

JAERI-M

4 5 9 6

トカマク型装置において用いられた分光測定

1 9 7 1 年 9 月

河 西 敏 ・ 船 橋 昭 昌 ・ 伊 藤 智 之

日 本 原 子 力 研 究 所
Japan Atomic Energy Research Institute

トカマク型装置において用いられた分光測定

日本原子力研究所東海研究所核融合研究室

河西 敏，船橋昭昌，伊藤智之

(1971年9月受理)

このレポートは、トカマク型高温プラズマ装置JFT-2の本格的実験に先立って、従来行なわれてきたトカマク型装置研究に際して用いられている分光学的方法をまとめたものである。このレポートの目的は、従来用いられてきた種々な方法の改良、測定精度の向上を期し被測定量の物理的限界に対して明らかな展望を持つことにある。

このレポートの内容は、プラズマ温度、荷電粒子の閉じ込め時間、中性原子数密度、不純物イオンあるいは原子、およびプラズマ柱の平衡、安定性等に関する測定に分類されている。

なお分光測定を用いて過去になされている実験結果をトカマク型装置別および測定対象もしくは方法別に分類した表を作成した。この表は、従来の研究を参照するうえで有用であると思われる。

Spectroscopic Measurements in
the Tokamak-type Facilities

Satoshi KASAI, Akimasa FUNAHASHI
and Satoshi ITOH

Thermonuclear Fusion Laboratory, Tokai, JAERI

(Received September 1971)

The spectroscopic measurements which have been performed in Tokamak-plasma researches are reviewed, to provide the physical limitations of measured quantities. The descriptions are grouped into the measurements of ion and electron temperatures, particle confinement-time, neutral-atom density, impurity, and MHD equilibrium and instability.

In addition, the previous results determined by the spectroscopic method in Tokamak-plasmas are arranged in the table, which may be useful for referring to the past research results.

目 次

1. 序 言	1
2. プラズマ温度の測定	3
3. 荷電粒子の閉じ込め時間, 中性原子数密度およびスペクトル線の 空間的分布の測定	10
3.1 荷電粒子の閉じ込め時間の測定	10
3.2 中性原子数密度の測定	25
3.3 スペクトル線の空間的分布の測定	26
4. 不純物イオンあるいは原子に関する測定	30
5. プラズマの平衡および安定性に関する測定	38
6. 結 言	43
謝 辞	43
参 考 文 献	46

1. 序 言

日本原子力研究所においては、昭和47年度初頭完成を目指して、現在トカマク型高温プラズマ発生装置JFT-2¹⁾を建設中である。このレポートは、同装置を用いての本格的実験に先立って、高温プラズマの有力な診断手段の1つである分光学的方法に関して、従来ソ連を中心に行なわれてきたトカマク装置での研究、およびつい最近(1971年6月)アメリカ、ウィスコンシン大学で開催された第4回プラズマ物理および熱核融合研究に関する国際会議で報告された同型装置での研究の成果をまとめたものである。

このレポートの目的は、単に過去になされた研究の結果のみを理解するのではなく、実際にJFT-2装置プラズマの測定を行なう際に、測定精度の向上、測定技術の改良、拡張等を期し、あるいは被測定量の物理的限界に対して明らかな展望を持つことにある。したがって結果を導く際の途中の手続きについても重要と思われるものは詳しく言及し、多分に現象論的と思われる測定結果も殆んど全て引用した。よって従来のトカマク型装置での研究においてしばしば現われてくる実験結果相互間の撞着、不明確性、現象論的議論はそのままこのレポートの中にならかなり含まれているのは止むをえない。またこのレポートで引用した文献のある部分は、ソ連トカマク装置の実験結果の総合的まとめである文献(2)に含まれているが、現在のレポートの内容は、分光測定およびそれから得られる結果についてのみ主に言及し、分光学的測定量から物理的結果を導く際の手続きを重点的に述べている点が異なっている。またこのレポートにおいては同文献で触れることができなかつたいくつかの結果についても言及しており、この点においては本レポートは文献(2)と相補的である。

従来のトカマク型装置研究において分光測定は、プラズマ温度、不純物密度、中性原子数密度、荷電粒子の閉じ込め時間等の極めて重要な物理量の決定のために用いられている。特にアメリカ、プリンストン大学のグループによって行なわれた真空紫外分光測定による不純物炭素、酸素イオン密度の定量的決定³⁾は、T-3A装置での磁束変化から推定された電子温度の値をルビーレーザー散乱法を使って確認できた⁴⁾ことと事なると、トカマク型装置研究のうえで極めて意義深いことであると思われる。特に不純物密度の定量的測定は、今のところ真空紫外分光絶対測定による以外にない。

次にいわゆるトカマク型と呼ばれるプラズマ発生装置について簡単に紹介しておこう。トカマク型装置は、トロイダル磁場中に置かれた円環状放電管(ライナーと呼ばれる)内にあらかじめ作られた弱電離プラズマを、変流器を介してトロイダル方向に大電流を流すことによって強電離化し、同時にこのプラズマ電流によって生じたポロイダル方向磁場、トロイダル磁場および垂直磁場からなる複合磁場中に、プラズマの平衡を得ると共に、これを安定に閉じ込め、更に比較的大きいプラズマ電流による抵抗加熱過程を並行させることにより安定な高温プラズマを発生させるものである。通常プラズマの安定性を増すためにライナーおよびトロイダル磁場用コイルの間には、シェルと呼ばれる導電率の高い金属殻が挿入されており、このシェルがライナーを取り囲んでいる。またライナー中には、プラズマとライナー壁との相互作用を少なくしプラズマ柱の大きさを規定するためにリミターが設置されている。トカマク装置の研究は、

1960年以來主としてソ連クルチャトフ研究所において行なわれてきたが、昨年からアメリカ、プリンストン大学STトカマク装置が稼動しており、その他の諸国においても我国をはじめとして、ここ(1~2)年のうちにいくつかの装置が完成する予定である⁵⁾。現在トカマク装置で得られている最も良いデータは、T-4装置で得られたもので、 $n_e \tau \cong 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ sec}$ 、イオン温度は約500eVである(電子温度はイオン温度の(2~3)倍である)。

次節において、プラズマ中のイオン温度および電子温度測定について述べる。第3節で、スペクトル線の絶対強度測定を用いた荷電粒子閉じ込め時間あるいは中性原子数密度の決定法等を、第4節で不純物に関する定性的、定量的測定について言及する。また最後に光学測定を使用したプラズマ柱の平衡、安定性に関する結果について触れる。

なおこのレポートの終りの第2表は、分光測定を用いていままでになされている実験結果を各装置別および測定対象もしくは方法別に分類したものである。この表は、従来の研究を参照するうえで極めて有用であるものと思われる。また現在までに稼動している装置の性能あるいは大きさ等は、従来のソ連の装置については文献(2)の104頁の表1、STトカマク装置については文献(3)に述べられているので詳しくはこれらに依るとして、このレポートでは装置そのものについては余り触れないことにする。

2. プラズマ温度の測定

プラズマ中の電子温度は、一般的にいつてあるプラズマのモデル（例えば局所的熱平衡，コロナもしくは衝突放射モデル）を仮定して，スペクトル線の絶対強度，相対強度比あるいは連続スペクトル強度測定から求めることができる⁶⁾。一方イオン温度 T_i は，波長 λ (Å) のスペクトル線のドップラー全半値幅 $\Delta\lambda_D$ がよく知られているように，

$$\Delta\lambda_D = 7.70 \times 10^{-5} \lambda \sqrt{\frac{T(\text{eV})}{\mu}} \quad (\text{Å}) \quad (1)$$

で与えられるので，測定された $\Delta\lambda_D$ から発光粒子の温度 T が決まり，発光粒子とイオンが熱平衡にある，つまり $T = T_i$ として，(1)式から決定される。なお(1)式の μ は発光粒子の原子量である。

この節では，これまでトカマク型装置で行なわれてきたイオンおよび電子温度の測定結果について述べる。通常同装置における研究においては，水素あるいは重水素が用いられることが多く，したがって常識的にいつてプラズマの温度が高くなるにつれて水素のスペクトル線は弱くなり測定は困難になる。この高温プラズマでの分光測定の困難さを克服するには，不純物として混入している炭素，酸素等の多価イオンのスペクトル線に注目するか（このときスペクトル線の強度の大部分は真空紫外領域にある），あるいはあくまでも動作気体である水素のスペクトル線に注目して，プラズマを著しく冷却しない範囲で外部から水素中性粒子を流入させ，検出できるスペクトル線強度を確保する方法が考えられる。

ソ連のトカマク装置におけるドップラー幅からのイオン温度測定は，初期の T-2 装置⁷⁾，T-3 装置⁸⁾，T-5 装置⁹⁾ でなされている。以下主に，Mirnov & Semenov によってなされた最近の T-3 装置における測定結果⁸⁾ を紹介しよう。彼等は，冷たい水素分子をパフを使って数 msec の間，重水素あるいは重水素-水素混合プラズマの表面と放電管（ライナー）壁の間に流入させることによって，数 100 eV までのイオン温度を測定している。ここでパフを使用したのはプラズマを余り冷却しないためであり，彼等は外部からの水素分子の流入量を変えて測定を行ない，その結果水素分子流入のため生ずるイオン温度の降下は測定精度の (10 ~ 15) % 以内であったと報告している。またパフ動作後の全粒子数の変化は 20 % 以内，プラズマの巨視的な特性に変化はないとしている。彼等が行なった実験条件，つまり電子密度 $(1 \sim 5) \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ，電子温度 (50 ~ 1000) eV，イオン温度 (30 ~ 300) eV では，水素原子の共鳴荷電交換の平均自由行程は電子による電離のそれの (1/2 ~ 1/3) である。このようにして外部から流入された水素分子はプラズマの外層で水素原子 H^0 に解離し，この H^0 はプラズマ中で高温重水素イオンと急速に荷電交換を行ない高温の重水素原子が生成される。この重水素原子からのスペクトル線の拡がりを観測する。このようにすれば冷たい (1 ~ 2 eV) H^0 の鋭く強いスペクトル線と測定すべき熱い重水素原子のそれとの区別が容易となる（第 1 図参照）。

第1図は、重水素-水素混合プラズマにおいて中心軸から(6~8)cm下の場所で観測された $D\alpha$ 、および $H\alpha$ 線のプロファイルである。ここで分光器(分散 $6\text{\AA}/\text{mm}$)および2個の光電子増倍管(-20°Cに冷却)を使い、波長のスキャンニングは光電子増倍管の前の狭いスリット(0.1mm)に対して集光レンズを動かすことによって行なっている。同図の実線は放電後(10~15)msecにパフで水素分子を流入させたときの結果であり、点線は放電初期の比較的温度の低いときの結果である(この時期にはパフは動作させていない)。第2図は放電後(10~15)msecおよび1msecで観測された $D\alpha$ 線のプロファイルを拡大したものである。この拡大の原因としてはドップラー効果および強い磁場を横切る運動のため生ずる電場によるシュタルク効果が挙げられるとし、Mirnov & Semenovは、後者のシュタルク効果はプロファイルの端でのみしか効かないとして無視し、しかもスペクトル線がガウス分布から大きくずれていないので、これからイオン温度を決定している。第3図にこうして求められた \bar{T}_i (空間的平均値)のプラズマ電流依存性を示す。また比較のため荷電交換測定から決定された $(T_i)_{ex}$ およびプラズマ導電率から求められた電子温度の空間的平均値 $\bar{T}_{e\sigma}$ も同時に示してある。なお \bar{T}_i と $(T_i)_{ex}$ の差はプラズマ断面での温度分布のためであろうと彼等は推論しているが、 $\bar{T}_{e\sigma}$ との比較については何も言及していない。T-3装置のプラズマにおける異常抵抗効果を考慮すると、この実験条件では $\bar{T}_e/\bar{T}_{e\sigma} \approx (4\sim 2)$ 程度であり¹⁰⁾、したがって $\bar{T}_e \approx (4\sim 2)\bar{T}_i$ となり、これは従来のT-3装置における結果と矛盾しないと思われる。

初期のT-2装置⁷⁾の実験では、重水素放電を行ない放電管壁から出る不純物イオンのO IIIスペクトル線(4647\AA)あるいは初期重水素原子密度の3%だけヘリウム原子をプラズマ中に注入し、He IIスペクトル線(4686\AA)のドップラー幅からイオン温度を求め、(12~22)eVなる間の T_i の変化を決定している。スペクトル線幅の測定はモノクロメータとFabry-Perot干渉計を用いて光電的に行ない、スペクトル線のスキャンニングは一方のエタロン板に取り付けられたチタン酸塩のピエゾ効果を利用して、これに高電圧を加えて振動させ、他方のエタロン板との距離を変化させることにより行なった。このようにして求めたイオン温度の時間依存性をプラズマ電流波形と共に第4図に示す。この図で特に興味あることは、ZetaあるいはAlpha装置での結果と異なって、異なる電荷および質量を持つイオン温度がよい一致をみていることである。このことから彼等は、ZetaあるいはAlpha装置におけるイオン温度の質量および電荷依存性の原因とされている比較的大きな電界の揺動がトカマク装置では存在しないと思われることを主張している。

一方、Shcheglov & Kuznetsov⁹⁾は、Fabry-Perot干渉計および分光計を使ってイオンおよび中性原子のスペクトル線幅の写真あるいは光電測光を行ない、イオン温度の空間的分布および中性水素原子の温度を求めている。イオン温度の測定はO II, O III, O V, C IIスペクトル線についてプラズマ小半径の上下方向3点で行なわれ、その測定結果は第5図の(○)印で示されるようなものである。なおここで測定されたスペクトル線幅は、ゼーマン効果およびFabry-Perot干渉計の装置幅による補正を施した後、イオン温度に変換してある。また同図の横軸の ρ は $\rho = r/a$ (a ; リミター孔内径)である。したがってイオン温度分布は、曲線1, 1'で示されるようなパラボラ分布 $T_i(\rho) = T_i(0)(1-\rho^2)$ とは異なり、曲線2で示されるような $T_i(\rho) = T_i(0)(1-\rho^2)^2$ 分布に近いこと

がわかる。

このように観測されたイオン温度の分布について、彼等はクーロン衝突によるイオン加熱機構を仮定して説明しようとしている。つまり Q を電子からイオンへ輸送される単位時間あたりのエネルギー、 τ_i をイオンの寿命とすると、定常状態でイオン温度は $T_i = Q\tau_i$ である。ここで $Q = A(T_e - T_i) T_e^{-3/2} n_e$ である (A はイオンの種類によって決まる定数)。イオンの寿命 τ_i の下限はエネルギー閉じ込め時間 τ_E 程度であり、トカマク装置におけるこの τ_E の経験則¹¹⁾

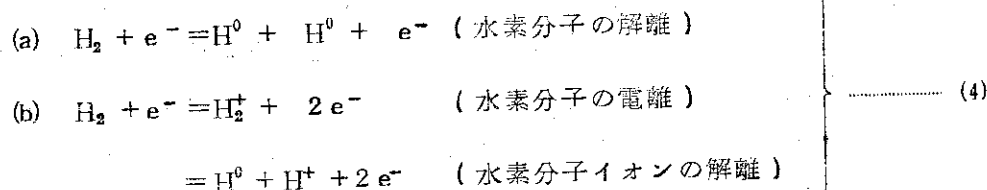
$$a^2 n_e T_e^{3/2} \tau_E^{-1} = \text{const.} \quad (2)$$

を考慮して、 $\tau_i \approx \tau_E$ と仮定すると

$$T_i \propto n_e^2 (T_e - T_i) \quad (3)$$

を得る。第1次近似では $T_e \gg T_i$ としてよいから $T_i \propto n_e^2 T_e$ となる。電子密度分布 $n_e(\rho) = n_e(0)(1 - \rho^2)$ に対しては $T_i \propto (1 - \rho^2)^2$ 、すなわち第5図の曲線2のような ρ 依存性が見いだされる。^{*}次に第5図の曲線1, 1'と2との相違で注意すべきことは、後者ではプラズマの外側に行くにつれて $T_i(\rho)$ が滑らかに減少することである。この滑らかな減少はプラズマの外側に冷たいイオンを含む領域が存在するためであるとされており、実際にこの冷たい領域の存在を以下に述べるような方法で確かめている。

中性水素分子がプラズマ柱の外側から流入したとき、電子との衝突によって通常次のような2つの過程を経て水素原子 H^0 が形成される。



このように形成された H^0 の平均エネルギーはそれぞれ 2.5 および 5.0 eV である。したがってこの H^0 の何れかの冷却機構が存在しなければ H^0 の実効温度 T_a は少なくとも 2 eV 程度であるべきである。ところが T_a の実測値は (0.5~0.9) eV とかなり低い値であった。

このことは中性原子のエネルギー損失を意味しており、主な原因は、プラズマ柱の周りの冷たい水素イオンと(4)式で示された過程で生成された中性原子 (≥ 2 eV) との荷電交換により冷たい (0.5~0.9) eV の水素原子が生ずるためであろうと推論している。したがってプラズマの外側の冷たい領域を取り除けば、 T_a が増加するはずである。このことを確かめるために、彼等は、プラズマ柱がトラス大半径方向に急速に変位し、その後また元の平衡の位置に押し返されるような不安定モード^{12) 13) **}をおこし、プラズマ柱が急速に外側に変位したときには

* この結論を導くには明らかに $T_e(r) \approx \text{const.}$ が必要である。文献(9)では $T_e(r)$ の測定結果について殆んど言及されておらず、この点に関してかなりのあいまいさが含まれているように思われる。

** この不安定性は、いわゆるスパイク振動と呼ばれるもので、トカマク型装置特有のものであるとされている。ロゴスキーコイルあるいはワンターン電圧波形上に急峻なスパイク状振動を伴うことからこのように呼ばれている文献(14)にこれに関する詳しい記述があるが、今のところ理論的にも実験的にも未だ明らかになっていない。文献(12), (13), (42)によればトロイダル磁場の増加および垂直磁場の最適化によって、このスパイク振動を押えることができるかとされている。

リミターによってプラズマの外側の冷たい領域が削り取られるだろうことを予想して、そのときの T_e を測定した。測定値は 2 eV となり、明らかに高い値を示し、この事実は、冷たいイオンを含む領域がプラズマの外側にあることを示すものであると結論している。

この冷たいイオンの存在からも $T_i(\rho)$ は一様あるいはバラバラ分布ではなく、 $T_i(\rho) = T_i(0)(1-\rho^2)^2$ 分布が適当であると文献(9)では主張している。

以上ソ連におけるトカマク装置のドップラー幅測定について述べてきたが、一方アメリカのプリンストン大学の ST トカマク装置においては、同装置における粒子およびエネルギーバランスに関する研究¹⁵⁾の中でやはりドップラー幅による温度測定を行なっている。

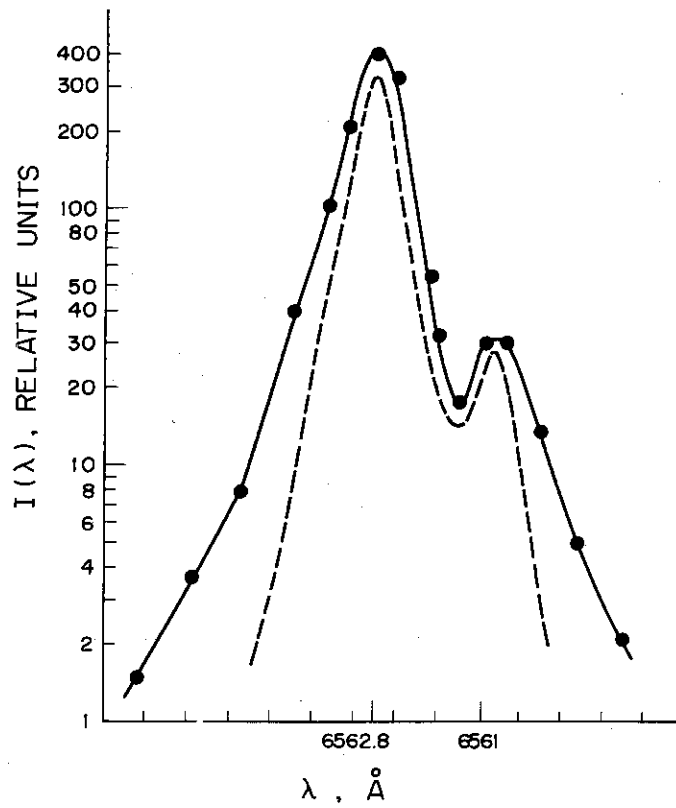
不純物として混入している O V (1623 Å) あるいは C V (1548 Å) 等のスペクトル線に注目し(ただしこれらのスペクトル線の発光する場所はそれぞれ異なっている。第6図(B)参照)、これらのドップラー幅から求めたイオン温度と荷電交換中性粒子のエネルギー分析から求めたそれとは合理的によい一致をみている。

第6図は ST 装置の水素プラズマ中におけるイオン温度の測定結果である。同図(A)では荷電交換中性粒子(□)、C V スペクトル線(1623 Å)のドップラー幅(×)および C V スペクトル線(1548 Å)のドップラー幅(○)から求めたイオン温度の時間変化が、同図(B)では放電後 16 msec におけるこれら3つの方法の結果をまとめることにより得られたイオン温度の分布が示されている。なおこの図の電子温度および密度の分布はルビーレーザー散乱法から求め、平均荷電数 \bar{Z} は第4節で述べるような不純物イオン数の測定結果から決定された。

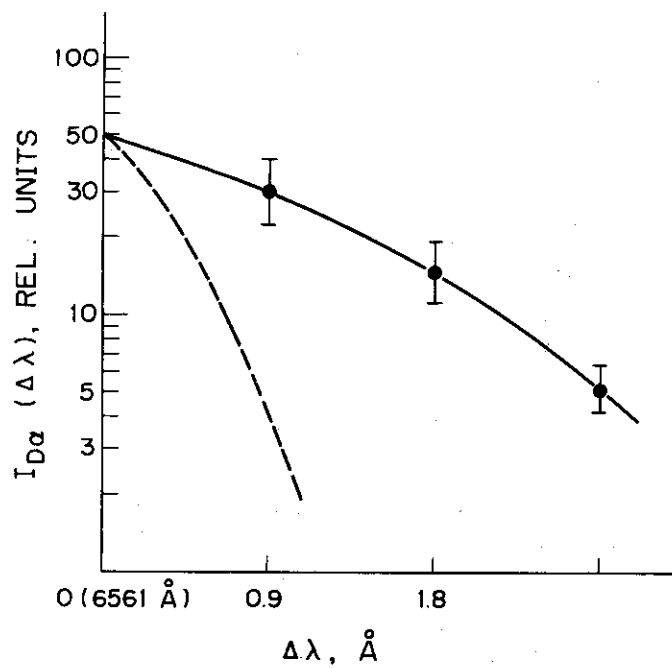
この節の最後に電子温度測定について述べる。分光学的方法を用いた測定は、ソ連の初期の装置 T-1¹⁶⁾¹⁸⁾、T-2¹⁷⁾¹⁸⁾ において報告されたのみで、現在余り行なわれていないようである。これらの測定はいずれも不純物のスペクトル線(C I, C II, C III, C V, O V, O V 等)の強度比から数 10 eV 以下の電子温度の値を決定している。T-3 装置でも C III, C V, O V スペクトル線の各強度の時間変化を測定し T_e を評価した¹⁹⁾としているがその手続については殆んど記述されていない。

ST 装置¹⁵⁾では、放電後(6~8) msec の間で酸素および炭素イオンの励起、電離割合から(100~200) eV なる T_e の値を決定し、ルビーレーザー散乱法から求めた 8 msec 以後の T_e の値と滑らかに接続している結果を得ている。これについても単に結果のみで詳しくは言及されていない。

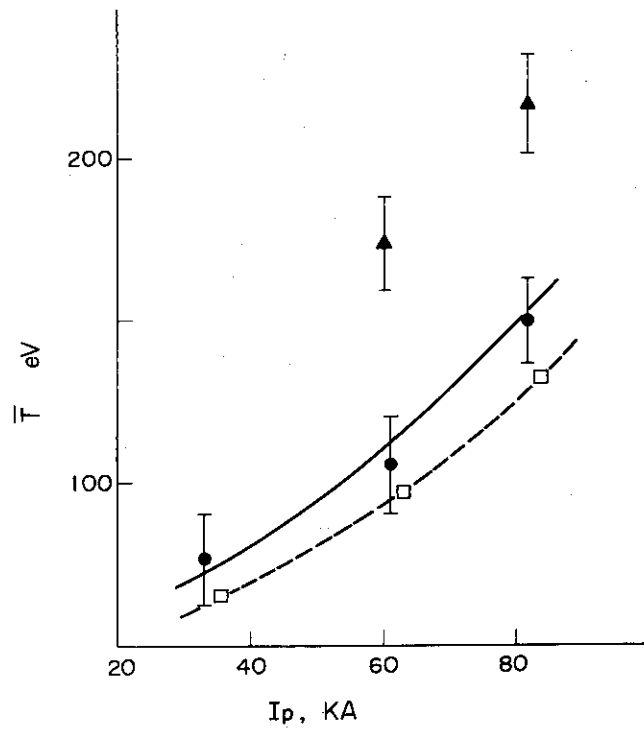
トカマク型装置プラズマの電子温度測定全般に関していえば、プラズマ電流とワンターン電圧から決定されるプラズマ導電率から求める方法およびプラズマ柱の存在による磁束変化の測定から求められるプラズマの単位長さあたりのエネルギー(w)から、プラズマ密度およびイオン温度を既知として、電子温度を求める方法がしばしば用いられてきたが、最近になってルビーレーザー光の散乱技術が使用されることが多い。⁴⁾¹⁵⁾²⁰⁾²¹⁾このレーザー散乱法は、異常抵抗、高い荷電数を持つ不純物イオンの存在には無関係に直接電子温度の空間的分布が決定されるという意味で上記の2つの方法と比較して好都合なことが多い。



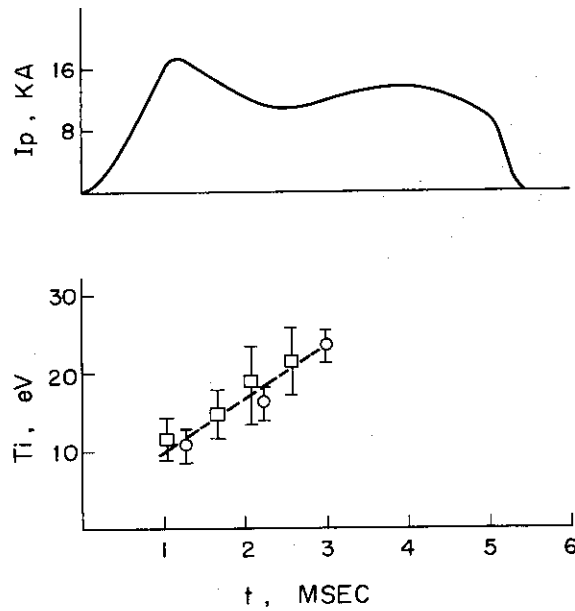
第1図⁸⁾ T-3装置における水素 - 重水素混合プラズマに対する H_{α} および D_{α} 線の強度プロファイル (実線: 放電後 (10~15) msec, 点線: 放電後 1 msec)



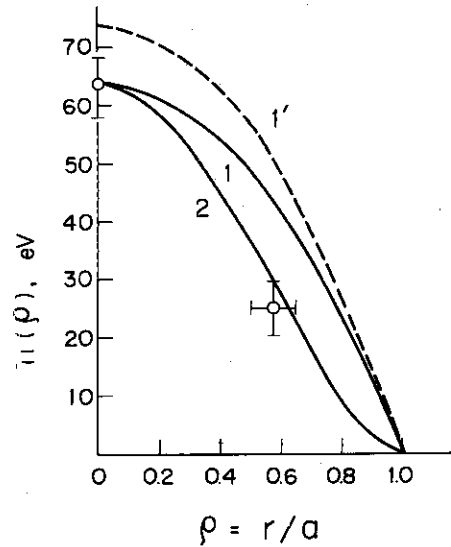
第2図⁸⁾ 第1図の D_{α} 線プロファイルの拡大図。



第3図⁸⁾ T-3装置におけるプラズマ温度のプラズマ電流依存性 ($n_e = (1\sim 2) \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $B_t = 25 \text{ KG}$)。●: スペクトル線のドップラー幅から求めた \bar{T}_i , ▲: 放電中の中性原子の荷電交換測定から決定された $(T_i)_{ex}$, □: プラズマの導電率から求めた $\bar{T}_{e\sigma}$

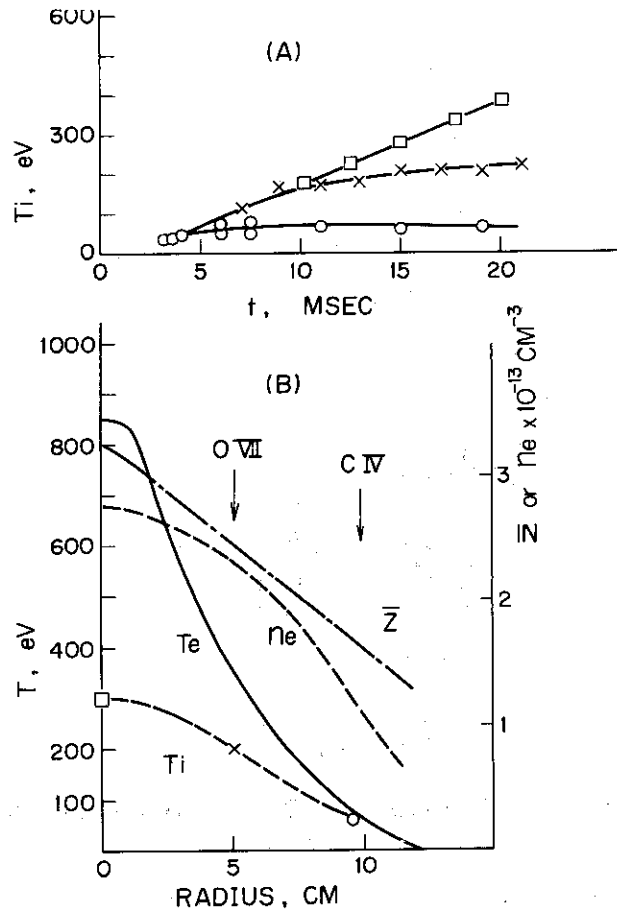


第4図⁷⁾ T-2装置におけるプラズマ電流とCIII, およびH_eIIスペクトル線のドップラー幅から求められたイオン温度の時間依存性。○: CIIIスペクトル線のドップラー幅から求めたイオン温度, □: H_eIIスペクトル線のドップラー幅から求めたイオン温度



第5図⁹⁾

T-5装置におけるイオン温度の半径方向分布 (初期水素圧力 $p_0 = 1.8 \times 10^{-4}$ Torr, 最大プラズマ電流 $I_{pMAX} = 30$ KA)。
 曲線1, 1' : $T_i(\rho) = T_i(0)(1 - \rho^2)$ 分布
 曲線2 : $T_i(\rho) = T_i(0)(1 - \rho^2)^2$ 分布



第6図

ST装置において水素放電で得られた結果¹⁰⁾
 (A) : 荷電交換中性粒子 (\square), OVI (1623Å) 線のドップラー幅 (\times), および CIV (1548Å) 線のドップラー幅から求めたイオン温度の時間依存性,
 (B) : 放電後16msecにおいて(A)の3つの方法の結果から得られたイオン温度, 電子温度, 電子密度および平均荷電数 \bar{Z} の半径方向分布 (初期水素圧力 $p_0 = 3.4 \times 10^{-4}$ Torr, $B_t = 27$ KG, 垂直磁場 $B_{\perp} = 0$, リミター半径 = 13cm)

3. 荷電粒子の閉じ込め時間、中性原子数密度 およびスペクトル線の空間的分布の測定

トカマク型装置のプラズマでは、プラズマ柱とライナー壁との間に存在する中性粒子層あるいはリミター、ライナーの器壁からプラズマ中に流入する中性粒子束の一部は電離され、一部は高温のイオンとの荷電交換を行なう。文献(2)にも指摘されているように、この中性粒子は荷電粒子の閉じ込め時間もしくは粒子拡散の決定に重要な効果を与え、同時に粒子バランスおよびエネルギーバランスに大きな影響を及ぼす。

この節では、水素もしくはヘリウム放電で得られるプラズマから放射されるスペクトル線の絶対強度測定から決定されるプラズマ中へ流入した中性原子の電離される割合および荷電粒子の閉じ込め時間、あるいは中性原子数密度等について主に言及する。特に中性原子の電離割合は、トカマクプラズマ中における荷電粒子の閉じ込め時間を決定するうえで極めて重要な物理量である。

3.1 荷電粒子の閉じ込め時間の測定

トカマク型装置においては荷電粒子の閉じ込め時間は、プラズマ半径方向の電子密度 \bar{n}_e の変化を無視し、プラズマ断面で平均された電子密度 \bar{n}_e を使った粒子バランスを示す式

$$\frac{d\bar{n}_e}{dt} = -\frac{\bar{n}_e}{\tau_n} + I \quad (5)$$

がよく用いられる。¹¹⁾¹²⁾²³⁾ 右辺第1項は粒子の損失項、第2項は補給項を示している。上式において τ_n は粒子の閉じ込め時間、 I はプラズマの単位体積中で単位時間内に中性原子が電離され、荷電粒子が生成される割合である。実効的には $I = I_t / V$ とかける。ここで I_t は単位時間当りの中性原子の全電離数、 V は電離が起こる空間の体積である。つまり僅かしか存在しない中性原子(第3.2節参照)でも、その電離による荷電粒子の生成過程は無視できない。かくて τ_n は

$$\tau_n = \frac{\bar{n}_e}{I - \frac{d\bar{n}_e}{dt}} \quad (5')$$

と書ける。

従来の研究においては、 \bar{n}_e および $d\bar{n}_e/dt$ の決定には2mmマイクロ波干渉計もしくはレーザー光散乱法が用いられ、中性原子の電離割合 I は、専らスペクトル線絶対強度測定から電子温度および密度を既知として衝突放射モデルに基づいた理論計算の結果を用いて決定している。すなわち Bates, Kingston, McWhirter 達によって発展させられた衝突放射モデル^{8a)6b)*)}

* このモデルでは、電子衝突による全ての準位からの段階的電離および励起、その逆過程としての放射および三体再結合、自然放射等の全てのレベル間の遷移を考慮して各レベルの濃度を計算する。詳細は文献(24),(25)参照。

を使った水素プラズマに対する計算をトカマクプラズマの電子温度および電子密度に拡張すると²⁵⁾, 上記の I と単位時間あたりプラズマの単位体積から放射される $H\alpha$ 線の光子束 J_α の間には

$$I = \zeta_\alpha \cdot J_\alpha \quad (6)$$

$$\zeta_\alpha = \frac{n(1)K(1, c) + 1.5 \frac{5}{2} n(p)K(p, c)}{n(3) A_{32}} \quad (7)$$

なる関係が導かれる。²²⁾²⁵⁾ つまり ζ_α は問題としているスペクトル線 ($H\alpha$ 線) の 1 光子あたりの電離数である。(7)式において $n(p)$ は p 準位の中性原子濃度, $K(p, c)$ は電子衝突による p 準位にある原子の電離係数, および $n(1), K(1, c)$ は基底準位にある水素原子に対するそれぞれの値である。更に A_{32} は準位 3 から 2 への放射遷移確率である。第 7 図に(7)式を使って計算された ζ_α と電子温度 T_e (eV) の関係を電子密度 n_e の値をパラメータとして示す。²²⁾ この図において実線は $n(1) = 10^{14} \text{cm}^{-3}$, 破線は $n(1) = 10^7 \text{cm}^{-3}$ に対するものである。第 7 図から, TM-3, T-3 および T-3A 装置の実験条件である $50 \leq T_e \leq 2000 \text{eV}$, $5 \times 10^{12} \leq n_e \leq 3 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$, $n(1) = 10^9 \sim 10^{10} \text{cm}^{-3}$ (第 3.2 節で中性原子数密度の測定結果について述べる) においては, ζ_α は $T_e, n(1)$ に対して極めてゆるやかな関数であることがわかる。この図からは $n_e \cong 10^{13} \text{cm}^{-3}$ では, $\zeta_\alpha \cong (4 \sim 3)$ であることが示されている。もっともこの ζ_α の計算結果の数値の正当性については主としてアメリカ ST グループから疑問が出されている。¹⁵⁾²⁶⁾ これについては後程 ST トカマク装置の結果に触れるときに言及する。

Kuznetsov 達¹¹⁾²²⁾²⁸⁾ は TM-3 装置で巨視的に安定な水素プラズマ (電流持続時間は約 6 msec) 中での荷電粒子の閉じ込め時間の測定を行なっている。電子密度の平均値 \bar{n}_e は 2 mm マイクロ波干渉測定から, 電子温度は磁束変化の測定から決定した。水素のスペクトル線 $H\alpha, H\beta$ の観測は, リミター (孔内径 1.6 cm) の反対側でトラス方向に沿って幅 2.5 cm 高さ 1.8 cm の石英窓を通して分光計, 光電子増倍管を使って行なっている。なおスペクトル線の較正はタンクステンリボン電球を用いている。第 8 図に TM-3 装置におけるプラズマ電流波形 I_p , $H\alpha$ 線絶対強度 J_α , 平均電子密度 \bar{n}_e およびプラズマ柱のライナー中心からのずれ d の測定結果を示す。この図において放電初期の 2 msec の間 J_α の値が殆んど零であるのは, 放電形成時に放射される強い光量による光電子増倍管の飽和を防ぐために, この時間幅の間そのグリッドに負電圧を印加して光の信号をカットオフしているからである。ここで観測している J_α の値は, 放電形成時の最大値に比べて (30~40) 倍小さく, したがって同図の J_α の主因は, 初期水素中性気体が完全電離した後, 外側からプラズマ中に流入する中性原子によるものと考えられるとしている。TM-3 装置では(6)式分母の第 1 項, 第 2 項の大きさの比較は $-d\bar{n}_e/dt$ が I の数倍である。²²⁾ 第 9 図の曲線 1, 2 は, 同じ実験条件のもとで連続する 2 つのショットに対して(5)式および第 7 図の ζ_α , もしくは $H\beta$ 線に対して同様に計算される ζ_β のグラフを使って求めた荷電粒子の閉じ込め時間 τ_n の時間依存性を示したものである。この図において点線で示された曲線 3, 4 は今まで考えてきたプラズマ中に流入した中性原子の電離の効果の補正を無視したとき, すなわち(5)' 式で $I=0$ としたときの値である。第 10, 11

および12図には、このようにして決定された τ_n のプラズマ電流 I_p 、トロイダル磁場 B_t 、初期水素圧力 p_0 に対する依存性を示す。これらの図には比較のためエネルギー閉じ込め時間 τ_E の測定結果^{*}も示されている。これらの図からTM-3装置における τ_n は(3~5)msecであり、 B_t には殆んど独立であるが、 p_0 に対してはゆっくり減少する関数、また大きい I_p を除いては殆んど I_p に正比例していることがわかる。更に($\tau_n \cong \tau_E$ の数倍)という結論が得られるが、これについてはST装置の結果との関連においてもう一度触れる。

こうして求められた τ_n の精度は、Kuznetsov²²⁾によれば、 J_α を測定するときのライナー壁からの反射もしくは輝度の強いリミター付近からのスペクトル線の寄与(第3.3節参照)のための補正、(4)式の(b)のような水素分子の電離過程の可能性^{**}、不純物炭素によるIの補正、 ζ_α 、 ζ_β の理論誤差および n_e 、 T_e の測定誤差等を考慮すると、系統誤差として(50~70)%およびランダム誤差として25%程度であるとしている。

Bobrovskii 達^{28) 29)}は、TM-3装置で測定された τ_n から粒子損失の主因は拡散によると仮定して算出される拡散係数を、捕足粒子の実効的衝突頻度を考慮したGaleev & Sagdeevの理論値^{30a)}と比較している。彼等は、

$$\tau_n = \frac{a^2}{(2.4)^2 D_\perp} \quad (8)$$

の式によって τ_n と拡散係数 D_\perp とを結びつけている。

ここで a はプラズマ半径でリミター内径に等しいと近似し、また密度の零次ベッセル関数形を仮定している。第13図は $1/\tau_n \propto D_\perp$ なる量を電子-イオン間の衝突頻度 ν_{ei} に対してプロットした結果²⁸⁾であり、横軸の ν_{ei} は $\nu_1 \equiv (\nu_{Te} B_p / a B_t) (a/R)^{3/2}$ ^{***}で規格化してある。ここで ν_{Te} は電子の熱速度、 B_p はトロイダル磁場、 R はトラス大半径である。この図において実線Eは実測値、曲線TはGaleev & Sagdeevの理論から決定される値、また曲線BはBohm 拡散係数 D_{Bohm} から予想される値である。この図から D_\perp の実測値は理論値より(5~10)倍大きく、その相違は小さい ν_{ei} 程大きいことがわかる。また D_\perp の実測値は

* エネルギー閉じ込め時間 τ_E の定義、考え方およびソ連における主な結果については、文献(2)の69頁にまとめられている。TM-3装置の τ_E の測定²⁷⁾では(5)式と相似的な式：

$$\tau_E = \frac{w}{P_{in} - \frac{dw}{dt}} \quad (5)'$$

を τ_E の近似式として用いている。ここで w はプラズマ柱の単位長さあたりのエネルギーで磁束変化測定から求められ、 P_{in} はプラズマ柱の単位長さあたりの入力パワーでプラズマの電流電圧特性から決めている。

** 中性水素分子の解離[(4)式(a)]、電離[(4)式(b)]はプラズマ柱の回りで起こるが、(b)の過程が競合すると、 ζ_α 、 J_α から求めた電離割合は明らかに低すぎる。水素分子が電離するときの電子の生成過程を無視しているからである。

*** ν_1 は、トロイダル磁場によるミラー効果のため生ずる捕捉粒子がこのミラー間を往復する(bounce)周波数である。

D_{Bohm} の $(1/10 \sim 1/100)$ であることもわかる。一方文献(29)においても同様に $1/\tau_n \propto D_{\perp}$ の TM-3 装置における実測値と理論値との比較をしている。その結果を第14図(a), (b) に示す。ただし、この図の横軸はプラズマ導電率から求めた値 ν_{eff} を ν_1 で規格化されている。

上述したように、TM-3 装置における拡散係数の実測値と理論値との比較が幾分異なる結果をもって報告されているが、これらの相異なる原因については文献(28), (29)による限り明らかでない。

T-3 装置の荷電粒子の閉じ込め時間の測定については文献(31), (32) で触れられているが、これらの文献では単に結果のみが示されているだけで余り詳しくは言及されていない。T-3 装置においてトロイダル磁場強度を 25 KG から 37 KG まで増強し、垂直磁場 B_{\perp} を改良して電流持続時間を 20 msec から 40 もしくは 70 msec にのばした T-3 A 装置の荷電粒子閉じ込め時間および粒子拡散測定については、ルビーレーザー散乱法を用いた測定結果のまとめの中で論じられている。³³⁾ T-3 A 装置では文献(4)の第10図および第16図に見られるように、放電持続の大部分の時間において $d\bar{n}_e/dt$ は極めて小さく、したがって(5)' 式の分母は主に I の寄与のみになる。電離割合 I は TM-3 装置での測定と同様に H_{α} 線絶対強度測定から $\zeta_{\alpha} \cong 4$ として決定されている。

第15図(c)および第16図に T-3 A 装置における異なる実験条件での荷電粒子閉じ込め時間 τ_n の時間依存性を示す。第15図には実測された τ_n に対応するプラズマ電流 I_p および H_{α} 線絶対強度も示されている。これらの図から、 I_p が最大値に達してから (15~25) msec 後に τ_n の最大値が得られることがわかる。

第17図および第18図に τ_n の I_p の最大値および平均電子密度 \bar{n}_e に対する依存性を示す。第17図にはこの τ_n に対応する H_{α} 線強度も示されている。この図に示すように一放電における最大プラズマ電流 $I_{p, MAX} \cong 95 \text{ KA}$ で巨視的不安定性が現われて、 $I_{p, MAX} \leq 35 \text{ KA}$ ではプラズマ柱の大きな変位が観測されている。第17図および第18図に示されるように、安定な条件が満たされれば、 τ_n は $I_{p, MAX}$, \bar{n}_e と共に増加しており、 τ_n は 20 msec にも達していることがわかる。

Forrest 達は、T-3 A 装置における τ_n と D_{\perp} との関係を次のように決めている。³³⁾ 粒子損失の主因が粒子拡散であるとして

$$\frac{dn_e(r)}{dt} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r D_{\perp} \frac{dn_e}{dr}) + I(r) \quad (9)$$

と書く。前述したように T-3 A 装置では $dn_e/dt \cong 0$ であるので

$$I(r) = -\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r D_{\perp} \frac{dn_e(r)}{dr}) \quad (10)$$

となる。一方この $I(r)$ は(6)式から

$$I(r) \propto J_{\alpha}(r) \quad (\because \zeta_{\alpha} \cong \text{const})$$

であり、この $J_{\alpha}(r)$ の測定結果は第19図のようである。ここでリミターは 17.5 cm の所に

対応している。したがって $I(r)$ の最大値は $r \cong 13 \text{ cm}$ で実現されていることがわかる。 $n_e(r)$ の実測結果

$$n_e(r) = n_e(0) \left(1 - \frac{r^4}{b^4}\right)^2 \quad (11)$$

を考慮して(ここで b ; ライナー内径), (10)式で $r=13 \text{ cm}$ とすると

$$I_{\max} = 8.65 n_e(0) \frac{D_{\perp}}{b^2} \quad (12)$$

なる関係が得られる。また一方 τ_n の実測値は(5)' 式から決定される。いま $I_{\max} \cong I$ と近似し, $d\bar{n}_e/dt$ を無視すると,

$$\tau_n = \frac{b^2}{16.2 D_{\perp}} \quad (13)$$

を得る。

T-3A装置で測定された電子密度および温度のプラズマ断面にわたる平均値 \bar{n}_e, \bar{T}_e から電子-イオン間の衝突頻度 ν_{ei} を計算し, この ν_{ei} の値に, $\gamma \cong \eta_m / \eta_c$ なる γ をかけたものを ν_{eff} とすると(ここで η_m はプラズマ導電率から求めた比抵抗, η_c はルビ-レーザー散乱法から決定された \bar{T}_e から決まる古典的な電子-イオン間の衝突による比抵抗であり, いわゆる γ は異常抵抗を表わす係数に他ならない。この γ の実測値については文献(33)の第44図および第45図参照), この ν_{eff} が

$$\nu_1 \equiv \left(\frac{\nu_{Te} B_p}{a B_t}\right) \left(\frac{a}{R}\right)^{3/2} < \nu_{eff} < \nu_2 \equiv \frac{\nu_{Te} B_p}{a B_t} \quad (14) \quad *)$$

なる領域にあることから, いわゆるプラト-領域における D_{\perp} の理論値^{30b)}

$$D_{\perp} = 1.25 \sqrt{\pi} q \cdot \frac{r_{ce}}{R} \frac{c T_e}{e B_t} \quad (15)$$

を使い, 更に(13)式から導かれる τ_n の理論値と実測値との比較を行なっている³³⁾ その結果を第1表に示す。(15)式において r_{ce} は電子のサイクロトロン半径, $q \equiv a B_t / R B_p$ でいわゆる安定係数である。このようにT-3A装置では異常抵抗による補正 γ を施した衝突頻度 ν_{eff} を導入して, この ν_{eff} に対する理論値と実験値との比較を行なっており, 第1表に示されるように $\tau_n(\text{expt}) = (1/2 \sim 1/3) \tau_n(\text{theory})$, つまり $D_{\perp}(\text{expt})$ は $(2 \sim 3) \times D_{\perp}(\text{theory})$ 以内となる結果を得ている。

* T-3A装置では, $R=100 \text{ cm}$, $a \cong 15 \text{ cm}$ であるので $\nu_2 \cong 17 \nu_1$ である。

表1表³³⁾ T-3 A装置における荷電粒子の閉じ込め
時間の理論値および実験値

\bar{n}_e 10^{13}	\bar{T}_e eV	η_m/η_e	ν_{eff} 10^5	q	$\nu_1 = \frac{\nu_{Te}}{qR} \left(\frac{a}{R}\right)^{3/2}$ 10^5	$\tau_E(\text{theory})$ msec	$\tau_n(\text{expt})$ msec
1.1	260	2.4	3.1	4	1.5	32	13
1.0	215	~1	1.5	6	0.9	28	18
1.0	215	2.5	3.8	4.6	1.2	36	12
0.9	190	~1	1.7	5.9	0.9	32	15.5
1.7	260	2.8	5.5	3.3	1.8	38	15
1.5	215	~1	2.3	5.9	0.9	29	19
1.7	280	1.8	3.2	3.1	2.0	36	15
1.75	305	2.05	3.3	3.1	2.1	32	16.5
2.2	255	1.25	3.3	3.3	1.8	39	20
1.5	220	1.9	4.3	3.7	1.4	45	23
1.2	122	1.0	4.3	6.8	0.6	57	18
1.5	220	3.6	8.2	3.7	1.4	46	15.5
1.5	435	6	4.8	2.1	3.7	28	-

最後にST装置の荷電粒子閉じ込め時間¹⁵⁾について述べよう。ST装置においてもTM-3, T-3A装置と同様な方法で τ_n を決定しているが、異なる点は、電離割合Iを規定する係数 ζ の計算結果がソ連グループの使用しているものと違っていることである。第20図には、 $H\alpha$, He I (5015 Å) および He II スペクトル線 (4686 Å) に対する係数 ζ が電子温度 T_e (eV) に対して示されている。ここで、 $H\alpha$ 線に対しては電子密度の値がパラメーターであり、ヘリウム線に対しては $n_e < 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ の範囲で、余り大きな誤差はないとしている。この図の $H\alpha$ 線に対する結果は、ソ連グループが使用している結果^{22) 26)} (第7図参照) と比べると明らかに異なっている。 $n_e = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ で $\zeta \cong 12$ であり、第7図のその約3倍になっている。この原因は計算に用いた放射遷移確率の違いによるものらしい。したがって $d\bar{n}_e/dt$ の値が極めて小さいT-3AもしくはST装置における実験では、(5)'式からわかるようにこの3という係数だけ第7図に示したソ連グループの計算結果を用いる方が τ_n の値が増加することになる。

第21図は、ST装置の水素プラズマで測定されたプラズマ電流 I_p , 粒子および電子のエネルギー閉じ込め時間 τ_n , $\tau_E^{(e)}$ の時間依存性を示す。 τ_n は(5)'式を用い、ルビーレーザー散乱法もしくは4mmあるいは2mmマイクロ波干渉法によって決定された \bar{n}_e , $d\bar{n}_e/dt$ および $H\alpha$ 線の絶対測定と第20図の対応する ζ の値を使って求めたIを使って算出された。一方 $\tau_E^{(e)}$ は電子に対するエネルギーバランスの式:

$$\frac{W_e}{\tau_E^{(e)}} = P_{in} - \frac{dW_e}{dt} - P_{ei} - P_r \quad (16)^*$$

から決定した。ここで W_e はプラズマ中の全電子の運動エネルギー、 P_{in} はプラズマ中への入力パワー、 P_{ei} はクーロン衝突により電子からイオンへ輸送されるパワー、 P_r は放射により失われるパワー(中性気体の電離に使われるパワーもこれに含まれるが、通常これは小さな寄

* イオンのエネルギーバランスの式:

$$\frac{W_i}{\tau_E^{(i)}} = P_{ei} - \frac{dW_i}{dt} - P_{ex} \quad (17)$$

を考えると(16), (17)式から $\tau_E^{(i)} \cong \tau_E^{(e)} = \tau_E$ として

$$\frac{W}{\tau_E} = P_{in} - \frac{dW}{dt} - (P_r + P_{ex})$$

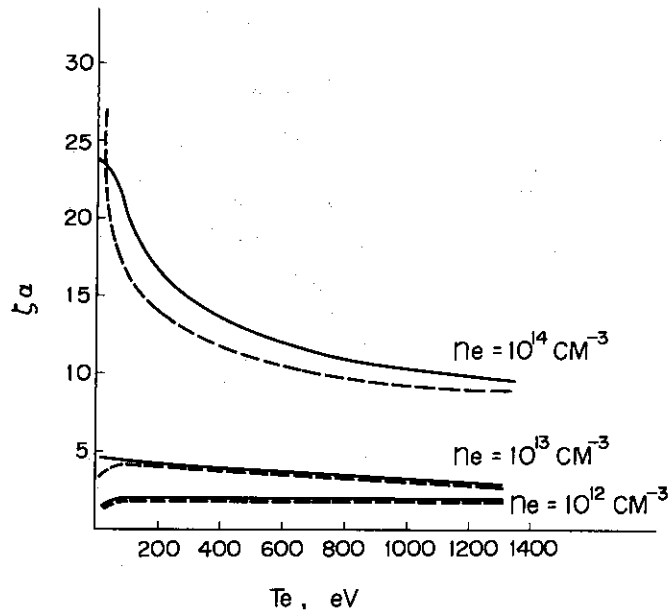
が得られる。ここで W_i はイオンの全エネルギー、 P_{ex} は荷電交換による損失パワーである。したがって

$$\tau_E = \frac{W}{P_{in} - \frac{dW}{dt} - (P_r + P_{ex})}$$

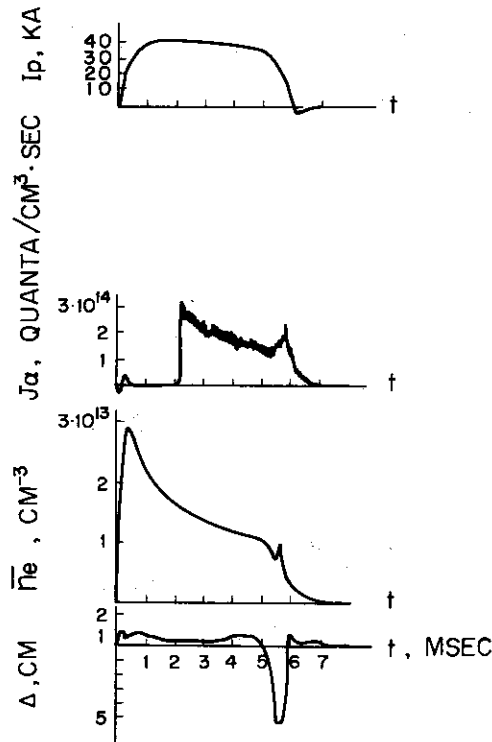
が得られるが、ソ連のグループの結果は、 $P_r + P_{ex}$ を無視した式

$$\tau_E = \frac{W}{P_{in} - \frac{dW}{dt}} \quad (18)$$

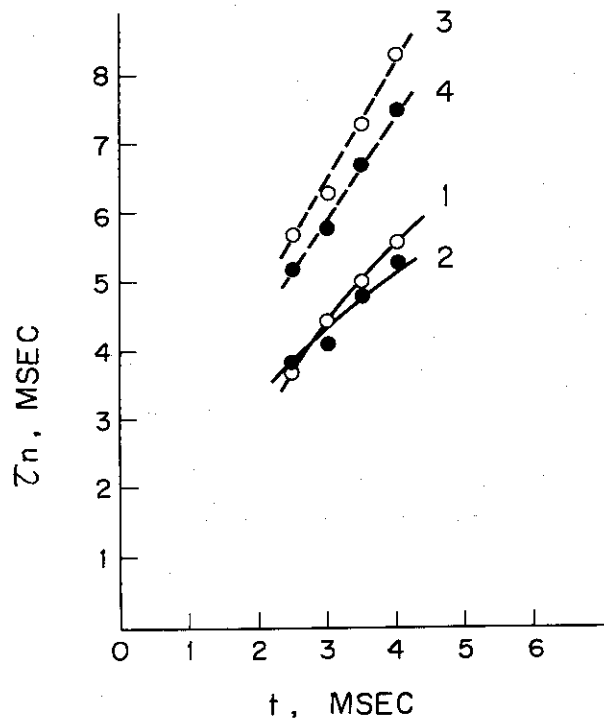
つまり12頁の(5)'式に対応する式を使用している場合が多い。ST装置では分光絶対測定によって(16)式の P_r を定量的に測って $\tau_E^{(e)}$ を決定している点はソ連グループの結果と比べて改良されている。



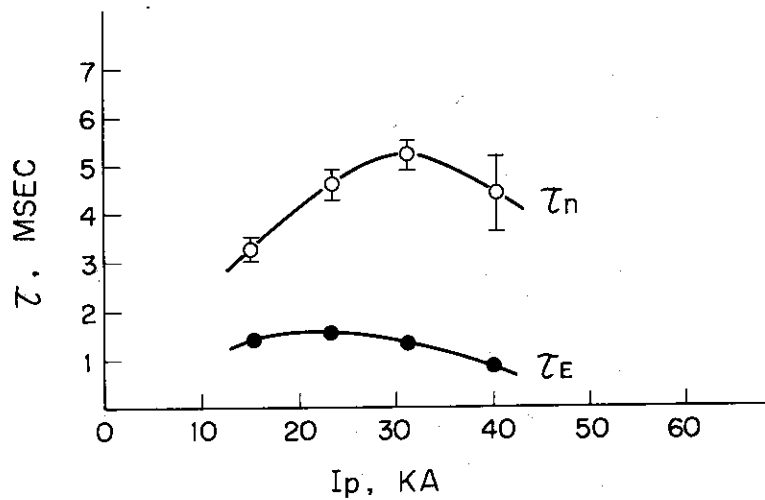
第7図²²⁾ ソ連のグループによって計算された H_α 線に対する ζ_α の電子温度 T_e の依存性。パラメーターは電子密度 n_e である。実線: $n(1) = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 破線: $n(1) = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$



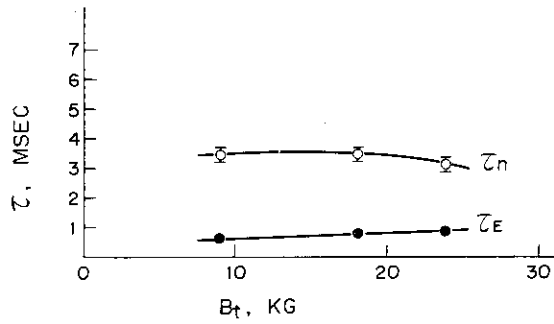
第8図²²⁾ TM-3装置におけるプラズマ電流 I_p , H_α 線絶対強度 J_α , 平均電子密度 \bar{n}_e , およびプラズマ柱のライナー中心からのずれ Δ の時間変化 ($B_t = 24 \text{ KG}$, 初期水素圧力 $p_0 = 4.6 \times 10^{-4} \text{ Torr}$)。



第9図²²⁾ TM-3装置における荷電粒子閉じ込め時間 τ_n の時間依存性 (最大プラズマ電流 $I_{pMAX} = 4.0 \text{ KA}$, $B_t = 2.4 \text{ KG}$, 初期水素圧力 $p_0 = 4.6 \times 10^{-4} \text{ Torr}$)。曲線1: プラズマ柱への中性原子束の流入を考慮し H_α 線絶対強度から求めた τ_n , 曲線2: H_β 線絶対強度から曲線1と同様にして求めた τ_n , 曲線3,4: プラズマ柱への中性原子束の流入を無視して求められた τ_n

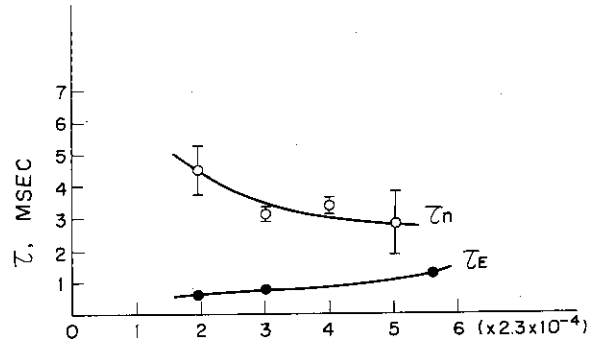


第10図²²⁾ TM-3装置で放電後4 msecにおける荷電粒子閉じ込め時間 τ_n , およびエネルギー閉じ込め時間 τ_E のプラズマ電流 I_p 依存性 ($B_t = 2.4 \text{ KG}$, 初期水素圧力 $p_0 = 4.6 \times 10^{-4} \text{ Torr}$)。



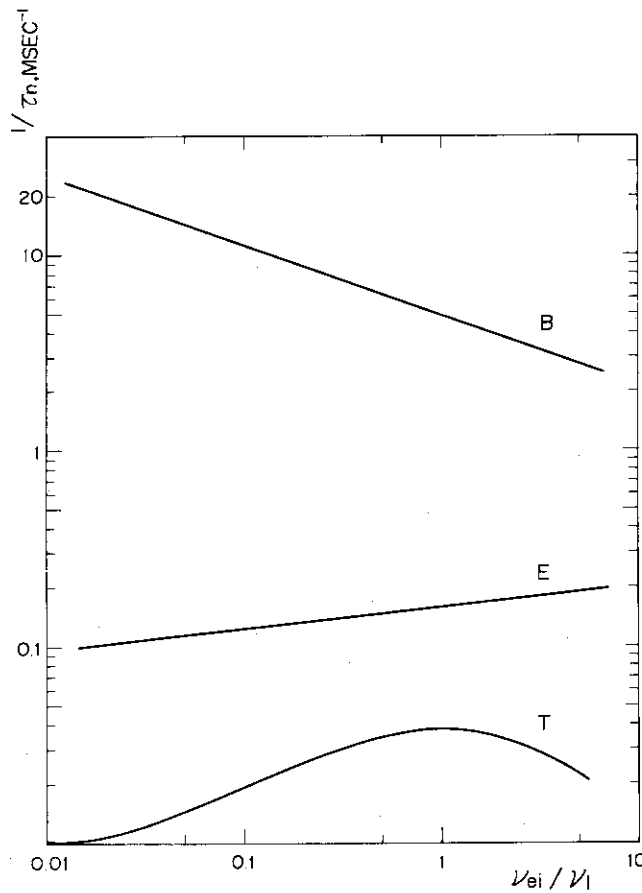
第11図²²⁾

TM-3装置で放電後4msecにおける荷電粒子閉じ込め時間 τ_n 、およびエネルギー閉じ込め時間 τ_E のトロイダル磁場 B_t 依存性(最大プラズマ電流 $I_{pMAX} = 16 \text{ KA}$ 、初期水素圧力 $P_0 = 3.7 \times 10^{-4} \text{ Torr}$)。

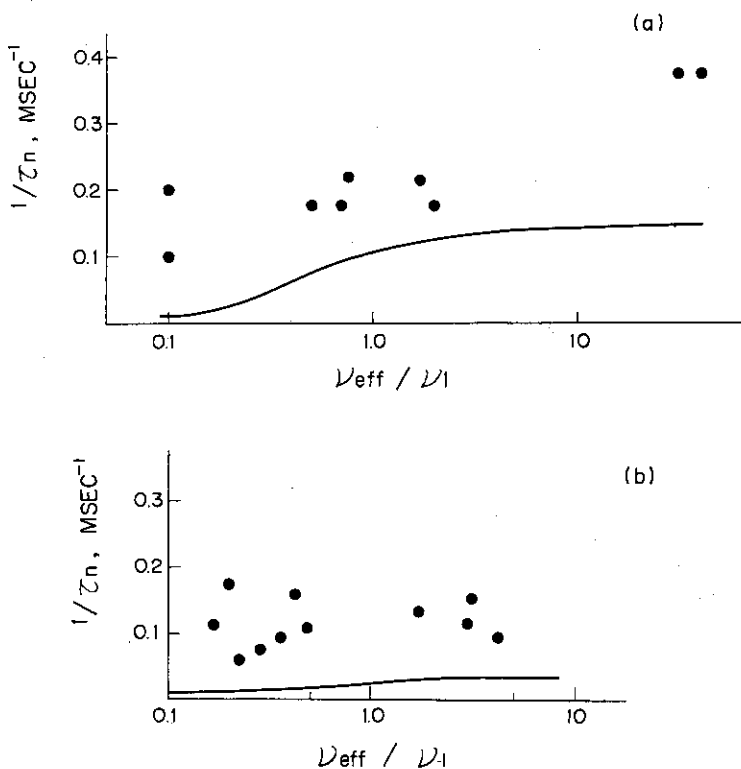


第12図²²⁾

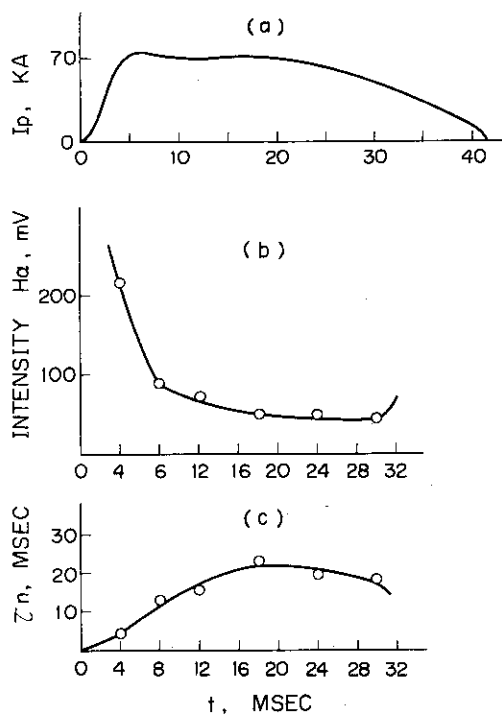
TM-3装置で放電後4msecにおける荷電粒子閉じ込め時間 τ_n 、およびエネルギー閉じ込め時間 τ_E の初期水素圧力 p_0 依存性($B_t = 24 \text{ KG}$ 、最大プラズマ電流 $I_{pMAX} = 40 \text{ KA}$)。



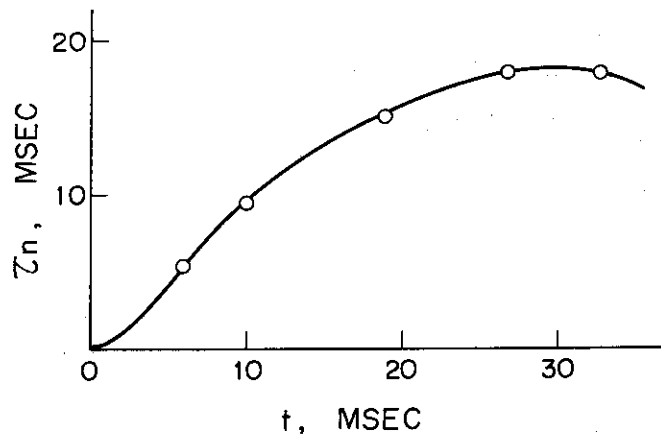
第13図 TM-3装置における荷電粒子閉じ込め時間の逆数 $1/\tau_n$ の ν_{ei}/ν_i 依存性²⁸⁾(ただし ν_{ei} は電子-イオン間の衝突頻度、 $\nu_i \equiv (\nu_{Te} B_p / a B_t) (a/R)^{3/2}$ である)。実線E: $1/\tau_n$ の実測値、曲線T: Galeev & Sagdeevの理論から求めた $1/\tau_n$ の実測値、曲線B: Bohm 拡散係数 D_{Bohm} から予想される $1/\tau_n$ 。



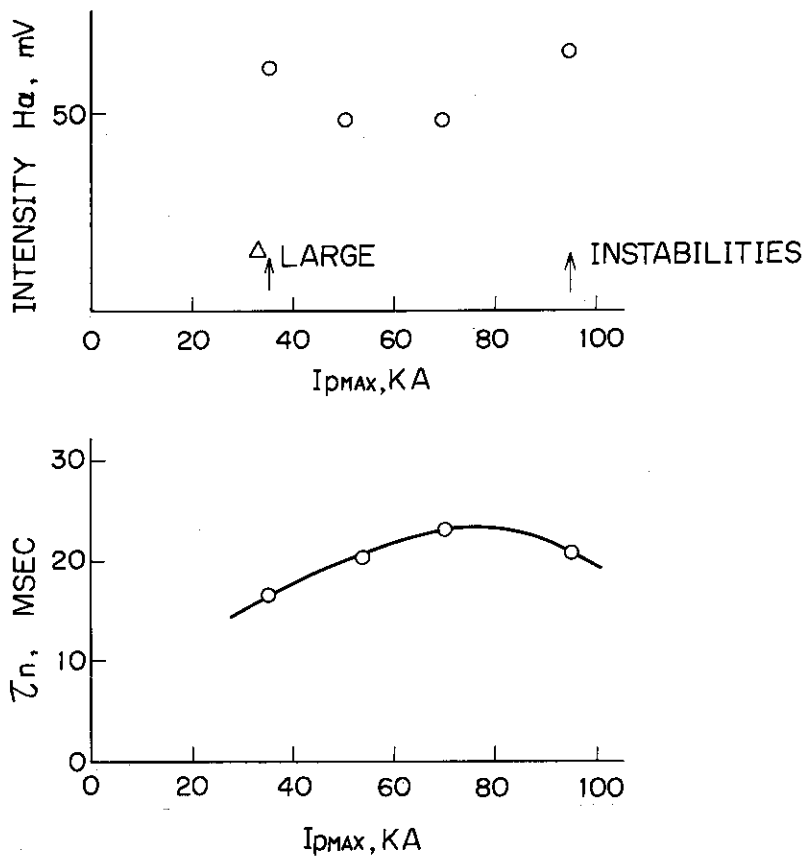
第 14 図 T M-3 装置における荷電粒子の閉じ込め時間の逆数 $1/\tau_n$ の ν_{eff}/ν_1 依存性²⁹⁾。(a): $I_p = 1.3 \text{ KA}$, (b): $I_p = 3.5 \text{ KA}$



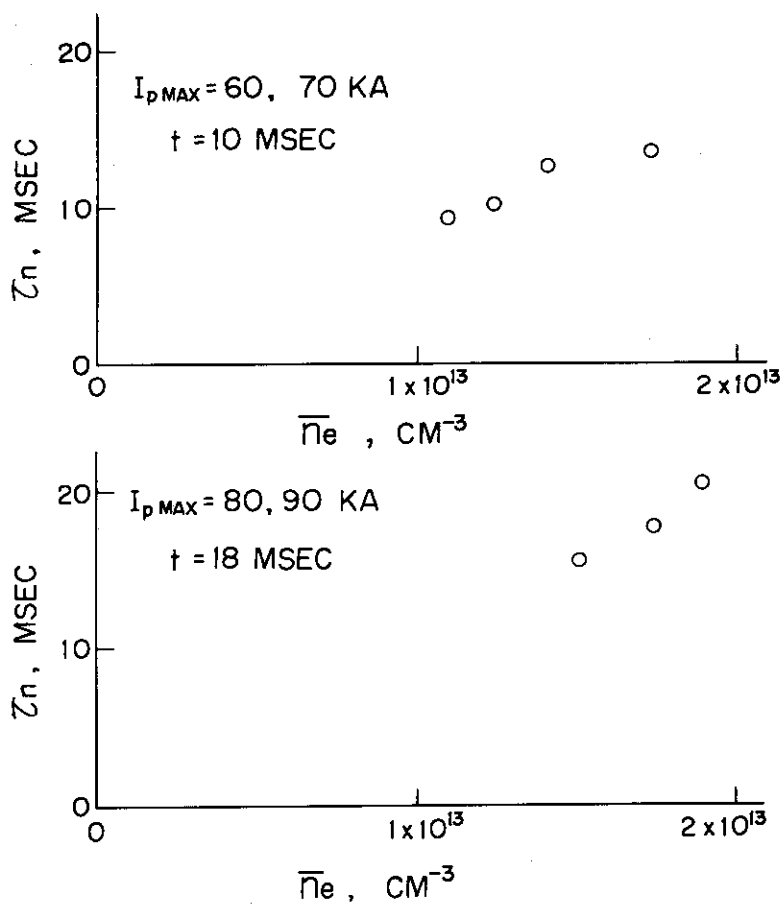
第 15 図 T-3 A 装置における, (a): プラズマ電流 I_p , (b): H_α 線強度, (c): 荷電粒子の閉じ込め時間 τ_n の時間依存性³³⁾ ($\bar{n}_e = 1.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)。



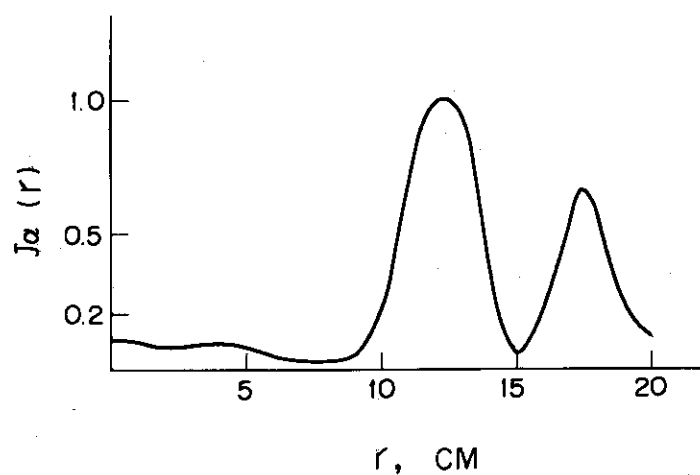
第16図³³⁾ T-3A装置における荷電粒子の閉じ込め時間 τ_n の時間依存性(プラズマ電流 $I_{pMAX} = 6.0 \text{ KA}$, $\bar{n}_e = 1.1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$)。



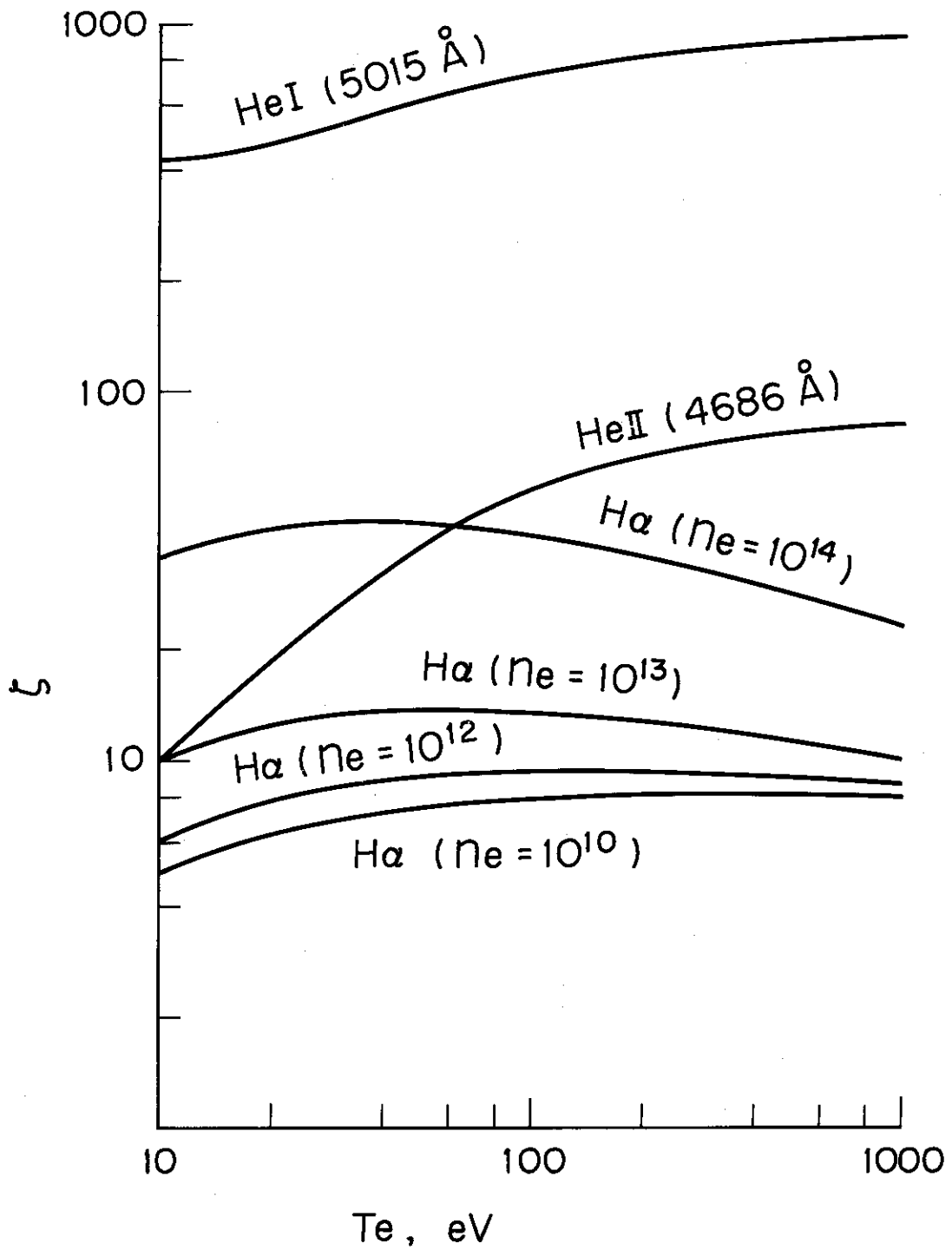
第17図³³⁾ T-3A装置における H_{α} 線強度および荷電粒子の閉じ込め時間 τ_n のプラズマ電流 I_p 依存性($B_1 = 2.5 \text{ KG}$)。 $I_{pMAX} = 9.5 \text{ KA}$ に対して $t = 1.8 \text{ msec}$ で弱い不安定性, $I_{pMAX} = 3.5 \text{ KA}$ に対しては大きいプラズマ柱変位が観測された。



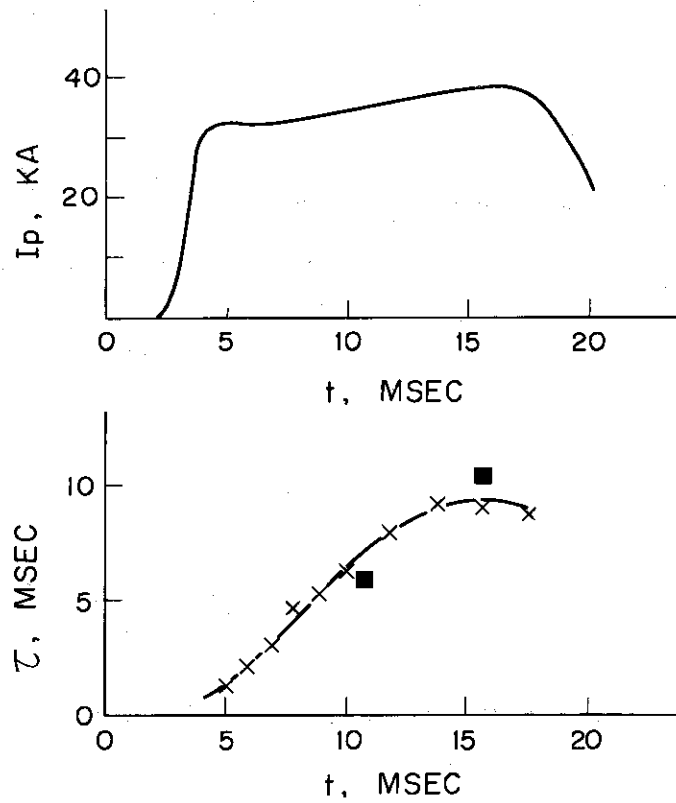
第18図³³⁾ T-3A装置における荷電粒子の閉じ込め時間 τ_n の平均電子密度 \bar{n}_e 依存性 ($B_t = 2.5$ KG)。



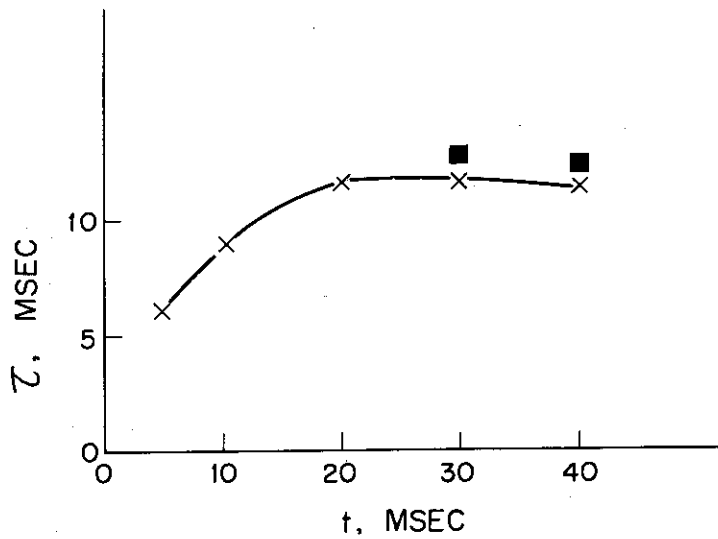
第19図³³⁾ T-3A装置で放電後2.5 msecにおけるAbel変換後の H_α 線強度 J_α の半径方向分布。



第20図¹⁵⁾ アメリカ, ST装置のグループによって計算された H_{α} 線および $H_e I (5015 \text{ \AA})$ $H_e II (4686 \text{ \AA})$ 線に関連した電離割合の電子温度依存性。



第 21 図¹⁵⁾ ST 装置で水素プラズマにおけるプラズマ電流 I_p , 荷電粒子の閉じ込め時間 τ_n , 電子のエネルギー閉じ込め時間 $\tau_E^{(e)}$ の時間依存性 (初期水素圧力 $p_0 = 3.4 \times 10^{-4}$ Torr, $B_t = 2.7$ KG, 垂直磁場 $B_z = 0$, リミター半径 = 1.3 cm)。×: 荷電粒子の閉じ込め時間 τ_n , ■: 電子のエネルギー閉じ込め時間 $\tau_E^{(e)}$



第 22 図¹⁵⁾ ST 装置におけるヘリウムプラズマに対する荷電粒子の閉じ込め時間 τ_n , および電子エネルギー閉じ込め時間 $\tau_E^{(e)}$ の時間依存性 (初期ヘリウム圧力 $p_0 = 2.0 \times 10^{-4}$ Torr, $B_t = 4.4$ KG, 垂直磁場 $B_z = 3.7$ G, リミター半径 = 1.2 cm)。×: 荷電粒子の閉じ込め時間 τ_n , ■: 電子エネルギー閉じ込め時間 $\tau_E^{(e)}$

与しかない)で、いずれも実験的に決定される量である。第22図にヘリウムプラズマに対する τ_n , $\tau_E^{(e)}$ の測定結果を示す。第21図および第22図を比較すると、ヘリウム放電の方が τ_n が長いことがわかる。この原因については、第4節で述べるように、水素放電では酸素不純物の量がヘリウム放電のときと比べて多く、この不純物の電離が全体の電離割合にかなり影響するためであろうと推論している。このようにSTトカマク装置では $\tau_n \cong \tau_E^{(e)} \approx 10 \text{ msec}$ ^{20) 22) 24)}なる実験結果が得られている。TM-3, T-3A装置での結果 $\tau_n \cong \tau_E \times (\text{数倍})$ との相異の原因として、まず考えられることは、前述した ζ_α の値の違いが挙げられよう。その他には、ST装置では全電離のうちのかかなりの部分がリミターの極く近傍で起こっていること(第3.4節参照)、あるいはソ連グループの測定では殆んど手がつけられていなかった不純物イオンによる効果(放射, 電離)を定量的に測定していること等が考えられる。今後これらの τ_n , τ_E の関係を明白にすべき研究が期待されるところである。

3.2 中性原子数密度の測定

プラズマ中の中性原子数密度は、荷電交換によるエネルギー損失あるいは荷電交換による実効損失時間を評価するうえで重要である。またこの中性原子数密度の情報は、荷電交換した高速中性原子のエネルギー解析からイオン温度を決定する際の実験データの解析あるいは検出系の感度等の議論³⁴⁾に関連して必要であり、第7図によれば、中性原子の電離割合を決める係数 ζ_α は高電子密度に対して中性原子数密度依存性が僅かであるが現われてくる。

Kuznetsov 達はTM-3装置の中性原子数密度の空間的分布の相対値³⁵⁾および絶対値測定³⁶⁾を報告している。測定は第3.1節で紹介した方法(11頁)と類似な方法を用いて初期中性水素気体が完全に電離した後の過程における H_α, H_β 線の観測を行なっている。第23図は、トーラス面に平行な方向から観測された H_β 線の相対強度をプラズマの軸対称性を仮定してAbel変換し、更に電子密度分布の補正を施すことにより得られた中性原子数密度 n_0 の相対分布を示す。ここでリミター孔は $r = 8 \text{ cm}$ の所に対応している。このように n_0 は中心部で少なくなっているが、文献(35)では中性水素分子の解離および水素原子の電離等を考慮して、この $n_0(r)$ の分布の定性的な説明を行なっている。

一方、Kuznetsov & Vinogradova³⁶⁾は、 H_α, H_β 線の絶対測定から、衝突放射モデルから導かれるこれらの線強度 I_α, I_β と n_0 との関係を与える理論計算を使って、 n_0 の値の定量的決定を行なっている。第24図は異なる時刻における I_α の分布であり、中心部はかなり外側と比べて小さくなっており、また時間と共に I_α は徐々に平坦になっていることがわかる。第25図は、同じ実験条件で2つの異なるショットに対して H_α, H_β 線絶対測定から決定された中性水素原子数密度の平均値 \bar{n}_0 の時間変化を示す。このように(2.5~4)msecの間で \bar{n}_0 は時間と共に減少している。 \bar{n}_0 の初期圧力 p_0 依存性を第26図に示す。この図から \bar{n}_0 は p_0 と共に増加する傾向にあることがわかる。これらの実験結果からTM-3装置では $\bar{n}_0 \cong (1 \sim 7) \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ であり^{36) 22)}、また電子密度 n_e との比は 2×10^{-4} ($n_e = 2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ なるとき) $\sim 10^{-3}$ ($n_e = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ なるとき)となると報告している³⁶⁾。また文献(36)では、このようにして求めた \bar{n}_0 の値を使って、電子密度および電子温度の測定

結果から荷電交換によるエネルギー損失を考慮して、クーロン衝突で加熱されたイオンの温度評価を行ない、荷電交換で生じた中性高速原子のエネルギー解析から求められた T_i の実測値と比較している。 n_e が高く、中性原子数密度と電子密度の比が $(1\sim 2)\times 10^{-4}$ 、 $T_e=400\text{ eV}$ での T_i の計算値が $(140\sim 210)\text{ eV}$ であるのに対し、実測値は 150 eV であった。また n_e が小さい領域では、 T_i の計算値が $(40\sim 50)\text{ eV}$ で実測値は 50 eV であった。このことから荷電交換によるエネルギー損失は、イオンのエネルギーバランスにおいて重要な役割を持つことを結論している。^{*}

T-3A装置の中性水素原子数密度測定は、同様に $H\alpha$ 線絶対測定から決定している。³³⁾ プラズマ境界付近では $n_0=2\times 10^9\text{ cm}^{-3}$ 程度で、中心部ではその $1/10$ であると報告されている。ライナーなしで放電管とシェル兼用のトカマク装置T-6の最初の結果がWisconsin会議で報告されたが、³⁷⁾その中で第27図に示したような中性原子数および $H\alpha$ 線強度の相対分布の結果が報告されている。

3.3 スペクトル線の空間的分布の測定

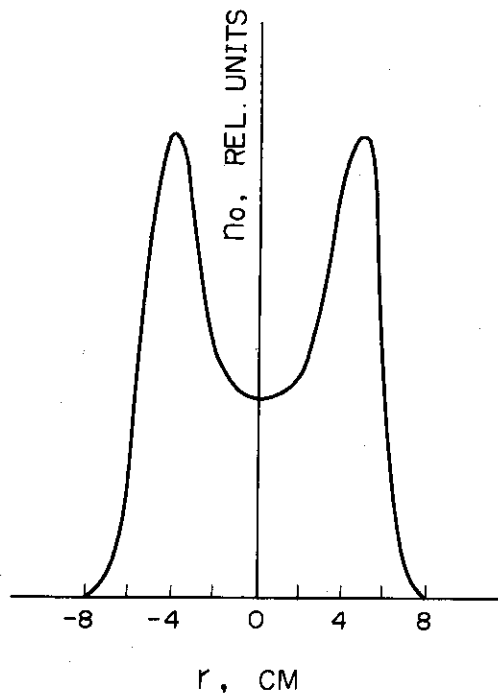
この節では、第3.1節および第3.2節で述べた荷電粒子閉じ込み時間、中性原子数密度測定等に関連して測定された $H\alpha$ 、 $H\beta$ 線の空間的強度分布について触れる。これらのスペクトル線強度から物理量を導出することについては前節で詳しく言及したので、この節では主に文献および対応する装置を紹介するにとどめる。

TM-3装置の $H\alpha$ 線強度分布³⁶⁾は第24図にすでに示した。第28図(a)、(b)にT-3A装置における $H\alpha$ 線の小半径方向の強度分布の時間変化³³⁾を示す。この $H\alpha$ 線強度分布をAbel変換した結果が第19図に示したものである。これらの結果から $H\alpha$ 線強度は放電形成後、初期にはかなり時間的に急峻に減少し(第15図(b)参照)、その後はやゝゆっくり強度が減少すると共に、分布は放電末期ほど平坦になっていることがわかる。第27図にはT-6装置の結果³⁷⁾を示した。

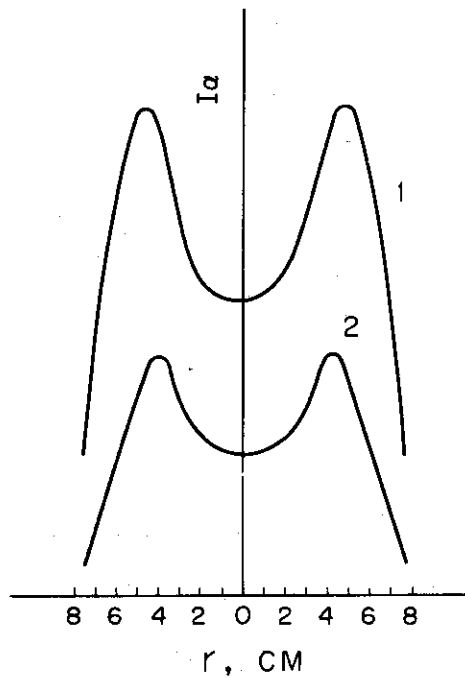
スペクトル線のトロイダル方向強度分布はTM-3²²⁾、T-3¹⁹⁾およびST装置¹⁵⁾で言及されている。TM-3装置では、リミター付近およびその反対側での $H\alpha$ 、 $H\beta$ 線の強度の比が初期中性気体圧力 $p_0=1.5\times 10^{-3}\text{ Torr}$ のとき8倍、 $p_0=4.5\times 10^{-4}\text{ Torr}$ のとき1.5倍であったと報告している。²²⁾ T-3装置では $H\beta$ 線強度のリミターから5cmおよび30.0cm(つまり丁度リミターの逆側)離れた位置での測定を行なっている¹⁹⁾。

一方ST装置¹⁵⁾では、トロイダル方向の強度分布測定を注意深く行なったところ、水素放電では全電離数の約半分がリミターの極く近傍で起こるとしており、リミター近傍でスペクトル線強度が最も強く、その半分の強度を与える距離はトロイダル方向に沿って $(12\sim 15)\text{ cm}$ である。またヘリウム放電では全電離数の $3/4$ がリミター近傍で起こり、 $H\epsilon\text{ I}$ および $H\epsilon\text{ II}$ のスペクトル線強度がリミター近傍の $1/2$ になるのはトロイダル方向に沿ってそれぞれ約 10 cm および 25 cm の位置であったと報告されている。

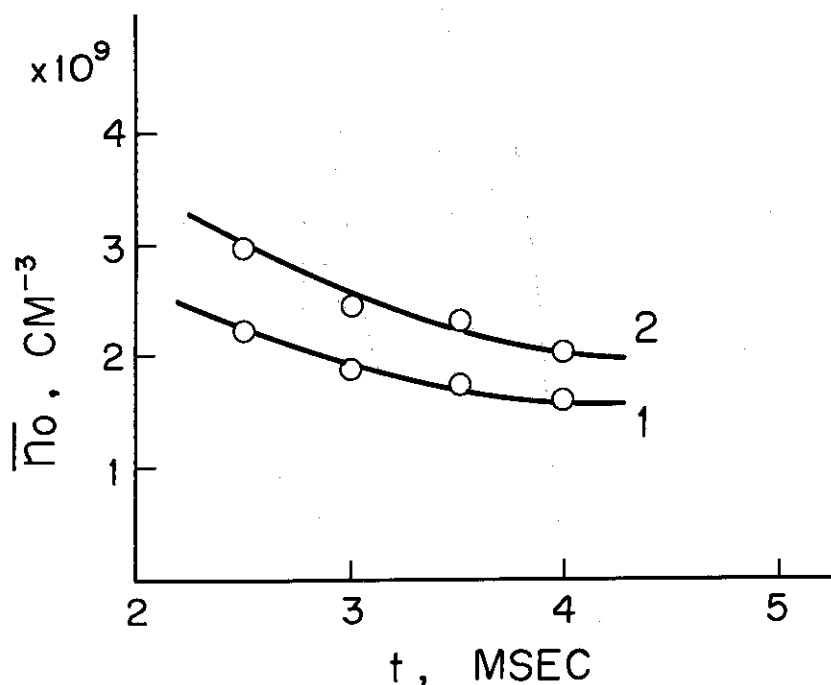
* しかしその後のTM-3装置の報告⁴⁰⁾では、低い電子密度の領域($n_e < 10^{13}\text{ cm}^{-3}$)において測定された T_i の値は、この計算値と一致しない結果について言及しており、その主な原因として古典的なクーロン衝突加熱機構が実現されていないためであろうと推論している。



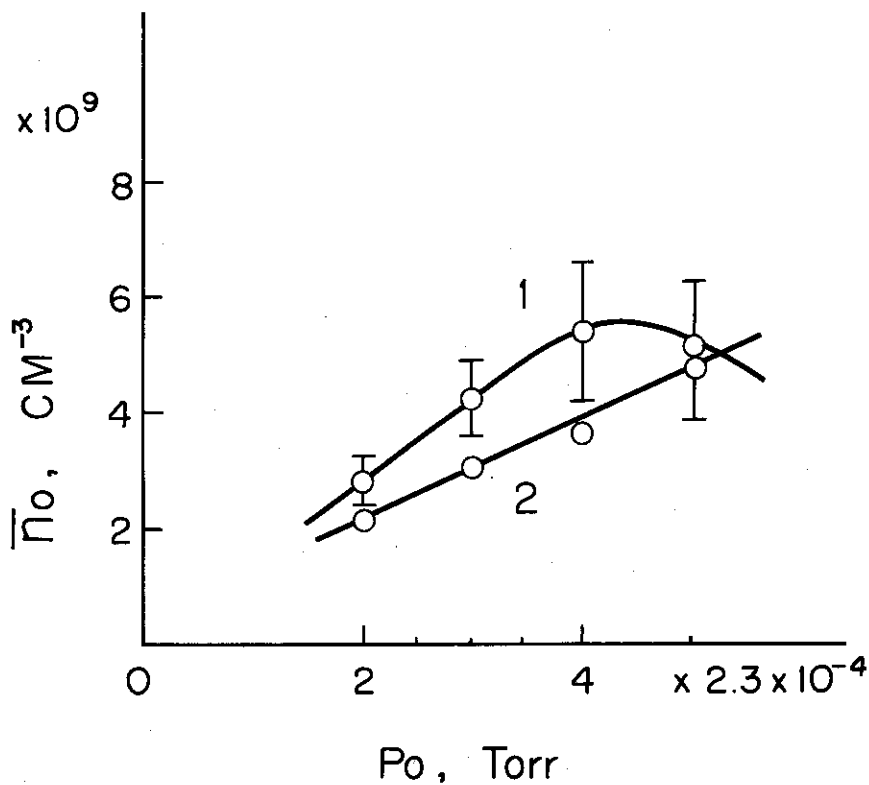
第23図³⁵⁾ TM-3装置における中性原子数密度 n_0 の半径方向分布 (初期水素圧力 $p_0 = 1.8 \times 10^{-4}$ Torr, $B_1 = 1.8$ KG, $I_p = (1.2 \sim 2.4)$ KA, リミター半径 = 8 cm)。トーラス面に平行な方向から観測された H_β 線の相対強度をプラズマの軸対称性を仮定して Abel 変換を行ない更に電子密度分布の補正を施すことにより得られた。



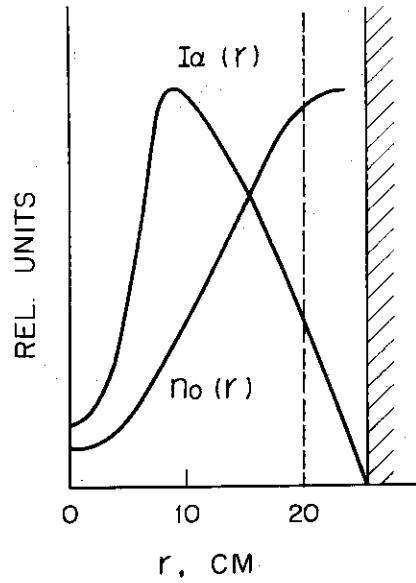
第24図³⁶⁾ TM-3装置における H_α に対するプラズマ断面での I_α の半径方向分布 ($I_p = 4.0$ KA, $B_1 = 2.4$ KG, 初期水素圧力 $P_0 = 4.6 \times 10^{-4}$ Torr)。曲線1: 放電後 1 msec での I_α 分布, 曲線2: 放電後 4 msec での I_α 分布



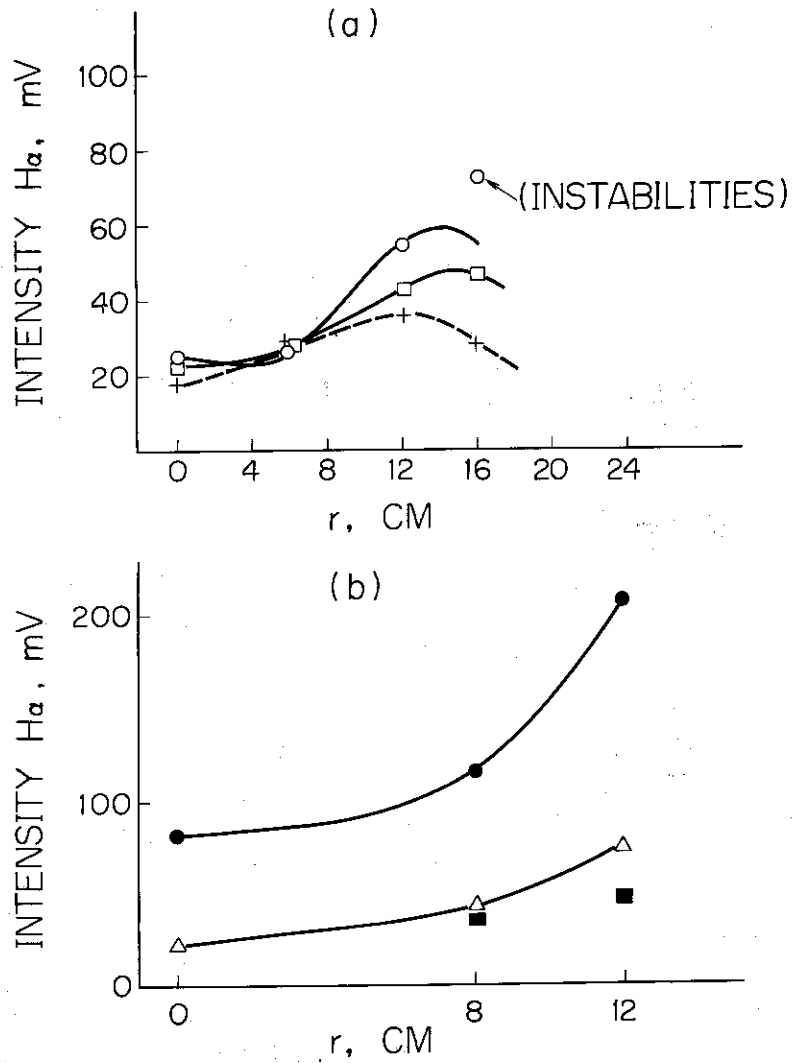
第25図³⁶⁾ TM-3装置における中性水素原子数密度の平均値 \bar{n}_0 の時間変化 ($I_p = 4.0$ KA, $B_t = 2.4$ KG, $p_0 = 4.6 \times 10^{-4}$ Torr)。曲線1: H_α 線絶対強度測定による, 曲線2: H_β 線絶対強度測定による



第26図³⁶⁾ TM-3装置における中性水素原子数密度 \bar{n}_0 の初期圧力 p_0 依存性 ($I_p = 4.0$ KA, $B_t = 2.4$ KG)。曲線1: 放電後1 msecでの \bar{n}_0 の値, 曲線2: 放電後4 msecでの \bar{n}_0 の値



第27図³⁷⁾ T-6 装置でのH α 線強度 I_α および中性原子数密度 $n_0(r)$ の半径方向分布。



第28図 T-3A装置でのH α 線強度の半径方向分布³³⁾ (a): プラズマの閉じ込め過程に対応する時刻での分布 (○: $t=1.5$ msec, □: $t=20$ msec, +: $t=30$ msec), (b): プラズマの加熱過程に対応する時刻での分布 (●: $t=4$ msec, △: $t=8$ msec, ■: $t=15$ msec)

4. 不純物イオンあるいは原子に関する測定

トカマクプラズマ中の主な不純物(酸素, 炭素など)はライナー壁, リミターおよび真空装置等から流入すると考えられている。この不純物が電離されることによって動作気体の電離が妨げられ, 同時に実効的なプラズマの荷電数 Z_{eff} が増加するため電気抵抗の減少をきたす。近年になってトカマク型装置で, 古典的な粒子間衝突理論から予想される電気抵抗より大きな異常抵抗値が観測されることがしばしば報告されているが, この異常抵抗現象を解明するためには, 同様に電気抵抗を増加させる原因である不純物による Z_{eff} を精度良く決定しておく必要がある。また不純物イオンからの放射(制動, 励起あるいはサイクロトロン放射等)によるエネルギー損失は, 良く知られているようにその荷電数が大きいときには, たとえプラズマ中に含まれる量が僅かであっても無視できない場合が多い。

荷電数の大きい不純物イオンのスペクトル線の主な強度は, 高温プラズマでは一般的にいて真空紫外領域にあるため, その定量的測定はそんなに容易なことではない。ソ連のトカマク装置では, 主に不純物イオンの存在をモニターする程度の定性的測定が行なわれているのみで定量的測定はこれまで殆んどなされていない。ただDolgov-Savel'ev 達¹⁴⁾が, メタンをプラズマ中に注入したときのC II スペクトル線強度あるいは平均電流密度の放電時の立上がり時間等から粗い定量的測定を行なっているのみである。一方, STトカマク装置では, 真空紫外絶対分光測定によって不純物についてのかかり詳しい定量的測定が報告されており^{3), 15)}酸素, 炭素イオン密度等の絶対量を決定している。

最初にソ連のトカマク装置で行なわれてきた定性的測定について述べる。初期のT-1装置の重水素放電の実験¹⁶⁾では, リミターに流入する電流 I_d とC III スペクトル線(4651 Å)強度の時間変化を測定している。 I_d の波形とC III スペクトル線強度が比較的よく同期しており, I_d が零となると同時にスペクトル線が殆んど消えること, またトロイダル磁場を増加するとそれと共にスペクトル線強度が増加すること等の結果を得ている(第29図参照)が, なぜ I_d , C III線および B_t との間にこのような関係が実現されるかは明らかにされていない。更にプラズマ柱の電子密度をマイクロ波遮断法で測定すると, 電子密度は重水素原子の初期の全体数よりも少なくとも1.5倍増えている。これはリミターもしくはライナー壁からプラズマ中に流入する不純物原子あるいは重水素原子の電離によるためであるとしている。また真空紫外分光計(60~2200 Å)を使って, 写真フィルム上に多数回の放電(150発)をモニターすると, 動作気体のスペクトラムの他にC II, C III, C IVのスペクトル線が見出された。このように電離電圧が22.28 eV, 47.55 eVに対応するC III, C IVのスペクトル線が観測されたことをプラズマの電離度が極めて高いことの検証に用いている。

Dolgov-Savel'ev 達¹⁴⁾は, 真空系の違いを関数として, 不純物の流入の様子を測定している。すなわち同じ装置パラメーターであるT-2, T-1A装置において前者は油拡散および油回転ポンプを用い, 後者は水銀拡散および噴流ポンプを使用して, D_β 線対炭素, 酸素イオンのスペクトル線強度比, O V スペクトル線, もしくは平均電流密度, 電子温度等の測定から主

な不純物は炭素である(酸素も含まれる)が、水銀拡散-噴流ポンプ系の方が不純物が少なかったと結論している。

Dolgov-Save'lev 達¹⁸⁾は、T-2装置において主な不純物であると考えられる炭素の量を決定するため、次のような3つの方法による粗い定量的測定の結果を報告している。1つは重水素原子に5.6%のメタンを混入したときと、しないときのCIIスペクトル線(4267Å)強度の比を測定する方法⁸⁸⁾で、放電後1.5 msecで炭素の量は10%をこえなかったとしている。次は平均電流密度 \bar{J}_p の放電初期の立上がり注目する方法である。第30図の実線は、プラズマの形成過程を考慮した電子の加熱経過を電子計算機で計算しそれから決定された電流密度であり、パラメーターは重水素に対する炭素の相対密度である。一方点線で示した曲線は実測値でプラズマ断面にわたって平均された電流密度である。この図から、2 msecまでは(5~10)%の炭素が含まれているらしいことがわかる。また2 msec以後では、放電持続中ずっとプラズマ柱への不純物の連続的流入が起こっているものと思われる。第3の方法は放射されるエネルギーに注目する方法である。第31図はホトセルの前に3つの異なるフィルターを入れたときと、フィルターなしのときのホトセルの出力波形である。これから I_p が最初に最大となる時刻1.4 msec付近では、2000Å以上の波長領域の放射エネルギーは全放射エネルギーの5%以下であることがわかる。この時刻での放射パワーは $2.5 \times 10^7 \text{ erg/sec.cm}^2$ と測定されており、全放射エネルギーが共鳴線CN(1550Å)によって運び去られると仮定すると、1.4 msec付近で約10%の炭素が存在していることになることを説明している。また真空紫外領域での放射損失は、最大で入力パワーの(70~80)%になるとの結論も報告されている。

Gorbunov 達¹⁷⁾は、T-2装置のライナーの状態を次のような3つの場合、すなわち(H):ライナーを400~450°Cに加熱している場合、(O):ライナーを加熱後室温に冷やした場合および(D):ライナーの加熱を全く行なわない場合について、 I_p , \dot{I}_p , CIIIスペクトル線(4647, 4650, 4651Å), CNスペクトル線(2530Å)の時間変化を測定している。プラズマ電流波形が(D)の場合と比べて、(H), (O)の場合は非常に改善されたこと、およびCIIIスペクトル線の強度は(O)と比べて(H)の場合が(2~3)倍小さくなったことから、ライナーの状態、ベーキングおよびライナーからのアウトガスのプラズマに及ぼす影響の重要性が指適された。

ライナーの状態が放電の形成、成長に大きな影響を与えることは、T-2装置において直流的トロイダル磁場に更に付加的なインパルス状磁場を加えたときの報告である文献(39)でも述べられている。ここでもやはりCIII(4650Å), CN(2530Å)のスペクトル線を観測しており、プラズマが殆んど完全電離していること、もしくは電子温度上昇のモニターとしている。

TM-2装置¹²⁾ではCIIIおよびCrIのスペクトル線強度の時間変化を測定し、ワンターン電圧およびプラズマ電流波形上に現われるスパイク状振動(5頁の注参照)との関連を述べている。第32図はTM-2装置においてトロイダル磁場 $B_t=11 \text{ KG}$ のもとで観測された(A); 電子密度の平均値 \bar{n}_e , (B); トロイダル磁場 B_p 用磁気プローブの出力波形 \dot{B}_p , (C); ワンターン電圧 U , (D); プラズマ電流 I_p , (E); H_p , CIII(4650~4660Å)およびCrI線強度, (F); 光電子増倍管で測定された可視光領域での積分強度 ΣI_λ を

示す。この図からわかるように放電後から、 U 、 I_p にスパイク状振動が現われるまでの (500 ~ 800) μsec 以前では、 \bar{n}_e は最大に達した後殆んど一定に保たれ、CIII および H_β 線強度は増大した後減少する。一方 U 、 I_p にスパイク状振動が現われると \bar{n}_e は減少し、CIII スペクトル線強度および積分強度 ΣI_λ が増加し、同時に器壁を作っている金属のスペクトル線 CrI のせん光が出現する。また強いスパイク振動が起こっている (1000 ~ 1800) μsec の間で、上記の (A) ~ (D) は明らかに相互に同期した関係にある。第33図は、 B_t を変えたときの \bar{n}_e 、X線放射量、 H_β 線および CrI 線強度、ワントーン電圧 U およびプラズマ電流 I_p の観測波形を示す。 B_t が大きいほどワントーン電圧上に現われる振動は小さくなり、 $B_t = 22\text{KG}$ では U 、 I_p 波形には殆んど振動が見られず、電子密度維持時間も長くなり、また CrI スペクトル線は観測されていない。 H_β 線が観測されるのは放電初期だけであり、 H_β 線が消えた後 X線放射量が増加する。 $B_t = 8.2$ および 11KG のときと比べて X線放射が増えることは、プラズマがより安定になるため、うまく閉じ込められ、より多くの電子が何かの原因で連続的に加速されるためであろうと思われる。以上述べてきたように TM-2 装置では、スパイク振動と CrI スペクトル線との相関を測定することにより、スパイク振動発生時にはプラズマ柱と器壁との相互作用を示唆している結果を得ている。

T-3 装置¹⁹⁾ および T-6 装置³⁷⁾ では CIII (4647Å), CIV (2530Å), UV (2271Å) および CII (4267Å), CIII (4650Å) 等のスペクトル線は得られたプラズマのモニターとして測定される。

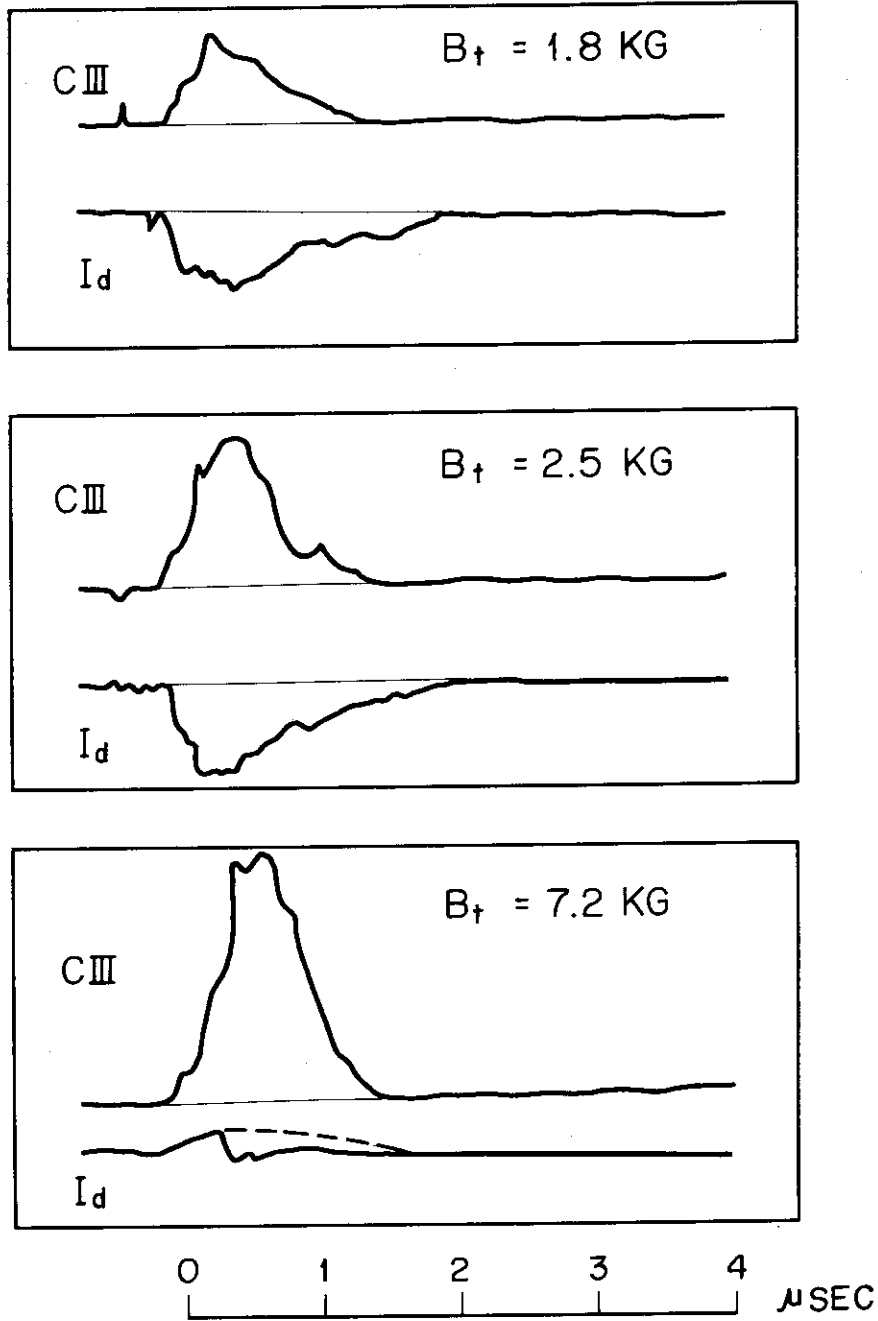
T-3 A 装置では、ルビーレーザー散乱測定に関連して H_α 線付近のバックグラウンド放射の絶対強度測定を行なっている。⁴¹⁾ 第34図に多数の光電子増倍管により 78 Å 間隔で測定された強度 J の波長依存性の放電後 25 msec における結果を示す。ここで観測されているこのバックグラウンド放射強度は、水素プラズマで予想される制動放射のレベルよりも約 200 倍大きい。この放射の原因としては、主にリミターの外側の領域から放射される鉄のスペクトル線 FeI, FeII によるものと考えられると報告されている。第35図は放電後 25 msec におけるバックグラウンド放射強度 J_B の平均電子密度 \bar{n}_e の依存性を示している。これから $J_B \propto \bar{n}_e^2$ が成り立っていることがわかる。

最後に ST 装置の不純物測定³⁾¹⁵⁾ について述べる。ST 装置では、主な不純物は酸素であり全酸素量は放電の途中でも殆んど変わらない。また炭素、窒素は酸素に比べてかなり少ないと報告されている。

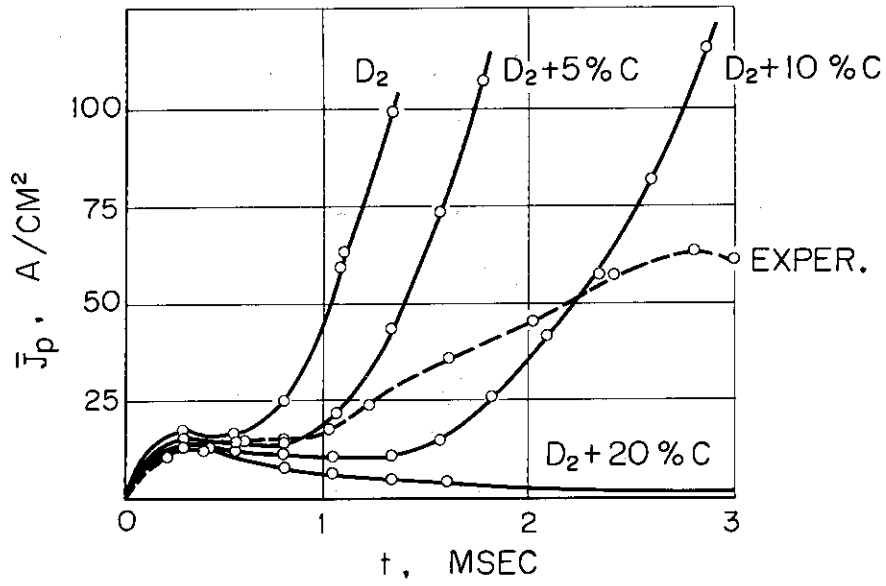
初期の報告³⁾ では、炭素不純物は放電開始後 (2 ~ 3) msec でヘリウム様イオンに電離し、放電末期に荷電数 $Z=6$ の裸イオンになる。一方酸素不純物は同様に放電後 (2 ~ 3) msec でヘリウム様イオンになり、末期に $Z=7$ の水素様イオンもしくは $Z=8$ の裸イオンになると述べている。このとき酸素および炭素密度はそれぞれ 10^{12}cm^{-3} 、および 10^{11}cm^{-3} であったと報告されている。

その後の Wisconsin 会議の論文¹⁸⁾ によると、水素放電中における不純物炭素の相対密度は、実験開始初期の (7 ~ 10) % に比べて (2 ~ 4) % に減少している。また放電形成後の高温プラズマ領域は、それぞれ異なる荷電数 Z を持つ酸素イオンのシェル層から成り立っており、このシェルの厚さは電子密度および温度、イオンの半径方向速度によって決まるとしている。例え

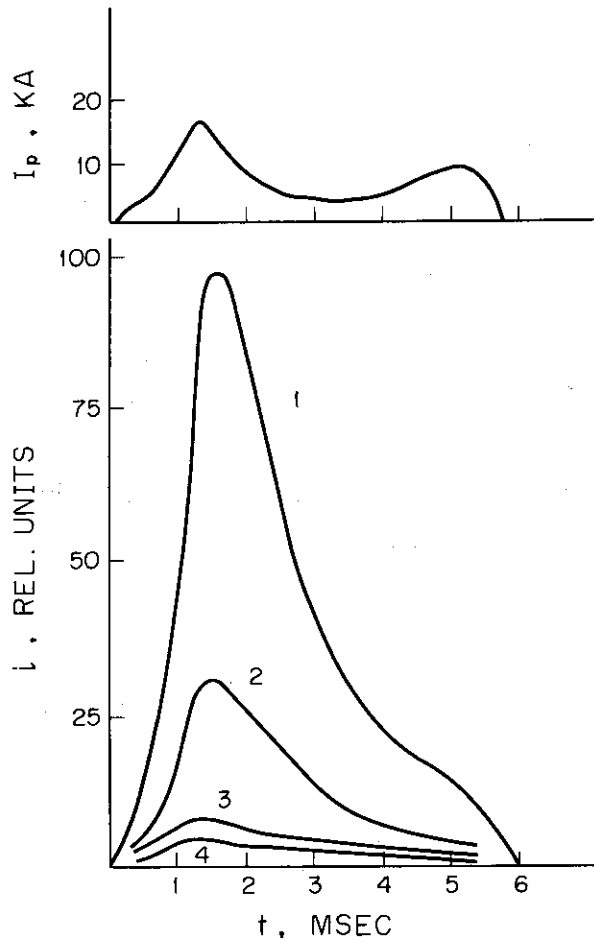
ば、中心部付近では、OⅢ線は $T_e = (300 \sim 400) \text{ eV}$ の領域から、またOⅣ線はその外側の $T_e = (80 \sim 100) \text{ eV}$ の領域から放射されている。その様子は第6図(B)に見ることができ(ただし、この図ではOⅥおよびOⅣ線の放射される空間が示されているのみである)。同図の \bar{Z} は、各不純物イオンの密度、荷電数および電子密度から決定されるプラズマの実効的荷電数である。このように水素プラズマの \bar{Z} は中心部で約3でプラズマの外側に行くにつれてゆっくり減少していることがわかる。一方ヘリウム放電においては酸素不純物は殆んど無視できて、高々 $\bar{Z} = 2$ が測定されているにすぎない。更にこうして測定された \bar{Z} を使って、測定された約1.5倍の比抵抗の増加(電子温度から予測される古典的な理論値と比べて)を説明できたことから、いわゆる異常抵抗はST装置で観測されなかったと結論している。また水素放電中に酸素イオンによって放射されるパワーは、入力エネルギーの(10~20)%程度と報告されている。なおFe, Cr, Ni等の中性原子スペクトル線も観測されており、プラズマ柱が外側にずれるときには、これらのスペクトル線強度はかなり増加する。なお、これらの金属のイオンは平均して 10^{10} cm^{-3} 位である。またタングステン、モリブデンのイオンも存在しているだろうが、その量は分らないとしている。



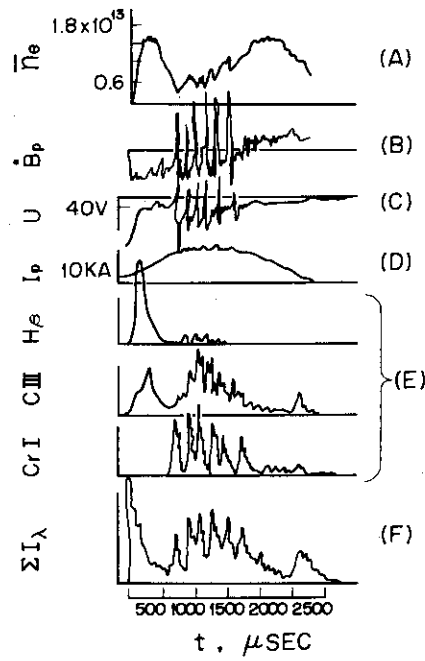
第29図¹⁶⁾ T-1装置でのC III線(4651 Å)およびリミターに流入する電流I_dの時間変化(初期重水素圧力p₀ = 1.0⁻³ Torr, トロイダル方向の電場E₀ = 0.43 V/cm)。



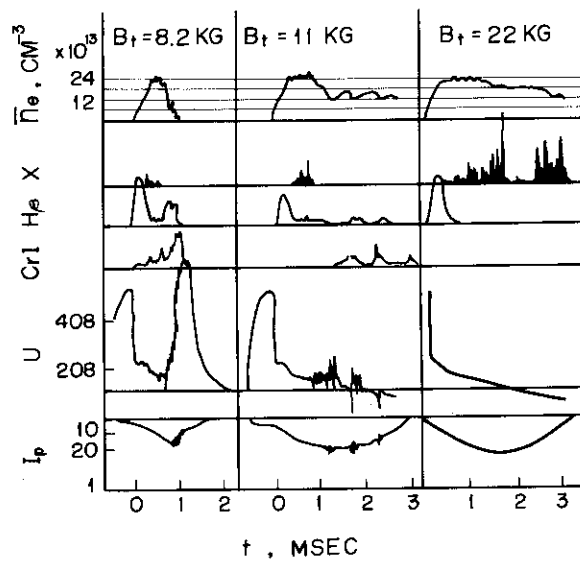
第 30 図¹⁸⁾ T-2 装置に対して計算された炭素不純物を含む重水素放電における平均電流密度 \bar{J}_p の時間変化。ただし点線は実測値を示す。



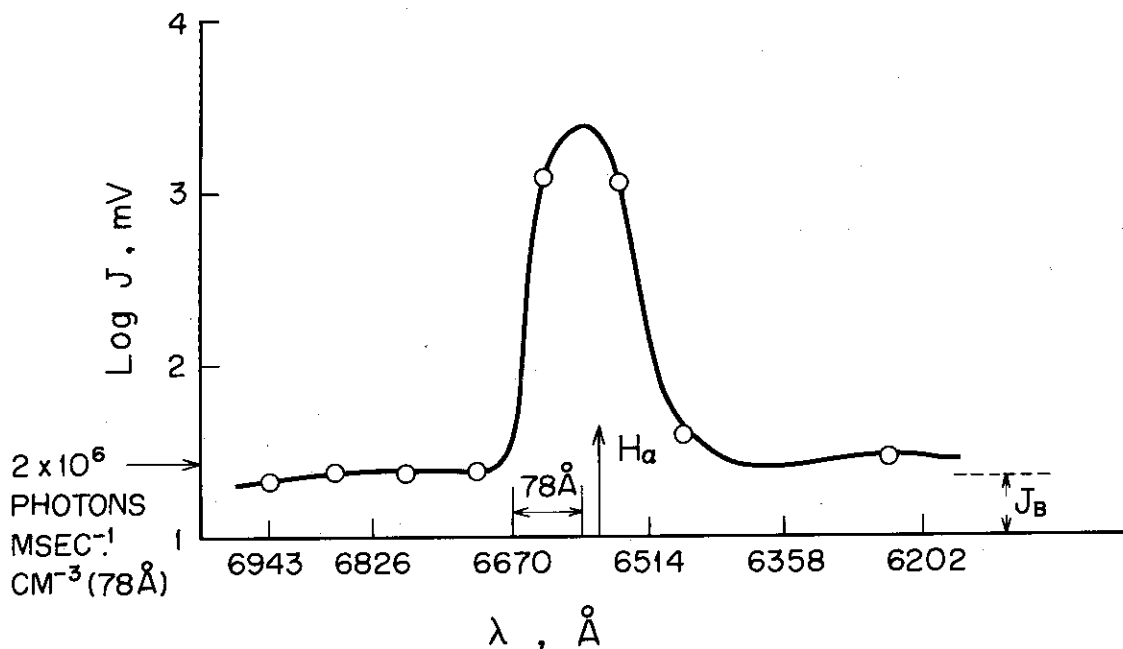
第 31 図¹⁸⁾ T-2 装置での放射エネルギーをホットセルで検出したときの信号およびプラズマ電流 ($B_1 = 5.6 \text{ KG}$, $E_0 = 0.15 \text{ V/cm}$, $p_0 = 7 \times 10^{-4} \text{ Torr}$)。曲線 1: フィルターなし, 曲線 2: $L_1 F$ フィルター, 曲線 3: 石英フィルター, 曲線 4: ガラスフィルター



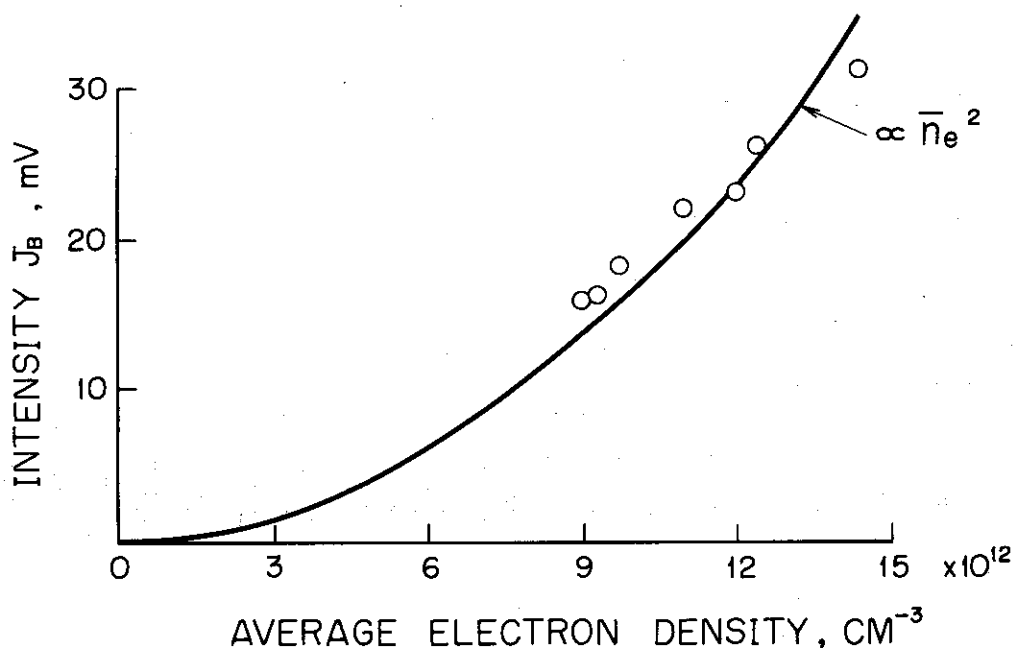
第 32 図¹²⁾ TM-2 装置においてスパイク振動が現われた時の (A) : 平均電子密度 \bar{n}_e , (B) : ポロイダル磁場 B_p 測定用磁気プローブ出力波形 \dot{B}_p (C) : ワンターン電圧 U , (D) : プラズマ電流 I_p , (E) : H_β , C III および Cr I スペクトル線強度, (F) : 光電子増倍管で測定された可視光領域での積分強度 ΣI_λ の時間変化 (初期水素圧力 $p_0 = 5 \times 10^{-4}$ Torr, プラズマ電流の立ち上がり $\dot{I}_{p\text{init}} = 2.6 \times 10^7$ A/sec, $E_{\text{init}} = 0.15$ V/cm, $B_t = 11$ G)。



第 33 図¹²⁾ TM-2 装置で異なる B_t (8.2, 11 および 22 KG) に対する \bar{n}_e , 硬 X 線放射量, H_β 線および Cr I 線強度, ワンターン電圧 U および プラズマ電流 I_p の時間変化 (初期水素圧力 $p_0 = 0.9 \times 10^{-3}$ Torr, プラズマ電流の立ち上がり $\dot{I}_{p\text{init}} = 1.8 \times 10^7$ A/sec, $E_{\text{init}} = 0.1$ V/cm)。



第34図⁴¹⁾ T-3A装置での H_{α} 線付近の波長領域におけるバックグラウンド放射のスペクトラム(ピークは H_{α} 線による)の $t=2.5$ msecでの波長分布($B_1=2.5$ KG, $I_p=6.0$ KA, $\bar{n}_e=1.2 \times 10^{13}$ cm^{-3})。



第35図⁴¹⁾ T-3A装置での放電後2.5 msecにおけるバックグラウンド放射強度 J_B の平均電子密度 \bar{n}_e 依存性($B_1=2.5$ KG, $I_p=6.0$ KA)。

5. プラズマの平衡および安定性に関連した測定

プラズマの平衡もしくは安定性の一種の監視用モニターとして、動作気体あるいは不純物のスペクトル線を測定しているのは、初期のトカマク装置の報告でしばしば見られる。プラズマ柱の平衡がくずれたり、強い不安定性が存在しておれば、プラズマ柱とそれを取りまいてる冷たい層、ライナーあるいはリミターとの相互作用もしくは接触等によって、プラズマを構成しているイオン、原子のスペクトル線および不純物からのスペクトル線が何らかの影響を受けるはずである。したがって、これらのスペクトル線を監視することにより、極めて定性的ではあるが平衡、安定性に関する情報を得ることができる。

T-1装置¹⁰⁾においては、安定係数の最小値 $q_{min} = a \cdot B_t / R \cdot (B_p)_{max}$ と動作気体である重水素の D_β スペクトル線 (4860 \AA) 強度との関係を測定している。第36図は、全電流 I_t (プラズマ電流とリミターに流入する電流の和) と D_β 線強度の時間変化を示している。この図から明らかなように、 $q_{min} > 1$ の場合は D_β 線強度は初期放電形成過程で増大するが、その後はかなり減少して行く。一方 $q_{min} < 1$ の場合はプラズマ電流が流れているすべての時間の間 D_β 線強度はかなり大きく振動している。このような事実およびプラズマ電流の微分値 \dot{I}_p の測定結果から $q_{min} < 1$ ではプラズマは著しく不安定であると結論している。

T M-2装置におけるスペクトル線測定による安定性モニターについては、同装置でのスパイク状振動を研究した文献(12)に報告されているが、この実験結果については不純物スペクトル線測定に関連して第4節で紹介した(31頁)。

初期のT-3装置の論文⁴²⁾においても、スパイク状振動に関する結果を報告している。第37図は、トロイダル磁場 $B_t = 25 \text{ KG}$ と 10 KG の場合についてのプラズマ電流 I_p 、その微分 \dot{I}_p 、ワントーン電圧 U 、 H_β 線強度、および磁気プローブから求めた⁴³⁾ プラズマ柱の変位 Δ の測定結果である。 $B_t = 10 \text{ KG}$ のときに観測された H_β 線は $B_t = 25 \text{ KG}$ のときのそれに比べてかなり大きく、またその振動は U 、 \dot{I}_p のスパイク波形および Δ の変位に完全に同期していることがわかる。一方、 $B_t = 25 \text{ KG}$ の場合は U 、 \dot{I}_p にスパイク状振動に観測されず、 H_β 線強度は充分小さく、プラズマ柱も滑らかに外側に変位しているだけである。なおST装置においても B_t が弱い場合には同様なスパイク状振動が観測されており、やはりプラズマ電流 I_p およびワントーン電圧 U の波形上のスパイク、プラズマ柱の変位 Δ とリミター付近もしくはリミター反対側で観測された H_β 線とは明らかに対応している。第38図は、 I_p 、 U 、 Δ および H_β 線強度の測定結果をスパイク状振動が現われた時刻付近で時間軸を拡大したものである⁴⁴⁾。

その後のT-3装置の実験¹⁹⁾では、プラズマ柱が外側へ変位したとき、リミターと相互作用しない時間を長くするために、リミター形状を第39図のように変形している。その結果第40図に示すように、プラズマ柱の変位 Δ は余り変わらない(aの場合)、および時間と共にゆっくり外側にずれて行く(bの場合)ときでも H_β 線放射強度は放電の初期以外は、放電の終りに到るまで殆んど定常的となった。このことは電流持続時間の殆んどすべてにわたっ

てプラズマ柱のよい平衡が実現されていることを示唆しているものと思われる。このようにこの例では H_{β} 線強度の時間変化の測定結果をプラズマ柱の平衡実現のモニターとしている。

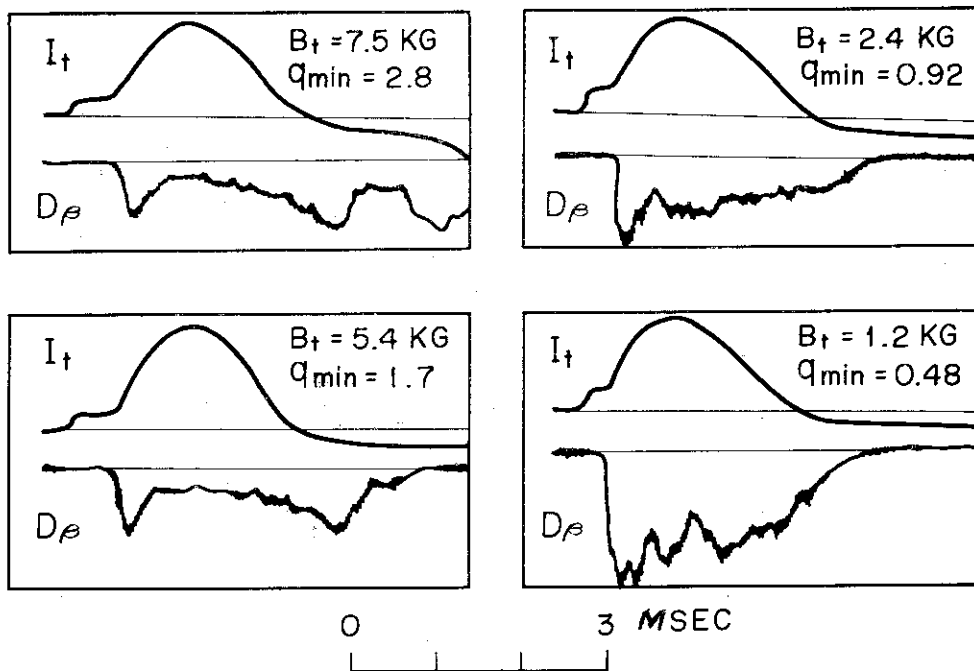
垂直磁場 B_{\perp} のプラズマ柱の平衡に及ぼす効果を調べた T-5 装置¹⁸⁾ では、可視光領域でのスペクトル線の積分強度 ΣI_{λ} を測定することにより B_{\perp} の効果を明らかにしている。プラズマ電流 I_p 、積分強度 ΣI_{λ} の波形を B_{\perp} の値をパラメータとして第 4 1 図のように示している。ここで (a) は $d_B = B_{\perp} \cdot r_s / B_p(r_s) = 0$, (b) は $d_B = -1.4$ cm , (c) は $d_B = -3.1$ cm である。

なお r_s はシェルの内径、 $B_p(r_s)$ はシェル表面でのプラズマ電流 I_p によるポロイダル磁場強度である。この図から $d_B = -1.4$ cm のときには ΣI_{λ} は放電初期を除いて殆んど零であることがわかる。したがって、このことは放電の全過程においてよい平衡が確保されていることを示唆している。一方 (a) の場合は ΣI_{λ} はかなり大きくなり、(b) と比べて平衡はよくない。 ΣI_{λ} の急速な増加はワンターン電圧およびプラズマ電流の微分値に現われるスパイク状振動に対応している。また (c) の場合の放電末期での ΣI_{λ} の増加は、この時刻でプラズマの平衡が大きくくずれつつあることを示している。このように ΣI_{λ} を測定することにより、 B_{\perp} には最適値のあることが明らかにされた。

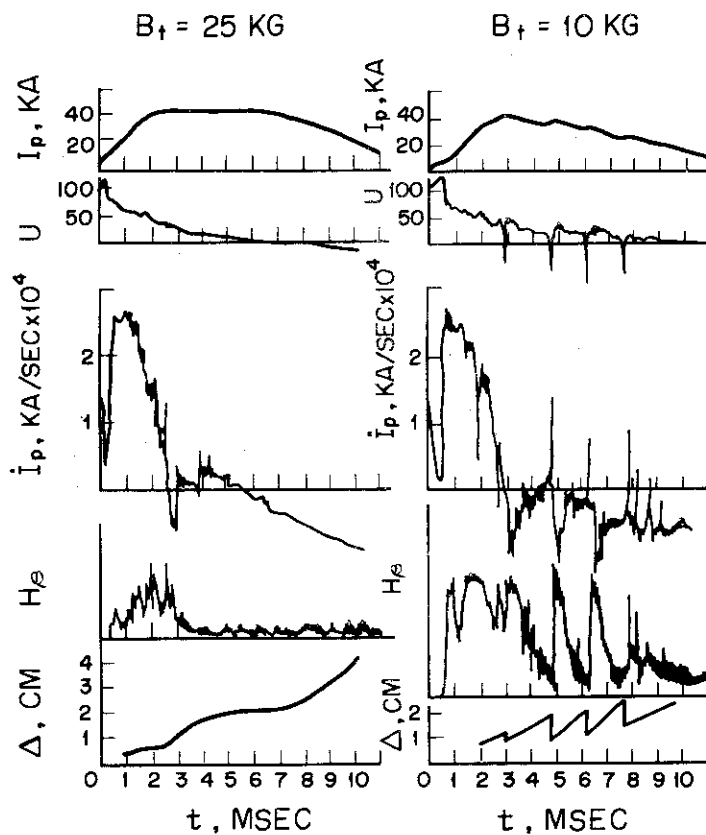
Wisconsin 会議で発表された T-6 装置³⁷⁾ の結果では、導電率がよい領域でプラズマエネルギー、 w の急峻な増加を示す新たな不安定性について言及している。この不安定性と同時に H_{β} 、CII、CIII、OII および OIII スペクトル線の強度が増えたと報告している。

次にプラズマ中に起こっている流体力学的不安定性とスペクトル線強度との関係に注目しよう。T-3 A 装置においては安定係数 q が 2 以下のところで、周波数 3 KHz の流体力学的不安定性があらわれるが、この時第 3 4 図に示されたような H_{α} 線もしくは可視光領域のバックグラウンド放射がこの周波数で変調される⁴⁵⁾ことを報告している。また ST 装置においては、第 4 2 図に示すように、ポロイダル方向のモード数 $m=2$ なる流体力学的不安定性の、トロイダル方向のモード数 n をマイクロ波干渉計、磁気探針および光の出力信号を解析することにより、 $n=1$ を決定している^{31) 46)}。

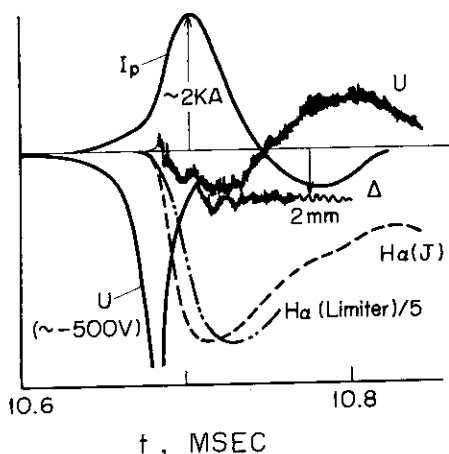
流しカメラ等を使ってプラズマの発光部分を決定することにより、プラズマ柱の平均の状態を調べる方法は比較的初期の研究段階で採用されている。^{16) 17) 42) 46)}



第 36 図¹⁶⁾ T-1 装置で q_{min} の各値に対する D_{β} 線 (4860 \AA) 強度の時間変化 ($p_0 = 5 \times 10^{-3} \text{ Torr}$, $E_0 = 0.4 \text{ V/cm}$)。

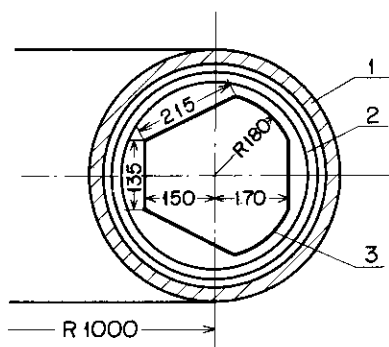


第 37 図⁴²⁾ T-3 装置で $B_t = 10$ および 25 KG に対する I_p , U , \dot{I}_p , H_{β} 線強度, プラズマ柱の変位 Δ の時間変化。



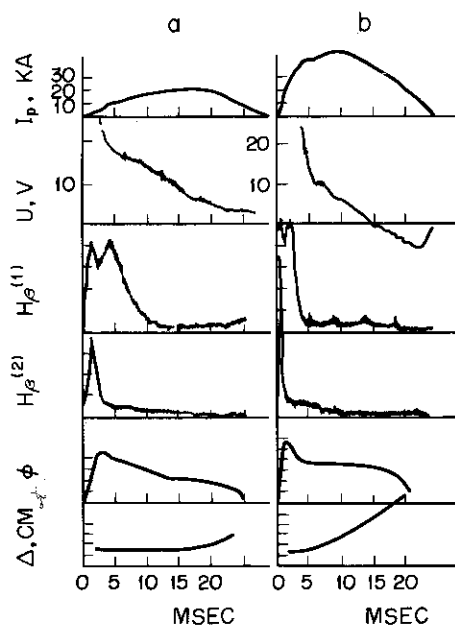
第38図⁴⁴⁾

ST装置でスパイク振動が現われる時刻付近での I_p , U , プラズマ柱の変位 Δ および H_α 線強度の時間変化 ($B_t = -15.5$ KG, 初期水素圧力 $p_0 = 1.1 \times 10^{-4}$ Torr, 垂直磁場 $B_z = -29$ G, $q_{ca} \equiv aB_t / R B_p(a) \sim 5$ (10 msec), リミター半径 = 14 cm)。ここで H_α 線強度はリミター付近およびそのほぼ反対側の点 J で測定した (第42図参照)。ただしリミターでの H_α 線強度は5分の1のスケールである。



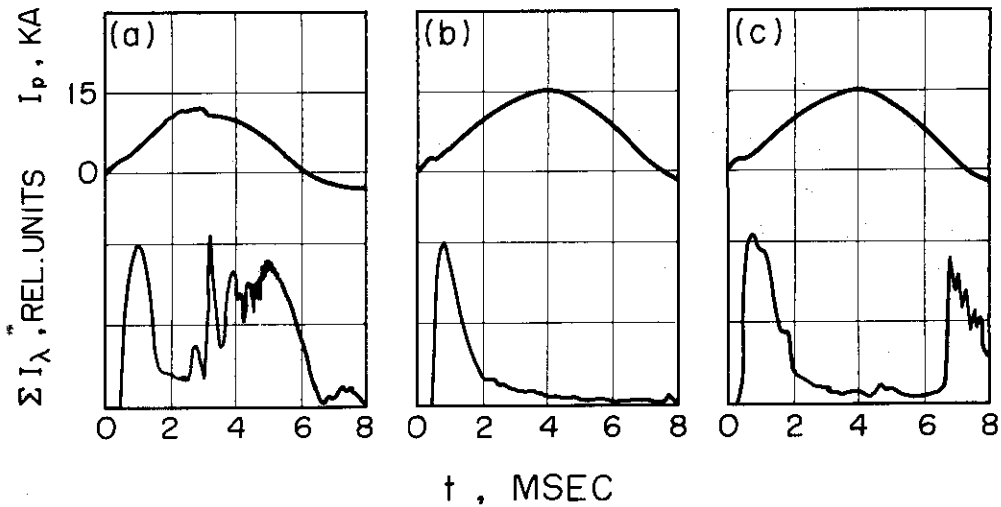
第39図¹⁹⁾

T-3装置におけるリミターの形状。1:銅製シェル, 2:ライナー, 3:リミター孔。

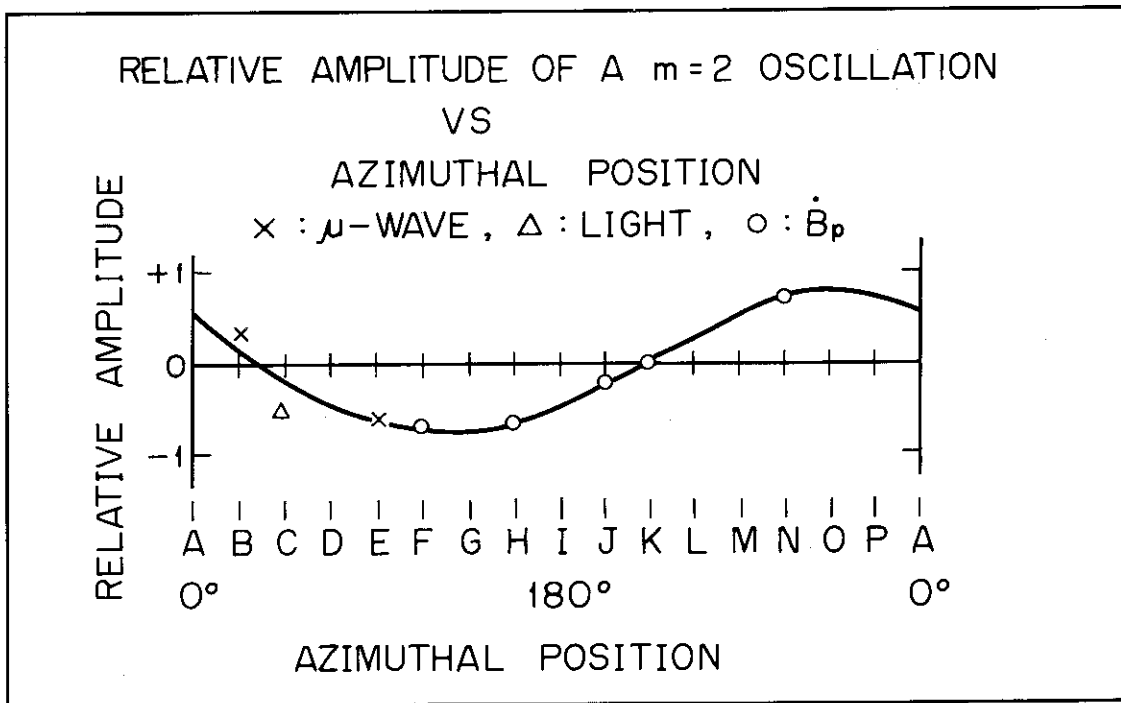


第40図¹⁹⁾

T-3装置の放電特性 (I_p : プラズマ電流, U : ワンタール電圧, $H_\beta^{(1)}$ および $H_\beta^{(2)}$: リミターからトロイダル方向へ5 cm および 300 cm 離れた位置における水素スペクトル線強度, ϕ : マイクロ波干渉計の信号, Δ : プラズマ柱のトラス外側方向への変位)。a: プラズマへの入力エネルギーが小さい場合, b: プラズマへの入力エネルギーが大きい場合。



第 41 図¹³⁾ T-5 装置でのプラズマ電流 I_p , および可視全域におけるスペクトル線の積分強度 ΣI_λ の時間変化 ($B_t = 1.2 \text{ KG}$, 初期水素圧力 $p_0 = 1.8 \times 10^{-4} \text{ Torr}$, $E_0 = 0.05 \text{ V/cm}$) 。 (a) : $\Delta_\beta = 0 \text{ cm}$, (b) : $\Delta_\beta = -1.4 \text{ cm}$, (c) : $\Delta_\beta = -3.1 \text{ cm}$ 。



第 42 図³⁾ ST 装置でトロイダル方向のモード数 $m=2$ なる流体力学的不安定性におけるトロイダル方向のモード数 n の磁気探針, マイクロ波干渉計および光の出力信号による決定。角度はトロイダル方向の位置を, A, B, ……はトロイダル磁場コイル間の中心平面の位置を示す(ここで A はリミター挿入点に対応している)。

6. 結 言

以上、種々のトカマク装置において分光学的方法を用いていままでなされてきた結果を、イオンおよび電子温度、荷電粒子の閉じ込め時間、中性原子数密度、スペクトル線の空間的分布および不純物の定性的もしくは定量的測定、およびプラズマ柱の平衡、安定性に関するモニターの測定に分けて言及してきた。第2表はこのレポートで引用した文献をこれらの測定対象および採用している測定方法を考慮して、各装置別に分類したものである。この表は分光学的測定を用いていままで報告されている結果を参照するうえで極めて有用であると思われる。

最後に、JFT-2装置も含めて今後のトカマク型装置の研究において、分光学的手段を用いて測定する際注目すべきあるいは従来の結果と比べてより精度をあげることが望まれるものを列挙しておこう。

- (i) イオン温度の空間的分布の決定（電子-イオン間のエネルギー輸送の解明に関連）。
- (ii) 荷電粒子閉じ込め時間 τ_n に及ぼす不純物、リミター、動作気体の効果の解明。
- (iii) τ_n と τ_E （エネルギー閉じ込め時間）の比較。
- (iv) 中性粒子数密度および電離割合 I の空間的分布の決定。
- (v) 不純物イオンの存在による実効荷電数 Z の分布の決定。
- (vi) プラズマ柱の表面とリミターもしくはライナー間の境界領域の測定。
- (vii) 安定性、平衡に関連して従来用いられてきたモニターの方法的改良および測定結果の解釈。

謝 辞

このレポートをまとめるにあたりご討論いただいた森茂室長はじめ核融合研究室諸氏に感謝申し上げます。

6. 結 言

以上、種々のトカマク装置において分光学的方法を用いていままでもなされてきた結果を、イオンおよび電子温度、荷電粒子の閉じ込め時間、中性原子数密度、スペクトル線の空間的分布および不純物の定性的もしくは定量的測定、およびプラズマ柱の平衡、安定性に関するモニターの測定に分けて言及してきた。第2表はこのレポートで引用した文献をこれらの測定対象および採用している測定方法を考慮して、各装置別に分類したものである。この表は分光学的測定を用いていままでも報告されている結果を参照するうえで極めて有用であると思われる。

最後に、JFT-2装置も含めて今後のトカマク型装置の研究において、分光学的手段を用いて測定する際注目すべきあるいは従来の結果と比べてより精度をあげることが望まれるものを列挙しておこう。

- (i) イオン温度の空間的分布の決定（電子-イオン間のエネルギー輸送の解明に関連）。
- (ii) 荷電粒子閉じ込め時間 τ_n に及ぼす不純物、リミター、動作気体の効果の解明。
- (iii) τ_n と τ_E （エネルギー閉じ込め時間）の比較。
- (iv) 中性粒子数密度および電離割合 I の空間的分布の決定。
- (v) 不純物イオンの存在による実効荷電数 Z の分布の決定。
- (vi) プラズマ柱の表面とリミターもしくはライナー間の境界領域の測定。
- (vii) 安定性、平衡に関連して従来用いられてきたモニターの方法的改良および測定結果の解釈。

謝 辞

このレポートをまとめるにあたりご討論いただいた森茂室長はじめ核融合研究室諸氏に感謝申し上げます。

第2表 トカマク型装置における分光測定の種類

	測定対象および方法	参考文献
T-1	(II)	(16), (18)
	(VA), (VA), (VD)	(16)
T-2	(IA), (IB)	(7)
	(II)	(17), (18)
	(VA)	(17), (18), (39)
	(VC), (VD), (VE)	(18)
	(VD)	(17)
TM-2	(VA), (VA)	(12)
	(VD)	(46)
T-3	(IA)	(8)
	(II), (VB), (VA)	(19)
	(IIIA)	(31), (32)
	(VIA)	(19), (42)
	(VID)	(42)
T-3A	(IIIA), (IIIB), (VA), (VA)	(33)
	(VA), (VIB)	(33)
TM-3	(IIIA)	(11), (22), (23), (25)
	(IIIB)	(28), (29)
	(VA), (VA), (VB)	(22), (36)
	(VIB)	(35)
T-5	(IB)	(9)
	(VIA), (VIC)	(13)
T-6	(VIB), (VA), (VA), (VIA)	(37)
ST	(IB), (II), (IIIA), (VB)	(15)
	(VA), (VB), (VIA)	(3), (15)
	(VIA), (VIB)	(3), (44)

(I) イオン温度 (T_i)

(IA) 重水素, 水素あるいはヘリウムの特線線のドップラー幅から T_i を求める方法

(IB) プラズマ中の不純物 (酸素, 炭素) の特線線のドップラー幅から T_i を求める方法

(II) 電子温度 (T_e)

プラズマ中の不純物の特線線強度比から T_e を求める方法

(III) 荷電粒子の閉じ込め時間 (τ_n)(III A) H_{α} , H_{β} 線の絶対強度測定から荷電粒子の閉じ込め時間 τ_n を求める方法(III B) τ_n から求めた粒子拡散係数の実測値と理論値との比較(IV) 中性原子数密度 (n_0)

(IV A) 中性原子数密度の空間分布の絶対値測定

(IV B) 中性原子数密度の空間分布の相対値測定

(V) スペクトル線の空間分布

(V A) スペクトル線の小半径方向分布の測定

(V B) スペクトル線のトロイダル方向分布の測定

(VI) 不純物イオンあるいは原子

(VI A) 不純物イオンあるいは原子に関する定性的測定

(VI B) 真空紫外絶対分光測定による不純物イオンの定量的測定

(VI C) メタン注入法による不純物イオンの定量的測定

(VI D) プラズマの平均電流密度 \bar{J}_p の放電初期の立ち上がり時間から不純物の定量的測定をする方法

(VI E) 放射エネルギーから不純物イオンの定量的測定をする方法

(VII) プラズマの平衡および安定性

(VII A) 安定係数 q , スパイク状振動およびプラズマとリミターとの相互作用に関連した測定

(VII B) 流体力学的不安定性およびモード数に関連した測定

(VII C) 垂直磁場 B_{\perp} の効果に関連した測定

(VII D) 流しカメラによるプラズマ発光部分の測定。

参考文献

- 1) S. Itoh et al. : JAERI-memo 4084 (July 1970).
- 2) 東井, 伊藤 : JAERI-memo 4286 (1971年1月).
- 3) D.J. Grove et al. : MATT-813 (October 1970).
- 4) M.J. Forrest et al. : Culham Report CLM-R-107 (July 1970).
- 5) 伊藤 : 日本原子力学会誌 13 51 (1971).
- 6) 例えは
 - a) R.W.P. McWhirter : Plasma Diagnostic Techniques, edited by R.H. Huddlestone and S.L. Leonard (Academic Press, New York and London, 1965), Chap. 5, p. 201,
 - b) 森 : 分光研究 20 (1971) 1, 20 (1971) 51.
 - c) 宮本 : 応用物理 35 (1966) 772.
- 7) V.G. Koloshnikov : Soviet Phys. -Tech. Phys. 9 24 (1964).
- 8) S.V. Mirnov and I.B. Semenov : Soviet Atomic Energy 28 160 (1970).
- 9) D.A. Shcheglov and E.I. Kuznetsov : Soviet Phys. -Tech. Phys. 15 1453 (1971).
- 10) M.J. Forrest et al. : Ref. 4, Fig. 44.
- 11) L.A. Artsimovich et al. : The 3rd International Conference on Plasma Physics and Controlled Thermonuclear Fusion Research (Novosibirsk, USSR, 1968), CN-24/B-1, Nuclear Fusion Special Supplement 17 (1969).
- 12) E.P. Corbunov and K.A. Razumova : Soviet Atomic Energy 15 1105 (1963), Plasma Phys. 6 515 (1964).
- 13) B.M. Grigorovich and V.S. Mukhovatov : Soviet Atomic Energy 17 893 (1964), Plasma Phys. 7 314 (1965).
- 14) 東井, 伊藤 : Ref. 2, p. 37, §2.
- 15) D. Dimock et al. : The 4th International Conference on Plasma Physics and Controlled Thermonuclear Fusion Research (Wisconsin, USA, 1971), CN-28/C-9.
- 16) G.G. Dolgov-Savel'ev et al. : Soviet Phys. -JETP 11 287 (1960).

- 17) E.P. Gorbunov et al. : Soviet Phys. -Tech. Phys. 5 1089 (1961).
- 18) G.G. Dolgov-Savel'ev et al. : The 1st International Conference on Plasma Physics and Controlled Thermonuclear Fusion Research (Saltzburg, Austria, 1961), CN-10/224, Nuclear Fusion Supplement Pt. 2 941 (1962).
- 19) L.A. Artsimovitch et al. : Proceedings of the 2nd International Conference on Plasma Physics and Controlled Thermonuclear Fusion Research (Culham, UK, 1965), Vol. II 595 (1966), AEC-Tr-6760, p.417.
- 20) A.M. Anashin et al. : J. Exptl. Theroret. Phys. (USSR) 60 2092 (1971).
- 21) N.J. Peacock et al. : Nature 224 488 (1969).
- 22) E.I. Kuznetsov : MATT-TRANS-80 (1969).
- 23) E.I. Kuznetsov : Soviet Atomic Energy 25 1111 (1968).
- 24) 例えば,
 D.R. Bates et al. : Proc. Roy. Soc. (London) A 267, 297 (1962),
A 270 155 (1962),
 D.R. Bates and A.E. Kingston : Planetary and Space Science 11 1
 (1963),
 R.W.P. McWhirter and A.G. Hearn : Proc. Phys. Soc. 82 641 (1963).
- 25) V.A. Abromov, E.J. Kuznetsov and V.I. Kogan : Soviet Atomic Energy 26
 599 (1969).
- 26) M.B. Gottlieb : 国際トーマス討論会(東京, 1971) 講演.
- 27) L.A. Artsimovich et al. : Soviet Atomic Energy 22 325 (1967).
- 28) G.A. Bobrovskii et al. : Soviet Phys. JETP-Letters 9 158 (1969).
- 29) Bobrovskii et al. : MATT-TRANS-93 (October 1969).
- 30) 例えば,
 a) A.A. Galeev and R.Z. Sagdeev : Soviet Phys. -JETP 26 233 (1968),
 b) T.E. Stringer : Phys. Rev. Letters 22 770 (1969).
- 31) E.P. Gorbunov : Proceedings of the 2nd International Conference on Plasma Physics and Controlled Thermonuclear Fusion Research (Culham, UK, 1965), Vol. II 629 (1966), AEC-Tr-6760, p. 451.
- 32) E.P. Gorbunov et al. : Soviet Phys. -Tech. Phys. 11 1363 (1967).

- 33) M.J. Forrest et al. : Ref. 4, p.9 and p.11, §3.1.
- 34) S. Yano : JAERI-memo 4243 (December 1970).
- 35) E.I. Kuznetsov : Soviet Phys. -Tech. Phys. 12 1130 (1968).
- 36) E.I. Kuznetsov and N.D. Vinogradova : Soviet Phys. JETP-Letters 8 34 (1968).
- 37) N.D. Vinogradova et al. : The 4th International Conference on Plasma Physics and Controlled Thermonuclear Fusion Research (Wisconsin, USA, 1971), CN-28/F-8.
- 38) D. Dimock : Proceedings of the 4th International Conference on Ionization Phenomena in Gases (Uppsala, Sweden, 1959), Vol. II 1136 (1960).
- 39) D.P. Ivanov and K.A. Razumova : The 1st International Conference on Plasma Physics and Controlled Thermonuclear Fusion Research (Salzburg, Austria, 1961), CN-10/222, Nuclear Fusion Suppl. Pt. 2 741 (1962), AEC-Tr-5589, p. 295.
- 40) G.A. Bobrovskii et al. : MATT-TRANS-92 (1969).
- 41) M.J. Forrest et al. : Ref. 4, p. 3, § 4.
- 42) L.A. Artsimovich et al. : Soviet Atomic Energy 17 886 (1964), Plasma Phys. 7 305 (1965).
- 43) S. Mirnov : Soviet Atomic Energy 17 929 (1964).
- 44) J.C. Hosea et al. : The 4th International Conference on Plasma Physics and Controlled Thermonuclear Fusion Research (Wisconsin, USA, 1971), CN-28/F-7.
- 45) M.J. Forrest et al. : Ref. 4, p. 7, § 5.
- 46) N.D. Vinogradova and K.A. Ruzumova : Proceedings of the 2nd International Conference on Plasma Physics and Controlled Thermonuclear Fusion Research (Culham, UK, 1965), Vol. II 617 (1966), AEC-Tr-6760, p.440.