

JAERI - M  
92-214

超高温プラズマの  
能動的中性粒子診断法に関する研究

1993年1月

飛田 健次

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。  
入手の問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division, Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokaimura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1992

---

編集兼発行 日本原子力研究所  
印 刷 株原子力資料サービス

超高温プラズマの能動的な中性粒子診断法に関する研究

日本原子力研究所那珂研究所炉心プラズマ研究部

飛田 健次

(1992年12月10日受理)

プラズマ磁気閉じ込め装置において広く利用されている中性粒子診断法は、中性粒子ビームを利用した方法（これを能動的な中性粒子診断法という）が導入されると、新たな診断手法がいくつも考案され、それと共に測定量の種類もバラエティーに富むようになってきた。本稿は、トカマク型核融合実験装置 JT-60 を利用して行なわれた能動的な中性粒子診断法に関する研究について述べる。本研究をとおして得られた成果は、以下のとおりである。

近年プラズマ診断に広く利用されるようになったマイクロチャンネルプレート (MCP) 検出器のイオン及び中性粒子に対する検出効率を調べ、入射粒子のエネルギーが 1 keV 以上のとき、その効率は MCP の開口比とほぼ等しいことを明らかにした。

プラズマに高速中性粒子ビームを入射して、そのビームのシャインスルーを測定し、ビームの減衰過程に多段階電離過程がどの程度影響するかを調べた。水素ビームのシャインスルーの測定から、多段階電離過程によりビームのストッピング断面積が増大していることを確認した。測定の誤差を越えるストッピング断面積の増大を確認したのは、この実験が最初である。また、ヘリウムビームで同様の実験を行った結果、同程度のパラメータを持つプラズマ中におけるヘリウムビームの多段階電離の割合は、水素よりずっと小さいことが明らかになった。

初歩的な研究段階にあった中性粒子小角散乱法を大型トカマクのイオン温度測定に適用するため、測定装置及びデータ処理法の開発を行い、1-10keV のイオン温度を測定できるようにした。この測定法において、中性粒子分析器固有の装置関数及びプラズマ中に存在する高エネルギーイオン成分が測定誤差を引き起こすことを明らかにし、これらの効果に対する補正係数を求めた。ヘリウム原子ビームとヘリウムイオン ( $\text{He}^{2+}$ ) の二電子性荷電交換反応を利用して、熱エネルギーから熱外エネルギー領域にあるヘリウムイオンのエネルギー分布関数の測定と密度測定を行った。この実験により、核燃焼プラズマで生ずるアルファ灰の測定法としての二電子性荷電交換反応の有効性を実証した。

能動的な中性粒子測定において、寄生的に生ずるノイズ（診断ビームの入射にともなって寄生的に生ずる中性粒子束）を取り上げ、その現象を引き起こす描像を提示した。この描像に基づいて、

寄生的な中性粒子束を減速するための中性粒子測定系の配置を提案した。

これらの成果は、超高温プラズマの能動的な中性粒子診断において、トカマク以外の磁気閉じ込め装置に対しても利用できる。

Active Neutral Particle Diagnostics for High Temperature Plasma

Kenji TOBITA

Department of Fusion Plasma Research  
Naka Fusion Research Establishment  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Naka-gun, Naka-machi, Ibaraki-ken

(Received December 10, 1992)

This paper describes experimental studies related to active neutral particle diagnostics in the JT-60 tokamak.

Detection efficiencies of a micro-channel plate (MCP), which has widely used in plasma diagnostics, were determined for ions and neutrals. Above 1 keV, the detection efficiencies for ions and neutrals are same and the value is almost equal to the open area ratio of the MCP.

Recently developed calculations predict that multi-step processes for a neutral beam can enhance the beam stopping cross section in a plasma. In order to confirm the predictions, shine-through for a hydrogen and for a helium beam was measured in the JT-60 ohmic plasmas. The measurements for a hydrogen beam resulted in the cross sectional enhancement in the beam stopping. The enhancement agreed with the calculated value by Janev et al. This is the first experiment showing the significant enhancement due to multi-step ionization. The same experiment using a helium beam indicated that the cross sectional enhancement for helium was much smaller than that for hydrogen at almost same plasma parameters.

Ion temperature diagnostic using active beam scattering was developed in data processing technique, in consideration of the device function of a neutral particle analyzer and in estimation of the effect of beam ion component. The obtained ion temperature was in reasonable agreement with other diagnostics at 1 - 10 keV.

Fundamental experiments for detecting helium ions in a plasma were performed using two-electron transfer reaction between a helium atomic

beam and helium ions, and the energy distribution and the density of the helium ions were determined. These experiments demonstrated promise of the two-electron transfer reaction as an alpha ash detection in a burning plasma.

A parasitic neutral efflux accompanied by active beam injection was investigated. From the appearance region and the flux of the parasitic efflux, the effect was concluded to be attributed to trajectory-parallel parasitic efflux, the effect was concluded to be due to the orbits and the atomic processes of beam ions trapped in the peripheral plasma. A few measures against the parasitic effect are also presented.

Keywords: Neutral Particle Diagnostic, Multistep Ionization, Small Angle Scattering, Double Charge Exchange, Plasma Diagnostics, JT-60

## 目 次

1. 序 論 .....	1
1.1 研究の背景 .....	1
1.2 本研究の目的 .....	6
2. JT-60における能動的中性粒子計測系 .....	11
2.1 測定系の構成 .....	11
2.2 分析器の較正実験 .....	16
2.3 ま と め .....	20
3. プラズマ中におけるビームストップング断面積の測定 .....	27
3.1 はじめに .....	27
3.2 実験の方法 .....	29
3.3 測定結果 .....	34
3.4 考 察 .....	39
3.5 結 論 .....	41
4. 小角散乱法によるイオン温度測定 .....	49
4.1 はじめに .....	49
4.2 測定原理 .....	49
4.3 散乱中性粒子のエネルギースペクトル .....	52
4.4 イオン温度の測定 .....	54
4.5 イオン温度測定における高エネルギーイオン成分の影響 .....	60
4.6 結 論 .....	63
5. 二電子性荷電交換反応を用いたヘリウムイオンの測定 .....	73
5.1 はじめに .....	73
5.2 測定方法 .....	75
5.3 測定結果 .....	79
5.4 ま と め .....	83
6. 能動的中性粒子計測系における寄生現象 .....	88
6.1 観測された寄生現象 .....	88
6.2 寄生現象の解釈 .....	90
6.3 寄生現象の定量的評価 .....	93
6.4 結 論 .....	96
7. 結 言 .....	103
謝 辞 .....	105

## Contents

1. Introduction .....	1
1.1 Backgrounds .....	1
1.2 Purposes of the Studies Presented .....	6
2. Active Neutral Particle Diagnostic System in JT-60 .....	11
2.1 Structure of the System .....	11
2.2 Calibration of the Analyzer .....	16
2.3 Summary .....	20
3. Measurements of Neutral Beam Stopping in a Plasma .....	27
3.1 Introduction .....	27
3.2 Experimental Procedure .....	29
3.3 Experimental Results .....	34
3.4 Discussion .....	39
3.5 Conclusions .....	41
4. Ion Temperature Measurements Using Small Angle Scattering .....	49
4.1 Introduction .....	49
4.2 Principle of the Diagnostic .....	49
4.3 Energy Spectrum of the Scattered Beam .....	52
4.4 Measurements of Ion Temperature .....	54
4.5 Influence of High Energy Ion Component .....	60
4.6 Conclusions .....	63
5. Detection of Helium Ions Using Two-electron Transfer Reaction ..	73
5.1 Introduction .....	73
5.2 Measuring Method .....	75
5.3 Experimental Results .....	79
5.4 Summary .....	83
6. A Parasitic Effect in Active Neutral Diagnostics .....	88
6.1 A Parasitic Phenomena Observed .....	88
6.2 Interpretation for the Parasitic Phenomena .....	90
6.3 Quantitative Estimation for the Phenomena .....	93
6.4 Conclusions .....	96
7. Epilogue .....	103
Acknowledgements .....	105



# 1. 序 論

## 1.1 研究の背景

### 1.1.1 核融合研究における中性粒子計測の役割

実験室で、完全電離に限りなく近い高電離度のプラズマを作ることは可能であるが、厳密な意味で完全電離プラズマを作ることは出来ない。なぜなら、プラズマ境界からの輸送により、また電子とイオンの再結合反応により、プラズマ中には極微量の中性粒子が必ず存在するからである。プラズマ中の中性粒子は、イオンと衝突すると、その軌道電子を渡して自らは電離し、相手のイオンを中性化することが多い。生成された中性粒子のうちの一部はプラズマの外に逃げ出すため、プラズマ中に存在する中性粒子はプラズマからエネルギーを損失させる一因となる。このように、プラズマのエネルギー閉じ込めの観点から見ると中性粒子の存在は好ましいものではないが、プラズマ診断の立場から見ればそれはプラズマの特性を調べる上で重要な情報源となりうる。例えば、中性粒子密度分布は、いわばプラズマの粒子源の空間分布に関する情報を与えるので、粒子の閉じ込め時間、拡散係数等を評価する際不可欠であるし、イオンの速度分布関数を精度良く求めるには、今のところ、プラズマの外へ飛び出してくる荷電交換中性粒子をエネルギー分析する以外の方法はない。中性粒子に関しては、プラズマ実験及びプラズマ診断の双方について重要であるが、本節ではプラズマ診断の立場から概説することにする。

中性粒子計測法は、プラズマ中に存在する中性粒子と高速イオンとの荷電交換反応で生成される高速中性粒子をプラズマ外部に設置された分析器で検出する測定法である。この測定法は、1960年頃、Afrosimovらによって初めてイオン温度の測定に利用され[1]、その後は測定する物理量も多岐にわたるようになり、測定技術も洗練されて今日に至っている。中性粒子計測法は、プラズマに中性粒子ビームを入射して局所的な物理量を引き出す、いわゆる、能動的な手法が確立してから大きく進展した[2]。この計測法において、中性粒子ビームは、プラズマ中の中性粒子密度を局所的に増大させ、荷電交換の反応率を大きくする役目を担っている。トカマクの実験においてジュール加熱が主流であった頃には、中性粒子計測は専らイオン温度の測

定法として利用されたが、中性粒子入射加熱 (NBI) 及び高周波 (RF) 加熱による入力パワーが増えてイオンの速度分布関数が非Maxwell分布になってくると、イオン速度分布関数の測定法としての重要度が増してきた。中性粒子のエネルギーを測定する分析器は、元々は一種類の粒子を分析していたが、その後、複数のイオン ( $H^+$ 、 $D^+$ 、 $He^+$ ) を同時にエネルギー分析できる方式が確立され[3,4]、イオンサイクロトロン波帯域の電磁波による多数及び少数イオン加熱プラズマのプラズマ診断においては欠かせない計測器となっている[5,6]。PDXの高 $\beta_p$ 実験において初めて観測された高速イオンの間欠的な吐き出しを伴う不安定性、いわゆる、フィッシュボーン不安定性[7,8]の物理機構の解明には、中性粒子計測が重要な役割を果たしてきた。診断ビームを使って入射した高速イオンの軌道を調べることによって、安全係数  $q$  を測定する方法も考え出され、PLTで実験された[9]。トカマクプラズマのsawtooth振動を理解するためには安全係数の空間分布測定が不可欠であるにも拘らず、今のところ安全係数分布  $q(r)$  (または、電流分布  $j(r)$ ) の診断法が確立されていない。中性粒子の平均自由行程がプラズマ副半径より長い場合には、このような中性粒子計測も  $q(r)$  の測定に役立つだろう。上で述べてきた中性粒子計測法は、水素または重水素の荷電交換を利用するものであったが、アルファ粒子とヘリウム原子またはリチウム原子との衝突で2つの軌道電子が同時に移行される反応を利用して、核融合反応で生成されたアルファ粒子 ( $^4He^{2+}$ ) の速度分布関数を測定する方法も提案されている[10]。また、高速中性粒子ビームとプラズマイオンの弾性散乱を利用してイオン温度を求める診断法も考案され、基本的な実験も行われている[11]。最近、TFTRでは、診断ビームを接線方向からプラズマ周辺に入射して高速通過粒子を作り、その高速イオンの径方向への輸送速度を測定して、高速イオンの拡散係数を求めることに成功している[12]。

以上のように、一口に中性粒子計測と云っても、測定原理、測定量とも多様であり、どの測定もプラズマ中のイオンの挙動を知る上でおろそかにできないものばかりである。本研究で扱う中性粒子診断法の開発は、これら間口の広い中性粒子計測の範疇の一分野を扱うものであるが、磁気閉じ込め方式の核融合実験装置のプラズマ診断法として有用であると信ずる。

### 1.1.2 JT-60プロジェクトにおける本研究の位置づけ

#### (1) プラズマ中における水素及びヘリウム中性粒子ビームのストップング

トカマクプラズマの平衡配位を維持するためには、ポロイダル磁場を形成するプラズマ電流が必要である。プラズマ電流の立ち上げには、プラズマをトランスの2次巻線と看做した電磁誘導を利用するが、プラズマは、有限の電気抵抗を持つ（電子温度 $T_e=2\text{keV}$ のとき、 $0.1\mu\Omega/\text{m}$ 程度）ので、プラズマ電流は時間と共に減少し、プラズマ立ち上げ時の誘導電流だけでプラズマ電流を流し続けることは出来ない。核融合炉には、装置の金属疲労及び安定な電力供給の観点から、定常的な運転が望まれるので、トカマク方式で核融合炉を実現するためには、プラズマ電流を定常的に流す方法を確立せねばならない。最近の大型トカマクの実験において、ブートストラップ電流の存在が確認され、トカマク装置の電流定常化に明るい見通しが出てきた。特に、JT-60では、プラズマ電流に占めるブートストラップ電流の割合を80%にすることに成功している[14]。ブートストラップ電流とは、電子の衝突周波数の小さいバナナ領域で、トーラス磁場中に閉じ込められたプラズマの圧力勾配によって、自動的に駆動される電流を云う。しかし、駆動されるブートストラップ電流には制御性がないので、プラズマのMHD不安定性を抑制するために、制御性のあるプラズマ電流の駆動法が必要であると考えられている。プラズマ電流の駆動法として一番実績のあるのは、低域混成波(LHRF)を入射してトロイダル方向に回転する高速電子を作る方法である。ただし、中間及び高密度領域では、LHRF波はモード変換してイオンと結合するようになるため、この方法による電流駆動効率が急激に低下する。したがって、LHRFによる駆動電流は、炉サイズのプラズマではプラズマ周辺だけにしか流れず、制御性のある電流駆動法とは云えない。LHRFに代って、近年、NBIによる電流駆動が注目されるようになってきた。この方法による電流駆動の機構は良く理解されているが、電流駆動効率を評価するために、プラズマ中における中性粒子ビームのストップング過程について再検討する必要があるが出てきている。ここで、ストップングは減衰と全く同じ意味の専門用語である。

中性粒子ビームのストップングに関与する原子反応は、荷電交換、電子及びイオンによる衝突電離であると長い間考えられてきた。最近になって、Boleyらは、原子過程の詳細な検討が

ら、励起反応に引き続いて起こる衝突の効果もビームのストップ過程に加味すべきと指摘している[15]。彼らの結論は加熱及び診断ビームの設計、数値解析等に大きなインパクトを与えるものであるにも拘らず、実験的な検証はほとんど進んでいない。唯一の実験的試みは、TFRで行われている[16]が、明確な結論は見いだされなかった。

JT-60Uにおいても500keVの重水素ビームを用いて電流駆動実験を行う計画があり、その実験結果を解析するために、予め、中性粒子ビームのストップ過程について結論を出しておくことが望まれる。本論文で扱う中性粒子のストップの測定は、JT-60Uにおける500 keV ビームによる電流駆動実験を補助するデータを提供するだけでなく、今後の電流駆動用NBI及び診断ビームの設計に役立つであろう。

## (2) イオン温度の測定

JT-60は、臨界プラズマ条件の達成を第一目標に掲げて製作された。ここで、臨界プラズマ条件とは、 $n\tau_E > 2 \times 10^{19} \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$  且つ  $T_{i0} > 5 \text{keV}$  のプラズマパラメータ領域を指す。ここで、 $n$ はプラズマ密度を、 $\tau_E$ はエネルギー閉じ込め時間を、また、 $T_{i0}$ はプラズマ中心イオン温度を表す。この臨界プラズマの条件として $T_{i0}$ が規定されていることからわかるように、臨界条件達成の指標となる $T_{i0}$ を測定する手法を確立することは、JT-60では、特に重要な意味をもつのである。JT-60におけるイオン温度の計測手段として、受動的荷電交換法、不純物共鳴線のドップラー広がり、ビーム分光法及び能動粒子線小角散乱計測法が用意されている。これらの計測法には、それぞれ一長一短があり、プラズマを総合的に理解する意味においては、それぞれ相補性があると云えるかも知れない。

荷電交換計測法は、プラズマ中に閉じ込められているイオンのエネルギー分布を測定する計測法である。イオン温度は、測定によって得られたエネルギー分布から決定されるが、追加熱時には高速イオンテイルが形成されるためエネルギー分布からイオン温度を決定するのは難しくなる。また、JT-60のような大型の磁気閉じ込め装置では、プラズマ中心部で生成された高速中性粒子はイオン及び電子による電離または荷電交換を受けるため密度の上昇に伴ってプラズマの外へ流出しにくくなり、その結果、中心部のイオンの挙動を診断するのが困難に

なってくる。結局のところ、荷電交換計測法は、低密度のジュール加熱プラズマのイオン温度計測には利用できるが、それ以外のプラズマについてはイオン温度よりイオンの速度分布の計測法と考えるべきであろう。

不純物イオンの発する遷移光のドップラー幅からイオン温度を求める方法は、電子温度が数 keV に達する大型装置では、軽元素が完全電離してしまうので、第一壁から放出されてプラズマに混入した Ti、Ni、Fe などの金属不純物の発する光を利用しなければならない。最近の核融合実験装置では、金属不純物の混入に起因する放射損失を低減するため、第一壁を炭素壁にしていることから、上記のような金属不純物遷移光の光量はイオン温度測定に不十分であることが多くなってきている。

最近になって、大型装置のイオン温度を測定する方法としてビーム分光法が考え出され [13]、TFTR、DIII-D、JET などでも良好な成果を収めている。この診断法を利用した装置は JT-60 にも取り付けられイオン温度の空間分布測定に用いられている。この方法は、イオン温度、プラズマ回転及び不純物密度の空間分布といった多くの情報を提供する点で抜きん出ているが、データ処理の過程で誤差を生ずる（必ずバックグラウンド光を差し引く操作が入る）ことがある。

本論文で扱う能動粒子線小角散乱測定法もまたプラズマのイオン温度を測定する計測器であるが、不純物でなくプラズマイオンの温度を直接測定する点、JT-60 のほとんどのプラズマパラメータ領域でその中心イオン温度を測定できるという点、また、ビーム成分の影響など測定誤差を引き起こす要因に対する定量的な評価を下しやすい点で他のイオン温度計測法と一線を画している。

### (3) プラズマ中ヘリウムイオンの測定

核融合プラズマでは、核融合反応により MeV 領域のアルファ粒子が生成される。生成されたアルファ粒子は、電子及びイオンと衝突しながら減速し、最後には灰となる。アルファ粒子の減速過程を、電子及びイオンの側から見ると、逆に加熱過程となる。この加熱入力アルファ加熱と呼ばれ、磁気閉じ込め方式の核融合炉で核融合反応を維持するためには不可欠な加熱入

力である。もしアルファ加熱が効果的であれば、最小限の追加熱入力でプラズマは臨界に達し、その後は追加熱しなくともプラズマは自分自身を加熱しながら核融合反応を持続するようになる。しかし、実際には、生成されたアルファ粒子がプラズマ中にうまく閉じ込められないで、アルファ加熱の有効性が損なわれる可能性も指摘されている。トロイダル磁場のリップルによる軌道損失や、アルファ粒子の集団的挙動の引き起こす不安定性による異常輸送などがアルファ加熱を妨げると考えられている。アルファ加熱の有効性をアルファ粒子の減速、閉じ込め及び不安定性の観点から研究するには、アルファ粒子の速度分布関数を測定することが不可欠である。また、熱化されたアルファ粒子、即ち、アルファ灰は核融合の燃料を希釈するマイナスの効果を持つだけなので、出来るだけ速くプラズマの外へ輸送された後、排気されることが望ましい。アルファ粒子の灰の輸送及び排気特性の研究は、今後の核融合実験の最重要課題である。この輸送及び排気を調べるには、プラズマ中のアルファ粒子密度の空間分布の測定が必要である。

JT-60を大電流化した装置JT-60Uでは、核融合プラズマ中におけるアルファ粒子挙動の研究を主要テーマの一つにしている。しかしながら、アルファ粒子の挙動を診断する技術で確実なものがないのが現状であり、アルファ粒子の速度分布関数及び密度を測定する有力な方法の一つと云われているアルファ粒子の2電子性荷電交換反応 ( $\alpha + \text{He}_b^0 \rightarrow \text{He}^0 + \text{He}_b^{2+}$ ) をとってみても開発すべきことが多い。そこで、JT-60においてアルファ粒子計測法(本論文では、2電子性荷電交換反応を利用した方法に限る)の問題点を抽出し検討しておくことは、今後の技術開発を円滑に推進する上で非常に役立つ。

## 1.2 本研究の目的

本論文は、能動的な中性粒子計測系の開発とそれを利用したJT-60プラズマの診断結果からなる。

本研究の目的は、(1)中性粒子ビームのストッピング断面積の測定を行い、中性粒子ビームのプラズマ中における減衰に多段階電離過程が寄与するかどうかを確認すること、(2)高速中性粒

子ビームの小角散乱を利用したイオン温度測定の較正実験、散乱実験及びシミュレーションを行ない、診断法としての完成度を高めること、(3)ヘリウムビームを利用したアルファ粒子密度測定に関する基礎研究を行なうこと、(4)能動的中性粒子計測法における機器の適切な配置について考察することである。以下これらの詳細を述べる。

前述のように、プラズマ中における中性粒子ビームの減衰に、励起過程がどの程度寄与するかを調べる実験は、TFRで行われたが、明確な結論は見いだされなかった[16]。この原因として、i) 実効イオン電荷 $Z_{\text{eff}}$ を測定していなかったこと、ii) プラズマの線電子密度 $n_e l$ が小さいこと、が挙げられる。水素ビームのプラズマ中における減衰は不純物量に敏感であり、 $Z_{\text{eff}}$ が1.5を越えると、不純物との衝突による水素ビームの電離及び励起を考慮しなければならない。また、ビームの減衰量は、ストップング断面積 $\sigma_s$ を使って、 $\exp(-n_e \sigma_s l)$ と与えられるので、 $n_e l$ を出来るだけ大きくとって実験すれば、減衰測定から $\sigma_s$ の大きさを決めやすい。JT-60は、TFRより減衰長 $l$ が約5倍大きくとれるので、ストップング断面積を測定するのに有利である。本論文では、診断ビームのプラズマ透過率を測定して、励起過程の寄与の大きさを調べている。透過率のほかに、ビーム成分、 $Z_{\text{eff}}$ の空間分布、不純物の組成、プラズマの密度及び温度分布等を測定して、測定データを解析する上での曖昧さを減らし、ビームの減衰過程に多段階電離反応が影響するかどうか明確な結論が引き出せるよう努めた。

能動粒子線小角散乱法は、T-4及びJFT-2で先駆的な測定例はあるが、標準的なイオン温度測定法として採用したのはJT-60が最初である。その当時この計測法はまだ初歩的な段階にあり、主要なイオン温度測定法として実用化するためには、原子過程を吟味したり散乱計測に有効なハードウェアを開発したりしなければならなかった。また、JT-60で作られるプラズマでは、高パワー追加熱が行なわれるので、減速過程にある高エネルギー成分の割合がバルクイオンの割合を越える場合があるので、追加熱プラズマに含まれる高エネルギーのビーム成分がイオン温度測定に与える影響などを評価する必要があった。そこで、プラズマによる中性粒子ビームの散乱を扱ったシミュレーションコードを開発した。本研究の目的の一つは、開発した測定装置及び計算コードを駆使して、小角散乱法によるイオン温度測定法を確立することである。JT-60プロジェクトの主要目標は、 $n_T > 2 \times 10^{19} \text{ s} \cdot \text{m}^{-3}$  且つ  $T_{i0} > 5 \text{ keV}$  の臨

界プラズマ条件を達成することであり、臨界条件達成の目安となる $T_{i0}$ を測定することは中型装置と比し特に重要な意味をもつ。能動粒子線小角散乱計測法は、不純物でなくプロトンの温度を直接測定する特長をもつので、分光測定から得られる不純物の温度が正しいか否かを判断する標準的なイオン温度計測法となりうるので、それを開発する意義は大きい。

核融合反応で生成されたアルファ粒子は、 $\text{He}^0$ ビームとの共鳴性荷電交換反応を経て2電子を同時に捕獲することがある。2電子を捕獲したアルファ粒子は中性化されて、プラズマの外へ放出される。この粒子の絶対量を測定することにより、プラズマ中に存在するアルファ粒子の密度を測定できる。アルファ粒子の密度は、アルファ灰の蓄積などの輸送特性を調べる上で重要な物理量である。この診断法は、核融合反応で生成されたアルファ粒子の速度分布関数測定法の1つとしてPostらによって提案されている[10]が、実験的な試みは行われていなかった。ビームプローブを利用したアルファ粒子の速度分布関数測定は、JT-60Uにおいても計画されており、予めこの測定法の問題点及び課題を摘出しておくことは、計測装置の開発計画を具体化する上で重要な布石となる。本稿で取り上げる2電子性荷電交換測定法の試みは、アルファ粒子速度分布関数計測に欠かせないMeV領域のビーム生成技術及び高エネルギー粒子の検出技術などの難問題を解決するものではないが、その基礎研究として意義深い。この測定を通して、この診断法の精度及びS/N評価が行われた。

アルファ粒子の密度を決定するためには粒子束の絶対測定が不可欠となるので、予め測定系の絶対較正を行っておかなければならない。この較正のうち特に重要なのは、粒子検出器の絶対検出効率である。近年になって、中性粒子分析器の粒子検出器としてマイクロチャンネルプレートが利用されるようになった。この検出器は検出器全面に渡って検出効率が一樣という粒子検出には好ましい特性をもつ。本稿でもこの検出器を研究の対象に取り上げ、中性粒子及びイオンに対する絶対検出効率を調べている。

能動的な中性粒子測定装置をプラズマ実験装置に据え付ける際、診断ビーム及び中性粒子分析器の取付け位置や角度は、専ら、実験の目的によって決められ、如何にすれば良質のデータが得られるかといった測定技術的観点から論じられたことがなかった。多くの能動的な中性粒子測定は、中性粒子ビームを入射することによってプラズマ中の中性粒子密度を局所的に上昇させ



て荷電交換の反応率を高め、ある特定の位置の物理量を引き出すところに意義がある。しかし、前章で述べたように、プラズマ中には中性粒子が必ず存在するので、ビームを使って中性粒子密度を局所的に上昇させるという目論見は、このバックグラウンドとして存在する中性粒子に妨害される危険性が潜在的にあるといつてよい。能動的中性粒子測定装置は、大電流のイオン源、中性粒子分析器等の数トンにも及ぶ重量物で構成されるので、測定上の問題が生じてから測定系を移動してアレンジ仕直すには多くの困難を伴う。本稿で扱う測定系の配置に関する検討は、JT-60に限らず一般性のあるもので、能動的中性粒子測定用のポートを決定する際には特に有用な情報となるであろう。

以下、第2章ではJT-60の能動的中性粒子計測系ハードウェア及びその較正実験の結果を述べる。第3章では水素及びヘリウムのプラズマ中におけるビームストップングの測定について、第4章では小角散乱法を利用したイオン温度測定について述べたのち、散乱された中性粒子のエネルギースペクトルについて検討を加える。ヘリウムビームの2電子性荷電交換反応を利用したヘリウムイオンの密度測定及びエネルギー分布測定について第5章に記す。最後に第6章で、能動的中性粒子測定装置を核融合装置へ据え付ける際のアライメントについて指針を与える。

## 参考文献

- [1] V. V. Afrosimov, I. P. Gladkovskii, Yu. S. Gordeev *et al.*, *Sov. Phys.-Tech. Phys.* **5** (1960)1378.
- [2] V. V. Afrosimov, E. L. Berezovskii, A. B. Izvozchikov and M. P. Petrov, *Sov. J. Plasma Phys.* **6** (1980)133.
- [3] R. Kaita and S. S. Medley, Princeton Plasma Physics Laboratory Rep. PPPL-1582 (1980).
- [4] H. Takeuchi, T. Matsuda, Y. Miura *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* **22** (1983) 1709.
- [5] D. Hwang, M. Bitter *et al.*, *Proc. of 9th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controll. Nucl. Fusion Research*, Baltimore (1982), vol.2, p.3.
- [6] Y. Miura, H. Matsumoto, H. Kimura *et al.*, *Nucl. Fusion* **24** (1984) 211.
- [7] K. McGuire, R. J. Goldston, M. Bell *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **50** (1983) 891.
- [8] P. Beiersdorfer, R. Kaita, R. J. Goldston, *Nucl. Fusion* **24** (1984) 487.
- [9] R. J. Goldston, *Phys. Fluids* **21** (1978) 2346.

- [10] D. E. Post, D. R. Mikkelsen, R. A. Hulse *et al.*, *Journal of Fusion Energy* **1** (1981) 129.
- [11] V. G. Abramov, V. V. Afrosimov, E. L. Berezovskii *et al.*, *JETP Lett.* **29** (1979) 1.
- [12] R. H. Radeztsky, S. D. Scott, R. Kaita *et al.*, *Proc. of 15th Europ. Conf. on Controll. Fusion and Plasma Heating*, Dubrovnik, (1988) Part 1, p.79.
- [13] R. J. Fonck, M. Fiukenthal, R. J. Goldston *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 737.
- [14] M. Kikuchi, M. Azumi, K. Tani *et al.*, *Nucl. Fusion* **30** (1990) 343.
- [15] C. D. Boley, R. K. Janev and D. E. Post, *Phys. Rev. Lett.* **52** (1984) 534.
- [16] Equipe T.F.R., *Plasma Phys. Contr. Fusion* **29** (1986) 37.

## 2. JT-60における能動的中性粒子計測系

この章では、JT-60における能動的中性粒子計測系のハードウェアについて述べる。

2.1節では計測系の構成について、2.2節では中性粒子分析器の較正実験の結果について述べる。

### 2.1 測定系の構成

JT-60における能動的中性粒子計測装置は、最高エネルギー200keVの $\text{He}^0$ ビームと中性粒子分析器からなる。

#### 2.1.1 測定系の配置及び診断ビーム

この測定装置は、能動粒子線の小角散乱計測のために製作されたため、診断ビームの軸と分析器の軸が小角度で交わるように配置されている。この測定系は、散乱計測以外の測定にも利用可能であるが、この節では中性粒子の散乱計測に限定して測定系の概要を述べることにする。

JT-60における能動的中性粒子測定装置の配置を第2.1図に示す。測定系の散乱角は $7^\circ$  (1988年4月以降 $5.3^\circ$ )である。この値は、測定系の空間分解能と検出される散乱粒子の量を考慮して決定された。即ち、空間分解能を良くするにはできるだけ散乱角を大きく取ることが望ましいが、散乱角が大きくなるに連れて中性粒子ビームのプラズマイオンによる散乱断面積は指数関数的に減少するため散乱角をむやみに大きくすることもできず、両者の条件が両立するところで折り合いを付けねばならない。診断ビームは、最高エネルギー200keV、ビーム発散角 $0.18^\circ$ をもつ $\text{He}^0$ ビームである[1]。 $\text{He}^0$ ビームを利用する理由は以下のとおりである。JT-60では、水素プラズマに高追加熱入力加わるため、プローブビームと同程度の速度を持つ $\text{H}^+$ 高速イオンは相当数生成されると考えられる。これらの高速イオンの一部は、荷電交換反応を経てプラズマの外へ放出される。診断ビームとして $\text{D}^0$ 又は $\text{He}^0$ ビームを採用すれば、このような高速の荷電交換中性粒子 $\text{H}^0$ とプローブとして用いる中性粒子の散乱粒子線とを区別

できるので、粒子検出に関するS/N比は大幅に改善される。さらに、第2.2図に示すように、プロトンに対する微分散乱断面積を比較すると、ピーク値で $\text{He}^0$ は $\text{D}^0$ より約3倍大きい。このほか、 $\text{He}^0$ ビームの場合、 $\text{H}^0$ ビームと違って分子ビームが引き出されないので、単一エネルギーのビームが得やすい利点がある。このような理由により、 $\text{He}^0$ を診断ビームとして選択した。

診断ビームのイオン源のソースプラズマ生成部には、JT-60の加熱用NBIと同じバケット型が採用されている(第2.3図)。ここで生成された $\text{He}^+$ イオンは引き出された後、加速電極の形成する電場によって最大200keVまで加速される。加速されるイオンの電流値は最大3.5Aである。加速された $\text{He}^+$ イオンは、0.1Pa程度のHeガスで満たされた中性化セルの中を通過し、約半数が中性化される。中性化されなかったイオンは、中性化セルの出口に設けられている偏向電磁石の作る磁場により粒子軌道が偏向されビームから取り去られる。イオン源で生成されるソースプラズマの中には $\text{He}^{2+}$ も少量存在するので、引き出された $\text{He}^0$ ビームの中には $\text{He}^{2+}$ が中性化セルの中で2電子性荷電交換反応をすることによって生ずる2倍のエネルギーを持つ $\text{He}^0$ が僅かながら存在すると考えられる。このような2倍のエネルギーを持つ $\text{He}^0$ の比率は、ヘリウムの発する遷移光のドップラーシフトを利用して分光学的に決定されており、その量は約2%であった。このことから、プラズマに入射される $\text{He}^0$ のエネルギーはほぼ単一と考えて差し支えない。ヘリウムの中性粒子ビームを引き出す場合に特に注意すべきことは、そのビームの中には必ず準安定レベルの原子が含まれていることである。考慮すべき準安定レベルは、 $\text{He}(2^1\text{S})$ 及び $\text{He}(2^3\text{S})$ であり、それぞれの平均寿命は0.001s及び $10^5\text{s}$ である[2]。このような準安定ヘリウム原子は、基底状態のヘリウム原子と比べ、電子損失(電離損失と荷電交換損失の和)の断面積が7から10倍大きいので、中性化セルとJT-60真空容器とをつなぐポート中の残留ガスまたはプラズマのスクレイブオフ層で失われてしまい診断ビームとして利用できない。従って、診断ビームに含まれる準安定原子の割合はできるだけ小さいほうがよい。ビームに含まれる準安定原子の割合は、中性化セルの中に満たすガスの種類に依存し、ヘリウムの場合準安定原子の生成率が一番低いと言われている[3]。また、中性化セルの圧力を上げることも、準安定原子の割合を減らすことに効果がある。この理由は、長寿命の準安定状

態にある原子をガスと衝突させて別の不安定な励起レベルに押し上げることにより、この原子が速やかに基底レベルに移移することを期待できるからである。しかし、セルの圧力を上げることにも限界があり、ある圧力で準安定原子の割合は平衡に達する。JT-60用診断ビームに含まれる準安定原子の割合は、測定から20%と決定されている。この測定について第3章で述べる。

この診断ビームの入射時間幅の総和は、1放電当たり最大0.3sに限られる。このようなビーム入射時間の制限は、イオン源の電極が変形しないような許容熱負荷の条件から決まってくる。プラズマ中に入射されたビームの一部は、イオンと弾性的に衝突し微小角度で散乱される。中性粒子分析器は、プラズマ中心付近でビーム軸に対して7°に散乱されたビームを測定するように配置されている。測定系の空間分解能は、ビーム軸の方向で0.4m、その軸と直交する方向で0.05mである。

## 2.1.2 中性粒子分析器

### (1) 中性粒子分析器の原理

プラズマから放出される中性粒子のエネルギー分析の方法としては、大別して、中性粒子をイオン化したのち電磁場を用いてエネルギー分析する方法と中性粒子のままエネルギー分析する飛行時間法[4]とがあるが、JT-60では前者の方法で中性粒子のエネルギーを分析している。この分析方法は、エネルギー分析に用いる方法によって、更に、静電偏向型分析器と電磁石偏向型分析器とに分類される。この節では、混合プラズマに対する荷電交換中性粒子計測で有用性が確かめられているE//B型分析器について述べることにする。E//B型中性粒子分析器[5,6]は、プラズマから放出される中性粒子のエネルギーのほか質量を分離できるので、ICRF少数イオン加熱のような混合プラズマに対する挙動を調べるのに不可欠な計測器となってきた。

第2.4図にこの分析器の概念図を示す。プラズマから放出された中性粒子は分析器へ入射すると $10^{-3}$ Torr程度のガスを満たしたセル(ストリッピングセル)を通過し、その一部はイオ

ン化される。このイオン化効率 $\eta_s$  (通常、ストリッピング効率と呼ばれる)は次の式で与えられる。

$$\eta_s = \frac{\sigma_{01}}{\sigma_{01} + \sigma_{10}} \left[ 1 - e^{-\pi(\sigma_{01} + \sigma_{10})} \right] e^{-\pi\sigma_s} \quad (2.1)$$

ここで、 $\pi = 3.31 \times 10^{16} p$  (Torr) l (cm)であり、 $p$ はセルの圧力、 $l$ はセルの長さである。また、 $\sigma_{01}$ はストリッピングガスによる中性粒子の1電子損失断面積、 $\sigma_{10}$ は1電子捕獲断面積である[7]。セルに入射した中性粒子ビームの一部は、セル中のガスと衝突し微小角の散乱を受けるため、セルの出口スリットに遮られて、セルを通過できなくなる。この散乱損失を表すために便宜的な散乱損失断面積を考え、これを $\sigma_s$ で表している。イオン化された粒子は、分析磁場中に垂直に入射し、その粒子の持っている運動量に応じて運動量分析される。粒子は $180^\circ$ 偏向されたのち偏向電場の中を通過し、質量分離される。付録にも述べられているように、 $180^\circ$ 偏向電磁石は荷電粒子ビームを収束させる作用をもつので、高い分解能で粒子のエネルギーを分析するのに適する。

いま、第2.5図のような磁極、静電偏向板及び検出器の配置を考える。エネルギー $U$ 、電荷 $e$ 及び質量 $m$ のイオンが同図に示されるように入射するとき、検出面における $z$ 方向の変位 $h$ は次式によって与えられる。

$$h = \frac{2mE_d}{B^2e} \tan \phi (2 \tan \theta - \tan \phi) \quad (2.2)$$

ここで、 $E_d$ は静電偏向板間の電界強度、 $B$ は磁極ギャップ間の磁束密度を表す。上式は粒子のエネルギー $U$ を含まないので、イオンの質量とエネルギーとを同時に分析するには、第2.4図のように、検出器を同じ高さの一列に並べればよい。このような分析器がE//B型と呼ばれる理由は、質量及びエネルギーの分析に用いる磁場および電場が同方向を向いているからである。

## (2) JT-60用中性粒子分析器の構成

小角散乱測定用のE//B型中性粒子分析器[8]の構造図を第2.6図に示す。また、この分析器の主要諸元を第2.1表に示す。分析器の真空容器壁は、電磁石のヨーク及び磁気シールドを兼ねて40mm厚の軟鉄S10Cで作られており、その表面にはNiメッキが施されている。磁気シールドについては、分析器周辺の外部磁場が300Gaussのとき、真空容器内の磁場が0.5Gauss以下となるよう設計されている。

表2.1 小角散乱計測用中性粒子分析器の主要仕様

検出粒子	He
測定エネルギー	0-400 keV (ガ'付ミッグレソ' 0.33)
中性粒子の電離方法	ガスセルによる
イオン検出器	マルチアノードMCP
エネルギー分解能	0.014-0.015

セルの入り口及び出口スリットには、4mmφ×100mmのパイプを用いている。このスリットで散乱された中性粒子及び真空紫外線が分析器に入らないよう、分析器の内側には螺子溝が掘ってあり、その表面には炭素を用いた黒化処理が施されている。セル本体は電磁軟鉄の二重構造をとっており、そのシールドファクタは約200である。セルの中には0.1-1PaのHeガスが導入される。ヘリウムを注入する理由は、プラズマを汚さず、水素と比べ100keV以上のHe<sup>0</sup>に対するストリッピング効率が高いからである。電離真空計はヘリウムに対する感度が低い(0.16)ことから、セルの圧力はバトロロン真空計で測定されている。

イオン検出器としては、マイクロチャンネルプレート(MCP)検出器が使われている。この検出器は、検出面全体にわたって感度が同様であること、小型で任意形状に切り出せること、磁場の影響を受けにくいこと等の特長を持つので、中性粒子分析器の検出器として最適で

ある。この検出器の構造を第2.7図に示す。この検出器はマルチアノードを集電極とするシェブロン型のマイクロチャンネルプレートで構成され、その有効面積は $80 \times 30$ mmである。アノード数は50chで、各アノードの寸法は $1.5 \times 30$ mmである。各アノード間には0.1mmの空隙が設けられている。また、検出器の前面には、隣り合うチャンネルの信号のクロストークを少なくするためスリットが取り付けられている。さらに、スリットの前面には、検出器の印加電圧による分析静電場の乱れを防ぐために、透過率90%の静電シールドメッシュが取付けられている。

## 2.2 分析器の較正実験

較正実験は、製作された分析器の質量エネルギー分析器の性能を確認し、測定されたイオンのエネルギースペクトルから、分析器に入射する前の中性粒子のエネルギースペクトルを決定するのに不可欠な変換パラメータを得るために行なう必要がある。ストリッピング効率やストリッピングセルの構造に依存することがあるので、予め較正すべき最も重要な変換パラメータである。分析器の粒子検出器として用いているMCPは、近年、粒子計測や分光計測などプラズマ診断の分野で広く利用されるようになってきている。MCPの検出効率は、フォトンと中性粒子については詳しく調べられている[9, 10]が、イオンや中性粒子に関する報告はほとんどなかった[11]。中性粒子分析器を使って、分析器に入ってくる中性粒子のエネルギー分布を測定するだけなら、検出器の粒子エネルギーに関する相対感度だけ知っていれば十分である。しかし、プラズマから放出される中性粒子の絶対量を知る必要があるときには、検出器の絶対検出効率がわからなければならない。また、信頼度の高い計測データを得るためには、検出器の基本的な特性も把握している必要がある。というのは、検出器に入射する粒子数がある限界値を越えると感度の低下が起こるということを知っていれば、その限界値を越えないようにストリッピングセルに注入するガスの量を減らすなど計測器の適正な運転条件を見いだすことができるからである。このような動機から、MCP検出器の中性粒子及びイオンに対する検出効率及びその特性を調べた[12]。



### 2.2.1 MCPの検出効率

MCPの検出効率の測定は第2.8図(a)のようなシステムを用いて行なわれた。デュオプラズマトロン型イオン源で生成されたヘリウムイオンは、前段加速管(A<sub>1</sub>)で8 keV程度に加速される。加速されたイオンは偏向電磁石(M)をによって運動量分析され、He<sup>+</sup>イオンのみが主加速管(A<sub>2</sub>)に導かれる。主加速管によって加速又は減速されたイオンビームは、長さ20cmスリット径4mmのガスセルに導かれる。このガスセルの中には、中性粒子ビームを必要とするとき、1 Pa程度のガスが注入される。イオンビームが必要なときには、セルの圧力は10<sup>-3</sup> Pa以下に保たれる。セルの出口にある静電偏向板(D)は、中性化されなかったイオンビームを除去し、純粋な中性粒子ビームを作り出すために用いられる。このようにして生成されたイオン又は中性粒子ビームは、MCPまたはファラデーカップに入射される。実験に用いたMCPは、浜松ホトニクス社のF1551で、この開口比は57%、ボア径は15mm、プレート抵抗は10<sup>7</sup> Ωである。MCPはシェブロン(Chevron)型に二段重ねられている。第2.8図(b)に示されるように、検出器前面は、負の電位に保たれている。この理由は、検出器前面と静電シールドとの間に形成されるポテンシャルの勾配を利用して、低エネルギーで入射する陽イオンを加速し検出効率を高めるためである。このほか、この負のポテンシャルは、陽イオンがMCPのボア(細管、第2.9図参照)の間隙に当たって叩きだされた電子を取り除く働きをする。MCPで増幅された信号はAmptek社製A-101型ハイブリッドICで波形整形された後波高弁別され、弁別レベル(0.3pCに設定された)を越えるパルスが来たときTTLレベルの信号が1つ出力される。このTTL信号の個数はスケアラで計数される。イオンビームに対する検出器の絶対検出効率は、ファラデーカップに入射したイオンビームの電流とスケアラの計数率を比較して決定される。一方、中性粒子ビームに対する検出効率は、ファラデーカップの2次電子電流( $\gamma_n J$ ;ここで、 $\gamma_n$ は入射する中性粒子に対する2次電子放出係数、Jは入射粒子束を表す。 $\gamma_n$ は別の測定から、実験的に求められる)とスケアラの計数率から決定される。

第2.10図は、検出器の最終段を-200Vにバイアスし各MCPのプレート間にかかる電圧を

等しく変化させたときのMCPの計数率の変化を示す。プレート間電圧が800Vを越えると計数率は一定となる。これは、プレート電圧の上昇に伴いMCPのゲインが十分大きくなり、入射粒子による信号が暗電流と良く分離されるようになったためである。

この結果に基づいて、プレート間電圧を850Vに設定し、MCP検出感度の計数率依存性を調べた。第2.1.1図に測定の結果を示す。計数率が $10^9$  cps/m<sup>2</sup>を越えると感度は急速に低下する。この理由は、MCPはプレート抵抗が高いため、2次電子放出後にポア表面に残る正の電荷を打ち消すために流れる電流（ストリップ電流）が小さくためと考えられる。その結果、1ポア当たりの回復時間が比較的長くなり、入射粒子束が高くなると数え落としが生ずる。この考察から予想されるように、MCPを使用できる計数率の上限は、単位面積当たりのポアの個数とプレート抵抗に依存する。一般に市販されているプレート抵抗 $10^8$  ΩのMCPの場合、ストリップ電流は我々が測定に用いたものの1/10であるため回復時間は10倍になり、計数率上限は上で示した値より1桁低いと考えられる。

絶対検出効率は、10 keV以下のヘリウムビームを用いて、計数率 $10^8$  cps/m<sup>2</sup>以下の領域で測定された。第2.1.2図に示されるように、検出効率は約0.5である。測定誤差は、主にファラデーカップで集めた微小電流を測定するときの誤差で決まり、約±10%である。測定された検出効率とMCPの開口比（＝細間入り口面積の総和／検出面の面積）との比は90%となる。この結果から、MCPの検出効率はその開口比で決まり、MCPの開口部（ポア）に入射した粒子はほとんど検出されていると考えることができる。また、同図の結果は、He<sup>+</sup>とHe<sup>0</sup>との間に検出効率の差がないことを示している。この理由は、イオンビームがMCPのポア入り口付近の壁に当たったときに叩きだす2次電子の数（ $\gamma_i$ ）が、中性粒子ビームに対するそれ（ $\gamma_n$ ）とほぼ等しいためと考えられる。我々は、10keV以上のエネルギーを持つビームに対する検出効率の測定は行っていないが、2次電子放出係数はビームのエネルギーと共に増加することを考慮すれば、検出効率は10 keV以上のビームに対しても0.5程度であることが期待できる。

### 2.2.2 ストリッピングセルの実効散乱損失断面積の測定

ストリッピング効率はセルの形状に依存することがあると前述したが、これは、(2.1)式中の

実効散乱損失断面積 $\sigma_s$ がセルのスリット形状で決まるからである。実際のところ、我々が散乱計測に利用する100-200 keVのヘリウムに対しては $\exp(-\pi\sigma_s) \approx 1$ となり、ストリッピング効率は $\sigma_s$ と無関係に決まる。 $\sigma_s$ が重要になるのは、入射する中性粒子のエネルギーが20 keV程度以下の場合である。このような低エネルギーの $\text{He}^0$ は、第5章で述べるプラズマ中ヘリウムイオン密度を求める際の測定対象となる。

この較正実験の測定系の配置は、第2.8図(a)と同じである。1-100keVのエネルギーを持つ中性粒子は、MCPの検出効率の測定に用いられたのと同じ較正用中性粒子発生装置から供給される。ストリッピングセルには水素ガスが注入される(第5章で述べるヘリウムイオン密度の測定のためには、ストリッピング効率の高い水素がストリッピングガスとして最適である)。セルを通過した中性粒子束とその電荷移行により生成されたイオン粒子束との和は、ファラデーカップを用いて測定される。ファラデーカップで測定されるのは、実際には、これらの粒子束のつくる2次電子電流であるが、ここで問題とするエネルギー領域では、入射粒子のエネルギーが等しいとき、中性粒子による2次電子電流とイオンによるそれとはほぼ等しいので、中性粒子束とイオン粒子束を特に区別する必要はない。測定の手順は、一定粒子束で中性粒子ビームをストリッピングセルに入射し、このセルに水素を注入してセルの圧力を0から2mTorrまで変化させ、セルの圧力に対するファラデーカップの2次電子電流を測定する。セルの圧力が0Torrの時の2次電子電流を $I_0$ 、圧力がpの時の2次電子電流を $I(p)$ とすると、実効散乱損失断面積 $\sigma_s(p)$ は、 $\sigma_s(p) = -\ln(I(p)/I_0)/p$ と計算される。セル中における衝突が単一衝突である限り、この散乱断面積のp依存性はほとんどない。

以下に示すのは、入口及び出口スリット径4mm $\phi$ 、長さ20cmのストリッピングセルに対する測定データである。セルの中には $\text{H}_2$ が注入されている。第2.13図は、20 keVの $\text{He}^0$ を入射したときのストリッピングセル圧力pに対するビームの透過率 $I(p)/I_0$ を示す。点は測定データを表し、直線は測定データの最適化直線を表している。透過率はpの上昇と共に指数関数的に減少しており、このことはセル中における衝突過程が単一衝突であることを示している。このようなプロットの最適化直線の傾きから $\sigma_s$ を求めると第2.14図のようになる。入射する粒子のエネルギーが増加するにつれて、 $\sigma_s$ は減少する。このようにして決定された $\sigma_s$ は、較正デー

タとして計測データ処理プログラムの中に組み込まれて、生データの処理に利用される。 $\sigma_s$ が $10^{-17}\text{cm}^2$ 以下のデータは、測定のエラーが200%を超えるが、この程度小さい散乱断面積であれば、セルのストリッピング効率を計算する上で散乱の効果が無視でき、実用上問題は無い。

### 2.3 まとめ

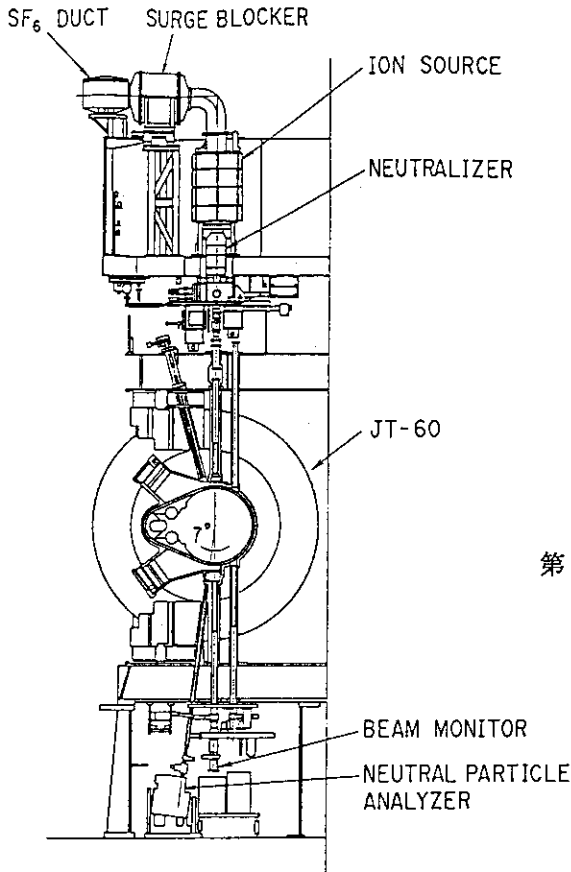
この章では、中性粒子の小角散乱を利用したイオン温度測定を行うために開発された中性粒子診断ビーム及び中性粒子分析器について述べた。また、中性粒子分析器の較正実験として、MCPの絶対検出効率及び実効散乱損失断面積の測定結果を述べた。イオン及び中性粒子に対するMCPの検出効率は、1-10keVのエネルギー領域で両者に差はなく、その値は約0.5であった。検出効率のほか、計数率特性など、MCPの粒子検出特性に関する基礎的な性能が明らかになった。

JT-60の放電時間は10秒であるため、1ショット当りに収集するデータ量が膨大になり、ショット間のデータ処理を自動化することが望まれた。ここに示した較正実験の測定結果は、現在、データ処理ソフトの中に取り込まれていて、計測データのショット間処理に役立っている。

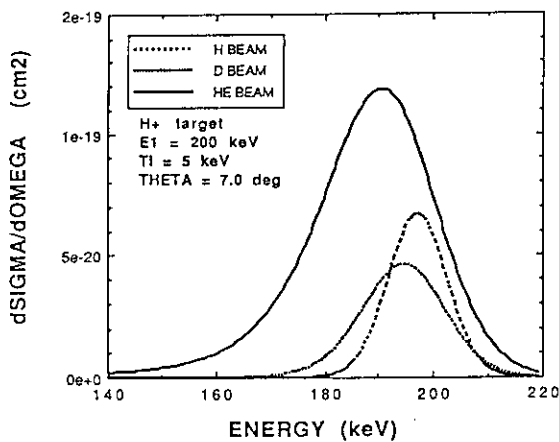
### 参考文献

- [1] 伊藤, 堀池, 松岡 他, JAERI-M 86-114 (1986).
- [2] B. L. Moiseiwich, S. J. Smith, *Rev. Mod. Phys.* 40 (1968) 238.
- [3] A. B. Wittkower, G. Levy, H. B. Gilbody, *Proc. Phys. Soc.* 90 (1967) 581.
- [4] D. E. Voss, S. A. Cohen, *Rev. Sci. Instrum.* 53 (1982) 1696.
- [5] R. Kaita, S. S. Medley, PPPL-1582 (1979).
- [6] K. Hayashi, K. Hashimoto, H. Yamato *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* 56 (1985) 395.
- [7] 例えば、水素に対しては Y. Nakai, A. Kikuchi, T. Shirai, M. Sataka, JAERI-M 83-013 (1983). ヘリウムに対しては 中井, 左高, 白井, JAERI-M 8849 (1980).
- [8] 飛田, 草間, 根本 他, プラズマ核融合学会誌 Vol. 59 別冊 (1988) p.139.

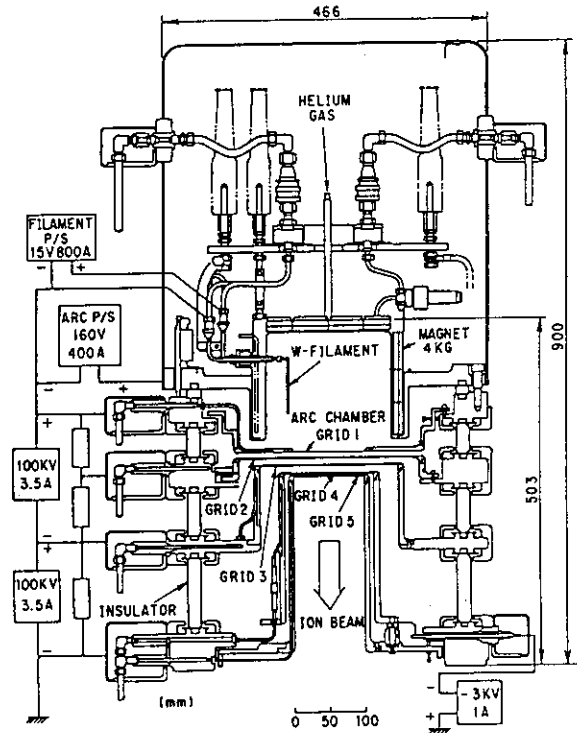
- [9] R. C. Taylor, M. C. Hettric, R. F. Malina, *Rev. Sci. Instrum.* 52 (1983) 1463.
- [10] S. S. Medley, R. Persing, *Rev. Sci. Instrum.* 52 (1981) 1463.
- [11] R. S. Gao, P. S. Gibner, J. H. Newman *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* 55 (1984) 1756.
- [12] K. Tobita, H. Takeuchi, H. Kimura *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* 26 (1987) 509.



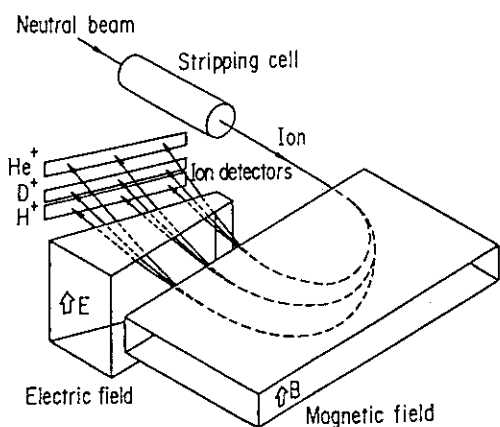
第 2.1 図 JT-60 における能動的中性粒子計測装置 (能動粒子線小角散乱測定装置) の配置図



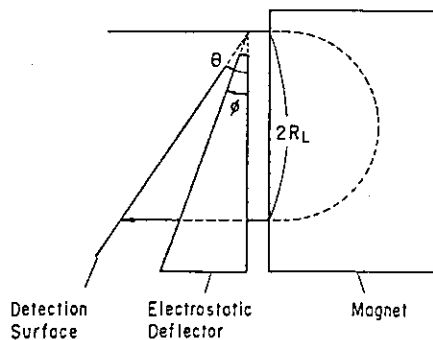
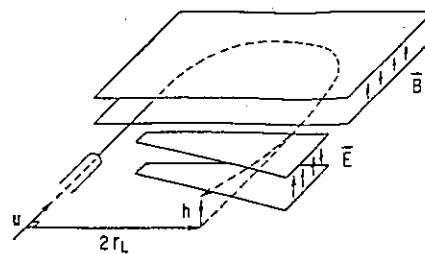
第 2.2 図  $H^+$  による  $H^0$ ,  $D^0$  及び  $He^0$  ビームの微分散乱断面積の散乱エネルギー依存性。ここで、ビームの入射エネルギーは  $200\text{keV}$ 、プラズマイオン温度は  $5\text{keV}$  であり、Rutherford の散乱断面積を仮定している。



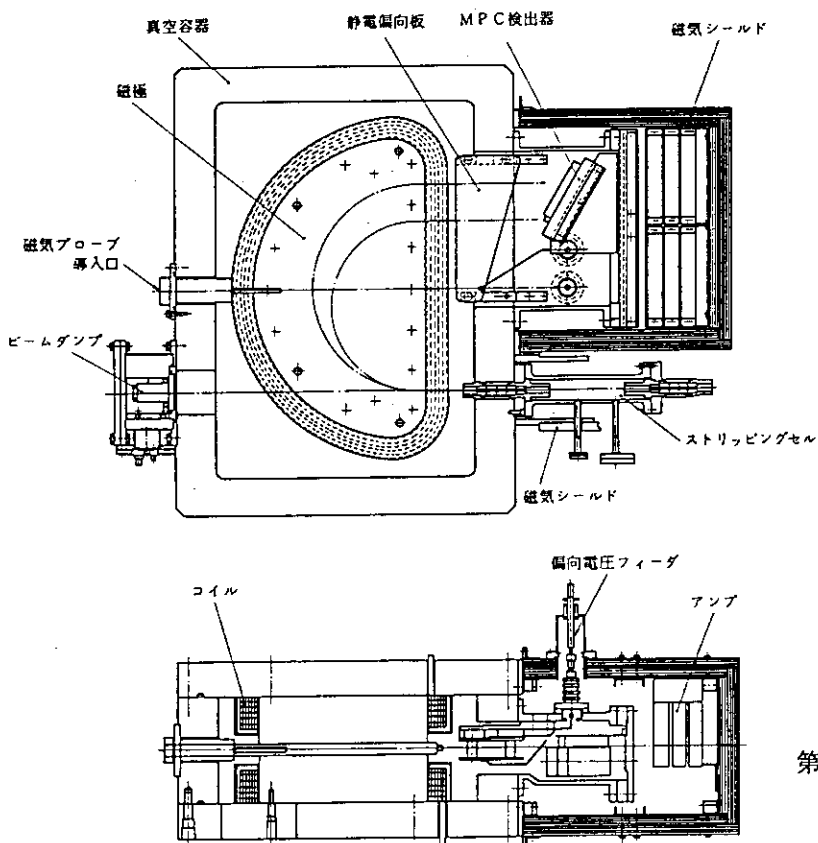
第 2.3 図 能動粒子線のイオン源の構造図



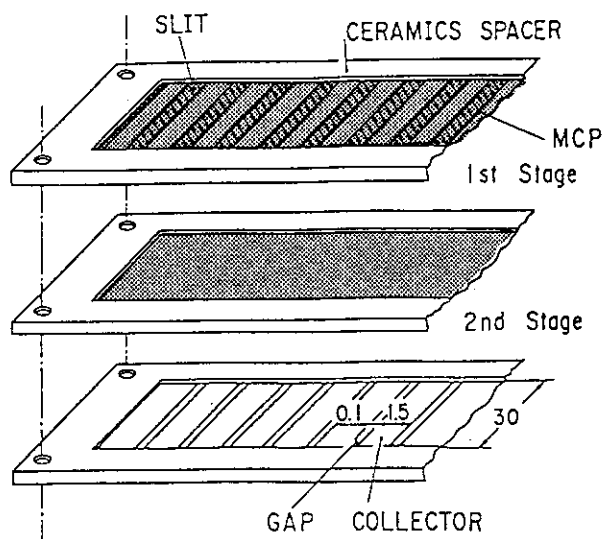
第 2.4 図 中性粒子エネルギー分析器の概念図



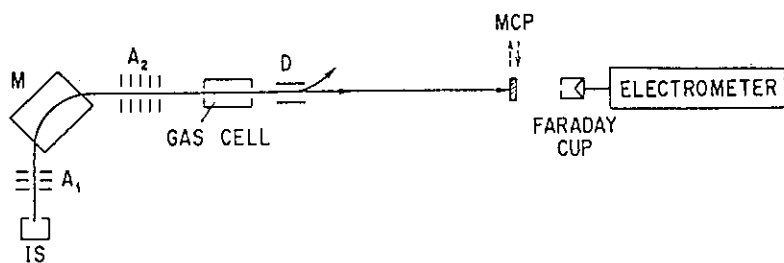
第 2.5 図 イオンのエネルギー及び質量を分析するための電磁石及び静電偏向板の配置



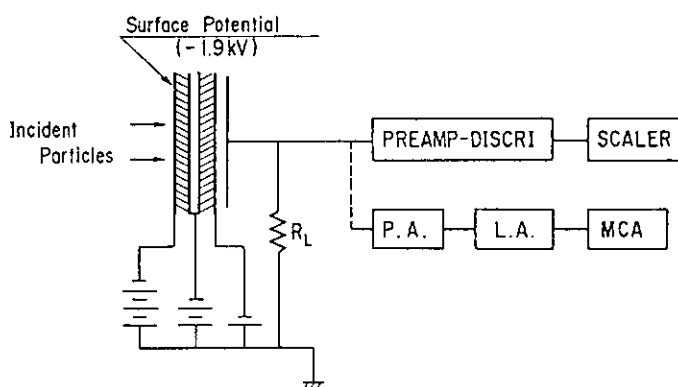
第 2.6 図 散乱中性粒子計測用中性粒子エネルギー分析器の構造図



第2.7図 多チャンネルイオン検出器の構造図



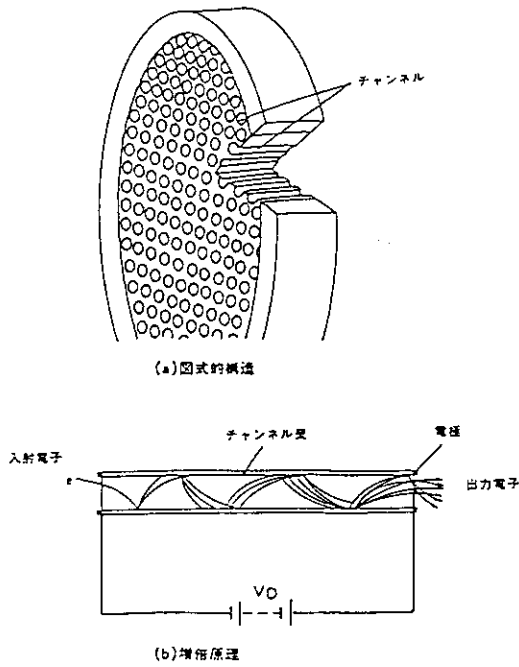
(a)



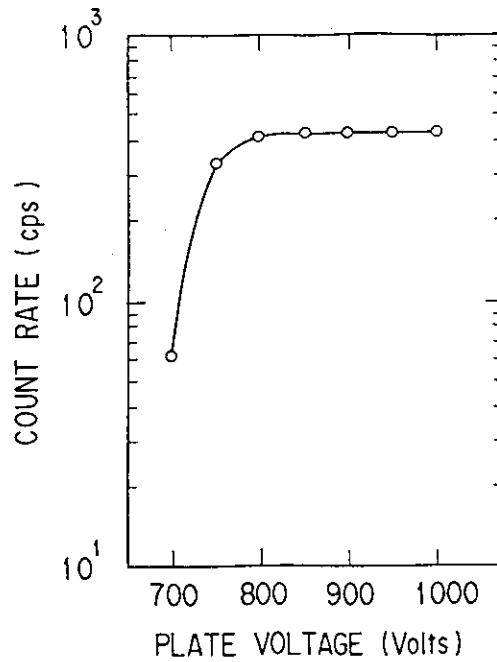
(b)

第2.8図 (a) MCPの検出効率測定に用いられた装置構成 (b) MCPへの電圧の印加方法及び粒子検出のブロック図

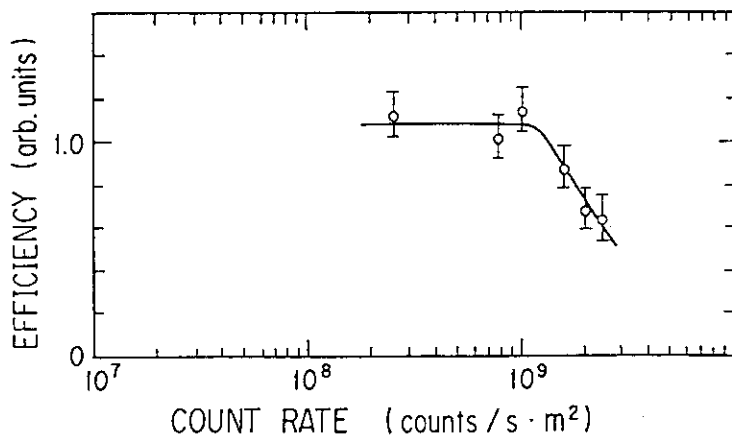




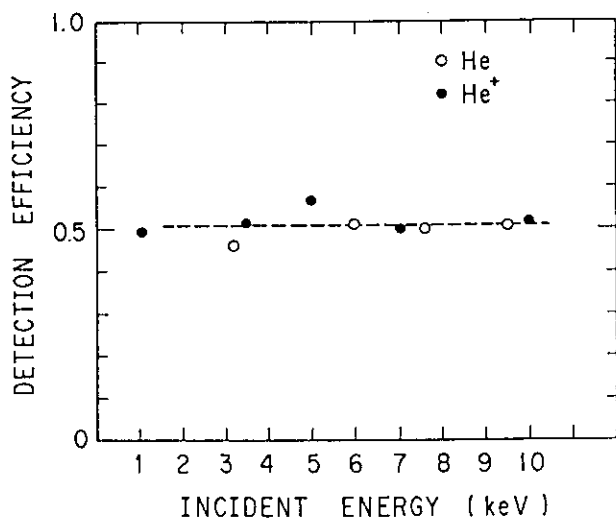
第2.9図 MCP検出器の概念図



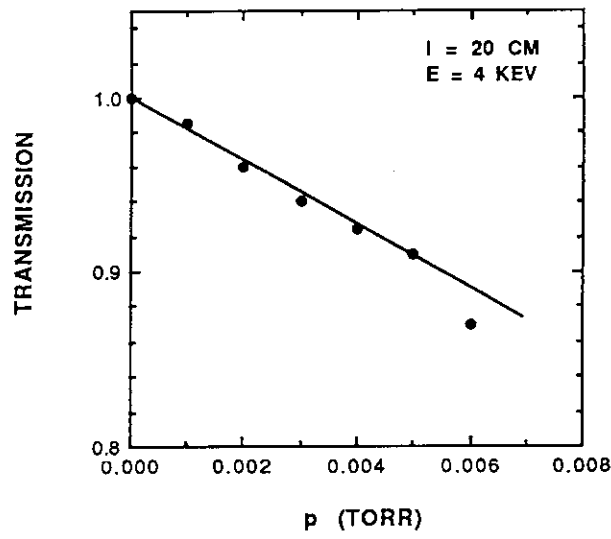
第2.10図 MCPの印加電圧特性



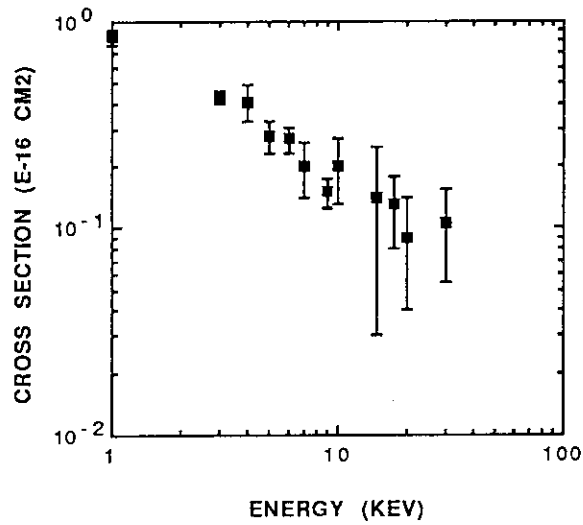
第2.11図  
MCP 相対検出効率の計数率依存性



第2.12図  
He<sup>+</sup>及びHe<sup>0</sup>に対するMCPの検出効率



第2.13図 4 keVヘリウムのストリッピングセル透過率の圧力依存性



第2.14図 ヘリウムビームの実効散乱損失断面積のエネルギー依存性

### 3. プラズマ中におけるビームストップング 断面積の測定

中性粒子ビームを利用した計測によってプラズマ物理量の絶対値を決めようとする、プラズマ中のビーム強度に関する情報が不可欠となる。この章では、JT-60を使って行われた、プラズマ中における中性粒子ビームのストップング断面積の測定結果を述べる。

#### 3.1 はじめに

10-100 keV 程度のエネルギーを持つ中性粒子ビームは、プラズマの加熱の目的のほか、プラズマに入射して測定系の空間分解能を向上させる診断ビームとして広く利用されてきている。中性粒子ビームの減衰に寄与する主要な原子反応は、荷電交換、電子及びイオンによる衝突電離であると考えられてきた。実際、このことは実験結果と矛盾がなかった。しかし、最近になって、Boleyらは、励起反応の後それに引き続いて起こる原子反応を考慮したレート方程式を数値解析し、高エネルギー水素ビームのストップング断面積を求めた[1]。ここで、ビームストップング断面積 $\sigma_s$ は次のように定義される。

$$\sigma_s = \frac{1}{n_e \lambda} \quad (3.1)$$

上の式で、 $\lambda$ は中性粒子ビームの強度が $1/e$ に減衰するプラズマ中における特性距離を表す。彼らの結果によると、40-60 keV/amu の水素ビームを $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  のプラズマに入射するとき、多重励起による電離を考慮すると、ストップング断面積は25-50%増加することになる（この多重励起による電離を、多段階電離と呼ぶことにする）。また、多段階電離によるストップング断面積の増分はビームのエネルギーとともに増加する。後者のような結果が得られる理由は、速度の速い原子ほど、単位時間にプラズマ中を進む距離が長いので、衝突により励起された原子が脱励起するまでに次の衝突を行う確率が高まるからである。Boleyらの計算結果は、プラズマ加熱用及び診断ビームの設計及び実験データの評価に再考を促すものである。彼らの計算結果

は、プラズマ電流駆動用中性粒子ビームの開発計画に大きなインパクトを与える。というのは、大型トカマク装置の電流駆動用NBIのエネルギーは、500 keV程度で十分であると考えられているが、もし多段階電離のためビームの減衰が強く、プラズマ中心に到達するビーム強度が小さいようであれば、ビームのエネルギーを1-2 MeV迄増加させなければならない事態になるからである。この場合、従来の静電加速方式のNBIで、このように高エネルギーのビームを大電流で引き出すことは到底不可能であり、高周波加速など加速器の技術に大がかりな改良を施すことが必要となる[2]。

プラズマ中における中性粒子の減衰過程は、核融合プラズマの研究においてごく基本的なものであるにも拘らず、多段階電離に対する実験的な検証はほとんど進んでいない。唯一の実験的試みは、TFRで行われている[3]。TFRの実験チームは、34 keVの水素ビームを線密度  $(1.9-2.9 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2})$  のプラズマに入射し、そのビームのシャインスルー（ビームパワーの観点から見たビームの透過率）に基づいて多段階電離の効果を調べたところ、シャインスルーの測定値は、一回衝突のみを考慮した値と多段階電離を考慮したときの値の間に散らばり、ビームの減衰過程に多段階電離が効くかどうかを確認するには至らなかった。確証が得られなかった原因として、ビームエネルギーが低かったこと、実験の対象となったプラズマの線密度が低かったこと、 $Z_{\text{eff}}$ を考慮していないことなどの理由で、測定誤差が大きかったことが挙げられよう。このような中型の装置に比べ、JT-60のような大型装置では、プラズマ副半径が大きいため線密度を容易に高くでき、また、100 keV近いエネルギーを持つNBIを備えているので、多段階電離の効果を確認する実験に適している。副半径が大きいと良い理由は、中性粒子ビームの減衰率は  $\exp(-n_e \sigma_s l)$  で与えられるので、 $n_e l$  が大きければ、 $\sigma_s$  が僅かに増加しただけでもビームの減衰量はかなり大きく変化し、実験的にストッピング断面積を測定しやすいからである。また、ビームエネルギーが高くと、多段階電離を構成する個々の反応に要する平均時間が短くなり（反応率は速度に比例するので）励起レベルから脱励起する平均時間に近付くため、そのシャインスルーに現れる多段階電離過程の効果がより明確になるからである。

このような動機から、能動粒子線を利用して水素及びヘリウムビームに対するストッピング断面積の測定を行った[4]。

## 3.2 実験の方法

この実験の測定系を第3.1図に示す。ビームは、診断ビーム用の中性粒子入射装置（能動粒子線）で作られ、1放電中0.1sのみJT-60に入射される。ビームのシャインスルーは、能動粒子線の対向面に取り付けられたビームダンプの受熱量から決定される。このビームダンプは、真空容器とは熱的に絶縁されているが、プラズマ第1壁に取り付けられているためプラズマからの輻射熱により温度が上がってしまう問題がある。そこで、プラズマによるビームダンプの温度上昇を出来るだけ低くするため、ターゲットプラズマは輻射熱の少ないジュール加熱プラズマとした。ただし、低 $Z_{\text{eff}}$ 高 $n_e$ のプラズマを得るため、水素バレットを入射したショットもある。

### 3.2.1 水素ビーム

ビームの加速電圧は140 kVとした。この実験に用いているNBIはヘリウムで200 kVまで加速できるにも拘らず、水素ビームの引出しで加速電圧を140 kVと低く取っている理由は、電源の容量による。すなわち、ビームの収束性を損なわないで水素ビームを加速電圧140 kV以上で引き出すためには3.5 A以上の加速電流が必要となるが、この値はNBI電源の最大電流容量(3.5 A)を越えるからである。

水素ビームで実験する場合には、引き出したビーム中の成分比（プロトン比ともいう）が、ビームのストッピングを決める上で最も重要な量となる。イオンビームがソースプラズマから引き出されるとき、 $H^+$ の他に必ず $H_2^+$ 及び $H_3^+$ の分子ビームが生成され、この分子ビームは中性化セル中のガスとの衝突によって容易に解離するため、 $E_0$ 、 $E_0/2$ 及び $E_0/3$ の複数のエネルギーを持つビームが生じてしまう。ここでは、これらの粒子数の比をビーム成分比と云うことにする。水素ビームのストッピング断面積の測定に先立ち、このビーム成分比の測定を行った。エネルギー成分比を決定する方法の一つとして、 $H\alpha$ バルマー線のドップラーシフトを利用する方法がある[5]。今、イオン源から引き出された水素イオンビームが厚いターゲットガス中を通過するとき、発光する $H\alpha$ 線の強度とイオン電流を関係付けるため、 $H\alpha$ 線の実効的発光断

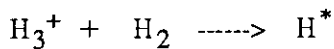
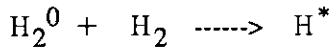
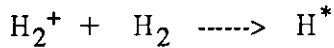
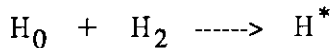
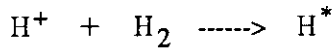
面積を次のように定義することにしよう。

$$I_i = n_0 J_i \sigma_{eq}^{(i)} \quad (3.2)$$

ここで、 $n_0$ は観測点付近における残留水素分子密度、 $I_i$ 、 $J_i$ 及び $\sigma_{eq}^{(i)}$ は、それぞれ、水素ビームのイオン種  $i$  に対するH $\alpha$ 線発光強度、イオンビーム電流及びH $\alpha$ 線の実効的発光断面積を表す。この式から、イオン源を出た直後のH $^+$ 、H $_2^+$ 及びH $_3^+$ イオンビームの割合 ( $\zeta_i$ ,  $i=1, 2$  & 3) は次のように与えられる。

$$\zeta_1 : \zeta_2 : \zeta_3 = \frac{I_1}{\sigma_{eq}^{(1)}} : \frac{I_2}{\sigma_{eq}^{(2)}} : \frac{I_3}{\sigma_{eq}^{(3)}} \quad (3.3)$$

H $\alpha$ 線の実効的発光断面積は、以下の5つの励起反応を考慮した計算から決定される。



H $\alpha$ 線は、これらの反応の他に、中性化セル中に作られるプラズマとビームが衝突した場合にも発せられるが、我々の実験条件下で中性化セル中におけるプラズマの密度は中性ガスの密度の $10^{-3}$ - $10^{-4}$ 倍と非常に少ないので考慮しなくてよい。これらの反応に対するレート方程式を解くと、我々の実験条件 (残留ガスの線密度  $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ) 下で、 $\sigma_{eq}^{(2)}(70 \text{ keV}) = 5.0 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$  及び  $\sigma_{eq}^{(3)}(47 \text{ keV}) = 9.2 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$  を得る[6]。もちろん、計算上は140 keVのビームに対する実効的発光断面積を求めることもできるが、140 keVに対する $\sigma_{eq}$ を求めるためには、既存の断面積を無理に外挿したデータを用いなければならず、計算結果の確からしさには疑問が残る。そこで、ドップラーシフトの測定では、 $E_0/2$ 及び $E_0/3$ のエネルギーを持つビームの成分比を決る

だけとし、フルエネルギー ( $E_0$ ) のビームの成分比は決めないことにする。

引き出されたイオンビームに対する中性化効率もまたビーム成分比の情報を提供する。中性化効率を求めるには、中性化セルの出口に置かれている偏向電磁石を入れたり切ったりして、その後方における粒子数の比を調べればよい。しかしながら、ここで用いた測定系には粒子数を測定する設備がないので、代わりにカロリメータの受熱量の比を測定し、ビーム成分比に関する情報を得ることにした。偏向電磁石に通電し残留イオンをビームから除去したときのカロリメータの受熱量を  $P_{ON}$ 、また、通電を止めイオン及び中性粒子をカロリメータにあてた時の受熱量を  $P_{OFF}$  と表すと、これら両者の比  $P_{ON}/P_{OFF}$  は中性化効率  $\eta_i$  ( $i=1-3$ ) 及びイオンビームの成分比  $\zeta_i$  ( $i=1-3$ ) を使って次式で表される。

$$\eta_1 \zeta_1 + \eta_2 \zeta_2 + \eta_3 \zeta_3 = \frac{P_{ON}}{P_{OFF}} \quad (3.4)$$

イオン源の最適な運転条件 (ビームの収束性が最良となる条件) は、次に示すChild-Langmuirの法則[7]によって与えられる。

$$j_{opt} \propto \left(\frac{Z}{A}\right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{L^2} \quad (3.5)$$

ここで、 $j_{opt}$ 、 $L$ 及び $V$ は、それぞれ、最適な運転条件となるのに必要なイオンビーム密度、電極孔の代表的長さ及び印加電圧を表す。また、引き出されるイオンの電荷数を $Z$ 、質量数を $A$ と表している。もし引き出されているビームが複数の成分から構成される場合には、(3.5)式から、実効的な $Z/A$ を決定することが出来、ビーム成分を推測するのに役立つ。今、 $L$ 及び $V$ をある値に固定して、単一エネルギーの $\text{He}^+$ ビーム及び混合水素ビーム ( $\text{H}^+$ 、 $\text{H}_2^+$ 及び $\text{H}_3^+$ から成る) について最適なビーム電流密度を測定し、それぞれ、 $j_{opt}^{(\text{He})}$ 及び $j_{opt}^{(\text{H})}$ と求められたとしよう。このとき、(3.5)式を利用すると、 $j_{opt}^{(\text{He})}$ と $j_{opt}^{(\text{H})}$ とは以下のように関係付けられる。

$$j_{\text{opt}}^{(\text{H})} = \frac{2j_{\text{opt}}^{(\text{He})}}{\zeta_1 + \sqrt{2}\zeta_2 + \sqrt{3}\zeta_3} \quad (3.6)$$

イオンビームの成分比は、上の(3.3)、(3.4)及び(3.6)式を連立して解けば求められる。これら他に、拘束条件として以下の式が成り立つ。

$$\zeta_1 + \zeta_2 + \zeta_3 = 1 \quad (3.7)$$

測定データは多少のエラーを持つものであり、場合によっては上述の4つの方程式を満たす解 $\zeta_i$ の見つからないこともありうる。そのような場合には、測定データを振り、つじつまのあう解を求めることにする。このようにして求められたイオンビームの成分比 $\zeta_i$ を使って、中性化セルを出た後の中性粒子ビームの成分比 $f_i$  ( $i=1-3$ )は、

$$f_1 : f_2 : f_3 = \eta_1 \zeta_1 : 2\eta_2 \zeta_2 : 3\eta_3 \zeta_3 \quad (3.8)$$

と決定される。以上が、ビーム成分比を決定する手法である。

水素ビームの発する $\text{H}\alpha$ 線のドップラーシフトの測定には、焦点距離1000 mm、分散5 Å/mmのツェルニー・ターナー型の分光器を用いた。分光器に光を伝送するファイバーは、その光軸が診断ビームの出射軸に対して $78.2^\circ \pm 1.0^\circ$ の角度で交わるように配置された。カロリメータ及びビーム・プロファイル・モニタは可動式になっており、プラズマにビームを入射するときにはビームラインから引き抜かれ、ビームの特性を調べる時のみビームラインに挿入される。これらには熱電対が取り付けられていて、その温度上昇からビームの熱負荷が測定される。

ビームのシャインスルーは、JT-60真空容器の対向面に取り付けられたカロリメータの受熱量によって測定される。カロリメータは、 $4 \times 4$ に配列された合計16個の $29 \text{ mm} \times 29 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$ の寸法のグラファイトブロックで構成され、それぞれのブロックは熱的に絶縁さ



れており、各ブロック毎にクロメル-アルメルの熱電対が取り付けられている。中央の4つのグラフィットブロックはシャインスルー測定に用い、それを取り囲む12個のブロックはプラズマからの輻射熱を測定するために用いられる。両者の信号を差動増幅することによって、シャインスルー測定用ブロックのプラズマ輻射熱による温度上昇分を打ち消すことができる。実際には、差動増幅による輻射熱の補償は完全でなかったため、輻射熱の少ないジュール加熱プラズマを利用してシャインスルーの測定を行った。

電子線密度はトムソン散乱から得られたデータを線積分し求められた。トムソン散乱による電子密度の測定誤差は、 $n_e < 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ の低密度で約20%、 $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 以上では10%以下となる。実効イオン電荷 ( $Z_{\text{eff}}$ ) の空間分布は、可視光 (波長  $5611 \text{ \AA}$ ) の制動輻射量から決定された。第3.2図は、JT-60におけるベレット入射直後の典型的な $n_e$ 、 $T_e$ 及び $Z_{\text{eff}}$ の半径方向分布である。中心領域では ( $r/a < 0.5$ )、 $n_e$ はピークしているのに対し、 $T_e$ は平坦な分布をもつ。また、 $Z_{\text{eff}}$ は2.0を切っている。水素ビームの実験の間、 $B_T$ 及び $I_p$ は、それぞれ、3.5-4.5 T及び1.0-2.0 MAであった。

### 3.2.2 ヘリウムビーム

水素ビームと比べると、ヘリウムビームは単一のエネルギービームが出やすい利点があるが、一方で、準安定原子ができやすい問題がある。準安定原子はプラズマ中で減衰する断面積が大きいので、ストッピング断面積を測定するためには、引き出した中性粒子ビームの中に含まれる準安定原子の割合を出来るだけ低くするのが望ましい。第3.3図は、ヘリウムビームを引き出したときのパワーフローを表す。この図に示される、グリッドへの軌道損失パワー、中性化セル中での幾何学的損失パワー及び中性化されずに残ったイオンビームのビームダンプへの損失パワーは、それらの冷却水の受けた熱量から決定されている[8]。再電離損失パワーは、注入ポートの真空度測定の結果に基づいて計算された。ビームリミタによって遮られるビームのパワーは、ビームの発散角の測定値 (典型的な値は $0.18^\circ$ である) を使って計算された。ヘリウムビーム中の準安定原子の割合は、次節で述べるビームの減衰測定から決定されている。

### 3.3 測定結果

#### 3.3.1 水素ビーム

最初に、水素ビームの成分比の測定結果を述べる。中性化セルの出口におけるH $\alpha$ 線の典型的なスペクトルを第3.4図に示す。同図には、静止している水素原子 (6562.8 Å)、E<sub>0</sub>/3成分 (6553 Å) 及びE<sub>0</sub>/2成分 (6511 Å) の発するH $\alpha$ 線が観測される。これらのH $\alpha$ 線の波長の広がり、ライトガイドの視線の幾何学的な広がりによるものである。フルエネルギーE<sub>0</sub> (140 keV) の水素原子から発せられるH $\alpha$ 線は6546 Åの波長のところに現れるはずだが、この波長のピークは非常に小さい。これら以外のピークは、ビーム中または注入ポート中に存在する不純物の発する光によって生じたものである。E<sub>0</sub>/3及びE<sub>0</sub>/2成分のH $\alpha$ 線の強度から、(3.3)式を使って、イオンビームの電流比

$$\zeta_2/\zeta_1 = 1.2$$

が得られる。

中性化セルの出口に設置されているカロリメータを使ったパワーに関する中性化効率の測定結果は、P<sub>ON</sub>/P<sub>OFF</sub> = 0.25であった。この中性化セルには、ほぼ100%平衡セルとなるような圧力のガスが注入されており、中性化効率 $\eta$ は $\sigma_{10}/(\sigma_{10} + \sigma_{01})$ で与えられる。ここで、 $\sigma_{10}$ はH<sup>+</sup> + H<sub>2</sub> → H<sup>0</sup>の電荷移行断面積を、また、 $\sigma_{01}$ はH<sup>0</sup> + H<sub>2</sub> → H<sup>+</sup>の電荷移行断面積を表す。この式から、 $\eta_1 = 0.075$ 、 $\eta_2 = 0.35$ 及び $\eta_3 = 0.55$ となり、これらの値を(3.4)式に代入すると

$$0.075 \zeta_1 + 0.35 \zeta_2 + 0.55 \zeta_3 = 0.25$$

となる。

ビーム成分比を決定するためのもう一つの方法は、ビーム・オプティクス比例則 (Child-Langmuirの法則) を利用するものである。ここでは、加速電圧を140 kVとして水素及びヘリウムビーム引出し、それぞれのビームについて引出し電流 (I<sub>acc</sub>) とビームの発散角 ( $\omega_{1/e}$ ) 依存性を測定した。第3.5図に示された実験結果から、j<sub>opt</sub><sup>(H)</sup> = 3.1 A及びj<sub>opt</sub><sup>(He)</sup> = 2.0 Aであることがわかる。

ここで、ヘリウムビームに対しては $I_{\text{acc}} > 2.0 \text{ A}$ で発散角を測定していないので、直接的には $j_{\text{opt}}^{(\text{He})}$ の値はわからないが、次のことは $j_{\text{opt}}^{(\text{He})} = 2.0 \text{ A}$ であることを示す。

- i) ヘリウムビームを $I_{\text{acc}} > 2.0 \text{ A}$ で引き出すと、電極の熱負荷が極端に増加する。
- ii) 実験に用いた電極形状で空間電荷を考慮した引き出されるイオンビームの軌道計算を行うと、 $\text{He}^+$ に対する最適な $I_{\text{acc}}$ は、 $V = 140 \text{ kV}$ のとき、 $2.0 \text{ A}$ となる。

分光測定によると、引き出されたヘリウムビーム中の $\text{He}^+$ の割合は96% (残りの4%は $\text{He}^{2+}$ である) であり引き出されたビームはほぼ単色と考えられるので、(3.6)式を利用できる。測定された $j_{\text{opt}}$ を用いてビーム・オプティクス測定結果から得られる式は、

$$\zeta_1 + \sqrt{2}\zeta_2 + \sqrt{3}\zeta_3 = 1.25$$

である。

上の3つの方程式と束縛条件である(3.7)式を連立して解くと、イオンビームの成分比は、

$$\zeta_1 : \zeta_2 : \zeta_3 = 53 \% : 26 \% : 21 \%$$

となる。(3.8)式を使って、中性粒子ビームの成分比に直すと、

$$\eta_1 : \eta_2 : \eta_3 = 7 \% : 32 \% : 61 \%$$

が得られる。

第3.6図は、上記のような成分比をもつ中性粒子ビームのプラズマシャインスルーの計算値である。この計算の条件は、 $T_i(r) = T_e(r) = 3.0[1-(r/a)^2] \text{ keV}$ 、 $Z_{\text{eff}}=2.0$ 及び $n_e(r) \propto [1-(r/a)^2]^{0.3}$ であり、多段階電離による断面積の増加分は考慮されていない。 $n_e1 < 4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ の密度では、 $E_0/2$ 及び $E_0/3$ 成分がビームのシャインスルーを決めている。我々の測定で重点をおいた領域( $n_e1 = (5-9) \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ )では、シャインスルーは主に $E_0$ 及び $E_0/2$ 成分で決っていることがわかる。

第3.7図は、プラズマ中における水素ビームのシャインスルーの実験結果である。ここで、この測定に用いた測定系ではプラズマを透過するビームの粒子数ではなく透過したビームの熱量を測っているため、縦軸をビームの透過率でなくシャインスルーとしている。黒丸は、測定データを示し、白抜き記号は計算値を表している。測定データには、バックグラウンドノイ

ズ、すなわちプラズマからの輻射熱による対向面ビームモニターの温度上昇のため、縦軸に対して $\pm 0.01$ のエラーが有る。また、計算値のエラーバーは、計算に用いている $T_e(r)$ 及び $Z_{\text{eff}}(r)$ の測定値のエラーを反映している。プラズマのパラメータはショット毎に違っており、 $n_e l = (5-6) \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ のショットでは $T_e(0) = 1.7-2.2 \text{ keV}$ 及び $Z_{\text{eff}} = 2.0-2.5$ 、また、 $n_e l = 8.6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ のショットでは $T_e(0) = 1.3 \text{ keV}$ 及び $Z_{\text{eff}} = 1.6-2.0$ であった。シャインスルーの計算では、不純物イオンの割合は、C : O = 10 : 1とし、 $Z_{\text{eff}}(r)$ は測定データを使っている。 $H^0$ の $C^{+6}$ 及び $O^{+8}$ による電離は、HardieとOlson[9]の理論的な断面積を用いて計算している。彼らの断面積は、他の断面積[10]と比し、考えているエネルギー領域で1から2倍大きい。従って、HardieとOlsonの理論的な断面積を使って計算されたシャインスルーは、減衰がやや大きめになっているかもしれない。 $H^0$ と $H^+$ との衝突断面積として、荷電交換についてはRiviere[11]の断面積を、プロトン衝突電離についてはShahとGilbody[12]の実験データを、また、 $H^0$ と $e$ の衝突電離としてJanevら[13]のデータを用いている。第3.7図中の計算値は図に見られるように、シャインスルーの測定値は計算値より小さい。今、ビームの減衰過程における多段階電離の寄与の大きさを測る目安として、次のような量 $\delta$ を導入する。

$$\delta = \frac{(\sigma_s - \sigma_s^{(0)})}{\sigma_s^{(0)}} \quad (3.9)$$

ここで、 $\sigma_s$ は実験から求めた中性粒子ビームのストップ断面積、また $\sigma_s^{(0)}$ は多段階電離を含まないストップ断面積を表している。この図から、 $\bar{n}_e = (3.1-3.5) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 、 $Z_{\text{eff}} \approx 2.0$ のとき、 $\delta \approx 0.2$ が得られる。従って、この実験で得られた水素ビームのストップを説明するためには、プラズマ中を通過する中性粒子に対して多段階電離のようなストップ断面積を大きくする過程がなければならない。

### 3.3.2 ヘリウムビーム

プラズマパラメータとして $Z_{\text{eff}} = 2.5$ 、 $T_i(0) = 1.0-2.5 \text{ keV}$ 及び $T_e(0) = 1.0-3.5 \text{ keV}$ をもつジュ

ール加熱プラズマ中におけるヘリウムビームの透過率を第3.8図(a)に示す。ここで、水素ビームに対してはシャインスルーという量を用いたが、ヘリウムビームに対しては透過率という量を用いていることに注意すべきである。先にも述べたように、この測定では熱電対を使ってビームのシャインスルーを測定しているのだが、ヘリウムビームの場合には、ほぼ単一エネルギー成分であるためシャインスルーを透過率と読み変えることが出来るのである。同図中の $n_e l = 0$ のデータは、ビームをJT-60の真空排気中(ただし、 $B_T \neq 0$ )に入射したときのビーム強度であり、ビームの入射量を与える。 $B_T \neq 0$ としている理由は、ビームの注入ポート中で再電離されて生じたイオンビームがJT-60の真空容器に入らないようにするためである。このビームの中には、基底状態のほか準安定状態のヘリウム原子も含まれる。準安定原子は基底状態の原子と比べると1桁程度大きい反応断面積を持つため、低密度のプラズマ中でさえ急激に減衰してしまう。 $n_e l \neq 0$ のデータの外挿直線がビームの入射量と重ならないのは、入射ビーム中に含まれる準安定原子の量が何割か含まれるからである。この外挿線の $n_e l = 0$ における切片と入射ビーム量の比から、準安定原子の割合が20%と決定される。ストップング断面積の測定において、準安定原子(He\*)は断面積を増加させる方向に働くので、この影響がどの程度のものかここで検討することにしよう。今のところHe\*とH<sup>+</sup>との荷電交換に関する断面積はない。He\*とH<sup>+</sup>との衝突電離及びHe\*とeとの衝突電離断面積は、それぞれ、文献[14]及び[15]に示されている。50 keV/amuのとき、H<sup>+</sup>との衝突電離断面積は、He(2<sup>3</sup>S)に対して $5.9 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ 、He(2<sup>1</sup>S)に対して $1.7 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ である。また、電子衝突電離断面積は、He(2<sup>3</sup>S)に対して $(2.5-7) \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ 、He(2<sup>1</sup>S)に対して、 $(2.5-11) \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ である。基底レベルのHeに対する断面積の最大値が $4 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ であることを考慮すると、He\*のプラズマ中における平均自由行程は、He(1S)のその1/10程度となり、プラズマを透過する準安定原子の数は基底レベルの原子数に比し無視できるほど小さくなる。すなわち、プラズマに入射するビーム強度として、準安定原子の分を差し引いた基底レベルのビーム強度を考えることにすれば、シャインスルー測定における準安定原子の影響は無視できる。

$Z_{\text{eff}}$ が上昇すると、単位電子密度当りのプロトンの量が減少し代って不純物イオン密度が増加するため、高 $Z_{\text{eff}}$ プラズマ中におけるビームの透過率には不純物の影響が現れるようになっ

てくると考えられる。JT-60の第一壁は、黒鉛のアーマ板で構成されることから、主な不純物はCとアーマ板に吸着されているOである。これらの軽元素は、電離ポテンシャルが低いため、プラズマの周辺部を除いては、完全電離イオンの形でプラズマ中に存在する。第3.8図(b)は、高 $Z_{\text{eff}} (=2.5-6.5)$ 及び低 $Z_{\text{eff}} (=1.0-2.5)$ のプラズマ中におけるヘリウムビームの透過率を $n_e l$ の関数として表している。この図に示されるように、ヘリウムビームの減衰率は $Z_{\text{eff}}$ に無関係である。このような結果になる理由は、不純物イオンによる $\text{He}^0$ の電子損失断面積 $\sigma_{\text{loss}}$  (荷電交換とイオン衝突電離断面積の和) が、プロトンによる電子損失断面積の $q$ 倍だからである (ここで、 $q$ は不純物イオンの電荷数を表している)。実際、Olsonは、既存の断面積データから、 $\text{He}^0$ の軽元素イオンによる断面積 $\sigma_{\text{loss}}$ について次のような経験式を導いている [16]。

$$\sigma_{\text{loss}} = 3.1 \times 10^{-16} \frac{52q^2}{E} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{E}{52q}\right) \right] \quad \text{cm}^2 \quad (3.10)$$

この式で、 $E$ を50 keV/amu程度とすると、

$$\sigma_{\text{loss}} \approx 3.1 \times 10^{-16} q \quad \text{cm}^2 \quad (3.11)$$

と近似され、 $\sigma_{\text{loss}} \propto q$ となることが解かる。このようなことから、 $\text{He}^0$ ビームのプラズマ中における強度は、 $Z_{\text{eff}}$ によらず $n_e l$ で殆ど決ってしまう。また、第3.8図は、ヘリウムビームの透過率が $n_e l$ とともに指数関数的に減衰することを示す。このことは、ビームの減衰に寄与する過程が、多段階電離でなく単一衝突であることを示唆するものである。もし、多段階電離が重要ならば、透過率は $\exp(-n^m \sigma l)$ 、(ただし、 $m > 1$ )の形をとるので、指数関数より速く減衰するはずだからである。

ビームのストップング断面積は、第3.8図(a)の減衰曲線の傾きから決定される。第3.9図に示される結果のように、ストップング断面積は、 $40 \leq E/m \leq 47.5$  keV/amuの領域で(2.65-

$2.85 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ である。同図に示される断面積のエラーバーは、測定点のばらつきの標準偏差を表している。また、破線は、 $T_i = 1 \text{ keV}$ 、 $T_e = 2 \text{ keV}$ としたときのMaxwell分布で平均化した基底状態の $\text{He}^0$ に対する電子衝突電離 ( $\bar{\sigma}_{ei}$ )、イオン衝突電離 ( $\bar{\sigma}_{ii}$ ) 及び荷電交換断面積 ( $\bar{\sigma}_{cx}$ ) である。ここで、これらの断面積は、荷電交換及びイオン衝突電離については Ruddら [17]のデータから、電子衝突電離については Freeman & Jones の多項式[18]を使って計算されている。これらの断面積は10%程度のエラーを持っているので、これらを使って計算される断面積もまた10%程度のエラーを含む。同図中の実線は、これら3つの断面積の和を表しており、この和はこの実験から決定された断面積と $\pm 10\%$ の範囲でよく一致している。この結果から、 $\bar{n}_e < 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ の密度領域で、ヘリウムビームのプラズマ中におけるビームストップ過程は殆ど基底状態の $\text{He}^0$ の単一衝突で決まり、たとえ多段階電離の影響があるにしてもその割合は10%以下である、と結論付けられる。

### 3.4 考察

前述の実験から、水素に対する透過率の測定値は基底状態を考えたときの計算値よりも小さく、また、ヘリウムの場合には測定値とJanev等による予測値とは測定誤差の範囲内で一致した。この節では、この結果が妥当であるかどうか断面積の観点から検討してみる。

今、簡単のため、 $n \geq 3$ の励起レベルに入った水素原子はその後の原子過程によって最終的に必ず電離すると仮定すれば、水素原子ビームの強度を以下に示す連立方程式を使って求めることが出来る。

$$\frac{dJ_1}{dl} = - \left( \frac{1}{\lambda_1^s} + \frac{1}{\lambda_{1 \rightarrow 2}^{\text{ex}}} + \frac{1}{\lambda_{1 \rightarrow 3}^{\text{ex}}} \right) J_1 + \frac{1}{\lambda_{2 \rightarrow 1}^{\text{rd}}} J_2 \quad (3.12)$$

$$\frac{dJ_2}{dl} = \frac{1}{\lambda_{1 \rightarrow 2}^{\text{ex}}} J_1 - \left( \frac{1}{\lambda_{2 \rightarrow 1}^{\text{rd}}} + \frac{1}{\lambda_{2 \rightarrow 3}^{\text{ex}}} \right) J_2 \quad (3.13)$$

ここで、 $J_1$ 及び $J_2$ は、それぞれ、基底レベル ( $n=1$ ) 及び $n=2$ の励起レベルにある水素ビームの強度である。

$l=0$ のとき $J_1=1, J_2=0$ という初期条件与えてこの連立方程式を解き、 $l \gg \lambda_1^s$ という条件を満たすある距離 $l$ もとで得られる $J_1$ と $J_2$ の値を $J_{1\infty}'$ 及び $J_{2\infty}'$ とする。また、上と等しい距離 $l$ における励起過程を含めない場合の $J_1$ の値を $J_{1\infty}$ とすると、(3.9)式で定義される $\delta$ は次のように計算される。

$$\delta = - \frac{\ln [J_{1\infty} (J_{1\infty}' + J_{2\infty}')] }{\ln J_{1\infty}} \quad (3.14)$$

(3.12)及び(3.13)式は、 $n=1$ の状態から主量子数が1つずつ増えて電離に至る過程のほか、 $n=1$ から $n=3$ まで直接励起されて電離に至る過程を考慮している。(3.12)及び(3.13)式中の記号及びそれらの値は、 $\bar{n}_e = (3.5) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e = 1.5 \text{ keV}$  及び $Z_{\text{eff}} = 1.5$ の時、以下のようになる。

$\lambda_1^s$  :  $n=1$ の原子に対するストップピングの平均自由行程 (30 cm)、

$\lambda_{1 \rightarrow 2}^{\text{ex}}$  :  $n=1 \rightarrow 2$ への励起過程に関する平均自由行程 (100 cm)、

$\lambda_{1 \rightarrow 3}^{\text{ex}}$  :  $n=1 \rightarrow 3$ への励起過程に関する平均自由行程 (800 cm)、

$\lambda_{2 \rightarrow 3}^{\text{ex}}$  :  $n=2 \rightarrow 3$ への励起過程に関する平均自由行程 (3 cm)、

$\lambda_{2 \rightarrow 1}^{\text{rd}}$  :  $n=2 \rightarrow 1$ への放射崩壊に関する平均自由行程 (1.5 cm)。

ここで、これらの平均自由行程は $E_0$ 及び $E_0/2$ に対するものであり、 $E_0/3$ のビームは考慮していない。また、これらの励起過程として、電子、プロトン及び不純物イオンによる励起を考慮している。その理由は、我々が今考えている密度領域で $E_0/3$ の成分は殆どシャインスルーに効かないからである。また、平均自由行程の計算に用いた断面積は文献[13]による。

(3.12)–(3.14)を数値計算すると、我々の実験条件下で $\delta = 0.13$ を得る。ただし、上のような仮定を用いて計算された $\delta$ の値は、 $n \geq 3$ の励起レベルの寄与及び $n=1 \rightarrow n'$  ( $n' \geq 4$ )への直接励起を考慮すると、この値から少しずれるかもしれない。Janevらのより厳密な計算[19]によれば、我々の実験条件下で $\delta$ は約0.15であり、上の概算により求めた $\delta$ の値 (約0.13) と一致す



る。一方、実験によって求めた $\delta$ の値は約0.2であり、この値は、水素原子の多段階電離を考慮したときのストッピング断面積の増分の計算値に一致する。

次に、ヘリウムビームの場合を考えてみよう。 $\text{He}^0(1S)$ が $e$ 及び $\text{H}^+$ との衝突を経て遷移し易い励起レベルは、 $2^1S$ 、 $2^3S$ 、 $2^1P$ 、 $2^3P$ 及び $3^1P$ である。ここに選んだ励起レベルはその励起断面積の最大値が $2 \times 10^{-18} \text{ cm}^{-2}$ を越えるものである。もし、これらの励起された原子に対する衝突断面積としてやや大きめの $10^{-15} \text{ cm}^2$ を仮定すると、これらの平均衝突時間は、 $\bar{n}_e = 6.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ のとき $4 \times 10^{-8} \text{ s}$ となる。上述のように、実際よりも大きい断面積を用いるのは、原子過程を経て生成される準安定原子のポピュレーションがいかにに少ないかを簡潔に説明するためである。 $2^1P$ と $3^1P$ が基底レベルへ遷移する確率(A係数)は、それぞれ、 $1.80 \times 10^9$ 及び $5.66 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ であり、先に求めた平均衝突時間を考慮するとこれらの励起レベルは、次の原子過程が起こるよりも十分速く基底レベルに遷移することがわかる。一方、 $2^1S$ 、 $2^3S$ 及び $2^3P$ の平均寿命は、それぞれ、0.038、 $10^5$ 及び $1.05 \times 10^{-7} \text{ s}$ と長いので[20,21]、これらの励起レベル生成に引き続く原子過程は $\text{He}^0$ のストッピング断面積を増加させる可能性が有る。しかし、これらの励起レベルがすべて最終的に電離されると仮定しても、ストッピング断面積の増分 $\delta$ は、 $\bar{n}_e = 6.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ のとき1%より小さい。以上のような大まかな評価からもわかるように、 $\text{He}^0$ の場合、多段階電離によるストッピング断面積の増分は測定にかからないほど小さく、我々の測定結果を支持する。

### 3.5 結論

水素及びヘリウム原子ビームをJT-60プラズマに入射して、それらのシャインスルーを測定し、多段階電離が中性粒子ビームの減衰にどの程度寄与するかを調べた。

測定に用いた水素ビームは、フルエネルギー140 keV、成分比 $f_1 : f_2 : f_3 = 7\% : 32\% : 61\%$ のビームである。 $\bar{n}_e > 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ のとき、測定されたシャインスルーには多段階電離の影響が確認された。 $\bar{n}_e = (3.1-5.0) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 及び $Z_{\text{eff}} = 1.6-2.5$ のときのストッピング断面積の増分 $\delta$ は約0.2であり、Janevら[19]の計算値(0.15)とほぼ一致した。

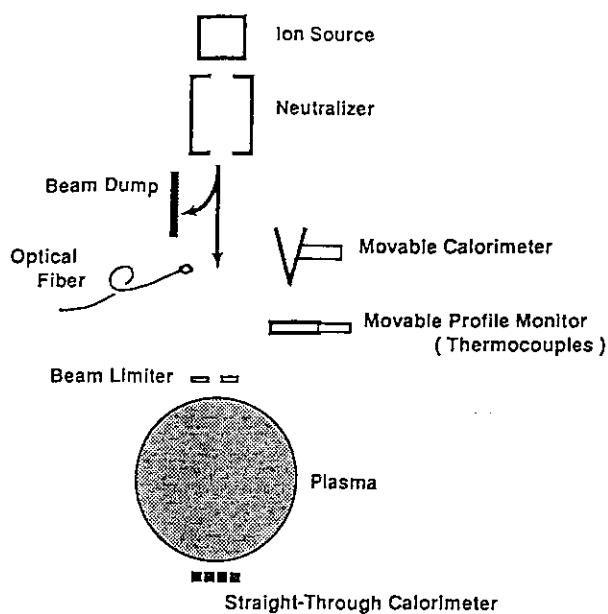
ヘリウムビームのストッピング断面積は160-190 keVの単色のビームを用いて測定した。得られた断面積は、 $\bar{n}_e < 6.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ の密度領域で、 $\sigma_S = (2.65-2.85) \times 10^{13} \text{ cm}^2$ であり、基底レベルのストッピング断面積の計算値に測定誤差内で一致した。

我々の実験結果は、大型トカマクの典型的なプラズマパラメータ領域において、高エネルギー水素ビームのストッピングを評価する際には、多段階電離を考慮すべきであることを示す。

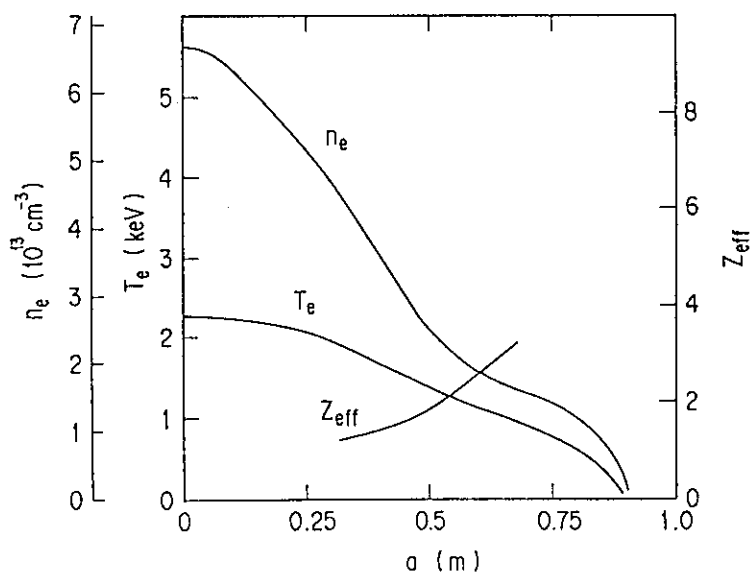
## 参考文献

- [1] C. D. Boley, R. K. Janev, D. E. Post, *Phys. Rev. Lett.* **52** (1984) 534.
- [2] 小原祥裕, 私信
- [3] Equipe T.F.R., *Plasma Phys. Contr. Fusion* **29** (1986) 37.
- [4] K. Tobita, T. Itoh, A. Sakasai, Y. Kusama, Y. Tsukahara et al., *Plasma Phys. Contr. Fusion* (in press).
- [5] C. F. Burrell, W. S. Cooper, R. R. Smith, W. F. Steele, *Phys. Rev. Instrum.* **56** (1988) 1652.
- [6] 奥村, 小原, 柴田, JAERI-M 9653 (1981).
- [7] 例えば、F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics*, Plenum Press, New York (1974).
- [8] 伊藤, 堀池, 松岡, 松田, 小原他, JAERI-M 86-114 (1986).
- [9] D. J. W. Hardie, R. E. Olson, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **16** (1983) 1983.
- [10] A. Boileau, M. von Hellermann, L. D. Horton, J. Spence, H. P. Summers, *Plasma Phys. Contr. Fusion* **31** (1989) 779.
- [11] A. C. Reviere *Nucl. Fusion* **11** (1971) 363.
- [12] M. B. Shah, H. B. Gilbody, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **14** (1981) 2361.
- [13] R. K. Janev, W. D. Langer, K. Evans, D. E. Post, *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas*, Springer series on Atoms & Plasmas, Vol. 4, Berlin, Springer-Verlag (1987).
- [14] I. R. Taylor, K. L. Bell, A. E. Kingston, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **13** (1980) 2983.
- [15] D. R. Long, R. Geballe, *Phys. Rev. A* **1** (1970) 260.
- [16] R. E. Olson, *Phys. Rev. A* **18** (1978) 2464.
- [17] M. E. Rudd, R. D. DuBois, L. H. Toburen, C. A. Ratcliffe, T. V. Goffe, *Phys. Rev. A* **28** (1983) 3244.
- [18] R. L. Freeman, E. M. Jones, *Culham Laboratory Report*, CLM-R 137 (1974).

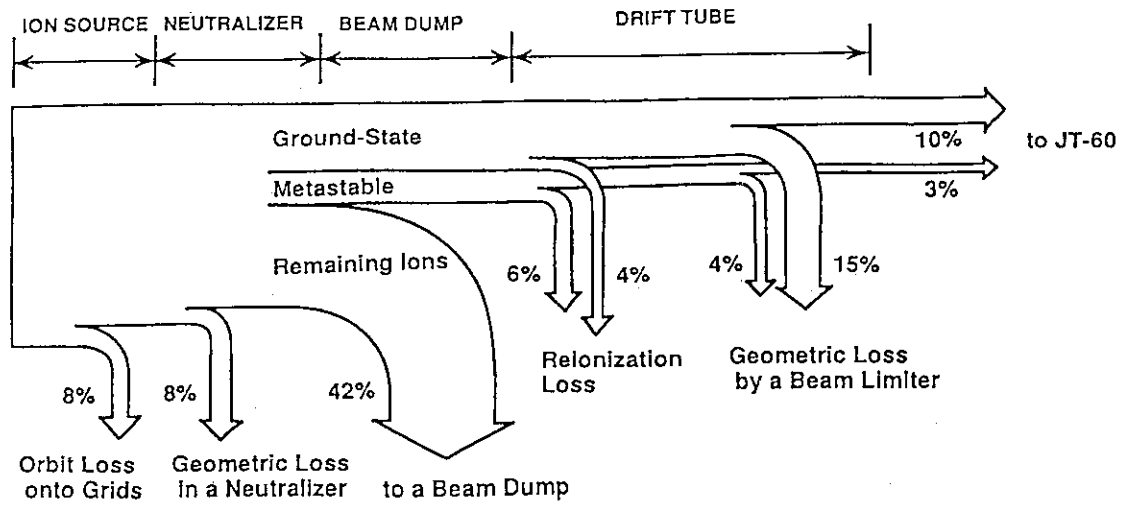
- [19] R. K. Janev, C. D. Boley, D. E. Post, *Nucl. Fusion* **29** (1989) 2125.
- [20] B. L. Moiseiwich, S. J. Smith, *Rev. Mod. Phys.* **40** (1968) 238.
- [21] S. S. Pearl, *Phys. Rev. Lett.* **24** (1970) 703.



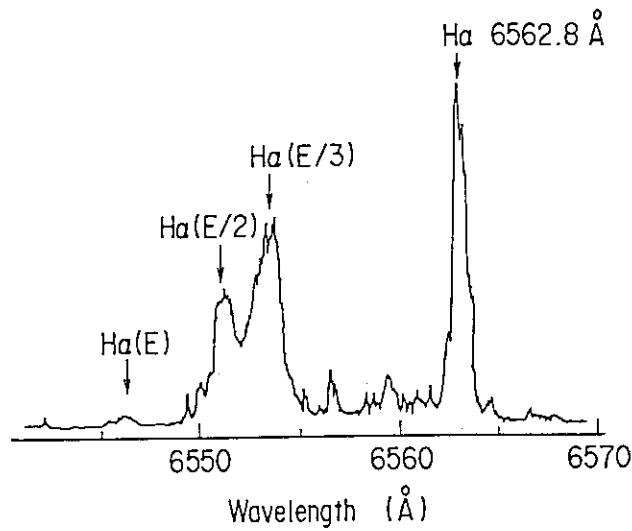
第3.1図 中性粒子ビームのシャインスルー測定に用いた測定系の配置



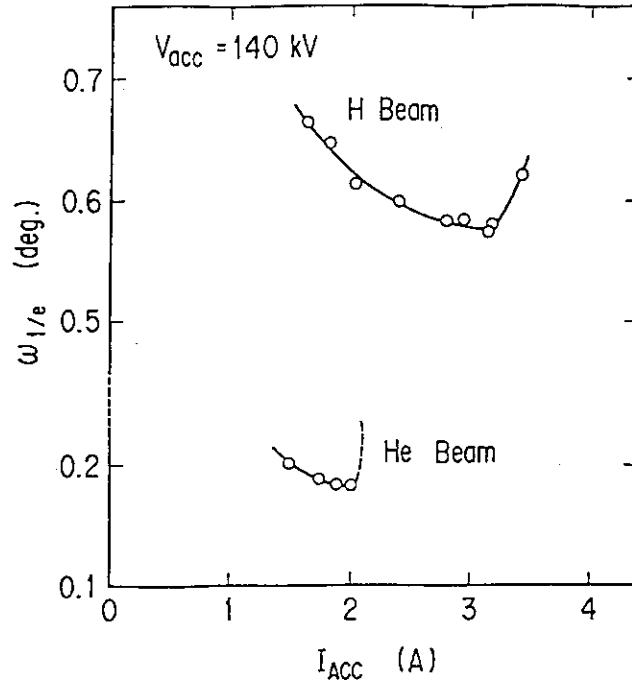
第3.2図 水素レット入射直後における $n_e$ 、 $T_e$ 及び $Z_{\text{eff}}$ の径方向分布



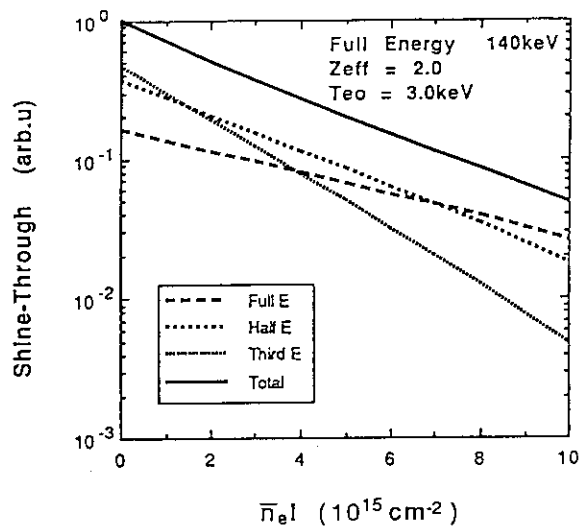
第 3.3 図 ヘリウムビームを引き出した場合のパワーフロー



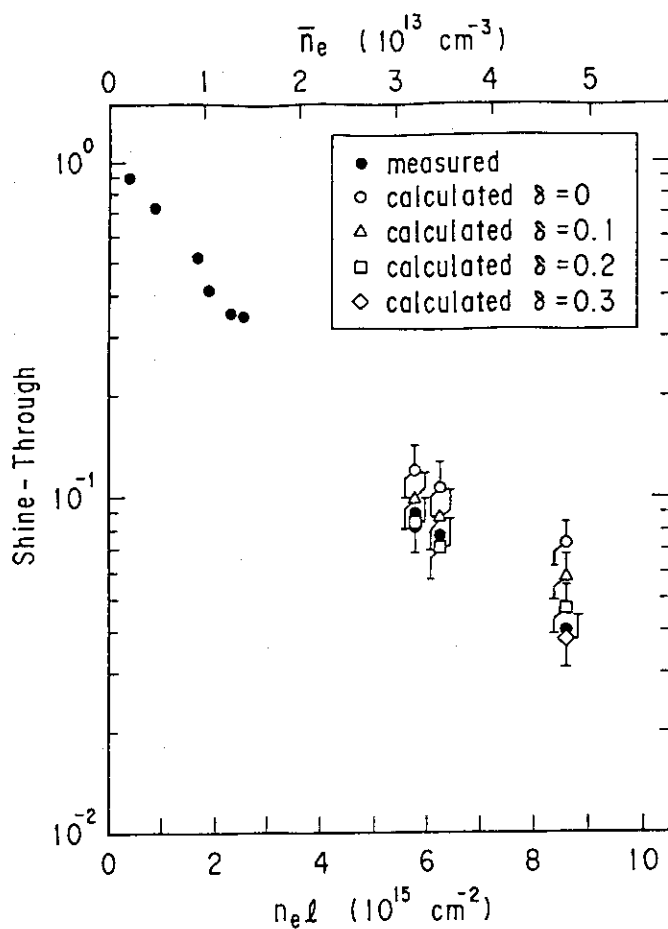
第 3.4 図 中性化セル出口で測定された水素バルマー  $\alpha$  線のスペクトル



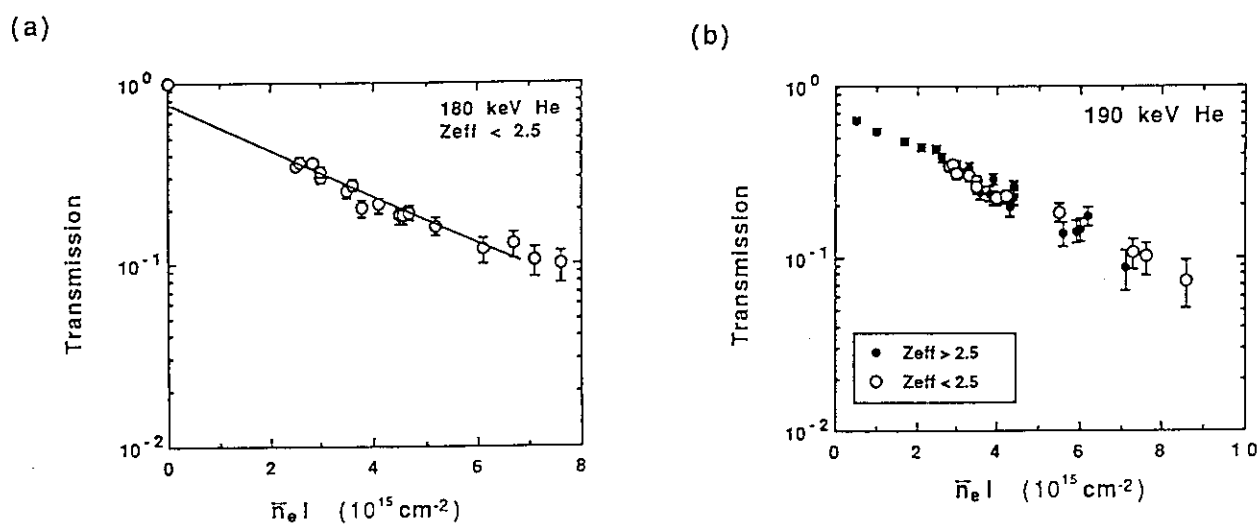
第 3.5 図 水素及びヘリウムビームに対する引出し電流とビーム発散角の関係



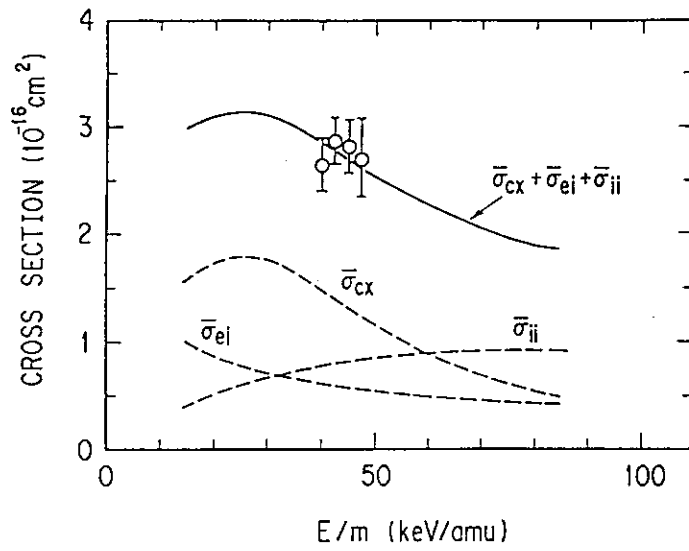
第 3.6 図 ビーム成分比 $\eta_1:\eta_2:\eta_3=7:32:62$ の混合水素ビームの予想されるシャインスルー



第3.7図 JT-60プラズマに対する水素ビームのシャインスルー



第3.8図 (a)ヘリウムビームの透過率の $n_e l$ 依存性 (b)高 $Z_{eff}$ 及び低 $Z_{eff}$ プラズマに対するヘリウムビームの透過率



第3.9図 水素プラズマ中におけるヘリウムビームの stopping 断面積



## 4. 小角散乱法によるイオン温度測定

### 4.1 はじめに

プラズマまたは気体からなる粒子群による高速粒子ビームの散乱の理論は、原子衝突の分野において古くから研究されてきている。その一例を挙げれば、Russekは、温度をもつ標的粒子群に粒子ビームを入射したときの散乱について研究し、その散乱断面積を導出している[1]。その後、プラズマ診断への応用を意識して、プラズマのイオン温度と散乱粒子線のエネルギー分布の関係式を導いたのはAbramovらである[2]。能動粒子線小角散乱法を用いてプラズマのイオン温度を最初に測定したのは、Aleksandrovら[3]とBerezovskiiら[4]である。彼らは、T-4トカマクのイオン温度を小角散乱法と能動的荷電交換中性粒子計測法によって測定し、両者の測定値が良く一致することを確認した。小角散乱法によるイオン温度の測定例は、T-4のほかJFT-2 [5]及びJT-60 [6,7]にあるのみで、イオン温度測定法としての実績は乏しいが、バルクイオンの温度を直接測定する点で優れた計測法である。

この章では、JT-60における能動粒子線小角散乱法によるイオン温度測定について述べる。

### 4.2 測定原理

プラズマイオンによる中性粒子の散乱の問題は、古典力学に基づいた手続きで定式化できる。しかしながら、個々の粒子は3次元の速度分布を持つため、散乱された中性粒子の速度分布の定式化には煩雑な計算を要する。この計算の手順については、Abramovら[2]及びBurrellら[8]の論文に詳しく述べられている。この節では、彼らの導出した結果を利用して、この計測法の原理を述べることにする。

第4.1図のように、質量 $m_1$ 、原子番号 $Z_1$ 及び速度 $v_1$ の中性粒子ビームを、質量 $m_2$ 、原子番号 $Z_2$ 及び速度分布関数 $f(v_2)$ を持つプラズマに入射するとき、入射されたプローブビームの一部はイオンとの弾性衝突により散乱される。実験室系における散乱角 $\theta$ としたとき、単位時間当たり速度 $v_1$ から $v_1+dv_1$ の間に散乱され分析器に検出される中性粒子の個数 $N(v_1)$  [ $s^{-1}$ ]は次の

式によって与えられる。

$$N(v_1') = \eta_p(v_1') \eta_a(v_1') \Gamma_1 n_2 \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega \Delta V \frac{dv_1'}{v_1} \quad (4.1)$$

ここで、 $\Gamma_1$  [ $m^{-2}s^{-1}$ ]、 $n_2$  [ $m^{-3}$ ]、 $\eta_p(v_1')$ 及び $\eta_a(v_1')$ は、それぞれ、測定系の散乱領域に入ってくるプローブビームの粒子束、その領域のイオン密度、および散乱された中性粒子のプラズマ透過率、およびストリッピング効率や検出器の効率から決まる中性粒子分析器の検出効率である。また、 $\Delta V$  [ $m^3$ ]は散乱系の測定領域の体積を表し、 $d\sigma/d\Omega$  [ $m^2$ ]は速度分布  $f(v_2)$ を持つイオンに対するプローブビームの微分散乱断面積でありBurrellら[8]によって次のように定式化されている。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{v_1'}{v_1 |\vec{v}_1' - \vec{v}_1|^5} \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2 \pi \epsilon_0 m_1} \right)^2 \iint_0^\infty f(v_{2//}, v_{2\perp}) d^2 v_{2\perp} \quad (4.2)$$

$$v_{2//} = \frac{(1+\gamma)v_1'^2 - 2\gamma v_1' v_1 \cos \theta + (\gamma-1)v_1^2}{2|\vec{v}_1' - \vec{v}_1|} \quad (4.3)$$

ここで、 $Z_1$ および $Z_2$ はプローブビームおよびプラズマイオンの電荷数を表す。 $\gamma$ はビームとプラズマイオンの質量比を表し、 $\gamma = m_1/m_2$ で与えられる。また、ベクトル $(\vec{v}_1' - \vec{v}_1)/|\vec{v}_1' - \vec{v}_1|$ に対するプラズマイオンの速度の垂直成分および水平成分を、それぞれ、 $v_{2//}$ および $v_{2\perp}$ と表している。もし、プラズマイオンがMaxwell分布をしており、その熱速度 $\langle v_2 \rangle$ がビームの速度 $v_1$ よりずっと小さいならば、(4.2)式は次のように近似できる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \cong \frac{v_1'}{v_1 |\vec{v}_1' - \vec{v}_1|^5} \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2 \pi \epsilon_0 m_1} \right)^2 \left( \frac{m_2}{2 \pi T_i} \right)^{1/2} \exp\left( -\frac{m_2 v_{2//}^2}{2 T_i} \right) \quad (4.4)$$

この式は、プラズマイオン温度の上昇に伴って散乱粒子のエネルギー幅が広がることを示して

いる。 $T_i/m_2 \ll v_1$ かつ散乱角が微小である ( $\gamma^2 \sin^2 \theta \ll 1, \cos \theta \approx 1$ ) という条件で(4.3)および(4.4)式を近似すると、散乱中性粒子のエネルギー分布の半値幅 (Full Width Half Maximum, FWHM) は次のようになる。

$$\Delta E_{FWHM} \cong 4 \sin \theta \sqrt{\gamma E_1 T_i \ln 2} \quad (4.5)$$

また、イオン温度が十分低いとき、エネルギー分布のピーク値 $E_p$ は次式で与えられる。

$$E_p \cong E_1 \left( 1 - \frac{m_1}{m_2} \sin^2 \theta \right) \quad (4.6)$$

(4.5)および(4.6)式中の $E_1$ は、入射ビームのエネルギーを表している。(4.5)式は、散乱計測によりT-4及びJFT-2のイオン温度を求める際に利用されたが、イオン温度が高くなるにつれて近似が悪くなり、実用的とは云い難い。(4.1)及び(4.4)式を利用して、次式のようにデータ変換することにより、より広範囲な温度領域でイオン温度を決定できるようになる。

$$\frac{E_{2//}}{T_i} = \ln \frac{N(v_1') |\vec{v}_1' - \vec{v}_1'|^5}{\eta_p(v_1') \eta_p(v_1') v_1'^3 dv_1'} + \text{const} \quad (4.7)$$

ここで、 $E_{2//} = m_2 v_{2//}^2 / 2$ である。(4.5)式の適用限界を明らかにするために、シミュレーションコード「DIAGNO」を用いて、 $T_i$ と $\Delta E_{FWHM}$ の関係を求め、(4.5)式をこの関係図に記入したものが第4.2図である。本シミュレーションコードの概要は、付録に記述する。この図によると(4.5)式の成り立つ領域は、 $65T_i < E_1$ であり、JT-60用診断ビームの最高エネルギー200 keVを代入すると、Abramovらの導出した近似式の適用範囲は $T_i < 3.1$  keVとなり、JT-60に対してはあまり実用的でない。また、同図は、 $T_i$ が上昇するにつれて $\Delta E_{FWHM}$ の増加率が減少することを示す。このことは、能動粒子線散乱計測から決定されるイオン温度は、温度が高いほど測定のエラーバーが大きくなることを意味する。

### 4.3 散乱中性粒子のエネルギースペクトル

第4.3図は、NB I加熱プラズマに $E_1 = 170 \text{ keV}$ のヘリウムビームを入射したときに、 $5.3^\circ$ に前方散乱されたプローブビームのエネルギー分布である。同図には、入射エネルギー（170 keV）付近の鋭い山と、入射エネルギーよりも低いところ（170 keV）にピークを持つなだらかな山が見られる。これらのうち低エネルギー側のなだらかな山は、高速の $\text{He}^0$ がプロトンに散乱されて生じたものである。一方、入射エネルギーの近傍に現れる鋭い山は、主に、不純物イオンによる散乱によって生じたピークと考えられる。ここで、この解釈の妥当性を検討する。

中性粒子のイオンによる散乱は、静電ポテンシャル場における荷電粒子の散乱であるという意味でRutherford散乱と云えるが、散乱断面積に関してはRutherford散乱ではない。その理由は、この過程の散乱断面積は、Rutherford散乱断面積から中性粒子の軌道電子が奪われる非弾性散乱の断面積を差し引いて得られるからである。Donnéらは、小角散乱となる衝突パラメータ領域で $\text{He}^0$ と軽元素不純物イオンの衝突時における軌道電子損失確率を計算している[9,10]。彼らの計算結果を第4.1表に示す。

第4.1表 ヘリウム原子の小角散乱過程における軌道電子損失確率

衝突	軌道電子損失確率
$\text{He}^0 + \text{H}^+$	90 % (25 keV/amu, exp), 75 % (47.5 keV/amu, CTMC)
$\text{He}^0 + \text{C}^{6+}$	98.8 % (20-40 keV/amu, ECB), 96 % (47.5 keV/amu, CTMC)
$\text{He}^0 + \text{O}^{8+}$	99.5 % (20-40 keV/amu, ECB), 97 % (47.5 keV/amu, CTMC)

表中の拡張クーロン障壁モデル（extended Coulomb barrier model, ECB）による計算値は、 $E/m > 25 \text{ keV/amu}$ で信頼性が落ち、また、古典軌道モンテカルロ計算（classical trajectory Monte Carlo, CTMC）による値は、 $E/m < 50 \text{ keV/amu}$ で信頼性が失われる。JT-60の診断ビームのエネルギーは $E/m = 30\text{-}50 \text{ keV/amu}$ で運転されることが多く、この値は2つのモデル計算の適用範囲からはずれている。しかし、問題となるエネルギー領域の下側の値を与えるECBと、上側の値を

与えるCTMCの計算結果を外挿して、観測された散乱スペクトルを大まかに考察することは可能であろう。

CTMCは計算手法による10%程度の確率誤差を持つことから（誤差を考慮すると $\text{He}^0 + \text{C}^{6+}$ 及び $\text{He}^0 + \text{O}^{8+}$ に対する電子損失確率が100%を超えてしまう）、いま、 $\text{He}^0 + \text{H}^+$ については実験値90% [11]を用い、 $\text{He}^0 + \text{C}^{6+}$ 及び $\text{He}^0 + \text{O}^{8+}$ についてはECBの値を利用して、JT-60の散乱スペクトルを計算し、測定結果との比較を試みることにしよう。(4.1)式からわかるように、散乱中性粒子のエネルギーの広がり、微分散乱断面積 $d\sigma/d\Omega$ に起因するので、微分散乱断面積だけを取り出して、不純物を含むプラズマによって散乱される中性粒子のエネルギースペクトルを調べることにする。プラズマ中の不純物イオンは1種類のみとし、その不純物イオンとして $\text{C}^{6+}$ だけのケースと $\text{O}^{8+}$ だけのケースを考える。不純物イオンの効果を取り入れるために、微分散乱断面積を次のように書き換える。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (1 - p_p^{\text{el}}) \left[ \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_p + f_z (1 - p_z^{\text{el}}) \left[ \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_z \quad (4.8)$$

ここで、 $p_p^{\text{el}}$ 及び $p_z^{\text{el}}$ は、それぞれ、散乱過程におけるプロトン及び不純物イオンによるプローブビームの電子損失確率を表し、 $[d\sigma/d\Omega]_p$ 及び $[d\sigma/d\Omega]_z$ は、プロトン及び不純物イオンによるプローブビームの微分散乱断面積を表す。ただし、(4.8)の微分散乱断面積を用いる場合、(4.1)式の $n_2$ はプロトンの密度 $n_1$ と見做すことにする。 $f_z$ はプラズマ中における不純物イオンの存在比 ( $n_z/n_1$ ) であり、プラズマ中の不純物イオンが1種類のみで構成されそのイオンの電荷数を $q$ とすれば、

$$f_z = \frac{Z_{\text{eff}} - 1}{q (q - Z_{\text{eff}})} \quad (4.9)$$

で与えられる。

一例として、ある放電（ショット番号E10749）について、測定データと計算計算値との比較を試みる。このショットは、 $T_i = 2.5 \text{ keV}$ 、また、 $Z_{\text{eff}} = 2.1$ で、不純物として $\text{O}^{8+}$ を仮定すると $f_z = 0.0233$ となり、 $\text{C}^{6+}$ を仮定すると $f_z = 0.047$ となる。測定データを第4.4図 (a) に示す。

この図の場合、プロトンによる散乱ピークと不純物による散乱ピークの高さは、同じくらいになっている。一方、 $O^{8+}$ を仮定した計算結果（同図b）では、不純物の寄与が小さすぎ、 $C^{6+}$ を仮定すると（同図c）、測定結果に近づく。ただし、ヘリウム原子の軌道電子損失確率として第4.1表中のECBモデルによる値を用いた。分光測定によると、このショットの軽元素不純物は、およそ4:1で $C^{6+}$ の方が多く、 $C^{6+}$ を仮定した方が散乱スペクトルを説明できるという結果を支持する。ただ、同図（c）は、依然として不純物の寄与が小さい。この原因として、計算に用いた $He^0 + C^{6+}$ についての $p_z^{el}$ の値が、実際の値より大きいことが考えられよう。ECBの計算値に代わって、第4.1表中のCTMCの値を用いれば、得られる散乱スペクトルの概形は測定結果と良く合うようになる。しかし、モンテカルロ計算であるCTMCの結果はエラーが大きく、現時点でこの値をそのまま用いることは危険であろう。

このように、散乱過程における原子の軌道電子損失確率に不確定さの残っている現時点では、測定結果と計算値が一致するかどうか定量的な判断を下せないのが実情である。しかし、現在利用できる軌道電子損失確率の誤差を考慮に入れば、測定結果と計算結果は矛盾がないので、散乱スペクトルに現れる診断ビーム入射エネルギー近傍のピークの形成には、軽元素不純物との散乱が寄与しているように思われる。ただし、このピークを形成する過程として、第6章で述べるような診断ビームの入射に寄生して起こる荷電交換反応も考えられる。実際、この反応で生ずる寄生的なピークの強度を概算すると、観測されるピークと同じオーダーになる。残念ながら、モデルの難しさのため、不純物による散乱とビーム自身の寄生反応との比率がどの程度か決定できないが、現段階では、これら二つの過程が同程度に寄与していると考えている。

## 4.4 イオン温度の測定

### 4.4.1 イオン温度の導出

T-4及びJFT-2における散乱測定では、散乱粒子の $\Delta E_{FWHM}$ を中性粒子分析器で測定し、(4.5)式を使ってイオン温度を決定した。JT-60の場合には、強度の強いピークがプロトンの散乱ピークの高エネルギー側に重なるため、 $\Delta E_{FWHM}$ を正確に求めることは難しい。そ

ここで、この寄生的なピークの影響のないプロトンによる散乱ピークの低エネルギー側を(4.7)式を用いて変換する。今、第4.5図のように、横軸に $E_{2//}$ 、縦軸に(4.7)式の右辺をプロットすると、この最適化直線の傾きの逆数がイオン温度を表す。この例の場合では、イオン温度は $3.2 \pm 0.2$  keVと決定される。前節でも述べたように、(4.4)式は、 $T_i > E_i/65$ までイオン温度が高くなると近似がわるくなり、あまり実用的でない。10 keV程度のイオン温度を測定しようとしているJT-60では、(4.7)式から温度を求めるのが適切である。

第4.6図は、NBI加熱時のイオン温度の時間変化を示す。NBIは、5.05sから6.05sまで11 MW、6.05sからは22 MW入射されている。イオン温度は、能動的荷電交換中性粒子測定( $T_i^{CX}$ )、チタンXXIの共鳴線のドップラー広がり( $T_i^{XXI}$ )、ビーム分光( $T_i^{CXR}$ )及び小角散乱計測( $T_i^{AB}$ )で測定されている。 $T_i^{CXR}$ は背景光を差し引いていないので、低めの値となっているが、各々のイオン温度は良く一致している。

この小角散乱法から得られたイオン温度が妥当な値となっているかどうかを確かめるために、TiXXI及びXXIIの共鳴線のドップラー広がりから求めたイオン温度と幾つかのショットで比較した。ここで、TiXXI及びTiXXIIの共鳴線の波長は、それぞれ、2.6097及び2.4903 Åである。この分光測定には、プラズマの中心を見込んでいる結晶分光器が用いられた。これらのイオン温度の相関を第4.7図に示す。図中のエラーバーは、測定データからイオン温度を決定するときの標準偏差を表している。 $T_i^{AB} > 9$  keVのデータは、 $\bar{n}_e = (2-3) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 、 $Z_{\text{eff}} = 4-7$ 及び $P_{\text{NBI}} = 15-20$  MWの放電で得られており、このようなパラメータ領域のプラズマでは高エネルギーイオン成分の担う蓄積エネルギーの割合はイオンの蓄積エネルギーの過半数を越える。入射されたビームの減速計算から、このプラズマパラメータ領域における高エネルギーイオン成分の蓄積エネルギーの比 $W_H/(W_H+W_B)$ は、0.7と見積もられる。ここで、 $W_H$ 及び $W_B$ は、それぞれ、高エネルギー成分及びバルクイオン成分の蓄積エネルギーを表している。このように、高エネルギー成分の多いプラズマに対しては小角散乱法から得られるイオン温度はバルク温度より高めになる。測定されたイオン温度 $T_i^{AB}$ から中心温度を評価するためには、このような高エネルギー成分の影響のほかイオン密度及びイオン温度の分布形の補正をする必要がある。次節で述べる補正係数の評価によると、 $T_i^{AB}/T_{i0}$ は、 $W_H/(W_H+W_B) \leq 0.3$ のとき0.82-1.0であり、

バルクイオン温度が10 keV程度で $W_H/(W_H+W_B) \approx 0.7$ のときは1.07-1.24である。

分光的な測定では、電子温度が高くなって不純物イオンの共鳴線の放射分布がプラズマ中心でホローになった場合、不純物イオンのドップラー幅測定から求められるイオン温度 $T_i^{Dop}$ は、中心の温度より低い値をとる。 $T_e > 5$  keVの時、TiXXIまたはTiXXII共鳴線の放射分布の影響によるイオン温度の過小評価は避けられない。実際、JT-60のプラズマパラメータについて1次元の不純物輸送計算を行うと、 $T_{e0} = 2-5$  keVの範囲で、 $T_i^{Dop}/T_{i0}$ はTiXXI K $\alpha$ 線に対して0.8-0.95、またTiXXII K $\alpha$ 線に対して0.87-0.95である。 $T_{i0}$ と $T_i^{Dop}$ の温度差は $T_e$ の増加に伴って直線的に拡大する[12]。ここで、この輸送計算におけるTiXXI及びTiXXIIのシェルの計算では加熱ビームとチタンイオンの荷電交換反応も考慮されている。また、この他の計算条件として、電子温度分布 $T_e(r) = T_{e0}[1-(r/a)^2]$ 、拡散係数 $D_A = 1.0$  m<sup>2</sup>/s及びピーキングファクタ $C_V (=av/2D_A) = 0$ を仮定している。

このように、イオン温度の上昇とともに、散乱計測から求めた $T_i^{AB}$ はビーム成分の多い高イオン温度領域でイオン温度を過大評価する傾向があるのに対し、チタンイオンの共鳴線から求めたイオン温度 $T_i^{Dop}$ は電子温度の上昇と共に中心イオン温度より低い値を与える。先に述べた補正係数( $T_{i0}/T_i^{AB}$ 及び $T_{i0}/T_i^{Dop}$ )を考慮すると、第4.7図に示される両者のイオン温度はよく一致していると結論できる。ただし、不純物のイオン温度( $T_i^{Dop}$ )とプロトンのイオン温度が一致するのは平衡状態における値を比較したからであり、NB Iの入射直後のような過渡状態のイオン温度には相違があるかも知れない。

#### 4.4.2 測定誤差

小角散乱法から求められるイオン温度には、散乱中性粒子分析器が有限の装置関数を持つことに由来する分析器固有の誤差、小角度の散乱系を構成する際に比較的広い領域で温度を平均化してしまうことによる誤差、及び、高エネルギーイオン成分の存在によって生ずる誤差が含まれる。この節では、前者2つの影響について述べる。高エネルギーイオン成分の影響については次節で考察される。

一般的に、中性粒子分析器は粒子検出器の幅またはストリッピングセルを出るイオンビーム



の直径の内いずれかで決まる固有の装置関数 $(\Delta E/E)_{div}$ を持っている。この散乱計測に用いている中性粒子分析器の装置幅は概ね3%であり、この値はストリッピングセルを出るビームの口径によって決まっている。プラズマイオンとの弾性衝突によって引き起こされるプローブビームのエネルギー広がりが、分析器の固有のエネルギー分解能と同程度以下である場合には、この装置幅によるコンボリューションのため、測定されるエネルギースペクトルは実際よりも広がってしまい、イオン温度を過大評価するようになる。第4.8図は、 $(\Delta E/E)_{div}=3\%$ の場合について、散乱中性粒子のエネルギースペクトルの半値幅 (FWHM) が装置関数のコンボリューションのためにどの程度広がるかを $T_i/E_1$ の関数として図示したものである。ここで、 $\Delta E_{w-conv}$ 及び $\Delta E_{n-conv}$ は、それぞれ、コンボリューションを考慮したときのエネルギースペクトル (測定されるスペクトルに対応する) の半値幅及びそれを考慮しないとき (分析器には入る前の本当のスペクトルに対応する) の半値幅を表す。イオン温度がある程度高くなって $T_i/E_1 > 0.02$ のときには、装置関数の影響がかなり小さくなることがわかる。イオン温度が低いときにはこの効果が重要であり、 $T_i = 1.5 \text{ keV}$ の測定値が得られたときには実際の温度はこの値より3割程度低いことになる。

小角散乱計測の問題点の一つとして、散乱粒子検出系の視線とプローブビームのビームラインが小角度で交差するため、観測領域が広くなり易いことが挙げられる。次に、この体積積分の効果で測定されるイオン温度 $T_i^{AB}$ が中心イオン温度 $T_{i0}$ からどの程度ずれるか調べることにする。 $T_i^{AB}/T_{i0}$ を正確に求めるにはイオン温度及びイオン密度分布を初めに与えなければならないが、簡単のため、ここでは平坦な密度分布をもつ場合を考える。平坦な密度分布とは $[1 - (r/a)^2]^{0.2-0.5}$ 程度の分布形である。JT-60では、ペレットを入射した放電及びスーパーショット的な高 $T_i$ モードの放電を除けば殆どの電子密度分布はこのような平坦な形をとる。能動粒子線散乱計測系の測定領域で $Z_{eff}$ はほぼ一定値に落ち着くので、この領域ではイオン密度分布も電子密度分布と同様平坦な分布を持つと考えてよい。イオン温度分布を $T_{i0}[1 - (r/a)^2]^m$ ,  $m = 0.5-4.0$ という形で与えて、計算コード「DIAGNO」を用いて $T_i^{AB}/T_{i0}$ を計算した。その結果によると、密度分布を先の範囲内で変化させても $T_i^{AB}/T_{i0}$ の値には殆ど影響が現れない。イオン温度分布のピーキングファクタ $m$ が0.5から4.0まで変るとき $T_i^{AB}/T_{i0}$ は0.95から0.82に減少

する。

追加熱プラズマのようにイオンの速度分布関数がMaxwell分布からずれている場合には、高エネルギーイオンもプローブビームの散乱に寄与するため、測定されたイオン温度はバルク成分のイオン温度より高くなる。バルク成分のイオン温度を $T_B$  ( $T_B = 10$  keV) とすると、 $T_i^{AB}/T_B$ は、 $W_H/(W_H+W_B) \leq 0.3$ のとき1.0-1.05、また、 $W_H/(W_H+W_B) = 0.7$ のとき1.3となる。

以上3つの補正係数を合わせると、 $W_H/(W_H+W_B) \leq 0.3$ のとき $T_i^{AB}/T_{i0} = 0.82-1.0$ 、また $W_H/(W_H+W_B) = 0.7$ のとき $T_i^{AB}/T_{i0} = 1.07-1.24$ となる。すなわち、 $T_i^{AB}$ は、プラズマが多くの高エネルギー成分を持つとき、高エネルギー成分による散乱のため中心バルクイオン温度より高めとなり、高エネルギー成分の割合が少ないときには、観測領域に渡る平均化のため中心温度よりも低めの値を与える。

#### 4.4.3 JT-60プラズマのイオン温度

第4.9図は、NBI加熱時のプラズマ中心温度 $T_i^{AB}$ の $P_{NB}/\bar{n}_e$ 依存性を示す。このとき、NBIのビームエネルギーは70-75 keVであった。イオン温度のプラズマ電流に関する依存性は明らかでないが、 $T_i^{AB}$ は $P_{NB}/\bar{n}_e$ にほぼ比例して増加することがわかる。

NBIのエネルギーが40 keV及び70 keVの時の中心イオン温度の $\bar{n}_e$ 依存性を第4.10図に示す。吸収パワーは両者でほぼ等しいにも拘らず、 $E_0 = 70$  keVの場合の方がより高いイオン温度となっている。エネルギー閉じ込め時間も $E_0 = 70$  keVの場合の方が、 $E_0 = 40$  keVの場合のより10-30 ms長かった。このことは、エネルギーバランスの面から、NBIのビームエネルギーの高い方がエネルギーを保持し易い機構が有るためと考えられる。ここで、 $E_0$ を下げる時の効果を幾つか考えてみる。

- i)  $E_0$ の低下に伴い、 $E_0/E_c$ も減少するので、イオンに渡されるNBIパワーが若干増加し、電子に渡されるパワーは減少する。ここで、 $E_c$ は臨界エネルギーを表し[13]、 $E_0 = E_c$ のときイオン及び電子に移行するNBIパワーは丁度バランスし、 $E_0 > E_c$ のときにはより電子へ、 $E_0 < E_c$ のときにはよりイオンへパワーが移行される。
- ii)  $E_0$ を下げると、中性粒子ビームの平均自由行程が短くなるので、NBIは周辺加熱とな

る。

- iii) 低 $E_0$ ビームの場合、高 $E_0$ ビームと等しいビームパワーをプラズマに入射するためには、より多くの粒子をプラズマに注入してエネルギーの低い分を補う必要が有る。則ち、低 $E_0$ ビームの場合、粒子補給が増し、これは対流によるエネルギー損失を増やす恐れが有る。ここで、対流損失とは、粒子の輸送に起因するエネルギー損失を指し、粒子束 $\Gamma (=nv)$ を使って $5\Gamma T_i/2$ と表される。

これらの過程を直接的に見れば、i)は中心イオン温度を増加させる方向に働き、ii)及びiii)の過程はイオン温度を減少させる方向に働く。しかし、イオンのエネルギーバランスは、イオンへの入力パワー及びイオンからの損失パワーの他に、電子とのエネルギーのやり取りを含めなければならないので、上述のような簡単な議論で決着のつくものではない。そこで、1D輸送コード[14]を使って実験結果の説明を試みた。この計算コードでは、粒子閉じ込め時間 $\tau_p$ 、 $Z_{\text{eff}}(r)$ 、 $n_e(r)$ 、 $T_e(r)$ 、入力ビームパワーなどの実験データを読み込んで、パワーバランス及び $T_i(r)$ を計算している。NB I加熱によって高速イオンから電子及びバルクイオンに移行されるパワーは、モンテカルロ法に基づいたビームのデポジション及び減速計算によって計算される。また、この輸送計算では、イオンの熱伝導度( $\chi_i$ )として、 $5\chi_i^{\text{CH}}$ を仮定し、 $\chi_i$ に掛かる係数はNB Iのビームエネルギーに依らず一定としている。ここで、 $\chi_i^{\text{CH}}$ は、ChangとHinton[15]によって導出されたイオンの熱伝導度を表す。 $\chi_i$ に掛かる係数は異常熱伝導の度合を表し、実験的に決められている。第4.11図は、輸送計算によって得られた $r=a/2$ の磁気面におけるパワーバランスを表す。この図から、イオンの主なエネルギーロスチャンネルは電子への緩和損失とイオンの対流損であり、両者のNB I加熱における $T_{i0}$ の違いは補給される粒子数の増加により40 keVでは対流損が増していることに起因することがわかる。ちなみに、輸送計算で得られた $T_{i0}$ は、70 keV NB Iの方が40 keV NB Iより0.7 keV高く、第4.10図の実験結果と概ね一致する。

#### 4.5 イオン温度測定における高エネルギーイオン成分の影響

プラズマ中に入射された高速中性粒子ビームは、バルクイオンによって散乱されるだけでなく、高エネルギーイオン成分によっても散乱される。測定上、両者の区別はつかない。予想されることは、高エネルギーイオン成分の散乱スペクトルへの寄与は、バルクイオンの寄与より小さくなることが予想される。なぜなら、高速中性粒子ビームから見て、場の粒子のエネルギーが高くなると平均的な相対速度は大きくなり、散乱角を同じに保つためには衝突パラメータが小さくならなければならないからである。すなわち、場の粒子のエネルギーが高くなると、全体的な散乱断面積は小さくなる。次に、イオン温度測定における高エネルギーイオン成分の影響を定量的に評価する。

イオン温度測定における高エネルギーイオン成分の影響を評価するために、イオンのエネルギー分布をバルク成分と高エネルギー成分とに分け、各々はMaxwell分布であると仮定する。すなわち、

$$f(E) = \sqrt{\frac{4E}{\pi}} \left[ \frac{(1-\alpha)}{T_B^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{T_B}\right) + \frac{\alpha}{T_H^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{T_H}\right) \right] \quad (4.9)$$

ここで、 $\alpha$ は高エネルギー成分の割合を表し、 $T_B$ 及び $T_H$ は、それぞれ、バルク成分及び高エネルギー成分のイオン温度である。このようなイオンに対する中性粒子ビームの微分散乱断面積は次式によって与えられる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (1-\alpha) \left[ \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{T=T_B} + \alpha \left[ \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{T=T_H} \quad (4.10)$$

高エネルギーイオン成分の源としてNBIを考えると、高速イオンの減速過程が古典的な場合、この成分のエネルギー分布は以下のようになる[16]。

$$f_H(E) = \frac{\tau_s S_0}{E^{3/2} + E_c^{3/2}} \quad (4.11)$$

ここで、 $S_0$ は高エネルギーイオンの生成率を、 $\tau_s$ は高エネルギーイオンの減速時間を表し、

$$\tau_s = 0.2 \frac{T_e^{3/2} [\text{keV}]}{n_e [10^{20} \text{m}^{-3}] \ln \Lambda} [\text{s}] \quad (4.12)$$

で計算され、 $E_c$ は高エネルギーイオン成分から電子及びイオンに入るパワーが丁度釣り合う臨界エネルギーを表し、水素プラズマの場合 $E_c = 14.8 T_e$ である。(4.11)式から明らかなように、一般に、高エネルギーイオン成分の分布関数はMaxell分布でなくそのイオン温度を定義できるケースは限られるが、簡単のため、次のような式で実効的なイオン温度を定義し、これを $T_H$ と置くことにする。

$$T_{\text{tail}}(E) = - \frac{dE}{d \ln[E^{-1/2} f_H(E)]} \quad (4.13)$$

$$T_H = \int_0^{E_0} T_{\text{tail}}(E) f_H(E) dE / \int_0^{E_0} f_H(E) dE \quad (4.14)$$

(4.12)-(4.14)式に、J T-60のNBI加熱時の代表的な値 ( $T_e = 3.5-4.5 \text{ keV}$ ,  $E_b = 60-70 \text{ keV}$ ) を代入すると、 $T_H = 27-33 \text{ keV}$ となる。以下の計算では、 $T_H = 30 \text{ keV}$ と置いて、小角散乱法における高エネルギーイオン成分の影響を評価することにする。

第4.12図は、非Maxwell分布をもつプラズマに対する微分散乱断面積を示す。ここで、バルク成分のイオン温度 $T_B$ を7.5 keV、高エネルギー成分の温度 $T_H$ を30 keVとしている。この図から、高エネルギー成分の割合が増加するにつれて、微分散乱断面積は減少し、その半値幅は広がることわかる。半値幅の増加は、プラズマイオンに高エネルギー成分がある場合に小角散乱法から求められるイオン温度はバルク温度より高めになることを意味する。また、同図から、エネルギーイオン成分の割合が増すにつれて、 $d\sigma/d\Omega$ は高エネルギー側でテイルを引くよ

うになることがわかる。イオン温度の過大評価の度合は、(4.10)式から求められた $d\sigma/d\Omega$ のプロファイルが何keVの熱平衡プラズマの $d\sigma/d\Omega$ に近いかを調べることで評価できる。第4.13図は、 $T_B = 8$  keV及び $T_H = 30$  keVとして高エネルギーイオン成分の割合 $\alpha$ を変化させたときの、小角散乱法から求められるイオン温度とバルク温度の比 $T_i^{AB}/T_B$ の変化、及び、全イオン蓄積エネルギーに対する高エネルギーイオン成分の蓄積エネルギーの比 $W_H/(W_H+W_B)$ の変化の様子を示す。同図からわかるように、 $\alpha = 0.3$ のとき、高エネルギーイオン成分のイオン蓄積エネルギーに占める割合は62%となるが、 $T_i^{AB}$ の上昇分は僅か18%である。このように、プラズマが非Maxwell分布のとき、小角散乱法から得られる温度 $T_i^{AB}$ はバルクイオン温度より高めの値を示し、イオン温度の過大評価分は、高エネルギー成分の蓄積エネルギーというよりはその存在比 $\alpha$ に近い。高エネルギーイオン成分の影響を評価する上でその存在比が重要であることは、 $d\sigma/d\Omega$ が(4.10)式のように表されることから予想されることである。ただし、プラズマの熱輸送の観点からは、高エネルギーイオン成分の存在比で議論するより、蓄積エネルギーの比にした方が意味があるので、前節では $W_H/(W_H+W_B)$ を使って高エネルギーイオン成分の $T_i^{AB}$ に与える影響を議論した。第4.14図は、 $T_B$ をパラメータとした、 $T_i^{AB}$ の $W_H/(W_H+W_B)$ 依存性を示す。JT-60の低密度 ( $\bar{n}_e \leq 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) のNBI加熱プラズマは、通常、 $W_H/(W_H+W_B) \approx 0.5$ の領域にあるので、この方法からイオン温度を求めるときには高エネルギー成分の寄与を補正しなければならない。同図から、 $W_H/(W_H+W_B) \approx 0.5$ のとき、高エネルギーイオン成分に対する測定イオン温度の補正係数は $T_B/T_i^{AB} \approx 0.85$ である。第4.15図は、 $T_H = 30$  keVとおき、バルクイオン温度 $T_B$ をパラメータとして、 $T_i^{AB}/T_B$ の高エネルギーイオン成分の割合 $\alpha$ に関する依存性を調べたものである。この図からわかるように、高エネルギーイオン成分による $T_i^{AB}$ の過大評価分は、 $T_B$ にあまり依らない。

以上、高エネルギー成分による $T_i^{AB}$ の上昇について述べてきた。ただ、ここで注意しておくべきことは、イオン温度の補正係数 $T_B/T_i^{AB}$ は、 $T_i^{AB}$ を求める手法によって異なることである。この一例として、散乱スペクトルの広がりから求めるいくつかの方法について、 $T_i^{AB}$ の $\alpha$ 依存性を調べてみることにする。散乱スペクトルのピーク値の半値幅 $\Delta E_{1/2}$ 、1/3値幅 $\Delta E_{1/3}$ 、1/4値幅 $\Delta E_{1/4}$ から求められる $T_i^{AB}$ の $\alpha$ 依存性を第4.16図に示す。この図から、 $T_i^{AB}$ は、 $\Delta E_{1/2}$ から

求めた場合が一番高エネルギー成分の影響を受けにくく、高さの低い部分のエネルギー幅から温度求めると高エネルギー成分の影響を受け易くなることがわかる。この結果は、第4.12図に示した高エネルギー成分が存在するときの $d\sigma/d\Omega$ の概形の変化からも予想できる。エネルギーイオン成分の割合が増すにつれて、 $d\sigma/d\Omega$ は高エネルギー側でテイルを引くようになるので、我々のように(4.7)式を使って散乱スペクトルの低エネルギー側から $T_1^{AB}$ を決定する場合には高エネルギー成分の影響は小さいが、高エネルギー側を利用する場合には高エネルギー成分の影響がでやすいので注意が必要だろう。このことを逆に利用して、散乱スペクトルの低エネルギー側からバルク温度を、また、その高エネルギー側から高エネルギーイオン成分の情報を取り出せる可能性もある。

#### 4.6 結論

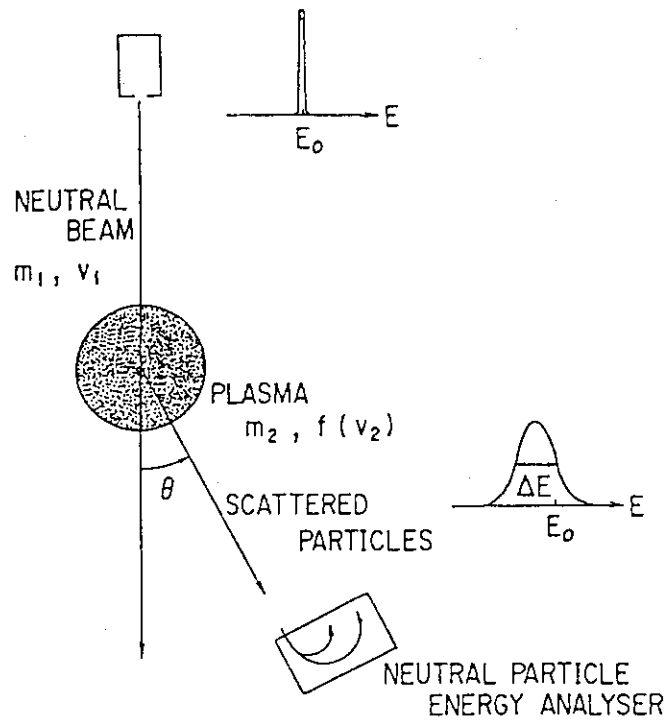
この章では、小角散乱法によるイオン温度測定について述べてきた。この研究で明らかになったことは以下のとおりである。

- (1) JT-60における小角散乱計測によって、散乱中性粒子のエネルギー分布には、プロトンによる散乱ピークのほか、不純物イオンによる散乱または寄生的な効果によるピークも現われることが明らかになった。
- (2) 小角散乱計測法によって、Abramovらの式を用いずにイオン温度を導出する方法を考案した。この方法は、 $T_1/E_1$ の高い領域まで近似がよく、Abramovらの式[2]よりも高いイオン温度領域に適用できる。
- (3) 考案したデータ処理法で求めたイオン温度は、 $T_1 = 1-10$  keVの温度範囲で、不純物共鳴線のDoppler広がりから求めたイオン温度に一致することを確認した。
- (4) 小角散乱法から求められるイオン温度が、高エネルギーイオン成分の存在によってどの程度影響を受けるか評価した。高エネルギーイオン成分の影響の程度は、イオン温度の導出法、プラズマパラメータ等にも依存するが、JT-60の場合、 $W_H/(W_H+W_B) \approx 0.5$ のとき、高エネルギーイオン成分によるイオン温度の過大評価分は約18%である。

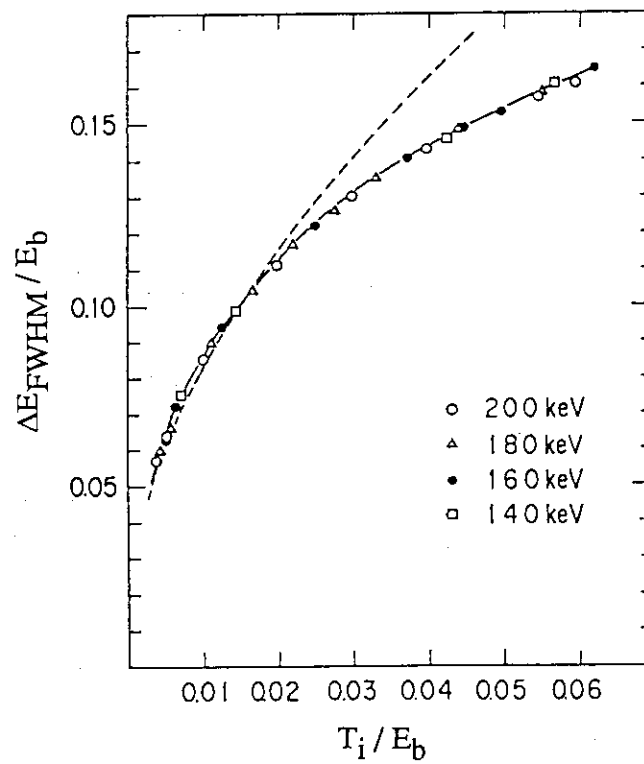
## 参考文献

- [1] A. Russek, Phys. Rev. **120** (1960) 1536.
- [2] V. G. Abramov, V. V. Afrosimov, I. P. Gladkovskii, A. I. Kislyakov, et al., Zh. Tekh. Fiz. **41** (1971) 194; Sov. Phys. - Tech. Phys. **16** (1972) 1520.
- [3] E. V. Aleksandrov, V. V. Afrosimov, E. L. Berezovskii, et al., Pis'ma Zh. Ehksp. Teor. Fiz. **99** (1979) 3; JETP Lett. **29** (1979) 1.
- [4] E. L. Berezovskii, A. I. Kislyakov, S. Ya. Petrov, G. V. Roslyakov, Fiz. Plazmy **6** (1980) 1385; Sov. J. Plasma Phys. **6** (1980) 760.
- [5] H. Takeuchi, T. Matsuda, T. Nishitani, Y. Miura, et al., Jpn. J. Appl. Phys. **22** (1983) 1717.
- [6] K. Tobita, Y. Kusama, M. Nemoto, H. Takeuchi, et al., Nucl. Fusion **28** (1988) 79.
- [7] H. Takeuchi, K. Tobita, Y. Kusama, M. Nemoto, et al., Rev. Sci. Instrum. **59** (1988) 1652.
- [8] K.H. Burrell, A. F. Lietzke, M. J. Schaffer, IEEE Trans. Plasma Sci. **PS-6** (1978) 107.
- [9] A.J.H. Donné, F. J. De Heer, J. Appl. Phys. **62** (1987) 780.
- [10] A.J.H. Donné, F. J. De Heer, R. E. Olson, J. Appl. Phys. **65** (1989) 57.
- [11] F. P. Ziemba, G. J. Lockwood, G. H. Morgan, E. Everhart, Phys. Rev. **118** (1960) 1552.
- [12] JT-60チーム, 日本原子力研究所報 JAERI-M 87-113 (1987) p.116.
- [13] T.H. Stix, Plasma Phys. **14** (1972) 367.
- [14] T. Hirayama, K. Shimizu, K. Tani, H. Shirai, M. Kikuchi, Rep. JAERI-M 88-043, Japan Atomic Energy Research Institute (1988).
- [15] C. S. Chang, F. L. Hinton, Phys. Fluids **25** (1982) 1493.
- [16] J. D. Gaffey Jr., Plasma Phys. **16** (1976) 149.

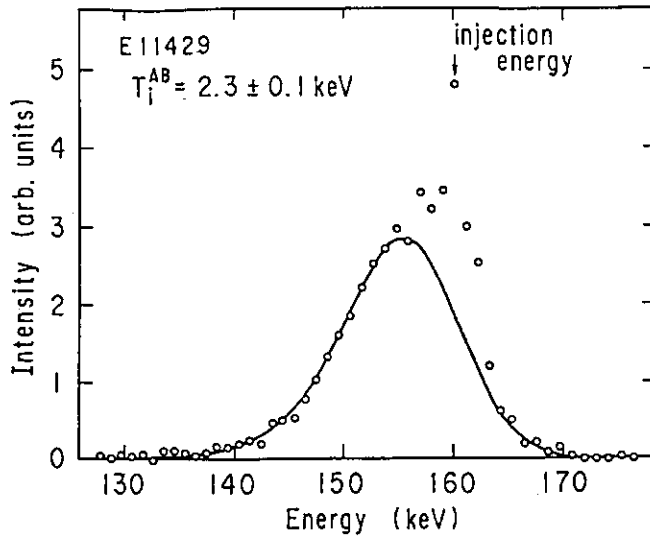




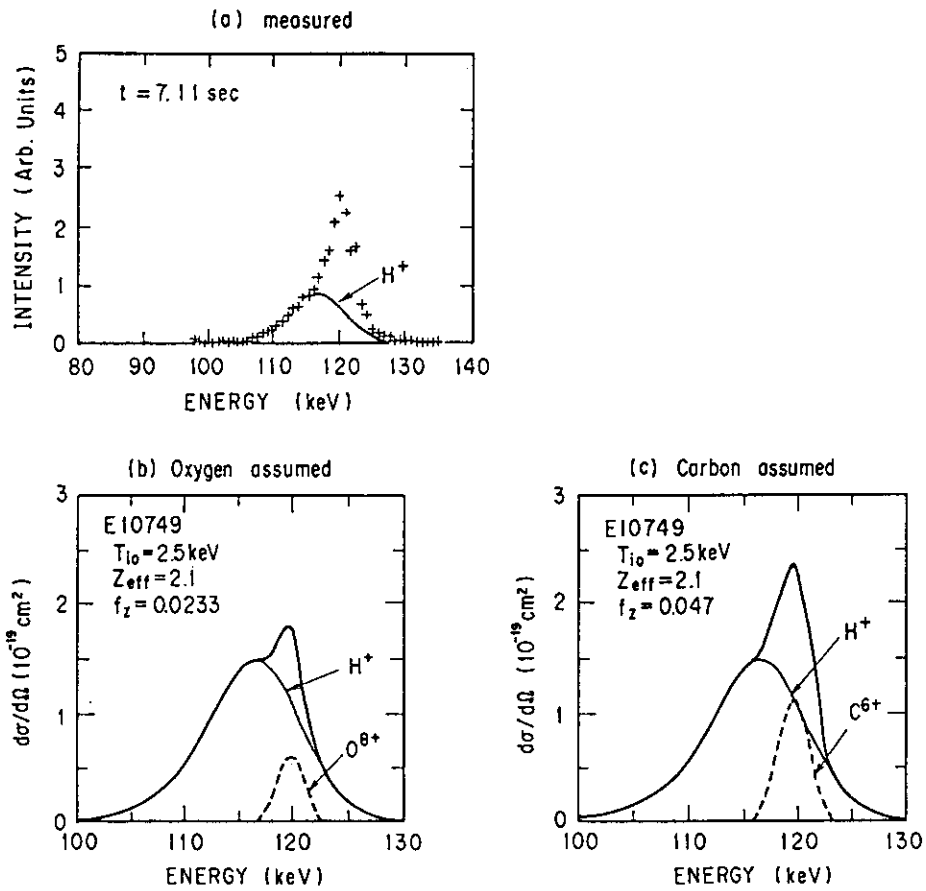
第 4.1 図 能動粒子線小角散乱計測法の概念図



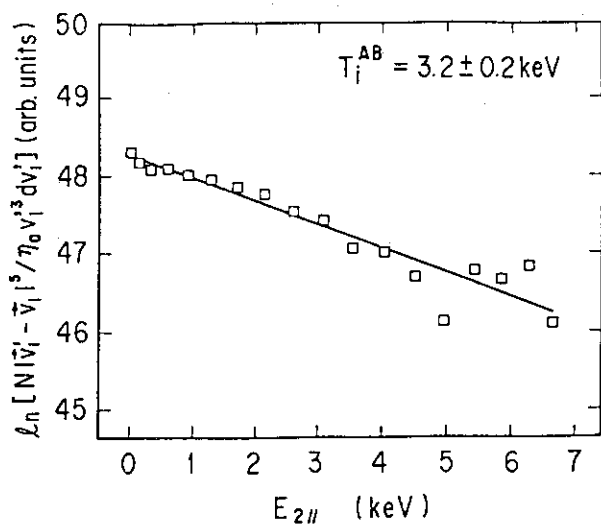
第 4.2 図 プラズマイオン温度  $T_i$  と散乱中性粒子のエネルギー広がり  $\Delta E_{FWHM}$  の関係  
 ここで、 $E_b$  は診断ビームの入射エネルギーを表す。



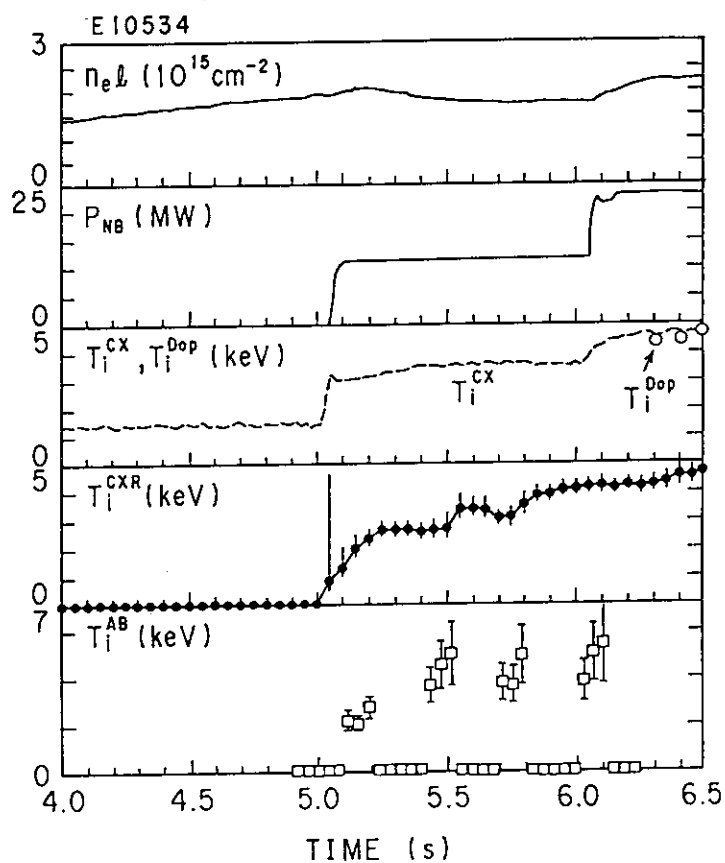
第4.3図 JT-60における散乱中性粒子の典型的なエネルギースペクトル



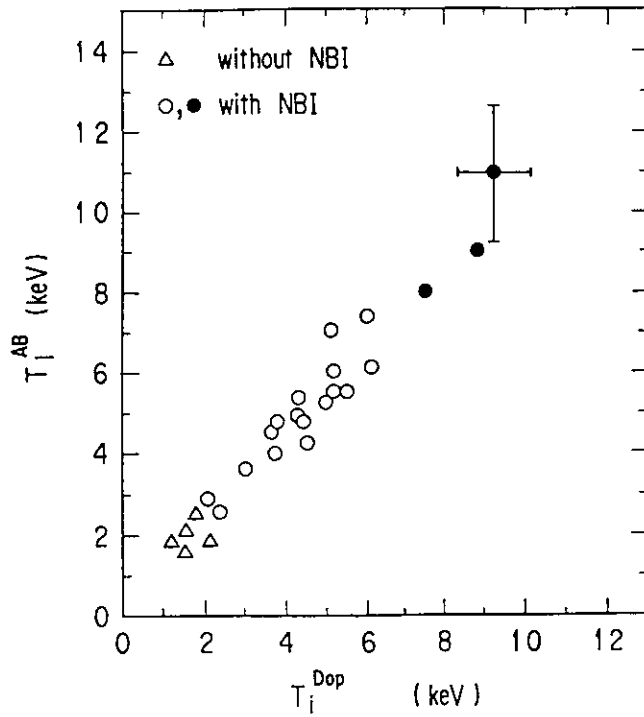
第4.4図 散乱中性粒子のエネルギースペクトルの測定と計算の比較 (a:測定 b:不純物として $O^{8+}$ を仮定した計算、c:不純物として $C^{6+}$ を仮定した計算)



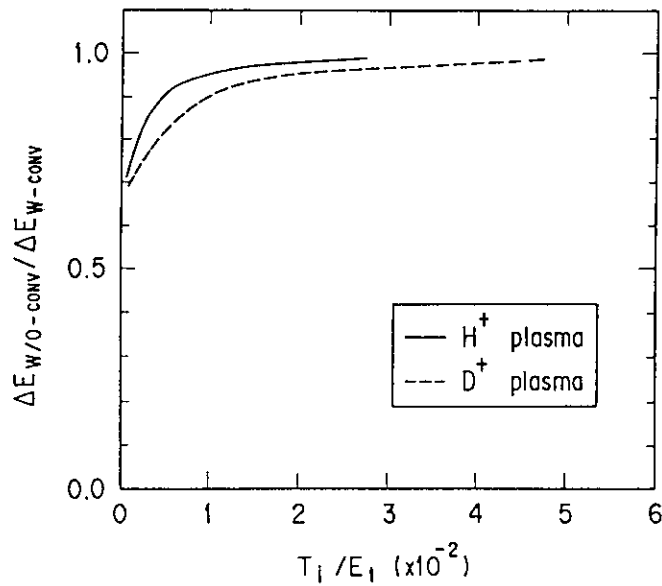
第4.5図 散乱中性粒子の変換エネルギースペクトル



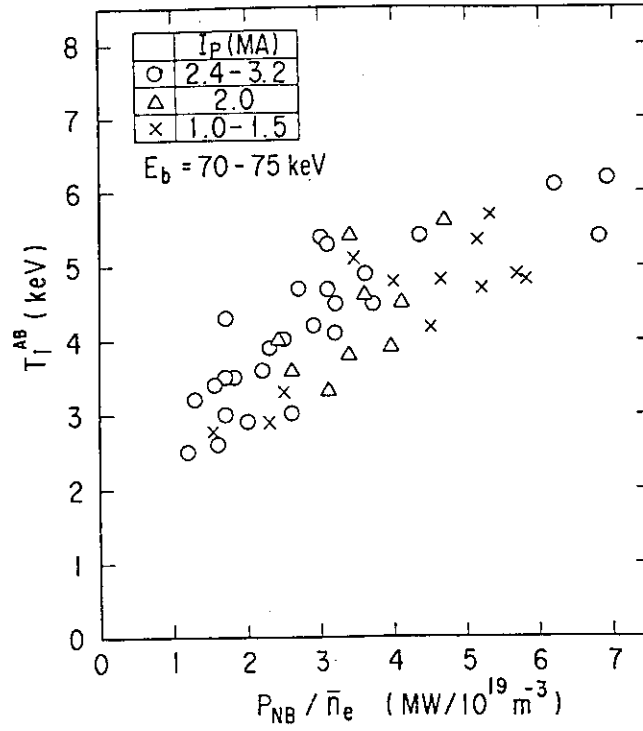
第4.6図 NBI加熱時のイオン温度時間変化の比較



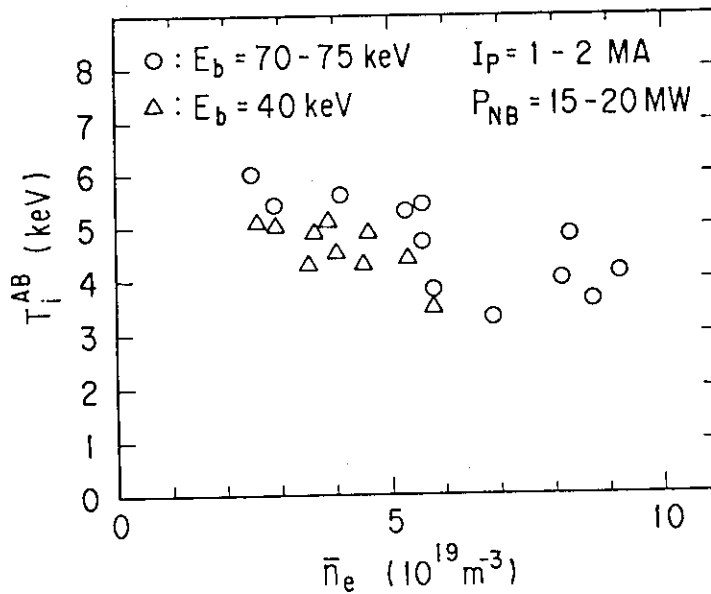
第4.7図 能動粒子線小角散乱法から求めたイオン温度 $T_i^{AB}$ と不純物共鳴線のDoppler広がりから求めたイオン温度 $T_i^{Dop}$ の相関



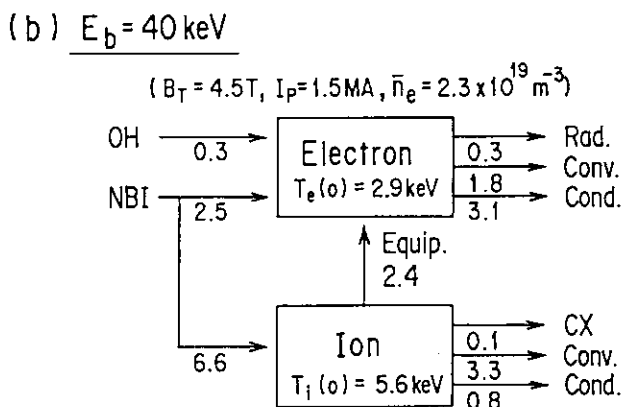
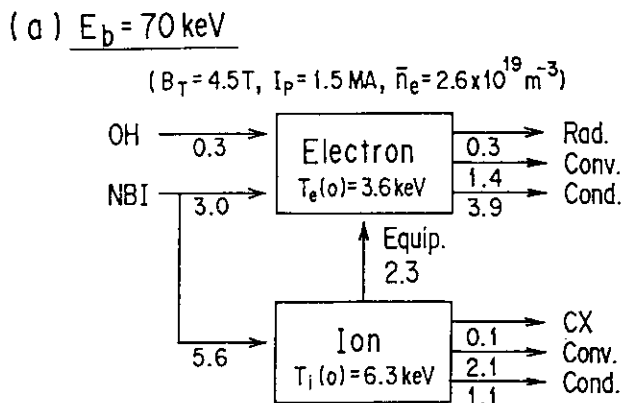
第4.8図 装置関数に起因する中性粒子エネルギースペクトル測定値の広がり



第4.9図 NBI加熱時におけるイオン温度の $P_{NB}/\bar{n}_e$ 依存性

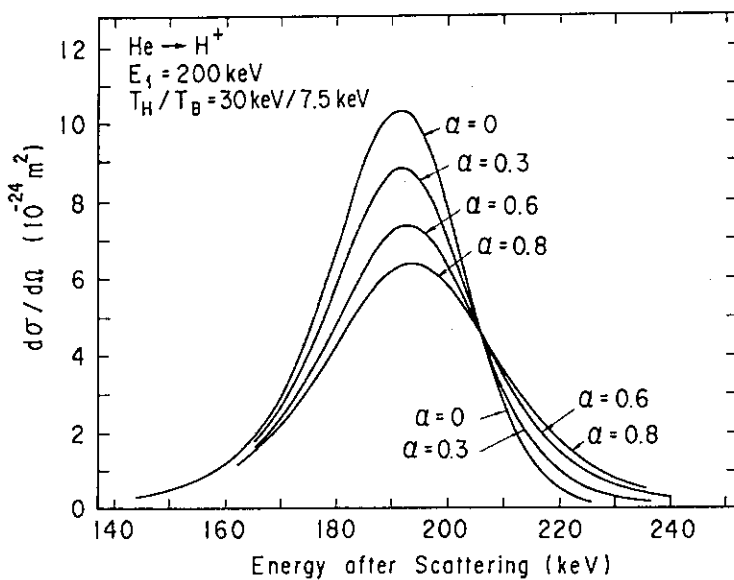


第4.10図 40 keV及び70 keV NBI加熱を行なったときのイオン温度の $\bar{n}_e$ 依存性

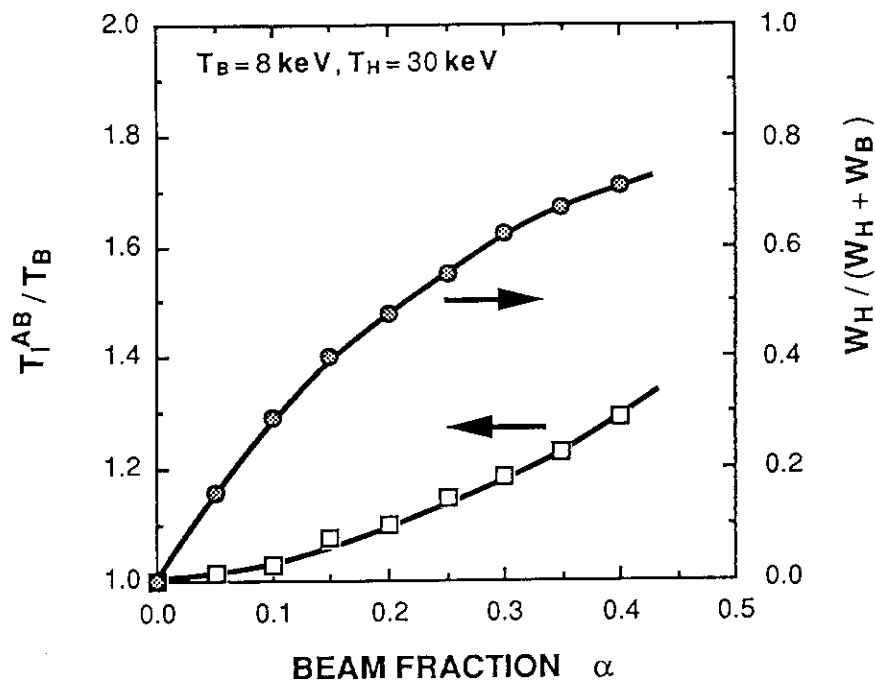


[ Units : MW ]

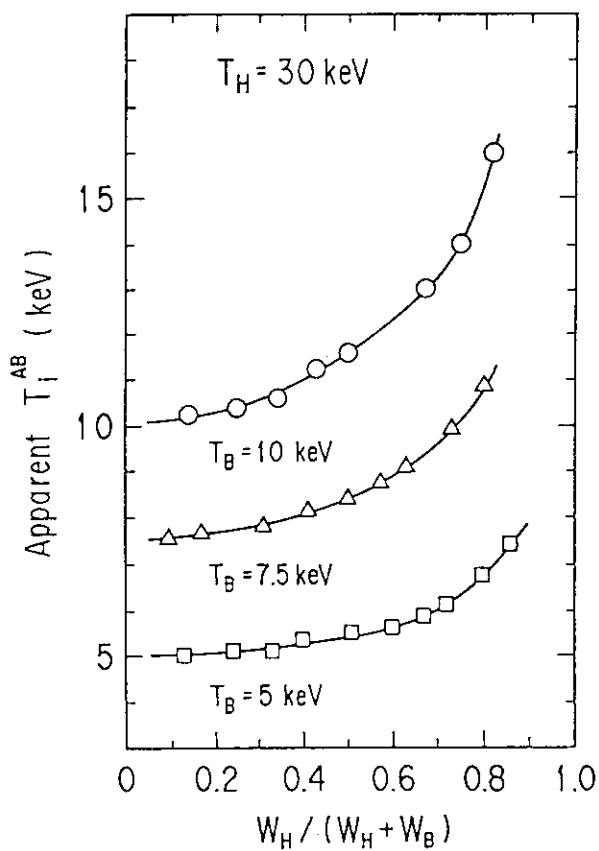
第 4.1 1 図 1 D 輸送計算によってえられた  $r = a/2$  におけるパワーバランス



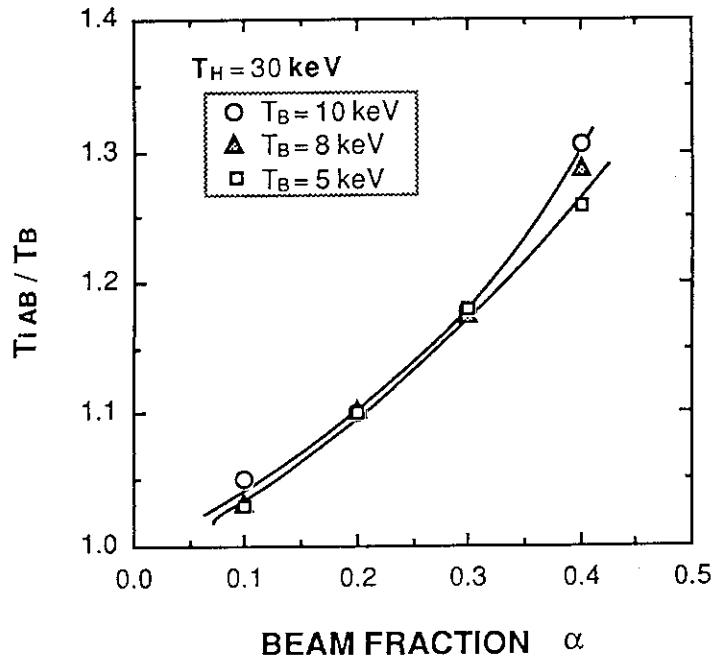
第 4.1 2 図 非熱平衡プラズマに対する  $\text{He}^0$  の微分散乱断面積  $d\sigma/d\Omega$



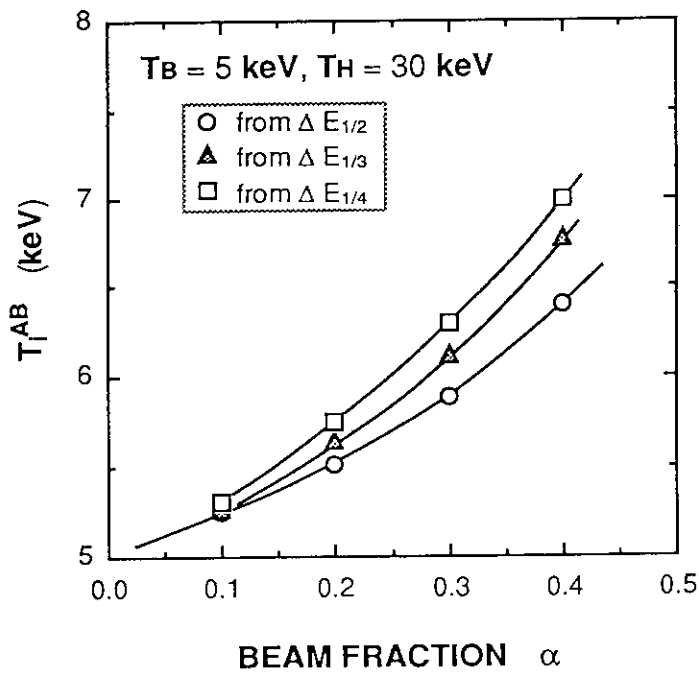
第4.13図  $T_i^{AB}/T_B$  及び  $W_H/(W_H+W_B)$  の高エネルギーイオン成分の存在比  $\alpha$  依存性



第4.14図  $T_i^{AB}$  の  $W_H/(W_H+W_B)$  依存性



第4.15図  $T_B$ をパラメータとした、 $T_i^{AB}/T_B$ の $\alpha$ 依存性



第4.16図 イオン温度の算出方法を変えたときの $T_i^{AB}$ の $\alpha$ 依存性

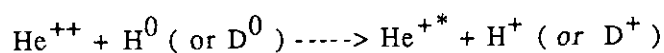


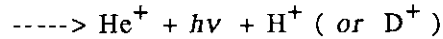
## 5. 二電子性荷電交換反応を用いたヘリウムイオンの測定

### 5.1 はじめに

磁気閉じ込め方式の核融合炉において、核融合反応に伴って生成されるアルファ粒子などの反応生成物は、もしそれらの閉じ込め時間が減速時間より長いならば、主に電子を加熱しながら自らは減速し、ついには熱化される。熱化したアルファ粒子は、もはやプラズマ加熱にも核融合反応にも何ら貢献しないので、「灰」と呼ばれる。ヘリウムの灰がプラズマ中に長い時間留まっていると、燃料である重水素及び三重水素が希釈されるために核融合反応度は低下する。核融合炉の有効性を実証するためには、現実的な排気速度でヘリウム灰が効率的に排気され、核融合反応を持続しうる燃料濃度を長時間保てるかどうかを明らかにしなければならない。実際のところ、燃料となる重水素と比べて、ヘリウム灰は排気しにくいと考えられている。その理由は、ヘリウム原子のイオン化ポテンシャルは他の原子より高いため電離しにくく、ダイバータ室に導かれて中性化した後、電離されずにメインプラズマへ逆流する粒子の割合がヘリウムは高いと考えられるからである。このように、ヘリウム灰の挙動及び排気特性に関する理解を深めたいという強い要求があるにも拘らず、この分野の研究が立ち後れていることの理由として、第一に、ヘリウム灰の挙動を研究するのに適した燃焼プラズマを我々は未だ持ち合わせていないことが挙げられよう。しかしながら、プラズマにヘリウムのガスバフを行うことによってヘリウム灰の生成を模擬し、ヘリウム灰の輸送及び排気特性を調べようとする試みは幾つかのトカマクで行われてきている[1-3]。また、研究が立ち遅れている第二の理由として、ヘリウム灰の挙動の研究に不可欠であるヘリウム密度測定法が確立されていないことが挙げられよう。今までに試みられてきたヘリウム密度測定法は、ビーム分光法[2]と核融合反応を利用する方法[3,4]である。

ビーム分光法では、





の反応で放出される光子数を絶対測光する方法である。この方法では、得られる光子数が十分多いので統計的な誤差は小さいという利点があるものの、プローブである $\text{H}^0$ または $\text{D}^0$ ビームの密度の計算の不確かさがヘリウム密度の測定誤差として現れる問題がある。核融合反応を用いる方法は、 ${}^3\text{He}(d, p)\alpha$  反応で発生するアルファ粒子を真空容器の第一壁付近に設置された半導体検出器を使って計数するものである。この方法の欠点は、絶対計測が困難なことである。

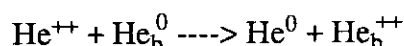
本章では、 $\text{He}^{2+}$ イオンとヘリウム中性粒子ビームとの二電子性荷電交換反応  $\text{He}^{2+} + \text{He}_b^0 \rightarrow \text{He}^0 + \text{He}_b^{2+}$  を利用したヘリウムイオンの計測を取り上げる。ここで、 $\text{He}^{2+}$ 及び $\text{He}_b^0$ は、それぞれ、プラズマ中に閉じ込められているヘリウムイオン及びプローブとして用いる診断ビームを表している。この反応を利用してプラズマ中の $\alpha$ 粒子の速度分布を計測することを最初に提案したのはPostらである[5]。JT-60Uにおいても、Alfvén速度以下の $\alpha$ 粒子の速度分布関数の測定に利用される予定である[6]。二電子性荷電交換反応を利用してプラズマ中の $\alpha$ 粒子を検出した例はPLTにあるのみである。PLTでは、この反応を利用して、イオンサイクロトロン共鳴加熱時の少数ヘリウムイオン ${}^3\text{He}^{2+}$ のエネルギー分布関数を測定している[7]。この実験では、プラズマ中に微量存在する ${}^4\text{He}^0$ が、 ${}^3\text{He}^{2+}$ イオンに電子を渡して中性化する働きをしている。

本章で述べるJT-60における測定では、診断ビームを用いた二電子性荷電交換反応により、プラズマ中ヘリウムイオンの分布関数及びイオン密度を決定している。ただし、JT-60では重水素の放電を行っていないので核融合反応は起こらず、ここでいうヘリウムイオンとは外部から注入されたヘリウム原子が完全電離したものを指している。この計測法を利用したイオン密度の測定は、JT-60におけるヘリウム輸送排気実験において、非常に役立っている。以下、第5.2節では、測定原理と本測定に用いたプローブビーム及び粒子検出系について述べる。第5.3節では測定ヘリウムイオン密度及びそのエネルギー分布関数の測定結果について記述する。

## 5.2 測定方法

### 5.2.1 測定原理

ヘリウムイオン密度を決定する方法は、基本的には、能動的な荷電交換中性粒子計測法である。測定に利用する反応は、



という2電子性の荷電交換反応である。ここで、 $\text{He}^{++}$ はプラズマ中のヘリウムイオンを、 $\text{He}_b^0$ は診断ビームとして供給されるヘリウム原子を表す。この反応は、2電子性荷電交換反応のほか、2電子性捕獲反応または2電子移行反応とも呼ばれる。ヘリウムのイオン密度は、上の反応で生成される $\text{He}^0$ の個数を絶対測定して求められる。

いま、単一速度 $v_b$ を持つ $\text{He}^0$ ビームをプラズマに入射したとしよう。このとき、ビームによって中性化されたのち分析器に入り、時間幅 $\Delta t$ 、速度幅 $v \sim v+dv$ の間に検出されるヘリウムの粒子数 $N_{\text{det}}(v)$ は、次式で与えられる。

$$N_{\text{det}}(v) = N_b n_\alpha f_\alpha(v) \sigma_{20} (|\vec{v} - \vec{v}_b|) |\vec{v} - \vec{v}_b| T_1 T_2(v) \eta_D(v) \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \Delta V \Delta t dv \quad (5.1)$$

ここで、 $N_b$ 及び $\vec{v}_b$ は、それぞれ、単位時間あたりにプラズマ中に入射される中性粒子ビームの数及びビームの速度ベクトルを、 $n_\alpha$ 、 $\vec{v}$ 及び $f_\alpha(v)$ は、 $\text{He}^{2+}$ イオンの密度、速度及び速度分布関数を表している。また、測定系の検出効率、測定立体角及び測定体積を、それぞれ、 $\eta_D$ 、 $\Delta\Omega$ 及び $\Delta V$ と表している。 $T_1$ 及び $T_2$ は、それぞれ、プローブビームがプラズマ中で減衰を受けずに中心に達する割合及び2電子性荷電交換反応によって中性化された $\text{He}^0$ がプラズマを透過する割合を表している。 $\sigma_{20}$ は、2電子性荷電交換反応の断面積を表す。(5.1)式を $v$ にわたって0から $\infty$ まで積分すれば、 $n_\alpha$ の値を決定できる。しかし、実際には、プラズマの線密度が高いとき低エネルギーの $\text{He}^0$ のプラズマ透過率は極端に小さくなり、測定値 $N_{\text{det}}(v)$ から再生され

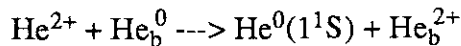
る $f_{\alpha}(v)$ の値は、低エネルギー側（具体的には、 $E \leq 5 \text{ keV}$ ）で、信頼性が低下し、その積分値である $n_{\alpha}$ も畢竟精度が乏しくなる。誤差の出来るだけ少なくして $n_{\alpha}$ を決定するためには、 $\text{He}^0$ の減衰率が小さい速度領域に重みを置いて $N_{\text{det}}(v)$ を積分すればよい。もしも、ヘリウムイオンの速度分布がマックスウェル分布であることがわかっているならば、ある限られた速度領域（ $v_1 \leq v \leq v_h$ ）内に検出される $\text{He}^0$ の数を計測するだけで、次の式を使ってヘリウムイオン密度を決定できる。

$$n_{\alpha} = \frac{\int_{v_1}^{v_h} dv N_{\text{det}}}{N_b T_1 \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \Delta V \Delta t \int_{v_1}^{v_h} dv f_{\alpha}(v) \sigma_{20}(|\vec{v}-\vec{v}_b|) |\vec{v}-\vec{v}_b| T_2(v) \eta_D(v)} \quad (5.2)$$

$$f_{\alpha}(v) = 4 \sqrt{\pi} v^2 \left( \frac{m_{\alpha}}{2 T_i} \right)^{3/2} \exp\left( - \frac{m_{\alpha}}{2 T_i} v^2 \right) \quad (5.3)$$

ここで、 $m_{\alpha}$ はヘリウムイオンの質量を表す。イオン温度には、ビーム分光法などから求められた値を代入する必要がある。

$\sigma_{20}$ の値は、 $E/m \leq 50 \text{ keV/amu}$ のエネルギー領域で $10^{-16} \text{ cm}^2$ を超え、荷電交換反応の断面積としては非常に大きい値を示す。反応断面積が大きいことは、測定の観点から見た場合、好都合といえる。ただし、注意すべきことは、2電子性荷電交換法を用いたヘリウムイオンの測定には、



という基底状態の $\text{He}^0$ を生成する反応のみ測定に利用できることである。より厳密には、 $\text{He}^0$ の平均電離時間より十分速く基底状態に移る $\text{He}^0$ の励起レベルを作る反応も利用できる。というのは、準安定状態の $\text{He}^{0*}$ は断面積が大きくプラズマ中で減衰を受け易いため、 $\text{He}^{0*}$ を生成

する反応は利用できないからである。ところで、今までに調べられてきた $\sigma_{20}$ の測定値は、生成される $\text{He}^0$ の状態を区別しない全断面積であり、必ずしも $\text{He}^0(1^1\text{S})$ を生成する反応の断面積ではない。したがって、 $\sigma_{20}$ の測定値をそのまま利用すると、(5.2)式から求められる $n_\alpha$ の値は実際より小さめになる可能性がある。しかし、Garciaの理論的な計算によると、先の2電子性荷電交換反応では基底状態を生成する分岐が支配的であるので[8]、ここでは、 $\sigma_{20}$ の測定値をそのまま利用することにする。第5.1図に、データ変換に利用した $\sigma_{20}$ の値を示す。これらの値は、Ruddら[9]及びAfrosimovら[10]の測定値に基づいている。

プラズマ中における $\text{He}^0$ の減衰率を求めるために用いた断面積は、プロトンによる荷電交換( $\text{He}^0 + \text{H}^+ \rightarrow \text{He}^+ + \text{H}^0$ )及び衝突電離( $\text{He}^0 + \text{H}^+ \rightarrow \text{He}^+ + \text{H}^+ + e$ )についてはRuddら[11]の断面積を、電子衝突電離( $\text{He}^0 + e \rightarrow \text{He}^+ + 2e$ )としてJanevとPostのデータ[12]を、また、不純物による荷電交換( $\text{He}^0 + \text{Z}^{+q} \rightarrow \text{He}^+ + \text{Z}^{+(q-1)}$ )及び衝突電離( $\text{He}^0 + \text{Z}^{+q} \rightarrow \text{He}^+ + \text{Z}^{+q} + e$ )としてJanevの比例則[13]を使っている。

### 5.2.2 測定装置及び実験の手順

前節でも述べたように、この診断法は、基本的には能動的荷電交換測定であり、測定装置として従来型の荷電交換中性粒子分析器を利用できる。ヘリウムイオン密度測定に用いた系の配置を第5.2図(a)に、また、エネルギー分布測定に用いられた系の配置を配置を同図(b)に示す。これらの図には、ヘリウム輸送実験に利用された他の測定装置の測定弦も図示されている。

ヘリウムイオン密度用の測定系は、第4章の実験に用いられた100-200keVのヘリウム診断ビームと感度校正されたE/B型中性粒子エネルギー分析器から成る。この診断ビームにより入射されるヘリウム原子のうち、基底レベルのものが0.2-0.35A、また、準安定レベルのものが0.06-0.11Aである。ここで、準安定レベルのヘリウムの割合は、ヘリウム中性粒子ビームのプラズマ中における減衰曲線から求められている[14]。準安定レベルのヘリウム原子は電離の平

均自由行程が短く、プラズマ周辺ですぐに電離してしまうので、計測に利用できるのは基底レベルのヘリウム原子のみである。診断ビームと分析器の視線は、プラズマ中心で $5.3^\circ$ の角度で交差する。分析器は、質量分離型の中性粒子エネルギー分析器であり、ヘリウム原子のみを選択的に検出する。

エネルギー分布用の測定系は、 $30\text{keV}$ のヘリウムNBIとエネルギー測定領域の広い(3-100keV)E/B型分析器で構成される。この分析器の視線は、ヘリウムNBIのビームラインと $150^\circ$ で交差する。このヘリウムNBIは、診断ビームとしての役割を果たす一方、高エネルギーのヘリウムイオンをプラズマに供給して、熱外領域のヘリウム灰を模擬する役目をする。このビームによって単位時間あたりに供給される粒子の電流は、 $12\text{A}$ に相当する。 $30\text{keV}$ の $\text{He}^0$ のビームデポジションのピークは、 $r/a \approx 0.2$ にある。

ヘリウムの輸送排気実験に用いられた他の計測器は、真空排気ポートに取り付けられた残留ガスモニタ(RGA)とダイバータを見込む分光器である。RGAは排気ポートにおけるヘリウム原子と水素分子の密度比を求めるのに用いられ、ダイバータ分光は $\text{H}\beta$ 及び $\text{HeII}$ ( $4685.7\text{\AA}$ )の強度を測定する。電子密度はFIR及びミリ波干渉計とトムソン散乱から、電子温度はトムソン散乱とECEから求められる。これらの測定弦を第5.2図に示す。また、 $Z_{\text{eff}}$ は可視制動輻射光の強度から求めている。

実験は、下側にx点をもつダイバータ配位で行われた。主な実験条件は、 $R = 2.9\text{m}$ 、 $a = 0.7\text{m}$ 、 $I_p = 1.0\text{-}1.5\text{MA}$ 、 $B_T = 3.0\text{-}4.5\text{T}$ 、プラズマ体積 $V = 28\text{m}^3$ 、中心電子温度 $T_{e0} = 2.5\text{-}3.5\text{keV}$ 、 $\bar{n}_e = (3\text{-}6) \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ 及び $Z_{\text{eff}}(0) = 3$ である。ヘリウムイオン密度を測定する実験のときには、水素放電の途中で、 $0.2\text{Pam}^3/\text{s}$ 程度の流量(Q)でヘリウムをパフした。二電子性荷電交換法のデータは、 $10\text{-}15\text{MW}$ のNBI加熱が行われているときに取得した。この理由は、NBI加熱プラズマはイオン温度が比較的高くなるので、プラズマの透過率 $T_2(v)$ の大きい比較的能量の高い(数keV以上) $\text{He}^0$ がプラズマから数多く放出され、この計測に都合が良いからである。ヘリウムイオンのエネルギー分布の測定実験では、水素プラズマに $0.3\text{Pam}^3/\text{s}$ 相当の $30\text{keV}$ ヘリウムビームが入射された。この測定に用いられた測定系は絶対較正が行われていな

かったので、実験では相対的なエネルギー分布が求められた。

## 5.3 測定結果

### 5.3.1 信号のS/N

イオン密度測定系（第5.2図(a)）によって検出された17-25keVのヘリウムの計数率の時間変化を、第5.3図に示す。同図中の $I_{acc}$ は、診断ビームのイオン源部における $He^+$ イオンの加速電流を表している。ヘリウムガスバフの実験の場合（同図(a)）、プラズマから放出されるヘリウムは診断ビームが入射しているときだけ検出されている。全ての原子の中で一番電離ポテンシャルが高いため、プラズマ中に存在する $He^0$ 密度は比較的高く（ただし、プラズマ密度と比べると極微量）、特にプラズマ周辺部ではヘリウム高速イオンの2電子捕獲が頻繁に起こっていると考えられる。しかしながら、測定結果は、この粒子束が2電子性荷電交換測定を殆ど妨げないことを示している。このことからわかるように、ヘリウム灰 $He^{2+}$ とプラズマ中に微量に存在する $He^0$ との2電子性荷電交換に対する反応率は、診断ビームを入射したときのものに比べて十分小さく、計測上考慮する必要がない。

30keVヘリウムNB I入射実験時における17-25keVのヘリウムの計数率の時間変化を第5.3図(b)に示す。診断ビームが入射されなくても、30keVヘリウムビームが入射されているときに、高粒子束で $He^0$ が検出されている。このような $He^0$ 粒子束を作り出す過程として、次のことが有力である。 $He^0$ ビームがプラズマ中で電離される時、一度 $He^+$ になった後さらに電離されて $He^{2+}$ になるのが普通である。電離途中の $He^+$ は、周辺プラズマ中に存在する $H^0$ または $He^0$ との衝突を経て中性化され、プラズマから放出されると考えられる。このような過程は、先のヘリウムガスバフのショットでも起こり得るが、生成される $He^+$ のエネルギーは数eV程度と見積もられるので、測定には影響しない。このように、ノイズとなる $He^0$ 粒子束が生ずるのはヘリウム灰を模擬しようとして $He^0$ ビームを入射したからであり、実際の核融合プラズマへの応用を考えた場合、このノイズ粒子束は現れないと考えられる。

以上のように、2電子性荷電交換法は、S/Nの観点からは、何ら問題のないことがわか

る。

### 5.3.2 ヘリウムイオン密度の測定

長パルスのヘリウムパフを行ったときの $n_e$ 、 $P_{NB}$ 、 $Q$ 、 $H\beta^{div}$ 、 $HeII^{div}$ 及び $n_{\alpha 0}$ の時間変化を第5.4図に示す。ここで、 $H\beta^{div}$ 、 $HeII^{div}$ 及び $n_{\alpha 0}$ は、それぞれ、ダイバータ領域の $H\beta$ 、 $HeII$ の強度及びプラズマ中心のヘリウムイオン密度を表している。 $n_{\alpha 0}$ のエラーバーは、主に、イオン温度の測定誤差と $He^0$ のプラズマ透過率の計算誤差で決まっている。ただし、透過率の計算誤差を決めているのは、断面積データの信頼性ではなく、温度分布や密度分布などの測定データである。ヘリウムをパフする以前にプラズマ中にヘリウムイオンが存在していることがわかるが、これらのイオンはダイバータ板や第一壁に吸着されていたヘリウムガスが解放されてプラズマに混入したものと考えられている。 $t=4.5\text{sec}$ 以降、パフされるヘリウムの流量は一定に保たれているにも拘らず、密度の上昇に伴って、 $n_{\alpha 0}$ の変化に飽和傾向が現れている。このことは、ヘリウムの粒子リサイクリング係数 $R$ が1よりやや小さいことを示す。換言すれば、ヘリウムに対して第一壁は完全な反射壁ではなく、ヘリウムを少し吸着する傾向がある、ということである。ヘリウムのパフによる軌道電子の供給が $n_e$ の上昇を引き起こしていると考えれば、ヘリウムのイオン密度は $\Delta\bar{n}_e/2$ と見積もることができる。 $\Delta n_{\alpha 0}$ と $\Delta\bar{n}_e/2$ との比較を第5.5図に示す。ここで、 $\Delta\bar{n}_e$ は、 $r/a=0.5$ を見込む干渉計の測定データから求めている。ガスパフ直後( $t=0-0.3\text{s}$ )を除けば、 $\Delta n_{\alpha 0}$ は $\Delta\bar{n}_e/2$ に概ね一致する。値は、 $\Delta n_{\alpha 0}$ の方がやや高めであるが、これは、ヘリウムイオンの密度分布が中心でピークしていることによる。また、ガスパフ直後に $\Delta n_{\alpha 0}$ が $\Delta\bar{n}_e/2$ より低いのは、パフされたヘリウムの輸送時間のため、中心の密度の上昇は周辺のものより時間遅れがあるからである。

グローバルな粒子バランスの式[15]を使うと、ヘリウムの実効的粒子閉じ込め時間 $\tau_p^*$ を評価することができる。グローバルな粒子バランスの式は次のように与えられる。

$$\frac{dN_{\alpha}}{dt} = \eta_F N_s - \frac{N_{\alpha}}{\tau_p} + R \frac{N_{\alpha}}{\tau_p}$$



$$= \eta_F N_s - \frac{N_\alpha}{\tau_p^*} \quad (5.4)$$

ここで、 $N_\alpha$ 、 $N_s$ 、 $\eta_F$ 、 $R$ 及び $\tau_p$ は、それぞれ、プラズマ全体に閉じ込められているヘリウムの全粒子数、全補給粒子数、粒子補給効率、粒子リサイクリング効率及び粒子閉じ込め時間を表している。実効的粒子閉じ込め時間 $\tau_p^*$ は、 $\tau_p^* = \tau_p / (1-R)$ と定義される。この定義から明らかのように、 $\tau_p^*$ は、主プラズマ側から見た、補給粒子の排気される時定数を表す。ヘリウムイオンの密度分布が電子密度と同じ分布形をとると仮定して、第5.5図をもとに $\tau_p^*$ を評価すると、 $3.0 \pm 1.0$  sとなる。

水素に対するヘリウムの排気傾向の度合を表す量としてエンリッチメント係数 $\eta^*$ があり、次式のように定義される。

$$\eta^* = \frac{(n_{He}/n_H)_{div}}{(n_{He}/n_H)_{main}}$$

ここで、 $(n_{He}/n_H)_{div}$ 及び $(n_{He}/n_H)_{main}$ は、ダイバータ領域及びメインプラズマにおける水素密度に対するヘリウム密度の比を表す。 $(n_{He}/n_H)_{div}$ は、ダイバータ分光またはRGAから求められ、 $(n_{He}/n_H)_{main}$ は2電子性荷電交換法から求められる。第5.4図に示したショットの場合、 $(n_{He}/n_H)_{div} = 0.036$ 、 $(n_{He}/n_H)_{main} = 0.13$ であった。よって、 $\eta^* = 0.28$ になる。この値のように $\eta^*$ が1よりずっと小さいことは、水素と比べヘリウムの方が排気し難いことを示している。 $\eta^*$ のプラズマパラメータ依存性は、文献[16]に記載されている。

### 5.3.3 ヘリウムイオンのエネルギー分布の測定

この測定は、30keVのヘリウム中性粒子ビームを入射して、熱外領域の $\alpha$ 粒子を模擬し、同時にそのビームを診断ビームに見立てて、先に述べたのと同じ方法でプラズマの外に放出される $He^0$ を中性粒子分析器でエネルギー分析するものである。計算によると、30keV NBIのデポジションのピークは、 $r/a = 0.2$ 付近にある。測定されたヘリウムイオンのエネルギー分布を第5.6図に示す。同図中の実線は、エネルギー分布のピッチ角方向の等方性を仮定して計算され

たFokker-Planck方程式の解[17]で、以下のように与えられる。

$$f_{b-}(E) = \frac{S_0 \tau_{se}}{E^{3/2} + E_c^{3/2}} \quad (E < E_b) \quad (5.5)$$

$$f_{b+}(E) \cong \frac{S_0 \tau_{se}}{E^{3/2} + E_c^{3/2}} \exp \left[ - \frac{2 \left( 1 + \left( \frac{E_c}{E_b} \right)^{3/2} \right) E^{1/2} - E_b^{1/2}}{\frac{T_e}{E_b} + \left( \frac{E_c}{E_b} \right)^{3/2} \frac{T_i}{E_b}} E_b^{1/2} \right] \quad (E > E_b) \quad (5.6)$$

ここで、 $S_0$ はHeNB Iによる粒子供給、 $\tau_{se}$ は電子によるヘリウムイオンの減速時間、 $E_b$ はHeの入射エネルギー、また、 $E_c$ はビームから電子及びイオンに移行するエネルギーが等しくなる臨界エネルギーを表し、ビームが $\text{He}^{2+}$ でプラズマが軽水素の場合には、 $E_c \approx 5.8(1-f)^{2/3} T_e$ である。ここで、 $f$ は電子密度に対するヘリウムイオン密度の比を表している。(5.5)及び(5.6)式中の $S_0$ の値は、測定されたエネルギー分布と(5.5)及び(5.6)式から計算される値が、 $E = E_b$ で等しくなるように与えられる。また、 $\tau_{se}$ はプラズマ中心付近の値を使って計算される。第5.6図の白丸は、エネルギー分布の測定データから(5.5)及び(5.6)式の計算値を差し引いた残りを表している。この白丸の分布はマックスウェル分布となっており、この直線の傾きからイオン温度を計算すると $3.6 \pm 0.3 \text{ keV}$ となり、ビーム分光または不純物の共鳴線から求めたイオン温度と良く一致する。

先に求めた2つの分布関数から、全ヘリウムイオンに占めるビーム成分の割合を求めることができる。ビーム成分の割合の時間変化を第5.7図に示す。ここで、ヘリウムビームは $\tau_{inj} = 0 \text{ s}$ に入射され始め、 $\tau_{inj} = 2 \text{ s}$ まで一定ビーム量で入射され続ける。時間の経過につれてビームの割合 $F_{\text{non-th}}$ が減少するのは、ヘリウムビームが入射され続けることでバルクのヘリウムイオン密度が増加するからである。いま、ヘリウムの空間分布は電子密度の分布形に相似形である、ヘリウムのビーム成分はプラズマ全体に様に分布する、更に、ヘリウムビーム成分の輸送がないと仮定すると、 $F_{\text{non-th}}$ を大まかに評価することができる。ヘリウムビームの減速過程が古典的であれば、十分に減速しきっていないヘリウムの密度は $\tau_{se} n'$ と与えられる。ここで、

$n'$ は、単位時間あたりにHe NB Iによって供給される平均ヘリウムビーム密度を表す。プラズマ周辺に供給されたヘリウムが中心に達する時間（JT-60では、0.05-0.07 s）より長い時間スケールでは、He NB I入射開始後 $\tau_{inj}$ たった後のヘリウムイオン密度は、(5.4)式を積分して、 $[n'_p \tau_p^* \{ \exp(\tau_{inj}/\tau_p^*) - 1 \} + n_{bg}] \exp(-\tau_{inj}/\tau_p^*)$ と与えられる。ここで、 $n_{bg}$ は、He NB I入射前に存在するヘリウムの密度を表す。したがって、ヘリウムビーム成分の割合は以下の式で計算される。

$$F_{non-th} = \frac{\tau_{se} n'}{\tau_p^* n' \left[ \exp\left(\frac{\tau_{inj}}{\tau_p^*}\right) - 1 \right] + n_{bg}} \exp\left(-\frac{\tau_{inj}}{\tau_p^*}\right) \quad (5.7)$$

第5.7図に示されている実線は、 $\tau_p^*$ をパラメータとした(5.7)式の計算値である。ここで、 $n' = 2.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}/\text{s}$ 及び $n_{bg} = 2.1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ とした。この図から明らかなように、 $\tau_p^* \geq 3$ とすれば、計算値は測定データと一致する。この $\tau_p^*$ の値は、第5.5図に示した $\Delta n_{\alpha 0}$ の時間変化から求めた値に矛盾しない。

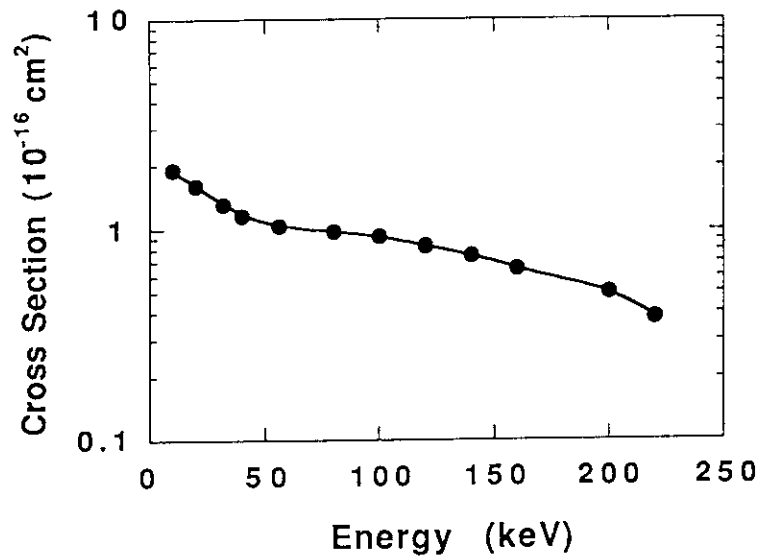
## 5.4 まとめ

ヘリウムイオンとヘリウム原子ビームの2電子性荷電交換反応を利用して、プラズマ中ヘリウムイオン密度及びそのエネルギー分布の測定を行った。得られたヘリウムイオン密度及びエネルギー分布は、他の計測又は理論と比較すると、理にかなったものであった。このことは、ヘリウムの2電子性荷電交換反応を利用した方法が、ヘリウム灰の挙動診断法となり得ることを示している。ただし、この実験で確かめられたのは、測定対象となるヘリウムのエネルギーが、熱及び熱外領域 ( $E \leq 35 \text{ keV}$ )にある場合であるが、同じ測定装置を使えば、最高400keVまでの高エネルギーヘリウムイオンを検出できるはずである。ここで述べた実験は、Postらによって提案された診断法の有効性を実証した実験といえる。しかしながら、核融合反応で生成されたMeV領域の $\alpha$ 粒子の挙動診断法を確立するためには、さらに進んだ技術開発が必要であ

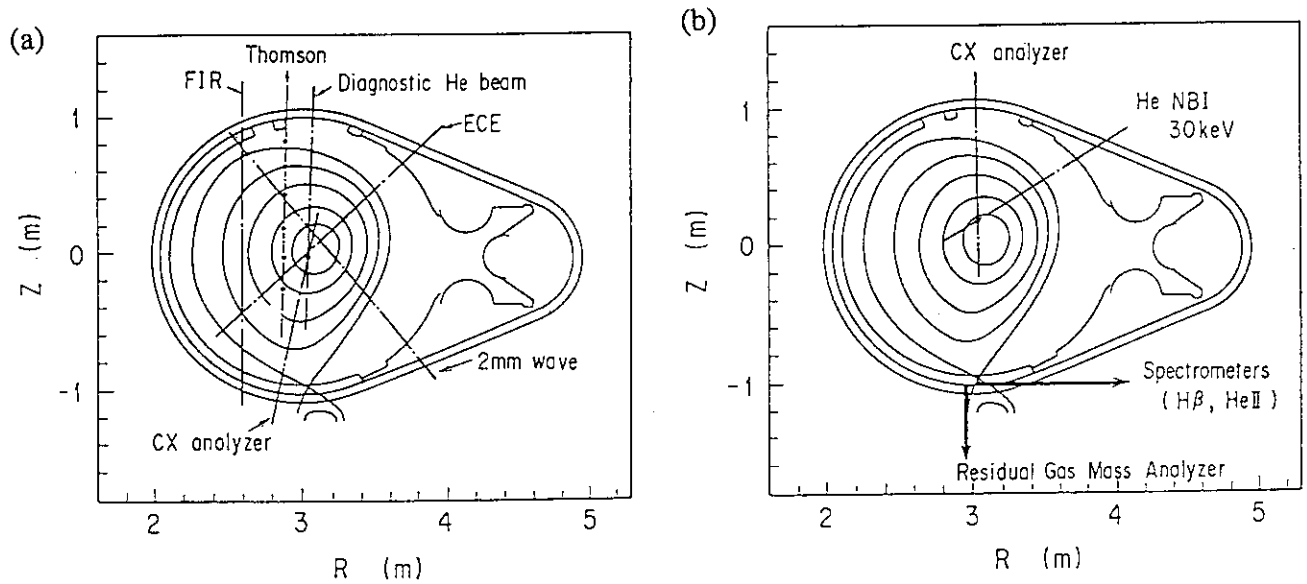
る。具体的には、より高エネルギーの診断ビームの開発及びMeV領域の粒子の検出技術の開発が、今後の課題となってくる。

## 参考文献

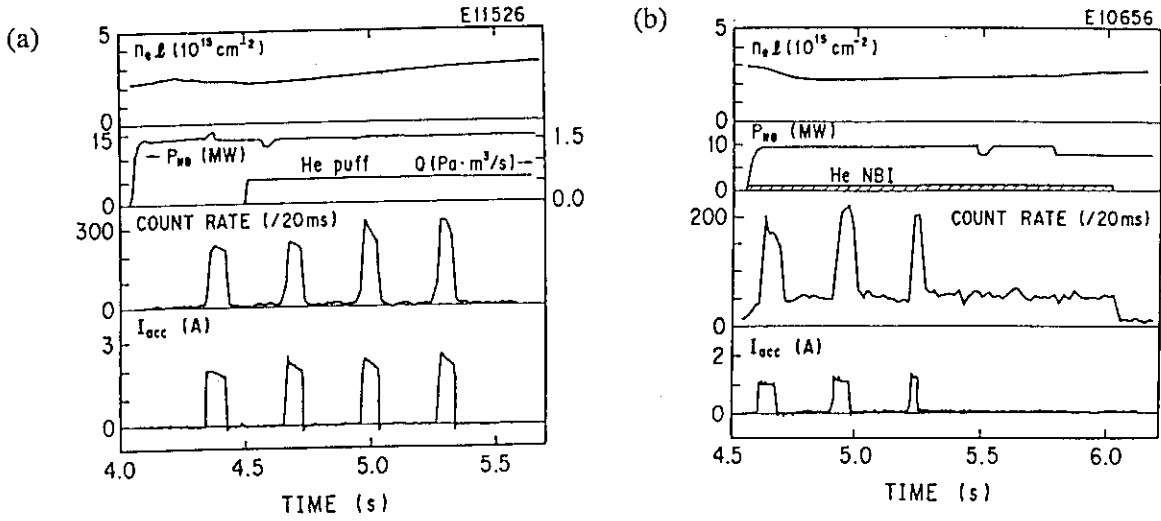
- [1] M. Shimada, M. Nagami, K. Ioki et al., Phys. rev. Lett. **47** (1981) 796.
- [2] R.J. Fonk, R.A. Hulse, Phys. Rev Lett. **52** (1984) 530.
- [3] J.D. Strachan, A. Chan, Nucl. Fusion **27** (1987) 1025.
- [4] R.E. Chrien, H.P. Eubank, D.M. Meade, J.D. Strachan, Nucl. Fusion **21** (1981) 1661.
- [5] D.E. Post, D.R. Mikkelsen, R.A. Hulse, L.D. Stewart, J. C. Weisheit, Journal of Fusion Energy **1** (1981) 129.
- [6] Y. Kusama, K. Tobita, T. Itoh, et al., Rev. Sci. Instrum. **61** (1990) 3220.
- [7] G.W. Hammet, R. Kaita, J.R. Wilson, Nucl. Fusion **28** (1988) 2027.
- [8] J.D. Garcia, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **240** (1985) 552.
- [9] M.E. Rudd, T.V. Goffe, A. Itoh, Phys. Rev. A **32** (1985) 2128.
- [10] V.V. Afrosimov, G.A. Leiko, Yu.A. Mamaev, M.N. Panov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **67** (1974) 1392: Sov. Phys.-JETP **40** (1974) 661.
- [11] M.E. Rudd, R.D. DuBois, L.H. Tobren, C.A. Rattcliff, T.V. Goffe, Phys. Rev. A **28** (1983) 3244.
- [12] R.K. Janev, W.D. Langer, K. Evans, D.E. Post, *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas*, Springer series on Atoms and Plasmas, Vol.4 (1987). Springer, Verlin.
- [13] R.K. Janev, Phys. Rev. A **28** (1983) 1810.
- [14] K. Tobita, T. Itoh, A. Sakasai et al., Plasma Phys. Contr. Fusion **32** (1990) 428.
- [15] 例えば K. Yamada, S. Tsuji, K. Shimizu et al., Nucl. Fusion **27** (1987) 1203.
- [16] H. Nakamura, K. Tobita, Y. Koide et al., Fusion Technology (in press).
- [17] J.D. Gaffey Jr., Plasma Phys. **16** (1976) 149.



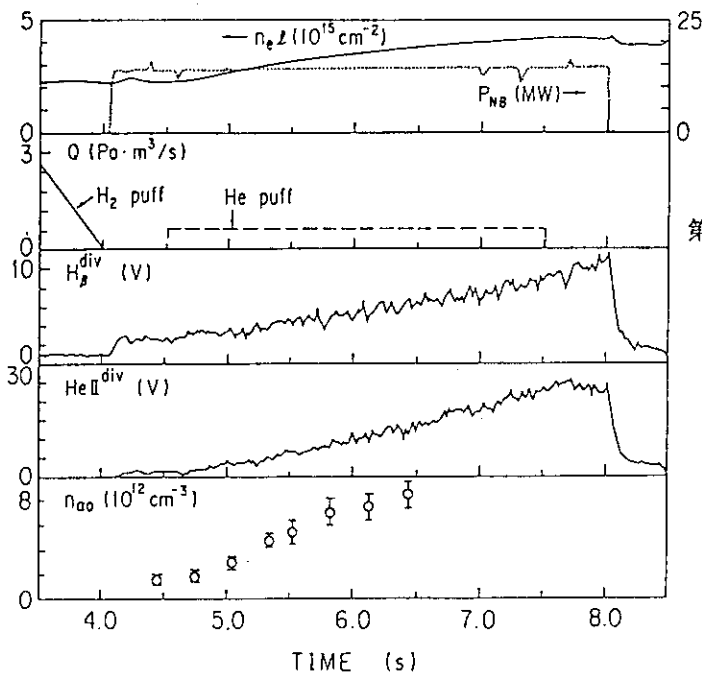
第5.1図 2電子性荷電交換反応 ( $\text{He}^{2+} + \text{He}^0 \rightarrow \text{He}^0 + \text{He}^{2+}$ ) の断面積



第5.2図 ヘリウムの輸送及び排気実験に使われたの測定形の配置。2電子性荷電交換計測は、ヘリウム密度測定系 (a) とエネルギー分布測定系 (b) からなる。

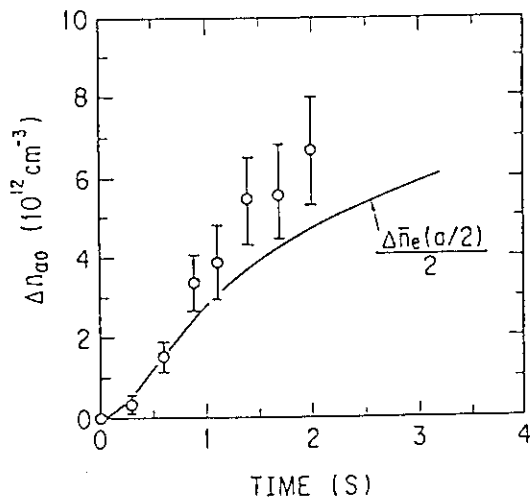


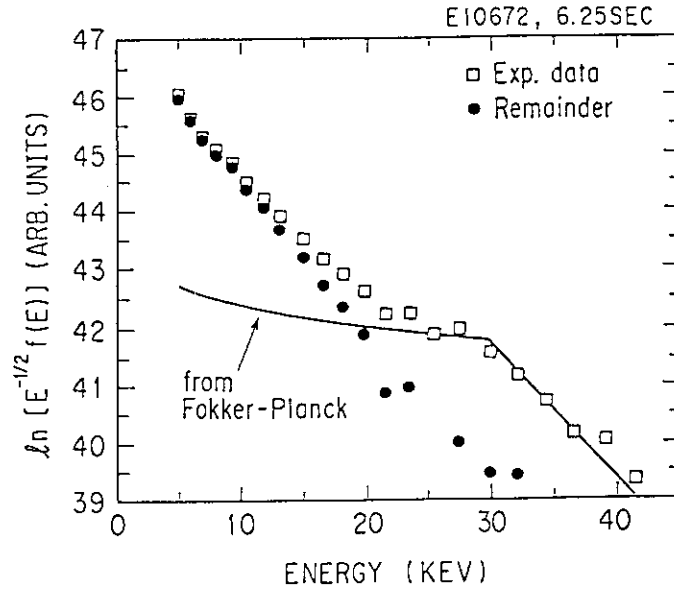
第 5.3 図 ヘリウムガスパフ (a) 及びヘリウム NBI 実験において、ヘリウム密度測定系で検出された 17-25keV ヘリウム粒子束の総和の時間変化。ここで、 $I_{acc}$  は、診断ビームの引出し電流を表す。



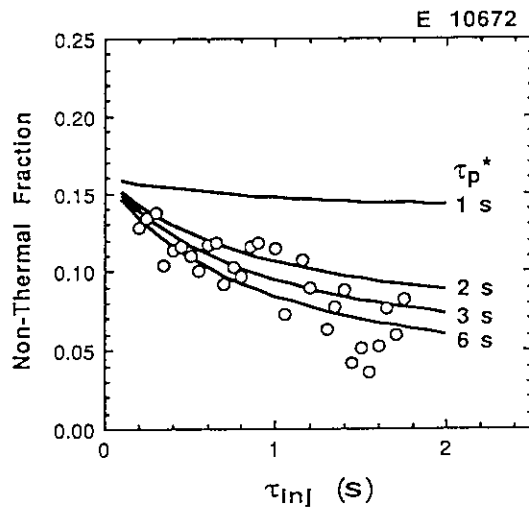
第 5.4 図 ヘリウムを長時間パフしたショットにおける  $n_e$ 、 $P_{NB}$ 、 $Q$ 、 $H_I^{div}$ 、 $H_{II}^{div}$  及び  $n_{\alpha 0}$  の時間変化

第 5.5 図 第 5.4 図のショットのガスパフ開始後の  $\Delta n_{\alpha 0}$  と  $\Delta \bar{n}_e / 2$  との比較





第 5.6 図 30keVのHeNBI入射実験において得られたヘリウムイオンのエネルギー分布 (□)。実線はFokker-Planck方程式の定常解を、●は□から実線の値を引いた残りを示す。



第 5.7 図 30keVのHeNBI入射実験において得られたヘリウムビーム成分の割合の時間変化 (○)。実線は、(5.7)式の計算値を示す。

## 6. 能動的中性粒子計測系における寄生現象

### － 計測系の適切な配置について －

測定原理、関連する原子過程、現在持ち合わせている測定技術等を考慮すると、中性粒子計測法は、完成度の高いプラズマ診断法であり、実際、多くの核融合実験装置において利用されてきている。

能動的中性粒子計測系の配置は、それぞれの目的に応じて、様々な配置の仕方が考えられよう。ただし、これらの配置の中には、測定に支障をきたす不適切な配置もあることを心に留めておかなければならない。本章では、JT-60の能動的中性粒子計測系で得られた測定データを示しながら、中性粒子計測系を構成する際に、避けなければならない計測系の配置について述べる[1]。ここでは、ヘリウムビームを用いた能動的中性粒子測定系について取り上げるが、同様の問題は、水素ビームを診断ビームとする測定系、または、NBI加熱のあるときの受動的中性粒子計測系にも起こりうる。

### 6.1 観測された寄生現象

#### 6.1.1 寄生現象とは

まず、中性粒子計測系の配置について考えるようになったいきさつを簡単に述べる。JT-60では、高速中性粒子の弾性散乱を利用してプラズマイオン温度を測定している。JT-60実験の初期には、第6.1図(a)のように診断ビームと分析器を配置して、期待どおりの信号を得ることができた。ところが、その後、同図(b)のように、分析器の視線がダイバータ付近を通るように分析器を配置すると、検出される中性粒子束は1桁以上増えて、本来の信号がノイズ粒子束に埋もれてしまう現象がときどき起こった。この異常な中性粒子束の増加現象は、後で説明するように、診断ビームを入射することによって寄生的に起こる現象なので、これを寄生現象と呼ぶことにする。

この寄生現象を避けるためには、診断ビームの入射方向と分析器の視線の方向を適切に選ぶことが重要である。



### 6.1.2 実験条件

ここに述べる中性粒子計測系とは、前章まで取り上げてきた計測装置と同一のもの（小角散乱測定装置）である。寄生現象の起こるのは、測定系が第6.1図（b）のように配置されている場合である。ヘリウムの診断ビームは磁場に対して垂直にプラズマ上方から入射される。診断ビームの正味の入射ビーム強度は0.3 A相当であり、ビーム径は0.05 mである。中性粒子分析器も、磁場に垂直に、しかも、その視線がプラズマ中心付近で診断ビームの軸と $5.3^\circ$ で交わるように配置されている。第6.1図（b）のように、プラズマが下X点ダイバータ配位のとときには、分析器の視線はX点付近を通過する。分析器は、E//B型であるので、プラズマから飛び出してくるヘリウム原子ビームのみを選択的に測定することができる。

この章に述べる測定は、 $R = 2.9$  m、平均副半径 $\bar{a} = 0.7$  m、 $I_p = 0.4\text{-}1.5$  MA及び $B_T = 3.0\text{-}4.5$  Tの条件下で行なわれた。

### 6.1.3 観測された寄生現象の特徴

第6.2図（a）に、この測定装置で得られる典型的な測定データを示す。この図には、第4章で述べたように、プロトンとの散乱で生じたなだらかなピークと不純物イオンとの散乱等によって生じた鋭いピークが見られる。これが、この測定によって期待される信号なのだが、下X点ダイバータ配位のとときには、ときどき、第6.2図（b）に示すようなエネルギースペクトルになることがあった。この寄生的なスペクトルの特徴は、同図（a）に示される信号よりも、強度が1桁程度高いことと、スペクトルの概形が粒子損失の多い場合のビームの減速分布に似ていることである。強度から判断すると、第6.2図（b）のようなエネルギースペクトルは、この計測本来の中性粒子の散乱ではなく、別の現象で生じているのに違いない。もちろん、この現象が起こるときにも散乱中性粒子は分析器に検出されているだろうが、この散乱信号は、問題の高中性粒子束に埋もれて見えなくなっている。

放電パラメータ・スキャンの結果わかったことは、この寄生現象が出現するか否かは、プラズマ表面の安全係数 $q$ によることである。第6.3図は、寄生現象の出現領域を示す。同図中の $q_{\text{eff}}$ は、X点における $q$ の特異性を避けるために導入した実効的な安全係数であり、以下のよう

に定義される。

$$q_{\text{eff}} = q_{\text{cyl}} \left[ 1 + \left( \frac{a}{R} \right)^2 \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left( \beta_p + \frac{l_i}{2} \right) \right\} \right] \quad (6.1)$$

ここで、 $a$ 、 $\beta_p$ 及び $l_i$ は、それぞれ、プラズマ副半径、ポロイダルベータ値及びプラズマの内部インダクタンスを表す。また、 $q_{\text{cyl}}$ は、円筒プラズマの表面の安全係数を表し、 $2\pi a^2 B_T / \mu_0 R I_p$ で与えられる（ここで、 $\mu_0$ は真空中の透磁率を表す）。第6.3図から、寄生的な現象は、 $q_{\text{eff}} \geq 4.2$ のときに起こり、 $\bar{n}_e$ や追加熱パワー $P_{\text{add}}$ に依存しないことがわかる。寄生現象の出現に $q_{\text{eff}}$ が関与していることは、この現象がプラズマ境界付近の粒子軌道に関して起こることを示唆する。

## 6. 2 寄生現象の解釈

### 6.2.1 寄生現象の物理的描像

寄生現象がどのように引き起こされるのか、簡単な描像を示す。いま、第6.4図のように、診断ビームと分析器は同じポロイダル断面内にあるものとし、それらの軸は磁場と直交するものとする。診断ビームは、水素でもヘリウムでもよいが、ここでは、ヘリウムビームの場合について説明する。磁場中におけるイオンの軌道は、案内中心のドリフトと案内中心の周りのラーマ運動からなるが、問題とするイオンのラーマ半径は1 cm 以下と小さいので、ここでは、案内中心の運動だけを考える。プラズマ周辺部でイオン化されたビームは、その電離点を上先端に持つような捕捉軌道(バナナ軌道)をとる。もし、分析器の視線上にその捕捉ビームが下反射点を持ち、その反射点においてプラズマ中の残留中性粒子によってビームが中性化されると、第6.2図(b)のようなエネルギースペクトルが得られる可能性がある。もちろん、分析器は、電離されて捕捉されたイオンの描くバナナ軌道の先端を直接見込んでなくても、何回か衝突した後の捕捉イオンのバナナ軌道の先端を見込めば、上述のようなことが起こりうる。ここで、磁場に垂直な測定軸を持つように設置された中性粒子分析器は、第6.5図のように、そ

の視野の中に捕捉軌道の先端（反射点）を持つ捕捉イオンのみを測定することを注意しておく。この理由は、中性化された後、分析器の軸に沿って飛行する粒子は、中性化された時点で  $v_{\parallel}/v = 0$  であったものに限られるからである（分析器の軸は磁力線と直交するとしたので）。次に、この描像をさらに検討して、第6.3図のデータの説明を試みる。

ヘリウムビームは、電離されると大部分が  $\text{He}^+$  イオンとなる（一回の衝突で、 $\text{He}^{2+}$  となるイオンの割合は、数%程度である）[2]。最初に、 $\text{He}^+$  が  $q=4$  の磁気面付近で描く粒子軌道を考える。 $q=4$  のとき、 $\text{He}^+$  は、トーラス方向に2回周回した後、下側の反射点に到達して反射され、もとの電離点近くに戻る。この粒子軌道は、ポロイダル断面に投影するとバナナの形をしていることからバナナ軌道と呼ばれるが、3次元的にみると、プラズマ電流方向に歳差運動するため捕捉粒子の軌道は閉じることがない[3]。捕捉イオンが歳差する理由は、磁力線のシアの効果のため、1バナナ周期（1バウンス）当たりに捕捉イオンが内側の磁力線に沿って動くときのトロイダル方向の距離と、外側の磁力線に沿ったときのそれとでは、差が生ずるからである。捕捉イオンのこのようなプラズマ電流方向への歳差運動を考慮すると、 $q = 4 + \alpha$  ( $\alpha > 0$ ) の磁気面付近にある捕捉イオンの最初の反射点は、歳差方向を川の流れになぞらえたとき、分析器の視野の上流に位置し、数度バナナ軌道を描いた後、バナナの先端は分析器の視野に入る可能性がある。したがって、プラズマ周辺付近で  $q = 4 + \alpha$  ( $\alpha > 0$ ) ならば、寄生現象が起こりうる。

一方、 $q = 4 - \alpha$  ( $\alpha > 0$ ) のときには、捕捉  $\text{He}^+$  イオンの最初の反射点は分析器の視野より僅かに下流にあるため、この捕捉イオンが分析器の視野に入るためには、トーラス方向に1周歳差運動する必要がある。ところが、JT-60の典型的な歳差時間  $\tau_{\text{precess}}$  は1msあり、この時間は  $\text{He}^+$  の平均電離時間  $\tau_{12}$  (0.1ms) よりずっと長いため、捕捉  $\text{He}^+$  はトーラスを1周するうちに、 $\text{He}^{2+}$  になってしまう。ここでいう電離とは、 $\text{He}^+ + e \rightarrow \text{He}^{2+} + 2e$  の反応である。一度  $\text{He}^{2+}$  になったイオンは、中性化されるまでに、 $\text{He}^{2+} + \text{H}^0 \rightarrow \text{He}^+ + \text{H}^+$  及び  $\text{He}^+ + \text{H}^0 \rightarrow \text{He}^0 + \text{H}^+$  からなるカスケード過程を経なければならないので、 $\text{He}^{2+}$  が中性化される可能性は、 $\text{He}^+$  から中性化されるものに比べると、殆どないといってよい。即ち、 $q \leq 4$  のときには、 $\text{He}^+$  の歳差運動よりも電離の方が重要になり、寄生的な中性粒子束は生じない。このような考え方は、第6.4図の  $q=4$  付近の観測データを定性的に説明しうる。

ここまでは、一例として $q=4$ 付近についてだけ見てきたが、 $q$ が偶数の有理面付近では、同様の現象が起こる。ところが、第6.4図には、 $q=4$ 以外には寄生現象の出現を分け隔てる境界は見られず、最外殻磁気面で $q>4$ のときには必ず寄生現象が起こっている。この食い違いについては、次のように考えればよいだろう。第6.6図のように、一般に、トカマクの $q$ 分布は周辺で急激に変化するので、高 $q$ の放電では周辺プラズマに必ず偶数の有理面が存在することになる。よって、 $q>4$ の放電では、いつも寄生的な高中性粒子束が観測されているのである。

### 6.2.2 先の解釈を裏付ける実験結果

低域混性波(LHRF)による電流駆動時の $\text{He}^0$ 粒子束の時間変化は、前述の解釈を支持する。第6.7図は、LHRF電流駆動実験時における $n_e I$ 、ループ電圧 $V_{\text{loop}}$ 、 $P_{\text{NB}}$ 、LHRF入射パワー $P_{\text{LH}}$ 及び分析器で測定された $\text{He}^0$ 粒子束の時間変化を表す。このショットでは、 $q_{\text{eff}}=4.6$ であり、 $t=6.0-7.0$  sの間LHRFによって電流が駆動されているため、この間 $V_{\text{loop}}$ が低下している。診断ビームは、NB I + LHRF時に2発、NB I単独時に1発入射されている。いま、 $\text{He}^0$ 粒子束の時間変化に注目すると、NB I + LHRF時に観測されたこの粒子束は期待される信号レベルよりもずっと高く、このときに寄生現象の起こっていることがわかる。一方、NB I単独時には、 $\text{He}^0$ 粒子束は、寄生現象のない期待される信号レベルまで下がっている。このことは、寄生現象を説明する上で、プラズマ電流分布が鍵であることを示唆する。

LHRFでプラズマ電流を駆動したとき、電流分布の平坦化が起こることはよく知られている[4]。プラズマ電流分布の平坦化は、プラズマ境界付近で $q$ が上昇することに相当する。LHRFを入射する前、周辺プラズマにおける磁気面の $q$ が寄生現象の起こる値よりも、僅かに小さかったとすれば、LHRFの入射によって $q$ が上昇し、寄生効果が起こりうる。この解釈は、第6.7図の結果を良く説明するように思われる。

図からわかるように、LHRF入射中止後の $\text{He}^0$ 粒子束の低下の時定数は、30-50 msである。 $q$ の時間変化は、 $\tau_{\text{sk}} \approx \sigma \mu_0 d^2$ で与えられる表皮時間 $\tau_{\text{sk}}$ によって特徴づけられる。ここで、 $\sigma$ はプラズマの電気伝導度を、 $d$ はプラズマ表面からの深さを表す。電気伝導度はSpitzerの式[5]に従うと仮定し、JT-60のプラズマ周辺の値として、 $T_e = 200$  eV、 $d = 10-15$  cmを代

入して計算すると、 $\tau_{sk} = 25\text{-}56 \text{ ms}$  となる。この値は、観測された $\text{He}^0$ 粒子束の低下時間と矛盾しない。

以上のように、LHRFによる電流駆動時の $\text{He}^0$ 粒子束の時間変化は、前節で提示した寄生現象の描像を支持する結果になっている。

### 6. 3 寄生現象の定量的評価

前節では、寄生現象の特徴を示し、その寄生現象を定性的によく説明できる描像を提示した。本節では、この描像に基づいて、定量的な議論をする。

#### 6.3.1 寄生的現象で生ずる中性粒子束強度

前節で寄生的現象の描像を述べたが、この節では、この描像から観測された中性粒子束が説明できるかどうか考えることにする。この描像に基づいて中性粒子束を計算するためには、プラズマ境界付近の $\text{H}^0$ 密度が既知でなければならない。残念ながら、この密度の正確な値がわからないので、ここでは、測定された中性粒子束から $\text{H}^0$ の密度を逆算し、その値が妥当か否かによって、前節で与えた描像の妥当性を判断する。

入射された $\text{He}^0$ が電離されて $\text{He}^+$ になった後、その $\text{He}^+$ がプラズマを周回して分析器の視野に入るまでにかかる時間 $\tau_f$ は、ピッチ角が $90^\circ$ 偏向する時間 $\tau_D$ よりずっと短い。よって、前節で述べた描像に基づけば、分析器に検出される粒子数 $N_D$ は、大まかに以下の式で見積ることができる。

$$N_D \approx n_{\text{He}^+} n_{\text{H}^0} \langle \sigma_{10^{\text{V}}} \rangle \eta_a \Delta V \frac{\Delta \Omega}{4\pi (\tau_f/\tau_D)} \Delta t \quad (6.2)$$

ここで、 $n_{\text{He}^+}$ 、 $n_{\text{H}^0}$ 、 $\eta_a$ 、 $\Delta V$ 、 $\Delta \Omega$ 及び $\Delta t$ は、それぞれ、分析器の見込んでいるプラズマ境界付近の $\text{He}^+$ 密度、 $\text{H}^0$ 密度、分析器の検出効率、観測体積、観測立体角及びサンプリング時間を表している。また、 $\langle \sigma_{10^{\text{V}}} \rangle$ は、 $\text{He}^+ + \text{H}^0 \rightarrow \text{He}^0 + \text{H}^+$  に対する反応率係数を表す。 $n_{\text{He}^+}$ は、

次式によって計算できる。

$$n_{\text{He}^+} \approx n_b \left[ 1 - \exp \left( \frac{1}{V} n_e^{\text{edge}} \langle \sigma_{01} v_e \rangle \right) \right] \exp \left( - n_e^{\text{edge}} \langle \sigma_{12} v_e \rangle \tau_f \right) \quad (6.3)$$

ここに、 $\langle \sigma_{10} v_e \rangle$  と  $\langle \sigma_{12} v_e \rangle$  は、 $\text{He}^0$  及び  $\text{He}^+$  の 1 電子損失反応に対する反応率係数を表す。また、 $n_b$  は診断ビームの数密度を表している。6.2.1 節に述べた理由で、 $\tau_f$  は捕捉イオンのバウンス時間  $\tau_{\text{bounce}}$  程度でなければならない。 $\tau_{\text{bounce}}$  は、近似的に  $L/(\epsilon v)$  で与えられる。ここで、 $L$  はバナナ軌道の反射点間の距離、 $\epsilon$  は逆アスペクト比、 $v$  はイオンの速度を表している。

(6.2)式において、 $\tau_f$  を  $\tau_{\text{bounce}}$  で置き換えて、我々の実験条件 ( $n_e^{\text{edge}} = 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n_b = 1.5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ,  $n_a = 8 \times 10^{-3}$ ,  $\Delta V = 500 \text{ cm}^3$ ,  $\Delta \Omega = 2.5 \times 10^{-7} \text{ str}$ ,  $\Delta t = 0.02 \text{ s}$ ,  $\langle \sigma_{01} v_e \rangle = 6 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$ ,  $\langle \sigma_{12} v_e \rangle = 4 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ ,  $\langle \sigma_{10} v \rangle = 2 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$ ,  $N_D = 1000$ ) を代入すると、 $n_{\text{He}^+} = 1.0 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  及び  $n_{\text{H}0} = 2.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  を得る。 $n_{\text{H}0}$  の値は、JT-60 のプラズマ境界付近の中性粒子密度として妥当な値である [6]。

よって、粒子束強度の観点から、先に提示した寄生現象に対する解釈は、測定結果と矛盾しない。

### 6.3.2 寄生的現象で生ずる中性粒子のエネルギー分布

寄生現象で発生する  $\text{He}^0$  中性粒子のエネルギー分布も、この原因を同定するうえで、貴重な情報となる。先ず、第 6.1 図 (b) に示した計測系の配置を再度検討してみよう。診断ビームの軸と分析器の軸とは、赤道面に対して対称ではないので、プラズマに捕捉された  $\text{He}^+$  がプラズマイオンと 1 回もイオンと衝突せずに中性化され、分析器に検出されることはありえない (診断ビームがプラズマに捕えられて最初に  $\text{He}^+$  の持つピッチ角と分析器に検出される  $\text{He}^+$  のそれとでは、赤道面上で  $2^\circ$  違いがある)。  $\text{He}^+$  が分析器で検出されるためには、プラズマ中に数百  $\mu\text{s}$  程度滞在して、イオンとの衝突によって偏向を受け、分析器に検出される捕捉軌道に入らなければならない。  $\text{He}^+$  が偏向を受けるのと同時に減速も進むので、もし、前述の解釈が正しいなら、測定されたエネルギー分布はプラズマ周辺における  $\text{He}^+$  ビームの減速過程を反映

しているはずである。

プラズマに入射されたビームの減速過程は、Fokker-Planck方程式によって記述できる。He<sup>+</sup>の速度分布を求めるうえで、He<sup>+</sup>の電離過程は粒子損失と等価なので、粒子損失項を含む2次元のFokker-Planck方程式を採用する。この方程式は、以下のように与えられる [7]。

$$\tau_s \frac{\partial f_b(v, \xi)}{\partial t} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} (v^3 + v_c^3) f_b + \frac{Z_2 v_c^3}{2 v^3} \frac{\partial}{\partial \xi} (1 - \xi^2) \frac{\partial f_b}{\partial \xi} - \frac{\tau_s}{\tau_{12}} f_b + \tau_s S_0 \quad (6.4)$$

上式の右辺は、第1項が電子及びイオンとの衝突による速度拡散の項を、第2項がピッチ角散乱の項を、第3項が粒子損失の項を、第4項がソース項を表す。ここで、 $f_b(v, \xi)$ はHe<sup>+</sup>の速度分布関数を表す。 $\xi (= \cos \theta)$ はピッチ角を表し、 $S_0$ は点 $(v_b, \xi_b)$ にビーム入射により供給されるソースを表す。また、 $v_c$ は高速イオンからバルクイオンに渡されるパワーと電子に渡されるパワーとがバランスする臨界速度を、 $\tau_s$ は電子による減速時間を、 $\tau_{12}$ はHe<sup>+</sup>の電子衝突電離時間を表し、 $(n_e \langle \sigma_{12} v_e \rangle)^{-1}$ と与えられる。 $v_c$ 、 $\tau_s$ 及び $Z_2$ は、以下のように与えられる。

$$v_c [\text{cm/s}] = 4.5 \times 10^9 T_e^{1/2} [\text{eV}] \quad (6.5)$$

$$\tau_s [\text{s}] = \frac{6.3 \times 10^8 A_i T_e^{3/2} [\text{eV}]}{n_e [\text{cm}^{-3}] \ln \Lambda} \quad (6.6)$$

$$Z_2 = \frac{\sum_i n_i Z_i}{\sum_i n_i Z_i^2 A_b / A_i} \quad (6.7)$$

ここで、 $\ln \Lambda$ 及び $A_b$ は、それぞれ、クーロン対数とビームの質量数を、また、 $A_i$ 、 $Z_i$ 及び $n_i$ は、プラズマイオンの質量数、電荷数及び密度を表す。(6.4)式に、 $v_b = 2 \times 10^8 \text{ cm/s}$ 、 $\xi_b = 0.39$ 及び $\xi = 0.42$ を代入すると、第6.8図に示す結果が得られる。この図において、●は測定結果を、線は $T_e$ をパラメータとした計算結果を示す。計算結果は、主に、 $T_e$ に支配され、 $n_e$

には殆ど依存しない。計算結果が  $n_e$  によらない理由は、(6.4) 式の粒子損失項の  $\tau_s$  と  $\tau_{12}$  は共に  $n_e$  に反比例するので、 $\tau_s/\tau_{12}$  の密度依存性が消えるからである。図からわかるように、測定されたエネルギー分布は、 $T_e = 200 \text{ eV}$  のときの計算値と一致する。この  $T_e$  の値は、JT-60 の周辺電子温度として妥当な値である。

この結果から、寄生現象は、プラズマエッジ付近で、 $\text{He}^+$  が  $\text{H}^0$  によって中性化されて起こる、とする先の描像の妥当性が示された。

## 6.4 結論

JT-60 の中性粒子測定装置を例にとり、能動的中性粒子計測法においてノイズとなりうる寄生的な高中性粒子束が生ずる現象について、その特徴と描像を述べてきた。分析器の視線がダイバータ等の高リサイクリング領域（プラズマ中の中性粒子密度が高い領域）を見ているときに、この寄生的な中性粒子束は高くなり、測定の妨げとなる可能性がある。 $\text{He}^0$  をプローブとして用いる場合に限れば、寄生現象の出現領域は、プラズマ表面の  $q$  に依存する。JT-60 で観測されたこの現象は、周辺プラズマに捕捉されたビーム  $\text{He}^+$  が、プラズマ中に存在する  $\text{H}^0$  によって中性化されるために起こる、という解釈でよく説明できた。

この寄生的な高中性粒子束を避けるためには、中性粒子測定系の配置を以下のようにすればよい。

- (1) 中性粒子の検出系（分析器）は、できるだけ低リサイクリング領域からプラズマを見込むように配置されるべきである。このように配置することによって、周辺プラズマ中の中性粒子密度  $n_{H0}$  は劇的に下がり、(6.2) 式からわかるように、寄生的な中性粒子束も計測上問題のないレベルまで低下しうる。実際、JT-60 において第 6.1 図 (a) のように配置すると、寄生的な中性粒子束が観測されない理由は、分析器が低リサイクリング領域からプラズマを見込んでいることによる。
- (2) 診断ビームの入射軸と分析器の測定軸とが、赤道面に対してできるだけ非対称になるように、測定系を配置すべきである（第 6.9 図）。このような配置のとき、診断ビームがプラズマに捕捉されてから、分析器に測定されうるピッチ角まで散乱されるのに時間が

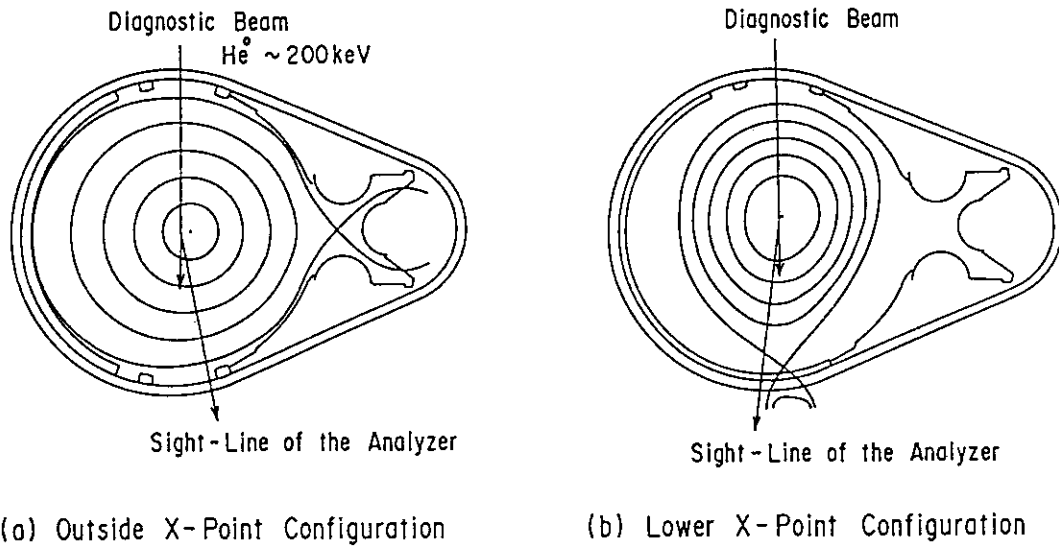


かかる。この間に、ビームイオンは速度空間上の広い領域にわたって拡散するので、単位空間当たりのビーム密度が下がり、寄生的な中性粒子束を低減できる。

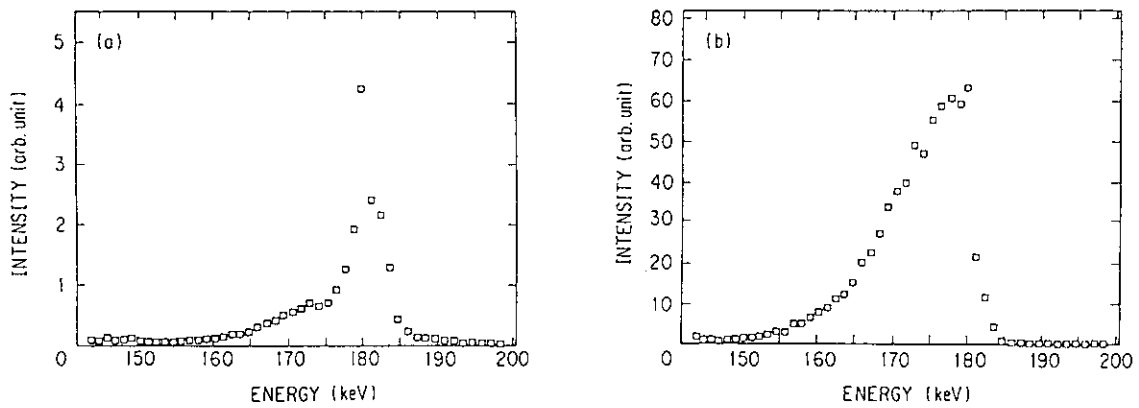
この章では、診断ビームとしてヘリウムを用いた場合について述べてきたが、同様の現象は水素ビームの場合にも、また、NBI加熱が行なわれているときには、受動的な中性粒子計測においてすら起こりうる問題であることを喚起しておきたい。

## 参考文献

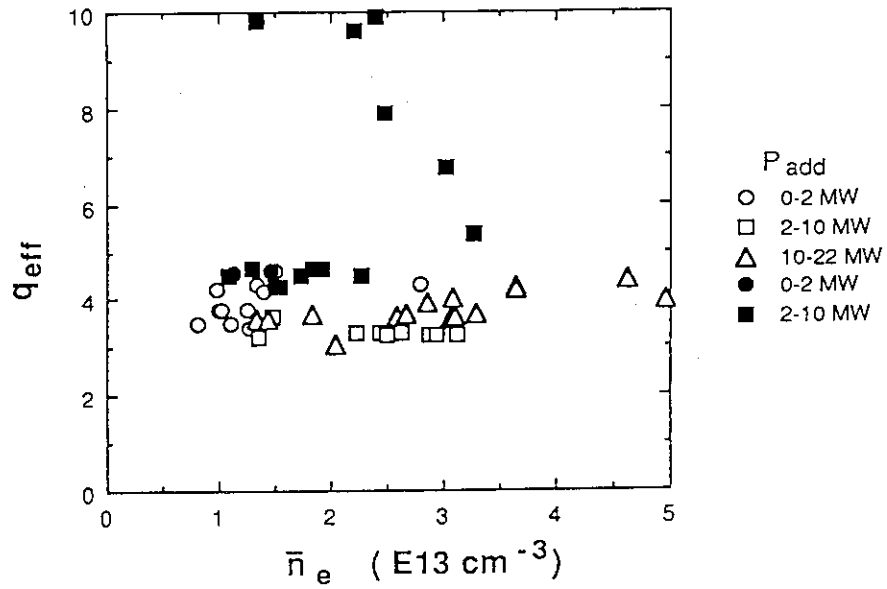
- [1] K. Tobita, Y. Kusama, T. Itoh, M. Nemoto, H. Takeuchi, Y. Tsukahara, *Jpn. J. Appl. Phys.* **29** (1990) 760.
- [2] M. B. Shah, H. B. Gilbody, *J. Phys. B; At. Mol. Phys.* **18** (1985) 899.
- [3] R. B. White, *Theory of Tokamak Plasmas*, Elsevier Science Publishers (1989).
- [4] JT-60チーム, JAERI-M 87-009 (1987) P.293.
- [5] L. Spitzer, Jr., *Physics of Fully Ionized Gases*, John Wiley & Sons (1962).
- [6] K. Yamada, K. Shimizu et al., *Nucl. Fusion* **27** (1987) 1203.
- [7] J. D. Gaffey, Jr., *Plasma Phys.* **16** (1976) 149.



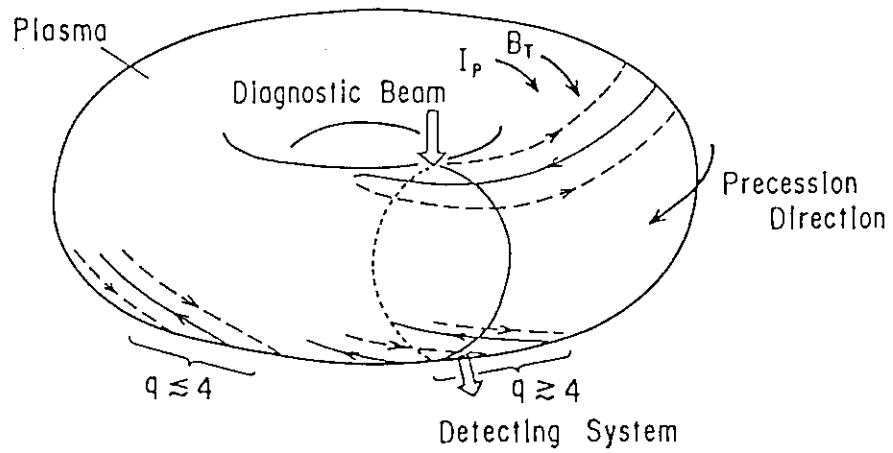
第 6.1 図 JT-60 における能動的中性粒子計測装置の配置



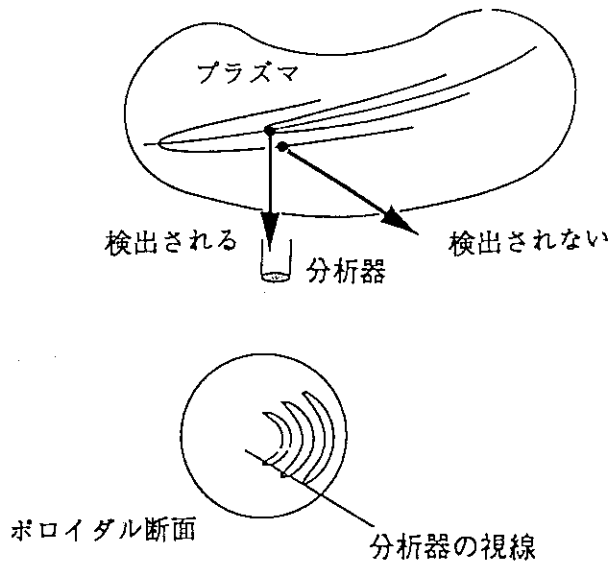
第 6.2 図 分析器で測定された中性粒子のエネルギースペクトル (a : 典型的な散乱中性粒子のスペクトル、b : 寄生的な中性粒子束の現われたときのスペクトル)



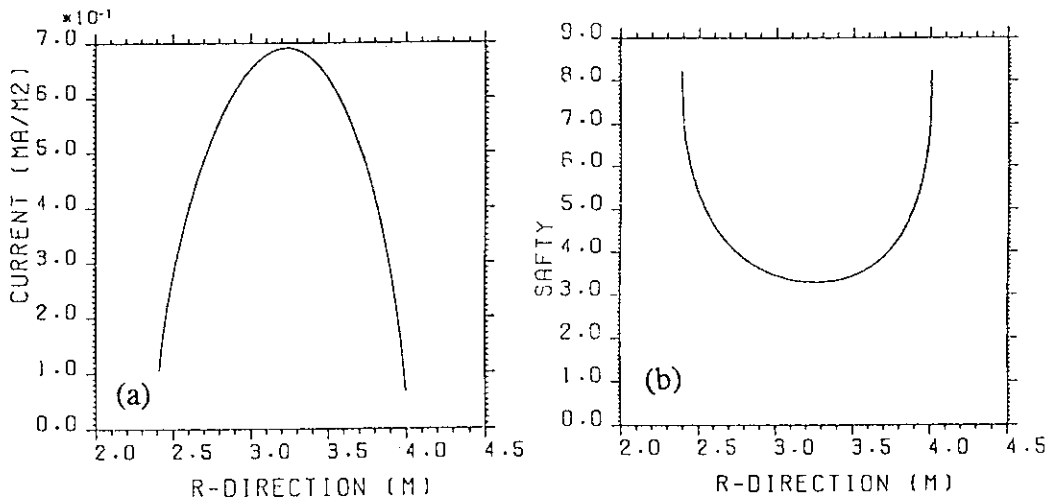
第6.3図 寄生的な中性粒子束の現われる放電領域（寄生的な中性粒子束の出現した領域を黒塗の記号で示す）



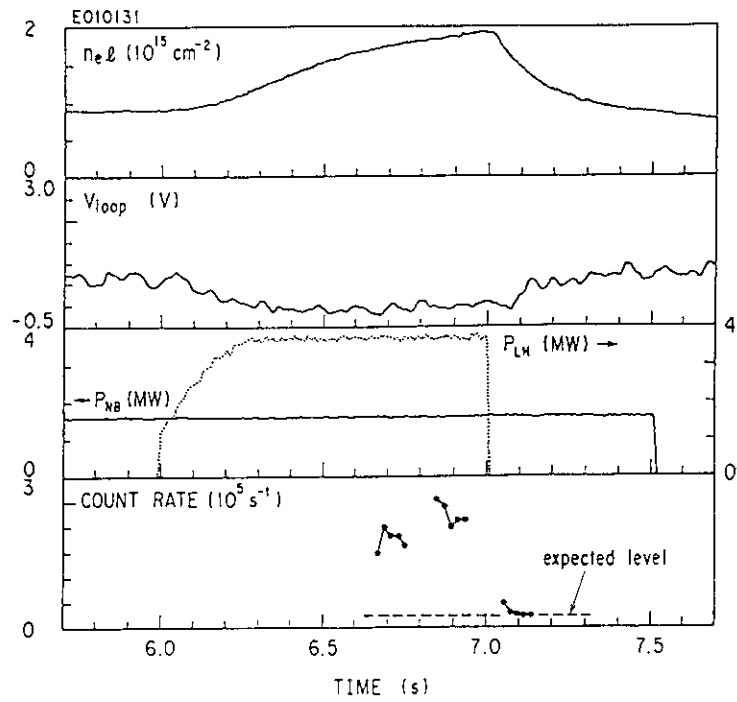
第6.4図 周辺プラズマに捕捉されたイオンの案内中心の軌道



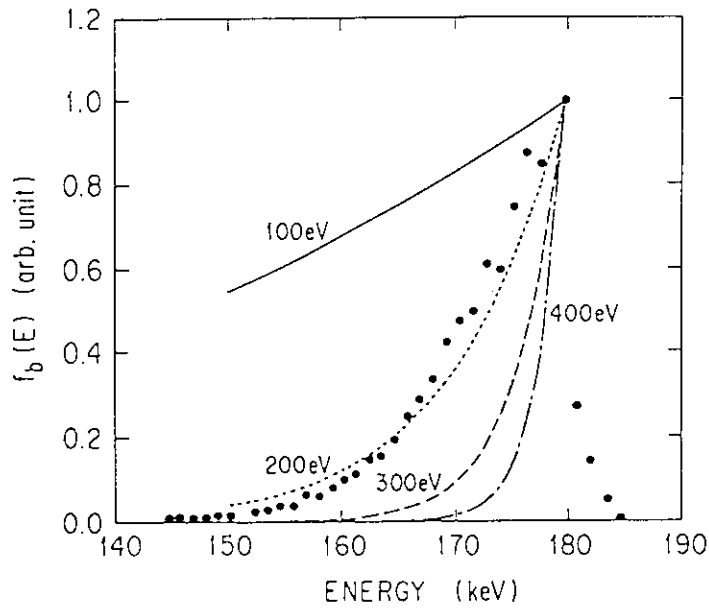
第6.5図 磁場に垂直に設置された中性粒子分析器によって測定されるイオンの案内中心の軌道



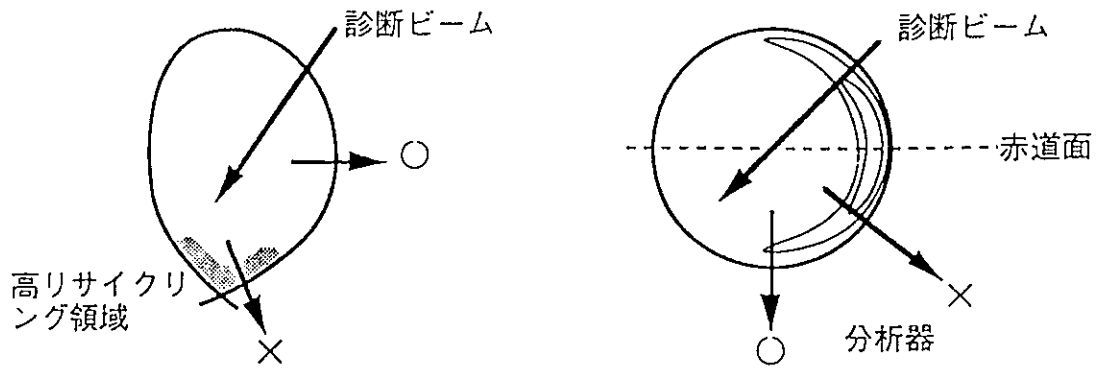
第6.6図 JT-60トカマクにおける電流分布 (a) と q 分布 (b) の計算例



第 6.7 図 LHRF 電流駆動時における  $n_{e1}$ 、 $V_{loop}$ 、 $P_{NB}$ 、 $P_{LH}$ 、 $He^0$  検出粒子数の時間変化



第 6.8 図 寄生的に生ずる  $He^0$  のエネルギー分布の測定 (●) と計算の比較



第6.9図 寄生的な中性粒子束を避ける上で、望ましい計測器の配置 (O) と不適切な配置 (X)

## 7. 結 言

トカマク型核融合実験装置JT-60の能動的な中性粒子測定装置を開発し、それを利用して、プラズマ診断法に関する研究を行った。本計測装置の技術開発の過程で、近年プラズマ診断に広く利用されるようになったマイクロチャンネルプレート(MCP)検出器のイオン及び中性粒子に対する検出効率を調べた。前章で述べてきた能動的な中性粒子測定装置は、JT-60プラズマの診断に適用され、イオン温度及びヘリウムイオンのエネルギー分布及び密度の測定に利用された。また、本装置の中性粒子入射装置を利用して、中性粒子ビームのシャインスルーを測定し、ビームの減衰過程に多段階電離過程がどの程度影響するかを調べた。この研究を通して得られた結論を要約すると以下のようになる。

第2章では、JT-60における能動的な中性粒子測定装置の構成及びその較正実験の結果を述べた。イオン及び中性粒子に対するMCPの検出効率は、1-10 keVのエネルギー領域で両者に差はなく、その値は約0.5であった。検出効率のほか、計数率特性など、MCPの粒子検出特性に関する基礎的な性能が明らかになった。この効率は、プラズマから飛び出してくる中性粒子の絶対計数を必要とするプラズマ診断法において非常に有用である。

第3章では、水素及びヘリウム原子ビームをJT-60プラズマに入射して、それらのシャインスルーを測定し、多段階電離過程が中性粒子ビームの減衰にどの程度寄与するかを調べた。測定に用いた水素ビームは、フルエネルギー140 keV、成分比 $f_1 : f_2 : f_3 = 7\% : 32\% : 61\%$ のビームである。 $\bar{n}_e > 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ のとき、測定されたシャインスルーには多段階電離の影響が確認された。 $\bar{n}_e = (3.1-5.0) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 及び $Z_{\text{eff}} = 1.6-2.5$ のときのストッピング断面積の増分 $\delta$ は約0.2であり、Janevら(Nucl. Fusion 29 (1989) 2125)の計算値(0.15)とほぼ一致した。ヘリウムビームのストッピング断面積は160-190 keVの単色のビームを用いて測定された。得られた断面積は、 $\bar{n}_e < 6.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ の密度領域で、 $\sigma_s = (2.65-2.85) \times 10^{13} \text{ cm}^2$ であり、基底レベルのストッピング断面積の計算値に一致した。水素ビームの実験についていえば、中性粒子ビームのプラズマ中における減衰の測定は幾つかのチームで行われてきたが、測定のエラーバーの範囲

を超えてビームのシャインスルーに多段階電離の影響が確認されたのはこの実験が最初である。

第4章では、中性粒子の小角散乱法を利用したプラズマイオン温度測定について述べた。この診断法を標準的イオン温度測定法として確立するために、この計測法の詳細な検討を行い診断技術を向上させた。まず、本診断法によって得られる信号量を評価するためにシミュレーションコードを作成し、それを使って、従来この診断法のよりどころとなっていたAbramovの式 (Sov. Phys. - Tech. Phys. 16 (1972) 1520.) の成り立つ範囲は、 $T_i < E_1/65$  (ここで、 $E_1$ は診断ビームのエネルギーである) であることを明らかにした。現在利用しうる診断ビームのエネルギーを考慮すると、Abramovの式は低い温度 ( $T_i < 3$  keV) のプラズマにしか適用できない。そこで、10 keVを超えるイオン温度の計測にも利用できるデータ処理法を考案した。この方法を使って求めたイオン温度は、1-10 keVのイオン温度範囲で、不純物共鳴線のドップラー広がりから求めたイオン温度と良く一致することを確認した。また、プラズマが非Maxwell分布であるとき、ビーム成分がこの診断法によるイオン温度測定に及ぼす影響を評価した。

第5章では、ヘリウム原子ビームとヘリウムイオン ( $\text{He}^{2+}$ ) の2電子性荷電交換反応を利用した、プラズマ中ヘリウムイオンのエネルギー分布関数と密度測定について述べた。測定されたヘリウムイオンのエネルギー分布と密度は、他の計測データ又は理論と比べて、十分妥当なものであった。この診断法は、核融合反応で生成された $\alpha$ 粒子の計測法としてPostら (Journal of Fusion Energy 1 (1981) 129.) によって提案されていた。この章で述べた実験は、その方法の有効性を実証したものである。

第6章では、能動的な中性粒子測定において、測定の障害となりうる問題 (診断ビームの入射にともなって寄生的に生ずる中性粒子束) を取り上げ、その現象を引き起こす描像を示した。この障害を完全になくすことは不可能だが、1) できるだけ低リサイクリング領域からプラズマを見込むように中性粒子の検出系 (分析器) を配置すること、2) 診断ビームの入射軸と分析器の測定軸とが、赤道面に対してできるだけ非対称になるように測定系を配置すること、によって測定上支障のないレベルまで寄生的な中性粒子束を下げることを示した。



## 謝 辞

本論文をまとめる上で終始懇意の御指導を賜った東北大学 渡辺博茂教授、佐藤徳芳教授、戸田三朗教授、北島純男助教授に深く感謝の意を表します。

本研究は、日本原子力研究所 那珂研究所において、所内外の多数の方々の御指導と御援助を戴いて行われました。この間、著者に適切な研究テーマを与えてくださり、それを遂行する上で有益なご助言を戴いた竹内浩主任研究員に、心から感謝申し上げます。著者がプラズマ診断法の仕事に専心できたのは、伊藤孝雄研究員、塚原美光氏ならびにNBIグループの方々に、本研究に不可欠であった高性能診断ビームを準備して戴いたからに他なりません。また、MCP検出器の実験では、根本正博研究員のご協力がありました。ビーム・ストッピングの実験では、逆井章研究員が分光測定を快く引き受けてくださり、また、小原祥裕NBI加熱研究室長からはビーム成分比の決定法についてご助言を頂戴しました。小角散乱測定法の研究を遂行するうえでは、草間義紀研究員のご協力が不可欠でした。2電子性荷電交換を利用したヘリウム・イオンの測定においては、放電条件の決定等に際して中村博雄副主任研究員のご協力がありました。ご協力して戴いた皆様にお礼申し上げます。

JT-60のような大型装置を用いた核融合の実験は、多くの人々の協力があって始めて成し得るものである。本研究を遂行するうえで、有益な議論をして戴いた方々、直接実験に御協力して戴いた方々、また、蔭から支えて戴いた方々の数は、優に数十人に昇る。JT-60関係者のご援助に心から感謝すると共に御礼申し上げたいと思います。

最後に、JT-60という恵まれた研究環境を整えて戴いたばかりでなく、著者を終始見守り、本研究に対するご理解と励ましを戴いた永見正幸 炉心プラズマ第二実験室長、船橋昭昌 炉心プラズマ第一実験室長、鈴木康夫 前臨界プラズマ計測室室長、岸本浩 炉心プラズマ研究部次長、田村早苗 炉心プラズマ研究部長、鹿園直基 那珂研究所長、吉川允二 理事に深く感謝致します。