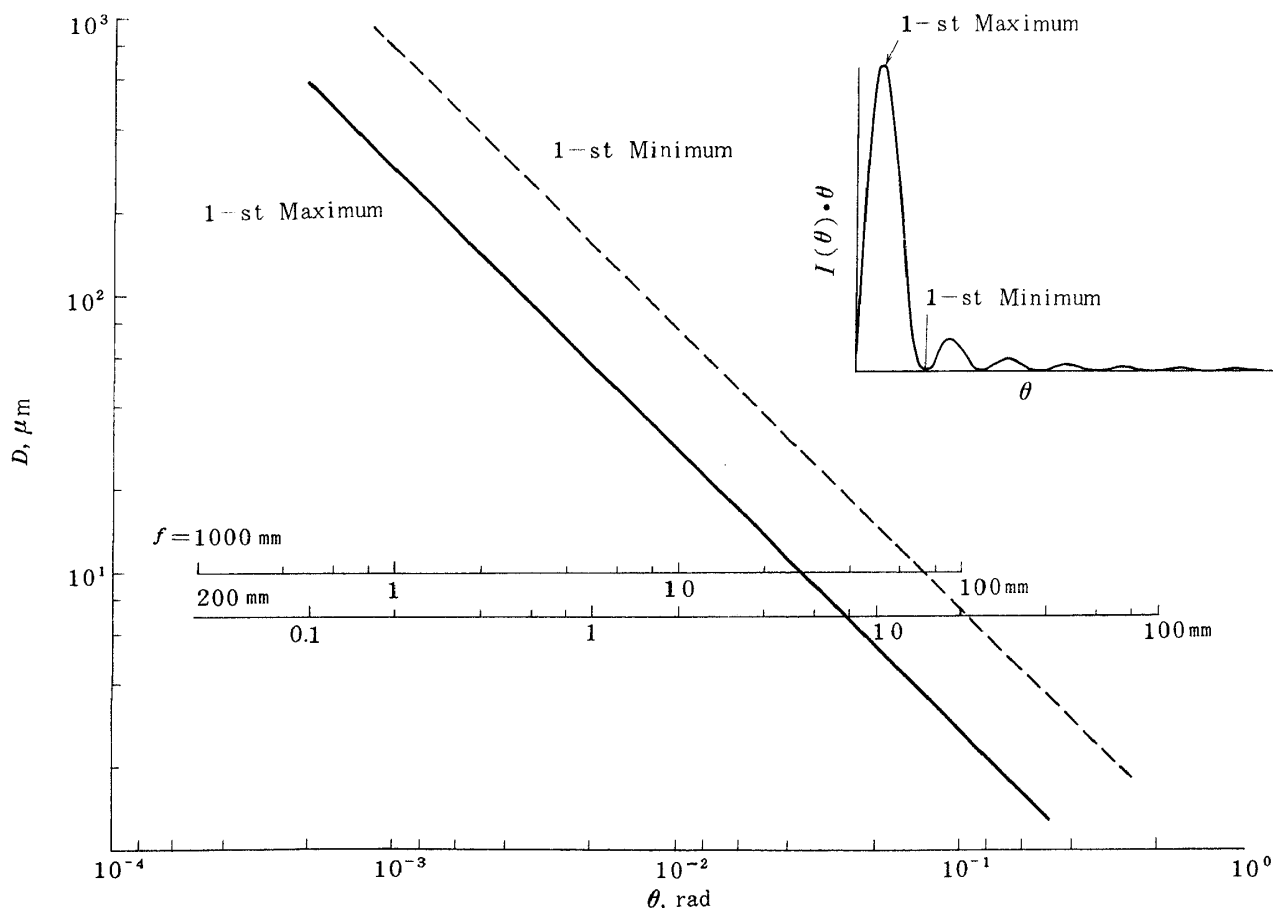


図7 第1次極大および極小散乱角と粒径との関係  
(He-Neレーザ,  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ )



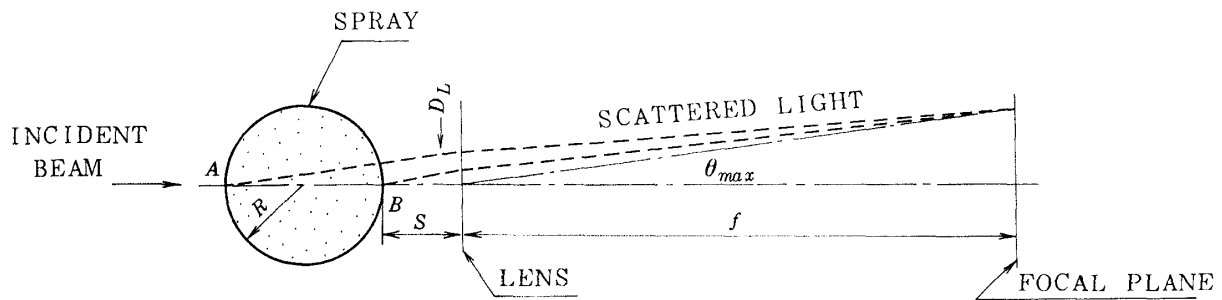


図 8 被測定粒子群の大きさと受光レンズ径との関係

では受光される角度範囲は異なるが、噴霧の半径  $R$ 、受光レンズとの距離  $s$  として  $D_L \geq (2R + s) \theta_{max}$  が成りたてば、トラバース距離にわたっては同一の強度パターンとして測定される。噴霧の測定部における最大径  $R = 200 \text{ mm}$  とし、噴霧が受光レンズに当たらないように  $s = 200 \text{ mm}$  とすると、 $D_L \approx 83 \text{ mm}$  となる。ここでは光束の太さを考慮してレンズの有効径を  $90 \text{ mm}$  とした。

入射光のビーム径を決める上で考慮しなければならないのは次の点である。最大粒子径に比べて十分大きくする必要があること。(ii) 太いほど測定体積が大きいので、粒子密度が小さくても  $S/N$  は大きくなること。(iii) 細いほど位置 (二次元) 分解能が高いこと。(iv) 太いほど、直接光を小さい点 (Airy Disk) に集光できること。(v) 非常に大きいとビームエキスパンダが高価になり、寸法も大きくなる。受光レンズも径の大きいものが必要となること、(vi) 拡大率を上げると平行度が改善されること。これらの因子を総合的に判断し、ビーム径が  $5 \sim 10 \text{ mm}$  程度になるような既製ビームエキスパンダを採用することにした。

### 3.3 測定・制御系

$I(\theta) \cdot \theta$  のパターンの解析にはかなりの演算時間を要するので、この作業は当研究所の大型電子計算機 FACOM 230-75 を用いて行い、本装置には散乱光強度分布の測定機能だけを持たせることにした。すなわち光電子増倍管の移動停止の制御、測定位置の入力、光電子増倍管の信号の出力を本装置の CPU (インテル 8080A) で処理する。光学系と測定・制御系の関係を図 9 のブロックダイアグ

ラムに示す。光電子増倍管の保護のために、出力電流をプリアンプで増幅した信号を常にモニターし、過大電流が流れた時に光電子増倍管への供給電圧を  $-80 V_{DC}$  に落すとともに、シャッターを閉じる機構が設けられている。

図 9 において Controller と名付けられた制御系のブロックダイアグラムを図 10 に示す。測定位置、走査速度、走査制御の命令は、それぞれ Mes. Position, Scanning Speed, および Scanning Control の各レジスターに入る。走査速度の命令は D/A および V/F 変換されて、Scanning Control の命令に応じてパルスモータドライバを作動させる。パルスモータドライバからのパルスは、Position Counter で計数され、Position Register に入ると同時に Mag. Comparator によって Mes. Position Register に入っている測定位置と比較される。両者が一致すると、Timing C C T により D.C. アンプからの信号に Sample & Hold をかけ、A/D 変換したのち Data Register に取込む。Position Register と Data Register の内容は、CPU からの命令に従って CRT あるいは P T T に出力される。

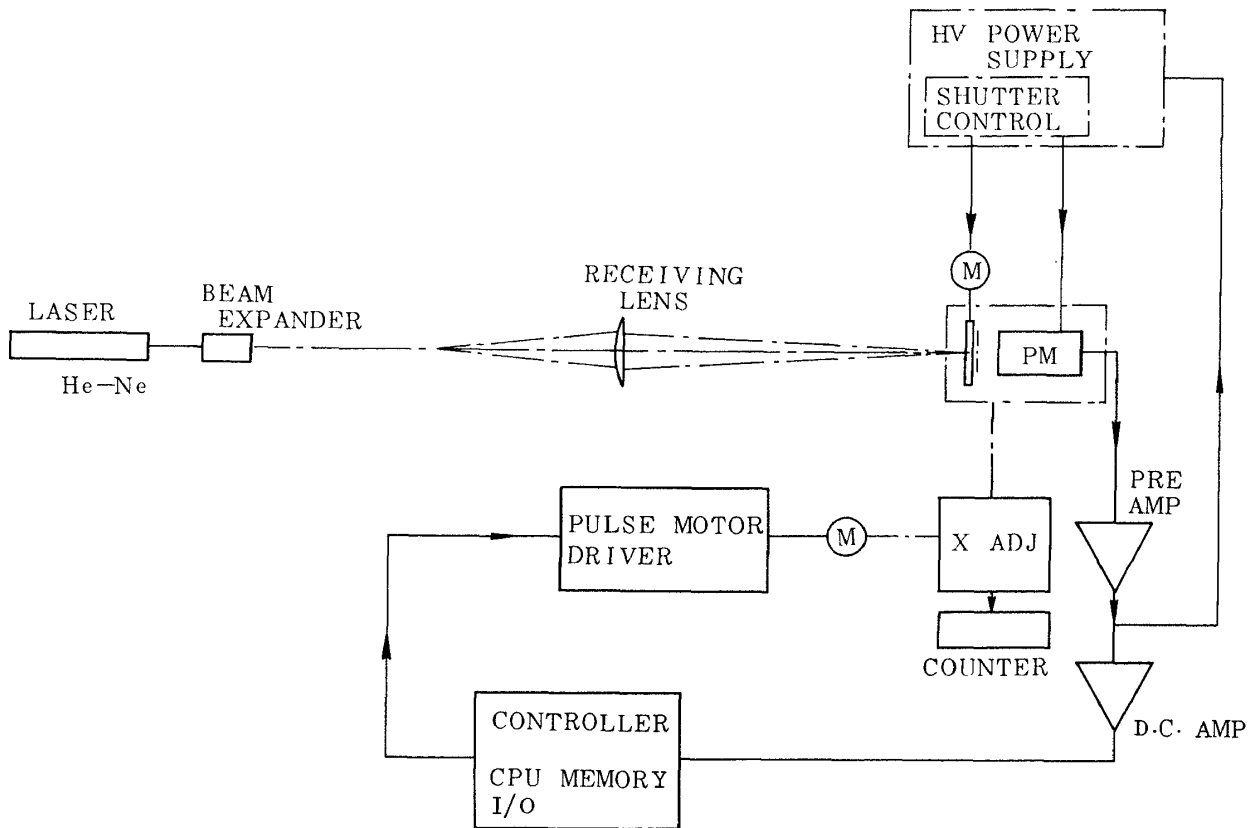


図9 光学系と制御系との関連を示すブロックダイアグラム

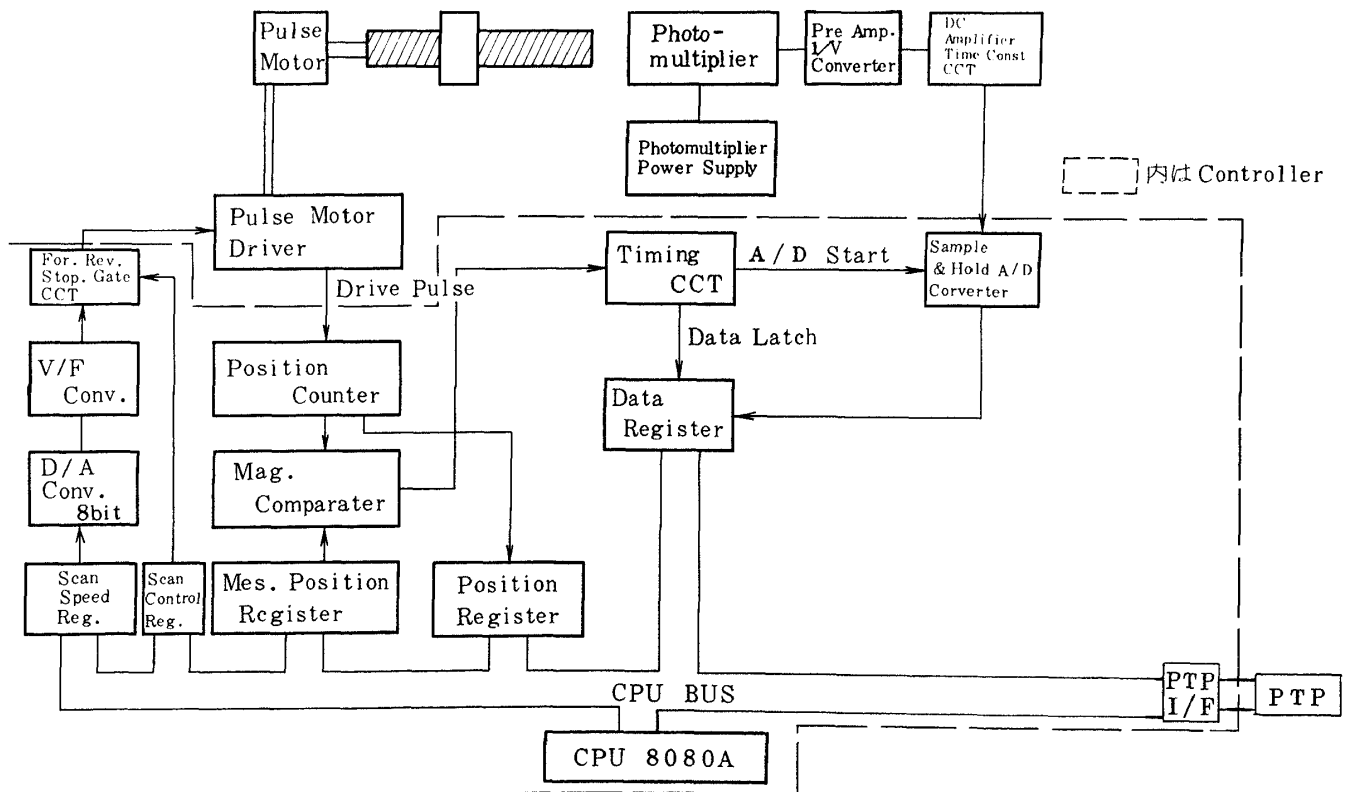


図10 制御部(Cotroller)内部のブロックダイアグラム

## 4. 噴霧粒径測定装置

試作した測定装置（図11）は光源、レンズ系、受光部を搭載する光学台と、CPUを内蔵する制御台とに分離されている。操作手順については付録に記述する。

### 4.1 光学台

光学台の構造と光学系の配置を図12に示す。レーザーから垂直上向に出た光束は、反射鏡で水平方向に曲げられ、ビームエキスパンダを通して測定部の粒子群（噴霧）に入射する。粒子によって前方微小立体角内に散乱された光は、受光レンズで集められ、受光側反射鏡によって水平面内で直角に曲げられる。受光レンズの焦点面における散乱光の強さの分布をパルスモータ駆動高精度トラバース台に搭載した光電子増倍管を用いて測定する。

光学台の測定部は、噴射弁を水平・垂直いずれの方向に配置しても不都合のない形状に製作されており、光学台の剛性を確保するために、必要最小限の大きさにしてある。

以下に光学系を構成する各要素について簡単に記述する。

光源 He-Ne レーザの出力は1mWもあれば十分である。このクラスのレーザは各社から販売され

ているが、レーザチューブと外筒が光軸調整されているタイプの中から、ビーム拡がり角が他の製品に比べてやや小さい日本電気株式会社製GLG5221を選定した。このレーザおよび電源の主要諸元を表I、IIに示す。

入射・受光部 上記のレーザの光束径は0.8mmであるので、ビームエキスパンダを用いて拡大することにした。最初の設計では非集光方式のビームエキスパンダ（拡大率5倍）を採用したが、レーザ光のノイズ成分が予想外に大きく、大粒子の測定が難しくなることが予想された。レーザとビームエキスパンダとの距離を十分にとればノイズ成分は除去できるが、光学台の剛性の点で無理を生じるので、空間フィルターを備えた集光方式のビームエキスパンダ（Oriol社）に替えた。このビームエキスパンダ（図13）の入射側・出口側レンズの焦点距離は、それぞれ $f=9\text{mm}$ と $80\text{mm}$ であり、倍率は9倍である。アパチュアは $\phi 25\mu\text{m}$ であり、二次元微動装置により光軸への調整ができる。ビームエキスパンダからの光束の平行度は、レーザ光束の拡がり角 $1\text{mrad}$ より約1桁改善される。この広がり $500\mu\text{m}$ 粒子に対する $I(\theta)\cdot\theta$ のピークに相当する散乱角よりも1桁小さい。

受光レンズは直径 $100\text{mm}$ 、 $f=730\text{mm}$ のBK7製両凸レンズで $\lambda=6328\text{\AA}$ 用のコーティング

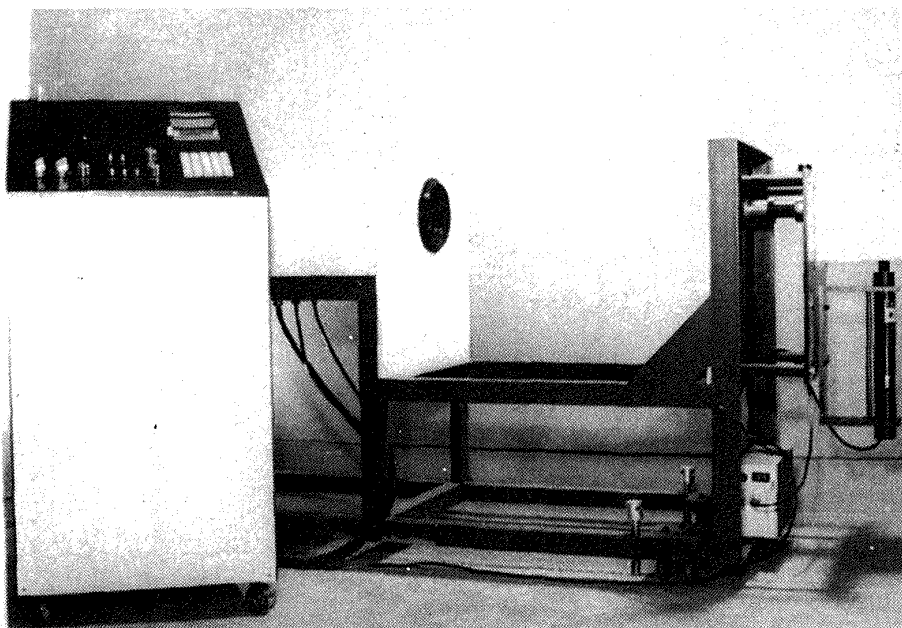


図11 試作した噴霧粒径分布測定装置

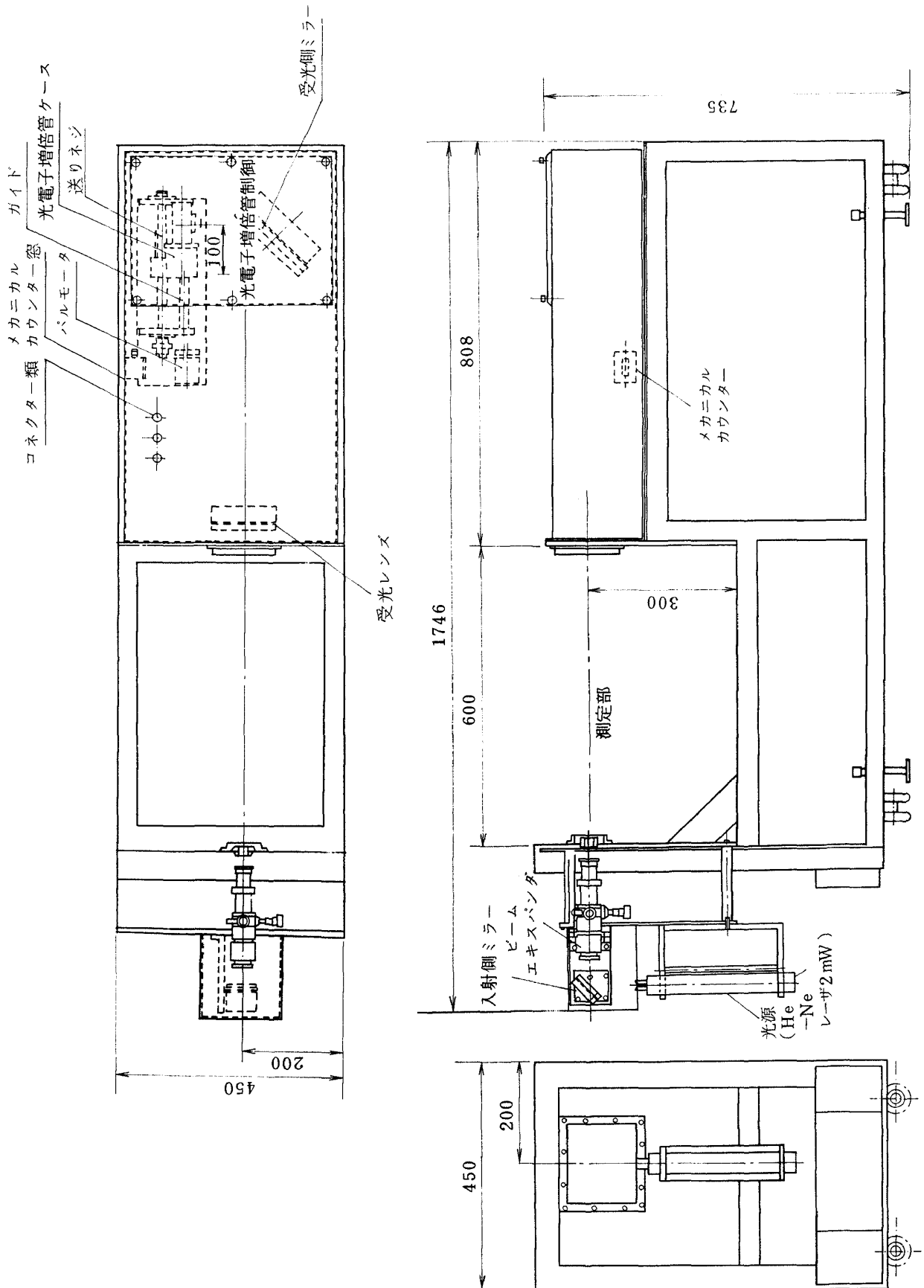


図12 光学台の構造と光学系の配置

表 I He-Ne レーザ (NEC GLG5221)  
の仕様

型 式	内部ミラー型
発 振 波 長	0.6328 $\mu\text{m}$
発 振 出 力	2 mW
発 振 モード	TEM <sub>00</sub>
偏 光	直線偏光
従モード間隔	~625 MHz
ビーム径 ( $1/e^2$ )	~0.8 mm $\phi$
ビーム拡がり角	~1.0 mrad
出力安定度	$\pm 5\%$
ノイズ	1% rms
寸 法	$\phi 40^{+0}_{-0.1} \times 300^{+0.5}_{-1.5}$
重 量	0.6 kg

表 II レーザ光源用電源 (NEC GLS5110)  
の仕様

入 力	AC 100V $\pm 10\%$
出 力	50VA
寸 法	135W $\times$ 234L $\times$ 80H
重 量	3.5 kg

がほどこされている。単レンズであるが、入射光束径の大きさ、焦点距離から推定した収差は測定上問題にならない。

入射側反射鏡は、レーザからの光束をビームエキスパンダに導くとともに、光学系の光軸を合せることを目的とする。受光側反射鏡は光電子増倍管のアパチュアと非散乱光束の焦点とを合せることを目的に設けられており、垂直・水平軸まわりの回転が行なえるような微動ネジ付ミラーホルダで保持されている。

測光部 散乱光強度の測定には浜松テレビ株式会社製の光電子増倍管 R-928 を用いた。この主要特性を表 IV に、陽極放射感度特性を図 14 に示す。He-Ne レーザ光に対してもピーク感度の約 62% を持っており、同社製品の内でも高感度のものである。

図 15 は測光部の写真である。ノイズ低減化のためにプリアンプと光電子増倍管とは共通のシールドケースに収納した。プリアンプからの信号は常にモニターされており、所定値を越えた時には、光電子増倍管への供給電圧が自動的に -80 Vdc まで低下するとともに、機械シャッターがアパチュア前方に降り、光電子増倍管を保護するようにした。光電子増倍管のアパチュアは、孔径 10 および 20  $\mu\text{m}$  の 2 種が準備されているが、通常は 20  $\mu\text{m}$  のものが取付けてある。

光電子増倍管はパルスモーター駆動高精度トラバース台に取付られている。トラバース台の位置精度

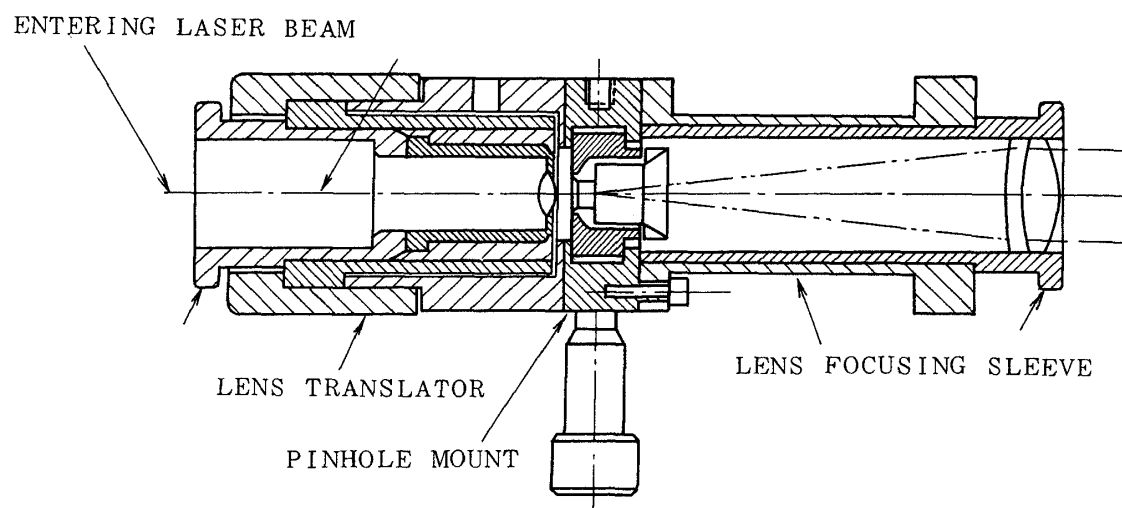


図 13 ビームエキスパンダの構造

表Ⅲ 光電子増倍管（浜松テレビR928）  
の特性

形 式	サイドオン形
分 光 感 度	0.185～0.930 $\mu\text{m}$
マ ド 材 質	UV透過ガラス
最高感度波長	0.400 $\mu\text{m}$
陽極印加電圧	1250 VDC
平均陽極電流	0.1 mA
陰 極 感 度	140 $\mu\text{A/lm}$
陽 極 感 度	400 $\mu\text{A/lm}$
暗 電 流	10 nA（5秒後）
陽極放射感度	
0.6328 $\mu\text{m}$	$4.2 \times 10^5 \text{ A/W}$
0.400 $\mu\text{m}$	$6.8 \times 10^5 \text{ A/W}$
立上り時間	2.2 ns（10-90%）
	50-70-50 ps puls）

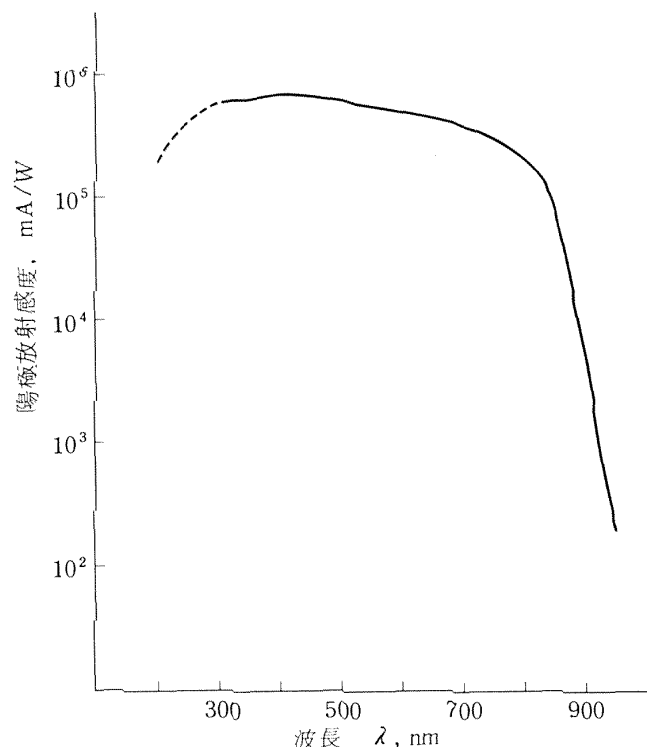
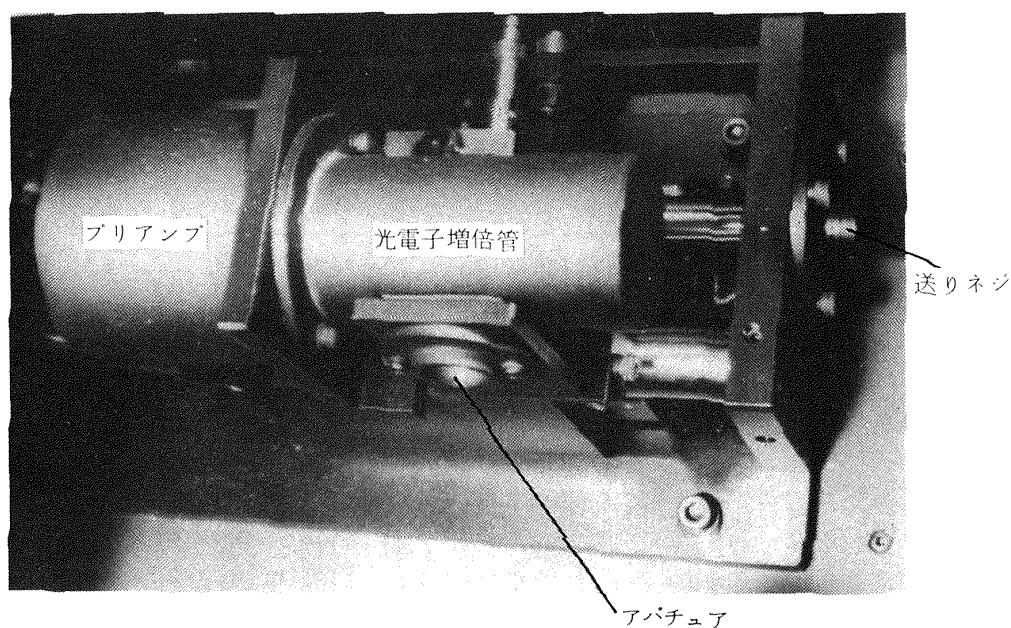
図14 光電子増倍管（R-928 浜松テレビ製）  
の感度特性

図15 光電子増倍管とプリアンプを収めた測光部

は10  $\mu\text{m}$  であり、加速比は1パルス当り2.5  $\mu\text{m}$  になるように設定されている。測定位置は光学ケース側面に設けた4桁の機械式カウンター\*および制御

\* デジタル表示は100  $\mu\text{m}$  の単位  
回転ダイヤルの目盛は10  $\mu\text{m}$  単位。

台CRTに10  $\mu\text{m}$  の単位で表示される。パルスモータードライバ（1-2相励磁2電源変調方式）は、“INT”モードでは手動により、“EXT”モードではCPUによって、走査速度と方向を制御する。

## 4.2 制御台

制御台の形状・主要寸法を図16に示し、制御パネル上のC R T、プリンタ、入出力用キーボード、

出力表示窓、ならびに各種スイッチ、つまみの配列を図17に示す。各要素の機能等を簡単に説明する。

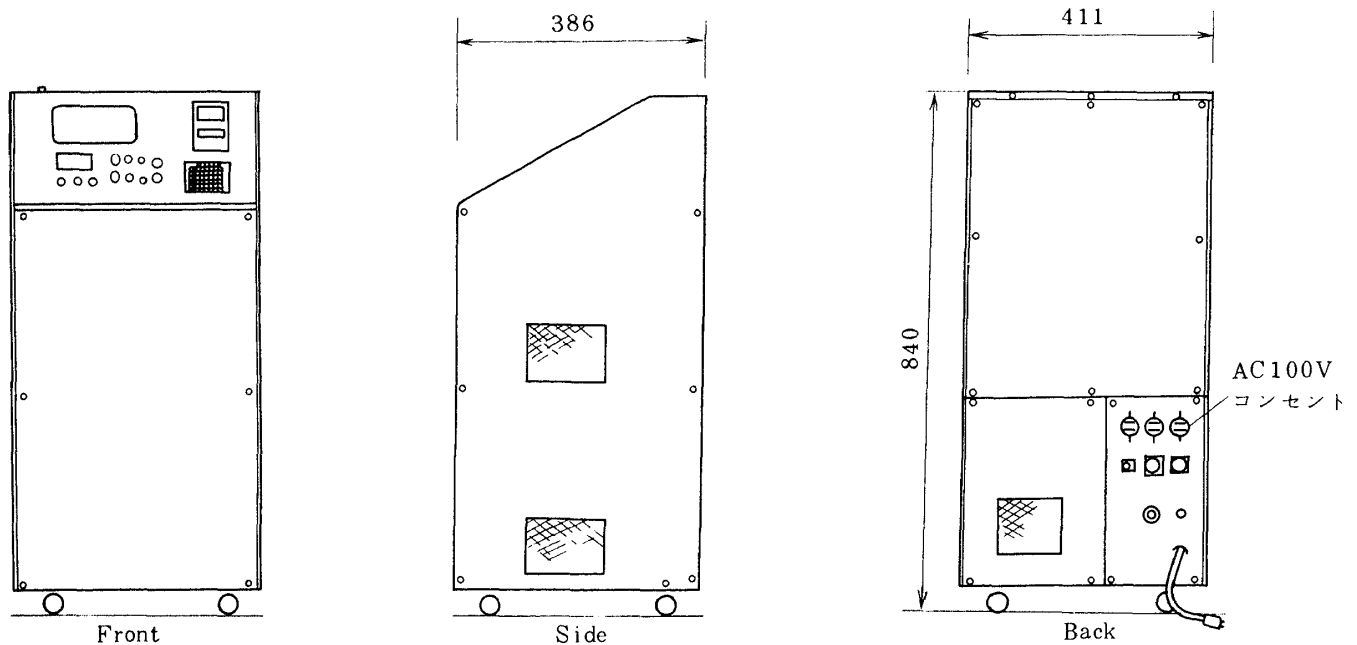


図16 制御台の構造と主要寸法

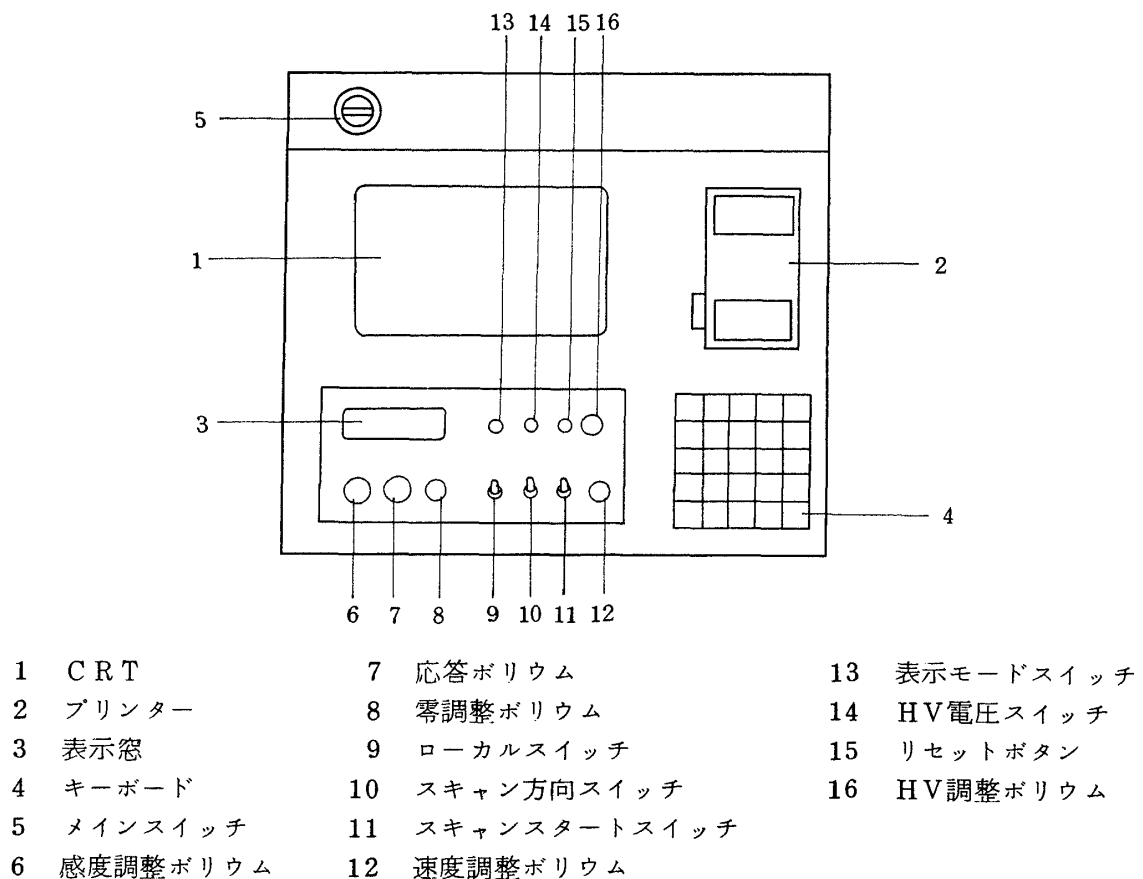


図17 制御台パネル上の各要素の配置

## ① CRT

32×16文字の緑発色表示装置。操作命令の指示、測定位置および測定データの表示を行う。

## ② プリンタ

測定位置とそこでの散乱光強度とを対応させて出力する。記録紙幅58mm、最大印字速度は毎秒3行(13文字/行)。

## ③ 表示窓

光電子増倍管への供給電圧および信号の大きさが、それぞれ、VおよびnA単位で表示される。この表示窓の右端のランプの各々は次のことを意味する。

“OL”は信号が強すぎる、あるいは光電子増倍管への供給電圧が高すぎるために、電子増倍管保護機構が作動していることを意味する。

“V”は光電子増倍管の供給電圧を表示しており、“nA”は散乱光の強さに比例する電流の大きさを表示する。

## ④ キーボード

5×5のキーボードで、その配列を図18に示す。各ファンクションキーの役割は次のとおりである。

“RESET” プログラムスタートの位置に戻る。

“RRINT” 測定結果をプリンターに出力する。

“GO” プログラムを次のステップに進む。

“REV” 1ステップ前のプログラムに戻る。

“WRITE” CRTの命令にしたがってキーボードから入力を書き込みを行う。

“CRT” 測定結果をCRTに表示する。

“MEAS” CPU制御による測定を開始させる。

CRT	CON			RESET
—	E	MON	MEAS	PRINT
8	9	•		GO
4	5	6	7	REV
0	1	2	3	WRITE

図18 キーボードの配列

## ⑤ メインスイッチ

レーザ光源を除く全ての電気系のスイッチ。

## ⑥ 感度調整ボリューム

増幅器のゲインを切替えるもので2,20,200nAの3レンジの感度に調整する。

## ⑦ 応答ボリューム

現象の変動に合わせて、0.2,0.5,1,2,5,10msecの5段階に応答速度を変える。

## ⑧ 零調整ボリューム

光が入射しない状態で光電子増倍管の陽極電流が零になるように調整する。

## ⑨ ローカルスイッチ

“CPU”側にたおすとコンピュータ制御により、“LOCAL”側では手動により光電子増倍管を移動させることができる。

## ⑩ スキャン方向スイッチ

“FOR”,“BACK”2つのモードがあり、光電子増倍管の移動方向を定める。

## ⑪ スキャンスタートスイッチ

“SCAN”にすると⑩で指定した方向に⑫の速さで光電子増倍管を走査させ、“STOP”で停止させる。

## ⑫ 速度調整ボリューム

“LOCAL”モードで光電子増倍管の走査速度を調節するのに用いる。

## ⑬ 表示モードスイッチ

“HV”では光電子増倍管への供給電圧を、“SIG”では出力電流を表示する。

## ⑭ HV電圧スイッチ

光電子増倍管への供給電圧の“ON”,“OFF”に用いる。

## ⑮ リセットボタン

HV電圧が高く、信号が大きい場合には、光電子増倍管の保護機構が作用して、表示までに“OL”のランプが点灯する。このボタンを押すことによって、復帰させることができる。

## ⑯ HV調整ボリューム

光電子増倍管への供給電圧を調整するもので、その値は⑬を“HV”モードにすることにより表示される。



## 5. 測定例

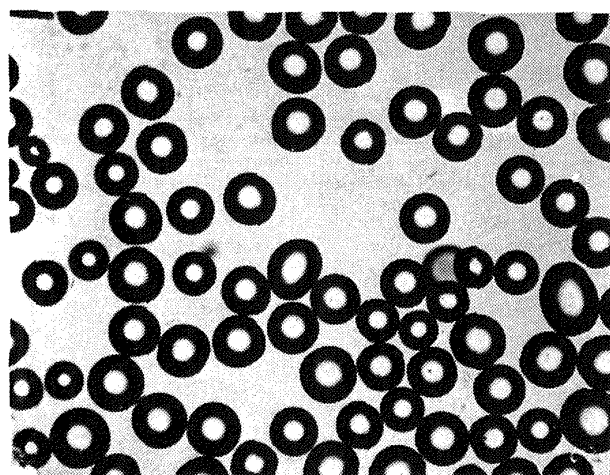
### 5.1 顕微鏡法との比較\*

噴霧粒径の測定に先立って行った固体粒子(The Dow Chemicals Company, Uniform Latex Particles)と硬質ゲル状粒子(東洋曹達工業, TSK-GEL, トヨパール)の粒径測定の結果を紹介する。前者は商品名が示すように比較的大きさがそろっており, フィルターの検定や光散乱の研究に用いられていて, ロットごとの平均粒径と標準偏差が示されている。後者は濾過クロマトグラフィ用分離担体として用いられている親水性ポリマー粒子である。粒子の粗さにより, Super fine(20-40 $\mu\text{m}$ )

Fine(30-60 $\mu\text{m}$ ), Coarse(50-100 $\mu\text{m}$ )の3種がある。これらは, いずれも水に懸濁した状態で販売されている。これらの粒子は噴霧の粒子のような合体・分裂をおこさないだけでなく, Uniform Latex粒子はもちろん, ゲル状粒子の場合も水に入っている限り, 粒径変化がないので, 顕微鏡法により精度の高い測定ができる。容器をよく振って試料をスライドグラス上にとり, 顕微鏡写真(図19)にとって約600個の粒子の径を読みとり, これを基準とした。

前方微小角散乱光強度パターン法においては, 試料を光学セル(光路長20mm)に入れ, 水でさらに希釈して測定した。光軸調整は, 光学セルを測定部に設置し, 粒子が完全に沈降した状態で行った。測定中は磁石スターラーで攪拌し, 粒子が沈降するのを防いだ。

図20は, Uniform Latex 粒子(表示平均粒径90.7 $\mu\text{m}$ , 標準偏差17.7 $\mu\text{m}$ , スチレン/ジビニールベンゼン)の場合の散乱光強度 $\tilde{I}(\theta)$ と, これから計算した $\theta \cdot \tilde{I}(\theta)$ パターンを示している。このパターンを解析\*\*して決定した粒度分布と顕微鏡法による粒度分布とを対数正規確率紙上で比較したのが図21である。



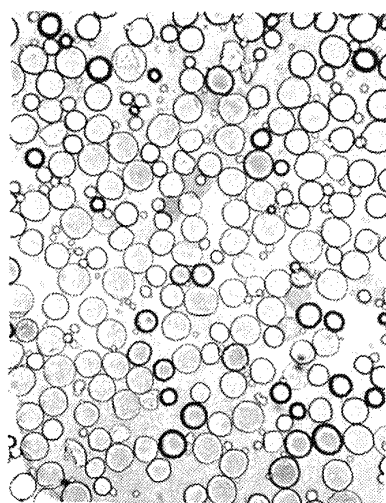
Dow Uniform Latex Particles

100  $\mu\text{m}$

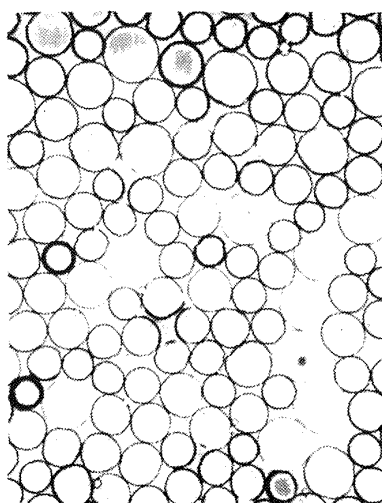
(a)

\* 数ミクロンから数百ミクロンの単分散粒子による  
検定結果はNAL TRに報告の予定

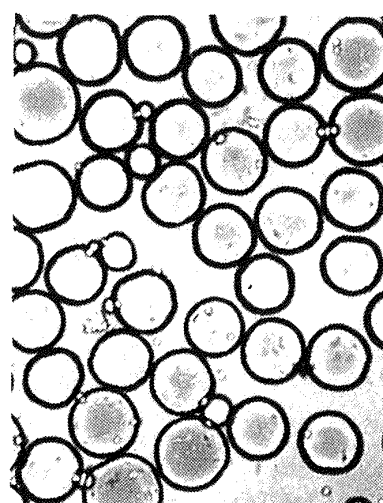
\*\* Method II によるNAL TR-614



Super fine



Fine  
TSK GEL  
(b)



Coarse

100  $\mu\text{m}$

図19 Uniform Latex 粒子とTSK ゲル粒子の顕微鏡写真

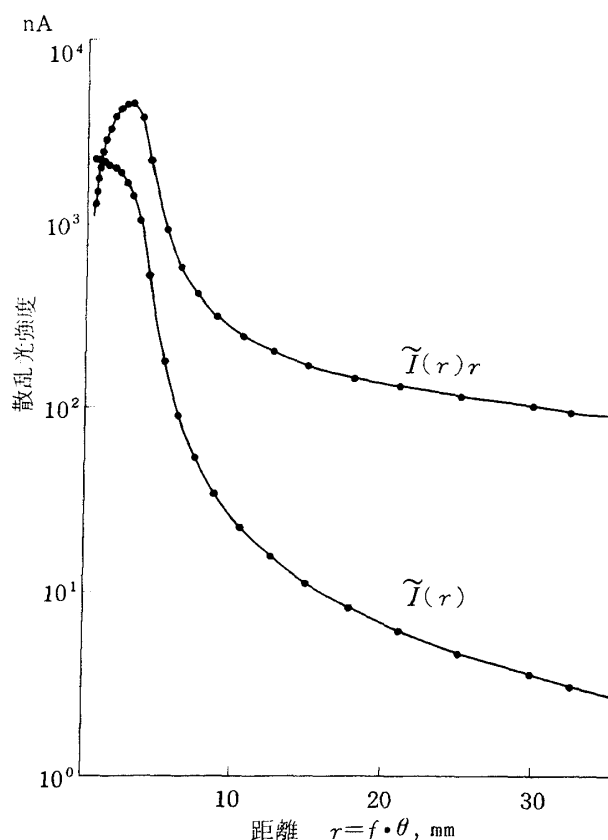


図 20 散乱光強度分布  $\tilde{I}(\theta)$  と  $\tilde{I}(\theta) \cdot \theta$   
(Uniform Latex 粒子, 公称粒径  $90.7 \mu\text{m}$ ,  
標準偏差  $17.7 \mu\text{m}$ )

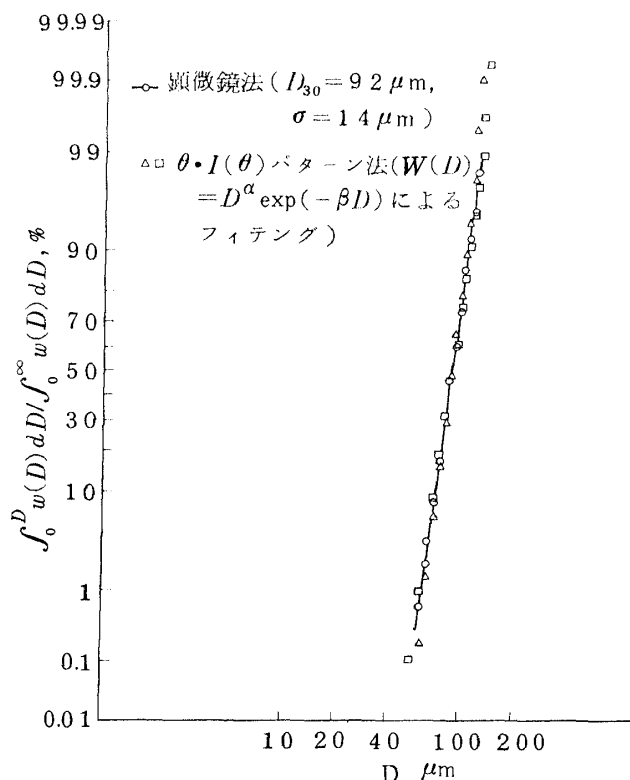


図 21 前方微小角散乱光強度パターン法と顕微鏡法による粒径分布測定結果の比較  
(試料 Uniform Latex 粒子, 公称粒径  $90.7 \mu\text{m}$ , 標準偏差  $17.7 \mu\text{m}$ )

表Ⅳ 顕微鏡法と前方微小角散乱光強度パターン法によって測定された代表粒径の比較

Sample	SMD, $\mu\text{m}$			
	Microscopy S. A. Scattering			
		Feb. 18,	Mar. 11,	1979
Toyo Pearl	Super Fine	3 1.1	3 2.5	—
	Fine	4 8.9	5 2.2	4 3.8
	Coarse	7 7.9	7 2.1	7 0.3
Dow Uniform Latex*		8 6.7	9 0.2	—

\* Nominal Mean Size  $90.7 \mu\text{m}$

Standard Deviation  $17.7 \mu\text{m}$

表Ⅳは、ゲル状粒子ならびに Uniform Latex 粒子の顕微鏡法と前方微小角散乱光パターン法による SMD の値を比較したものである。最も違いの大きい場合でも顕微鏡法による値の約  $\pm 10\%$  の範囲に

はっている。顕微鏡法においても、試料採取から顕微鏡写真上での粒径の読取を含めると  $\pm 5\%$  程度のばらつきがあったことを考えると、かなり良好な結果と言えよう。

## 5.2 噴霧の粒径測定例

図 2 2 は小容量の渦室付圧力噴射弁（図 2 3 ）と微小容量の空気霧化器（Iwata 製ハンドピース HP-C 型）からの水噴霧の粒径分布測定例を示したものである。この渦室付圧力噴射弁は、超低 NO<sub>x</sub> 化を目的とした。希薄予混合予蒸発燃焼器の常圧燃焼実験のために試作した噴射弁の一つで、その  $FN$ （Flow Number）は 0.12 である。また空気霧化器は特殊な分野の塗装用に市販されているもので、その噴霧は目でみても、上記の圧力噴射弁からのものに比べ格段に細い。

図 2 5 は渦室付圧力噴射弁における  $SMD$  に及ぼす噴霧圧の影響を示したものである。 $\Delta P_f = 4 \text{ kg/cm}^2$  における  $SMD$  は、 $\Delta P_f \geq 6 \text{ kg/cm}^2$  での傾向から著しくはずれて大きい。これは、噴霧が完全に開いていないためである。渦室付圧力噴射弁からの噴霧の  $SMD$  を与える実験式の多くは

$$SMD = f(\sigma, \mu) w_f^\alpha \Delta P_f^\beta \quad (6)$$

の形をとり、 $\alpha, \beta$  の代表的な値は、それぞれ 0.25 と -0.4 である。<sup>11)</sup> 同一噴射弁では、 $\Delta P_f$  がある程度の大きさになると  $w_f \propto \sqrt{\Delta P_f}$  がかなりの精度でなりたつので、 $SMD \propto \Delta P_f^{-0.275}$  になる。圧力指数としては、この他に 0.25 という値もよく用いられている。 $\Delta P_f \geq 6 \text{ kg/cm}^2$  における実験データから圧力指数を求めると -0.22 となる。なお参考までに文献 11 に示されている実験式

$SMD = 22.8 \mu^{0.2} \sigma^{0.6} w_f^{0.25} \Delta P_f^{-0.4}$  を図 2 5 に一点鎖線で示した。

以上紹介した他にも、上記の渦室付圧力噴射弁を予混合・予蒸発燃焼器の混合気形成管模型に組み込み、噴霧された燃料の蒸発度合の計測に適用した。この結果については別の機会に報告する予定である。

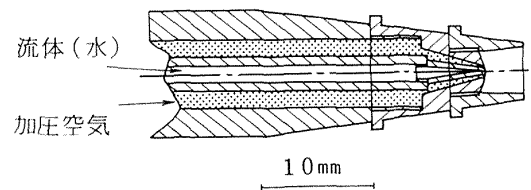
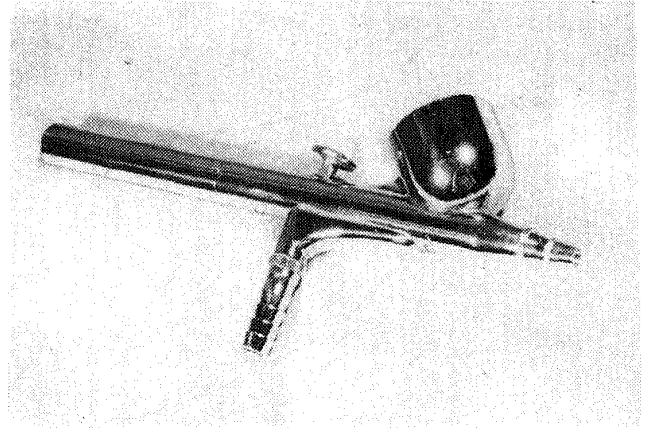


図 23 測定に供した空気霧化器（Iwata ハンドピース HP-C3）の外観とノズル部の構造

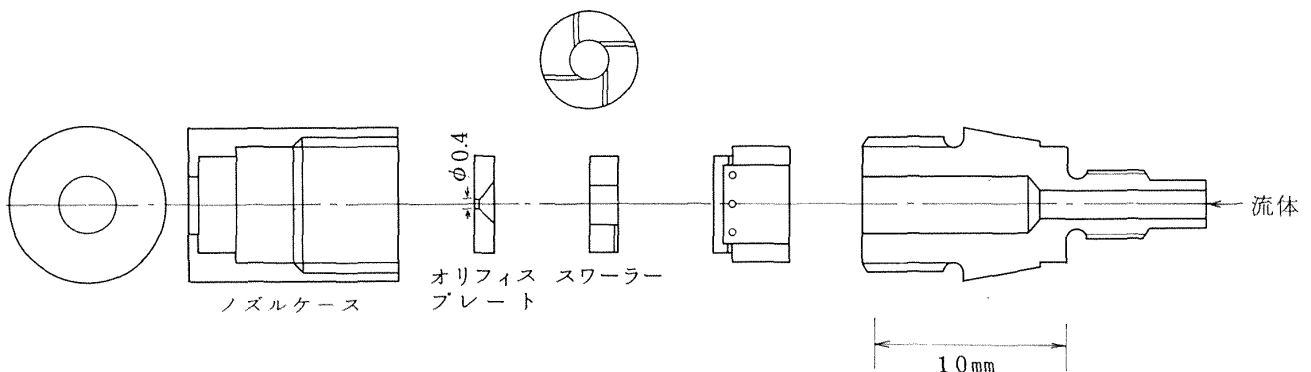


図 22 測定に供した渦室付圧力噴射弁の構造

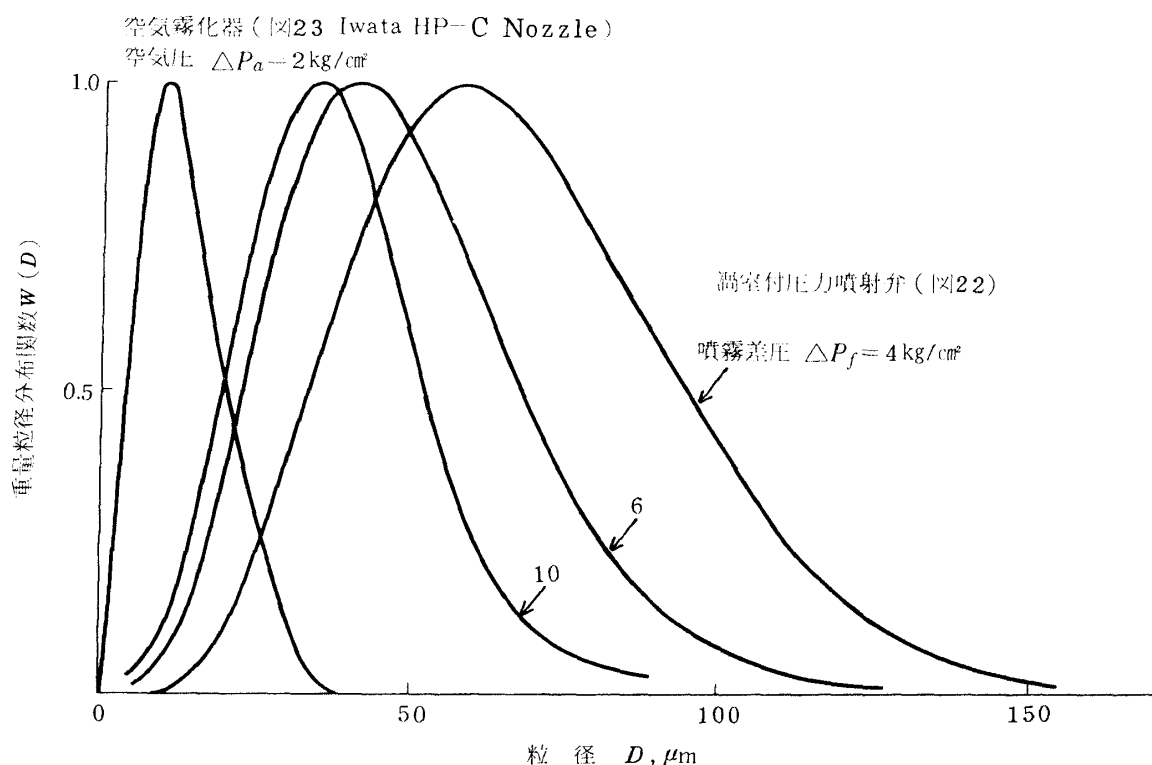
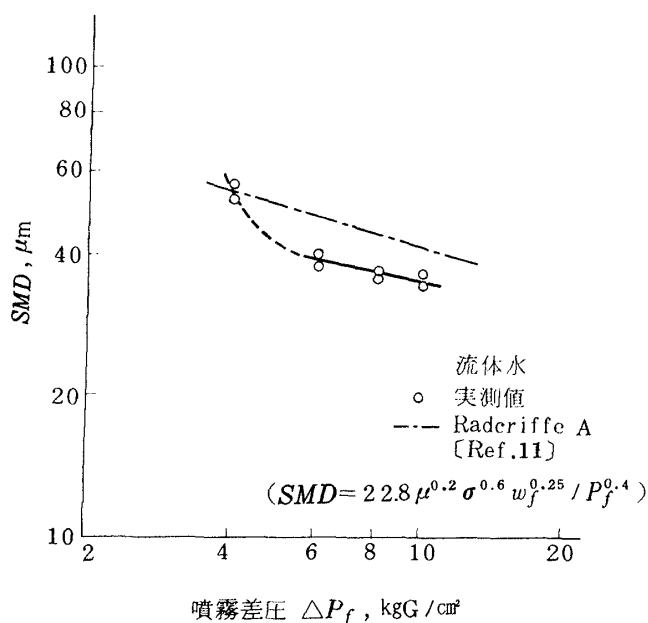


図24 噴霧粒径分布測定例 (流体: 水)

## 6. あとがき

散乱法に基づいた噴霧粒径分布の計測法は, (I)個々の粒子からの散乱特性を利用するものと, (II)粒子群としての散乱特性を利用するものに分けられる。信号レベルは(II)の方が高く, 空間分解能は(I)の方が高いことはいうまでもないが, 測定された散乱特性から粒径分布を導く過程が, (I)と(II)とで対照的である。(I)においては, 粒径に対応する信号, たとえば散乱光パルスやビジビリティが個々の粒子について測定され, 多くのデータから噴霧の粒径分布が決定されるのに対し, (II)では測定された散乱特性を解析して粒径分布が決定される。(I)に比べると(II)の過程はかなり複雑なことが多く, 結果の精度を評価することが困難であるとか, 解析法により結果が影響されるという問題がある。どの解析法がもっとも適しているかは, 結局のところ他の測定法による結果との比較を行わないと決定できないということになる。これは, 本報に述べた前方微小角散乱光強度パターン法や回折パターン法にも共通の問題である。したがって, これらの方法により信頼性の高い測定を行うためには, (I)標準粒子等を用いて光学測定が

図25 供試渦室付圧力噴射弁 (図22) の噴霧の  $SMD$  と噴霧差圧  $\Delta P_f$  との関係

正しく行なわれていること、(2)他の粒径測定法による粒径分布測定との比較を行い、解析法が適当なこととの2点を確認することが不可欠であろう。

レーザが簡単に入手できるようになって以来、(Ⅲ)に分類される噴霧粒径測定法の研究が活発に行なわれるようになり、とくにレーザ干渉法によるビジビリティの測定による粒径の決定法は、粒子の速度を決定でき、粒子の質量流束を測定できる可能性がある点で今後の発展が期待される。前方微小散乱光強度パターン法においても、測定体積が大きい、言い換えればサンプルサイズが大きいという特徴を生かし、瞬間的な散乱光強度分布の測定による非定常噴霧の粒径分布測定への発展が考えられる。この方法は、定常噴霧の場合においても、粒子濃度の低い条件下での粒径分布測定の信頼性を高めることができる。

## 7. ま と め

- 1) 燃料噴霧の粒径分布を目的として、噴霧からの前方微小角散乱光強度を測定する装置を試作した。この装置の適用範囲は2～500  $\mu\text{m}$  径である。
- 2) 水中に分散する透明固体粒子とゲル状粒子 ( $SMD$  30～90  $\mu\text{m}$ ) の粒径分布測定を行い、顕微鏡による測定と良く一致することを示した。
- 3) 微小容量の渦室付圧力噴射弁および空気霧化器からの噴霧の粒径分布を測定した。前者については噴霧差圧と  $SMD$  との関係を調べた。

測定と解析プログラムの作成に協力のあった研修生回木敦<sup>\*</sup>、ならびに装置の製作を担当した頼オプティカルサイエンスの大倉、佐々木の各氏に感謝する。

## 記 号

$C$	: 定 数
$D$	: 粒子径
$D_{10}$	: 算術平均粒径 ( $\equiv \int_0^\infty N(D) D dD / \int_0^\infty N(D) dD$ )
$D_L$	: 受光レンズ径

$FN$  : Flow Number ( $\equiv w_f / \sqrt{\Delta P}$ , Imp. Gallon/psi<sup>1/2</sup>)

$I(\alpha, \theta)$  : 単一粒子 (粒径パラメータ  $\alpha$ ) からの散乱光強度分布

$\tilde{I}(\theta)$  : 粒子群からの散乱光強度分布

$J_1(x)$  : 1 次の第 1 種ベッセル関数

$N(\alpha), N(D)$  : 個数粒径分布関数

$R$  : 噴霧の広がり半径 (図 8)

$S$  : 噴霧とレンズとの最近接距離 (図 8)

$SMD$  : ザウター平均粒径  
( $\equiv \int_0^\infty N(D) D^3 dD / \int_0^\infty N(D) D^2 dD$ )

$W(\alpha), W(D)$  : 重量粒径分布関数

$\Delta P_a$  : 空気霧化器の供給空気圧

$\Delta P_f$  : 圧力噴射弁の噴霧差圧

$f$  : 焦点距離

$m$  : 屈折率

$r$  : 受光面での半径方向座標 ( $=f \cdot \theta$ )

$s$  : 距離

$w_f$  : 質量流量

$\alpha$  : 粒径パラメータ ( $\equiv \pi D / \lambda$ ), あるいは(6)式の指数

$\beta$  : (6)式の指数

$\theta$  : 散乱角

$\lambda$  : 光の波長

$\mu$  : 粘性係数

$\sigma$  : 表面張力あるいは標準偏差

## 参 考 文 献

- 1) Chin, J. H., Sliepcevich, C. M., & Tribus, M.: Particle Size Distributions from Angular Variation of Intensity of Forward Scattered Light at Very Small Angles, J. Chem. Phys, Vol. 59 (1955) pp. 841—844.
- 2) Chin, J. H., Sliepcevich, C. M., & Tribus, M.: Determination of Particle Size Distributions in Polydispersed Systems by Means of Measurements of Angular Variation of Intensity of Forward Scattered Light at Very Small

\* 芝浦工業大学

Angles, J. Chem. Phys, Vol. 59 (1955) pp. 845—848.

- 3) Dobbins, R. A., Crocco, L., & Glasman, I.: Measurement of Mean Particle Sizes of Sprays from Diffractionally Scattered Light; AIAA J. Vol. 1 (1963) pp. 1882—1886.
- 4) Buchele, D. R.: Scanning Radiometer for Measurements of Forward Scattered Light to Determine Mean Diameter of Spray Particles, NASA TMX—3454 (1976)
- 5) Lorenzetto, G. E., & Lefebvre, A. H.: Measurements of Prop Size on a Plane-Jet Airblast Atomizer, AIAA, J. Vol. 15 (1977) pp. 1006—1010.
- 6) 林茂他, 前方向散乱光強度パターンの測定による噴霧粒径分布の決定 NAL TR-614 (1980)
- 7) 林茂他, 前方向散乱光強度分布測定による噴霧粒径分布の決定法  
日本機械学会熱工学講演会前刷 (1979)
- 8) Van de Hulst, H. C.: Light Scattering by Small Particles (1975), John Wiley & Sons.
- 9) Kerker, M.: The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation (1967), Academic press.
- 10) Hodgkinson, J. R. & Greenleaves, I.: Computations of Light Scattering and Extinction by Spheres According to Diffraction and Geometrical Optics, and Some Comparisons with the Mie Theory, J. Opt. Soc. America, Vol. 53 (1963) pp. 577—589.
- 11) Radcliffe, A.: Swirl Atomizers, Design and Performance of Gas Turbine Power Plants (Editors W. R. Hawthorne & W. T. Olson) Vol. XI. High Speed Aerodynamics and Jet Propulsion (1960), Princeton Univ. Press.

## 付録 操作手順の概要

本装置は現段階においても基本的な機能を備えているが、今後データの解析機能を追加するなど性能の向上をはかる予定である。ここでは、現時点における本装置の取扱に必要な最小限度の事項を記述しておく。

### 1 光学系の調整

測定に先立って光学系の調整をおこなうことになる。

大きな調整、たとえば完全にずれたレーザからの光束軸とビームエキスパンダの軸とを合せる作業には多量の熟練が要求されるので、ここでは省略し、装置に取付られている微動ネジによってできる範囲の調整について説明する。

#### (i) 入射ビームの調整

レーザからの光のノイズ成分を除去するために、レーザ光を顕微鏡対物レンズで集光し、スペーシャルフィルターを通す。フィルターのピンホール ( $25$  と  $10\ \mu\text{m}\phi$ ) とビームの焦点とを一致させるために、まずビームエキスパンダの水平・垂直方向微動ネジ (マイクロメータ付) を動かして、レーザビームがピンホールを通るようにする。この時にビームエキスパンダ後方に白紙を置くと、明暗からなる縞模様が観察されることがあるが、これはピンホール外周部によるレーザ光の回折によるものである。この模様が円形になるように再度、水平・垂直方向の微調整を行う。これでレーザビームとビームエキスパンダの軸を合わせる作業が完了する。つぎに、ビームエキスパンダのリングを回転させ、入口側レンズを軸方向に移動させ、回折模様が消滅するようにする。これらの操作をくり返し、回折模様が消滅し、出口のビームが円形断面になるようにすれば、光学系の調整は完了する。なお、この時に受光側に白紙をおいて、レンズあるいは受光側ミラーに付着したよごれや水滴による散乱のないことを確認する必要がある。

#### (ii) 受光系の調整

ローカルスイッチを“LOCAL”にし、スキャン方向スイッチ、スキャンスタートスイッチと速度調

整ポリウムを操作して、光電子増倍管のピンホールが  $r=0\text{ mm}$  の位置にくるようにする。ピンホール位置は光学ケース側面のカウンターに表示されている。次に受光側ミラーの微動ネジにより、入射光の焦点が光電子増倍管のアパチュアに一致するよう調整する。この操作は、表示モードスイッチを“SIG”にし、表示まどあるいはCRT上に表示される電流値を見ながら行う。とくに、光電子増倍管への供給電圧が高過ぎないように注意し、もし“OL”のランプが点灯した場合には電圧を下げ、リセットボタンを押して除々に電圧を上げる。

## 2 “CPU”モードによる測定

付図1は“CPU”モードでの測定操作手順であるが、これに従って説明する。

- ① 命令に従って | GO | を押す。
- ② 光学系零点の調整は上記(ii)に従って行う。光学系零点調整が終わっている時は | GO | を押す。
- ③ 光電子増倍管の供給電圧を入力する。この値は表示モードスイッチを“HV”とすることによって表示まどに示される。
- ④ 感度設定値を入力する。
- ⑤ | MON | | CON | | GO | のいずれかのキ

ーを押す。

“MONITOR”では、モニターしたい座標をmm単位で入力してやると、自動的に移動し、その座標と光電子増倍管の出力がCRTに表示される。

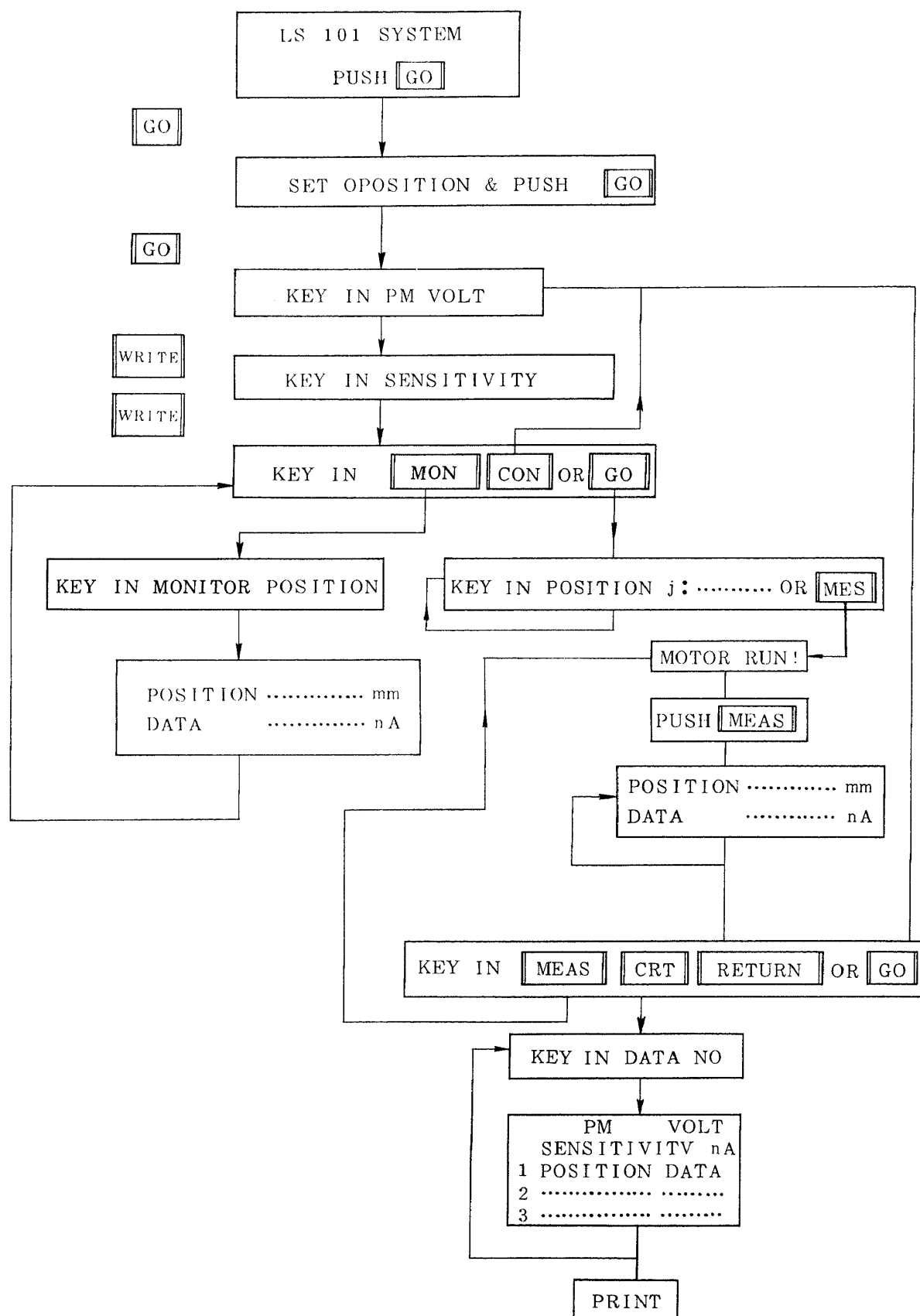
“GO”では測定したい座標をmm単位で小さい方から順番に入力(最大45点,  $10\text{ }\mu\text{m}$ 精度)し、全部入力した段階で | MES | を押す。この操作で、測定位置は零点に戻る。

- ⑥ 命令に従って | MES | を押すと入力した座標での散乱強度とその位置を瞬時表示しながら、順次データを取込む。この場合の移動速度は、入力した座標間隔に応じて自動的に変化し、できるだけ短い時間(45点測定で約5秒)で走査が完了するようにしてある。

- ⑦ | MES | を押すと、入力した座標の最も小さい位置に戻り、次の | MES | で先ほどと同じ座標での散乱光強度を測定し、データを取込む。

| CRT | を押すとCRT上にDATA NO.で指定した番号までの測定結果が最大12個、光電子増倍管への供給電圧と光電子増倍管の感度とともに表示される。

- ⑧ | PRINT | を押すと全データが感熱プリンターにより印字出力される。



付図1 操作手順のフローチャート



---

## 航空宇宙技術研究所資料 454 号

昭和 56 年 12 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 株式会社実業公報社  
東京都千代田区九段南4-2-12

---

**Printed in Japan**