

JAERI-M

6476

ルビー・レーザー光トムソン散乱測定における
光電子増倍管のショット・ノイズの評価

1976年3月

板垣時良・的場 徹・熊谷勝昭・船橋昭昌

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問合せは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

ルビー・レーザー光トムソン散乱測定における
光電子増倍管のショット・ノイズの評価

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

板垣時良^{*}・的場 徹・熊谷勝昭

船橋昭昌

(1976年2月12日受理)

原研JFT-2 及び JFT-2a プラズマのルビー・レーザー光トムソン散乱測定において、スペクトル決定用各チャンネルの散乱パワーはガウス分布曲線に一致せず数10%変動する。この変動の原因が光電子増倍管のショット・ノイズであることを実験的に確認した。

更に実際に測定した散乱スペクトルにおいて、各チャンネルの散乱パワーの変動が、ショット・ノイズから予想される誤差範囲内に含まれる事を示す。

最後にトムソン散乱測定データから最適ガウス分布曲線を求める方法として、最小2乗テーラー微分補正法による計算機処理コードを付録に載せた。

* 特別研究生 日本大学大学院理工学研究科在学中

JAERI-M 6476

Estimation of Shot Noise of Photomultiplier for Ruby Laser
Thomson Scattering Measurement

Tokiyoshi ITAGAKI*, Tohru MATOBA, Katsuaki KUMAGAI
and Akimasa FUNAHASHI

Division of Thermonuclear Fusion Research, Tokai, JAERI

(Received February 12, 1976)

In measurement of the ruby laser scattering for electron temperatures in JFT-2 and JFT-2a plasmas, the scattered power of each channel does not coincide with Gaussian profile and distributes over it with the error of several ten percents. A shot noise experiment shows that the error is due to the shot noise of the photomultiplier and the scattered power of each channel is within the error expected from the shot noise. The best fitting curve is obtained analytically from the measured values by the least-square estimation of nonlinear parameters, the code is presented in the Appendix.

* Nihon University

目 次

1. 序 言	1
2. トムソン散乱の原理および原研ルビー・レーザー散乱装置の概略	2
3. 光電子増倍管のショット・ノイズ	4
4. ショット・ノイズの測定法	5
5. 実験結果	6
6. 実際のトムソン散乱測定例	7
7. 結 言	8
謝 辞	9
参考文献	10
付録 トムソン散乱による電子温度・密度測定データの計算機処理コード (LASCAT-I)	11

1. 序 言

レーザー光トムソン散乱測定は、高温プラズマ発生装置の研究開発に必要不可欠な電子温度、密度等の測定を空間、時間分解能良く測定することが可能であり、又プラズマを乱すことがないので極めて有利な測定手段となっている。しかし、電子のトムソン散乱面積が非常に小さい値 ($\sigma_e = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$) であり、更に低ベータ・プラズマ発生装置では電子密度が低いので十分な散乱パワーを得ることがきわめて困難である。それ故低ベータ・プラズマのトムソン散乱測定においては十分な S/N 値を得ることがむづかしいが、この S/N 値を改善する意味で種々ある雑音の中で何が一番大きい雑音の要因となっているかを究明し、その雑音を低減する事が望まれる。

原研のトカマク型高温プラズマ発生装置 (JFT-2 及び JFT-2a) では電子温度と密度を、^{1, 2)} 上述したルビー・レーザーによるトムソン散乱測定より求めている。

JFT-2 装置では電子温度 700~1,000 eV、電子密度 $2 \sim 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマが得られており、一方 JFT-2a 装置では電子温度約 250 eV、電子密度 $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマが得られている。次節で述べるようにプラズマ・パラメーターが上述のような値のとき、散乱は古典トムソン散乱になる。そしてプラズマの電子速度分布が 1 成分マックスウェル分布であるならば、散乱スペクトルは良く知られているようにガウス分布曲線になる。しかし、実際の測定においては散乱光信号は予想されるようなガウス分布曲線にのらず * チャンネル 2~5 (次節で述べるように散乱光スペクトル解析のためにルビー・レーザー光中心波長から短波長側に 70\AA ずつ散乱光を分割して 12 本の光電子増倍管 (以下 PM と略記する) で光電変換している。中心波長に対応する PM をチャンネル 1 として以下チャンネル 12 まである。) では 10~50%，チャンネル 8~12 ではおよそ 50~100% 変動する。但し、これらは入射レーザー光パワー及びプラズマ・パラメーターに依存する。この変動の原因として、(a) PM のショット・ノイズ、(b) 熱雑音、(c) PM の不安定性及び(d) 電気回路系の雑音が考えられる。上記各雑音のうち

(1) (b), (d) の熱雑音および電子回路系の雑音は観測されるノイズレベルより (1~3) 枝小さい。

(2) ドリフトあるいは外部もれ磁場 ** による(c) の PM の不安定性については充分無視できる。

このレポートでは観測される散乱信号の変動の原因が(a) の PM のショット・ノイズであることを実験的に確めた結果を報告する。

前述したように低ベータ・プラズマ発生装置では電子密度が比較的低いこと、種々の機械的制限のため散乱光学系の有効口径比が大きく規制されること及び窓材表面上へのプラズマから

* 以下の議論においては電子の速度分布が 1 成分マックスウェル分布である場合のみを想定している。

** ルビー・レーザー散乱装置建設当初は PM の磁気シールドが充分ではなく、プラズマ電流によるもれ磁場によって PM の感度が変化した。その後、磁気シールドを増強することにより外部もれ磁場の影響は充分小さく抑えられている。

のスパッタリングによる光学透過率の異常劣化等のため、多くのルビー・レーザー散乱測定では1チャンネル当たりのPM陰極面上における光量子数は僅かに10~50程度である場合が非常に多い。本報告の目的はこのような微弱散乱信号で問題となるPMのショット・ノイズの評価を行うことである。次節で、プラズマのトムソン散乱の原理及び原研で整備したルビー・レーザー散乱装置を簡単に紹介する。第3節でPMのショット・ノイズについて概説し、第4、5節で擬似散乱信号を用いたショット・ノイズの測定法及び結果について言及する。次いで第6節においてJFT-2プラズマで実際に測定した散乱スペクトルの変動がPMのショット・ノイズから予想される誤差範囲内に含まれることを示す。最後にショット・ノイズ成分を含むトムソン散乱測定データから最適ガウス分布を決定する計算機処理コードを付録に掲げた。

2. トムソン散乱の原理および原研ルビー・レーザー散乱装置 3)の概略

気体プラズマに対して電磁波散乱計測を行う時の散乱パラメータ α は

$$\alpha = \frac{1}{k D_e} \quad (1)$$

で与えられる。ここで k は散乱ベクトルの絶対値、 D_e は電子のデバイ半径であり、それぞれ次式で定義される。

$$k \approx 2 k_i \sin \frac{\theta}{2} = \frac{4\pi}{\lambda_i} \sin \frac{\theta}{2} \quad (2)$$

$$D_e = \left(\frac{\epsilon_0 \kappa T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2} = 6.90 \sqrt{\frac{T_e (\text{°K})}{n_e (\text{cm}^{-3})}} \\ = 7.43 \times 10^2 \sqrt{\frac{T_e (\text{eV})}{n_e (\text{cm}^{-3})}} \quad (3)$$

但し、 θ は散乱角、 k_i 、 λ_i は入射光の波数と波長、 ϵ_0 は真空中の誘電率、 κ はボルツマン定数、 T_e は電子温度、 n_e は電子密度、 e は電子の電荷量である。現在問題としているようなルビー・レーザー光 $\lambda_i = 694.3 \text{ nm}$ 、 90° 散乱のとき(1)式は

$$\alpha = 1.13 \times 10^{-6} \sqrt{\frac{n_e (\text{cm}^{-3})}{T_e (\text{°K})}} \\ = 1.05 \times 10^{-8} \sqrt{\frac{n_e (\text{cm}^{-3})}{T_e (\text{eV})}} \quad (4)$$

のスパッタリングによる光学透過率の異常劣化等のため、多くのルビー・レーザー散乱測定では1チャンネル当りのPM陰極面上における光量子数は僅かに10~50程度である場合が非常に多い。本報告の目的はこのような微弱散乱信号で問題となるPMのショット・ノイズの評価を行うことである。次節で、プラズマのトムソン散乱の原理及び原研で整備したルビー・レーザー散乱装置を簡単に紹介する。第3節でPMのショット・ノイズについて概説し、第4、5節で擬似散乱信号を用いたショット・ノイズの測定法及び結果について言及する。次いで第6節においてJFT-2プラズマで実際に測定した散乱スペクトルの変動がPMのショット・ノイズから予想される誤差範囲内に含まれることを示す。最後にショット・ノイズ成分を含むトムソン散乱測定データから最適ガウス分布を決定する計算機処理コードを付録に掲げた。

2. トムソン散乱の原理および原研ルビー・レーザー散乱装置 3)の概略

気体プラズマに対して電磁波散乱計測を行う時の散乱パラメータ α は

$$\alpha = \frac{1}{k D_e} \quad (1)$$

で与えられる。ここで k は散乱ベクトルの絶対値、 D_e は電子のデバイ半径であり、それぞれ次式で定義される。

$$k \approx 2 k_i \sin \frac{\theta}{2} = \frac{4\pi}{\lambda_i} \sin \frac{\theta}{2} \quad (2)$$

$$D_e = \left(\frac{\epsilon_0 \kappa T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2} = 6.90 \sqrt{\frac{T_e (\text{°K})}{n_e (\text{cm}^{-3})}} \\ = 7.43 \times 10^2 \sqrt{\frac{T_e (\text{eV})}{n_e (\text{cm}^{-3})}} \quad (3)$$

但し、 θ は散乱角、 k_i 、 λ_i は入射光の波数と波長、 ϵ_0 は真空中の誘電率、 κ はボルツマン定数、 T_e は電子温度、 n_e は電子密度、 e は電子の電荷量である。現在問題としているようなルビー・レーザー光 $\lambda_i = 694.3 \text{ nm}$ 、 90° 散乱のとき(1)式は

$$\alpha = 1.13 \times 10^{-6} \sqrt{\frac{n_e (\text{cm}^{-3})}{T_e (\text{°K})}} \\ = 1.05 \times 10^{-8} \sqrt{\frac{n_e (\text{cm}^{-3})}{T_e (\text{eV})}} \quad (4)$$

で表わされる。更に通常の高温トカマク・プラズマで得られる電子温度 $T_e = 100 \sim 1,000 \text{ eV}$, 電子密度 $n_e = 10^{13} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ の値を(4)式に代入すると、散乱パラメータは $\alpha = 10^{-2} \sim 10^{-3}$ になる。この散乱パラメータが $\alpha \ll 1$ の条件を満足するときは、古典トムソン散乱となり、散乱スペクトルは電子の速度分布関数そのものを反映する。電子の速度分布関数が一成分マックスウェル分布であるならば、散乱スペクトルはガウス分布曲線となり、その半値幅 $\Delta\lambda_{1/2}$ は

$$\begin{aligned}\Delta\lambda_{1/2} &= 4 \lambda_i \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{2 \pi T_e \ell n 2}{m_e c^2}} = 3.00 \times 10^{-1} \sqrt{T_e (\text{°K})} \\ &= 3.22 \times 10 \sqrt{T_e (\text{eV})} \quad (5)\end{aligned}$$

である。ここで m_e は電子の質量である。

入射波のレーザー・パワーを P , 電子 1 個当りの微分散乱断面積を $\frac{d\sigma_e}{d\Omega}$, 観測長を d_z とすると、立体角 $d\Omega$ 中に散乱される散乱波のパワー W_s は

$$W_s = \frac{d\sigma_e}{d\Omega} n_e P d_z d\Omega \quad (6)$$

で与えられる。更に検出波長幅 $\Delta\lambda_D$ 中に含まれる散乱光のパワーを W_{SD} とすれば、 $\Delta\lambda_D$ の中心波長を λ_s として

$$W_{SD} = W_s \int_{\lambda_s - \frac{1}{2}\Delta\lambda_D}^{\lambda_s + \frac{1}{2}\Delta\lambda_D} 2\sqrt{\frac{\ell n 2}{\pi}} \cdot \frac{1}{\Delta\lambda_{1/2}} \cdot e^{-\frac{4\ell n 2(\lambda - \lambda_i)^2}{(\Delta\lambda_{1/2})^2}} d\lambda \quad (7)$$

である。全散乱光子数 N_s は近似的に

$$N_s \simeq \frac{W_s}{h\nu_i} \cdot \tau_L \quad (8)$$

となる。但し h はプランク定数, ν_i は入射波の振動数, τ_L は入射光のパルス幅である。 $\Delta\lambda_D$ 中に入る散乱光子数 N_{SD} は $\Delta\lambda_D$ の中心波長に対応する振動数を ν_s として

$$N_{SD} = \frac{W_{SD}}{h\nu_s} \cdot \tau_L \quad (9)$$

となる。

次に原研高温トカマク・プラズマ発生装置 (JFT-2 及び 2a) の電子温度と密度を測定しているルビー・レーザー散乱測定装置の概略構成図を第 1 図に示す。ルビー・レーザーはポッケル・セル (KD*P) による Q-スイッチ発振器部と、2 段増幅器部から構成されている。これによって最高出力エネルギー 10 J, 半値幅 2.0 n sec, 即ち出力パワーとして 500 MW が得られる。ルビー・レーザー光は、レーザー光集光光学系により観測部の下から上に入射させている。迷光 (器壁散乱) を極力少なくするため、レーザー光集光光学系にはアイリスとバッフルが取り付けてある。更に観測部には、色ガラスで製作したビューリング・ダンプとブリュー

スター角に設定したレーザー光吸収部が設置されている。

散乱光はF数6.5の散乱光集光光学系を通して、逆分散7 $\text{Å}/\text{mm}$ のツェルニー・ターナー型分光器（F=6.5, f=1.000mm）でスペクトル分析する。スペクトル分析された光は、12個のプリズムから構成される多チャンネル・プリズム光学系によって各PMに導かれる。ここで12個のPMにおいて、中心波長のルビー・レーザー光波長(694.3nm)の光を受信するPMをチャンネル1と呼び、それから短波長側にそれぞれチャンネル2, 3, 4, ……, 12と呼ぶことにする。各チャンネルの検出波長幅は70 \AA である。ルビー・レーザー光パワーをモニターするホト・ダイオードからの信号をチャンネル13としている。各PMからの散乱信号と、レーザー・パワー・モニター用ホト・ダイオードからの信号は、高速ゲート回路（ゲート時間50nsec）と遅延線で構成される信号処理回路で合成される。この遅延合成された信号は、オシロスコープ上にチャンネル1から13まで順次表示される。

原研で建設したルビー・レーザー光トムソン散乱測定装置の特徴の1つは、レーザー光集光光学系は水平方向に7点、散乱光集光光学系は垂直方向に連続的に移動可能であるので2次元分布を容易に測定できることである。

3. 光電子増倍管のショット・ノイズ

PMの陽極電流*i_A*は陰極電流を*i_K*、ダイノード1段当たりの増倍率を δ 、ダイノード段数をnとすれば

$$i_A = i_K \cdot \delta^n \quad (10)$$

で表わされる。一方陽極におけるショット・ノイズ電流を $(\overline{i_{An}^2})^{1/2}$ で表わし、標準偏差を σ とすると

$$\begin{aligned} (\overline{i_{An}^2})^{1/2} &= \left\{ \overline{(i_A - \bar{i}_A)^2} \right\}^{1/2} = \sigma \\ &= (2e i_K \cdot \Delta f \cdot F)^{1/2} \cdot \delta^n \end{aligned} \quad (11)$$

である。ここで Δf は考えている回路系の帯域幅、FはPMに対する補正係数で

$$F = 1 + \frac{1}{\delta} + \frac{1}{\delta^2} + \dots + \frac{1}{\delta^n} = \frac{\delta - \frac{1}{\delta^n}}{\delta - 1} \quad (12)$$

である。これからショット・ノイズのS/N値は

$$S/N = \frac{i_A}{(\overline{i_{An}^2})^{1/2}} = \left(\frac{i_K}{2e \cdot \Delta f \cdot F} \right)^{1/2} \quad (13)$$

で表わされる。

スター角に設定したレーザー光吸収部が設置されている。

散乱光はF数6.5の散乱光集光光学系を通して、逆分散7 $\text{Å}/\text{mm}$ のツェルニー・ターナー型分光器（F=6.5, f=1.000mm）でスペクトル分析する。スペクトル分析された光は、12個のプリズムから構成される多チャンネル・プリズム光学系によって各PMに導かれる。ここで12個のPMにおいて、中心波長のルビー・レーザー光波長（694.3nm）の光を受信するPMをチャンネル1と呼び、それから短波長側にそれぞれチャンネル2, 3, 4, ……, 12と呼ぶこととする。各チャンネルの検出波長幅は70 Å である。ルビー・レーザー光パワーをモニターするホト・ダイオードからの信号をチャンネル13としている。各PMからの散乱信号と、レーザー・パワー・モニター用ホト・ダイオードからの信号は、高速ゲート回路（ゲート時間50nsec）と遅延線で構成される信号処理回路で合成される。この遅延合成された信号は、オシロスコープ上にチャンネル1から13まで順次表示される。

原研で建設したルビー・レーザー光トムソン散乱測定装置の特徴の1つは、レーザー光集光光学系は水平方向に7点、散乱光集光光学系は垂直方向に連続的に移動可能であるので2次元分布を容易に測定できることである。

3. 光電子増倍管のショット・ノイズ

PMの陽極電流*i_A*は陰極電流を*i_K*、ダイノード1段当たりの増倍率を δ 、ダイノード段数を*n*とすれば

$$i_A = i_K \cdot \delta^n \quad (10)$$

で表わされる。一方陽極におけるショット・ノイズ電流を $(\overline{i_{An}^2})^{1/2}$ で表わし、標準偏差を σ とすると

$$\begin{aligned} (\overline{i_{An}^2})^{1/2} &= \left\{ \overline{(i_A - \bar{i}_A)^2} \right\}^{1/2} = \sigma \\ &= (2e i_K \cdot \Delta f \cdot F)^{1/2} \cdot \delta^n \end{aligned} \quad (11)$$

である。ここで Δf は考えている回路系の帯域幅、FはPMに対する補正係数で

$$F = 1 + \frac{1}{\delta} + \frac{1}{\delta^2} + \dots + \frac{1}{\delta^n} = \frac{\delta - \frac{1}{\delta^n}}{\delta - 1} \quad (12)$$

である。これからショット・ノイズのS/N値は

$$S/N = \frac{i_A}{(\overline{i_{An}^2})^{1/2}} = \left(\frac{i_K}{2e \cdot \Delta f \cdot F} \right)^{1/2} \quad (13)$$

で表わされる。

PMの出力をゲート積分器に通した時、回路系の帯域幅 Δf はゲート積分器のゲート時間 Δt_G より長いパルス信号又は連続信号の場合は Δt_G で決まる。ゲート時間 Δt_G より短いパルス信号 Δt_L の場合は Δt_G ではなく Δt_L で決まる。これより系の帯域幅はゲート時間 Δt_G 、あるいはパルス光の発光時間 Δt_L の内小さい方を Δt で表わすと

$$\Delta f = \frac{1}{2\Delta t} \quad (14)$$

となる。故にショット・ノイズは

$$S/N = \left(\frac{i_K \cdot \Delta t}{eF} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$

で表わされる。

4. ショット・ノイズの測定法

ルビー・レーザー散乱測定に使用しているPM (RCA-C31026) の出力変動がショット・ノイズであるならば、(15)式より変動の大きさ S/N 値が入射光量 (カソード電流 i_K に相当) とゲート積分器 (LRS-mode1227) のゲート時間 Δt_G あるいは短パルス信号のときには Δt_L との積の平方根に比例することが予想される。測定目的の第一はこの事実を確かめることである。第2の目的は、この変動の χ^2 検定を行ないPMの出力変動に有意性のないことを確かめることである。

実験の構成図が第2図に示してある。擬似散乱信号としては定常光源と発光ダイオードを用いた。まず、定常光源として標準電球を使用した場合について述べる。トムソン散乱測定で得られる散乱パワー及び光子数は(7)式と(8)式から計算される。実際の測定で得られている散乱パワーは、入射パワー $P = 250 \text{ MW}$, $T_e \sim 700 \text{ eV}$, $n_e \sim 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ のパワーメーターのとき、チャンネル 2~5 は $0.3 \sim 0.1 \mu\text{W}$, チャンネル 8~12 は $0.1 \sim 0.01 \mu\text{W}$ 位である。しかし実際には、散乱測定装置の受光光学系 (プラズマから PMに入るまで) の透過率が約 20% であるので、各 PMで検出される散乱パワーは上述した値よりもその分だけ少なくなる。較正された標準電球の熱放射パワーは、チャンネル 2, 3, 4 及び 5 ではそれぞれ $0.063, 0.061, 0.059$ 及び $0.056 \mu\text{W}$ である (光源の位置での値)。

PMの高圧回路は立上り、立下がり $3 \mu\text{sec}$ 以下、ゲート時間 $3 \mu\text{sec}$ の低速度ゲートで制御されている。これはプラズマの生成段階で放射される強い可視光から PMを保護するために、散乱光受光の時間のみ PMを動作させる働きをする。但し、この実験においては低速度ゲート特性は直接データに関係しない。12チャンネルのPMの内チャンネル 2 から 5 までのPMの出力を4チャンネル・ゲート積分器の入力に接続した。ゲート積分器のゲート時間は、 $\Delta t_G = 21, 40, 50, 75$ 及び 100 n sec にした。このゲート積分器は最大ゲート時間が 100 n sec で

PMの出力をゲート積分器に通した時、回路系の帯域幅 Δf はゲート積分器のゲート時間 Δt_G より長いパルス信号又は連続信号の場合は Δt_G で決まる。ゲート時間 Δt_G より短いパルス信号 Δt_L の場合は Δt_G ではなく Δt_L で決まる。これより系の帯域幅はゲート時間 Δt_G 、あるいはパルス光の発光時間 Δt_L の内小さい方を Δt で表わすと

$$\Delta f = \frac{1}{2\Delta t} \quad (14)$$

となる。故にショット・ノイズは

$$S/N = \left(\frac{i_K \cdot \Delta t}{eF} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$

で表わされる。

4. ショット・ノイズの測定法

ルビー・レーザー散乱測定に使用しているPM (RCA-C31026) の出力変動がショット・ノイズであるならば、(15)式より変動の大きさ S/N 値が入射光量 (カソード電流 i_K に相当) とゲート積分器 (LRS-mode1227) のゲート時間 Δt_G あるいは短パルス信号のときには Δt_L との積の平方根に比例することが予想される。測定目的の第一はこの事実を確かめることである。第2の目的は、この変動の χ^2 検定を行ないPMの出力変動に有意性のないことを確かめることである。

実験の構成図が第2図に示してある。擬似散乱信号としては定常光源と発光ダイオードを用いた。まず、定常光源として標準電球を使用した場合について述べる。トムソン散乱測定で得られる散乱パワー及び光子数は(7)式と(8)式から計算される。実際の測定で得られている散乱パワーは、入射パワー $P = 250 \text{ MW}$, $T_e \sim 700 \text{ eV}$, $n_e \sim 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ のパワーメーターのとき、チャンネル 2~5 は $0.3 \sim 0.1 \mu\text{W}$, チャンネル 8~12 は $0.1 \sim 0.01 \mu\text{W}$ 位である。しかし実際には、散乱測定装置の受光光学系 (プラズマから PMに入るまで) の透過率が約 20% であるので、各 PMで検出される散乱パワーは上述した値よりもその分だけ少なくなる。較正された標準電球の熱放射パワーは、チャンネル 2, 3, 4 及び 5 ではそれぞれ $0.063, 0.061, 0.059$ 及び $0.056 \mu\text{W}$ である (光源の位置での値)。

PMの高圧回路は立上り、立下がり $3 \mu\text{sec}$ 以下、ゲート時間 $3 \mu\text{sec}$ の低速度ゲートで制御されている。これはプラズマの生成段階で放射される強い可視光から PMを保護するために、散乱光受光の時間のみ PMを動作させる働きをする。但し、この実験においては低速度ゲート特性は直接データに関係しない。12チャンネルのPMの内チャンネル 2 から 5 までのPMの出力を4チャンネル・ゲート積分器の入力に接続した。ゲート積分器のゲート時間は、 $\Delta t_G = 21, 40, 50, 75$ 及び 100 n sec にした。このゲート積分器は最大ゲート時間が 100 n sec で

ある。又、出力電圧は入力が $-5V \cdot n\ sec$ で $1V$ に対応する。4チャンネル・ゲート積分器の出力は、遅延回路とリレーを使用した接点切換回路（ゲート積分器及びレコーダー・コントロール）によりゲート積分器の出力チャンネル1から4までを順次レコーダーに記録させた。測定回数は、統計的変動を測定するのに十分な回数として100回とした。

PMの特性は上述した定常動作の場合と、実際にトムソン散乱測定で使用しているレーザー散乱信号のようなパルス動作とで違うことがしばしばある。これを確認するために光源として発光ダイオード(LED)を分光器の中に設置し(第2図)，多チャンネル・プリズム部を照らすことによってパルス動作状態に対してもPMの特性を調べた。このときゲート積分器のゲート時間は $60\ nsec$ に固定し、LEDの発光時間を $\Delta t_L = 14, 40$ 及び $60\ nsec$ とした。この場合の測定回数は、PMが定常動作とパルス動作とで異った応答をするかどうかを調べるだけであるから20回とした。

5. 実験結果

PMのチャンネル2～5までのゲート積分器のゲート時間 Δt_G 、あるいはLEDの発光時間 Δt_L に対するショット・ノイズのS/N値をプロットしたのが第3-a, b図である。ここでS/N値のSとしては100回、あるいは20回測定したPMの出力の平均値 \bar{v}_A を、Nとしては出力変動の標準偏差 σ で表わした。以後標準偏差 σ を電流変動分 $(\bar{i}_{A_n}^2)^{1/2}$ でなく電圧変動分 $(\bar{v}_{A_n}^2)^{1/2}$ で表わす。図中の黒丸が光源として標準電球を使用した定常測定の場合であり、白丸が光源としてLEDを使用したパルス測定のときである。又、図中に引いてある直線は、傾きを両対数グラフで $1/2$ と仮定して測定値から最小2乗法で求めた線である(i_K が一定のとき $S/N \propto \Delta t^{1/2}$)。

定常測定(第3図の黒丸)では各PMとも傾き $1/2$ の直線に対して最大6%以内の誤差で直線に乗る。更に傾き $1/2$ の直線に対する各測定値の χ^2 検定をすると、有意水準はPMのチャンネル2と5が99%，チャンネル3と4が100%になる。次にショット・ノイズによるS/N値の絶対値が実験から求めた値と合うかどうかを調べる。そのために、(16式)にS/Nの測定値を代入してPMの陰極感度を求める。PMの陰極感度を S_{PK} 、光源からPMに入るまでの受光光学系の透過率を ξ 、PMの光学的増感率(PMの表面にプリズムをつけて光が陰極面を2回通過するようにしてある)を m とすると、 i_K は

$$i_K = W_{SD} \cdot m \xi S_{PK} \quad (16)$$

で与えられる。これから各PMの $m \xi S_{PK}$ を求めると、チャンネル2, 3, 4及び5はそれぞれ $2.4, 2.9, 3.0$ 及び $3.8 \times 10^{-3} A/W$ になる。但し、この計算においてはPMの補正係数を $F = 1.5$ とした。次に m の予想値としては $1.0 \sim 2.0$ 程度である。又 ξ は光学系の経年変化とよびれの影響を考えると 0.5 から 0.1 程度まで低下していることが予想される。よって $m \xi$ の予想値 $0.1 \sim 0.5$ から中間値として $m \xi = 0.2$ と仮定すると、PMの陰極感度 S_{PK} はそれぞれ $1.2, 1.5,$

ある。又、出力電圧は入力が $-5\text{ V} \cdot \text{n sec}$ で 1 V に対応する。4チャンネル・ゲート積分器の出力は、遅延回路とリレーを使用した接点切換回路（ゲート積分器及びレコーダー・コントロール）によりゲート積分器の出力チャンネル1から4までを順次レコーダーに記録させた。測定回数は、統計的変動を測定するのに十分な回数として100回とした。

PMの特性は上述した定常動作の場合と、実際にトムソン散乱測定で使用しているレーザー散乱信号のようなパルス動作とで違うことがしばしばある。これを確認するために光源として発光ダイオード(LED)を分光器の中に設置し(第2図)，多チャンネル・プリズム部を照らすことによってパルス動作状態に対してもPMの特性を調べた。このときゲート積分器のゲート時間は 60 n sec に固定し、LEDの発光時間を $\Delta t_L = 14, 40$ 及び 60 n sec とした。この場合の測定回数は、PMが定常動作とパルス動作とで異った応答をするかどうかを調べるだけであるから20回とした。

5. 実験結果

PMのチャンネル2～5までのゲート積分器のゲート時間 Δt_G 、あるいはLEDの発光時間 Δt_L に対するショット・ノイズのS/N値をプロットしたのが第3-a, b図である。ここでS/N値のSとしては100回、あるいは20回測定したPMの出力の平均値 \bar{v}_A を、Nとしては出力変動の標準偏差 σ で表わした。以後標準偏差 σ を電流変動分 $(\bar{i}_{A_n}^2)^{1/2}$ でなく電圧変動分 $(\bar{v}_{A_n}^2)^{1/2}$ で表わす。図中の黒丸が光源として標準電球を使用した定常測定の場合であり、白丸が光源としてLEDを使用したパルス測定のときである。又、図中に引いてある直線は、傾きを両対数グラフで $1/2$ と仮定して測定値から最小2乗法で求めた線である(i_K が一定のとき $S/N \propto \Delta t^{1/2}$)。

定常測定(第3図の黒丸)では各PMとも傾き $1/2$ の直線に対して最大6%以内の誤差で直線に乗る。更に傾き $1/2$ の直線に対する各測定値の χ^2 検定をすると、有意水準はPMのチャンネル2と5が99%，チャンネル3と4が100%になる。次にショット・ノイズによるS/N値の絶対値が実験から求めた値と合うかどうかを調べる。そのために、如式にS/Nの測定値を代入してPMの陰極感度を求める。PMの陰極感度を S_{PK} 、光源からPMに入るまでの受光光学系の透過率を ξ 、PMの光学的増感率(PMの表面にプリズムをつけて光が陰極面を2回通過するようにしてある)を m とすると、 i_K は

$$i_K = W_{SD} \cdot m \xi S_{PK}$$

16

で与えられる。これから各PMの $m \xi S_{PK}$ を求めると、チャンネル2, 3, 4及び5はそれぞれ $2.4, 2.9, 3.0$ 及び $3.8 \times 10^{-3}\text{ A/W}$ になる。但し、この計算においてはPMの補正係数を $F = 1.5$ とした。次に m の予想値としては $1.0 \sim 2.0$ 程度である。又 ξ は光学系の経年変化とよごれの影響を考えると 0.5 から 0.1 程度まで低下していることが予想される。よって $m \xi$ の予想値 $0.1 \sim 0.5$ から中間値として $m \xi = 0.2$ と仮定すると、PMの陰極感度 S_{PK} はそれぞれ $1.2, 1.5,$

1.5 及び 1.9×10^{-2} A/W になる。ここで使用している PM (RCA-C31026) のカタログによると、波長感度補正した陰極感度は、平均値がそれぞれ 2.1, 2.2, 2.2 及び 2.3×10^{-2} A/W である。またカタログに記載されている陰極感度の最低値は、平均値よりもファクター 2 小さい値を挙げている。故に PM の S/N の測定値から求めた PM の陰極感度 ($1.2 \sim 1.9 \times 10^{-2}$ A/W) が、カタログに記載されている陰極感度の平均値 2.3×10^{-2} A/W と最低値 1.0×10^{-2} A/W の範囲内にある事が示された。このことは PM のショット・ノイズを記述した式¹⁵が絶対値的にも実験値とほぼ一致することを意味している。

光源として LED を使用したパルス測定 (第 3 図の白丸) では測定回数が少ないので、傾き $1/2$ の直線からのずれが多少目立つ。しかし、前述した傾き $1/2$ の直線に対する測定値の χ^2 検定をすると、有意水準は PM のチャンネル 2, 3, 4 及び 5 はそれぞれ 6.4%, 9.3%, 8.4% 及び 7.7% である。LED を使用したときのショット・ノイズ S/N の絶対値が大きいのは、LED の方が標準電球のときより放射光量が大きいためである。これは式¹⁵より、ゲート時間 (標準電球) と発光時間 (LED) の同じ値 $\Delta t = 40 \text{ n sec}$ についての平均出力 \bar{v}_A の比の平方根が、各々の S/N 値の比に等しい事から理解される。

各 PM (チャンネル 2 ~ 5) に対してゲート時間、あるいは LED の発光時間に対する平均出力 \bar{v}_A (mV), 標準偏差 $\sigma = (\bar{v}_{A_n}^2)^{1/2}$ (mV), χ^2 値及び $S/N = \bar{v}_A / \sigma$ 値を第 1 表に示す。定常測定の場合の自由度 $n = 99$ に対する有意水準 5 % の χ^2 両側検定値は、 $7.3 < \chi^2_{0.95} < 12.8$ である。チャンネル 2, 3 及び 4 はこの範囲に納まるが、チャンネル 5 は 5 個の測定値のうち 4 個が χ^2 の下側検定値 7.3 よりも多少小さい値を示した。このことはチャンネル 5 の PM の出力変動が小さく、変動の原因として統計的原因 (ランダム・プロセス) であるという仮説を放棄しても高々 2.5 % (χ^2 下側検定値) の危険性が残るということである。LED によるパルス測定の場合の自由度 $n = 19$ に対しては、 $8.9 < \chi^2_{0.95} < 33$ である。パルス測定の場合は各 PM ともこの範囲に納まる。故にチャンネル 5 の PM の定常測定の場合を除いて、各 PM ともその出力変動は有意水準 5 % 以内では統計的原因 (ランダム・プロセス) である事を示している。

以上述べてきたように各 PM とも定常測定の場合、出力変動はショット・ノイズの特性¹⁵と非常に良く一致する事が結論される。又、パルス測定の場合も上述したデータから各 PM とも定常状態と異なる動作をする事はないと結論される。

6. 実際のトムソン散乱測定例

JFT-2 のプラズマ (トロイダル磁場 14 kG, プラズマ電流 100 kA) で実際に測定したときの散乱スペクトルが第 4-a, b 図である。この測定ではゲート積分器をまだ使用していない。チャンネル 1 はレーザー光による装置の器壁散乱光 (迷光) が、又チャンネル 6 と 7 はプラズマからの H _{α} 線 (656.3 nm) の光が強いので、PM の高圧電源を印加していない。第 4-a, b 図は JFT-2 装置の外部的な実験条件がほぼ同じとき (但し、測定日時が異なるので、正確には全く同じプラズマ状態が実現されてはいない)、入射レーザー光パワーが大きい

1.5 及び 1.9×10^{-2} A/W になる。ここで使用している PM (RCA-C31026) のカタログによると、波長感度補正した陰極感度は、平均値がそれぞれ 2.1, 2.2, 2.2 及び 2.3×10^{-2} A/W である。またカタログに記載されている陰極感度の最低値は、平均値よりもファクター 2 小さい値を挙げている。故に PM の S/N の測定値から求めた PM の陰極感度 ($1.2 \sim 1.9 \times 10^{-2}$ A/W) が、カタログに記載されている陰極感度の平均値 2.3×10^{-2} A/W と最低値 1.0×10^{-2} A/W の範囲内にある事が示された。このことは PM のショット・ノイズを記述した式(15)が絶対値的にも実験値とはほぼ一致することを意味している。

光源として LED を使用したパルス測定 (第 3 図の白丸) では測定回数が少ないため、傾き $1/2$ の直線からのずれが多少目立つ。しかし、前述した傾き $1/2$ の直線に対する測定値の χ^2 検定をすると、有意水準は PM のチャンネル 2, 3, 4 及び 5 はそれぞれ 64%, 93%, 84% 及び 77% である。LED を使用したときのショット・ノイズ S/N の絶対値が大きいのは、LED の方が標準電球のときより放射光量が大きいためである。これは(15)式より、ゲート時間 (標準電球) と発光時間 (LED) の同じ値 $\Delta t = 40 \text{ n sec}$ についての平均出力 \bar{v}_A の比の平方根が、各々の S/N 値の比に等しい事から理解される。

各 PM (チャンネル 2 ~ 5) に対してゲート時間、あるいは LED の発光時間に対する平均出力 \bar{v}_A (mV), 標準偏差 $\sigma = (\bar{v}_{An}^2)^{1/2}$ (mV), χ^2 値及び $S/N = \bar{v}_A / \sigma$ 値を第 1 表に示す。定常測定の場合の自由度 $n = 99$ に対する有意水準 5% の χ^2 両側検定値は, $73 < \chi^2_{0.95} < 128$ である。チャンネル 2, 3 及び 4 はこの範囲に納まるが、チャンネル 5 は 5 個の測定値のうち 4 個が χ^2 の下側検定値 73 よりも多少小さい値を示した。このことはチャンネル 5 の PM の出力変動が小さく、変動の原因として統計的原因 (ランダム・プロセス) であるという仮説を放棄しても高々 2.5% (χ^2 下側検定値) の危険性が残るということである。LED によるパルス測定の場合の自由度 $n = 19$ に対しては, $8.9 < \chi^2_{0.95} < 33$ である。パルス測定の場合は各 PM ともこの範囲に納まる。故にチャンネル 5 の PM の定常測定の場合を除いて、各 PM ともその出力変動は有意水準 5% 以内では統計的原因 (ランダム・プロセス) である事を示している。

以上述べてきたように各 PM とも定常測定の場合、出力変動はショット・ノイズの特性(15)式と非常に良く一致する事が結論される。又、パルス測定の場合も上述したデータから各 PM とも定常状態と異なる動作をする事はないと結論される。

6. 実際のトムソン散乱測定例

JFT-2 のプラズマ (トロイダル磁場 14 kG, プラズマ電流 100 kA) で実際に測定したときの散乱スペクトルが第 4-a, b 図である。この測定ではゲート積分器をまだ使用していない。チャンネル 1 はレーザー光による装置の器壁散乱光 (迷光) が、又チャンネル 6 と 7 はプラズマからの H _{α} 線 (656.3 nm) の光が強いので、PM の高圧電源を印加していない。第 4-a, b 図は JFT-2 装置の外部的な実験条件がほぼ同じとき (但し、測定日時が異なるので、正確には全く同じプラズマ状態が実現されてはいない)、入射レーザー光パワーが大きい

とき(251MW)と小さいとき(37MW)の比較である。図中の白丸が4~5ショットの散乱パワーの平均値で、誤差範囲の上限と下限は4~5ショットの中で最大と最小散乱パワーを示している。第4図の直線は、これら平均値群の散乱スペクトルがガウス分布曲線をするものと仮定して、付録に示す最小2乗テーラー微分補正法⁴⁾を用いた電子温度・密度の計算コードにより求めたものである。これから求めた電子温度はそれぞれ 748 ± 76 eV(第4-a図)と 712 ± 83 eV(第4-b図)である。ここで求めた温度の誤差幅は、PMのショット・ノイズのため生ずるガウス分布曲線からの測定値のずれによるものである。図中の点線はショット・ノイズの $S/N = 1$ を与える散乱パワー $2 \times 10^{-3} \mu\text{W}$ (実験値)から求めたショット・ノイズ(標準偏差 σ)の範囲である。但し、このときの帯域幅は $\Delta f = 100 \text{ MHz}$ である。

第4-a, b図から同じプラズマ・パラメータ(T_e, n_e)では、入射レーザー・パワーが少なくなると散乱パワーも少なくなり、それに応じてショット・ノイズとして散乱パワーの変動する範囲が大きくなる事が示されている。又、散乱パワーの平均値はもとより、その変動の上限と下限の散乱パワーも、ショット・ノイズとして期待される誤差範囲内(第4図の点線)にはさみに入る事が示される。

第5図は第4図に示した条件、つまりトロイダル磁場 $B_t = 14 \text{ kG}$ 、プラズマ電流 $I_p = 100 \text{ kA}$, 25 m sec における各ショット毎の電子温度を示している(図中の×印)。白丸は上述した散乱パワーの平均値から求めた値である。この図ではショット・ノイズで決まる誤差範囲を越える電子温度の値が測定されている。このことは各ショット毎の電子温度、密度の変動が、ショット・ノイズのみで生じているのでなく、プラズマ温度の再現性が充分でないことを示している。具体的には第5図の右側のレーザー出力パワー251MWの場合を採用すると、ショット・ノイズによる誤差範囲 $\Delta T_s \approx \pm 76 \text{ eV}$ に対し、再現性によると考えられる電子温度の幅 $\Delta T_r \approx \pm 135 \text{ eV}$ である。つまり現在採用した一連のレーザー散乱測定例では、ショット・ノイズによる誤差が約10%, 再現性によるそれが約18%であった。^{*}

7. 結 言

擬似散乱信号を用いたショット・ノイズ評価の実験結果と、高温トカマク・プラズマ(JFT-2)の測定結果から以下の事が結論される。

- (1) PMの出力変動がショット・ノイズの式(5)に良く合い、しかも χ^2 検定によりその変動に有意性のないこと、すなわちランダム・プロセスである事が結論された。
- (2) JFT-2プラズマのトムソン散乱測定結果より、散乱スペクトルにおいて各チャンネルの信号の変動が、ショット・ノイズから予期される変動幅以内のバラツキである事が示された。

*もちろん実験条件によっては $\Delta T_r \lesssim \Delta T_s$ の場合もある。この場合はショット・ノイズによる変動分が誤差の主因であることを示している。

とき(251MW)と小さいとき(37MW)の比較である。図中の白丸が4~5ショットの散乱パワーの平均値で、誤差範囲の上限と下限は4~5ショットの中で最大と最小散乱パワーを示している。第4図の直線は、これら平均値群の散乱スペクトルがガウス分布曲線をするものと仮定して、付録に示す最小2乗テーラー微分補正法⁴⁾を用いた電子温度・密度の計算コードにより求めたものである。これから求めた電子温度はそれぞれ 748 ± 76 eV(第4-a図)と 712 ± 83 eV(第4-b図)である。ここで求めた温度の誤差幅は、PMのショット・ノイズのため生ずるガウス分布曲線からの測定値のずれによるものである。図中の点線はショット・ノイズの $S/N = 1$ を与える散乱パワー $2 \times 10^{-3} \mu\text{W}$ (実験値)から求めたショット・ノイズ(標準偏差 σ)の範囲である。但し、このときの帯域幅は $\Delta f = 100 \text{ MHz}$ である。

第4-a, b図から同じプラズマ・パラメータ(T_e, n_e)では、入射レーザー・パワーが少なくなると散乱パワーも少なくなり、それに応じてショット・ノイズとして散乱パワーの変動する範囲が大きくなる事が示されている。又、散乱パワーの平均値はもとより、その変動の上限と下限の散乱パワーも、ショット・ノイズとして期待される誤差範囲内(第4図の点線)にはに入る事が示される。

第5図は第4図に示した条件、つまりトロイダル磁場 $B_t = 14 \text{ kG}$ 、プラズマ電流 $I_p = 100 \text{ kA}$, 25 m sec における各ショット毎の電子温度を示している(図中の×印)。白丸は上述した散乱パワーの平均値から求めた値である。この図ではショット・ノイズで決まる誤差範囲を越える電子温度の値が測定されている。このことは各ショット毎の電子温度、密度の変動が、ショット・ノイズのみで生じているのでなく、プラズマ温度の再現性が充分でないことを示している。具体的には第5図の右側のレーザー出力パワー251MWの場合を採用すると、ショット・ノイズによる誤差範囲 $\Delta T_s \approx \pm 76 \text{ eV}$ に対し、再現性によると考えられる電子温度の幅 $\Delta T_r \approx \pm 135 \text{ eV}$ である。つまり現在採用した一連のレーザー散乱測定例では、ショット・ノイズによる誤差が約10%, 再現性によるそれが約18%であった。^{*}

7. 結 言

擬似散乱信号を用いたショット・ノイズ評価の実験結果と、高温トカマク・プラズマ(JFT-2)の測定結果から以下の事が結論される。

- (1) PMの出力変動がショット・ノイズの式(15)に良く合い、しかも χ^2 検定によりその変動に有意性のないこと、すなわちランダム・プロセスである事が結論された。
- (2) JFT-2プラズマのトムソン散乱測定結果より、散乱スペクトルにおいて各チャンネルの信号の変動が、ショット・ノイズから予期される変動幅以内のバラツキである事が示された。

*もちろん実験条件によっては $\Delta T_r \lesssim \Delta T_s$ の場合もある。この場合はショット・ノイズによる変動分が誤差の主因であることを示している。

以上のことから低密度高温プラズマのレーザー光トムソン散乱測定において、雑音の主因がショット・ノイズであることが結論される。このショット・ノイズを改善する方法の1つは、PMからの散乱電気信号をゲート積分器に入力させ、電気回路の帯域幅 Δf を小さくすることである。しかし系の帯域幅は、ゲート積分器を使用してもルビー・レーザー光のパルス幅で決まる帯域幅以下にはならない。即ちゲート積分器を使用しないとき、原研のトムソン散乱測定装置の前置増幅器を入れた状態での電気回路系の帯域幅が $\Delta f = 100\text{MHz}$ であり、ゲート積分器を使用するとパルス・レーザー光の帯域幅は約 25MHz であることから、ショット・ノイズのS/N比はファクター2改善される事になる。現在、原研ルビー・レーザー光トムソン散乱測定装置にゲート積分器を取付ける準備中である。

更にショット・ノイズを改善する方法は、散乱光光子を直接カウントする測定器の開発である。あるいは、ルビー・レーザー光の出力パワーを上げることである。しかし、ルビー・レーザーでは出力 500MW (10J)が限界に近いので、これ以上の高出力化は望めない。又、ルビー・レーザー光は発振波長が 694.3nm と赤外に近い。この波長領域での光電子増倍管の量子効率は、にかだか約5%である。よってこの波長領域で量子効率の高い光電陰極面の開発^{*}や、暗電流の少ない半導体検出器(量子効率は高い)が開発されることが望まれる。

更にショット・ノイズの改善のみならず、プラズマ発生装置の一回のショットで温度・密度の時間変化を測定可能ならしめる2次高調波を利用した多パルス・ガラス・レーザー⁵⁾や、高出力連続発振レーザーの開発が待たれる。

謝　　辞

本報告の内容はJFT-2, 2a 装置での実験におけるトムソン散乱測定のデータ整理のため行なったものであり、本実験に協力していただき、有益な議論をいただいた山内俊彦氏^{**}およびプラズマ計測グループ各位に感謝いたします。種々御討論をいただいた藤沢　登氏はじめとするJFT-2グループおよびJFT-2aグループの各位に感謝いたします。実験にあたりJFT-2, 2a を運転された国枝俊介氏をはじめとする装置技術管理グループの各氏に感謝いたします。また本研究の遂行中常に激励をいただいた田中正俊プラズマ実験研究室室長、森茂核融合研究部部長に感謝の意を表します。

最後に本研究を行うにあたり種々御配慮いただき、又終始激励をたまわった日大理工学部吉村久光教授に感謝の意を表します。

* Ga-As 光電陰極面では10%以上30%程度まで可能であり、PMの光電陰極面として実用化されつつある。

** 名古屋大学工学部在学中、核融合研究部特別研究生

以上のことから低密度高温プラズマのレーザー光トムソン散乱測定において、雑音の主因がショット・ノイズであることが結論される。このショット・ノイズを改善する方法の1つは、PMからの散乱電気信号をゲート積分器に入力させ、電気回路の帯域幅 Δf を小さくすることである。しかし系の帯域幅は、ゲート積分器を使用してもルビー・レーザー光のパルス幅で決まる帯域幅以下にはならない。即ちゲート積分器を使用しないとき、原研のトムソン散乱測定装置の前置增幅器を入れた状態での電気回路系の帯域幅が $\Delta f = 100\text{MHz}$ であり、ゲート積分器を使用するとパルス・レーザー光の帯域幅は約 25MHz であることから、ショット・ノイズのS/N比はファクター2改善される事になる。現在、原研ルビー・レーザー光トムソン散乱測定装置にゲート積分器を取付ける準備中である。

更にショット・ノイズを改善する方法は、散乱光光子を直接カウントする測定器の開発である。あるいは、ルビー・レーザー光の出力パワーを上げることである。しかし、ルビー・レーザーでは出力 500MW (10J)が限界に近いので、これ以上の高出力化は望めない。又、ルビー・レーザー光は発振波長が 694.3mm と赤外に近い。この波長領域での光電子増倍管の量子効率は、いかだか約5%である。よってこの波長領域で量子効率の高い光電陰極面の開発^{*}や、暗電流の少ない半導体検出器(量子効率は高い)が開発されることが望まれる。

更にショット・ノイズの改善のみならず、プラズマ発生装置の一回のショットで温度・密度の時間変化を測定可能ならしめる2次高調波を利用した多パルス・ガラス・レーザー⁵⁾や、高出力連続発振レーザーの開発が待たれる。

謝　　辞

本報告の内容はJFT-2, 2a 装置での実験におけるトムソン散乱測定のデータ整理のために行なったものであり、本実験に協力していただき、有益な議論をいただいた山内俊彦氏^{**}およびプラズマ計測グループ各位に感謝いたします。種々御討論をいただいた藤沢　登氏はじめとするJFT-2グループおよびJFT-2aグループの各位に感謝いたします。実験にあたりJFT-2, 2a を運転された国枝俊介氏をはじめとする装置技術管理グループの各氏に感謝いたします。また本研究の遂行中常に激励をいただいた田中正俊プラズマ実験研究室室長、森茂核融合研究部部長に感謝の意を表します。

最後に本研究を行うにあたり種々御配慮いただき、又終始激励をたまわった日大理工学部吉村久光教授に感謝の意を表します。

* Ga-As 光電陰極面では10%以上30%程度まで可能であり、PMの光電陰極面として実用化されつつある。

** 名古屋大学工学部在学中、核融合研究部特別研究生

参考文献

- 1) N. Fujisawa et al : 5 th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research.
(Tokyo , 1974) CN-33/A1-1
- 2) Y. Shimomura et al : private communication
- 3) 的場, 船橋, 安藤: JAERI-M 5515 (1974)
- 4) 的場, 船橋: JAERI-M 6239 (1975)
- 5) 山内, 的場, 船橋 : JAERI-M 投稿予定 (1976)

付録 トムソン散乱による電子温度・密度測定データの計算機処理コード
(LASCAT-I)

トオマク用レーザー散乱測定装置では一般的に散乱出力が小さいので本報告で述べてきたようにPMの出力にはかなりのショット・ノイズ成分が含まれている。従って各PMの出力をガウス分布曲線に合わせる時に2乗誤差を最小にするようなパラメータに決定すべきである。ここではティラー微分補正法⁴⁾を使用してガウス分布曲線に合わせる計算機コードについての概略的な説明とプログラムを示す。

I 入 力

(1) PM (ch 1, ……, ch 12) の較正值 ($\mu\text{W}/\text{mV}$) と PD (ch 13) の較正值 (MW/V)

1000 FORMAT (6E12. 0)

(2) PM (ch 1, ……, ch 12) の S/N=1 のときの入射光量 (μW) と周波数帯域 (Hz)

1100 FORMAT (6E12. 0)

(3) 測定条件

(a) 測定対象のプラズマ : JFT-2 のとき +1. 0, JFT-2a のとき -1. 0

トロイダル磁場強度 : (kG)

プラズマ電流 : (kA)

日付

1200 FORMAT (3F12. 0, I8)

(b) 測定位置 : X (mm), Y (mm)

測定時刻 : T (msec)

1201 FORMAT (3F12. 0)

(4) 測定データ

(a) 電気ノイズ : PM (ch 1, ……, ch 12) (mV)

1300 FOMAT (12F6. 0)

(b) 迷光 : PM (ch 1, ……, ch 12) (mV), PD (ch 13) (V)

1400 FORMAT (13F6. 0)

(c) プラズマ光 : PM (ch 1, ……, ch 12) (mV)

1500 FORMAT (12F6. 0)

(d) 分光器の設定波長 : (Å)

1600 FORMAT (F12. 0)

(e) 散乱光 : 放電回数, PM (ch 2, ……, ch 12) (mV), PD (ch 13) (V)

1700 FORMAT (I6, 12F6. 0)

(5) データ処理終了制御 : +1. 0 で(3)に帰り, 次のデータ群を処理し, -1. 0 で終了する。

II 処理

- (1) 迷光：単位レーザーパワー（1MW）当たりの迷光量を計算して平均を出す。
- (2) プラズマ光：N回の測定値から平均値と分散を計算する。
- (3) 散乱光：各PM毎の散乱光量は(6)式より近似的に

$$W_{SD} = W_S \cdot 2 \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \cdot \frac{\Delta \lambda_D}{\Delta \lambda_{1/2}} \cdot e^{-\frac{4 \ln 2 (\lambda - \lambda_i)^2}{\Delta \lambda_{1/2}^2}} \quad (W) \quad (16)$$

となる。但し $\Delta \lambda_{1/2}$ は(4)式よりルビーレーザー光の90°散乱として

$$\Delta \lambda_{1/2}^{\circ} (A) = K \sqrt{T_e} = \begin{cases} 0.30025 \sqrt{T_e} & (\text{°K}) \\ 3.235 \sqrt{T_e} & (\text{eV}) \end{cases} \quad (17)$$

である。ここで

$$A = 2 \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \cdot \frac{\Delta \lambda_D}{K}, \quad B(\lambda) = \frac{4 \ln 2}{K^2} (\lambda - \lambda_i)^2 \quad (18)$$

とおけば

$$W_{SD} = A \cdot \frac{W_S}{\sqrt{T_e}} \cdot e^{-\frac{B(\lambda)}{T_e}} \quad (19)$$

である。

- (a) 片対数直線近似（最小2乗法）

(19)式の両辺の対数をとって

$$\ln W_{SD} = \ln \left(\frac{AW_S}{\sqrt{T_e}} \right) - \frac{B(\lambda)}{T_e} \quad (20)$$

として、実測データ ($B(\lambda)$, $\ln W_{SDM}$) の組に対して

$$\Delta \equiv n \sum B(\lambda)^2 - (\sum B(\lambda))^2 \quad (21)$$

と定義すれば、最小2乗法により T_e , $\ln \frac{AW_S}{\sqrt{T_e}}$ は次の様に求まる。

$$\left. \begin{aligned} T_e &= \frac{\Delta}{\sum B(\lambda) \sum \ln W_{SDM} - n \sum B(\lambda) \ln W_{SDM}} \\ \ln \frac{AW_S}{\sqrt{T_e}} &= \frac{\sum B(\lambda)^2 \sum \ln W_{SDM} - \sum B(\lambda) \sum B(\lambda) \ln W_{SDM}}{\Delta} \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

求まった T_e , W_s は T_{eL} , W_{sL} と表示する。

(b) テイラー微分補正法によるガウス分布曲線近似(19式より)

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial W_{sD}}{\partial W_s} &= \frac{A}{\sqrt{T_e}} e^{-\frac{B(\lambda)}{T_e}} \\ \frac{\partial W_{sD}}{\partial T_e} &= -W_{sD} \left(\frac{1}{2T_e} - \frac{B(\lambda)}{T_e^2} \right) \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

$$R_i = W_{sD} - W_{sDM} \quad (24)$$

W_s , T_e の初期値として W_{sL} , T_{eL} を使うことにして次の諸量を計算する。

$$\begin{aligned} D11 &= \sum_i^n \left(\frac{\partial W_{sD}}{\partial W_s} \right)^2, \quad D12 = \sum_i^n \frac{\partial W_{sD}}{\partial W_s} \cdot \frac{\partial W_{sD}}{\partial T_e}, \quad D22 = \sum_i^n \left(\frac{\partial W_{sD}}{\partial T_e} \right)^2 \\ R1 &= -\sum_i^n \frac{\partial W_{sD}}{\partial W_s} \cdot R_i, \quad R2 = -\sum_i^n \frac{\partial W_{sD}}{\partial T_e} \cdot R_i \end{aligned} \quad (25)$$

W_s , T_e の補正值 δW_s , δT_e は次式により求まる。

$$\begin{bmatrix} D11, D12 \\ D12, D22 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta W_s \\ \delta T_e \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R1 \\ R2 \end{bmatrix} \quad (26)$$

次に新しい初期値として

$$\left. \begin{aligned} W_s &= W_s + \delta W_s \\ T_e &= T_e + \delta T_e \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

をとり上記の計算を繰返して W_s , T_e の収束値を求める。求まった T_e , W_s は T_{eG} , W_{sG} と表示する。

(c) χ^2 値

T_{eG} , W_{sG} に対応する W_{sD} を計算し、次にこの W_{sD} より各 PM のショット・ノイズ W_{ND} を計算する。これらの値より

$$\chi^2 = \sum^n \frac{(W_{sDM} - W_{sD})^2}{W_{ND}^2} \quad (\text{自由度 } n) \quad (28)$$

(d) RMS 誤差

ここでは次式により計算する。

$$\text{RMS ER} = \frac{\sqrt{\sum (W_{sD} - W_{sDM})^2}}{\sum W_{sD}} \quad (29)$$

(e) 電子密度

(5)式を変形して

$$n_e = \frac{W_{SG}}{\frac{d\sigma_e}{d\varrho} \cdot P \cdot dz \cdot d\varrho \cdot r} \quad (30)$$

但し

$$\frac{d\sigma_e}{d\varrho} = 7.9384 \times 10^{-26} \text{ (cm}^2/\text{sterad.)}$$

 r ; 較正係数 (通常は 1.0 となる)(4) 散乱光の平均値 : PM の各 ch 毎に散乱光量を平均しておいて(3)の計算をする。但し各放電毎の χ^2 が確率 0.01 になる χ_0^2 より大きくなれば平均計算には使わないことにする。

III 出力

(1) 測定条件

(2) 迷光 : 1 MW当たりの迷光量 (W)

プラズマ光とその分散 : (W)

(3) 散乱光 :

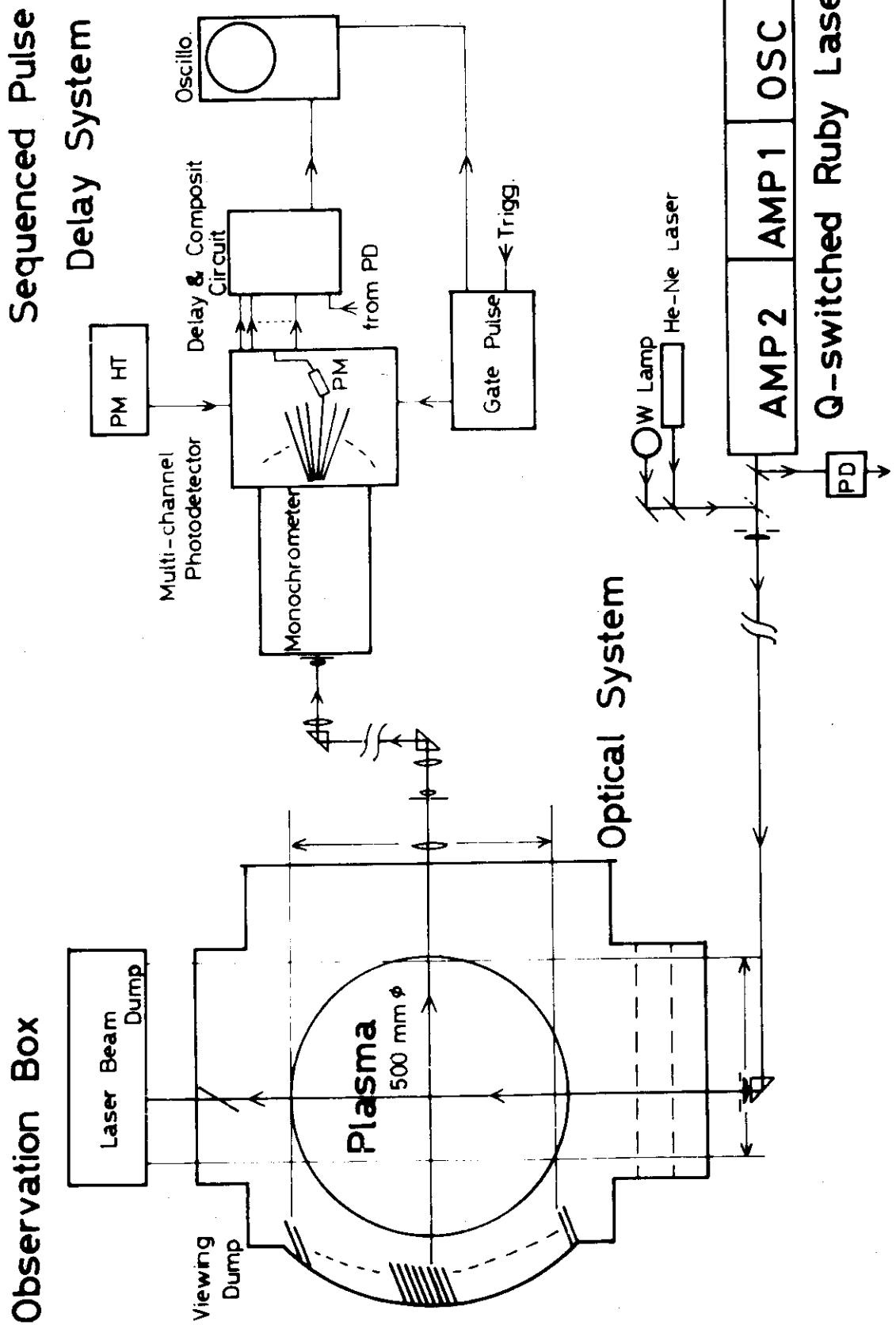
(a) 放電回数と分光器の設定波長

(b) T_{eL} と W_{SL} 及び W_{SDL} (c) T_{eG} と W_{SG} 及び n_e RMS ER と χ^2 値(d) W_{SDM} , W_{SDG} , W_{NDG} , レーザーパワー

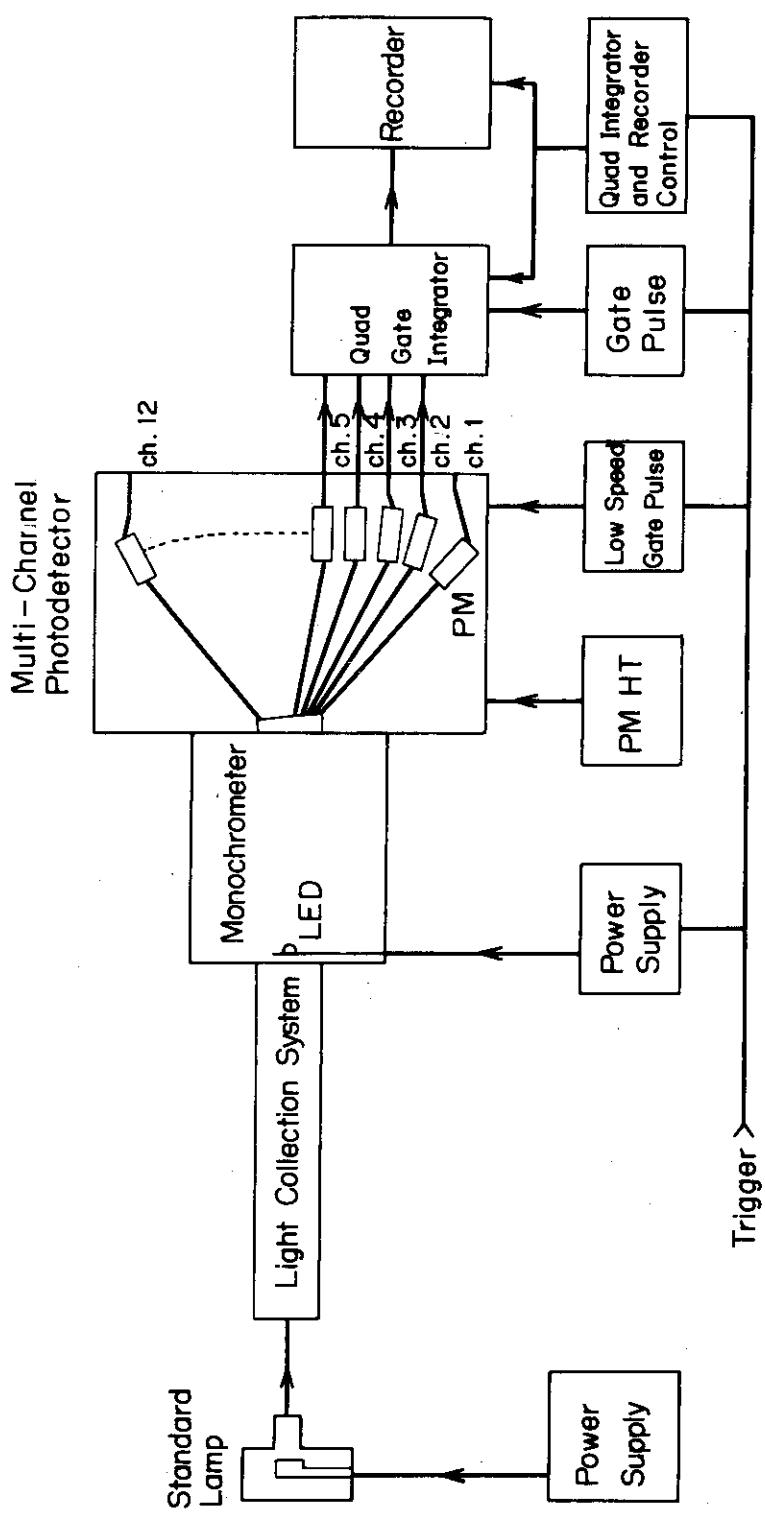
(4) 散乱光の平均値

IV プログラム

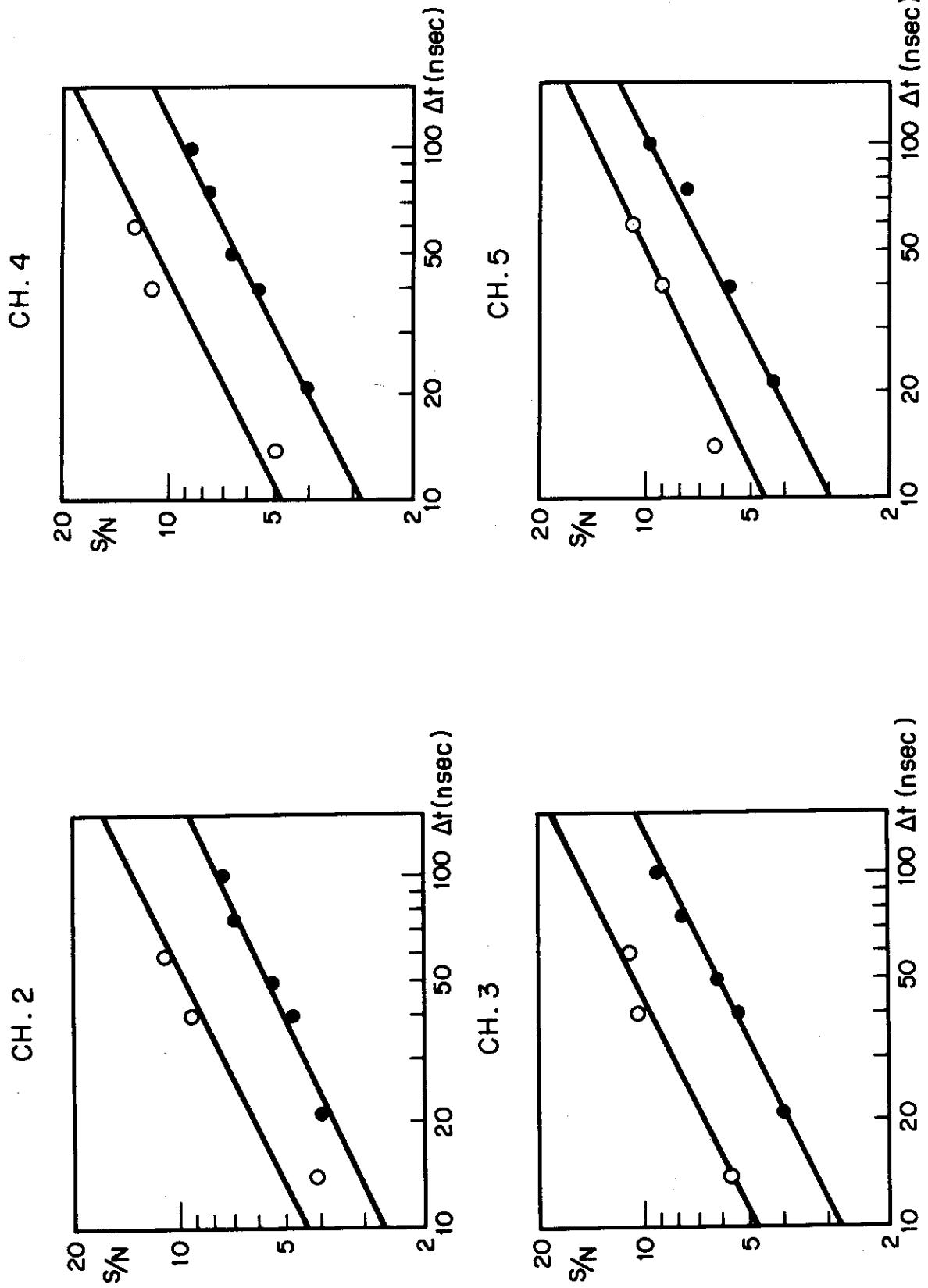
付図 1 に示す。

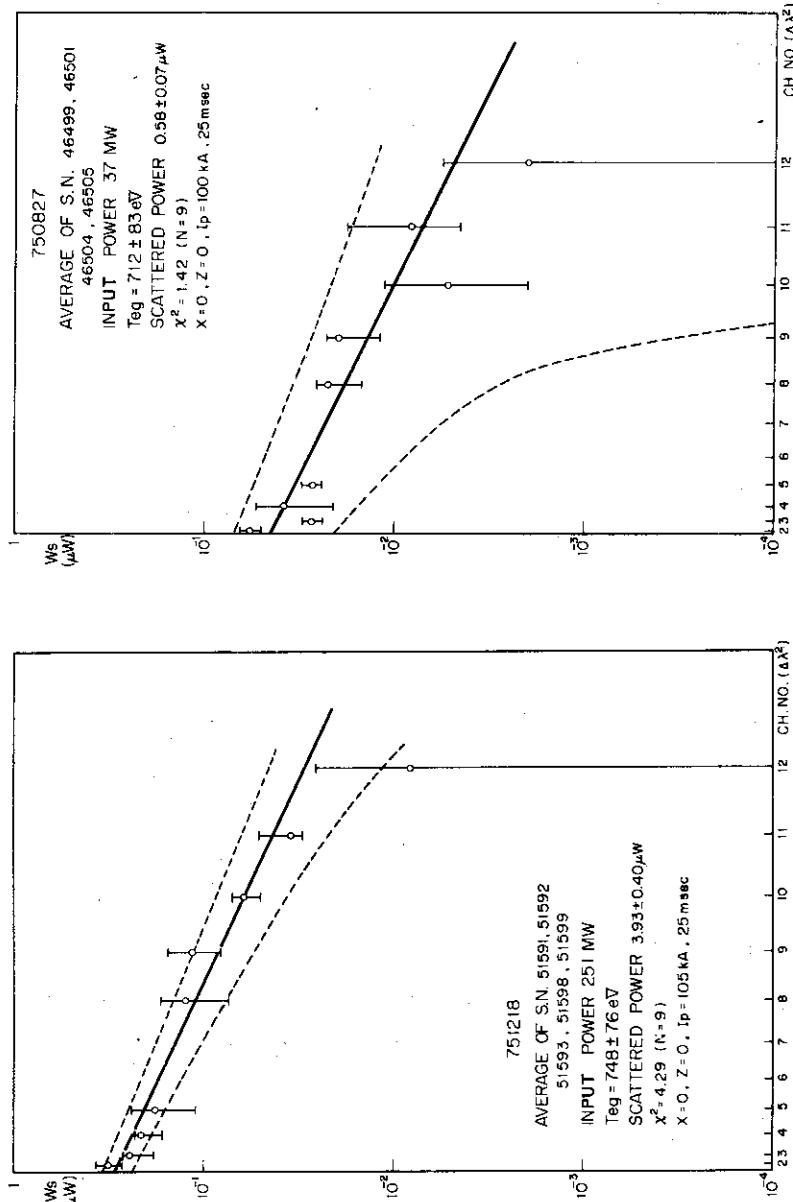


第1図 原研トムソン散乱測定概略構成図



第2図 ショウト・ノイズ測定の概略構成図

第3-a図 ショット・ノイズ S/N 値のゲート時間 Δt 依存性第3-b図 ショット・ノイズ S/N 値のゲート時間 Δt 依存性



(a)

(b)

第4図 JFT-2プラズマの散乱スペクトル

第5図 JFT-2プラズマの電子温度再現性

第1-a表 ショット・ノイズ測定結果

CH. 2

LIGHT SOURCE	DATA	Δt (nsec)	\bar{V}_A (mV)	σ (mV)	χ^2	$S/N = \bar{V}_A/\sigma$
STANDARD LAMP	21	14.8	3.72	99.0	3.98	
	40	28.5	5.93	122	4.81	
	50	36.1	6.67	122	5.41	
	75	55.0	7.82	110	7.03	
	100	68.1	8.98	117	7.58	
	LIGHT EMITTED DIODE	14 40 60	26.6 71.1 87.6	6.47 7.68 7.82	29.9 15.8 13.3	4.11 9.26 11.2

CH. 3

LIGHT SOURCE	DATA	Δt (nsec)	\bar{V}_A (mV)	σ (mV)	χ^2	$S/N = \bar{V}_A/\sigma$
STANDARD LAMP	21	13.0	3.20	78.3	4.06	
	40	26.2	4.97	93.1	5.27	
	50	33.3	5.41	87.2	6.16	
	75	51.2	6.59	83.9	7.77	
	100	63.2	6.78	72.0	9.32	
	LIGHT EMITTED DIODE	14 40 60	25.4 70.4 91.7	4.45 6.73 8.34	14.8 12.2 14.4	5.71 10.5 11.0

CH. 4

LIGHT SOURCE	DATA	Δt (nsec)	\bar{V}_A (mV)	σ (mV)	χ^2	$S/N = \bar{V}_A/\sigma$
STANDARD LAMP	21	13.4	3.37	84.3	3.98	
	40	25.9	4.60	81.1	5.63	
	50	31.3	4.65	68.4	6.73	
	75	50.0	6.53	84.4	7.66	
	100	62.0	7.09	80.2	8.74	
	LIGHT EMITTED DIODE	14 40 60	27.2 69.5 90.8	5.55 6.34 7.31	21.5 11.0 11.2	4.90 11.0 12.4

CH. 5

LIGHT SOURCE	DATA	Δt (nsec)	\bar{V}_A (mV)	σ (mV)	χ^2	$S/N = \bar{V}_A/\sigma$
STANDARD LAMP	21	13.3	3.12	72.5	4.26	
	40	24.4	4.22	72.2	5.78	
	50	30.9	4.58	67.1	6.75	
	75	48.5	6.37	82.8	7.61	
	100	61.2	6.27	63.5	9.76	
	LIGHT EMITTED DIODE	14 40 60	26.4 70.4 92.8	4.22 7.88 8.61	12.8 16.8 15.2	6.26 8.93 10.8

付図 1 トムソン散乱データ処理コード (LASCAT-1)

```

C      LASCAT I
C      MEASURING VALUES OF ELECTRON TEMPERATURE AND DENSITY BY THOMSON SCATTERING
1      DOUBLE PRECISION D11,D12,D22,DFW,DFT,DD,R,R1,R2+WSDD
2      DIMENSION B(12),EN(12),PL(12),PLM(12),PLM2(12),PMC(13),PMN(13),S(1
3      13),SL(13),SLM(12),SS(13),WND(12),WSD(12)
C      COLLECTION VALUES OF PM AND FD
C      PM FROM 1 TO 12: MICROWATT/MV , PD 13: MW/V
3      READ(5,1000)(PMC(I),I=1,13)
4      1000 FORMAT(6E12.5)
C      NOISE EQUIVALENT POWER S/N: MICROWATT/MV
5      READ(5,1100)(PMN(I),I=1,13)
6      1100 FORMAT(6E12.5)
C      INPUT DATA
C      PLASMA PARAMETERS
C      JFT-2: +1 ,JFT-2A: -1 ,TOROIDAL FIELD: KG , PLASMA CURRENT: KA , DATE
7      24 READ(5,1200)TN,BT,PC,ND
8      1200 FORMAT(3F12.0,18)
C      MEASURING POSITIONS AND TIME: X: MM , Y: MM , T: MSEC
9      READ(5,1201)X,Y,T
10     1201 FORMAT(3F12.0)
C      1 STRAY LIGHT
11     N1=0
12     DO 100 I=1,12
13     100 SLM(I)=0.0
C      ELECTRICAL NOISE
C      MV
14     READ(5,1300)(EN(I),I=1,12)
15     1300 FORMAT(12F6.0)
C      MV , CH 13: V , END: -200.0
16     2 READ(5,1400)(SL(I),I=1,13)
17     1400 FORMAT(13F6.0)
18     IF(SL(I).LT.-100.0) GO TO 1
19     DO 110 I=1,12
20     110 SLM(I)=SLM(I)+(SL(I)-EN(I))/SL(13)
21     N1=N1+1
22     GO TO 2
23     1 DO 120 I=1,12
24     SLM(I)=SLM(I)*PMC(I)/FLOAT(N1)/PMC(13)*1.0E-6
25     IF(SLM(I).LT.0.0)GO TO 3
26     GO TO 4
27     3 SLM(I)=0.0
28     4 CONTINUE
29     120 CONTINUE
C      2 PLASMA LIGHT
30     N2=0
31     DO 200 I=1,12
32     PLM(I)=0.0
33     200 PLM2(I)=0.0
C      MV , END: -200.0
34     6 READ(5,1500)(PL(I),I=1,12)
35     1500 FORMAT(12F6.0)
36     IF(PL(I).LT.-100.0) GO TO 5
37     DO 210 I=1,12
38     PLX=PL(I)
39     PLM(I)=PLM(I)+PLX
40     210 PLM2(I)=PLM2(I)+PLX*PLX
41     N2=N2+1
42     GO TO 6
43     5 XN2=FLOAT(N2)
44     DO 220 I=1,12
45     IF(N2.E0.1)GO TO 56
46     PLM2(I)=SQRT((PLM2(I)-PLM(I)**2/XN2)/(XN2-1.0))*PMC(I)*1.0E-6
47     GO TO 57
48     56 PLM2(I)=0.0
49     57 PLM(I)=(PLM(I)/XN2-EN(I))*PMC(I)*1.0E-6
50     IF(PLM(I).LT.0.0)GO TO 7
51     GO TO 8
52     7 PLM(I)=0.0
53     8 CONTINUE
54     220 CONTINUE
C      OUT PUT I (STRAY LIGHT AND PLASMA LIGHT)
55     IF(TN.LT.0.0)GO TO 9
56     *WRITE(6,2000)ND,BT,PC,X,Y,T
57     2000 FORMAT(1H1//20X,22HJFT-2 PLASMA PARAMETER,10X,6HDATE :18/1H0,20X,3
1HBT=E12.5,3X,2HKG,7X,3HIP=E12.5,3X,2HKA/1H0,20X,50HMEASURING POSIT
2IONS AND TIME OF THOMSON SCATTERING/1H0,20X,2HX=F6.1,2X,2HMM,8X,2H
3Y=F6.1,2X,2HMM,8X,2HT=F6.1,2X,4HMSEC)
```

```

58      GO TO 10
59      9 WRITE(6,2001)ND,BT,PG,X,Y,T
60      2001 FORMAT(1H1/20X,23HJFT-2A PLASMA PARAMETER,10X,6HDATE :1A/1H0,20X,3
       1HET=E12.5,3X,2HKG,7X,3HIP=E12.5,3X,2HKA/1H0,20X,50HMEASURING POSIT
       2ICONS AND TIME OF THOMSON SCATTERING/1H0,20X,2HX=F6.1,2X,2HMM,8X,2H
       3Y=F6.1,2X,2HMM,8X,2HT=F6.1,2X,4HMSEC)
61      10 CONTINUE
62      WRITE(6,2100)
63      2100 FORMAT(1H0,20X,14HOUT-PUT DATA :1/1H0,20X,4HCH 2+6X,4HCH 3,6X,4HCH
       14,6X,4HCH 5,6X,4HCH 6+6X,4HCH 7,6X,4HCH 8,6X,4HCH 9+6X,5HCH 10,5X,
       25HCH 11,5X,5HCH 12,2X,3H(W))
64      WRITE(6,2200)(SLM(I),I=2,12)
65      2200 FORMAT(1H0,5%,11HSTRAY LIGHT+4X,11E10,3)
66      WRITE(6,2300)(PLM(I),I=2,12)
67      2300 FORMAT(1HU,5X,12HPLASMA LIGHT,3X,11E10,3)
68      WRITE(6,2400)(PLM2(I),I=2,12)
69      2400 FORMAT(1H0,5X,9HDELTA PLM+6X,11E10,3)
C   3 SCATTERING LIGHT
70      WRITE(6,2500)
71      2500 FORMAT(1H0/20X,16HSCATTERING LIGHT)
72      NS=0
C   WAVELENGTH OF MONOCHROMETER : ANGSTROM
73      READ(5,1600)CL
74      1600 FORMAT(F12.0)
75      A=DSQRT(ALOG(2.0)/3.14159265)*140.0/32.35
76      DO 510 I=2,12
77      510 B(I)=ALOG(2.0)*(2.0*(CL-6425.0-70.0*FLOAT(I-1))/32.35)**2
78      DO 300 I=1,13
79      300 SS(I)=0.0
80      18 BS=0.0
81      BBS=0.0
82      WSM=0.0
83      WSMB=0.0
84      NN=0
C   MV + CM 13: V , END: -1
85      READ(5,1700)NS,(S(I),I=2,13)
86      1700 FORMAT(16,12F6.0)
87      IF(NS.LT.0)GO TO 11
88      S(13)=S(13)*PMC(13)
89      DO 301 I=2,12
90      IF(I.EQ.6)GO TO 50
91      IF(I.EQ.7)GO TO 50
92      S(I)=(S(I)-EN(I))*PMC(I)*1.0E-6-SLM(I)*S(13)-PLM(I)
93      IF(S(I).LE.0.0)GO TO 12
94      BS=BS+B(I)
95      BBS=BBS+B(I)*B(I)
96      WSM=WSM+ALOG(S(I))
97      WSMB=WSMB+B(I)*ALOG(S(I))
98      NN=NN+1
99      11: GO TO 50
100     12 S(I)=0.0
101     50 CONTINUE
102     301 CONTINUE
103     21 TEO=(BS*BS-BBS*FLOAT(NN))/(WSMB*FLOAT(NN)-BS*WSM)
104     WSO=SQRT(TEO)/A*EXP((BBS*WSM-BS*WSMB)/(BBS*FLOAT(NN)-BS*BS))
105     WRITE(6,2600)NS,CL,TEO,WSO
106     2600 FORMAT(1H0/20X,4HSN =,2X,16,10X,12HWAVELENGTH =,2X,E12.5,2X,4H(AS)
       1//20X,5HTEL =,2X,E12.5,2X,4H(EV),5X,5HWSL =,2X,E12.5,2X,3H(W))
107     DO 302 I=2,12
108     302 WSD(I)=A*WSO*EXP(-B(I)/TEO)/SQRT(TEO)
109     WRITE(6,2700)
110     2700 FORMAT(1H //10X,3HCH2,7X,3HCH3,7X,3HCH4,7X,3HCH5,7X,3HCH6,7X,3HCH7
       1,7X,3HCH8,7X,3HCH9,7X,4HCH10,6X,4HCH11,6X,4HCH12,6X,4HCH13,2X,4HCM
       2W))
111     WRITE(6,2800)(WSD(I),I=2,12)
112     2800 FORMAT(1H0/2X,7HWSD (W),11E10,3)
C   LEAST-SQUARE LINEAR TAYLOR DIFFERENTIAL COLLECTION METHOD
113     TE=TEO
114     WS=WSO
115     M=12
116     62 CONTINUE
117     NN=0
118     15 D11=0.0
119     D12=0.0
120     D22=0.0
121     R1=0.0
122     R2=0.0

```

```

123      IF(TE.LE.0.0)GO TO 51
124      IF(WS.LE.0.0)GO TO 51
125      GO TO 52
126      NN=NN+1
127      TE=10.0*FLOAT(NN)
128      WS=WS0*1.0E+4/FLOAT(NN**2)
129      51 DO 303 I=2,M
130      IF(I.EQ.6)GO TO 13
131      IF(I.EQ.7)GO TO 13
132      DFW=A*EXP(-B(I)/TE)/SQRT(TE)
133      WSDD=WS*DFW
134      DFT=-WSDD*(0.5/TE-B(I)/TE/TE)
135      D11=D11+DFW**2
136      D12=D12+DFW*DFT
137      D22=D22+DFT**2
138      R=WSDD-S(I)
139      R1=R1+DFW*R
140      R2=R2+DFT*R
141      13 CONTINUE
142      303 CONTINUE
143      DD=D11*D22-D12**2
144      IF(DD.LT.D11*D22*1.0D-9)GO TO 16
145      D4=(R1*D22-R2*D12)/DD
146      DT=(R2*D11-R1*D12)/DD
147      WS=WS+DW
148      TE=TE+DT
149      IF(ABS(DW/WS).LT.1.0E-6)GO TO 14
150      GO TO 15
151      14 IF(ABS(DT/TE).LT.1.0E-6)GO TO 16
152      GO TO 15
153      16 CONTINUE
154      IF(TE.GT.0.0)GO TO 53
155      IF(WS.GT.0.0)GO TO 53
156      TE=1.0
157      WS=1.0
158      53 CONTINUE
159      GAM=1.0
160      DZ=2.0
161      DOMG=1.44E-2
162      DSGM=7.9384E-26
163      DENs=WS/(DZ*DOMG*GAM*DSGM*S(13))*1.0E-6
164      NN=0
165      G1=0.0
166      G2=0.0
167      G3=0.0
168      DO 304 I=2,M
169      WSD(I)=A*WS*EXP(-B(I)/TE)/SQRT(TE)
170      F=1.0E8
171      WND(I)=SQRT(WSD(I)*F*PMN(I)+1.0E-6/PMN(13))
172      G=(S(I)-WSD(I))**2
173      G3=G3+G
174      G2=G2+WSD(I)
175      IF(WND(I).LT.5.0E-9)GO TO 17
176      IF(I.EQ.6)GO TO 17
177      IF(I.EQ.7)GO TO 17
178      G1=G1+G/WND(I)**2
179      NN=NN+1
180      17 CONTINUE
181      304 CONTINUE
182      IF(M.EQ.(NN+3))GO TO 60
183      IF(NN.LE.3)GO TO 61
184      M=NN+3
185      GO TO 62
186      61 IF(NN.EQ.1)GO TO 63
187      IF(M.EQ.(NN+1))GO TO 60
188      M=NN+1
189      GO TO 62
190      63 IF(M.EQ.(NN+2))GO TO 60
191      M=NN+2
192      GO TO 62
193      60 CONTINUE
194      ER=SQRT(G3/2.0)/G2
195      ERW=WS*ER
196      ERT=TE*ER
197      ERN=DENS*ER

```

```

198      WRITE(6,2900)TE,ERT,WS,ERW,DENS,ERN,ER,G1,NN
199      2900 FORMAT(1H0//20X,5HTEG =,2X,E12.5,2X,2H+-,2X,E12.5,2X,4H(EV),5X,5HW
     1SG =,2X,E12.5,2X,2H+-,2X,E12.5,2X,3H(W)//20X,5HNEG =,2X,E12.5,2X,2
     2H+-,2X,E12.5,2X,6H(CM-3)//20X,11HRMS ERROR =,2X,E12.5,5X,8HKAI SQ
     3=,2X,E12.5,2X,3HN =,18)
200      WRITE(6,2700)
201      WRITE(6,2110)(S(I),I=2,13)
202      2110 FORMAT(1H0/2X,8HWSDM (W),12E10.3)
203      WRITE(6,2800)(WS(I),I=2,12)
204      WRITE(6,2120)(WN(I),I=2,12)
205      2120 FORMAT(1H0/2X,7HWND (W),11E10.3)
206      IF(WS.LT.0)GO TO 22
207      IF(G1.GT.7.2923*SQRT(FLOAT(NN)-0.1721))GO TO 54
208      SS(13)=SS(13)+S(13)
209      DU 500 I=2,12
210      IF(I.EQ.6)GO TO 55
211      IF(I.EQ.7)GO TO 55
212      SS(I)=SS(I)+S(I)/S(13)
213      55 CONTINUE
214      500 CONTINUE
215      N3=N3+1
216      54 CONTINUE
217      GO TO 18
218      11 CONTINUE
219      WRITE(6,2130)N3
220      2130 FORMAT(1H0/20X,13HAVERAGE VALUE/1H0,20X,7HAV NO =18)
221      IF(N3.EQ.0)GO TO 22
222      DU 300 I=2,12
223      IF(I.EQ.6)GO TO 19
224      IF(I.EQ.7)GO TO 19
225      S(I)=SS(I)*SS(13)/FLOAT(N3)**2
226      IF(S(I).GT.0.0)GO TO 20
227      S(I)=0.0
228      GO TO 19
229      20 CONTINUE
230      BS=BS+B(I)
231      BES=BBS+B(I)*B(I)
232      WSM=WSM+ALOG(S(I))
233      WSME=WSME+B(I)*ALOG(S(I))
234      NI=NN+1
235      19 CONTINUE
236      305 CONTINUE
237      S(13)=SS(13)/FLOAT(N3)
238      GO TO 21
239      22 READ(5,1800)STP
240      1800 FORMAT(F12.0)
241      IF(STP.LT.0.0)GO TO 23
242      GO TO 24
243      23 STOP
244      END

```