

JAERI-M

8 6 9 7

D I V A プラズマのトムソン散乱計測系

1 9 8 0 年 2 月

山内俊彦・熊谷勝昭・船橋昭昌・的場 徹
仙石盛夫・河上知秀・荘司昭朗

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、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。

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.

D I V A プラズマのトムソン散乱計測系

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

山内 俊彦・熊谷 勝昭・船橋 昭昌・的場 徹
仙石 盛夫・河上 知秀・荘司 昭朗

(1980年1月23日受理)

D I V A 装置のためのルビーレーザー光トムソン散乱計測系について報告する。D I V A 装置は1974年に完成し1979年9月一連の実験を終了した。トムソン散乱計測系は、D I V A プラズマの電子温度・密度およびそれらの空間分布を測定することにより、D I V A 装置における閉じ込め、加熱特性の究明に極めて有効な貢献をなした。一連の計測の過程において、迷光量の減少、空間分布を得るための測定点の増加、データ処理法について多くの検討及び改良を行い、電子温度・密度分布を精度良く測定できるようにした。この報告では、これらの検討および改良点を含めてD I V A プラズマのトムソン散乱計測系の全体を明らかにし、同時に、代表的な測定例としてダイバータ効果により電子温度分布がより太くなること、および低 q プラズマで電子温度分布が内部破壊 (internal disruption) により急激に変化することを証明した結果を紹介した。

Equipment of Thomson Scattering Measurement on DIVA Plasma

Toshihiko YAMAUCHI, Katsuaki KUMAGAI, Akimasa FUNAHASHI, Thoru MATOBA,

Seio SENGOKU, Tomohide KAWAKAMI and Teruaki SHOJI

Division of Thermonuclear Fusion Research, Tokai Research Establishment, JAERI

(Received January 23, 1980)

Equipment of Thomson scattering measurement using ruby-laser light is explained. DIVA device was shut down in September 1979; it gave numerous fruitful experimental results during its five years operation. We measured the profiles of electron temperature and density with the Thomson scattering equipment, which played an important role in research of the energy confinement and heating characteristics. In Thomson scattering measurements on DIVA, studies and improvements were made for reduction of stray light, increase of measuring points and data processing. The profile of electron temperature and density were thus measured successful.

In this report is given an over-all view of the Thomson scattering equipment together with the above improvements. As two representative examples, the measured results of electron temperature profiles on DIVA plasma under divertor operation and low- q discharge respectively are described.

Keywords: Thomson Scattering Equipment, Ruby Laser, DIVA Device, Electron Temperature, Electron Density, Energy Confinement, Plasma Heating, Stray Light, Measuring Point, Data Processing, Divertor, Low- q Discharge

目 次

1. 序 論	1
2. DIVAプラズマのためのレーザ散乱測定系	1
2.1 初期に生じた測定上の問題点と検討	2
2.2 問題点の解決結果	5
2.3 レーザ散乱測定	6
3. 測定結果例	6
3.1 ダイバータ効果による電子温度分布幅の増大	7
3.2 低qプラズマにおける鋸歯状波振動と電子温度分布	7
4. 結 言	7
謝 辞	8
参照文献	8

Contents

1. Introduction	1
2. Equipment of Thomson Scattering Measurement on DIVA Plasma	1
2.1 Studies and Improvements for DIVA Plasma Measurement	2
2.2 Measured Results after Improvements	5
2.3 Rayleigh Scattering Measurement	6
3. Representative Examples	6
3.1 Increase of Electron Temperature Profile Width under Divertor Operation	7
3.2 Electron Temperature Profile on Sawteeth in Low-q DIVA Plasma	7
4. Summary	7
Acknowledgment	8
References	8

1. 序 論

原研のトカマク実験装置 JFT-2 及び DIVA (JFT-2a) の電子温度・密度を測定するためにトムソン散乱測定装置が稼動している。JFT-2 では本トムソン散乱測定装置からの実験結果を基本として、電子のジュール加熱および閉じ込め特性、電子の熱拡散係数等について明らかな結論を得て来た。¹⁾ 一方、DIVA ではトムソン散乱計測において電子の加熱および閉じ込め特性の実験的評価は勿論のこととしてダイバータ動作によって電子温度分布が太くなることの実験的検証、低 q 放電時の内部破壊 (internal disruption) に対応する速やかな電子温度分布の変化等を明らかにしてきた。このようにトムソン散乱計測は DIVA の一連の研究の進歩に重要な役割を果たして来た。^{2~6)}

本論文は 1974 年 (DIVA 実験開始) から 1979 年 9 月 (同実験終了) までの間になされたルビーレーザー光トムソン散乱計測系について報告するものである。次節でトムソン散乱計測系について述べ、合わせて初期計測時に生じた問題点とその検討 (2.1 節)、並びにその解決結果 (2.2 節) およびレーリ散乱を使って DIVA での迷光量を調べた結果 (2.3 節) を論ずる。第 3 節で測定結果の例としてダイバータ動作および低 q 放電における電子温度・密度について報告する。

2. DIVA プラズマにおけるトムソン散乱計測系

原研でのルビーレーザー散乱測定装置の基本については既に報告されている。⁷⁾ ここでは DIVA プラズマを対象としたトムソン散乱計測系について述べる。

DIVA 装置から出るトリガーつまり主パルスから電子温度および密度を得るまでの系統図を第 1 図に示した。DIVA 放電より 1 msec 前に DIVA 装置から出た主パルスはデータプロセッサで測定時間を決定した後、ルビーレーザー発振器制御部に送られる。発振に必要な逆転分布を作るのにかかる時間約 0.9 msec 後にレーザー光が発振する。測定時の出力パワーは 100~250 MW、発振パルス幅は 20~30 nsec である。ルビーレーザー光は広がり角補正レンズ及び集光レンズを通った後 DIVA プラズマ中に下部から上方に向けて入射する。プラズマ中でのルビーレーザー光の直径は 2~4 mm、上下方向の測定長さ 10~12 mm である。第 1 図に示すようにシェルの内側にダイバータフープがあるためビューイングダンプをダイバータフープの下方に取付けている。散乱観測は散乱角 75° 、 82° 、 90° なる方向から行ない、集光レンズがビューイングダンプを視るように散乱角 75° と 82° の場合プリズムを使っている。レーザー入射光路にある電子から散乱した光は集光レンズで集められ中間スリットおよびリレーレンズ系を通り分光器に入る。分光された光は分光器の出射口にあるプリズムアレイで 12 チャンネルに分けられ、それぞれ光電子増倍管に集められる。光電子増倍管はレーザー発振器制御部

1. 序 論

原研のトカマク実験装置 JFT-2 及び DIVA (JFT-2a) の電子温度・密度を測定するためにトムソン散乱測定装置が稼動している。JFT-2 では本トムソン散乱測定装置からの実験結果を基本として、電子のジュール加熱および閉じ込め特性、電子の熱拡散係数等について明らかな結論を得て来た。¹⁾ 一方、DIVA ではトムソン散乱計測において電子の加熱および閉じ込め特性の実験的評価は勿論のこととしてダイバータ動作によって電子温度分布が太くなることの実験的検証、低 q 放電時の内部破壊 (internal disruption) に対応する速やかな電子温度分布の変化等を明らかにしてきた。このようにトムソン散乱計測は DIVA の一連の研究の進歩に重要な役割を果たして来た。^{2~6)}

本論文は 1974 年 (DIVA 実験開始) から 1979 年 9 月 (同実験終了) までの間になされたルビーレーザー光トムソン散乱計測系について報告するものである。次節でトムソン散乱計測系について述べ、合わせて初期計測時に生じた問題点とその検討 (2.1 節)、並びにその解決結果 (2.2 節) およびレーザ散乱を使って DIVA での迷光量を調べた結果 (2.3 節) を論ずる。第 3 節で測定結果の例としてダイバータ動作および低 q 放電における電子温度・密度について報告する。

2. DIVA プラズマにおけるトムソン散乱計測系

原研でのルビーレーザー散乱測定装置の基本については既に報告されている。⁷⁾ ここでは DIVA プラズマを対象としたトムソン散乱計測系について述べる。

DIVA 装置から出るトリガーつまり主パルスから電子温度および密度を得るまでの系統図を第 1 図に示した。DIVA 放電より 1 msec 前に DIVA 装置から出た主パルスはデータプロセッサで測定時間を決定した後、ルビーレーザー発振器制御部に送られる。発振に必要な逆転分布を作るのにかかる時間約 0.9 msec 後にレーザー光が発振する。測定時の出力パワーは 100~250 MW、発振パルス幅は 20~30 nsec である。ルビーレーザー光は広がり角補正レンズ及び集光レンズを通った後 DIVA プラズマ中に下部から上方に向けて入射する。プラズマ中でのルビーレーザー光の直径は 2~4 mm、上下方向の測定長さ 10~12 mm である。第 1 図に示すようにシェルの内側にダイバータフープがあるためビューイングダンプをダイバータフープの下方に取付けている。散乱観測は散乱角 75° 、 82° 、 90° なる方向から行ない、集光レンズがビューイングダンプを視るように散乱角 75° と 82° の場合プリズムを使っている。レーザー入射光路にある電子から散乱した光は集光レンズで集められ中間スリットおよびリレーレンズ系を通り分光器に入る。分光された光は分光器の出射口にあるプリズムアレイで 12 チャンネルに分けられ、それぞれ光電子増倍管に集められる。光電子増倍管はレーザー発振器制御部

から出るゲート信号により約 $6 \mu\text{sec}$ の間のみ動作している。そのゲート時間内に入った散乱信号が増幅された後ストレッチャに入りその信号の最大値が読み取られデータプロセッサに送られる。ストレッチャはレーザ光を受光したホトダイオード出力信号でゲートを開く。データプロセッサに送られたデータは最小2乗法を使ったカーブフィッティング演算を行って電子温度および密度を決定する。その結果はグラフィックディスプレイ装置のブラウン管上に表示される。

2.1 初期に生じた測定上の問題点と検討

DIVA プラズマの初期トムソン計測時(1974年~1975年始め)に以下3件の問題が明らかとなった。

(1) 迷光量が多い

DIVA装置の内側が金蒸着されていること及びシェルの内半径が小さいことなどによりDIVA装置に入った迷光の減衰率は小さい。そのためビューイングダンプを取付け迷光を減らさなければならない。しかしダイバータがあるため小さいものしか取付けられない欠点があり、それを補うため効率の良いビューイングダンプを採用する必要がある。迷光発生の原因として主に以下の4点が考えられる。

1. レーザ光の入射窓に金属粒子などが付着したために生ずる散乱。
2. 入射窓のアライメント不良。
3. 光路中にあるバッファによる散乱。
4. レーザ光吸収器表面からの散乱。

以上の件に対しそれぞれ次のような対策を行った。

1. DIVA放電時壁やリミッタからスパッタした金属粒子が入射窓に付着する。それを最小にするためには入射窓からプラズマを見る立体角を小さくすることが必要である。そのため第1図に示すように入射レーザ光の光路が常に必要な1光路のみ開くよう光路用シャッタを設ける。
2. 入射窓ガラス板のガラス中を繰り返し反射する光が次第にずれてゆき迷光とならないよう無反射コート、両表面の平行度及び光がガラス板に垂直に入射する様に調整する。
3. ガラスフィルター製のバッファは発生原因1及び2から生じた迷光を吸収する役目がある。ここでは主レーザ光がバッファに当たらない様に調整する。
4. レーザ光吸収器はバッファと同種のガラスフィルターでできている。ここでは1と同様の対策を行った。

以上の対策により迷光量は減少する。しかしS/N比の良いデータを得るためには前述したようにビューイングダンプを採用せねばならない。

ビューイングダンプを設計する上で重要な問題は材質と形である。まず材質はプラズマに対し影響が少ないステンレス鋼を選んだ。それは反射率が80%程度であり迷光量を減らすには反射回数をかせがねばならない。^{注(i)}

注(i) ガラスフィルタ(VG59)は反射率が4%で非常に良いが、第1図に示したようにプラズマに近い位置に取付けるため蒸発及びスパッタし易い本材質は適していない。

つまり吸収率を上げるためにはまず迷光を捕えること、次に何回も繰り返し反射させることが必要である。それを行うため第2図(a)及び(b)の形をしたビューイングダンプ素子を考えた。両方のビューイングダンプとも先端はナイフエッジである。そして表面をよく研磨することにより表面からのランダムな光散乱を最少におさえる。まず先端が光を取り入れるように三角形になっている第2図(a)の場合から検討する。同図で n 回目入射角はエッジ角及び初期入射角により決まり次の関係がある。

$$\theta_n = \theta_1 - (n-1) \cdot \gamma \quad (1)$$

ここで θ_n は n 次入射角、 θ_1 は1次入射角、 n は反射回数及び γ はエッジ角である。上式において $\theta_n > 0$ で反射を繰り返し前進していることを示し、 $\theta_n < 0$ で反射光はもどることを示す。1次入射角が決まっている時 θ_n を負にしないよう n を大にするためには γ を小さくすればよい。これは高さが一定の場合枚数を多くすることになる。しかしステンレス鋼で製作する場合 γ はある程度の大きさを持つ。 $\theta_n > 0$ のままエッジ斜面を前進してきた光は平行領域に入る。この平行領域に入った光は斜面領域を通過しているのでそこでの入射角は斜面に入った時より小さくなること及び平行領域はふつう長い距離とっているので反射回数は極端に多くなる。それゆえ前者をわなをかける領域(A)…trapping region)及び後者を吸収領域(B)…absorbing region)と名づけて良いと思われる。平行領域を通った光は再び背の低いステンレス鋼の斜面で反射を繰り返し光の来た方向にもどる。そして再び前と同じ平行領域を通るということになる。

次に第2図(b)の弓形ビューイングダンプの特性を考察する。同図でビューイングダンプ素子の厚さは素子間の距離に比べ無視できると仮定する。そうすれば長い平行領域に対し斜面領域の占める割合は小さくしかも1ヶ所しかない。繰り返し反射を続けるためには

$$1 > \alpha / \theta_1 \quad (2)$$

を満足すれば良い。ここで α は最初の1回の反射で弓形上を進む角度である。ところで1回の反射で進む距離から

$$d / (\gamma + d) = \sin \alpha / \tan \theta_1 \quad (3)$$

で $\gamma + d \gg d$ ならば $\alpha / \theta_1 \sim 0$ となり(2)を満足し反射を繰り返しエッジ領域に達する。エッジ領域では(1)式に従って光の方向を変える。そして再び平行領域に入る。

ここではビューイングダンプがD I V Aプラズマにふれないよう高さの低いものを作らねばならない。つまり巾の短いステンレス鋼を使うので精度よく曲げることは難しく第2図(a)のビューイングダンプ素子を重ね合せて組立てたものをD I V A装置に取付けた。それを第3図に示す。上図が上からの写真で下図がエッジの面に平行な方向から写した写真である。上図で中央の黒い部分が全ビューイングダンプで縦の長さ85 mm、横の長さ65 mmである。本ビューイングダンプで①(1)式の妥当性、②1回光がビューイングダンプの表面から奥へ通過する時の減衰量及び③エッジ先端と斜面の反射特性の違いを実験的に調べた結果について以下述べる。

1 mW程度で直径0.1 mmのHe・Neレーザ光を光源として用い、ビューイングダンプからの反射光をホトマルで受けた。第4図(a)(2)に示すような1対の素子を5組重ねたものを同図(1)の半円の中心に設置する。測定点はビューイングダンプを中心に半径50 cmの円周上にあり、A、B、C、D、E及びF点である。光源のHe・Neレーザ光は指向性が良く、広がり角は小さいのでビューイングダンプへの光の入射角を明確に決定できる。実験結果を第4図(b)に示す。この測定結果を使って上述の①から③までに関して考察する。まず①であるが、平行領域に入る入射角 $\theta_1 = 56^\circ$ 及び入らない入射角 $\theta_1 = 40^\circ$ で実験を行い、その結果をそれぞれ第4図(b)の3及び4に示す。ここでIは反射光の最大強度であり、半径の長さは最大強度で規格化してある。同図から3の $\theta_1 = 56^\circ$ の場合は4.に比べ約20%に減衰しており平行領域へ入っていることが判る。次に②の平行領域を通ることによる減衰量について述べる。第4図(b)1.の光路は奥のエッチ領域→平行領域→先端のエッチ領域となり1回平行領域を通過する。この時4.を基準にすれば60%に減衰している。同図2及び3.の光路は同じで、エッチ領域→平行領域→同図1.と同じように奥のエッチ領域に入り同じ光路をもどる。ゆえに平行領域を2回通過することになり、その時反射光は4.を基準にして20~30%に減衰している。結局一方向に一回通過すれば40~45%の光量がステンレス鋼に吸収される。これは斜面領域と平行領域の全長で平均して33~37%/cmの減衰量になる。最後に③のエッチ効果により反射量が多くなることが考えられ、その特性を調べるためHe・Neレーザ光をビューイングダンプ素子の底辺に平行に移動させA点で反射光を受けX-Yレコーダに書かせた。その結果を第5図に示す。同図で $r \gg d$ であり光の照射面を点とみて良い。第5図で光がエッチに当たった $X = 0.5$ mmで反射強度は斜面に比べ約30%強い。ここで重要なのは $X = 0.5$ mmにおけるピークの半値幅であるが、この素子はかなり狭く良い方である。ビューイングダンプ取付時には第4図(b)1.のように直接光が奥に当たらず全体を少し傾けて取付けている。一方レーザ発振器の安定性は迷光量の再現性の良さに関係し、ひいては迷光データの信頼性に影響する。そのレーザ発振器の改良に関しては既に報告した。⁸⁾

(2) 測定点が少ない。

D I V A プラズマ (半径約10 cm) の電子温度・密度分布を明確に決定するには2 cm 間隔で測定して片半面最小5点必要である。しかし以下の原因によりその測定点数をとることが当初はできなかつた。

1. 迷光を減らす目的で入射光路を2光路 ($R=56$ cm及び62 cm) に限定している。
2. 前述したように受光レンズが常にビューイングダンプをみるように、プラズマの上下方向に対し不連続に測定している (散乱角で言つて $\theta = 75^\circ, 82^\circ$ 及び 90°)。

以上の件に対し次の対策を講じた。

第6図のD I V A装置の断面図において $R=59.5$ cmに中心を持つプラズマを想定して1 cm 間隔で円が書いてある。同図で黒丸が従来の測定点であり、5点の測定点がかたよっているため分布を明確にするには不十分である。そのため受光レンズ前に非対称矩形開口を取付け、従来の実線の光路から上下に7 mm 動かした点線の光路を設けることにより白丸の測定点を合計9点増やすことができた。その結果1 cm 間隔で測定可能となり精度の良い分布を求めることができた。

(3) 放電後瞬時に電子温度・密度を決定できないこと。

放電後瞬時に電子温度・密度を決定することは実験を効果的に進める上で非常に重要である。しかし当初は、オシロスコープ上の生データをポラロイドフィルムで写し、そのデータを読み取り大型計算機で処理していたため、瞬時に決定することは困難であった。その対策として、散乱計測系からの生データをデータ処理装置を使ってオンライン処理できるよう改善した。⁹⁾ 具体的な改良策を以下に記述する。

第1図に示した様にホトマルから出た散乱信号は増幅されストレッチャに入る。このストレッチャは25チャンネルからなり1~12チャンネルまでが散乱光、13チャンネルがレーザーパワー及び14~25チャンネルがプラズマ光をピークホールドする。第7図に示したように、ストレッチャは第1図で示したゲートトリガー後開くまでに約100 nsecかかる。そしてゲートの開いている時間幅は1~13チャンネルが約250 nsecである。それらが閉じて100 nsec後14~25チャンネルが約1 μ sec開く。第8図はゲートトリガーに対し擬似散乱信号を遅らせた時の出力特性である。同図で出力は150~300 nsec間一定でありゲートトリガーに対し200~250 nsec散乱信号を遅らせるのが最も良いことが判る。そのためレーザー散乱を使って第1図で示したゲートトリガーと増幅器出力端の散乱信号の時間差を測定した結果約155 nsecであり、さらに65 nsec遅らせるため約1.3 mの遅延用ケーブルを増幅器背後につないだ。次に第9図にストレッチャ(2チャンネル)の入出力特性を示す。15ビット以下の出力ではオフセット成分のために直線性が悪くなるけれども、それ以上のビット数の領域は非常に良い直線性を示している。他のチャンネルについても類似の結果が得られ全ストレッチャが充分良好なリニアリティを持つことが判った。

2.2 問題点の解決結果

上述の問題点を検討し改良した結果、信頼性のあるデータを1放電毎に能率良く得ることができるようになった。散乱計測系全体の感度校正例を第10図に示す。同図の横軸は感度校正用標準ランプの光出力 P_{IN} を示し、縦軸は光電子増倍管(2チャンネル)からの信号を増幅(10倍)した出力で高速のオシロスコープ(同図(a))およびピークストレッチャ(同図(b))を使って観測された結果である。同図から2チャンネル観測系の感度 η は約 2×10^{-3} ($\mu W/mV$)であることが判る。この場合出力は50~400 mVにわたって良好なリニアリティを持っている。同図(a)では400 mV以上で増幅器の飽和のため使用できない。

次にDIVAプラズマに対する散乱計測例を第11図に示す。同図は散乱計測生データを収集処理した後のグラフィックディスプレイ出力である。左側上が迷光を引いた後の見かけ(散乱光+プラズマ光)の観測スペクトラム $I S$ ^{注(ii)}、左側下図が(プラズマ光)信号 $I B$ である。右側の図の実線が散乱光量からプラズマ光量を差し引いた信号、既ち真の散乱スペクトラム S (1~7チャンネル)である。同図の点線は最小2乗法による最適化曲線である。右図下の記号は、観測時刻が放電後10 msec、観測点の小半径 $r = 3$ cm及び大半径 $R = 62$ cmに

注(ii) 計測対象のプラズマに直接関係しない迷光、電気雑音は収集処理の過程においてソフト的に差し引かれている。

おける電子温度の値が 237 ± 4 eV, 電子密度の値が $7.9 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ であることを示す。^{注(11)}

2.3 レーラー散乱測定

迷光量を調べるためにD I V A真空容器に N_2 , Ar 気体を封入して, 散乱角 75° , 90° でレーラー散乱測定を行った。散乱光強度はレーザ入射光強度および封入気体密度に比例する。つまり散乱出力は

$$P = P_L \cdot n_0 \cdot \Delta\Omega \cdot (d\sigma/d\Omega) \cdot d\ell \quad (4)$$

である。ここで P_L はレーザ入射光強度, n_0 は封入気体密度, $\Delta\Omega$ は散乱光を受光する立体角, $d\sigma/d\Omega$ は微分散乱断面積および $d\ell$ は散乱長である。ここで $d\sigma/d\Omega$ は 90° 散乱において N_2 分子で $1.04 \times 10^{-28} \text{ cm}^2$, Ar 分子で $0.84 \times 10^{-28} \text{ cm}^2$ である。¹¹⁾ 実験結果を第12図に示す。黒丸が N_2 気体, 白丸が Ar 気体での測定結果である。同図で N_2 気体が Ar 気体より散乱強度が強いのは上述の微分散乱断面積の違いである。また Ar 気体において散乱角 75° の散乱強度の方が 90° より強いもの同様に微分散乱断面積の角度依存性に依る。同図から迷光レベルを推定する。散乱強度が封入気体に比例して増加し始める時の封入気体密度を迷光レベルとした時, 同図から封入気圧 $(3 \sim 5) \times 10^2$ torr が迷光レベルとなる。これを電子密度に換算すると $(1.4 \sim 2.3) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ となる。ここで分光器の迷光除去率を 10^{-4} 程度とすれば全体の迷光レベルは $(1.4 \sim 2.3) \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ となる。この結果は J F T - 2 の電子密度に換算した迷光レベル 10^{11} cm^{-3} より約1桁高い値である。¹⁾

3. 測定結果例

第1節で述べた様に, 上記記述されたトムソン散乱計測系はD I V Aプラズマの電子温度・密度およびそれらの空間分布を測定することにより, D I V A装置における閉じ込め, 加熱特性の究明, 具体的には

- (1) エネルギー閉じ込め時間がALCATORスケーリング則に従うこと。^{3~4)}
- (2) ダイバータを働かせることによりエネルギー閉じ込め時間が増大すること。^{3~4)}
- (3) 低qプラズマにおけるエネルギー閉じ込め時間が修正したALCATORスケーリング則に従うこと。⁵⁾
- (4) I C R F加熱による分布周辺での電子温度上昇。⁶⁾

を実験的に明らかにする上で極めて有効に貢献をなした。

ここでは上記(2), (3)に関連して, ダイバータ効果による電子温度分布幅の増大および低qプラズマの内部破壊前後における電子温度分布特性の2つの測定結果を記述する。

注(11) 散乱強度の絶対値は, ミリ波干渉計測結果を用いて行っている。その手続きは文献(10)の方法に従った。

おける電子温度の値が 237 ± 4 eV, 電子密度の値が $7.9 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ であることを示す。^{注(III)}

2.3 レーラー散乱測定

迷光量を調べるためにD I V A真空容器に N_2 , Ar 気体を封入して, 散乱角 $75^\circ, 90^\circ$ でレーラー散乱測定を行った。散乱光強度はレーザ入射光強度および封入気体密度に比例する。つまり散乱出力は

$$P = P_L \cdot n_0 \cdot \Delta\Omega \cdot (d\sigma/d\Omega) \cdot d\ell \quad (4)$$

である。ここで P_L はレーザ入射光強度, n_0 は封入気体密度, $\Delta\Omega$ は散乱光を受光する立体角, $d\sigma/d\Omega$ は微分散乱断面積および $d\ell$ は散乱長である。ここで $d\sigma/d\Omega$ は 90° 散乱において N_2 分子で $1.04 \times 10^{-28} \text{ cm}^2$, Ar 分子で $0.84 \times 10^{-28} \text{ cm}^2$ である。¹¹⁾ 実験結果を第12図に示す。黒丸が N_2 気体, 白丸が Ar 気体での測定結果である。同図で N_2 気体が Ar 気体より散乱強度が強いのは上述の微分散乱断面積の違いである。また Ar 気体において散乱角 75° の散乱強度の方が 90° より強いもの同様に微分散乱断面積の角度依存性に依る。同図から迷光レベルを推定する。散乱強度が封入気体に比例して増加し始める時の封入気体密度を迷光レベルとした時, 同図から封入気圧 $(3 \sim 5) \times 10^2 \text{ torr}$ が迷光レベルとなる。これを電子密度に換算すると $(1.4 \sim 2.3) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ となる。ここで分光器の迷光除去率を 10^{-4} 程度とすれば全体の迷光レベルは $(1.4 \sim 2.3) \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ となる。この結果は J F T - 2 の電子密度に換算した迷光レベル 10^{11} cm^{-3} より約1桁高い値である。¹⁾

3. 測定結果例

第1節で述べた様に, 上記記述されたトムソン散乱計測系はD I V Aプラズマの電子温度・密度およびそれらの空間分布を測定することにより, D I V A装置における閉じ込め, 加熱特性の究明, 具体的には

- (1) エネルギー閉じ込め時間がALCATOR スケーリング則に従うこと。^{3~4)}
- (2) ダイバータを働かせることによりエネルギー閉じ込め時間が増大すること。^{3~4)}
- (3) 低qプラズマにおけるエネルギー閉じ込め時間が修正したALCATOR スケーリング則に従うこと。⁵⁾
- (4) I C R F加熱による分布周辺での電子温度上昇。⁶⁾

を実験的に明らかにする上で極めて有効に貢献をなした。

ここでは上記(2), (8)に関連して, ダイバータ効果による電子温度分布幅の増大および低qプラズマの内部破壊前後における電子温度分布特性の2つの測定結果を記述する。

注(III) 散乱強度の絶対値は, ミリ波干渉計測結果を用いて行っている。その手続きは文献10)の方法に従った。

3.1 ダイバータ効果による電子温度分布幅の増大

D I V A装置最大の特徴であるダイバータを稼動する時としない時の電子温度分布の違いを明確に測定することができた。その実験結果を第13図に示す。同図左がダイバータを稼動しない時で右が稼動した時の電子温度分布である。ここでの特徴はダイバータを稼動することにより $a/2$ (a はプラズマ半径)での電子温度が高くなり、その結果分布の幅が稼動しない時より広がっていることである。この原因は文献2~3), 12) に述べられているようにダイバータを稼動することによりプラズマ中の不純物量が軽減し不純物に依る輻射損失が少なくなったためである。

3.2 低 q プラズマにおける鋸歯状波振動と電子温度分布

低 q 放電で生ずる鋸歯状波振動 (sawtooth oscillation) に同期して電子温度・密度を測定するために第1図で示したトリガー系に第14図で示す工夫をした。つまりワンターン電圧上に表われた鋸歯状波振動の1つの負パルスを取り出し、適当な遅延後レーザを発振させた。発振したレーザ光はトリガーに使った鋸歯状波の次の鋸歯状波上にあり、その時の電子温度・密度を測定できる。同図の遅延時間 t_d を変化させることにより鋸歯状波に同期して電子温度・密度の時間経過を決定できる。このようにして決定された鋸歯状波の内部破壊前後における電子温度分布を第15図に示す。同図左が内部破壊前で右が後の電子温度分布である。一方、D I V A低 q 放電での電子密度分布を第16図に示す。電子密度分布は内部破壊前後で顕著な差は見られなかった。第15図から判るように内部破壊により $q=1$ 面内のエネルギーが $q=1$ 面外に流れ中心温度は低くしかも広い分布になっている。エネルギーが内部破壊の間に $q=1$ 面外に拡散したとして実効的な熱拡散係数を求めると約 $10^5 \text{ cm}^2/\text{sec}$ となり古典的拡散係数¹³⁾より2桁程度高い。これに関しては別に詳しく発表する。

4. 結 言

1974年実験開始から1979年9月同終了まで約5年間D I V Aプラズマの電子温度、密度をトムソン散乱計測系を使って測定した。当初の迷光の多さを克服した結果、信頼性の高い測定データを得ることができた。またデータ収集処理の導入により1放電毎に電子温度、密度の値を決定することが可能となった。D I V Aプラズマにおける散乱計測の経験、多くの技術的な蓄積は今後のJ F T-2装置での実験に直ちに役立つものであり同時に将来のJ T-60の散乱計測に生かされるものである。

3.1 ダイバータ効果による電子温度分布幅の増大

D I V A 装置最大の特徴であるダイバータを稼動する時としない時の電子温度分布の違いを明確に測定することができた。その実験結果を第 13 図に示す。同図左がダイバータを稼動しない時で右が稼動した時の電子温度分布である。ここでの特徴はダイバータを稼動することにより $a/2$ (a はプラズマ半径) での電子温度が高くなり、その結果分布の幅が稼動しない時より広がっていることである。この原因は文献 2~3), 12) に述べられているようにダイバータを稼動することによりプラズマ中の不純物量が軽減し不純物に依る輻射損失が少なくなったためである。

3.2 低 q プラズマにおける鋸歯状波振動と電子温度分布

低 q 放電で生ずる鋸歯状波振動 (sawtooth oscillation) に同期して電子温度・密度を測定するために第 1 図で示したトリガー系に第 14 図で示す工夫をした。つまりワンターン電圧上に表われた鋸歯状波振動の 1 つの負パルスを取り出し、適当な遅延後レーザを発振させた。発振したレーザ光はトリガーに使った鋸歯状波の次の鋸歯状波上にあり、その時の電子温度・密度を測定できる。同図の遅延時間 t_d を変化させることにより鋸歯状波に同期して電子温度・密度の時間経過を決定できる。このようにして決定された鋸歯状波の内部破壊前後における電子温度分布を第 15 図に示す。同図左が内部破壊前で右が後の電子温度分布である。一方、D I V A 低 q 放電での電子密度分布を第 16 図に示す。電子密度分布は内部破壊前後で顕著な差は見られなかった。第 15 図から判るように内部破壊により $q = 1$ 面内のエネルギーが $q = 1$ 面外に流れ中心温度は低くしかも広い分布になっている。エネルギーが内部破壊の間に $q = 1$ 面外に拡散したとして実効的な熱拡散係数を求めると約 $10^5 \text{ cm}^2/\text{sec}$ となり古典的拡散係数より 2 桁程度高い¹³⁾。これに関しては別に詳しく発表する。

4. 結 言

1974 年実験開始から 1979 年 9 月同終了まで約 5 年間 D I V A プラズマの電子温度、密度をトムソン散乱計測系を使って測定した。当初の迷光の多さを克服した結果、信頼性の高い測定データを得ることができた。またデータ収集処理の導入により 1 放電毎に電子温度、密度の値を決定することが可能となった。D I V A プラズマにおける散乱計測の経験、多くの技術的な蓄積は今後の J F T - 2 装置での実験に直ちに役立つものであり同時に将来の J T - 60 の散乱計測に生かされるものである。

謝 辞

DIVAプラズマのトムソン散乱計測に際し多くの人々の協力を得、DIVAプラズマの電子温度、密度測定を完了した。その間、熱心に御指導下さった森茂東海研副所長、小幡行雄核融合研究部部長、田中正俊同次長及び田中裕二プラズマ実験室室長に深謝します。同時に、下村安夫氏をはじめとするDIVA実験グループの方々の有意義な議論、並びに徳竹利国、安納勝人氏をはじめとするDIVA装置技術グループの協力を感謝する。

参 照 文 献

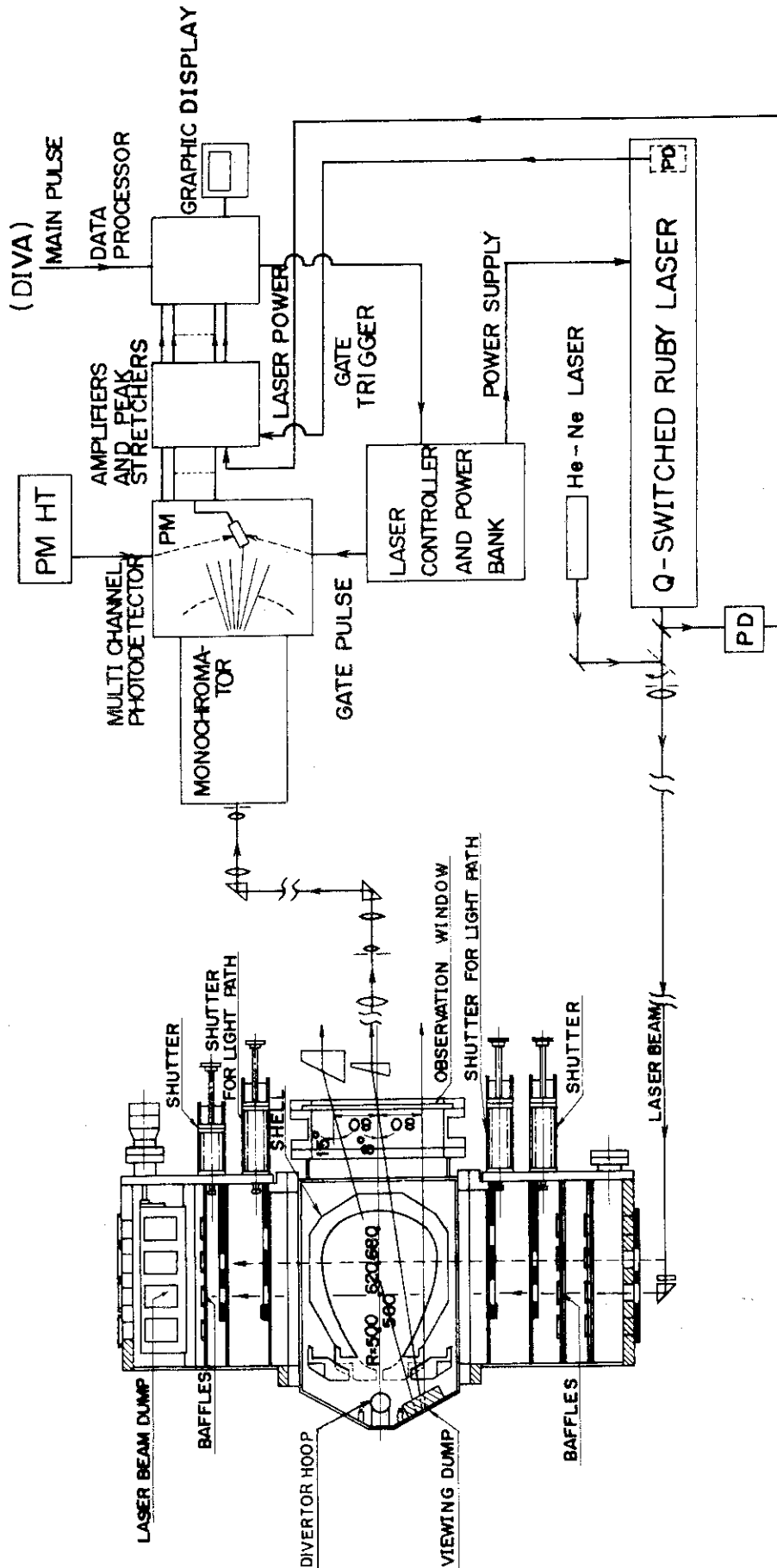
- (1) T.MATOBA, A.FUNAHASHI, T.ITAGAKI, K.KUMAGAI, T.SHOJI and et al. : J.J.A.P., 18 (1979) 611.
- (2) SHIMOMURA, Y., OHTSUKA, H., MAEDA, H., YAMAMOTO, S., KIMURA, H., et al. : Nucl. Fusion, 16 (1976) 587.
- (3) YAMAMOTO, S., SENGOKU, S., KIMURA, H., SHIMOMURA, Y., MAEDA, H., et al. : Nucl. Fusion, 18 (1978) 205.
- (4) DIVA GROUP : Nucl. Fusion, 18 (1978) 1619.
- (5) DIVA Group : JAERI-M 7610 (1978).
- (6) H. KIMURA, K.ODAJIMA, S.SENGOKU, K.OHASA, T.SUGIE, and et al. : Nucl. Fusion, 19 (1979) 1499.
- (7) 的場, 船橋, 安藤 : JAERI-M 5515 (1974).
- (8) 山内, 熊谷, 河上, 的場, 船橋 : JAERI-M 7931 (1978).
- (9) 荘司, 河上, 船橋, 嶋田 : JAERI-M 7456 (1978).
- (10) T.MATOBA, A.FUNAHASHI, T.ITAGAKI, K.TAKAHASHI, K.KUMAGAI : JAERI-M 6685 (1976).
- (11) T.V.GEORGE, L.GOLDSTEIN, L.SLAMA and M.YOKOYAMA : Phys. Rev., 137, A369 (1965).
- (12) M.NAGAMI, H.MAEDA, S.KASAI, T.YAMAUCHI, S.SENGOKU and at al.: Proc. Int. Conf. on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, Culham 1978, J. Nucl. Mat. 76&77 (1978) 521.
- (13) T.YAMAUCHI, K.KUMAGAI, A.FUNAHASHI, S.SENGOKU, K.KAWAKAMI, and at al.: 投稿予定.

謝 辞

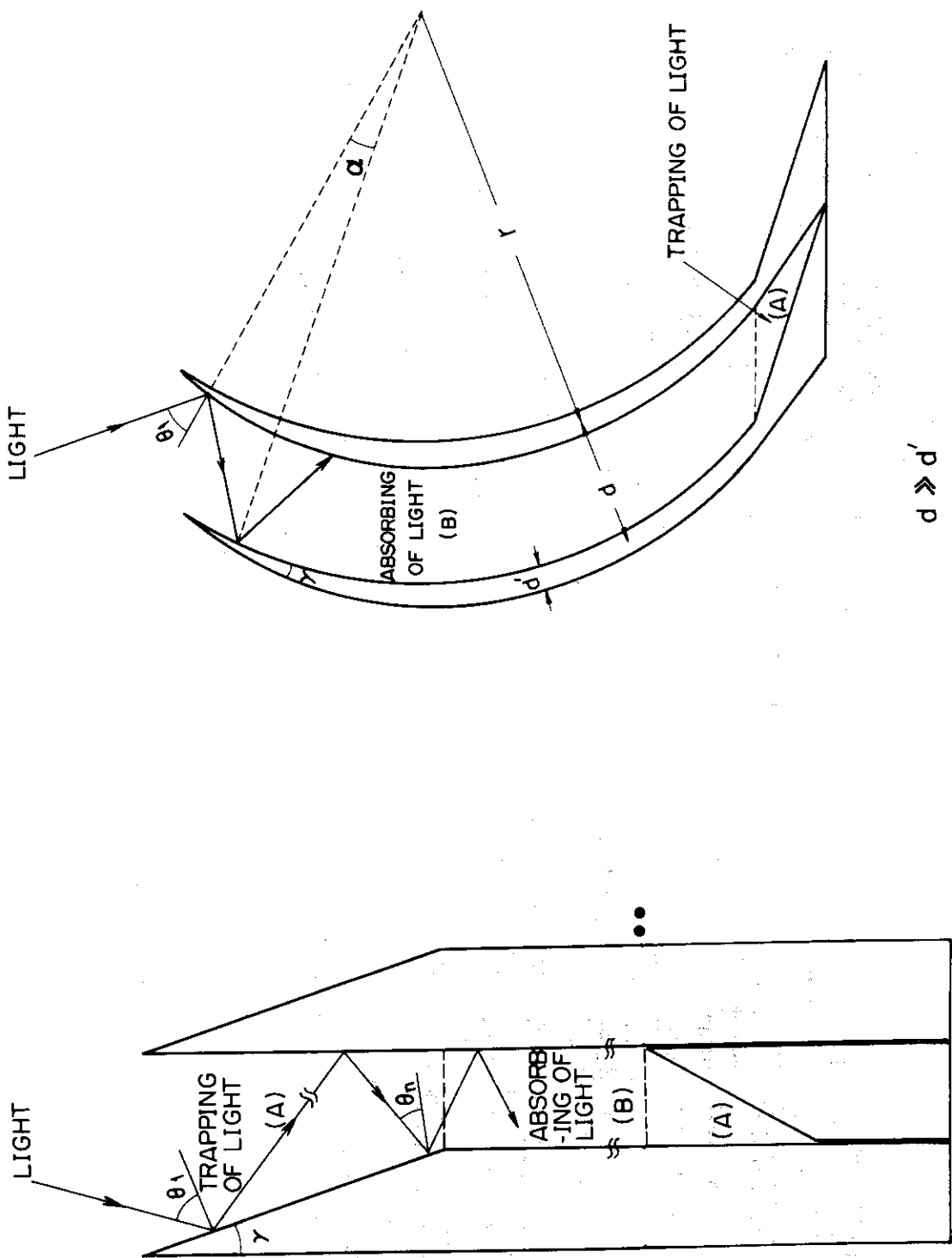
D I V A プラズマのトムソン散乱計測に際し多くの人々の協力を得、D I V A プラズマの電子温度、密度測定を完了した。その間、熱心に御指導下さった森茂東海研副所長、小幡行雄核融合研究部部長、田中正俊同次長及び田中裕二プラズマ実験室室長に深謝します。同時に、下村安夫氏をはじめとするD I V A 実験グループの方々の有意義な議論、並びに徳竹利国、安納勝人氏をはじめとするD I V A 装置技術グループの協力を感謝する。

参 照 文 献

- (1) T.MATOBA, A.FUNAHASHI, T.ITAGAKI, K.KUMAGAI, T.SHOJI and et al. : J.J.A.P., 18 (1979) 611.
- (2) SHIMOMURA, Y., OHTSUKA, H., MAEDA, H., YAMAMOTO, S., KIMURA, H., et al. : Nucl. Fusion, 16 (1976) 587.
- (3) YAMAMOTO, S., SENGOKU, S., KIMURA, H., SHIMOMURA, Y., MAEDA, H., et al. : Nucl. Fusion, 18 (1978) 205.
- (4) DIVA GROUP : Nucl. Fusion, 18 (1978) 1619.
- (5) DIVA Group : JAERI-M 7610 (1978).
- (6) H. KIMURA, K.ODAJIMA, S.SENGOKU, K.OHASA, T.SUGIE, and et al. : Nucl. Fusion, 19 (1979) 1499.
- (7) 的場, 船橋, 安藤 : JAERI-M 5515 (1974).
- (8) 山内, 熊谷, 河上, 的場, 船橋 : JAERI-M 7931 (1978).
- (9) 荏司, 河上, 船橋, 嶋田 : JAERI-M 7456 (1978).
- (10) T.MATOBA, A.FUNAHASHI, T.ITAGAKI, K.TAKAHASHI, K.KUMAGAI : JAERI-M 6685 (1976).
- (11) T.V.GEORGE, L.GOLDSTEIN, L.SLAMA and M.YOKOYAMA : Phys. Rev., 137, A369 (1965).
- (12) M.NAGAMI, H.MAEDA, S.KASAI, T.YAMAUCHI, S.SENGOKU and at al. : Proc. Int. Conf. on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, Culham 1978, J.Nucl.Mat. 76&77 (1978) 521.
- (13) T.YAMAUCHI, K.KUMAGAI, A.FUNAHASHI, S.SENGOKU, K.KAWAKAMI, and at al. : 投稿予定.



第 1 図 レーザ散乱計測系構成図

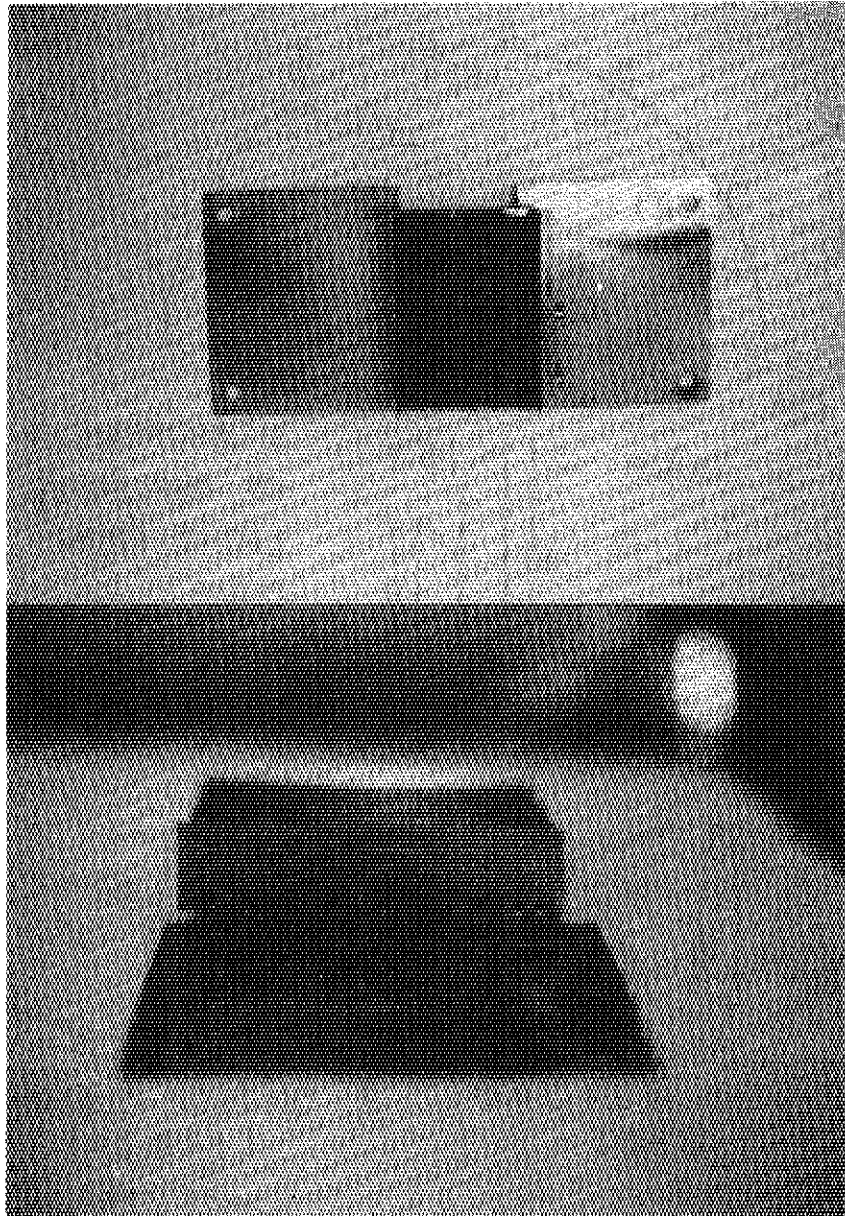


(a) 直線形

(b) 弓形

第2図 ビューイングダンプ素子

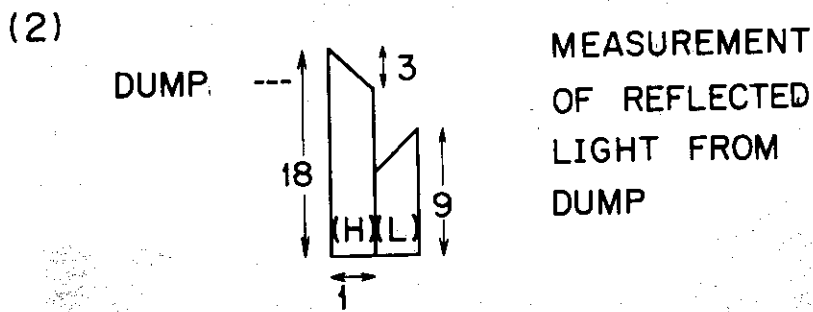
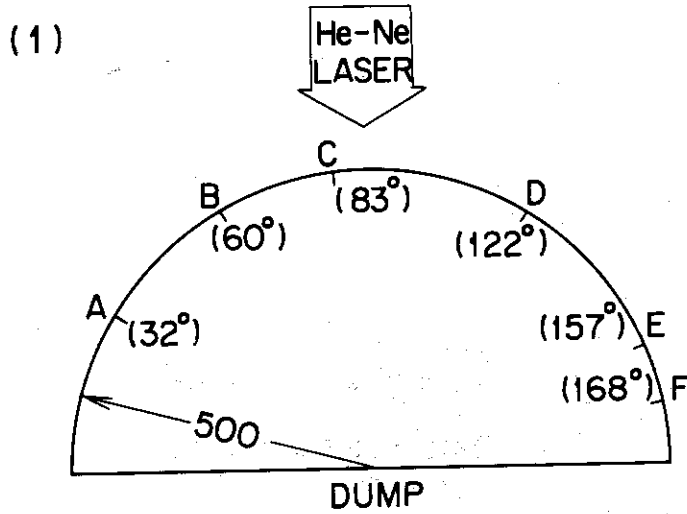
Viewing Dumper (DIVA)



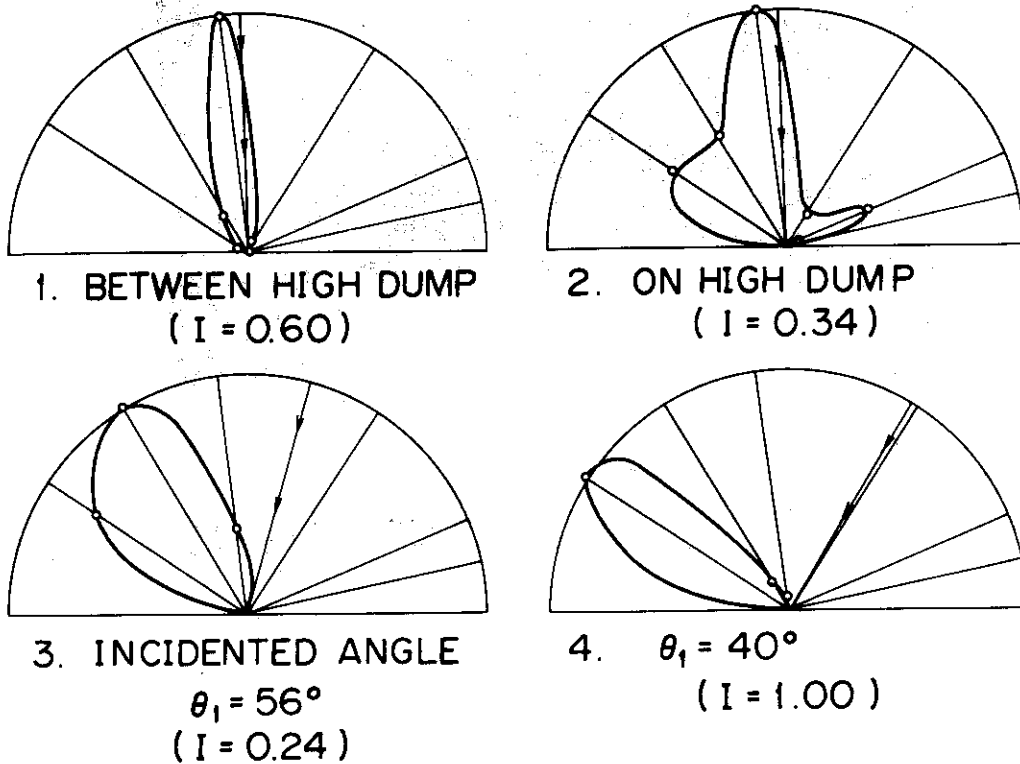
UPPER : $85^V \times 65^H$

LOWER : ADSORBED LAYER OF Au, Al

第3図 DIVAトカマク装置に取付けたビューイング
ダンプ
(上：上からの写真，下：横からの写真)

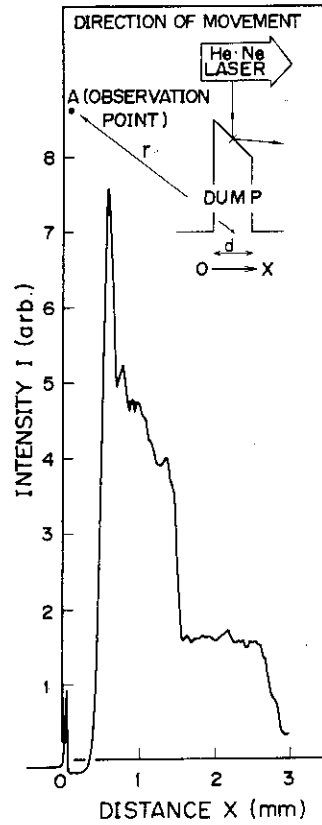


(a) 実験配置図



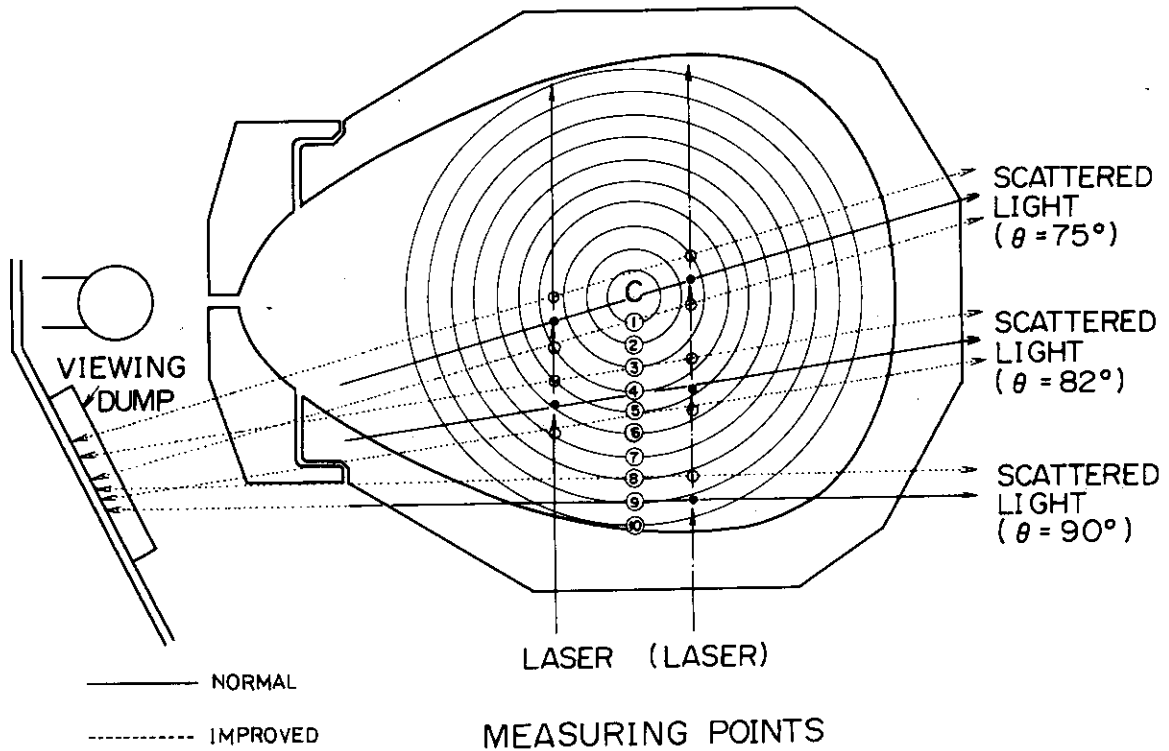
(b) 測定結果

第4図 ビューイングダンプの特性測定

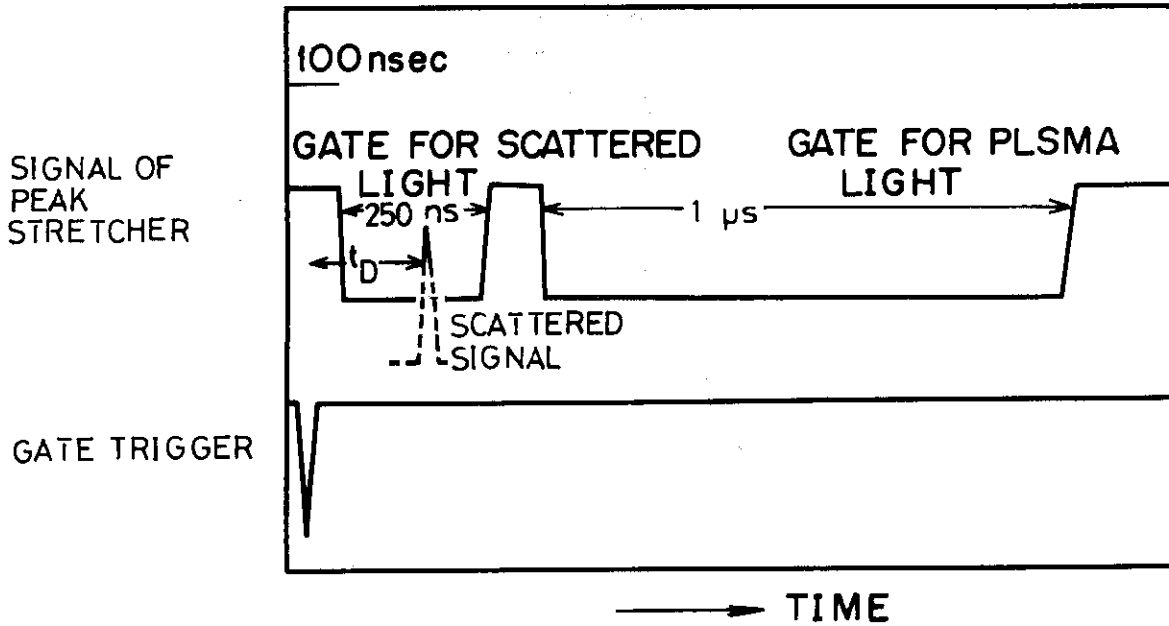


第5図 ビューイングダンプのエッジ効果測定

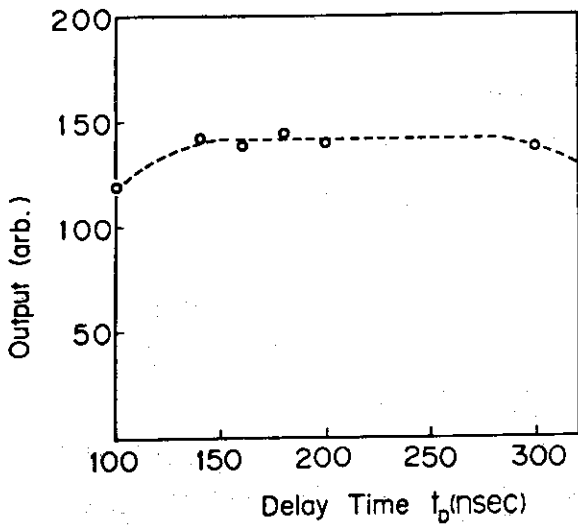
R=56 62(CM)



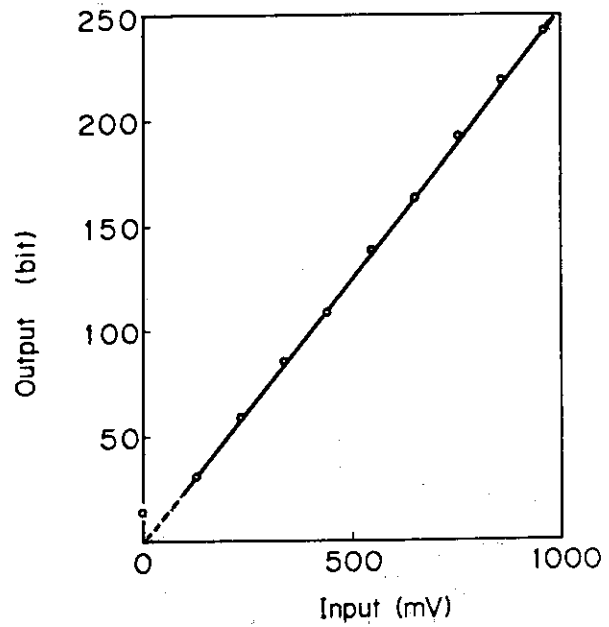
第6図 D I V A プラズマの測定点



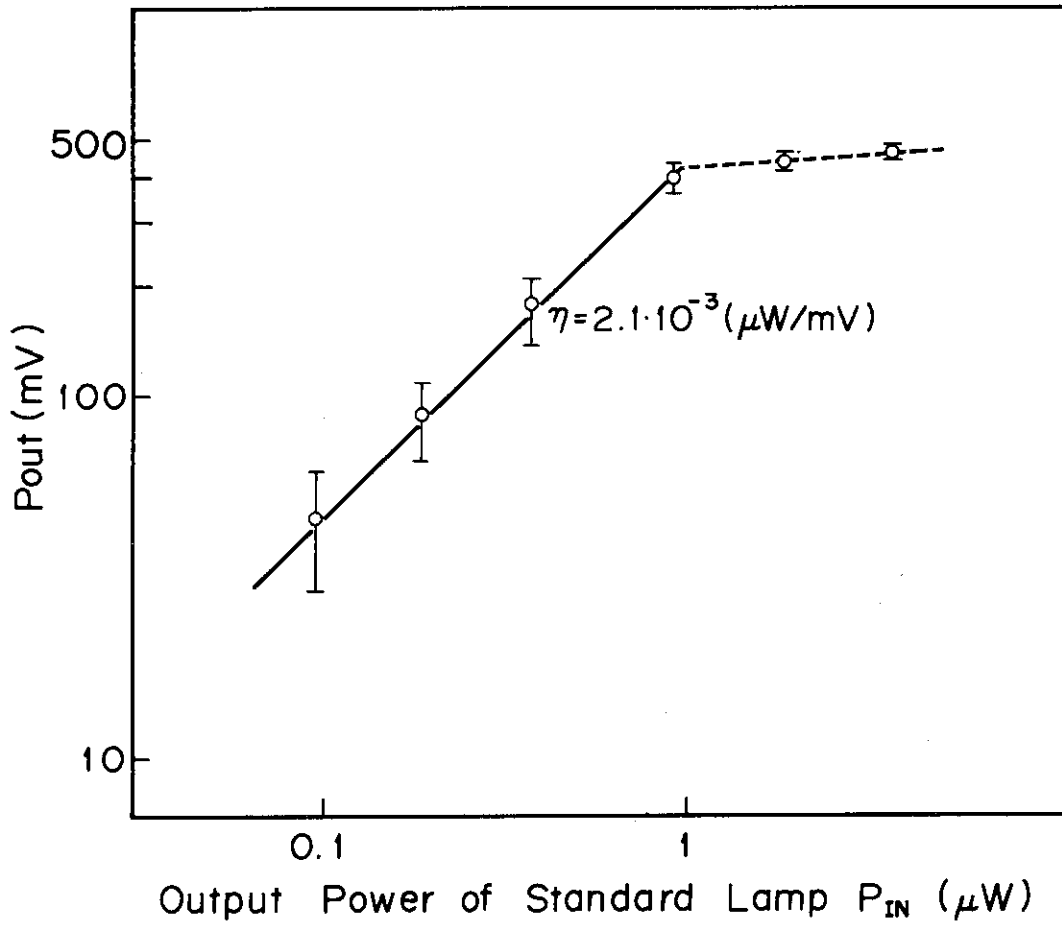
第7図 ピークストレッチャのゲート時間特性



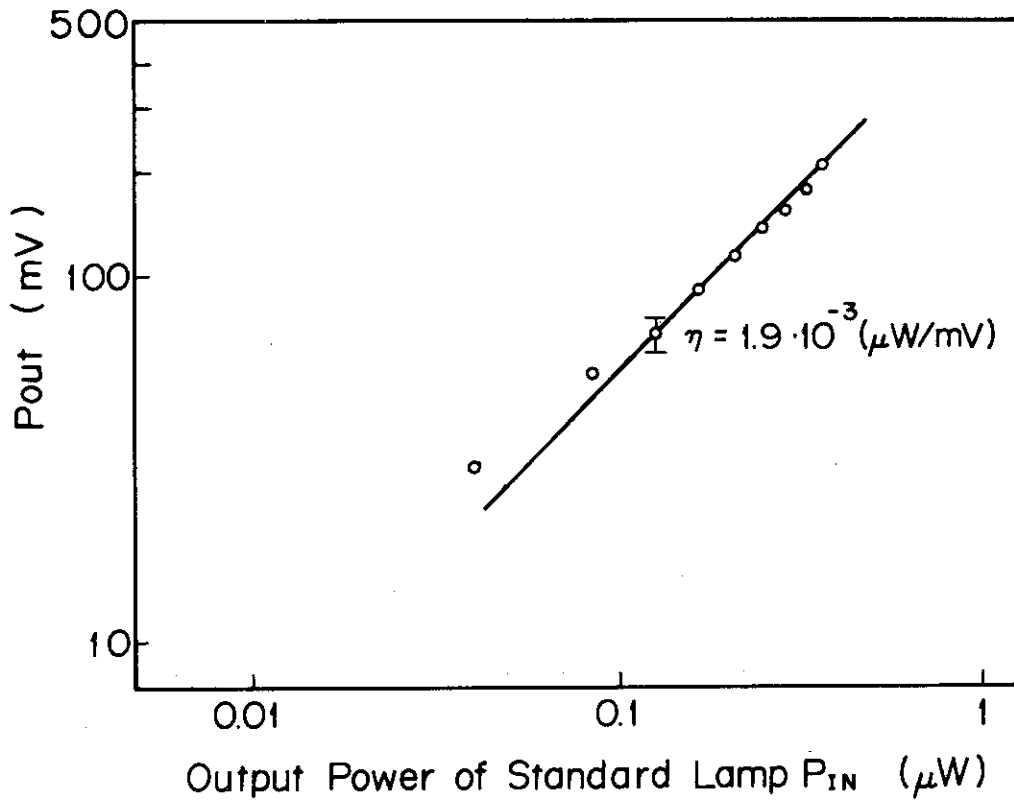
第8図 散乱光用ゲート特性
(白丸が測定値)



第9図 ピークストレッチャの入出力特性



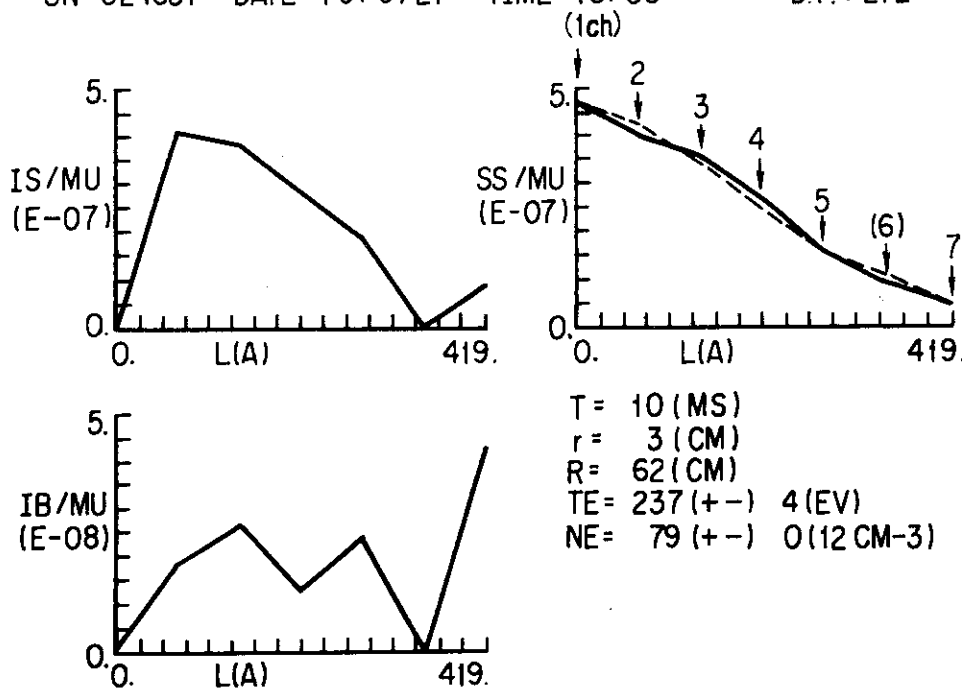
(a) オシロスコープを使用



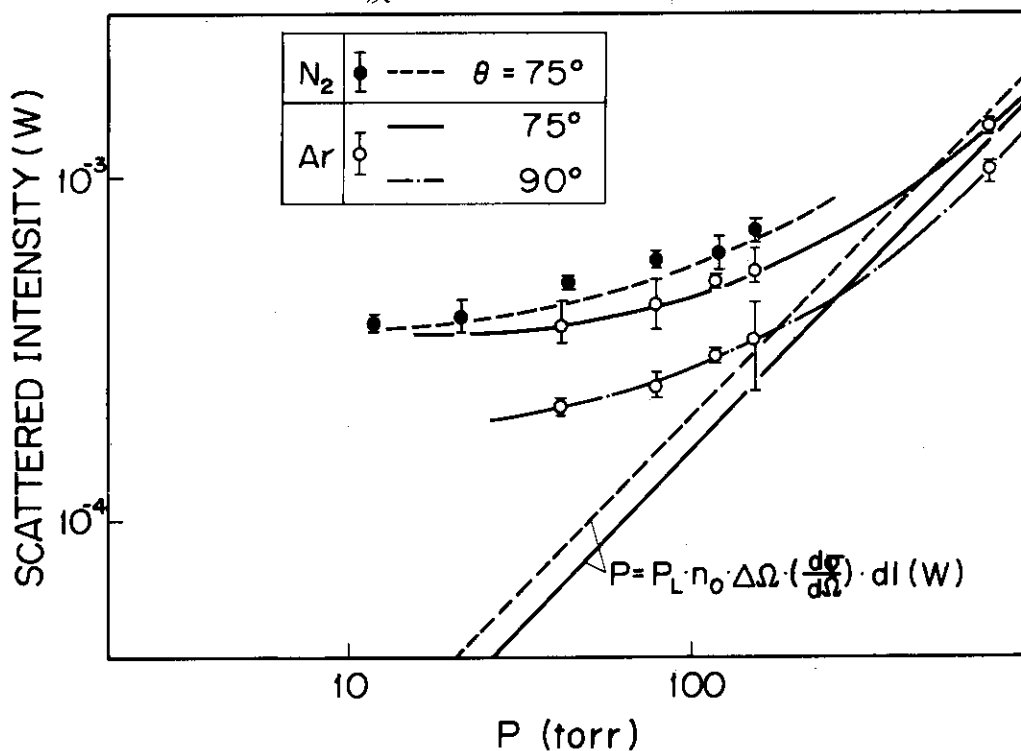
(b) ピークストレッチャを使用

第10図 計測系感度校正

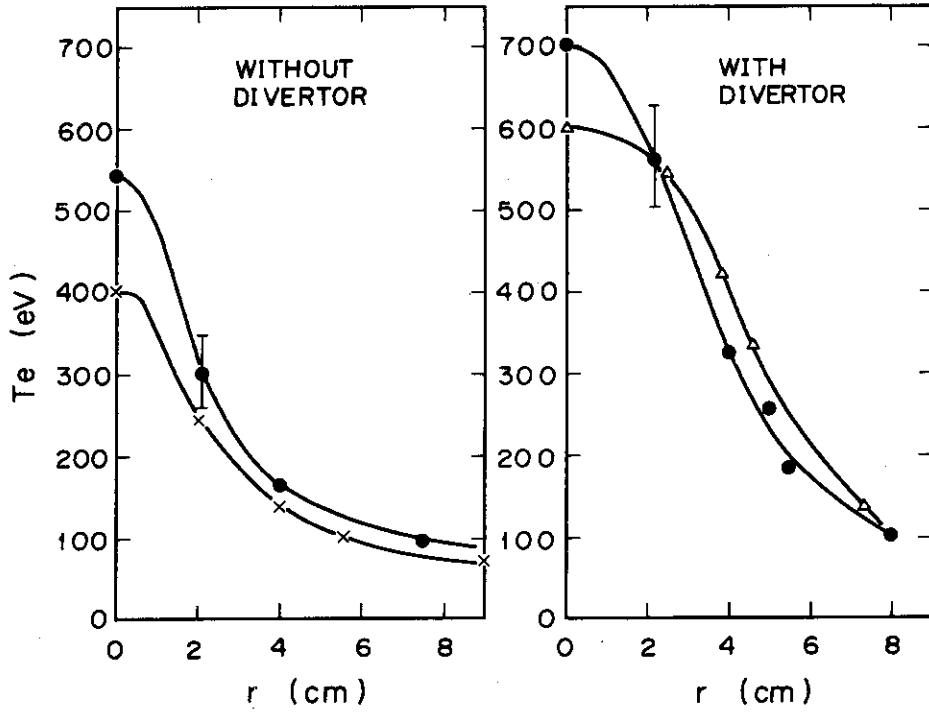
SN=024831 DATE=79/9/27 TIME=18/50 D.P./LTE



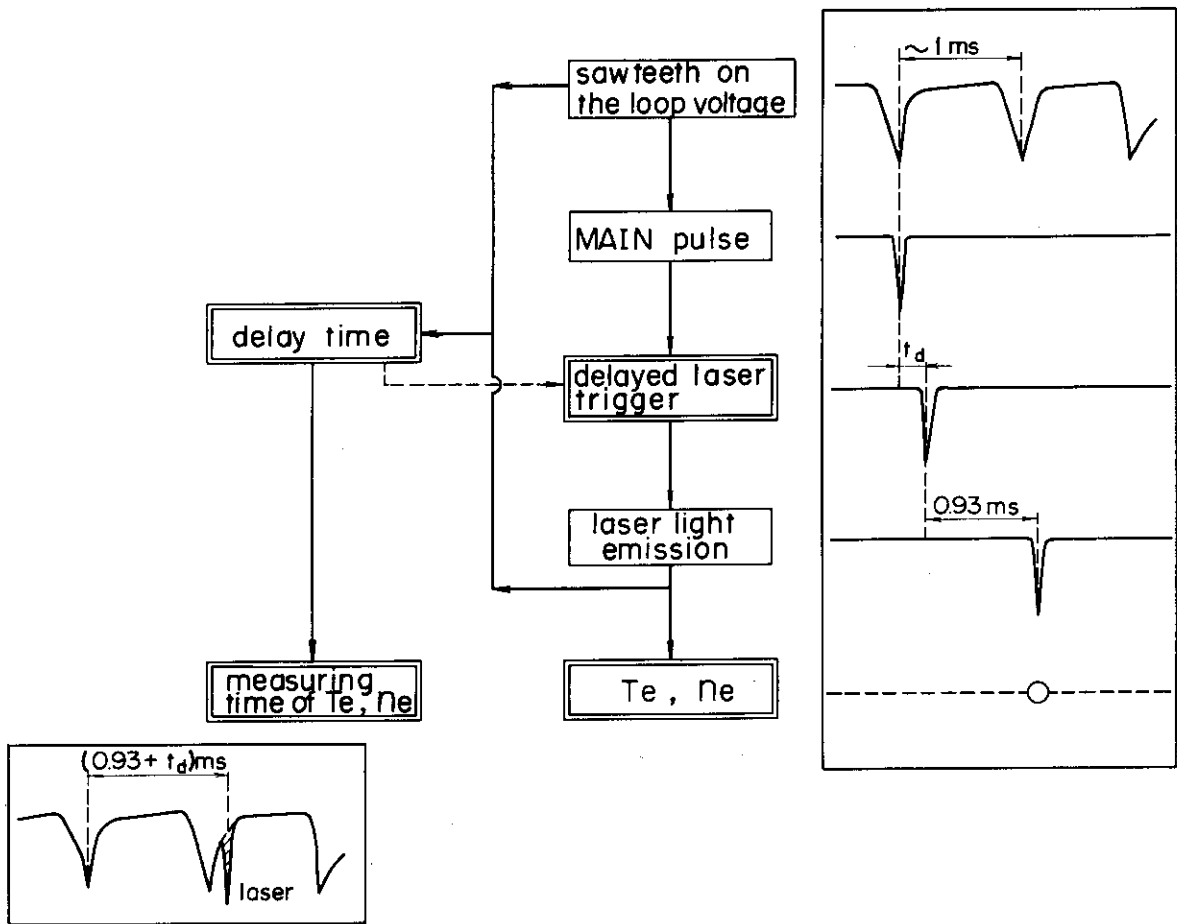
第 1 1 図 測定された散乱スペクトル例
 (1) 散乱光とプラズマ光の和, (2) プラズマ光
 (3) 散乱光 (4) 必要なパラメータ.....Tは測定時間, rは小半径, Rは大半径, TEは電子温度及びNEは電子密度



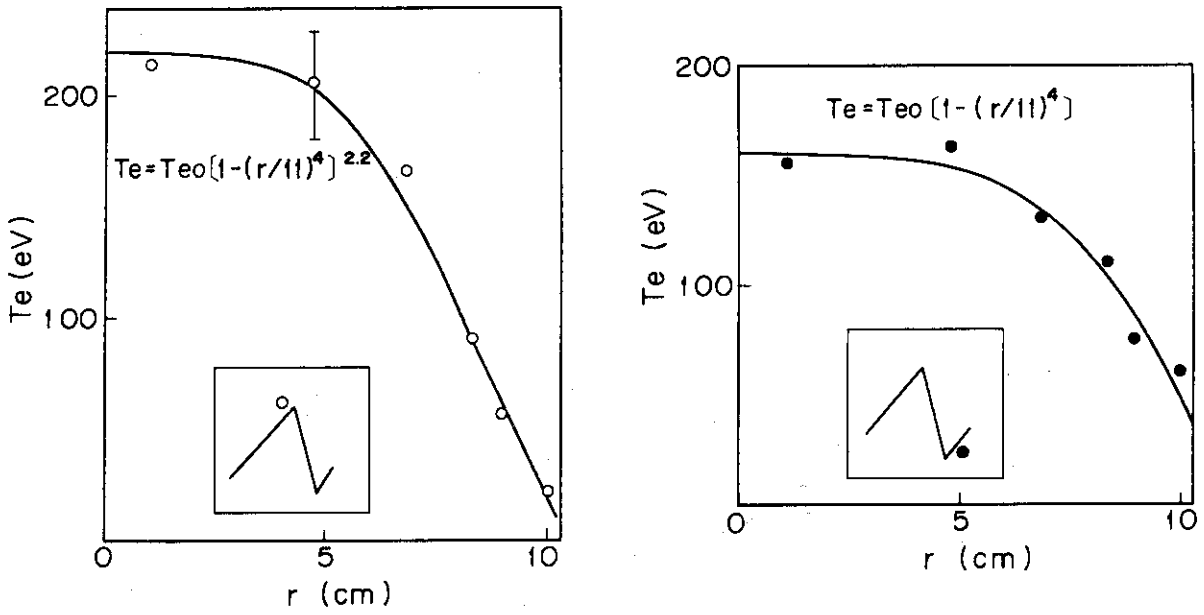
第 1 2 図 レーリー散乱測定



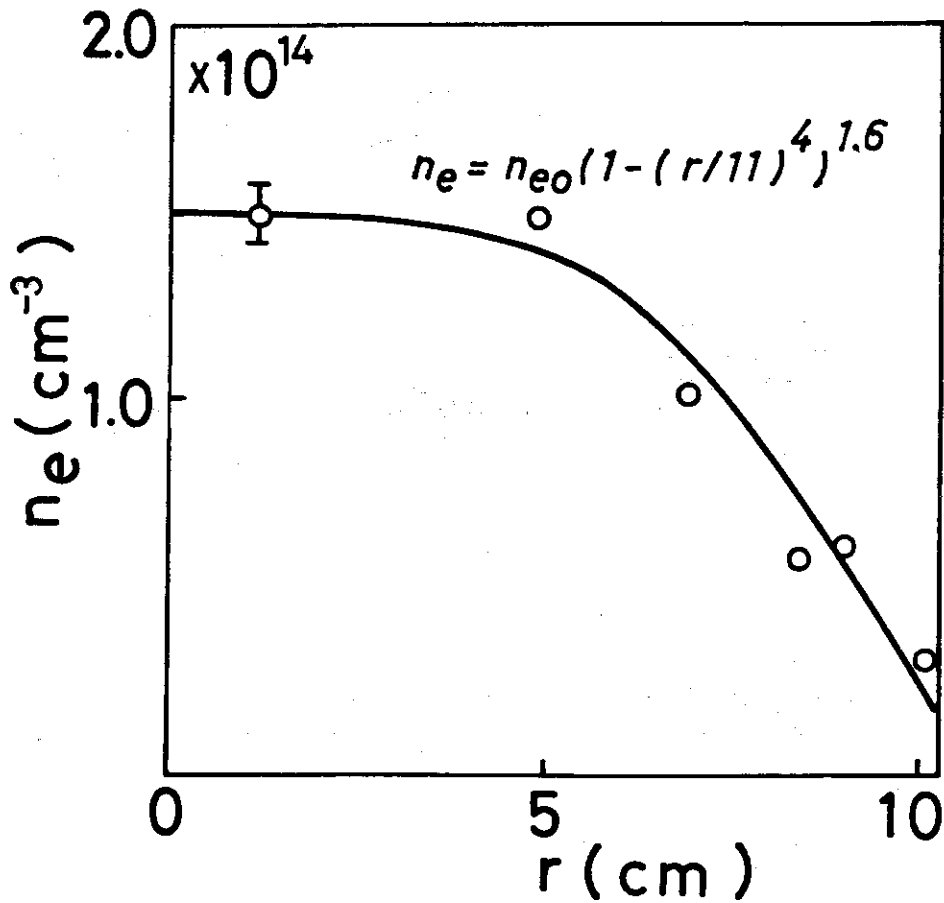
第 1 3 図 ダイバータを稼動した時としない時の電子温度分布



第 1 4 図 目的とする鋸歯状波振動上で電子温度、密度分布を測定するためのトリガー系



第 15 図 低 q 放電時の内部破壊による電子温度分布の変化
(左：内部破壊前の電子温度分布，右：後の分布)



第 16 図 低 q 放電時の電子密度分布