

Title	二次電子型中性粒子計測法による超高温プラズマの温 度測定に関する研究
Author(s)	大宅, 薫
Citation	大阪大学, 1982, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/208
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

二次電子型中性粒子計測法による 超高温プラズマの温度測定に関する研究

大 宅

薫

次

第1	章	序 論	
第2	章	高速中性粒子源の製作と特性試験	
	2.1	緒 言	
	2.2	BPDイオン源の設計・製作	
		2.2.1 イオン源の構造	
		2.2.2 イオン引出し特性試験	
	2.3	イオンビームの中性化のための構成	
		2.3.1 低圧ガス中通過による中性化	
		2.3.2 固体表面反射による中性化	
	2.4	二次電子測定のための電極配置と予備実験	
		2.4.1 散乱容器内の電極配置	
		2.4.2 イオンビーム衝撃による銅表面の二	上次電子放出係数の測定 … 22
	2.5	結 言	
第3	章	次電子型高速中性粒子エネルギー測定法	
	3. 1	緒 言	
	3. 2	二次電子放出係数の入射エネルギー及び入身	İ角依存性 29
		3.2.1 Sternglass の理論による入射角依	存性
		3.2.2 二次電子放出係数の入射エネルギー	-及び入射角依存性の測定… 33
	3. 3	二次電子測定による高速中性粒子エネルギー	·分析法
		3.3.1 平均エネルギー測定法	
		3.3.2 超高温プラズマのイオン温度測定法	<u>5</u> 40
	3.4	イオンビームの銅表面での中性化により生成	こした中性粒子のエネルギ
		-測定	
		3.4.1 イオンビームの銅表面での中性化	
		3.4.2 二次電子型エネルギー測定器による	5エネルギー測定 43

3.5	ガス ストリッピン グ型分析器の分析結果との比較	45
	3.5.1 ガスストリッピング型エネルギー分析器の構成	45
	3.5.2 中性粒子ビームによるガス ストリッピング型分析器の 較正	47
	3. 5.3 イオンビームの銅表面での中性化により生成した中性粒子の	
	エネルギー分析	52
	3.5.4 二次電子型測定器による結果との比較	53
3.6	二次電子型測定器の測定可能エネルギー範囲・測定精度とそれらへの	
	測定条件の影響	55
	3.6.1 エネルギーの上限・下限・精度	55
	3.6.2 入射粒子強度及び真空度の影響	57
	3.6.3 エミッタ表面の粗さ・温度の影響	59
3. 7	超高温プラズマのイオン温度測定への応用-均-プラズマの場合-	63
3.8	水素原子入射による二次電子放出係数の入射エネルギー及び	
	入射角依存性	64
	3.8.1 BPDイオン源からの水素原子イオンビームの選別	65
	3.8.2 水素原子ビームの生成とそれによる k(θ, E)の測定	68
3. 9	結 言	72
第4章	トカマクプラズマのイオン温度測定のモデル計算	73
4.1	緒 言	73
4. 2	トカマクプラズマから飛び出す荷電交換水素原子束によるΚθ)	74
	4.2.1 モデル及び計算方法	75
	4.2.2 トカマクプラズマのイオン温度とK(θ)の関係	81
	4.2.3 測定される二次電子電流の大きさ	84
4.3	二次電子型測定器へのプラズマ光の影響及びその除去法	85
	4.3.1 プラズマ光の影響	85
	4.3.2 金属薄膜を用いた光電子電流除去法	90
4.4	結 言	95

第5章 二次電子測定によるエネルギー分布関数の決定法 ………………………… 96

	5.1	緒 言
	5.2	エネルギー分布関数測定法
	5.3	二次電子電流のコレクタ電圧依存性 I e [*] (V _c , E)100
	5.4	イオンビームによる模擬分析実験
		5.4.1 分割エネルギー幅 dE=1 keV (dE/E~0.2)
		5.4.2 最小二乗法を用いた分析誤差の低減
		5.4.3 分割エネルギー幅 dE = 0.5 keV (dE/E~0.1)110
	5.5	討論及び結言
第	6章	結 論
謝	辞	
参	考文	、 献
本語	倫文に関	見連する発表論文
本語	倫文に関	『連する学会講演

第1章 序 論

核融合原子炉は、「人類最終のエネルギー源」と呼ばれ、人類のエネルギー問題を永 久的に解決するものである。これに利用できる核融合反応には、D-D反応、つまり2 個の重水素原子核が融合する反応とD-T反応、つまり重水素原子核と三重水素原子核 が融合する反応があるが、現研究段階では放出エネルギー及び反応確率が他の場合より 格段に大きいという理由から、D-T反応を活用することがまず考えられている。しか しD-T反応を用いたとしても、クーロン反発力に打ちかって融合させるには1億度以 上の超高温に加熱し、その超高温状態の維持時間 τ [see] と粒子密度 n [cm⁻³] の積 n $\tau \epsilon 10^{14}$ cm⁻³ · s 以上に保たねばならない¹⁾。重水素と三重水素の混合気体をこのよ うな超高温にまで加熱すると、衝突電離によってすべての原子は電子と正イオンに分離 し、結局超高温プラズマの形になる。従って核融合研究の課題は、いかにして超高温プラ ズマを生成し、保持・加熱するかということであり、そのために現在世界各国で大規模 な研究投資が行われている。

最近の核融合研究は、トカマク装置を中心に進められている。トカマクは、ソ連で 1950年代末ごろに考案された装置で、1960年代後半にその優秀性が確認された。^{2,3} そして、それ以来世界中で研究が進められており、装置寸法の大型化によって核融合原 子炉にまで到達できる最有力候補として期待されている。とくにこの2,3年の間に、 そのトカマク実験において顕著な進展が見られる。例えばプラズマの温度については、 米国プリンストン研究所にある装置 PLTが、約2 MWを越す中性粒子入射加熱によっ て6千万度から8千万度という超高温を確実に実現してみせた。⁴ これは目標とする1 億度の大台とまさに指呼の間である。n τ の方は、記録としてはPLTより優れた 値を 出したM1TのAlcator Cがあり、目標値の約3分の1に迫っている。⁵ 日本においても、 日本原子力研究所では目下 JT -60という大型トカマク装置を建設中である。これは米国 プリンストン研究所のTFTRやEuratomのJETとともに、温度及びn τ の両方の 目標値 を百パーセント近く実現するためのものである。さらに 1990年頃完成をめざしトカマク 型核融合実験炉 (INTOR)の設計が、日、米、EC、ソ連の国際協力のもとに進められ ている。

このように急進展する超高温プラズマの生成・保持の研究において、生成したプラズ

- 1 -

マの性質をよく理解するために、いろいろな条件のもとでのプラズマの振舞い、物理的 性質を正確に記述できること、すなわちプラズマの的確な診断がすべての基礎になって いることはいうまでもない。核融合反応を起こそうという立場から最も重要な物理量は、 プラズマ密度(電子密度、イオン密度)、プラズマ温度(電子温度、イオン温度)および閉じ 込め時間であり、ついで不純物の質および量、中性原子密度が挙げられる。また外部へ の放射損失量、内部電磁場、集団的波動的性質等もプラズマの性質を大きく規定する場 合もある。しかしながらこれら物理量の超高温状態における測定法には標準的に確立さ れたものは少なく、別の測定法によるクロスチェックを必要とすることが多い。また現 在使われている測定器はかなり大がかりなものが多く、装置本体周辺に配置されたプラ ズマ加熱用の大きな中性粒子源や発振器のため、場所的制約を受けてプラズマからの情 報を十分に測定できないことも多い。

以下,ここでは超高温プラズマの密度,温度に限って,現在よく使用されている測定 法及びその問題点について簡単に述べる。^{0 -9} まずプラズマ密度であるが,多価イオン が存在すると電子密度とイオン密度は等しくなく,別々に測定しなければならない。電 子密度の方はこれまで,直線偏光のマイクロ波をプラズマに当てた時の位相変化と電子 密度の関係から,プラズマによる位相進みを測定して求めるいわゆるマイクロ波干渉計 がよく用いられてきた。しかし,最近では発生するプラズマの電子密度の増加により, もっと波長の短い遠赤外レーザーを用いねばならなくなっている。ところが波長が短か くなると干渉計を構成している反射鏡などの機械的振動に起因するフリンジシフトが無 視できなくなり,現在何らかの方法で機械的振動を検出し,その効果を差し引くことに より電子密度を求めているようである。また後述するレーザー散乱法で散乱光強度が電 子密度に比例することを用いて測定する方法が開発されつつある。電子密度測定法では 電磁波を利用するものが主であるのに対して,イオン密度の方は粒子の測定法が開発さ れつつある。つまり入射粒子ビームのプラズマ中での減衰や荷電交換を利用するビーム プローブ法(能動的方法)やプラズマから自然に飛び出す高速中性粒子を分析する方法 (受動的方法)が考えられているが,いずれもまだ手法としては確立されていない。

電子温度測定は,電磁波を利用する方法が中心となっているが,受動的なものと能動 的なものの両方が考えられている。前者はプラズマからの制動放射や電子サイクロトロ ン放射のエネルギースペクトルの形を測定し電子温度を求める方法である。しかし制動 放射は空間分解能や時間分解能の点で問題があり,電子サイクロトロン放射は電子のエ

-2-

ネルギー分布の形に敏感なため逃走電子のような高エネルギー成分があると誤差を伴う 問題と絶対較正が難しい点に問題がある。後者,つまり能動的測定法としては,レーザ ー光のトムソン散乱による電子温度測定法がある。これはプラズマに強い電磁波を当て た時の散乱光のスペクトルが電子の熱運動を反映してドップラー広がりを示すことを利 用するものであるが,大出力の多連発レーザーが未だ実用化されておらず,1回の放電 で1時点のデータしかとれない。

イオン温度は、核融合研究において最も重要なパラメータであるが、他のパラメータ のように電磁波を利用する方法で測定することは難しい。それは、電磁波の放射,吸収 などの現象は多くの場合電子の役割に支配され、イオンの運動に依存する現象が数少な いからである。ただ現在不純物イオンが発する線スペクトルのドップラー広がりの測定 からイオン温度を推定する方法があり、多くの超高温プラズマ発生装置むきの測定法と して本研究の主題である粒子的測定法と共に使われている。しかし、この線スペクトル の広がりを他の影響による広がりと分離して取り出す必要があり、イオン温度の正確な 測定の重要さからいって注意深く検討しなければならないのが現状である。そこでイオ ン温度測定には、現在粒子的な方法が用いられることが多く、またその方向での測定法 の開発研究が主になっている。この粒子的方法の中で現在主流であり、かつ将来十数年 間は最もよく使うと考えられるものは荷電交換中性粒子法である。トーラス型装置のよ うに主な磁力線が閉じた系では直接イオンが飛び出すことが少ないので、高温内部領域 で発生したイオンのエネルギー解析は難しい。しかし、荷電交換過程、例えば水素プラ ズマの場合

$H^+ + H^{\circ} \longrightarrow H^{\circ} + H^+$,

によって作られた高速中性原子 \underline{H}° は磁力線を横切って自由にプラズマ外へ流出する。 このような共鳴的な荷電交換反応ではエネルギーの吸収,放出がないので,プラズマの 外へ流出した中性原子 \underline{H}° のエネルギーは,元のブラズマイオ ン \underline{H}^{+} のエネルギーを 反映している。この \underline{H}° のエネルギー分布の測定からイオン温度を求めるのが,荷電 交換中性粒子法の原理である。従ってこの測定法が有効であるためには,プラズマ中に 中性原子 \underline{H}° が存在し、測定系のSN比を十分取れることが必要である。 実際,超高温 の完全電離プラズマでもわずかの \underline{H}° は存在している。例えば中心電子温度 $\underline{T}e(0) > 1$

- 3 -

ke V,電子密度 n_e = 10¹³~10¹⁴ cm⁻³, プラズマ小半径 a = 10~50cm なるプラズマの 中心付近でも10⁸~10⁹ cm⁻³ 程度の中性原子が存在する。この自然に存在している中性 原子を利用するのが受動的荷電交換中性粒子計測である。一方外部から中性粒子ビーム を入射させて局所的に中性粒子密度の値を増加させれば, SN 比の改善, 空間的 分解能の 高い測定が可能となる(能動的荷電交換中性粒子計測)。

また,最近中性粒子ビームのプラズマイオンによる弾性散乱を利用してイオン温度を 求める方法も注目され始めた。これは原理的にレーザー散乱法と類似しており,標的イ オンの運動によって入射中性粒子ビームの散乱角が臨界角以上で大きく変わることを利 用し,散乱強度の角度分布測定からイオン温度を算出するものである。しかし,この方 法の研究は,まだまだ始まったばかりである。さらに核融合反応によって発生した中性 子束の測定からイオン温度を推定する方法もあるが,現在水素プラズマで実験すること が多いので使用できない。

荷電交換中性粒子法は,受動的なものと能動的なものの両方を組み合わせることによ って、これからもイオン温度測定法の標準的方法でありつづけるだろうと言える。ただ この方法の一つの難点は、中性粒子の分析検出が荷電粒子に比べて難しいことである。 超高温プラズマから出てくる高速中性粒子のエネルギーは数keV 〜数10keV である。 このような範囲の中性粒子のエネルギー測定に,機械的シャッターを用いた time of flight を利用するには粒子のエネルギーが高すぎる。一方従来よく使用されている放射 線のエネルギー分析器(例えばシンチレーション比例計数管や半導体検出器)を使用で きる程に粒子エネルギーが十分高くない。そのため中性粒子を再びイオン化してから分 析するのが常識となっている。イオン化には低圧ガス室を通してガス分子との衝突過程 を利用して電荷をはぎとる方法(ガスストリッピ ング法),薄膜を通過させる方法, 電子ビームを使う方法などが考えられるが,中性粒子のエネルギーが特に低い場合(< ~ 500 eV)を除いてガスストリッピ ング法を用いることが多い。また10ke V 以上の場 合には薄膜を通過させる方法も使われる。しかし、ガスストリッピング法ではプラズマ 発生部やイオン分析器へのガス分子の流入を防ぐため, differential pumping のた めの大排気量の真空ポンプを必要とし、測定器自体が大きくなってしまう欠点がある。 また薄膜を使う方法も数100Å程度の薄い膜をSelf-supporting せねばならず,しかも かなりのエネルギー損失があることが考えられる。また上記の両方法に言えることであ

-4-

るが、ガス分子または薄膜中の原子との弾性衝突による散乱で失われる粒子も多く、そ のためSN比が低下する。さらにストリッピング効率が数%(~数keV)と低くエネル ギー依存性をもつため、それに関する正確な情報が必要であり、ここにも得られたイオ ン温度の不確定さを生む原因がある。ガスストリッピング法又は薄膜透過法で生じた イオンは、磁界型あるいは電界型エネルギー分析器により振り分け、検出器で測定され る。これら分析器の分解能及び透過率にもエネルギー依存性があり、分析結果を後で較 正する必要がある。またイオン検出器としてはヌードタイプの光電子増倍管、チャンネ ルトロン、デーリー型検出器(二次電子を加速してシンチレータを発光させ、その光を 測る方法)等が用いられている。しかし、これらの検出効率も入射イオンエネルギーに よって変化し、かつ入射イオン強度が大きいと低下したり、時間的に変化してくる。以 上のように荷電交換中性粒子法では、プラズマからデータレコーダまでの過程の複雑さ が正確なイオン温度測定を妨げている。また測定器自体が大がかりであるため、 使用に際して場所的制約があり、十分に思うままの測定ができにくいのが現状である。

そこで本研究は荷電交換中性粒子法の複雑さの原因となっている中性粒子エネルギー 分析法について検討し,より簡単にイオン温度を算出する方法を開発することを目的と した。従来の中性粒子エネルギー分析法の一番の難点は電離装置(ガスセルや薄膜)に ある。もしこれを使用しなくてよいのなら測定器はかなり簡素化され,測定誤差も減少 するだろう。

今,従来方式の中性粒子分析器は、すべて

のルートをたどっている。従って結局二次電子電流として出力するのであるから,正イ オンとなる部分を省略して,中性粒子のエネルギー情報を直接二次電子電流値に反映す ることができればかなり簡単化される。本研究では,このような考えを基に,金属表面 に中性粒子を直接当てた時の二次電子電流測定により高速中性粒子をエネルギー分析す る方法を提案し,実験的に検討した。

数keVから数10keVの範囲の荷電粒子(正イオン,負イオン,電子)や中性粒子の検出,粒子束測定には,

- 5 -

- (1) 検出感度が高い,
- (2) 適当な構造を選ぶことによりコンパクトにできる,
- (3) 時間的応答が早い,

などの理由のため、二次電子放出を利用することが多い。核融合研究においても、プラ ズマの動的特性やプラズマ粒子損失の空間分布等の測定における常用手段の一つとなっ ている。この型の検出器は基本的には正の電圧を印加して二次電子を集めるコレクタ電 極と粒子衝撃により二次電子を放出するエミッタ電極の二つから構成され、出力電流は コレクタ又はエミッタに接続した電流計で直読する。実際には、検出器に入射する粒子 が直接コレクタ電圧を感じないように接地されたリミタ電極を設けたり、出力電流を抵 抗を通して電圧に変換し、オシロスコープでその時間的変化を測定するのが普通である。 また、極端に入射粒子数が少ない場合には適当な電子増倍装置、例えば二次電子増倍管、 チャンネルトロン、シンチレーションカウンタ等と組み合わせて用いることもある。

粒子密度 N〔cm-³〕の正イオンビームが,二次電子放出係数 r+ のエミッタをもつ二 次電子型検出器に速度 v で入射した場合の出力電流は, l = Nev(Z + r+)である。ここ でeは 電荷素量, Zは入射イオンの荷電数である。中性粒子ビームの場合は l=Nev7₀, 一価の負イオンまたは電子ビームの場合は1=Nev(-1+r_{-,e})となる。ここで 二次 電子放出係数 r+, r₀, r_, r e はすべて入射粒子の種類, 放出材料の種類によって 違 っており、様々な場合について実験的に研究されている。また、二次電子放出係数は、 電子,中性粒子入射の場合及び数 100 eV 以上のイオン入射の場合には,入射エネルギ - (速度) に大きく依存する。従って検出器出力電流から入射粒子束 Nv〔cm⁻²・s⁻¹〕 の絶対値を決定しようとすると、粒子のエネルギーが既知でなければならない。ただ荷 電粒子の場合には,コレクタに十分負の電圧を印加して,いわゆるファラデー カップ として使用すると簡単に粒子束の絶対値を決定することができる(1=e・Nv)。しか し中性粒子入射ではそうはいかない。実際に粒子のエネルギーがわかっている場合を除 いて、二次電子型検出器で中性粒子を測定する時には、測定のしやすさゆえにある程度 の不確定さを覚悟して行うのが現状である。逆に本研究におけるように、中性粒子のエ ネルギー又は速度を二次電子電流値から得ようとすると、入射粒子密度N〔cm⁻³〕の情 報が必要となることは明らかである。つまり,中性粒子のエネルギーを知りたい場合に は粒子密度の効果を、粒子密度の情報を得たい場合にはエネルギーの効果を、二次電子 電流値からそれぞれ除去しなければならない。これまで二次電子放出を利用して中性粒

-6 -

子のエネルギー分布を決定しようとする試みは、ほとんどなされていない。これは、上 記の理由のほかに二次電子放出現象が二次電子放出材料の表面状態や周囲の環境に非常 に敏感で、必ず二次電子放出係数を前もってまったく同じ条件のもとで測定してから応 用実験に供さねばならない点にある。しかしこの二次電子放出への測定条件の敏感さは、 表面状態が原子的に清浄で真空度が10-8 Torr 以上の超高真空の場合であって,真空度 が10-4 ~10-6 Torr 程度の状態では固体の表面がガス分子の層で何重にもおおわれてし まって、かえって安定で少々の環境の変化では変わらないというのが核融合研究者及び その他の実験屋の中において常識となっている。従ってこのような状態での測定に限る ならば、二次電子放出現象の再現性がよくなり中性粒子エネルギー測定のために利用で きる可能性がある。実際超高温プラズマの実験は現在この程度の真空度で行われている。 さて、二次電子放出を中性粒子のエネルギー分析に利用しようとする数少ない試みの中 で、核融合研究への応用に限って言えば、Jacquinot 等の提案以外には見当たらない。 Jacquinot 等は,直線型乱流加熱装置 THE MACH 11のイオン温度を荷電交換中性粒 子法で測定する時,二次電子放出を利用することを考えた。10 プラズマ中の水素原子イ オンと荷電交換する中性原子は,普通水素原子であるが,外から異なったガス 例えば Ne, Ar, Xe 等を少量注入すると,プラズマ水素イオンはこれらのガス分子とも荷電交 換反応を起こす。注入したガス分子の密度が電離されずに残っている水素原子密度より 十分大きければ、プラズマから出てくる高速水素原子は、注入ガス分子との衝突で生じ たものと考えてよい。ところで、プラズマ中の水素原子イオンの荷電交換衝突断面積の 値及びそのエネルギー依存性は,相手の中性原子の種類によって大きく異なる。そこで 注入ガスの種類を変えて実験を行い,二次電子型検出器の出力電流の違いを検討 して、高速中性粒子の平均エネルギーを、さらにプラズマ水素イオンの速度分布がマク スウェル分布であると仮定してイオン温度を推定する。これがJacquinot 等の方法の原 理である。前にのべた二次電子電流への入射中性粒子密度の効果は、注入ガスの種類を 変えた二つの実験での比をとることによって除いたことになる。しかし最近彼らの考案 した方法を用いてイオン温度を決定することを試みた永津等は、この方法で理解できな い程高いイオン温度値を得た。¹¹⁾ 彼らはこの原因をプラズマ内での注入されたガス分子 の電子衝突電離にあると考え、計算機シミュレーションを行ってそれを裏づけている。 このように Jacquinot 等の方法は,注入ガスの種類を変えて二回の実験をやらねばなら ないという面倒さ、またそのために実験の再現性が問題となり、その結果測定値に不確定さが

-7 -

加わる欠点以外に,実際のプラズマ中ではもっと複雑な現象が起こっていて,それの 較正がかなりやっかいであるということもわかった。

本研究で提案する方法は、二次電子放出係数の入射角依存性が入射粒子エネルギーの 変化と共に変わることを利用するもので、プラズマイオンのエネルギー分布関数をマク スウェル分布関数と仮定してイオン温度を求める場合には、二つの入射角に対する二次 電子電流を測定すればよい。この方法は、二つの入射角についての二次電子電流の比を とることによって入射粒子数の効果を除去するため、二次電子型検出器を2入力型に改 良することにより、一回の測定でイオン温度のデータを得ることができる。従って Ja cquinot 等の方法とは違い、実験の再現性は問題とはならない。本論文では、主として 上記方法の超高温プラズマのイオン温度測定への適用の可能性及び問題点を、模擬実験 及び計算機シミュレーションを行うことによって検討した結果について述べている。

第2章では、この方法を実験的に検討するために製作した電子ビームプラズマ放電型 (BPD)中性粒子源の構造及び特性を述べる。さらに予備実験として、Ar, He イオ ンビーム入射時の金属表面(Cu)の二次電子放出係数を測定したので、その結果と他 の研究者のデータとを比較する。

第3章で,本研究で提案する方法を詳述すると共に,第2章で述べる中性粒子源を用 いて本方法による模擬分析実験を行った結果について述べ,実用上の問題点を検討する。

超高温プラズマからはかなり強烈な光が放射され,その光による金属表面からの電 子放出は,荷電交換中性粒子による二次電子電流測定の際のノイズとなる。またプラズ マイオンと荷電交換する残留中性原子の密度は,プラズマ中心よりイオン温度の低い 端付近の方が圧倒的に多い。従ってプラズマから放出される荷電交換中性粒子の多くは プラズマ端付近の情報しか持っていない可能性があり,これらは測定された二次電子電 流値からプラズマのイオン温度を推定する際重要な問題となる。そこでこれらの問題を 検討し,測定された二次電子電流値とそれから推定されるイオン温度の関係を求めるた めに,種々のプラズマパラメータをもつ不均一円柱プラズマを仮定し,簡単なモデル 計算を行った。その結果については,第4章で述べる。

また第5章では,プラズマイオンが熱平衡状態にない場合に,二次電子測定による荷 電交換中性粒子のエネルギー解析でイオンエネルギー分布関数自体を推定する方法を提 案する。それは,上記入射角依存性の入射エネルギーによる変化を積分核とするフレ

-8 -

ドホルム型積分方程式を解く方法と,生じた二次電子のエネルギー分布の形の入射粒子 エネルギーによる変化を積分核として積分方程式を解く方法の二つである。後者の方 法がプラズマ実験への適用に際し時間分解能の観点から有利であるので,少し実験的な 検討も加え,実用性を検討した。

本論文の第6章において、本研究で得られた成果をまとめる。

第2章 高速中性粒子源の製作と特性試験

2.1 緒 言

核融合研究を進めるに当たってプラズマ診断は極めて重要な役割を果たしており、そ の研究の成果は高い精度と信頼性を持ったプラズマ計測によって支えられていることは 序論で述べた。このプラズマ計測法としてどんなプラズマに対しても適用できるという ものはほとんどなく,対象とするプラズマの パラメ - タ によって現在開発されている 計測法を使いわけあるいは新たに開発しなければならない。従ってkeVプラズマの生成 が可能となりさらにイオン温度の高い核融合プラズマができることが目前にせまった現 在、このようなプラズマ(イオン温度10keV以上)に対する計測法、とくにイオン温度 測定法を確立しておくことは急務である。このような状況の基で、現在生成できるkeV プラズマに対して標準的でかつ10keV以上の核融合プラズマにおいても適用可能と考え られている方法に荷電交換中性粒子法があり, 核融合プラズマのイオン温度測定の ための改良研究が進行中である。プラズマ計測法の開発・改良研究において、対象とす るパラメータを持つプラズマが生成できる場合はもちろんであるが、10keV以上の超高 温プラズマのように現在未だ得ることができない場合においてもそれに近い現存のプラ ズマ発生装置に装着して、その実用性を検討し問題点を明らかにすることは重要でかつ 必要不可決である。従って本研究で提案する荷電交換中性粒子を直接金属表面に入射し、 放出される二次電子測定によってイオン温度を推定する方法の実用性を試すためには、 実際にプラズマのイオン温度を測定してみることが必要である。しかし荷電交換中性粒 子法が十分な威力を発揮する1keV程度以上のイオン温度の超高温プラズマを作ることは 容易ではなく、現在の所このような超高温プラズマを生成しているのは、日本原子力研究 所のJFT-2,名古屋大学プラズマ研究所のJIPPT-Ⅱに代表されるトカマク装 置,及び大阪大学工学部超高温理工学研究施設のFRC装置PIACEなど国内では数 える程しかない。しかもこれらの装置では,次の核融合プラズマ生成装置の問題点を明 らかにするため,現在急ピッチの実験が行われており,本方法の検討の為に十分の実験 時間を得ることは難しいと考えられる。そこで本研究では,荷電交換中性粒子を発する 超高温プラズマと見立てたkeV高速中性粒子顔を製作し、模擬分析実験を行うことによっ て検討することとした。

核融合反応が生起する程の超高温プラズマから飛び出す荷電交換中性粒子の多くは

-10 -

keV以上のエネルギーを持つ。従って模擬実験用としては、数keV以上の並進エネルギ ーを持つ中性粒子ビームを生成する必要がある。また超高温プラズマからの高速中性粒 子はマクスウェル分布に近い幅広いエネルギー分布を持っているから、ある程度エネル ギー分布の広がった中性粒子束も得ることができると都合がよい。その分布の形も自由 に制御できることが望ましい。一般にこの程度のエネルギーの中性粒子は、正イオンを 必要なエネルギーまで加速した後、低圧ガスや固体の薄膜を通過させたり、固体表面で 反射させるなどし荷電交換を行わせ、正イオンを中性化することによって得るのが常で ある。低い密度のガス中を通して得られた中性粒子はほとんどエネルギー損失なしに元 のイオンのエネルギーを持ち、元のイオンが単一のエネルギーを持ち空間的発散の小さ いいわゆるビーム状であれば中性粒子ビームを生成することができる。一方、固体の薄 膜を通過させたり固体表面で反射させる方法では、そこでのエネルギー損失や粒子の散 乱が大きいので、単一のエネルギーを持ったイオンビームを入射させてエネルギー分布 の広がった発散角の大きい中性粒子束を生成することができる。本研究では、ガス中を 通す方法と固体表面で反射させる方法でイオンビームを中性化し、二種の性質の中性粒子束 を生成することとした。そこでまずイオンビームを放出するイオン原の設計・製作を行った。

本研究で要求されるイオンビームは,想定する超高温プラズマのイオン温度(平均エ ネルギー)が数keV以上であるため、少くとも1keV以上のエネルギーを持っていなけ ればならない。また測定の容易さを考えると金属表面に衝突する中性粒子による二次電 子電流がnAオーダー以上は必要で,イオンから中性粒子への変換効率(~数10%以下) やその際のビームの発散による減少(固体表面による中性化の場合は数%程度になるか もしれない)及びその他実験装置の工作時の誤差に原因する低下などのため、数10 #A 以上のイ オンビーム電流量があることが望ましい。またイオン原が安定に動作し操作 及び制御が容易であること、さらに動作ガス圧が低いことなども必要である。とくに動 作ガス圧は実験装置全体の真空度に大きく影響するので,二次電子放出現象の様な表面 現象を取り扱う場合にはとくに注意しなければならない。イ オン源 から引出せるイオ ンビームの量や安定性はほとんどイオンを引出すプラズマ(ソースプラズマという) を生成する放電形式によって決まってしまうので,上記動作ガス圧の低さも考慮すると、 結局できるだけ低いガス圧で安定に維持でき,かつ密度の高いプラズマを生成できる放 電形式を選びたい。そこで本研究ではこのための放電形式としてビーム プラズマ放電 (後はBPDと略す)を用いることとした。^{12,13} BPDはミラー磁場配位の10⁻³~10⁻⁵ Torr

-11 -

の低圧ガスで満たされた容器中に数keV-数10mA以上の電子ビームを打込んだ時起こる 異常電離現象で,簡単に10¹¹~10¹² cm³の安定なプラズマを生成することができる。 以下本研究で製作したこの方式のイオン原の概略及び性能について述べる。

2.2 BPDイオン源の設計・製作

2.2.1 イオン源の構造

イオンビームを引出した後の輸送系, 散乱容器及び測定系に十分な空間を与えること ができるようイオン原は横型とし, 高木等の設計・製作したBPDイオン原とは異なり 電子銃とイオン引出し系を切り離しプラズマ生成領域の両側に配置することにした。¹⁴ これは, この型のイオン原の寿命がほとんど電子銃のヒータの寿命によって決まると考 えられるので, 引出されるイオンの衝突によりヒータの寿命が短くなるのを避けるため である。図2.1に製作したBPDイオン原の構成を示す。イオン原は, 左から順に電子



図 2.1 BPDイオン原の構成

(A)電子銃部,(B)放電室,(C)イオン引出し部

銃部A), 放電室(B), イオン引出し部C)の3つの主要部分から成る。図2.2は全体の写真 である。



図 2.2 BPDイオン 原の 写真

電子銃部は軸対称ピアス型電子銃,収束用磁界コイル等から成り,電子銃の陽極及び 陰極の曲率半径及び間隔は,空間電荷電界を考慮した電子軌道方程式を解いて決定した。 陽極は真空壁に固定し,陰極を電流導入端子及びステアタイトで壁から絶縁した。従っ てヒータから出た電子は陰極に負の高電圧を印加することにより加速する。ヒータは寿 命の点で酸化物塗布は避け,少し太めのタングステン線(0.5 mm[¢])を渦巻き状 に巻いて用いた。収束用磁界コイルは,電子銃からの電子ビームを円筒スリット付 近に収束し,放電室にできるだけ多くの電子ビームを注入するために設けたものであり, コイルによる磁界すなわちコイルに流す電流Ifには電子ビーム加速電圧Vaによって決ま る最適値がある。イオン原動作時においては,ヒータ電流16A,Va:2kV及びIf:38A で,この時放電室に注入される電子ビーム電流は20mA程度である。

放電室は直径10cm 長さ40cmのステンレス製円筒で,図2.3 に示すようなミラー比1.6 のミラー配位磁場中に置かれている。放電室へのガス注入は中央に位置するバリアブル リーク・バルブで行うが,注入したガスが電子銃部の真空度を悪くするのを防ぐため, 長さ10cm 直径2 cm のステンレス製円筒を電子ビーム入口に取り付け,ガス流に対す るコンダクタンスを下げた。図2.4 はBPDで放電室に生成したプラズマの電子温度及 び密度の放電室管径方向分布を示す。このときの放電室のガス圧は8×10⁻⁴Torrでガス は窒素,またこの結果はプローブ測定によって得られたものである。中心付近では電子 ビームとプローブとの接触によりプローブが溶融するため測定できないが,直径4 cm

以上の太いプラズマ (~10¹¹cm⁻³)が安定に生成されている。



子密度の放電室管径方向分布

イオン引出し部はステンレス製のスクリーン電極及びイオン引出し電極から成る。 イオン引出しのために接地されるスクリーン電極及び負の高電圧を印加する引出し電極 の形状は電子銃の陰極,陽極と同様とし、中央にはそれぞれ直径8mm,7mmの穴を あけ、イオンを引出すようにした。これら電極の間隔は電子銃の場合と同様、軌道方程 式を解いて決定した。

最後にイオン原の真空排気系について簡単に述べる。円筒スリットとスクリーン電極 で電子銃部,放電室及びイオン引出し部を分離し,2本の600 $\frac{1}{5}$ の排気速度の油拡散 ポンプ(水冷バッフル付)で差動排気した。従って放電室が 10^{-3} Torrのガス圧でも電子 銃部,イオン引出し部は 10^{-5} Torr オーダーの真空度に維持される。

2.2.2 イオン引出し特性試験

製作したBPDイオン顔の性能試験には、まずイオン引出し電極の背後に二次電子電流を抑制するために底を深くしたコップ状のコレクタ電極を置き(図2.1)、イオン引出し電極と同電位に保ち到達する全イオン電流を測定した。放電室には窒素ガスを注入し、電子銃部の収束用磁界コイル電流及び放電室のミラー磁場コイル電流を最適値に調整して行った。変化するパラメータは、電子銃の電子ビーム加速電圧 V_a 、電子ビーム電流 I_b 、放電室のガス圧Pdis及びイオン引出し電極電圧 V_{ex} とした。結果を図2.5から図2.8に示す。 V_{ex} 以外の量はすべて放電室に生成したプラズマパラメータを変化す







図 2.7 イオン電流の放電室ガス圧(Pdis)依存性



図 2.8 イオン電流のイオン引出し電圧依存性

るもので、図 2.5 図 2.6 図 2.7 より V_a , I_b , P_{dis} は大きい方が イオン引出しに都合 がよいが、すべて飽和傾向にありこれらのパラメータを極端に増したとしても大きな増 加は望めない。ところがイオン引出し電圧を数kV程度で変化すると全イオン電流が大き く変わる(図 2.8)。 V_{ex} が-10kV以上は電原容量の関係で測定できていないが、実 験結果を延長すると10mA以上のイオン電流が簡単に得られそうである。引出されたイ オンビームのエネルギーは V_{ex} によって決まるから、本実験で最大、10keVのエネルギ -のイオンビームが 6.3 mA 得られたことになる。この値はイオン電流密度にして16.4 mA /cm となる。

さて,引出されたイオンビームのエネルギー幅及び質量スペクトルもイオン原の性能 を決める重要なパラメータである。質量スペクトルについては,第3章で詳しく述べる 永久磁石を用いた磁界偏向で測定した。結果を図2.9に示す。横軸は偏向角を簡単な磁 界偏向の式を用いてM/e に変換したもので,窒素ガスを放電室に注入した場合ほとん どがN⁺で,N⁺はその¹/10以下である。またエネルギー幅については、イオンビームを

-17 -



低圧ガス中に通し中性粒子ビームに変換した後のものをガスストリッピング型分析 器で測定したところVex に無関係に約100 eVとなり,従って元のイオンビームのエネル ギー幅はそれより小さい。

2.3 イオンビームの中性化のための構成

2.3.1 低圧ガス中通過による中性化

二次電子放出係数の入射エネルギー及び入射角依存性測定のために構成した実験装置 の概略を図 2.10に示す。装置の左側には前節で述べた B P D イオン 源があり, それから 引出されたイオンビームはイオンビーム輸送部で中性粒子ビームに変換され, 散乱容器 中央にセットした金属試料に衝突し二次電子を放出させる。

イオンビーム輸送部は、イオン原と同じ内径のステンレス製真空壁中にテフロンで絶 縁支持した4個のアルミニウム製円筒で構成した。左から順に輸送電極1,2,3,4と呼び、 それぞれの内径及び長さは、45mm^Ø、30mm;65mm^Ø、92mm;65mm^Ø、92mm; 34mm^Ø、80mm である。イオンビームを引出し電極に負の高電圧を印加して得るため これを散乱容器に導くには輸送電極に同程度の負の高電圧を印加しなければならない。 イオンビームの中性粒子ビームへの変換にはガス分子との荷電交換衝突を利用したが、



特別にガスセルを設けなくてもかなりの量の中性粒子ビームを得ることができた。イ オンビーム輸送部の真空度は実験中電極2付近では10⁵ Torrのオーダーなので、この付 近での中性粒子への変換は少ないことが予想される。しかし引出し電極付近では、放電 室(~10⁻³ Torr)からスクリーン電極孔を通してのガス流入があるため、真空度は少なく とも10⁻⁴ Torr 台であると考えられる。 従って生成中性粒子ビームはイオンビームが引 出されるとすぐに中性化したものであろう。これは後述するガスストリッピング型分 析器による解析で、こうして生じた中性粒子ビームのエネルギーが引出し電極電圧によ って決まり輸送電極電圧に因らないことから明らかである。中性化しなかったイオンビ ームが散乱容器内に入り込むのを防ぐため、輸送電極2,3及び4を接地電位とし負の高 電圧空間を走って来たイオンをそこで追返した。また引出し電極は収束されなかったイ オンの衝撃を受けて多量の二次電子を放出する。この電子に対して輸送電極2,3及び4 の接地電位は強烈な加速電圧となり、散乱容器内の金属試料をたたく恐れがある。そこ で輸送電極1に常に引出し電極電圧より500 V 負の電圧を印加してこれを防いだ。

散乱容器は内径25cm 高さ15cm のステンレス製太鼓型円筒で,上部の蓋を開けて内部の電極の取付け取外しを行う。この容器には、内径100mmの輸送部接続用及び真空排気用の2つのポートの他に、側面に内径34mmの8個のポートがある。これは、電圧印加

-19-

電流測定用として用いる以外に、このポートに二次電子型検出器やガススト リッピン グ型分析器を接続することができる。容器内の真空度を良くするため、輸送部からのガ ス流入が輸送電極4の中性粒子ビーム集束用スリット孔のみとなるよう、テフロン及び アルミニウム板で分離した。また容器内の真空排気には水冷バッフル付 1500 *l*/s 排気 速度油拡散ポンプを用い、10⁻⁷ Torr のオーダーまで排気することができる。図 2.11にイ



オン原の放電室にガスを注入した場合の輸送部(電極 2 付近)の真空度 Ptと散乱容器内 の真空度 Ps の関係を示した。通常実験中輸送部の真空度は 5×10^{-5} Torr 以下である。 従って散乱容器内では 5×10^{-5} Torr 以下の真空度で測定が可能である。

このような構成で散乱容器内に直径5 mm, 等価電流 0.1 µ A程度のkeV中性粒子ビームを導くことができた。

2.3.2 固体表面反射による中性化

固体表面でイオンビームを中性化することにより、ある程度エネルギー分布の広がった中性粒子束を作ることができる。¹⁵ またその分布は入射角を変化することにより簡単に制御できると考えられる。本研究ではこの方法でも中性粒子を生成した。この場合には図 2.10の実験装置の他に小型の散乱容器(内径14cm,高さ10cm)を用い,元の散乱容器の直径34mmの測定用ポートのいずれかに接続した。小型散乱容器も独自に 600 *l*/s 油拡散ポンプ系排気装置を有する。実験装置の大型散乱容器,小型散乱容器の部分の写真を図 2.12に示す。

イオン輸送部の全電極及び散乱容器内の試料を含む各電極に イオン引出 し電圧と同 程度の負の高電圧を印加し,散乱容器中央に設置した試料固体にイオンビームを衝突さ せる。ここで試料表面に衝突するイオンエネルギーは試料に印加した電圧によって決ま

-20 -



図 2.12 大型散乱容器 及び小型散乱容 器の写真

る。試料表面で散乱された粒子の内,荷電粒子は偏向電極対で除き,表面で中性化しあ る角度で散乱された中性粒子のみを小型散乱容器に導き分析実験を行う。このような構 成で得られた中性粒子束の詳細及びそれの分析結果等は後の章で述べる。

2.4 二次電子測定のための電極配置と予備実験

2.4.1 散乱容器内の電極配置

図 2.10は散乱容器内の電極配置及び電圧印加・電流測定のための電原メータ類の概略 も示している。散乱容器内に設置した電極はエミッタ,コレクタ及びリミタの3つであ る。エミッタは粒子ビーム衝撃で温度が上がるのを防ぐため縦5cm 横8cm 厚き1 mmの大きな市販の銅板とし,通常はピカール研摩剤で研摩しアセトンで脱脂・脱水し て用いた。またこれを散乱容器中央の底に取付けた真空回転導入機にテフロン棒を介し て固定したので,粒子ビームのエミッタへの入射角は回転導入機を真空外から操作して 簡単に決定できる。コレクタは,粒子ビーム衝撃によってエミッタから放出された二次 電子を集める電極で,内径10cm 高さ8cmの薄い銅板製円筒である。粒子ビームの入 口孔(直径1cm)と内部の真空度を良くするためにエミッタの背後に空けた5cm×8 cmの角形孔以外は,完全にエミッタを囲んだ。またコレクタには二次電子を完全に吸 収するために+50Vの電圧を印加した。コレクタの外側にはリミタと称する内径15 cm 高さ10 cmの薄い銅板製の円筒を設け,コレクタを囲んだ。リミタはコレクタよりも小 さな粒子ビーム入口孔(直径5mm)を有し,入射粒子ビームを絞る。従って粒子ビー ムが直接コレクタを衝撃することはない。リミタは通常直接接地される。また二次電子 電流はエミッタに接続した微少電流計で測定した。

2.4.2 イオンビーム衝撃による銅表面の二次電子放出係数の測定

構成した実験装置で超高温プラズマのイオン温度測定のための模擬実験を行う前に, 予備実験として垂直入射時の二次電子放出係数測定を計画した。しかし中性粒子衝撃の 場合の金属の二次電子放出係数を正確に測定するのは少々やっかいである。それは入射 粒子ビーム束の絶対値の見積りがイオンの場合のように簡単でないからである。そこで 本節ではイオン入射の場合の二次電子放出係数7.を測定することとした。

イオンビームをエミッタに衝突させるためにイオン輸送電極3・4及び散乱容器内 のすべての電極をイオン引出し電圧Vexと同電位にしたので、コレクタ電圧を印加する 直流電源及びエミッタに接続して二次電子電流を測定するメータ類は絶縁トランスを介 して浮かして用いる必要がある。図2.13はエミッタに衝突するイオンビーム電流のイオ



図 2.13 エミッタに入射するイオンビーム電流I_iのイオ ン輸送電極 2 の電圧V₂に対する変化 パラメータE;は入射イオンエネルギー

ン輸送電極2の電圧V2に対する変化を示す。 パラメータは入射イオンエネルギーで,

すべてのエネルギーについてイオンビーム電流を最大とする V_2 の値がある。 図より, V_2 の0から – 500Vの間の調節で、イオンエネルギー3keVから6keVのイオンを 7 μ A / 直径5mm以上エミッタに入射することができる。

イオン衝撃による金属表面の二次電子放出係数は次のような考えを基に測定した。 図 2.14(a)に簡略化した測定回路を示す。



図 2.14 なの測定方法,(a) 測定回路,(b) le - Vc 特性の概略

本実験装置では普通の場合イオンビームを偏向用磁石で曲げることなしに散乱容器 に導くため、引出し電極付近で発生した中性粒子ビームも同様に散乱容器内に浸入し、 エミッタ電極をたたく。図 2.14(b)はこのような場合のコレクタ電圧変化時のエミッタに 流れる電流の変化の概略を示す。中性粒子は電荷を持たないから、コレクタに十分負の 電圧を印加した時の飽和電流I_は完全に二次電子が追い返されるものとすると、入射イオ ン電流 I_i を表わす。しかし逆にコレクタに十分正の電圧を印加した場合の飽和電流 I_+ は、入 射イオン電流 I_i とそれによる二次電子電流 r_+ I_i (r_+ : イオン入射時の二次電子放出係 数)の和ではなく、それに入射中性粒子による二次電子電流 I_e を加えた電流を示す。従 って I_+ と I_- の比は、

$$\frac{I_{+}}{I_{-}} = \frac{(1+r_{+})I_{i} + I_{e}}{I_{i}} = 1 + r_{+} + \frac{I_{e}}{I_{i}}$$
(2.1)

であり、もし中性粒子による二次電子電流が入射イオン電流に比べて十分小さいと仮定で きる場合には ($I_{p} \ll I_{i}$) 、 r_{+} はkeVイオンに対して 1 のオ – ダ – であるから、

$$\frac{I_{+}}{I_{-}} = 1 + r_{+} \pm t t t + r_{+} \pm \frac{I_{+}}{I_{-}} - 1 \qquad (2.2)$$

となる。従ってこのような場合にはI₊ とI₋ を測定すれば、イオンのみが入射した場合の 金属の二次電子放出係数を決定できる。ここで、本実験装置の場合イオン輸送電極2の 電圧V₂ を調節することにより、電荷を持たない中性粒子の量を変えずにエミッタに入 射するイオン電流I_iを増加させることができる。 つまり、そのようにしてI_iを増し、式 (2.1)のI_e/I_iを小さくし、式(2.2)が成立するようにできる。図 2.15はイオンエ ネルギーを5 ke V一定とし、輸送電極2電圧V₂を調節して エミッタに入射するイオ ン電流を変化し、(I₊/I₋ - 1)を測定した結果である。 入射イオンはアルゴン イ オン。I_i \leq 5 μ A で (I₊/I₋ - 1)が急激に大きくなるのは、式(2.1)で中性粒子 による二次電子電流(一定)のI_iに対する相対的な大きさ I_e/I_iが増加するためであり、 約7 μ A以上のI_iに対して (I₊/I₋ - 1) はほぼ一定となり、I_e \ll I_iが成立しているこ



図 2.15 (I₊ /I₋ - 1)の 入射イオン電流による 変化



図 2.16 銅表面における二次電 子放出係数の入射エネル ギー依存性

とがわかる(式(2.2))。そこでr+測定の際には必ず図2.15のような特性を測定し、 その特性が平坦になる所の値としてr+を決定した。

本実験では, ア ルゴンイオン (Ar⁺)及び ヘリウムイオン (He⁺)入射時の r_+ を keVオーダーのエネルギー領域で測定した。結果を他の研究者による実験値と共に 図 2.16(a)(b)に示した。〇印が本実験によって得られた値である。図より本結果は他の値 とほぼ一致していることがわかる。

2.5 結 言

本章では、本研究で提案する二次電子測定による荷 電交換中性粒子 法を 実験的 に 検討するために製作した高速中性粒子原,とくにその重要部であるイオン原について述 べた。本研究で提案する計測法はkeV以上のイオン温度のプラズマを対象としているか ら、それから飛び出す荷電交換中性粒子を模擬するための高速中性粒子原は1keV以上 のエネルギーを持つ中性粒子を取り出せることが必要であった。そのためには同程度の エネルギーのイオンを 引出 せるイオン顔が必要で、本研究ではBPDイオン顔を製作 し,最大10ke Vのイオンビームを16.3 mA/cm²の電流密度で得ることができた。 高速中性粒子はこのイオンを低圧ガス中通過及び金属表面反射によって中性化して生成 することにした。測定の容易さから言って上記中性化効率及びビームの発散などを考慮し て元のイオン電流量はある程度大きいことが必要であったが(>数10μA/数10mm²), 初期のこの目的を十分にカバーする電流量を得ることに成功した。さらに模擬荷電交換 中性粒子衝撃による金属表面からの二次電子測定のための電極群(エミッタ,コレクタ, リミタ等)を散乱容器内に構成し,BPDイオン 源か ら引出 し たイオンビームを直接 それに入射しイオン衝撃による金属の二次電子放出係数を測定することによって実験装 置全体の性能を試験した。その結果,測定された二次電子放出係数は他の研究者による ものとほぼ一致し,本装置で得られる結果の信頼性を得た。模擬荷電交換中性粒子原と して取り出した中性粒子の性質については、後の章の本研究で提案する計測法の実験的 検討の結果と共に述べる。

第3章 二次電子型高速中性粒子エネルギー測定法

3.1 緒 言

ィオン衝撃による金属表面からの二次電子放出は、粒子検出器としての応用のためだ けでなく,その物理的興味から多くの研究者によって精力的に研究されてきた。20,21 そ れらの研究において二次電子の放出機構は、入射イオンエネルギーによって potential 放出とkinetic放出の2つに分けて考えられている。potential放出は、イオンエネルギ ーが数100eV以下の場合に重要となる放出機構で、イオンの充たされていないエネル ギー状態に金属の伝導帯からトンネルする電子がイオンを中和し,その際第2の電子が 励起されて飛び出すと考えられている。これによる二次電子放出係数 r+ は,水素原子イ オンのような一価のイオンではほとんどイオンのエネルギーに依存せず,1に比べて十分 に小さい。一方,入射イオンの運動エネルギーによる格子原子の電離で電子が放出され るのがkinetic放出で,エネルギー数100eV以上のイオンに対して有効で,エネルギ -に大きく依存する。またそれによる r+は, potential放出のものよりはるかに大きい。 さて、中性粒子による二次電子放出現象はあまり研究されておらず、ただ原子衝突の分 野 や核 融合研 究の分野における利用を目的として測定されているに過ぎない。中性粒 子の場合には,特にエネルギーが低い時中性粒子が励起状態にあるか基底状態にあるか ということは重要であるが(Auger過程),数100eV以上ではイオンの場合と同様に kinetic放出が重要な放出機構となる。超高温プラズマから放出される高速中性粒子のエ ネルギーは1 keV程度以上であるから、この高速中性粒子の診断に二次電子放出を利用 する場合にはほとんどkinetic放出のみを考えればよい。

まず,超高温プラズマから飛び出す高速中性粒子を金属表面に垂直に当て,出てくる 二次電子を測定することを考える。金属表面の二次電子放出係数は入射粒子エネルギー に依存することから₇₀(E)と書くことにし,高速中性粒子のエネルギー分布関数をN(E) とすると,* 測定される二次電子電流 I_eは,

$$I_{e} = eS \int_{0}^{\infty} \tau_{e} (E) \cdot N(E) \cdot \sqrt{\frac{2E}{m}} dE \qquad (3.1)$$

^{*}本章で用いるエネルギー分布関数は,すべて単位体積・単位エネルギー当りの粒子数として定義 される量である。

で表わすことができる。ここで加は高速中性粒子の質量,またSは粒子束の断面積である。一方,プラズマイオンのエネルギー分布関数をni(E),プラズマイオンと荷電交換衝 突をする中性原子密度をnoとすると、単位時間・単位体積当り発生する,エネルギーE ~E+dEの高速中性粒子数は,

$$N(E)dE = n_0 \cdot n_i(E)dE \cdot \sigma_{ex}(E) \cdot \sqrt{\frac{2E}{m_i}}$$
(3.2)

である。ここでσ_{ex} (E)は荷電交換衝突断面積,miはイオンの質量で mi≈m。二次電子 型検出器の入口スリットを通して見えるプラズマの体積を V , V の領域から入口スリッ トに張る立体角をd g とすると,

$$I_{e} = e \cdot V \cdot \frac{d \mathcal{Q}}{4 \pi} \cdot n_{0} \int_{0}^{\infty} \mathcal{T}_{0}(E) \cdot \sigma_{ex}(E) \cdot n_{i}(E) \sqrt{\frac{2E}{m}} dE \qquad (3.3)$$

なる二次電子電流が測定される。プラズマが熱平衝状態にあり、ni(E)を温度Tiのマク スウェル分布関数で表わせる場合には

$$I_{e} = e \cdot V \cdot \frac{d \mathcal{Q}}{4 \pi} \cdot n_{0} \frac{4 \hat{n}_{i}}{\sqrt{2 \pi m k_{B} T_{i}}} \int_{0}^{\infty} \tilde{r}_{0} (E) \cdot \sigma_{ex}(E) \frac{E}{k_{B} T_{i}} \cdot exp\left(-\frac{E}{k_{B} T_{i}}\right) dE$$
(3.4)

となる。ここで介iはプラズマイオン密度。

式(3.1)または式(3.3)を見ると明らかなように, $r_0(E)$, $\sigma_{ex}(E)$ が既知としても、単に二次電子電流 I $_e$ を測定するだけでN(E)または n_i(E)の全体を推定することは不可能である。これは中性粒子入射によって金属表面から放出される二次電子の数が入射粒子のエネルギーの他に入射粒子数にも依存するからで、平均エネルギーのような値の推定も全入射粒子数がわかっていないと無理である。

式(3.4)におけるように中性粒子 またはイオンのエネルギー分布関数を仮定でき る場合には,その平均エネルギー(イオン温度)を決定できそうであるが,実際にはプ ラズマイオンと荷電交換衝突をする中性原子密度の値 ng が必要でこれを測定することは 難しい。従って二次電子型粒子検出器の出力電流から中性粒子のエネルギーを見積るに は,何らかの方法で出力電流値から入射粒子数の効果を除去しなければならない。荷電 粒子の場合にはそれはコレクタに十分負の電圧を印加することにより可能であるが中性 粒子ではそう簡単でない。

本章では、二次電子放出係数の入射角依存性を利用して入射粒子数の効果を除去し、 簡単に入射中性粒子の平均エネルギーを決定する方法を提案する。さらに、その方法を 超高温プラズマの荷電交換中性粒子計測に応用し、イオン温度を推定する方法を議論す る。また本章では、前章で述べた中性粒子源を荷電交換中性粒子を発する超高温プラズ マと見たてて行った模擬分析実験の結果を述べ、実用上の問題点を検討する。まず、次 節で二次電子放出係数の入射エネルギー及び入射角依存性について述べる。

3.2 二次電子放出係数の入射エネルギー及び入射角依存性

二次電子放出係数の入射角特性に関する実験結果は、イオン入射の場合には多く報告 されているが、中性粒子入射では少ない。しかし数 100 eV以上のエネルギーでは二次電 子放出機構(kinetic放出)から考えて、中性粒子の場合はイオンの場合と同じと予想され る(後述)。イオンについての実験結果はどの研究者のものでも約 100 keV以上のエネ ルギー領域では、sec θ に比例した入射角依存性を持つ。²² つまり、 θ の角度で入射し たイオンに対する金属の二次電子放出係数 $r_+(\theta, E)$ は

$$\boldsymbol{\gamma}_{+}(\boldsymbol{\theta}, \mathbf{E}) = \boldsymbol{\gamma}_{+}(0^{\circ}, \mathbf{E}) \cdot \sec \boldsymbol{\theta}$$
(3 • 5)

と表わせ、 $r_+(\theta, E) / r_+(0, E)$ は入射イオンエネルギーEに依存しない。ここで 入射角 θ は金属表面の法線と入射イオン束とのなす角で、 $r_+(0, E)$ は垂直入射の場 合の普通の二次電子放出係数である。

しかし,森田等は中性水素原子ビームを用いた実験で,入射エネルギーが低くなると (数10keV以下) θ の大きい方から式(3.5)のsec θ 則に合わなくなり, $r_0(\theta, E)/r_0(0^\circ, E)$ にエネルギー依存性が出て来る,つまり $r_0(\theta, E)$ が変数分離形でなくな る現象を観測している。²³ 彼等の実験結果によれば,それは入射中性粒子のエネルギー が小さくなる程顕著であり,10keVの水素原子がステンレス鋼表面に入射する場合, $r_0(80^\circ, E)$ は sec 80° より30%以上小さい。 このずれはさらにエネルギーが小さくな るともっと大きくなることが予想され,keVオーダーのエネルギー領域において後の節に 述べる本実験でも確認された。^{24,25)}森田等はこの原因を表面における入射粒子の反射と potential放出の効果のためと考えた。さて,このような場合には2つの入射角に対する

-29-

二次電子電流の比は入射エネルギーに依存し,比をとることによって二次電子電流値か ら入射粒子の効果が除去されるから,中性粒子のエネルギー分析にこの比を利用するこ とができる。まず,本節では二次電子放出係数の入射角依存性についてさらに詳しく議 論する。

3.2.1 Sternglassの理論による入射角依存性

高速粒子を固体表面に衝突させた時の二次電子放出は、最初Sternglassによって理論的に計算された。²⁰ そして彼の理論は 100 keV以上のイオンによる金属からの二次電子放出の実験結果と一致した。そこでまず、彼の理論に基いて二次電子放出係数の入射角依存性を導出する。

彼の理論においては、入射粒子による固体原子の電離から生じた感度の小さい電子が表面 まで拡散し、固体表面の障壁を飛び越え真空中に飛び出すと仮定された。従って固体内 の単位層中に生まれる二次電子の数は、入射粒子の電離断面積に比例する。一方10keV オーダー以上の高速粒子はそのエネルギーの大部分を固体原子との非弾性衝突(電離) により失うと考えられるので、結局発生する二次電子の数は入射粒子のエネルギー損失 に関係している。



図 3.1 二次電子放出の概念図

さて図3.1に従い、入射粒子の標的固体内での飛程をL、入射角をθとすると、二次

電子放出係数は,

$$r(\theta, E) = \int_{0}^{L\cos\theta} \frac{dx}{\cos\theta} B \cdot Q \cdot \exp(-x/L_{\rm S}) \qquad (3 \cdot 6)$$

で表わされる。ここでQは物質に対する入射粒子の電離断面積に相当し,Qdxは表面から距離 x の位置にあるdx内で生成される二次電子の数を表わすとする。また,exp(-x/L_s)はxの点で生まれた1個の二次電子が表面まで達することができる確率である。従ってL_sは電子の固体内での特性拡散距離である。定数Bは表面における透過係数で,電子が表面の障壁を乗り越えて真空中に逃げる確率を表わす。二次電子のような低エネルギー電子の拡散距離L_sは小さく,数Å程度と考えられ,入射粒子が数10keV以上のエネルギーの場合にはL≫L_sが成立するから,入射粒子がL_s走る間に失うエネルギーは小さい。従って式(3.6)のexp($-x/L_s$)が極端に小さくならないx≲L_sではQはxに依存しないと考えると,式(3.6)は

$$\tau(\theta, E) = \frac{BQL_{S}}{\cos \theta} \left\{ 1 - \exp(-L\cos \theta / L_{S}) \right\}$$
(3.7)

のように積分できる。そこで入射角 θ が0°つまり 垂直入射の時の $r(0^\circ, E)$ に対する比をとると、

$$\frac{r(\theta, E)}{r(0, E)} = \frac{1}{\cos \theta} \cdot \frac{1 - \exp(-L\cos \theta / L_{\rm S})}{1 - \exp(-L/L_{\rm S})}$$
(3.8)

になる。入射粒子の飛程Lは当然入射粒子のエネルギーEの関数であるから、 $r(\theta, E)$ は一般にはEと θ に関して変数分離できない。しかし、式(3.8)から二次電子放出係 数の比 $r(\theta, E)/r(0, E)$ は固体表面の条件に依存しないことがわかる。もしL \gg L_S が成立する時には、 θ があまり大きくない範囲で

$$\frac{r(\theta, E)}{r(0, E)} \doteqdot \frac{1}{\cos \theta} = \sec \theta$$
(3.9)

となり、二次電子放出係数は入射角に対してsecθに比例することがわかる。入射粒子ェネルギーが 100keV程度のH⁺, He⁺, Ar⁺, N⁺などのガスイオンの固体中の飛程Lは
1000Åのオーダーで、L≫Lsが成立する。²⁷式(3.8)あるいは式(3.9)の導出過程において、入射粒子がイオンであるか中性粒子であるかの違いは固体原子との非弾性衝突(電離)により電子を生成する時のみ現われ、従って式(3.6)中の電離断面積Qの値のみが中性粒子入射の場合にはイオンの場合と異なる。式(3.8)は二次電子放出係数の比をとることによってQを消去しているから、この式は入射粒子の種類に関係なく成立することは明らかである。ただ10keV以上の高速粒子がそのエネルギーの大部分を固体原子の電離により失うことを考えると、飛程しは入射粒子の種類に依存する。従って式(3.9)のような簡単な式が中性粒子入射の場合に成立するかどうかは飛程しの大きさによる。入射粒子の固体中の飛程は入射粒子に対する固体の阻止能の違いは森田等によって厚さ数10 μ g/cdの Cu 薄膜に10keV 以上の水素原子と陽子を入射して実験的に研究された。²⁰それによると阻止能は2つの場合でほぼ同じ値となって、入射粒子の電荷の有無はこの程度以上のエネルギーでは関係ない。従って飛程しも中性粒子入射の場合はイオン入射の場合と同じと考えられ、式(3.9)のsec θ 則はイオンと同じ入射エネルギー領域において中性粒子に対しても同様に成立すると考えられる。

入射エネルギーが小さくなると飛程しは小さくなる。例えば 10keVで 100Å のオーダ ーとなり、入射粒子が重い程しは小さい。固体原子の電離によって生じた電子の 拡散距 離 L_s は 数 Å程度 であるから、数 keVの入射エネルギー領域においても L/L_s は 10 ~ 100 位で、式 (3.8) のexp(-L/L_s)は1より十分小さいと考えてよい。しかし入射 角 θ が大きくなるとexp(-Lcos θ /L_s)は無視できなくなる。例えば θ =80°, L/L_s = 10とするとそれは 0.2 程度となる。このような場合には $r(\theta, E) / r(0^\circ, E)$ は sec θ 則から決まる値より小さくなることが式 (3.8) より分かる。また、入射エネルギーが 小さくなるとそのsec θ 則からのずれが大きくなることも予想できる。さらに、式 (3. 6) の x に関する積分を行う際の仮定も L≫ L_sであるから、式(3.8) のような単純な 形では表わせなくなることも考えられる。

ここでは簡単のため式(3.8)を用いて二次電子放出係数の比 $r(\theta, E)/r(0^\circ, E)$ の入射エネルギー依存性をさらに考察する。入射エネルギーが大きい時にsec θ 則が成立していた入射角においても入射エネルギーが小さくなると上で述べたように L \gg L_s であるが Lcos $\theta \gg$ L_sなる条件が満たされなくなる。この場合には式(3.8)の分子の指数項を0 と近似できない。そこで指数項を級数展開し1次項まで考えると, $r(\theta, E)$

/ $r(0^\circ, E)$ はsec θ 依存性が消えて入射粒子の飛程Lに比例するようになる。入射粒子 に対する固体の阻止能を次章 4.3.2節で述べるように dE/dx \approx AE^{6,4} と考えると,飛程 LはE^{6,6}に比例する。結局 $r(\theta, E)/r(0^\circ, E)$ は入射エネルギーが小さくなると入 射エネルギーの 0.6 乗に比例して小さくなることがわかる。さらに入射エネルギーが小 さくなると式(3.8)の分母の指数項も0と近似できなくなり,同様に級数展開し1次 項近似すると式(3.8)は1となることが予想される。

さて、森田等はsec θ 則からのずれを表面における入射粒子の反射が主な原因と考え ている。²³ 入射角 θ が大きいつまり斜め入射になると、固体中に入り込まないで表面で 反射する入射粒子の数が増えてくる。このような粒子は二次電子放出にまったく寄与し ないから、入射粒子数に対する二次電子数の比で定義される二次電子放出係数は実質的 に低下する。また、入射エネルギーが低くなる程表面での反射率は大きくなるから、こ の原因による sec θ 則からのずれも入射エネルギーの低下とともに大きくなることもわ かる。

3.2.2 二次電子放出係数の入射エネルギー及び入射角依存性の測定

数keV 程度の入射エネルギーに対する金属の二次電子放出係数の入射角依存性を知る ために、第2章で述べた実験装置でkeV中性粒子ビームを用いて $r_0(\theta, E)/r_0(0^\circ, E)$ を測定した。この場合イオン輸送電極3・4 及びリミタは接地電位として中性粒子ビーム のみを散乱容器内に導き、二次電子電流測定を行った。エミッタに衝突する中性粒子ビ ームの直径は5 mmで、その粒子束は二次電子電流にして最大0.1 μ Aを衝突させること ができるが、第5章で述べる二次電子電流のゆっくりした時間的変化を防ぐため、1nA 程度以下に減じて用いた。BPDイオン源の放電室に注入するガスはAr, He, H₂, N₂ の 4 種類とし、引出したイオンビームを質量分離せずに中性化した。従ってAr, He の場 合は単原子分子であるから問題はないが、H₂とN₂の場合には分子ビームと原子ビー ムの混った中性粒子ビームで測定したことになる。しかし後の節で述べる引出したイ オンビームの質量選別実験の結果、H₂ガスの場合にはH⁺が、N₂ガスの場合にはN⁺ がほとんどであることがわかった。中性粒子ビームを衝突させ二次電子を放出するエミ ッタ金属としては市販の銅板のみを用い、真空中に設置する前にピカール研摩剤で鏡面 仕上げした後十分にアセトンで洗净した。

結果を図 3.2 , 図 3.3 に示す。図 3.2 がアルゴン中性粒子 Ar[®]入射の場合で, 図 3.3

-33-

がヘリウム中性粒子 He^o入射の場合である。二次電子放出係数の比 $r_0(\theta, E)/r_0(0^\circ, E)$ は この場合,二次電子電流の比として求まり,これを k(θ, E)と定義した。横軸 は入射中性粒子エネルギーで1 keV から5 keV まで測定した。④,□,■,△,▲,○, ●,● 印が測定データで,それぞれ入射角 $\theta=10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ, 80^\circ$ の 結果に対応する。また図には実線で式(3.9)の sec θ の値を示した。 図よりこの程度 の入射エネルギーでも入射角が小さい($\theta < 50^\circ$)の場合には,Sternglassの理論から 予想される sec θ 則が成り立つことがわかる。しかし、 θ が 50° 程度になると低エネル ギーの方から sec θ 則からずれ始め、 θ が大きくなる程その sec θ 則 からずれ始める エネルギー Ethが大きくなる。特に θ が70°以上になると、例えば sec 70° ≑ 2.92, sec 80° ≑ 5.76 であるから、そのずれはかなり大きいことがわかる。また sec θ 則からずれ始め



図 3.2 k(θ,E)の入射角(θ)及び 入射エネルギー(E)依存 性, Ar⁰入射の場合。



ると、 $k(\theta, E)$ は入射粒子エネルギーEに対してほぼ直線的な依存性を示すようになる。 このsec θ 則からずれ始めるエネルギーEth と入射角 θ の関係を両図から求めたのが図 3.4 である。Ethは入射角と共に急激に増加し、Ar⁰の場合 θ =70° で~15keV, He⁰ の 場合 θ =80° で~13keVである。従ってある入射エネルギーEthを境にして、 $k(\theta, E)$ を 次のように近似することができる。

$$k(\theta, E) = \frac{r_0(\theta, E)}{r_0(0^\circ, E)} = \begin{cases} \sec \theta & \dots & E > E_{th}(\theta) \\ a(\theta) \cdot E + b(\theta) & \dots & E < E_{th}(\theta) \end{cases}$$
(3.10)



図 3.4 Ethの入射角(θ)依存性

ここで、 E_{th} は入射角の関数であるという意味で $E_{th}(\theta)$ と書いた。 $a(\theta)$ と $b(\theta)$ は入射角、入射粒子及びエミッタの種類に依存し、図 3.2、図 3.3 から Ar⁰ 及び He⁰入射に対する銅表面の $a(\theta)$, $b(\theta)$ は表 3.5 のように決定される。

入射粒子	θ (°)	$a(\theta)$ (keV ⁻¹)	b(θ)
Ar ⁰	60	0.125	1.53
	70	0.060	2.01
He ⁰	60	0.088	1.53
	70	0.192	1.51
	80	0.336	1.51

表 3.5 銅表面の $a(\theta)$ 及び $b(\theta)$

前節で式(3.8)よりk(θ ,E)はE^{6.6}に比例することを導いた。しかし本節の実験結 果はE¹に比例しているように見える。この違いの原因についてはよくわからないが,実 験における入射エネルギー変化範囲が狭いため(1keV~5keV)直線近似できた可能性も ある。これはE=0の時のk(θ ,E)の値つまりb(θ)が式(3.8)で予想された値(= 1)より大きいことから想像できる。すなわち関数E^{6.6}のEに対する変化は上に凸の傾 向を持ち,その曲線のある一部のエネルギー領域を直線近似するとその他のエネルギー に対して近似直線は元のE^{6.6}より大きくなるからである。

図 3.6 は入射粒子の種類による k(θ , E)の変化を示すもので、 θ =70°の場合のみを 比較した。図中のすべての粒子に対して k(θ , E)はこのエネルギー範囲で sec70°の値よ り小さく、入射エネルギーEと直線関係にある。この図から、質量の大きい Ar⁰, N⁰₂ では軽い H⁰, H⁰₃ に比べて傾きが小さく、推測される Eth もかなり大きいことがわかる。



-37-

これは上述の固体の阻止能の表式 dE/dx ≈ AE^{0.4} における係数Aが入射粒子の質量 と共に大きくなるからと考えられる。つまり入射粒子の飛程(~A⁻¹ E^{0.6})のエネル ギーに対する変化が質量が重くなる程なだらかになるからである。

3.3 二次電子測定による高速中性粒子エネルギー分析法

3.3.1 平均エネルギー測定法

二次電子放出係数の入射角依存性は、入射粒子エネルギーが数10 keV 以下の 場合に sec θ 則からずれて来ることを前節で述べた。 $r_0(\theta, E) \ge r_0(0^\circ, E)$ の比を $k(\theta, E)$ と書くと、それは一般に次式のように書き表わすことができる。

$$k(\theta, E) = \frac{r_{0}(\theta, E)}{r_{0}(0^{\circ}, E)} = \begin{cases} \sec \theta & \dots & E > E_{th}(\theta) \\ f(\theta, E) & \dots & E < E_{th}(\theta) \end{cases}$$
(3.11)

ここで f (θ , E)は θ と E の関数で, E_{th} (θ)は sec θ 則からずれる境目の入射エネ ルギーである。金属表面にエネルギー分布関数が N(E)の中性粒子束が衝突する時, 入射角 θ での二次電子電流 I_e(θ) と 垂直入射での二次電子電流 I_e(0°)の比を K(θ) と書くと,これは k(θ , E)を用いて次のように書ける。

$$K(\theta) \equiv \frac{I_{e}(\theta)}{I_{e}(0^{\circ})} = \frac{\int_{0}^{\infty} k(\theta, E) \cdot r_{0}(0^{\circ}, E) \phi(E) dE}{\int_{0}^{\infty} r_{0}(0^{\circ}, E) \phi(E) dE}$$
(3.12)

φ(E)dEは、単位面積当り単位時間に入射するE~E+dEのエネルギーを持つ中性 粒子束で、N(E)と次の関係にある。

$$\phi(E) dE = N(E) dE \sqrt{\frac{2E}{m}}$$
(3.13)

前節で述べたように、 $\theta \ge 50^{\circ}$ では keVオーダーの中性粒子入射に対して銅表面の k(θ ,

E) は, sec θ 則で決まる値より小さくEと共にほぼ直線的に sec θ 値に近づく。この場合には k(θ , E) を

$$k(\theta, E) = a(\theta) \cdot E + b(\theta) \qquad ; \ \theta \gtrsim 50^{\circ} \qquad (3.14)$$

と近似できる。 $a(\theta)$, $b(\theta)$ は入射エネルギーEに依存せず、入射角 θ 及び入 射粒 子・エミッタ金属の種類によって決まる。さて、

$$\varphi(E) = r_0(0^\circ, E) \phi(E) = r_0(0^\circ, E) \cdot N(E) \sqrt{\frac{2E}{m}}$$
 (3.15)

とおき, φ(E)を一種の分布関数のように考えると,式(3.12)は式(3.14),式 (3.15)を代入して

$$K(\theta) = a(\theta) \cdot \overline{E} + b(\theta) \pm t t = \frac{K(\theta) - b(\theta)}{a(\theta)}$$
(3.16)

と変形できる。ここで E は

$$\overline{E} = \int_{0}^{\infty} E \cdot \varphi(E) \, dE / \int_{0}^{\infty} \varphi(E) \, dE$$
(3.17)

で定義された分布関数 $\varphi(E)$ に関する平均エネルギー値である。従って $a(\theta)$, $b(\theta)$ をある入射角 θ についてあらかじめ決定しておけば、簡単な $K(\theta)$ 測定だけで平均エネ ルギーEを推定することができる。ところが、ここで注意しなければならないのは普通 一般に言われる平均エネルギー<E>とは、

$$\langle E \rangle = \int_{0}^{\infty} E \cdot N(E) dE / \int_{0}^{\infty} N(E) dE$$
 (3.18)

で定義される量であって、 \overline{E} ではない。 $r_0(0^\circ, E)$ は keVオーダーの 中性粒子または イオン入射に対してほぼ直線的なエネルギー依存性を持つことが知られているから,²⁹ 式(3.15)より \overline{E} は本来の分布関数N(E)にEの 3/2 乗の重みを付けた量に関する平均 となる。従って \overline{E} は平均エネルギー $\langle E \rangle$ より少し高い値を示す。しかし、二次電子型 検出器の出力電流から入射中性粒子数の効果を除去でき、エミッタ角度(入射角)を変 えたたった二つの実験データから大まかなエネルギー値を推定できること,また測 定器自体がコンパクトで使い易い等を考慮するとかなり有用な方法である。さらに,エ ネルギー分布関数の広がりが小さい時にはEは真の平均エネルギー値を与える。また入 射角が0°の場合の他にもう一つのある角度θについての二次電子電流値さえ測定でき ればよいから,エミッタ電極を回転する必要はなく,同じ形状のエミッタ角度だけ異な る二次電子型検出器を接近して置き,二つのデータを同時に収集することも可能である。

3.3.2 超高温プラズマのイオン温度測定法

本節では,前節で述べたK(θ)測定による高速中性粒子エネルギー測定法の超高温プ ラズマイオン温度測定への応用について言及する。

荷電交換中性粒子を金属表面に垂直入射した時の二次電子電流 Ie(θ)は式(3.4)より

$$I_{e}(0^{\circ}) = eV \frac{d\mathcal{Q}}{4\pi} n_{0} \frac{4\hat{n}_{i}}{\sqrt{2\pi m k_{B} T_{i}}} \int_{0}^{\infty} r_{0}(0^{\circ}, E) \sigma_{ex}(E) \frac{E}{k_{B} T_{i}} \exp\left(-\frac{E}{k_{B} T_{i}}\right) dE$$
(3.19)

$$I_{e}(\theta) = eV \frac{d\mathcal{Q}}{4\pi} n_{0} \frac{4n_{1}}{\sqrt{2\pi m k_{B}T_{i}}} \int_{0}^{\infty} k(\theta, E) \gamma_{0}(0^{\circ}, E) \sigma_{ex}(E) \frac{E}{k_{B}T_{i}} exp(-\frac{E}{k_{B}T_{i}}) dE$$
(3.20)

と書ける。 $I_e(\theta)$ と $I_e(0^\circ)$ の比をとると測定の難しい中性原子密度 n_o が消去され,

$$K(\theta) = \frac{\int_{0}^{\infty} k(\theta, E) r_{0}(0^{\circ}, E) \sigma_{ex}(E) \operatorname{Eexp}\left(-\frac{E}{k_{B}T_{i}}\right) dE}{\int_{0}^{\infty} r_{0}(0^{\circ}, E) \sigma_{ex}(E) \operatorname{Eexp}\left(-\frac{E}{k_{B}T_{i}}\right) dE}$$
(3.21)

となる。式(3.21)の右辺は $k(\theta, E), r_0(0^\circ, E)$ 及び $\sigma_{ex}(E)$ のエネルギー依存性 がわかっているとEに関する積分が実行でき、イオン温度 T_iのみの関数となる。また、 $k(\theta, E)$ のエネルギー依存性から考えて右辺は T_i に関する一価関数で、K(θ)の値と

 $T_i k 1 対 1 の対応を示す。従って二次電子電流の比 K(<math>\theta$)を測定するとイオン温度 $T_i を推定することができる。式(3.21) はイオン温度がプラズマ中どの位置でも同じ$ 均一プラズマの場合の式で、実際のプラズマでのイオン温度はプラズマ中心で高く端付近で低いから話はもっと複雑になる。このような不均一プラズマにおける詳細な議論は $後の第4章で述べるが、この場合にもK(<math>\theta$)と T_i とは1対1の対応関係を持ち、K(θ) 測定によりイオン温度の情報を得ることができる。

3.4 イオンビームの銅表面での中性化により生成した中性粒子のエネルギー測定

keV オーダーの中性粒子に対してエミッタへの入射角 θ を約50°より大きくとれば、 二次電子放出係数 r_0 (θ , E) の垂直入射 ($\theta = 0$ °) の時の二次電子放出係数 r_0 (θ , E) に対する比k (θ , E) が入射エネルギーEと直線関係を持つことがわかった。このような場合には前節で述べたように荷電交換中性粒子のエネルギー代表値を測定するのに 利用することができる。本節ではイオンビームを固体表面に衝突させることにより中性 化し、ある程度エネルギー分布の広がった中性粒子束を生成し、前節で述べた方法でそ のエネルギーを測定したことについて述べる。つまり、生成した中性粒子束を銅エミッ タ表面に入射させ、垂直入射時の二次電子電流 $I_e(0°)$ に対するある入射角 θ の時の二 次電子電流 $I_e(\theta)$ の比 (これをK(θ)と書く)を測定し、次式を用いて中性粒子束の 平均エネルギーEを求めた。

 $\overline{\mathbf{E}} = (\mathbf{K}(\theta) - \mathbf{b}(\theta)) / \mathbf{a}(\theta)$ (3.16)

ここで $a(\theta)$, $b(\theta)$ は表 3.5の値を利用した。

3.4.1 イオンビームの銅表面での中性化

本実験のために用意した散乱容器内の電極配置の概略を図3.7に示す。BPDイオン 源から引出されたイオンビーム を 輸送電極3・4,円形スリット,リミタ及び銅ター ゲットに負の高電圧を印加してターゲットに衝突させる。ターゲットに衝突するイオン ビームの 直径は円形スリットの大きさを変えることによって調節できるが,ここで は散乱容器に溶接したポートの位置及び方向の誤差を考えて,できるだけ多くの中性粒 子束を測定ポートから取り出すことができるよう大き目の穴(直径3 cm)にした。この 場合ターゲットに衝突するイオンビームの全粒子束は He⁺の場合10¹³ atoms/s, Ar⁺の

-41-

場合10¹⁴ atoms/sのオーダーとなった。ターゲットは厚さ1 mmの銅板とし、イオンビー ムの ターゲット への入射角は 67.5°に固定した。また本実験には Ar^+ と He⁺を用いた。



図3.7 イオンビームの銅表面での中性化の実験 装置概略

銅表面で電子を得て中性化し生じた Ar⁰ あるいは He⁰ はいろいろな方向に散乱される。 従って図のようにリミタに直径 2 cmの穴を設け,ターゲット表面から約 67.5°で飛び出 した粒子のみを選択し,測定ポートから取り出す構造とした。リミタの出口孔の背後に は,偏向電極対を設けてターゲットから散乱されてくる荷電粒子(反射イオン,二次電 子)を静電偏向で除去した。このような構造で,2keV ~ 7keV の Ar⁺ あるいは He⁺ を 用いて,二次電子電流にして数 100 pA 程度の直径 3 mm O Ar⁰ あるいは He⁰ を得ること ができた。

3.4.2 二次電子型エネルギー測定器によるエネルギー測定

生成した中性粒子束のエネルギー測定のために,直径14 cmの小型散乱容器の中に図3. 8 にその概略を示す電極群を設置し,大型散乱容器の測定ポートに接続した。中性粒子 の入口スリットは直径3 mmの円形で,コレクタの入口孔の直径はそれより少し大きい5 mmとした。従って図3.7 の散乱容器の測定ポートから出た生成中性粒子束は直径3 mmに



図3.8 二次電子型エネルギー測定器の概略

絞られてエミッタをたたき二次電子を出す。コレクタに印加した電圧は+50Vで,二次 電子電流はエミッタに接続した微少電流計で読んだ。この小型散乱容器にも蓋の中央に 真空回転導入機を取り付けエミッタを回転し,入射角を調整した。

結果を図 3.9(a) (b) に示す。(a)が He^o の場合で, (b)が Ar^o の場合である。共に横軸は ターゲットに入射するイオンのエネルギーで 2keV から 7keV まで変化した。 縦軸が図 3.8 の電極構成で測定したK(θ)から式 (3.16)を用いて得た平均エネルギーEである。 ただし θ についてはAr^o の場合70, He^o の場合80°として表 3.5 の a(θ), b(θ)を用いた。 二次電子電流の測定誤差及び入射角設定誤差さらに現象のばらつきを考えて, 一つのイ オンエネルギーE_iに対して 5 回以上のK(θ)測定を行い,それぞれから計算される E 値の存在範囲をエラーバーで示した。両図共破線が E_iと Eが等しい場合を示すから,金 属表面での中性化によって生成される中性粒子は、金属との衝突によりかなりエネル ギーを失っていることがわかる。最低20%~30%のエネルギー損失が見積られる。







(b)



3.5 ガスストリッピング型分析器の分析結果との比較

二次電子型測定器による結果(図 3.9(a),(b))と比較する目的で,従来この程度のエネルギー領域の中性粒子のエネルギー分析に用いられるガスストリッピング型分析器を製作し,同じく生成された中性粒子のエネルギー分析を行った。

3.5.1 ガスストリッピング型エネルギー分析器の構成

図3.10に製作したガスストリッピング型中性粒子エネルギー分析器の概略を示す。



図 3.10 ガスストリッピング型中性粒子エネルギー 分析器

これらはガスセルを除いて、二次電子型測定器として用いた小型散乱容器の中に収納 し、ガスセルはこの容器の入口ポートと大型散乱容器の測定ポートとの間に入れた内 径34 mm、長さ13 cmのステンレス円管中にガスを注入するものとし、両側に直径 3 mm(大型 散乱容器側)と直径 4 mm(小型散乱容器側)の円形スリットを設け、大型散乱容器及び 小型散乱容器との圧力差を保った。

一般にガスストリッピング型分析器は、ガスストリッピングセル、静電型ある いは磁界型イオンエネルギー分析部、イオン検出部の三つの部分から成る。ガスセ ルの中に注入するガスの種類は普通ストリッピング効率を考えて選ぶが、ここでは一応 入射中性粒子と同種のガスとし、そのガス圧はHeの場合5×10⁻³ Torr、Arの場合5× 10⁻⁴ Torrに設定し、入射中性粒子の一部をイオン化した。Heの方がArより10倍も多 くガスを注入したのは、Heの場合のストリッピング効率がArの場合よりかなり小さい (~1/50) からである。ガスセルにガスを注入すると(大型) 散乱容器内及び分析

-45-

器内の真空度が悪くなる。そこでそれぞれを独自に真空ポンプで排気しており、イオン 輸送部の真空度 Pt, 散乱容器内真空度 Ps, 分析器内の真空度 Pa 及び ガスセル の ガ ス圧 Pg の関係を図 3.11(a), (b)に示す。(a)はイオン源の放電室に注入するガス量を変化



図 3.11 差動排気特性

 P_g : ガスセルのガス圧, P_s : 散乱容器内の真空度, P_a : 分析器内の真空度, P_t : イオン輸送部の真空度。

した場合で、ガスセルには ガスを入れていない。また(b)は、ガスセルにの みガスを 注入した場合である。実験中のそれぞれの真空度はAr の場合、 $P_t = 5 \times 10^{-5} T_{orr}$, $P_s = 1.3 \times 10^{-5} Torr 及び P_a = 6.7 \times 10^{-6} Torr となり、分析器内は10^{-6} Torr 台に保$ $たれていることがわかる (<math>P_g = 5 \times 10^{-4} T_{orr}$)。

さらに, ガスセル中で生じたイオンを45°入射型平行平板静電分析器に入れ, 一方の 平板を接地しもう一方の平板に印加する電圧を変化させて分析する。二枚の平板の間隔 は2.4 cmとし、イオンの入口孔と出口孔は直径が共に6mm で間隔を8cmにした。従って このイオン分析器の印加電圧 V_p と分析イオンエネルギーEの関係及びエネルギー分解 能はそれぞれ、 $V_p = 0.6 E$ 、AE/E = 0.15と計算される。³⁰ 分析されたイオンの検 出には木村等によって改良・小型化されたシンチレーション型のものを製作した。³¹ ステンレス製の二枚のメッシュグリッドG₁(透過率60%)、G₂(透過率80%)にそれ ぞれ、He⁺の場合-10 kV+50 V、-10 kV (Ar⁺の場合-9 kV+50 V、-9 kV)を印加 し、入射イオンをメッシュとの衝突で電子に変換し、それを接地電位のメッシュをはり 付けたシンチレータへ向って加速しシンチレータを発光させ、光電子増倍管で受けて電 流として出力する。シンチレータには少量のKNO₃を加えたKCl 結晶を使った。 ガス セルでイオン化されなかった中性粒子は、静電分析器を直進して普通の二次電子型検 出器で測定する。

ガスセルの中性粒子イオン変換効率,静電分析器の透過率及び検出器効率などはす べて入射エネルギーに依存する。従って静電分析器の平板に印加する電圧を変化させ て測定した検出器の出力電流の特性は,入射中性粒子のエネルギー分布そのものではな く,これらのエネルギー依存性の関数を乗じた形のものである。よって測定した特性 から真のエネルギー分布を求めるためには,分析器全体としての入射エネルギーに対 する性質を十分知っておく必要がある。そこでまず,既知エネルギーの中性粒子ビーム で本分析器を較正する実験を行った。

3.5.2 中性粒子ビームによるガスストリッピング型分析器の較正

図3.7の散乱容器の較正ポートにガスストリッピング型分析器を接続し、ターゲットを移動、イオン輸送電極3.4、円形スリット及びリミタを接地することにより、イオン輸送部で生成した中性粒子ビームをリミタの穴を通して分析器に導いた。そして既知エネルギーの中性粒子ビームを分析する実験を行った。He^e及びAr^oに対する結果が図3.12にある((a)He^o,(b)Ar^o)。横軸は静電分析器の一方に印加した電圧Vpで、縦軸が検出器の出力電流。これらは入射中性粒子ビームエネルギーを1keVから5keVまで変化させて得た結果である。それぞれの曲線の大きなピークがVpとエネルギーEとの関係(Vp=0.6E)から考えて入射粒子ビームに相当する。ピークの大きさがまちまちなのは入射したビームの粒子束がエネルギーによって違うからである。また大きなピークの低エネルギー側の丁度半分のVpに対応する位置に小さなピークがすべての場

-47-

合に現われる。これはガス セルの中 で 二価にイオン化した粒子によるピークである。 さらに, 同図の曲線の大きなピークに対応する Vp の値と入射中性粒子ビームエネルギー



-48-

Eの関係をプロットしたのが図 3.13である。



図 3.13 中性粒子ビームエネルギー(E)と Vpの関係

○と□はそれぞれHe⁰, Ar⁰の場合である。実線は本静電分析器の寸法から計算される EとV_pの関係(V_p=0.6 E)で,実験値はこの直線に一致する。また,分析曲線(図 3.12)のピークの半値幅 $4E_{\frac{1}{2}}$ と入射エネルギーEの関係を図 3.14に示す。測定点〇,□



-49-

は図 3.13と同じ。本分析器の設計値は 4 E / E = 0.15であるから、 $4 \text{E}_{4} = 4 \text{ E} / 2$ かつ入 射粒子ビームのエネルギー幅がそのエネルギーによって変わらないと仮定すると、測定 点は傾きが 0.15/2 = 0.075の直線上にあるべきである。実線と破線が $4 \text{E}_{4} = 0.075 \text{ E} +$ 0.15keV, $4 \text{E}_{4} = 0.075 \text{ E} + 0.1 \text{ ke VO} 直線を表わし、Ar⁰ の場合は実線に、He⁰ の場合$ $は破線に近い値を示す。この直線を低エネルギー側に延長した時の <math>4 \text{E}_{4}$ 軸との切片の 値が、入射中性粒子のエネルギー広がりの半値幅を与えることは明らかである。従って 本BPD 中性粒子 源 から引出される中性粒子ビームは、100 eV ~ 150 eV 程度のエネル ギー半値幅を有することがわかる。中性化される前のイオンビームは、中性化の際の散 乱を考えると、これよりもさらに小さいエネルギー半値幅を持つと予想される。



図 3.15 ガスセルの通過効率 (le/leo)と入射 中性粒子ビームエネルギー(E)との関係

さて図 3.15は入射中性粒子のガスセルにおける通過効率と入射エネルギーの関係を示 す。I_e。はガスセルにガスを入れない時の静電分析器の背後の二次電子型検出器の出 力電流で、I_eは 3.5.1 節で述べたガスを入れた時の電流であるから、I_e/I_e。はガスセ ル中の入射 粒子の通過効率を示す。ここで中性粒子-イオン交換効率が数%以下であ ることを考慮すると、ガスセル中の粒子損失はほとんどガス分子との弾性衝突による 散乱のためと考えられる。図よりAr⁹, He^e共 Eが2keV以下で通過効率が減少し始める。 He^eの方が粒子損失が大きいのはガスセルのガス圧を高くしたからである。

イオン検出器の光電子増倍管の出力電流I_{out}は印加電圧V_{ph}と共に指数関数的に増大 する。本実験ではHe⁰の場合V_{ph}=1.1 kV, Ar^cの場合V_{ph}=1 kVとHe⁰の方を増倍 率を上げるように設定した。

以上の分析器各部の入射エネルギー依存性を知り、最終的に得る分析器全体としての 入射エネルギーに対する特性を図3.16に示す。縦軸はイオン検出器の出力電流Ioutを分 析器へ入射した中性粒子束の等価電流(粒子束ø。にeを乗じた量)で割った量である。 入射エネルギーが3keV程度以下ではIout/eø。が急激に減少し、検出効率がかなり悪



くなる。従ってこの分析器を2keV以下の低エネルギー中性粒子の分析に利用する場合 には、誤差の増大のため十分注意して結果を吟味しなければならないことがわかる。 3.5.3 イオンビームの銅表面での中性化により生成した中性粒子のエネルギー分析 前節で較正したガスストリッピング型分析器を今度は散乱容器の測定ポートに接 続し,イオンビームの銅表面での中性化によって生成した中性粒子の分析を行った。 図 3.17(a),(b)がその結果で,当然これは図 3.16で較正済みである((a):He,(b):Ar)。 縦軸は単位時間に分析器に入射する中性粒子の数であり,これらの分布は真の意味での エネルギー分布に粒子速度vの重みをつけた分布を示す。パラメータE;はターゲットに



図 3.17 生成中性粒子のエネルギー分布 (a)He, (b)Ar。

衝突するイオンのエネルギー。Arの場合, すべてのエネルギー分布に二つのピークが存 在するが、低エネルギー側のピークは図3.16による較正の際に生じたもので、測定され たイオン検出器の出力電流がノイズレベルに近いため信ぴょう性に欠ける。同様に、分 布の低エネルギー側特に2keV以下のところは図3.16のように分析器の分析率が悪くなる から,誤差は非常に大きいと思われる。しかしこの二つの結果から,イオンビームの金 属表面での中性化によって生成した中性粒子のエネルギーは,入射イオンエネルギーに 比べて小さく,かつかなり広がった分布を持つと言える。このような傾向は5 keVの水 素原子ビームを金表面に垂直に衝突させた同様のEckstein等の実験による結果にも現わ れている。20 彼等は本実験結果に比べてもっと広いエネルギー分布を得ているが、こ れには本実験における結果が低エネルギー側で信ぴょう性に欠けることによる誤差も考 えられるが,しかし入射角(67.5)の違いも忘れてはならない。というのはななめ入射 程エネルギー損失が小さくなると考えられるからである。また入射粒子の種類の違いも ある。本実験においてはイオン検出器の出力電流を直流の電流計で観測する方法を採っ たが, さらにエネルギー分布の詳細を議論するにはパルスカウンティングの技術を導 入する必要がある。しかし、本実験は本研究で提案する新しいエネルギー分析法による 結果との比較が目的であるので、これ以上追求しなかった。

3.5.4 二次電子型測定器による結果との比較

図3.18(a),(b)が,前節のガスストリッピング型分析器で得た結果と3.4.2節で述べ た二次電子測定による方法での結果を比較したものである。3.4.2節でも説明したよう に,横軸がターゲットに入射するイオンのエネルギーEi,縦軸は生成中性粒子の平均エ ネルギーである。ここで二次電子型で測定できる平均エネルギーEは,普通の意味の平 均エネルギー<E>ではなくて,粒子束vn(E)に二次電子放出係数 r(0°, E)を乗じた 量に関する平均エネルギーであるので,これと比較するため次のような方法でガスス トリッピング型分析器による結果図3.17を平均化した。図3.17は粒子束に関する分布であ るので,これに第2章2.4.2節の予備実験で得たr+(E)を乗じて数値積分を実行してĒ を算出した。それを〇印で示す。図中△印は図3.17から求められる普通の意味での平均 エネルギー<E>をプロットしたもので,Ēに比べて10%位小さな値を示す。ガスス トリッピング分析器による結果(〇印)と二次電子測定による結果(I)を比較すると, 少し後者が大きいが全体としてよく似た傾向を示す。普通の平均エネルギー(△印)と

-53 -









3.6 二次電子型測定器の測定可能エネルギー範囲・測定精度と それらへの測定条件の影響

3.6.1 エネルギーの上限・下限・精度

二次電子型測定器で求められるエネルギーは,普通の意味の平均エネルギーくE>で はなくて,E^{3/2}の重みのついた分布関数に関する平均である。今簡単に図 3.19に示すよ うな矩形のエネルギー分布関数を仮定すると,真の平均エネルギーくE>に対する測定エ



ネルギーの誤差の大きさを評価することができる。図のような分布関数の真の平均エネ ルギーは、式(3.18)より簡単に $\langle E \rangle = E_0 + \frac{1}{2} \delta E$ であることがわかる。一方、二次 電子型測定器による測定エネルギーEは、二次電子放出係数 r_0 (0, E)が数 keV オー ダーの中性粒子入射に対して入射エネルギーに直線的依存性をもつことを考慮する、つ まり r_0 (0, E) = A(E/Ec-1)とおくと、²⁰式(3.17)より

$$\overline{E} = \frac{\int_0^\infty E\sqrt{E} (E/E_c - 1) N(E) dE}{\int_0^\infty \sqrt{E} (E/E_c - 1) N(E) dE}$$
(3.22)

と表わすことができる。ここで E_c は 500eV程度のエネルギーで,E = 5 keVとすると $E/E_c \Rightarrow 10$ となり,この程度以上のエネルギーEに対して $E/E_c = 1 \approx E/E_c$ と考えて も大きな誤差はない。すると図 3.19のような矩形分布の場合には

$$\widetilde{E} = \frac{5}{7} E_0 \frac{(1+x)^{7/2} - 1}{(1+x)^{5/2} - 1} \qquad : \qquad x = \frac{\delta E}{E_0} \qquad (3.23)$$

-55-

となり、真の平均エネルギー〈E〉に対する相対誤差(\overline{E} - 〈E〉)/〈E〉 を x(= $\delta E/E_0$) に対して図に表わすと図 3.20となる。図よりエネルギー分布の幅が大きい程



図 3.20 測定エネルギー(Ē)の平均エネルギー (<E) からのずれ

測定エネルギーEの真のエネルギー<E>からのずれは大きくなるが,誤差は飽和の傾向にあり,相対誤差は x→∞の時の値 0.43に近づいていくことがわかる。

中性粒子エネルギー測定のための本方法の原理的な分解能 dE/E は、上記真の平均エ ネルギーからのずれを考えない場合($\delta E/E_0 \rightarrow 0$)には入射中性粒子束の空間的発散 角によって決まる。今発散角を $d\theta$ とすると二次電子型測定器の エミッタ電極は入射粒 子に対して($\theta - \frac{1}{2} d\theta$) と($\theta + \frac{1}{2} d\theta$)の間の入射角を持つ。二次電子放出係数の 入射角依存性を考えると、垂直入射($\theta = 0^\circ$)とした場合の入射角の少々のずれは二次 電子電流 Ie(0°) にほとんど影響しないから、分解能 dE/Eは k(θ , E) の θ 及び E 依存性から見積ることができる。図 3.3 において $\theta = 80^\circ$ とすると分解能はおおよそ $dE/E \approx 0.0144 \ d\theta / (0.336 + 0.0144 \ d\theta)$ と考えることができる。 これは $d\theta = 5^\circ$ としても $dE/E \leq 0.18$ であり、測定器の前に数枚のスリットをおくことにより どんな 場合でも $d\theta$ をこれより小さくすることは可能である。従って原理的にはこの二次電子 型測定器の分解能は入射粒子のエネルギー分布の広がりによる真の平均エネルギーから のずれによってきまることがわかる。つまり、43%以内の精度で入射中性粒子の平均エ ネルギーを測定できると言える。

本方法は垂直入射の場合の二次電子放出係数に対するある角度 0の場合の二次電子放 出係数の比 $\mathbf{k}(\theta, \mathbf{E})$ ($\equiv r_0(\theta, \mathbf{E}) / r_0(0, \mathbf{E})$)のエネルギー依存性を用いるか ら,エネルギーEが十分大きくて $k(\theta, E)$ がsec θ 則に従うようになると 分解能がな くなる。従ってこの方法の測定可能エネルギーの上限は $k(\theta, E)$ がsec θ 則に 合い始 めるエネルギーEth によってきまる。しかし 3.2.2 節の図 3.4 からEthは 入射角θによ って大きく変化する。同図より E_{th} は Ar の場合 heta = 70°で \sim 15 keV ,Heの場合は heta = 80° で~13keVであるから, θをもう少し大きくすることによって20keVぐらいまでは測定 可能な上限を増すことができるであろう。一見 θをさらに90°に近づければもっと高い エネルギーまで測定できそうであるが, θが90°に近づくと入射中性粒子の表面での反 射が大きくなり,かえって二次電子電流が下がるため限界がある。一方,測定可能エネ ルギーの下限は $k(\theta, E)$ のエネルギーに対する変化割合と $K(\theta)$ 測定の精度に関係して いる。本実験における K(θ)測定に対してはHeの場合平均10%程度の違いが数回の実験 によって確認された。従って図3.9のエラーバーで示したように測定エネルギー値に平 均300eVぐらいの誤差が出る。もしファクター2までの誤差を許す場合には,測定可能 エネルギーの下限は300eVと見積ることができる。 しかし, $K(\theta)$ 及び $k(\theta, E)$ 測定の 精度が上がればもっと低いエネルギーでも測定が可能となるだろう。

3.6.2 入射粒子強度及び真空度の影響

一般に二次電子放出現象は表面条件・周囲の環境に非常に敏感であると言われている。 そこで k(θ, E) のこれらへの依存性を中性粒子のエネルギー測定の応用の見地から評 価した。実際に中性粒子のエネルギーを測定する場合には中性粒子の強度や測定時の周 囲の真空度はさまざまである。

そこで入射中性粒子強度と散乱容器内の真空度を変化して $k(\theta, E)$ の変化の様子を 観測した。図 3.21は $k(\theta, E)$ へのHe中性粒子束強度の影響(a) 及び周囲の真空度の影 響(b)を測定した結果である。 θ は80° とした。(a)の入射中性粒子強度の影響の結果にお いては、横軸の粒子束強度は銅表面に垂直入射した時の二次電子電流Ieで表わし、 0.5 nA から30nA まで変化した。 また(b)の周囲の真空度は、散乱容器に少しHeガスを注入 することによって5×10⁻⁶ Torrから10⁻⁴ Torrまで調節し 実験を行った。注入ガスの種 類を変えた測定は行 わなかったが、これはプラズマ診断への応用においてエミッタ表

-57-



図 3.21 k(θ, E) への入射中 性粒子束強度(a)及び周囲

真空度(b)の影響

面付近のバックグランドの空気圧(~10⁻⁶ Torr)より少し高い不純物ガスはほとんどの 場合入射中性粒子と同種であるからである。両図共,パラメータは入射エネルギーであ る。結果として k(80°, E) の値は,これら入射粒子強度及び真空度に依存せず,ほぼ 一定であった。従って中性粒子のエネルギー測定を行う場合,これらの条件は考慮しな くてよいことがわかる。

図 3.22は入射中性粒子ビーム エネルギーを4 keVに固定してエミッタに当て続け、 エミッタへの入射角 θ を 0° , 80°, 0° , 80°, 0° , 80°, ………と交互に変化させながら約 1時間 k(80°, E)の変化を観測した結果を示す。二次電子電流が約1nA となるよ う入射粒子束を制限して実験を行った。時々測定を中断し(その時間を図中r.t.で表わ す。),以後の変化も観測した。



図よりしばらく測定を中断した後でも k(80,°E)は中断前の値と変わらず,また約60 分経過してもランダムなばらつき以外の変化は見られないことがわかる。

3.6.3 エミッタ表面の粗さ・温度の影響

二次電子放出現象に固体表面の粗さ及び温度も大きな影響を与える。そこでこれらの $k(\theta, E)$ への影響も考察した。

本実験においては二次電子を放出するエミッタとして市販の銅板を金属研摩剤ピカー ルで研摩し、アセトンで十分洗浄したものを用いている。表面の粗さの影響を調べるた めこの銅板を種々の粗さのエメリー紙で擦り粗くして実験に用いた。結果を図 3.23に示 す。Ar⁰を入射し、k(70,°E)のエネルギーE依存性の変化を観測した。粗さの程度 は4種類変えて行ったが、○, △, □, ●はそれぞれピカール研摩、1,000番エメリー 紙研摩、600番エメリー紙研摩、150番エメリー紙研摩の場合で、順に粗くなる。図か らわかるようにk(70,°E)は表面の粗さに関係し粗くなる程小さくなる、すなわち二 次電子放出係数の入射角への依存が少なくなる。3.2.1節で述べたSternglassの理論か ら推測される二次電子放出係数の入射角依存性は、固体中で生じた二次電子が表面まで 到達するのに走る距離に関係している。すなわち、ななめ入射程その距離が小さく、そ の途中で失われる電子も少ない。ところが、表面が粗くなると同じ深さの点で発生した 二次電子であっても走る距離にばらつきが生じ、入射角依存性がぼやけてくる。これは 粗くなる程顕著で、極端な場合にはまったく入射角によって変わらないことも有り得る。

-59-



おそらく以上の理由で粗くなる程 k(70, E)が小さくなるのであろう。しかし,ピカー ル研摩の場合と1000番 エメリー紙研摩の場合にはほとんど変化がなかった。従ってこ の程度の細かさに表面を仕上げることによって安定な k(θ, E)及びK(θ)測定が可能 であると思われる。また中性粒子照射によるスパッタリングが原因した表面の荒れは, 入射粒子束を小さくすることによってかなり長時間押えることができるだろう。

さて、本実験におけるようなエミッタ表面周辺の真空度(~10⁻⁶ Torr)では、二次電 子放出係数 $r_0(0^\circ, E)$ はエミッタ表面温度に対し負の依存性を持っている。つまり、 温度を上げると $r_0(0^\circ, E)$ が小さくなる。これは一般に温度上昇による表面吸着ガス の減少によるものと理解されている。そこで k(θ , E) がエミッタ温度に依存するか どうかも調べた。実験には背面にニクロム線ヒータを取り付けた銅エミッタを用い、ヒ ータに流す電流を調節して温度を制御した。CA熱電対で測定したエミッタ表面温度と ヒータ電流Ihの関係を図 3.24に示す。Ih=8Aでエミッタ表面を 500°C以上に加熱する ことができる。エミッタ温度はヒータ電流を急に上げても除々にしか上がらないから、 ヒータ電流設定後約15分してエミッタ温度がほぼ一定になった時の値を読んだ。従って 以後の測定においても15分のエミッタ温度上昇時間を考慮した。また通常二次電子電流 はエミッタに接続したメータで測定しているため、ヒータを加熱するとそれからの熱電

-60 -

子による電流も同時に測定することになる。そこで必ず中性粒子を照射した時のエミッ



図 3.24 エミッタ表面温度と ヒータ電流 (I_h)の

関係

ッタ電流と照射しない時のエミッタ電流の二つを測定し、その差として中性粒子衝突に よる二次電子電流を決定した。しかし、ヒータ電流が5A程度になると熱電子による電 流が急増し二次電子電流の値を越えて大きくなるので、エミッタ温度にして 400°C以上では 測定しなかった。二次電子電流及び k(θ , E)の温度依存性の測定結果を図 3.25に 示す。実験にはAr⁰を用い、垂直入射 ($\theta = 0$)の時の二次電子電流 L_e(0) と $\theta = 70^{\circ}$ とした時のk(70°, E)の温度による変化を観測した。図中、実線が k(70°, E)で破線 I_eを表わし、共に縦軸は室温(20°C)の時の値を1と規格化して示した。また、入射 Ar^oのエネルギーを2keVから5keVまで変えて測定した。図より k(70°, E)も温度 上昇と共に減る傾向にあることがわかるが、I_eの変化程大きくない。 k(θ , E) は 二次電子放出係数 $r_0(\theta$, E) と $T_0(0^{\circ}$, E)の比と定義されているから、比をと ることによって T_0 の温度依存性がある程度相殺されたようである。

k(θ, E)の中性粒子エネルギー測定への応用の観点からは,完全に相殺されて



温度依存性を持たないことが望ましいが,測定器が200°C,300°Cといった高温の環境 に置かれることはまずないと考えられる。100°Cまでの温度に限ると変化は5%以内と 非常に小さく,おそらく測定のばらつきの範囲内に入ってしまうと思われる。また測定 の際の中性粒子衝撃による温度上昇については,入射粒子束が小さい場合には問題とな らないし,粒子束が大きい場合にもそれを小さくすることは難しくない。

3.7 超高温プラズマのイオン温度測定への応用

一均一プラズマの場合一

本節では、本研究の主題である超高温プラズマの荷電交換中性粒子計測にk(θ, E)の 入射エネルギー依存性を利用する可能性について検討する。実際に発生するプラズマの 不均一さを考慮した詳細の議論は次章に譲ることとして、ここでは場所的に均一分布し たHeプラズマから放出されるHe中性粒子のエネルギー測定を考える。

荷電交換中性粒子を金属表面に直接衝突させた場合,入射角 θ で入射した時の二次電 子電流 $l_e(\theta)$ と 垂直入射時の二次電子電流 $l_e(0)$ の比K(θ)は,プラズマ中のイオンが温度T_i のマクスウェル・エネルギー分布をしているとすると, k(θ , E)を使って式(3.21) のように表わすことができる。

$$K(\theta) = \frac{\int_{0}^{\infty} k(\theta, E) \tau_{0}(0^{\circ}, E) \sigma_{ex}(E) E exp(-\frac{E}{K_{B}T_{i}}) dE}{\int_{0}^{\infty} \tau_{0}(0^{\circ}, E) \sigma_{ex}(E) E exp(-\frac{E}{K_{B}T_{i}}) dE}$$
(3.21)

ここで σ_{ex} (E)は荷電交換衝突断面積。式 (3.21)の右辺は, k (θ , E), r_0 (0° , E), σ_{ex} (E)のエネルギー依存性がわかっている場合には,積分が実行でき $T_i \geq \theta$ のみの関数となり,ある角度 θ についてK(θ)を測定すると逆にイオン温度 T_i が推定できる。本節では, K(θ)が T_i にどれくらい依存するのかを知るために, He プラズマを想定し3.2.2節の図3.3よりk(θ , E)を

$$k(60^{\circ}, E) = \begin{cases} 0.088E+1.53 & E \le 5.34 \text{ keV} \\ 2.00 & E \ge 5.34 \text{ keV} \end{cases}$$

$$k(70^{\circ}, E) = \begin{cases} 0.192E+1.51 & E \le 7.34 \text{ keV} \\ 2.92 & E \ge 7.34 \text{ keV} \end{cases}$$

$$k(80^{\circ}, E) = \begin{cases} 0.336E+1.51 & E \le 12.65 \text{ keV} \\ 5.76 & E \ge 12.65 \text{ keV} \end{cases}$$

と仮定して, K (60°), K (10°), K (80°) とプラズマイオン 温度T_iの関係を算出

した。高速のHe⁺と低速He⁰ の間の共鳴的荷電交換衝突断面積 σ_{ex} (E)は何人かの研究者 によって実験的に決定されているが、ここでは本計算で必要とする幅広いエネルギー範 囲 (100eV ~ 100keV) でデータを出したSmirnov 等の結果を用いることとした。³³ 二次電子放出係数のエネルギー依存性に関しては、第2章図 2.16 (b)の実線 (He⁰ - Cu :Hayden et al a) と点線 (Arifov によるHe⁺ - Mo のデータを 1 keV He⁺ - Cu の Hayden et al 。のデータで規格化)の組み合わせを用いた。結果を図 3.26に示す。 イオン温度T_i については 100 eV から10 keVまでの変化に限った。K(θ)は、 $\theta = 60$ °の



場合にはT_i が変わってもほとんど変化しないが、 θ を大きくするとT_i に対するK(θ) の変化量が大きくなり、特に $\theta = 80$ °に設定するとイオン温度が約1 keV を越すと急増 加することがわかる。従ってK(θ)の測定誤差を10%程度に押えることができるなら、数 100 eV から10 keV までのイオン温度を30%以内の誤差で推定できることになる。

3.8 水素原子入射による二次電子放出係数の入射エネルギー及び入射角依存性

前節では,Heプラズマの荷電交換中性粒子計測を想定した簡単な計算を行い,イオン 温度と測定される二次電子電流の比K(θ)の関係を導出した。しかし,現在の超高温プラ

*→*64*−*

ズマ生成,閉じ込めの研究は水素プラズマによって行われている。従って本研究で提案 するイオン温度測定法のそれへの応用を議論するには水素プラズマを想定した検討が不 可欠である。水素プラズマから放出される荷電交換中性粒子は水素原子であるから,こ の目的のためには水素原子衝突による銅表面の k(θ , E)(入射角 $\theta=0$ °で衝突した時の 二次電子放出係数に対するある入射角 θ で衝突した時の二次電子放出係数の比)を知ら ねばならない。そこで本節ではそのための実験装置の構成及び実験方法をまず述べ,後に 水素原子による k(θ , E)の測定結果を示す。この k(θ , E)を用いた水素プラズマのイ オン温度測定への本方法の議論は次章に譲る。

3.8.1 BPDイオン源からの水素原子イオンビームの選別

これまで、本研究の実験はAr[®] あるいはHe[®] を用いて行ってきた。それはAr 及びHe が単原子分子で本研究で製作したBPD型中性粒子源から取り出せる中性粒子としてそ れぞれAr[®], He[®] しか存在しないと考えられるので、質量選別せずに用いることができ るからである。ところが、水素ガスをイオン源の放電室に注入して得られるイオンビー ムは、水素原子イオンビーム(H⁺)だけでなく、水素分子イオン(H₂⁺, H₃⁺等)も含 まれる。従って水素原子H[®],水素分子(H₂[®], H₃[®])の混じった形の中性粒子ビームが 本中性粒子源から引出されることになる。そこで水素原子ビームのみを得るためには、 イオン源から引出されるイオンビームの中から水素原子イオンビームのみを選別し、低 圧ガス室(ガスセル)を通過させ中性化する少々複雑な方法を用いなければならない。

一般にイオンビームの質量選別には磁界偏向を利用するのが普通であるが、これには 電磁石によるものと永久磁石によるものがある。電磁石によるイオンビームの質量選別 は、電磁石の励磁電流を調節することによってギャップ間の磁界強度を変化できるので、 出射角一定ですべての質量のイオンの選別を行うことができる。しかし、選別能力を増 すために大きな磁界を得ようとすると、電磁石はその構造上どうしても大きくかつ重く なる。一方、永久磁石による質量選別は、磁界を変化することが難しいため、磁場と垂 直方向に電界を加えていわゆるウィーンフィルタの形で利用することが多い。³⁴ この場 合には電磁石と違って非常にコンパクトとなるため真空容器の中に入れてしまうことが できる。本研究に用いているBPDイオン源は負の高電圧空間にイオンビームを引出す 構造となっているため、イオンビームを磁界偏向するには磁石も同電位に浮かさねば ならない。従って真空容器の中に入れてしまうことが簡単な永久磁石を使うこととした。

-65-

製作した磁界偏向装置を図3.27(a)にその寸法と共に示す。永久磁石には希土類コバ



(a)



(b)

図 3.27 磁界偏向装置(a) とその磁界強度分布(b)

ルト磁石を用い,図に斜線を施したような3cm×3cm×1cmの角形のもの2個とし,残 りの磁気回路は軟鉄で構成した。2つの磁石のギャップに作られる磁界強度分布を同図 (b)に示す(X,Yの位置は(a)にある)。最大磁場は4000ガウスで,磁石中心からXまたは Y方向へ5cm離れた位置での漏れ磁場は10ガウス以下である。



-66-

まず、イオン輸送電極、リミタ及びこの磁界偏向装置にイオン引出し電圧と同じ負の 高電圧を印加しイオンビームを散乱容器内に導き、図 3.28に概略を示す構成でBPDイオ ン源から引出された水素イオンビームの質量分析を行った。イオン検出器は幅1cmのア ルミニウム板とし、それに接続した電流計でイオン電流(厳密にはイオン電流と二次電 子電流の和)を読んだ。また検出器を図のように回転して電流変化を観測し、質量スペク トルを得た。結果が図 3.29にある。横軸は測定された偏向角から簡単な磁界偏向の式を



用いて計算されるM/e [a.m.,u./coulomb]である。これらはイオンエネルギー が 2 keV, 3 keV, 4 keV, 5 keV の4 つの場合の質量スペクトルで, M/e の値が無 限大の所のピークは磁場によって偏向されない中性粒子を示す。図より本BPDイオン 源において得られるビーム成分で最も多いのがH₃⁺で,次いでH₂⁺,H⁺の順に少なく なる。とくにH⁺ のピークは10倍あるいは5倍して描いてあるからH⁺は非常に少ない。 この傾向はイオンエネルギーを変化させても変わらない。またそれぞれのピーク の幅がかなり広いのは、検出器の幅を大きくしたためでその幅から計算されるものと一 致する。とにかく、本BPDイオン源の通常の動作状態で少量ではあるがH⁺ を引出せ ることが確認された。
3. 8. 2 水素原子ビームの生成とそれによる k(θ, E)の測定

水素原子ビームによる k(θ, E) 測定のための実験装置の概略図を図 3.30に示す。



図 3.30 H⁰入射による k(θ, E) 測定の実験装置

磁界偏向装置を散乱容器の中央に置き,入射するイオンビームを偏向・質量選別し,H⁺ のみをガスセル(~10⁻³ Torr)に導き中性化する。中性化したもの(H^o)は小型 散乱容器に直径 5mmの円形スリットで絞って入れ,回転可能な銅エミッタに当てて k(θ E) を測定する。中性化しなかったH⁺ は静電偏向板で曲げてエミッタに入射しないように する。小型散乱容器は,それに入射するH^o と磁界偏向装置に入射するイオンビームの なす角が 67.5[°] となるよう大型散乱容器の測定ポートの1つに接続した。一方,イオン ビームを偏向する磁界強度は一定であるからエミッタに到達することのできるH^oは、磁 界強度と偏向角 67.5[°] によって決まるただ 1 つのエネルギーを持ったものだけである。 従ってこのままでは k(θ , E)のH^o エネルギー(E)依存性を測定することができない。大 型散乱容器に接続するポートを変えて偏向角を変え,小型散乱容器に入射するH^oのエネ ルギーを変化させることもできるが、測定ポートの数が少ないから多くのEに対するデ ータを得ることはできない。そこで、本実験では磁界偏向装置の位置を矢印の方向に連 続的にずらすことによってイオンビームが磁界中を走る距離を変化させ、1 keVから5 keV までのエネルギー範囲でH⁺ の偏向角をいつも 67.5°に調節し、散乱容器の接続 ポ ートを変えずに k(θ , E) 測定を行った。磁界偏向装置の位置と入射水素原子イオンエ ネルギーの関係は、サイクロトロン半径 rcを用いた簡単な解析から導出でき、それを 図にしたのが図 3.31である。L及びd は図中左上の模式図で示すように、H⁺ が入射 ビ



ーム方向及び垂直方向に磁石内を走る距離を表わす。OはH⁺の仮想出射点で散乱容器 の中央とする。lは図のように定義される長さでLとl=L/(1+cos 67.5°) なる関係が ある。入射H⁺のエネルギーを変化すると,dとl(またはL)の関係は直線的に移動 する。入射エネルギーが大きい場合にはd,l,L共大きくするすなわち磁界中を走る距 離を長くしなければならない。1keV,2keV,3keV,4keV,5keVの場合を図中に マークした。特にいつもdとlはほとんど等しい。従って図3.30の矢印のように45°方向 に磁界偏向装置を移動すればよいことになる。図3.32はd(=l)を一定として,入射イ オンビームエネルギーを変えた時の小型散乱容器内の銅エミッタに当たる中性粒子ビー



ム量の変化を二次電子電流で表わしたものである。実線は $d = l = 15 \mod 3$ 場合,破線が13 $\mod 3$ つ場合で、共にエネルギーの増加に伴い、 H_3° 、 H_2° 、 H° の順にピークが現われる。 H^o及び H_2° のピークに鋭さがないのは 磁界 偏 向装置 に入射するイオンビームの広が りのためである。図より dを小さくすると、それぞれのピークが低エネルギー側にずれることが わかる。またそれぞれのピーク位置は図 3.31から予想される値と一致する。

図 3.33が上記の方法で得られた最終の結果,つまり水素原子ビームによる銅表面のk (θ , E)の θ 及びE依存性である。図 3.32からわかるように銅エミッタに入射するH^o の量が少なく,二次電子電流が数10 pA 程度であるため測定値に多少のばらつきがある が,H^o入射の場合にもHe^o,Ar^oの場合と同様式(3.10)を満たし, θ が大きい場合に は keV オーダーのエネルギー領域でk(θ , E)は入射エネルギーに直線的に依存するこ とがわかる。 θ <50°の場合は入射角 θ の時の二次電子電流 I_e(θ)と垂直入射の時の二次電 子電流 I_e(θ)との差が少なく,それの測定の際のばらつきが k(θ , E)の値に大 きく影 響したので示していない。これから決定される k(θ , E)=a(θ)・E+b(θ)のa(θ)とb(θ) の値を表 3.34に示す。



表 3.34 銅表面の a(θ)及び b(θ)

入射粒子	θ (°)	$a(\theta) (keV^{-1})$	b(θ)
Н°	50	0.0873	1.223
	60	0.0887	1.612
	70	0.1802	1.877
	80	0.2990	1.825

3.9 結 言

本章ではまず,前章で述べた中性粒子ビーム源を用いてkeVオーダーの中性粒子衝撃による二次電子放出の入射角及び入射エネルギー依存性を研究し,入射角 $\theta=0^{\circ}$ の時(垂直入射)の二次電子放出係数に対するある角度 θ の時の二次電子放出係数の比k(θ .E) がこのエネルギー領域で θ が大きい場合(ななめ入射)には入射エネルギーに対してほぼ直線的依存性を示すことがわかった。次いでこのk(θ , E)と入射エネルギーEとの関係を利用して未知中性粒子の平均エネルギーを,また超高温プラズマからの荷電交換中性粒子の場合にはイオン温度を推定する方法を提案した。本方法は中性粒子を金属表面に入射角 θ で当てた時の二次電子電流 $I_e(\theta)$ と垂直入射した時の二次電子電流 $I_e(0)$ の比K(θ)を測定するだけでよいから非常に簡単である。

さらに提案したK(θ)測定による超高温プラズマの荷電交換中性粒子計測 (イオン 温 度推定法)の実用性を検討するために,第2章で述べたイオンビームの銅表面での中性 化によって生成した少しエネルギー分布の広がった中性粒子束を超高温プラズマから放 出される荷電交換中性粒子と見立て,模擬分析実験を行った。また同じ中性粒子を従 来中性粒子エネルギー分析に主として用いられるガスストリッピング型分析器で分析 し,K(θ)測定による本方法と比較した。その結果,2つの方法によって推定されたエネ ルギーはほぼ一致し,本方法の実用性が示された。また,本方法で得られる平均エネル ギーは普通の意味の平均エネルギーではないが,それらの違いは必ず43%以内に入るこ とが実験的及び理論的に明らかになった。表面の粗さ・温度,入射粒子束強度及び真空 度のk(θ,E)への影響も実験的に検討したが,中性粒子のエネルギー測定への利用の観 点からは,無視あるいは除去可能であると結論される。

次に,荷電交換中性粒子法による均一Heプラズマのイオン温度測定にここで提案 する方法を応用した場合の測定されるK(θ)とイオン温度の関係を導出し検討した。その 結果数 100 eV 以上の高温プラズマに対しある程度の分解能で利用できることがわかっ た。最後に次章で本方法を用いた水素プラズマのイオン温度測定のさらに詳細な検討を 行うために,水素原子ビームを生成しそれによる二次電子放出係数の入射角依存性k(&E) を測定し,この場合も θ>50°で入射エネルギーに直線的に依存することを確認した。

第4章 トカマクプラズマのイオン温度測定のモデル計算

4.1 緒 言

本章ではk(θ, E)のエネルギー依存性を利用して超高温プラズマからの荷電交換 中性粒子を解析し、イオン温度を推定する方法をさらに詳細に検討する。序論でも述べ たように、現在超高温プラズマ閉じ込め加熱の研究はトカマク装置中心に行われており、 生成できるプラズマパラメータも他の装置より一歩先んじている。我が国におけるトカ マク方式の研究は、日本原子力研究所、名古屋大学プラズマ研究所を中心に、東京大学 工学部、九州大学応用力学研究所、名古屋大学工学部、京都大学工学部等の諸大学にお いても行われているが、その成果から言って現在先頭に立っているのが日本原子力研究 所のJFT-2装置と名古屋大学プラズマ研究所のJIPPT-II装置である。表4.1 にこれ ら装置によって得られたプラズマパラメータを示す。イオン温度に限って言えば、この

トカマク型装置			JFT–2	JIPPT-I
プラズマ密度(電子) ⁿ e(cm ⁻³)		1.5×10^{13}	5×10^{13}	
温度	イオン ^T	(keV)	0.3	0.75
	電子 T	(keV)	0.6	1.3
閉じ込め時間 ^τ (sec)		0.014	0.02	

表 4.1 JFT-2 と JIPPT-II のプラズマパラメータ

二つの装置によって約1keVのプラズマ生成の技術が確立された。さらに現在この成果 を基盤にして、nt $\geq 10^{14}$ cm⁻³·s, T_i ~10 keVのいわゆる "科学的実証"を目指した 超大型トカマクJT-60の建設が日本原子力研究所を中心に進んでおり、1985年に 完成しいよいよ実験に入る。名古屋大学プラズマ研究所においてもRトカマクと称する JT-60と同程度の装置の設計が始まっている。しかし、これら装置の建設にはぼう大 な投資が必要で、さらに上のプラズマパラメータを必要とするトカマク型技術試験炉 (T_i ~20 keV, nt $\geq 10^{15}$ cm⁻³·s)の場合にはIAEAの組織の中で国際協力の基に建設さ れる予定となっている(1990年頃完成予定)。従って本研究で提案するイオン温度 測定法を上記トカマク装置に適用するには、10 keV、20 keV といった高いイオン温度 のしかもイオン密度が10¹⁴ cm⁻³程度のトカマクプラズマからの荷電交換中性粒子放出 を十分に理解し、測定される二次電子電流の大きさ及びSN比等を十分検討することが 必要である。

トカマク装置は、端からの粒子損失をなくすためトーラス状にプラズマを閉じ込める 磁場閉じ込め方式の一つで、トーラス方向にプラズマ電流を流すことによって巨視的不 安定性を押えプラズマの安定化を計った装置である。従ってプラズマの断面は普通円で あり、プラズマが真空円筒壁内全体に広がるのを防ぐため設けられたリミタとの接触や 壁方向への拡散のため、プラズマ表面付近のプラズマパラメータはプラズマ中心のも のより低い。つまりイオン密度及び電子密度、イオン温度及び電子温度などのすべての パラメータはプラズマ半径方向に分布を持っている。このような場合には前章 3.7 節よ り事情がはるかに複雑である。

不均一高温プラズマから放出される荷電交換中性粒子の理論的研究は、プラズマエ ネルギーの荷電交換損失としてエネルギー閉じ込めの観点からも重要で、多くの研究者 によって研究されて来たし、現在も行われている。³⁵⁾⁻³⁰⁾ これにはプラズマ中で生起す る多くの種類の衝突断面積の情報が必要で、実際の計算はかなり複雑で輸送方程式を解 く方法やモンテカルロシミュレーションによる方法など種々の方法で解析されている。 ここでは簡単なモデルを考えることによって計算を簡略化し、プラズマパラメータの プラズマ半径方向の分布を仮定することによって不均一プラズマから放出される荷電交 換中性粒子束を見積り、第3章3.3.2節で提案した方法で荷電交換中性粒子を計測した 場合のK(0)とイオン温度の関係、ノイズの大きさなどを求め、本方法の現実の超高温プラ ズマ発生装置への適用さらには将来の核融合炉のイオン温度測定器としての可能性を検 討する。

現在核融合反応で発生する中性子に対する計測及び防護技術が確立していないため, 核融合プラズマ生成の研究はほとんど水素プラズマによって行われており,またDプラ ズマ,DT混合プラズマの実験をする場合にもまず第1段階として水素を用いた実験が 必ず実行される。従って本研究では水素プラズマを仮定して計算を行った。

4.2 トカマクプラズマから飛び出す荷電交換水素原子束による K(θ)

3.8.2 節で述べた水素原子ビームによる銅エミッタのk(θ, E)を使って, 超高温ブ ラズマの荷電交換中性粒子計測に対する本方法を評価するには、まずプラズマから放出 される荷電交換水素原子の性質(エネルギー分布及び粒子束の絶対値)がわかっていな ければならない。そこで超高温プラズマからの荷電交換水素原子放出を簡単なモデルで 考え、それによるK(θ)及び二次電子電流 I e を計算した。

4. 2. 1 モデル及び計算方法

トカマク装置で作られるようなトーラスプラズマは、そのトーラス主半径がプラズ マ半径に比べて十分大きい場合には円柱プラズマに近似できる。ここではまず一番簡単 な無限に広がる厚さ 2aの薄い平板状のプラズマ、いわゆるスラブプラズマを考え (図4.2)、得られた式を後に円柱プラズマのための式に変換した。取扱う水素プラズ



図4.2 プラズマ・モデル

マには不純物がない (電子密度=イオン密度)とし, プラズマの各パラメータつまり電子密度 $n_e(r)$, イオン密度 $n_i(r)$, 電子温度 $T_e(r)$ 及びイオン温度 $T_i(r)$ はプラズマ半径 r方向へすべて同様の分布をすると考えた。

$$n_{e}(r) = n_{i}(r) = n_{e}(0) \left(1 - \frac{rn}{a^{n}}\right)$$

$$T_{e,i}(r) = T_{e,1}(0) \left(1 - \frac{rn}{a^{n}}\right)$$
(4.1)

-75 -

ここで $n_e(0), n_i(0), T_e(0)$ 及び $T_i(0)$ はプラズマ中心での各パラメータの値で、プラズマ端へ向って r^n に比例して小さくなり、端(r = a)ですべて0になる。nについては一応、1,2,4の三つの場合を考える。

超高温プラズマ中で高速のプラズマ水素イオンと荷電交換衝突をする水素原子には、プラ ズマ中に電離されないで残っている水素分子がプラズマ電子と衝突して解離し生じたものがあ る。超高温プラズマ中では上記電子との解離反応のため水素分子はほとんど存在しない。さら に放電管壁とプラズマの間には、高速水素イオン・中性水素原子が放電管壁を衝撃する事に よって壁中に浸み込んでいた水素原子がスパッタされて出て来るなど、種々の原因で上記水素 原子密度より少し高い密度の水素原子が存在する。これら水素原子のエネルギーは数 eVで 10° ~10¹⁰ cm⁻³の密度と一般に考えられている。そこで簡単のため、この程度のエネルギー及 び密度を持つ水素原子がプラズマ端からプラズマ中に浸み込んで行き、高速イオンと荷電交 換するものとする。この仮定は荷電交換中性粒子の理論的解析に一般に用いられるものであ る。この低速水素原子はプラズマ中をプラズマ中心(r=0)に向って拡散する時、主とし て次の三つのプラズマイオンまたは電子との衝突によって失われ、減少してゆく。

- (1) 電子衝突による電離 : $H^{\circ} + e \rightarrow H^{+} + 2e$
- (2) イオン衝突による電離 : $H^{\circ} + H^{+} \rightarrow 2H^{+} + e$ (4.2)
- (3) イオンとの荷電交換 : $H^{\circ} + H^{+} \rightarrow H^{+} + H^{\circ}$

そこで(1), (2), (3)の反応の衝突断面積をそれぞれ σ_{ie} , σ_{ii} , σ_{ex} (総称して σ_{j} , j = (1), (2), (3)) と書くことにすると、定常状態では低速水素原子密度の半径方向分布 $n_0(r)$ はプラズマ端 (r = a) での密度を $n_0(a)$ とすると次式のように表わすことがで きる。

$$n_{0}(\mathbf{r}) = n_{0}(a) \exp\left\{-\int_{a}^{\mathbf{r}(1)(2)(3)} j n_{k}(\mathbf{r}') \cdot \frac{\langle \sigma_{j}(|v_{k}-v_{n}|) \cdot |v_{k}-v_{n}| \rangle}{v_{n}} d\mathbf{r}'\right\}$$
(4.3)

ここで Σ は上記(1), (2), (3)の反応に関する和をとることを示す。また n_k 及び v_k は反応 に関係するプラズマ粒子の位置 r'での密度及び速度で、 v_n は低速水素原子速度であ る。積分内のく >はプラズマ粒子の速度分布に関する平均を表わし、速度分布がマク スウェル分布の場合には、

-76-

$$<\!\sigma_{\!\mathbf{j}}(|\mathbf{v}_k\!-\!\mathbf{v}_n|)\!\cdot\!|\mathbf{v}_k\!-\!\mathbf{v}_n|\!>=\!\left(\!\frac{\mathbf{m}_k}{2\pi\mathbf{k}_B\mathbf{T}_k}\!\right)^{\!\mathbf{3}\!\!/_2}\,\int_{\mathbf{0}}^{\infty}\!\!\sigma_{\!\mathbf{j}}(|\mathbf{v}_k\!-\!\mathbf{v}_n|)$$

$$\cdot |\mathbf{v}_{k} - \mathbf{v}_{n}| \cdot \exp\left[-\frac{\mathbf{m}_{k}\mathbf{v}_{k}^{2}}{2\kappa_{B}T_{k}}\right] d\mathbf{v}_{k} \qquad (4.4)$$

となる。今, 高温プラズマでは $v_k \gg v_n$ が成立するので, 式(4.3)は,

$$n_{0}(\mathbf{r}) = n_{0}(\mathbf{a}) \exp\left\{-\int_{\mathbf{a}}^{\mathbf{r}} \left(\frac{\langle \sigma_{ie} \mathbf{v}_{e} \rangle}{\mathbf{v}_{n}} n_{e}(\mathbf{r}') + \frac{\langle \sigma_{ii} \mathbf{v}_{i} \rangle}{\mathbf{v}_{n}} n_{i}(\mathbf{r}') + \frac{\langle \sigma_{ex} \mathbf{v}_{i} \rangle}{\mathbf{v}_{n}} n_{i}(\mathbf{r}')\right) d\mathbf{r}'\right\}$$

$$(4.5)$$

の様に変形できる。

さて、上記のごとく高速水素イオンと荷電交換衝突を行う低速水素原子のプラズマ半 径方向の密度分布 $n_0(r)$ が求まると、次にプラズマから荷電交換によって飛び出す高速水 素原子束の絶対値に関する表式を得ることができる。プラズマから飛び出すエネルギー がEとE+ dEの間の高速水素原子束を Γ (E) dEとすると、それはプラズマ水素イオン の規格化されたエネルギー分布関数をrの関数として $f_i(r, E)$ と書くと、次式のように 表わされる。

$$\Gamma(\mathbf{E}) \Delta \mathbf{E} = \frac{1}{4} \int_{0}^{\mathbf{a}} \mathbf{n}_{0}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{n}_{i}(\mathbf{r}) \, \mathbf{f}_{i}(\mathbf{r}, \mathbf{E}) \, \Delta \mathbf{E} \cdot \langle \sigma_{\mathbf{ex}} \mathbf{v}_{i} \rangle \, \mathrm{d}\mathbf{r} \qquad (4.6)$$

ここで、積分記号の前の係数(1/4)は発生した高速水素原子の速度の等方性を仮定 して付けたものである。また発生した高速水素原子がプラズマ内で再び水素イオンまた は電子と衝突してイオンに戻る現象も大きなプラズマでは無視できないが、本計算では これは考えないこととし、発生した高速水素原子はすべてプラズマから外へ飛び出すと した。この仮定は普通のガスストリッピング型分析器のための解析としては問題があ るが、本二次電子型測定器の出力電流はほとんどプラズマ周辺部で発生した水素原子束 によって決まるので許される。(後述)

式(4.5),式(4.6)はスラブプラズマに対する表式である。これを円柱プラズマ に拡張する際,本計算では次の事項のみ考慮した。すなわち,低速水素原子の密度はま

-77 -

ったく滅衰がない場合にはプラズマ中心に近づくにつれて r² に比例して増える。これは 同じ数の粒子がプラズマ端から中心へ拡散する時,円柱プラズマではスラブプラズマと 違って中心程粒子 1 個当たりの占める体積が小さくなるからである。また同様の理由で, プラズマ内部 r の位置で発生した 1cm²当りの荷電交換水素原子束がプラズマ端に達する とr/a倍に減少する。従って式(4.5)及び式(4.6)は次のように変形される。

$$n_{0}(\mathbf{r}) = \frac{a^{2}}{r^{2}} n_{0}(a) \exp\left\{-\int_{a}^{\mathbf{r}} \left(\frac{\langle \sigma_{ie} v_{e} \rangle}{v_{n}} n_{e}(\mathbf{r}') + \frac{\langle \sigma_{ii} v_{i} \rangle}{v_{n}} n_{i}(\mathbf{r}') + \frac{\langle \sigma_{ex} v_{i} \rangle}{v_{n}} n_{i}(\mathbf{r}')\right) d\mathbf{r}'\right\}$$

$$(4.7)$$

$$\Gamma(\mathbf{E}) \Delta \mathbf{E} = \frac{1}{4} \int_{0}^{a} \frac{\mathbf{r}}{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{n}_{0}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{n}_{i}(\mathbf{r}) \mathbf{f}_{i}(\mathbf{r}, \mathbf{E}) \Delta \mathbf{E} \cdot \langle \sigma_{ex} \mathbf{v}_{i} \rangle d\mathbf{r} \qquad (4.8)$$

ただしこれらの式において「=0付近は除外する。

さて、式(4.2)の反応の衝突断面積については、Riviereによって実験とよく合う 式が提案されている。⁴⁰ (1)の電子衝突による水素原子の電離断面積 σ_{ie} (E)については、

$$\sigma_{ie}(E) = 3.519 \times 10^{-6} \cdot h(E)$$

$$h(E) = \frac{1}{Z} \left(\frac{Z-1}{Z+1} \right)^{3/2} \cdot \left(1 + \frac{2}{3} \left(1 - \frac{1}{2Z} \right) ln \left(2.7 + \sqrt{Z-1} \right) \right)$$
(4.9)

$$Z = E/E_0$$
, $E_0 = 13.605 eV (E > E_0)$

(2)の水素イオン衝突による水素原子の電離断面積 σ_{ii} (E)については、

$$\sigma_{ii}(E) = 10^{y(E)}$$

y (E) = -0.8712(log₁₀E)² + 8.156log₁₀E - 34.833
$$\begin{cases} 10 \text{ keV} < E < 150 \text{ keV} \\ (4.10) \end{cases}$$

$$\sigma_{\rm ii}(E) = 3.6 \times (10^{-12}) E^{-1} \log_{10}(0.1666 E)$$
 $E > 150 \, \rm keV$

さらに、(3)の荷電交換衝突断面積 $\sigma_{ex}(E)$ については、

$$\sigma_{ex}(E) = \frac{0.6937 \times 10^{-14} (1 - 0.155 \log_{10} E)^2}{1 + 0.1112 \times 10^{-14} E^{3.3}}$$
(4.11)

で表わされる。上の三つの場合すべて、Eはプラズマ粒子(水素原子イオンまたは電子) のエネルギーで単位は eV である。また衝突断面積の単位は cm²で表わされている。これ らの衝突断面積の表式を用い、プラズマ粒子がマクスウェル分布をしていると仮定すると レート係数 < σ V > が計算できるが、プラズマ中での電子温度及びイオン温度は式 (4.1)のような半径方向分布を持つから(T_e(r), T_i(r))、< σ V > も r の関数となる。 式(4.7)、式(4.8)のように荷電交換水素原子束 Γ (E) Δ Eの表式が得られると、そ れによる二次電子型測定器の銅エミッタの二次電子電流 I_e や垂直入射の時の I_e(0°)に対

する入射角 θ の時の $I_{e}(\theta)$ の比 $K(\theta)$ は次式によって求められる。

$$I_{e}(0^{\circ}) = e \int_{0}^{\infty} \tau_{0}(0^{\circ}, E) \Gamma(E) dE$$
(4.12)

$$K(\theta) = \frac{I_{e}(\theta)}{I_{e}(0^{\circ})} = \frac{\int_{0}^{\infty} k(\theta, E) \cdot r_{0}(0^{\circ}, E) \Gamma(E) dE}{\int_{0}^{\infty} r_{0}(0^{\circ}, E) \Gamma(E) dE}$$
(4.13)

ここで式(4.12)で得られる二次電子電流 $I_e(0)$ は、 銅エミッタをプラズマ表面の位置 (r = a) に置いたと考えた時の二次電子電流密度で、実際測定される I_e は二次電子型 測定器をどの程度プラズマから離して置くかに依存する。

さて、式(4.7)、式(4.8)、式(4.12)及び式(4.13)の数値計算には、日本原 子力研究所で現在建設されているJT-60級以上のプラズマパラメータを持つ超高温 プラズマを主として考えた。また現在運転中のトカマク装置で生成されるプラズマの中 心の電子温度はイオン温度の二倍となっているので、一応T_e(0)=2T_i(0)として、T_i(0) をいろいろ変えて計算した。

用いた主なパラメータの値を次に示す。

プラズマ半径
$$a = 100 \text{ cm}$$

プラズマ中心での電子密度 $n_e(0)=10^{14} \text{ cm}^{-3}$ (4.14)
プラズマ端での低速水素原子密度 $n_0(a)=4 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$
低速水素原子のエネルギー $\frac{1}{2}m_{\text{H}}v_{n}^{\ 2} = 3\text{eV}$

必要な水素原子に対する銅表面の二次電子放出係数のデータは扱うプラズマのイオン 温度によって違うが、上に述べたように数 keV以上のイオン温度のプラズマを考える場合 には 100eV以上の入射エネルギーに対するデータがあれば良い。ここでは野田が測定し た 5 keV 以下のH[®]に対する銅の二次電子放出係数と、5 keV以上数 10 keV までのエネル ギーではH⁺に対するデータで代用し、それらを連結して用いた。 $^{41-43}$ 図 4.3 に使用し た $r_0(0^\circ, E)$ を示す。



図4.3 モデル計算に用いた二次電子放出係数の入射エネルギー依存性

k(θ, E)については 3.8 節で説明した測定値から、次のように仮定した。

k (50°, E) =
$$\begin{cases} 0.0873 \text{ E} + 1.223 & \text{E} \le 3.81 \text{ keV} \\ 1.556 & \text{E} \ge 3.81 \text{ keV} \end{cases}$$

k (60°, E) =
$$\begin{cases} 0.0887 \text{ E} + 1.612 & \text{E} \le 4.38 \text{ keV} \\ 2.000 & \text{E} \ge 4.38 \text{ keV} \end{cases}$$

k(70° E) -	$0.1802 \mathrm{E} + 1.877$	$E \le 5.81 \text{keV}$
K(10, E) =	2.924	$E \ge 5.81 \text{keV}$
k (80°, E) =	∫ 0.2990 E+1.825	$E \leq 13.16 \text{keV}$
	5.759	$E \ge 13.16 \text{keV}$

4. 2. 2 トカマクプラズマのイオン 温度と K(θ)の関係

前節で述べた荷電交換水素原子放出のモデル及び計算方法で荷電交換水素原子束を銅 エミッタに当てた時測定されるK(θ)とプラズマのイオン温度の関係を計算した。図4.4 は前章3.7節におけると同様にプラズマ諸量が半径方向に一様である均一プラズマを考



図 4.4 均一プラズマのイオン温度 $(T_i) \ge K(\theta)$ の関係

えた場合のイオン温度 $T_i \ge K(\theta)$ の関係である。3.7節の結果とは縦軸と横軸が逆になっている。イオン温度 T_i は100eVから10keVの範囲内で計算したが、3.7節のHeプラズマの場合と同様に θ が大きい方が同じ温度変化に対する $K(\theta)$ の変化が大きく、本方法の測定精度が

上がることがわかる。 θ が小さいとK(θ 変化が小さく精度の良いK(θ 測定が必要となり, 悪くするとK(θ)のT_iによる変化が測定誤差範囲内に入ってしまいでたらめなイオン温度 を推定する恐れがある。またK(θ)の変化が小さいと前章3.6.1節で論じたような入射中性 粒子束の発散によるエネルギー分解幅のためイオン温度推定が不可能になる場合がある。 本計算で仮定しているプラズマの半径は100cmであるから,二次電子型測定器の入口ス リットを1cm×1cmとするとそれに入射する荷電交換中性粒子の発散角d θ はtan⁻¹(1cm /100cm) \Rightarrow 0.6°より小さい。従って θ = 80°とすると数100eVより高いイオン温度に おいてK(θ)の変化が大きいから、この程度以上のプラズマに対してこの方法でイオン温 度推定が可能となる。

さて、プラズマパラメータに式(4.1)に仮定したような不均一性がある場合には かなり話が変わってくる。例えば、プラズマ水素イオンと荷電交換する低速水素原子は 式(4.7)のようにプラズマ中に浸透して行くに従い急激に少なくなるから、放出され た荷電交換水素原子の多くはイオン温度の低いプラズマ端付近の情報しか持っていない と予想される。図4.5は不均一プラズマとして式(4.7)、式(4.8)及び式(4.13)



-82-

を用いて計算される K(θ)の値から均一プラズマの図 4.4 を使って推定されるイオン温度 T_i と元の不均一プラズマの中心イオン温度 T_i(0)の関係を示す。当然この関係はプラズ マパラメータの半径方向分布の形に依存するので,式(4.1)のn=1, n=2, n=4 の場合について図示した。ここで n=1,2,4 それぞれの場合を以後, r分布, r²分布, r⁴分布と呼ぶ。均一プラズマとして推定できるイオン温度 T_iは中心温度の 1/10から 1/15程度 でかなり低いことがわかる。このイオン温度に相当するプラズマの位置 r は 0.93 a から 0.98 a であり、従って本方法で直接得ることができるイオン温度はプラズマ 周辺部のものであると言える。しかし、測定対象である プラズマパラメータの半径方 向分布を仮定すると、同図を逆に用いて直接測定された T_i(またはK(θ))からプラズマ 中心のイオン温度 T_i(0)を推定することができるはずである。図4.6 はこのような目的の



図4.6 不均一プラズマの中心イオン温度(T_i(0))とK(80°)との関係

ために焼き直した結果である。 θ は 80°の場合のみを考えることにして K(80°)の 測定 値から半径分布を r 分布, r² 分布, r⁴ 分布と仮定して推定できるプラズマ中心温度を示 す。プラズマパラメータの 半径分布が違うと推定される中心イオン温度も異なるが, 現存の超高温プラズマのプラズマパラメータは大方 r²分布もしくは r⁴分布で近似できる 場合が多い。従って例えば、K(80°) = 3 と測定された場合には、r²分布を考えると約 13keV, r⁴分布を考えると約10keV と推定でき、分布の違いによる推定誤差は30%程度 である。r分布まで考えた場合においてもファクター 2 以内の精度で中心温度が推定で きることがわかる。また 1keV以上の中心温度のプラズマに対して入射粒子束の発散の ためのエネルギー分解幅は上記推定誤差内に入ってしまう。

4.2.3 測定される二次電子電流の大きさ

また式(4.12)により二次電子型測定器における二次電子電流を評価することができる。今仮に二次電子型測定器をプラズマ表面に設置した場合を考え、その時の荷電交換 水素原子衝突による二次電子電流密度をI_{se}[A/cm²]とする。I_{se}の値のプラズマ中心イオン 温度T_i(0)に対する変化を図 4.7に示す。図中3本の曲線はプラズマパラメータの半径方向分布が、



r 分布, r²分布, r⁴分布の場合に対応する。すべての分布に対して, イオン温度が上がる

と Ise も増加する。またその値は T_i(0) = 5keVでは 10⁻⁴A/cm² 程度となり,二次電 子型測定器の入口スリットを1 cm×1 cmの正方形にすると,測定される二次電子電流は ~0.1mAと大きい。測定器をプラズマから十分離して,プラズマ中心から4 mの位置に 置いたとしても10 µ A ~ 30 µ A程度は確保される。実際には,この型の測定器のコンパ クト化は容易なため,閉じ込め磁場コイルのすき間などを利用してほとんど真空壁と同 じ位置に置くことができるので0.1mA からあまり小さくならないと考えられる。またこ れらの電流値は現実の装置で十分測定できるオーダーである。本研究で提案する中性粒 子測定法の利点の1つは測定が容易なことであるが,ガスストリッピング型分析器に おけるように チャンネルトロンやデーリー型イオン検出器のような増倍装置を用いなくても, 直流のメータで直読できるという点も利点の1つとなる。このように測定電流が大きいた めプラズマ発生装置の高電圧,大電力の制御にともなう誘導はほとんど問題ないと思わ れるが,閉じ込め磁場のもれの影響を二次電子が受けるのを防ぐため,二次電子型測定 器の磁気シールドは十分に行わなければならない。

4.3 二次電子型測定器へのプラズマ光の影響及びその除去法

超高温プラズマは硬X線,軟X線,真空紫外,紫外及び可視,遠赤外を経て,マイク ロ波に至る広い範囲の電磁波の放射源である。従って荷電交換中性粒子計測のためにプ ラズマに向けられた二次電子型測定器は、これら電磁波に直接さらされることになる。 金属表面にその金属の仕事関数以上のエネルギー(hv)をもった電磁波(以後光と呼ぶ) が照射されると、光電効果により電子が飛び出す。いわゆる光電子放出である。このた めに二次電子型測定器のエミッタ電流には荷電交換水素原子衝撃による二次電子電流の 他に光電子電流が付加され、本研究で提案したイオン温度測定法のノイズとなる。従 って二次電子型測定器の出力電流(二次電子電流+光電子電流)からイオン温度が推定 できるためには、光電子電流が二次電子電流に比べて無視できる程小さいか、または光 電子電流の出力電流への寄与が何らかの方法で測定できるかが必要である。そこで本節 では、プラズマから放射される光スペクトルを計算し、光電子電流がどの程度出力電流 にきいてくるかを調べた。また出力電流中の光電子電流を見積る方法も提案する。

4.3.1 プラズマ光の影響

プラズマからは、イオンと電子の相互作用によりいろいろな機構でいろいろな周波数帯

- 85 -

の光が放射される。この中でエミッタ表面からの光電子放出に主として寄与するのは、 制動放射と再結合放射の連続スペクトル放射である。この内再結合放射はプラズマ電子 がイオンに捕獲された時起こる光放射現象で、^{44,45}イオンとして水素イオンのみを考え る場合には、制動放射に比べてその強度は十分小さい。しかし、プラズマ中に例えば酸 素のような不純物イオンが存在すると無視できなくなることがある。

制動放射は、電子がイオンによる電界で加速度を受ける時に放射するもので、それに よる光スペクトルは古くから研究されて来た。⁴⁰⁻⁴⁰ それによると、制動放射によって 放射される、プラズマ単位体積、単位波長当りの放射強度は、

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{E}_{\mathrm{ff}}}{\mathrm{d}\lambda} = 1.9 \times 10^{-28} \mathrm{n}_{\mathrm{e}} \cdot \mathrm{n}_{\mathrm{i}} \cdot \mathrm{Z}^{2} \frac{\mathrm{exp}[-12398/(\lambda \mathrm{k}_{\mathrm{B}}\mathrm{T}_{\mathrm{e}})]}{(\mathrm{k}_{\mathrm{B}}\mathrm{T}_{\mathrm{e}})^{\frac{1}{2}} \cdot \lambda^{2}} \qquad [\mathrm{Watt}/(\mathrm{cm}^{3} \cdot \mathrm{\mathring{A}})]$$

$$(4.16)$$

である。ここで、 $k_{B}T_{e}$ の単位は eV, また Z はイオンの荷電数で水素プラズマの場合は Z = 1 である。式(4.16)は λ max = 6200/ $k_{B}T_{e}$ の波長で最大となる。現在生成され ている超高温プラズマは不純物が多くてそれから放射される光の強度(再結合放射)は, 上記制動放射の式から計算されるものより数10倍程度大きい。しかし,プラズマ中の不 純物を少なくし,それによる放射エネルギー損失を小さくすることは核融合プラズマを 生成するために必要な条件であり,現在それに対するいろいろな方法が提案され,実験 的に研究されている。従って将来不純物イオンによる再結合放射は少なくなることが予 想される。そこで本研究においては一応プラズマが純粋水素プラズマで,それからの光 放射は制動放射のみであると仮定して計算を進めた。

金属からの光電子放出現象は古くから実験的または理論的に研究されてきたが、光電 収率Qは入射した光子1個に対して表面から放出される電子の平均の数で定義されてい る。超高温プラズマから制動放射によって放出される光は可視光からX線領域に及ぶの で、この幅広い波長帯でのQの値を知らねばならない。図4.8が何人かの研究者によっ て測定された光電収率Qの波長依存性をなめらかにつないだものである。真空紫外領域 では、CairnsとSamsonによって測定された銅表面からのQのデータを、⁴⁹また可視 及び紫外領域ではTyutikovとShubaのCu-Beのデータを用いた。⁵⁰また軟X線領 域ではLukirskii等のタングステン(W)のデータを上記データになめらかに接続し た。⁵⁰また光電収率は次式で、単位照射強度〔Watt〕当りの光電子電流 ρ (A/Watt〕 に変換できる。



図 4.8 光電収率Qの波長依存性

$$\rho = \frac{eQ}{h\nu} \tag{4.17}$$

明らかにρも波長 ↓の関数である。従って式(4.16)で決まる放射強度にρ以を乗じて 波長 ↓ について積分すると、単位体積のプラズマからの光による光電子電流が計算でき る。この計算においても前節と同様プラズマパラメータの半径方向の不均一性を考慮す ることとした。結局、プラズマ表面に銅エミッタを置いたとして見積られる光電子電流 密度 Iph[A/cm²] 次式のようになる。

$$I_{ph} = \int_{0}^{a} dr \int_{0}^{\infty} \frac{dE_{ff}(r, \lambda)}{d\lambda} \cdot \rho(\lambda) d\lambda \cdot \frac{r}{a}$$
(4.18)

前節と同じプラズマパラメータを用いて計算した Iph とプラズマ中心電子温度

T_ρ(0) (=2T_i(0))の関係を図4.9に示す。この図は r⁴分布の場合のもので,前節



温度(T_i(0))との関係。T_e(0)=2T_i(0)。

で計算した二次電子電流 I_{se} 及び光電子電流と二次電子電流の比 I_{ph}/I_{se} も同時に描 いた。二次電子電流 I_{se} がイオン温度の上昇と共に増加するのに対し,光電子電流 I_{ph} の方は 1keV 以上のプラズマ温度では I_{se} より小さく,しかも逆に電子温度の上昇(\propto イオン温度の上昇)と共に減少する。式(4.16)の制動放射スペクトルは波長が λ max = 6200/k_BT_e でピークを持つが,この λ max は電子温度が 1keV の時 6.2 Å となり軟 X線領域に入り,電子温度が上昇するとさらに低波長側にずれる性質がある。ところが, 光電収率が最大となる波長域は真空紫外域である。従って電子温度が 1keV以上では, その上昇と共に制動放射スペクトル自体が低波長側にずれてゆき,光電収率が最大とな る真空紫外域成分が減ってくるためにこのように光電子電流が小さくなってくるのであ る。結局,光電子電流と二次電子電流の比 I_{ph}/I_{se} は,プラズマ温度の上昇と共に急 激に減少する。例えば、 $T_i(0) = 10 \text{ keV} (T_e(0) = 20 \text{ keV})$ の時には、 I_{ph} / I_{se} は 0.02 程度となり、 $K(\theta$ 測定によるイオン温度推定の誤差はそれ程大きくないことがわかる。 プラズマ光の影響がある場合に測定される $K(\theta$ つまり $K'(\theta)$ は、

$$K'(\theta) = \frac{I_{se}(\theta) + I_{ph}(\theta)}{I_{se}(0^{\circ}) + I_{ph}(0^{\circ})}$$
(4.19)

と表わされ、 $lph(\theta)$, $lph(\theta)$ の K'(θ)への効果を正確に見積るためには光電子放出の光入 射角依存性の情報が必要となる。これが二次電子放出の場合とまったく同じ(図 3.33) であるならば、K'(θ) = K(θ)(= $I_{se}(\theta)/I_{se}(0^\circ)$)となり推定イオン温度への誤差はまっ たくない。今光電子放出が入射角に依存しないと考えた場合と、二次電子放出の Sternglassの理論のごとく sec θ の関数と考えた場合の 2 つの両極端を想定しK'(θ) を求め、K(θ)との違い及び推定イオン温度への効果を評価した。図 4.10がその結果であ



る。図よりイオン温度が低い場合には光電子電流の増大のためにK(80°)はK(80°)の 値から大きくずれることがわかる。しかし、約5keV以上ではその誤差は急に小さくな り、プラズマパラメータの半径分布(r分布,r²分布,r⁴分布)の違いによる誤差の 方が大きくなっている。従って約5keV以上の中心温度を持つプラズマに対しては推定 イオン温度への光電子電流の効果は無視してよいと結論される。

4.3.2 金属薄膜を用いた光電子電流除去法

前節で約 5keV 以上の中心イオン温度を持つプラズマに対しては、二次電子型測定器 によって測定したK(θ)の値への光電子電流の効果は無視しても良いことがわかった (K'(θ) ÷ K(θ))。しかし、イオン温度がそれより低い場合でも光電子電流を何らかの方 法で見積ることができれば、正味の二次電子電流の比K(θ)を得ることができ、それによ るイオン温度推定が可能となる。本節ではそのための一つの方法を提案する。

序論では述べなかったが、超高温プラズマの電子温度測定法の一つにプラズマからの制 動放射光(軟X線域)を適当な材質(Be,Al,Ni等)の薄膜に当てその透過光量測定 により電子温度を決定する方法がある。⁵² Be,Al,Ni等の薄膜の軟X線域の光の吸収 特性(吸収係数)はよくわかっているから、同じ材質で厚さの異なるものまたは別の吸 収材を用いてプラズマから出る制動放射の透過光量を測定し、その相対強度を求める。 透過光量の吸収材の厚さによる依存性は電子温度によって異なりあらかじめ計算できる から測定値と比較して電子温度を決める。この吸収膜法を応用して光電子電流を見積る ことが可能である。つまりプラズマ光は透過するが荷電交換水素原子は止まってしまう ような膜厚を選び、透過光によるエミッタ電流を測定し、その値から薄膜の吸収係数を 考慮して逆に薄膜がない場合の光電子電流を求めるわけである。この方法を検討するた めに上述のプラズマ・モデルを用いた簡単な計算機シミュレーションを実行した。

密度 κ , 厚さ x の金属薄膜を通過した波長 λ の X 線の強度は, $\exp(-\mu_m(\lambda) \cdot \kappa x)$ だ け減少する。ここで $\mu_m(\lambda)$ は質量減衰係数と呼ばれ, 種々の物質について測定されてい る。⁵³ 従ってプラズマと二次電子型測定器の間に金属薄膜を置いた場合,二次電子型測 定器における光電子電流 I_{ph} 'は式 (4.18) ではなくて

$$I_{ph}' = \int_{0}^{a} dr \int_{0}^{\infty} \frac{dE_{ff}(r, \lambda)}{d\lambda} \cdot exp(-\mu_{m}(\lambda) \cdot \kappa x) \cdot \rho(\lambda) d\lambda \cdot \frac{r}{a}$$
(4.20)

- 90 -

となる。一方,高エネルギー粒子が金属中を走る時粒子数が入射時の1/2になる距離のことを飛程R(E)と呼び,それは金属の入射粒子に対する阻止能dE/dxと次のような関係にある。

$$R(E) = \int_{0}^{E} \frac{dE}{dE/dx}$$
(4.21)

従って厚さ x の金属薄膜にエネルギーEの粒子が入射した時その粒子数は2^{-x/R(E)} だけ 減少する。ここで通過粒子はそのエネルギーもかなり失っているが本計算では考えない こととした。すると金属薄膜を通過した荷電交換水素原子による二次電子電流 I_{se}'は式 (4.12)を変形して

$$I_{se'} = e \int_{0}^{\infty} \tau_{0}(0^{\circ}, E) \Gamma(E) \cdot 2^{-x/R(E)} dE$$
(4.22)

となる。従って式(4.20),式(4.22)で I_{ph}' , $I_{se'}$ を計算し、本節で提案する方法を 評価した。ここで薄膜の厚さは薄膜金属の密度と厚さとの積 κ_x ,単位は g/cm^2 で表わす こととした。表4.11は二次電子型測定器で Be 薄膜を通してプラズマを観測した時の二 次電子電流密度 $I_{se'}$ と光電子電流密度 $I_{ph'}$ を膜厚を変えて計算した結果である。プラズ マパラメータの半径分布を r^2 分布とし、中心イオン温度が 1keV、2keV、5keV、 10keV、20keV、50keV の6つの場合を考えた。Be 薄膜を透過する荷電交換水素原子 束は、Lindhard等によって理論的に計算された陽子に対するBe の電子的阻止断面積 から阻止能 dE/dxを求め(dE/dx = 7.32×10⁻¹⁵・(E/10⁴)% 43⁵[eV·cm²/atom])^{5,4} それを用いて計算することによって $I_{se'}$ を得た。結果を見ると、膜厚を増すと $I_{se'}$ は急 激に減少するが、 $I_{ph'}$ の方はゆっくりした減少しか示さない。従って膜厚が厚い方が $I_{se'}$ を無視しやすいが、 $I_{ph'}$ が小さくなり過ぎてもメータで直読できないから、使用す る膜厚にはプラズマのイオン温度に依存した最適値がある。イオン温度が上昇すると $I_{se'}$ は増加するから、膜厚の最適値はイオン温度と共に大きくなる。

T,	膜厚	I '	I '
(keV)	(mg/cm ²)	(A/cm^2)	(A/cm^2)
	0.1	6.47×10^{-9}	1.69×10^{-6}
	0.3	1.27×10^{-13}	5.63×10^{-7}
1	1.0	1.99×10^{-24}	3.89×10^{-7}
	3.0	7.12×10 ⁻⁵⁰	2.11×10^{-7}
	10.0	_	8.96×10^{-8}
	0.1	9.81×10^{-8}	1.63×10^{-6}
	0.3	1.60 × 10 ⁻¹¹	6.44×10^{-7}
2	1.0	2.90×10^{-20}	4.75×10^{-7}
	3.0	1.85×10^{-46}	2.92×10^{-7}
	10.0	-	1.52×10^{-7}
	0.1	1.53×10^{-6}	1.31×10^{-6}
	0.3	3.03×10^{-9}	5.96×10^{-7}
5	1.0	1.83×10^{-15}	4.64×10^{-7}
	3.0	9.45×10^{-27}	3.17×10^{-7}
	10.0	7.08×10^{-53}	1.94×10^{-7}
	0.1	8.77 × 10 ⁻⁶	1.03×10^{-6}
	0.3	6.36 × 10 ⁻⁸	5.00×10^{-7}
10	1.0	6.89×10^{-13}	4.00×10^{-7}
	3.0	4.36×10^{-22}	2.87×10^{-7}
	10.0	9.92×10^{-47}	1.88×10^{-7}
	0.1	3.42×10^{-5}	7.80×10^{-7}
	0.3	7.38×10^{-7}	3.96×10^{-7}
20	1.0	7.82×10^{-11}	3.22×10^{-7}
	3.0	8.32×10^{-19}	2.38×10^{-7}
	10.0	5.30×10^{-43}	1.64×10^{-7}
50	0.1	1.34×10^{-4}	5.22×10^{-7}
	0.3	8.20×10^{-6}	2.75×10^{-7}
	1.0	5.70×10^{-9}	2.28×10^{-7}
	3.0	2.44×10^{-16}	1.73×10^{-7}
	10.0	2.43×10^{-40}	1.24×10^{-7}

表 4.11 Be薄膜使用時の Ise' 及び Iph'

図 4.12 がBe 薄膜透過光による光電子電流 I_{ph} 'のプラズマ電子温度に対する変化である。パラメータは膜厚で,破線は膜を取り去りプラズマ光を直接銅エミッタに当てた場合である。また膜厚 0.1 mg/cm², 0.3 mg/cm²の場合の曲線中の点線は,膜を透過する水素原子による $I_{se'}$ が I_{ph} 'の 1/10 以上となり無視できない場合を示す。プラズマ光をBe 薄膜を通すことによって光電子電流は 1/10~1/100 程度に減少するが, 10 mg/cm²の厚 さでも 1 cm² 当り数 100 nA となり 測定は十分可能である。またこの程度の膜厚の金属薄膜を作ることは技術的に可能であり,その支持も容易である。 I_{ph} 'にはこの程度の電子温度で膜厚によって決まるピーク値が存在する。例えば10 mg/cm² のBe 薄膜ではそれは



図 4.12 Be 薄膜透過光による 光電子電流と電子温度の 関係。パラメータは膜厚。

8keV 位の電子温度に対応し、図のように I_{ph} 'として 3 × 10⁻⁷ A/cm² が測定された場合 には I_{ph} を 1 つの値に確定することができない。しかし、前節の計算からわかったよう に光電子電流の効果が無視できなくなるのは電子温度が 10keV (=2 · T_i(0)) 以下の場合で あるから、その範囲内では I_{ph} を決定することもできる。一方、 I_{ph} を一意的に求める ために、2 つの膜厚の異なる薄膜を用いて同様の測定を行い、その I_{ph} 'の比を利用する ことも考えられる。図 4.13は、図 4.12 から求めた I_{ph} 'の比と I_{ph} の関係を示したもので ある。 横軸が 2 つの Be 薄膜による I_{ph} 'の比で、膜厚が等しい場合は 1 となる。それぞ れの曲線は 10mg/cm²の膜を通した場合の I_{ph} 'に対する 0.1、0.3、1、3 mg/cm²の膜の場合 の I_{ph} 'の比に相当し、図のようにすべての場合一意的に光電子電流を決定できることがわかる。

従ってこの金属薄膜による光電子電流の効果を見積る方法を使って二次電子電流のみ による $K(\theta)$ を測定するためには、二次電子型測定器を3入力型または4入力型に改良し て、それぞれ $I_{se}(0^\circ)$ + $I_{ph}(0^\circ)$, $I_{se}(\theta)$ + $I_{ph}(\theta)$, I_{ph} , I_{ph} , δ 測定し、これらのデ - 9から $K(\theta)$ を決定し、プラズマ中心のイオン温度 $T_i(0)$ を推定する。しかし、この

-93-



図 4.13 2 つの膜厚に対する光電子電流の比 Iph / Iph 'と Iph の関係

方法による結果が妥当なのは、プラズマ内の不純物による再結合放射が制動放射に比べ て無視できる場合のみであって、また放射スペクトルが軟X線域成分を十分持つと言う 理由から、電子温度は200eV程度以上でなければならない。放射スペクトルの形も規 定できない不純物の多いプラズマに対しては、この方法は適用できない。この場合には、 パルスカウンティング法等により直接放射スペクトルを求めると言う方法を採らねば ならない。一方、放射スペクトルを測定することは、不純物の同定や量の評価等超高温プラ ズマの性質を知る上で非常に重要で、必ず実行される。従ってそのデータを用いて光電 子電流の効果を見積ることも十分可能であろう。

4.4 結 言

本章では,超高温プラズマから放出される荷電交換水素原子を銅エミッタに入射させ, 垂直入射の場合の二次電子電流とある入射角 θ の時の二次電子電流の比K(θ を 測定しイ オン温度を推定する方法の,簡単なモデル計算を行うことによって,測定される二次電 子電流の大きさ,K(θ)とイオン温度の関係,プラズマ光によるノイズの影響などを評価 し検討した。その結果,本方法はイオン温度が5keV以上の超高温プラズマに対して少 くともファクター2以内の精度で中心イオン温度を推定できることが明らかとなった。 またこの程度のプラズマに対して,制動放射のみを仮定できる場合には,それによる銅 エミッタからの光電子放出は無視し得ることもわかった。最後にイオン温度が低くてプ ラズマ光の影響が無視できない場合のために,金属薄膜を用いて銅エミッタでの光電子 電流を見積り,二次電子電流のみによるK(θ)を求める方法を提案した。

第5章 二次電子測定によるエネルギー分布関数の決定法

5.1 緒 言

第3章,第4章で提案した荷電交換中性粒子解析法は、プラズマイオンのエネルギー 分布関数をマクスウェル分布と仮定してその平均エネルギーつまりイオン温度を決定す るものであった。しかし、実験条件によってはイオンのエネルギー分布関数をマクスウ ェル分布と仮定することが難しい場合がある。例えば高速中性粒子入射加熱や波動加熱 を併用する場合がそれで、ある条件を満たすイオンのみが加熱されてイオンのエネルギ ー分布関数にひずみが生ずる。このような場合でもイオンエネルギー分布関数をマク スウェル分布と仮定して得られるイオン温度は、対象とするプラズマに関する重要な情 報であり必要不可欠のものであることは間違いないが、しかし詳細なプラズマの解析を 行うにはより正確なイオンに関する情報が必要で、イオンのエネルギー分布関数自体を 測定しなければならない場合もある。本章ではそのような場合のための荷電交換中 性粒子法、つまり荷電交換中性粒子のエネルギー分布を測定してイオンのエネルギー分 布を得る方法に中性粒子を金属表面に直接当てた時の二次電子放出を利用すること、言 いかえると二次電子放出を利用して高速中性粒子のエネルギー分布関数を決定する方法 を提案し、検討した。

第3章の式(3.1)または式(3.3)において、 $r_0(E)$ 、 $\sigma_{ex}(E)$ が既知として も、単に二次電子電流 Ieを測定するだけでN(E)または $n_i(E)$ の全体を推定するこ とは不可能であることは述べた。ところが、もし二次電子放出係数 $r_0(E)$ が入射エネ ルギーE以外のあるパラメータXによって変化すると考えると、測定される二次電子電 流もXに依存する。つまり、

$$I_{e}(X) = eS \int_{0}^{\infty} r_{0}(X, E) \cdot N(E) \sqrt{\frac{2E}{m}} dE \qquad (5.1)$$

式 (5.1) は $r_0(X, E)$ が EとXに変数分離できないと仮定すると ($r_0(X, E)$ キ $r_E(E) \cdot r_X(X)$), フレドホルム型の積分方程式となる。ここで積分核 $r_0(X, E)$ のE依 存性及びX依存性の全容が明らかであると、二次電子電流のX依存性 $I_e(X)$ を測定し 式 (5.1) を解いて入射中性粒子のエネルギー分布関数 N(E) を決定することがで きる。これが本章で提案するアイデアであるが、式 (5.1) の積分方程式を正確に解く にはパラメータXのほとんど連続的な変化による Ie(X)を測定しなければならない。 ここにパラメータXの選定の問題がある。

二次電子放出係数を変化させる物理量としては、ターゲット物質の種類、ターゲット の表面状態、入射角等が考えられるが、表面状態の変化はその把握が難しいので除外す べきである。二次電子放出係数はターゲット物質によって違うが、金属・半導体の場合 にはそれ程大きな変化はない。また正確なエネルギー分布の測定となると多くの金属を 用いた実験が必要で事実上不可能である。絶縁物の使用は電荷の蓄積のためパルス測定 に限られる。そこでまず利用の可能性があるのが、前々章及び前章で用いた入射角であ る。一方積分核として、二次電子放出係数ではないが二次電子電流のコレクタ電圧依存 性を用いることもできる。普通の二次電子型検出器は、基本的には二次電子を放出する エミッタ電極と正の電圧を印加して生じた二次電子を集めるコレクタ電極から成る。生 じた二次電子をすべて集めるためにコレクタに印加する電圧は +50 V ~ + 100 V で. こ のコレクタ電圧を零に近づけて行くと少しずつ二次電子電流が減り始め、零を通り越し て負の数Vの電圧になると急激に減り、負の数10Vで完全に零となる。これはいわゆる ファラデーカップの逆電圧特性で、生じた二次電子がエネルギー分布を持つためにこの ような特性になる。逆にこの二次電子電流のコレクタ電圧依存性を微分して二次電子の エネルギー分布を得ることができる(逆電圧法)。二次電子のエネルギー分布はほとん ど常に 3eV 以下にピークを有し、裾野が約10eV まで伸びているが、この裾野の広がり は入射粒子のエネルギーに依存する。55 従って二次電子のエネルギー分布を測定して入 射中性粒子のエネルギーを推定することができる。二次電子のエネルギー分布は二次電 子電流のコレクタ電圧特性を微分して求めるが、この時の微分誤差が大きいので実際に はコレクタ電圧特性自体を積分核とした方がよい。本章では主としてこの方法について 議論した。

5.2 エネルギー分布関数測定法

中性粒子のエネルギーが数 10keV 以下なら、人射角 θ を大きく選ぶことによって、 $r_{0}(\theta, E)$ をエネルギー分析に利用する事ができる。⁵⁰ そこで、式(5.1)のパラメータ Xとして入射角 θ を用いて、

$$I_{e}(\theta) = eS \int_{0}^{\infty} \tau_{0}(\theta, E) \cdot N(E) \sqrt{\frac{2E}{m}} dE$$
(5.2)

-97 -

と書き換える。超高温プラズマのイオンエネルギー分布関数を得たい場合には式(3.3) より,

$$I_{e}(\theta) = e \cdot V \frac{d \mathcal{Q}}{4 \pi} \cdot n_{0} \int_{0}^{\infty} \gamma_{0}(\theta, E) \cdot \sigma_{eX}(E) \cdot n_{i}(E) \sqrt{\frac{2E}{m}} dE \qquad (5.3)$$

が基本式となる。実際に式(5.2)を解くには、まず予想されるエネルギー範囲をn等 分してエネルギー分布関数 N(E)を有限個(n)の代表点で表わすことにし、次のn元 連立一次方程式に変形する。

n 個の入射角で測定された二次電子電流値 $I_e(\theta_1)$, $I_e(\theta_2)$,……, $I_e(\theta_n)$ をデータとして, 式(5.4)をガウス・ジョルダン法等の数値計算の技術を用いて解いて, N(E)を決定 する。 $r_0(\theta, E)$ はあらかじめ既知エネルギーの中性粒子ビームで測定しておくか, も しくは理論的に導出した式を用いる。

高速粒子を金属表面に衝突させた時生じる二次電子のエネルギー分布は、入射粒子の エネルギーに関係し、入射エネルギーが大きい程高エネルギー側の裾野が広がる。今、 エネルギー分布関数が N(E)である高速中性粒子が金属表面に入射した時の二次電子 のエネルギー分布関数を G(ϵ) と書くことにする。ここで E は入射中性粒子エネルギ ー、 ϵ は生じた二次電子のエネルギーを表わす。一方、 E ~ E + dE のエネルギーの単 位密度中性粒子束を考え、それによって発生する二次電子のエネルギー分布をEにも関 係するため g(ϵ , E) dE と書くと、 G(ϵ) は、 g(ϵ , E) と N(E)を用いて次のように なる。

$$G(\epsilon) = \int_{0}^{\infty} g(\epsilon, E) N(E) dE \qquad (5.5)$$

- 98 -

また普通の二次電子型検出器の出力電流(二次電子電流)は、

$$I_{e} = e S \int_{0}^{\infty} G(\varepsilon) \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_{e}}} d\varepsilon$$
 (5.6)

である。 me は電子質量。式(5.5) は g(ϵ , E) を積分核とする積分方程式と見なせ るから,あらかじめ既知の中性粒子ビームによる較正で g(ϵ , E) を決定しておくと, G(ϵ)を測定して N(E)の形を推定することができる。 g(ϵ , E)が E と ϵ に関して変 数分離できないのは明らかである。もし変数分離できて g(ϵ , E) = g_{ϵ}(ϵ)・g_E(E) と 表わせたとすると,入射エネルギーEを変えても二次電子のエネルギー分布は変化しな い。式(5.5)を基に二次電子エネルギー分布測定により中性粒子のエネルギー分布を 推定できることがわかったが,実際には二次電子のエネルギー分布は二次電子電流のコ レクタ電圧特性を微分して得るのが普通であるから,微分誤差が問題となる。

コレクタ電圧 Vc を二次電子を完全に追い返す程大きくない負の電圧に設定すると、 その時の二次電子電流は、式(5.6)より、

$$J_{e}(V_{c}) = e \int_{e|V_{c}|}^{\infty} G(\varepsilon) \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_{e}}} d\varepsilon$$
(5.7)

と書ける。ここで Je(Vc) は単位面積当りの電流値つまり電流密度と定義した。G(ϵ) として式(5.5)を代入すると、

$$J_{e}(V_{c}) = \int_{0}^{\infty} I_{e}^{*}(V_{c}, E) \cdot N(E) dE \qquad (5.8)$$

ここで Ie*(Vc,E)は

$$I_{e}^{*}(V_{c}, E) = e \int_{e|v_{c}|}^{\infty} g(\varepsilon, E) \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_{e}}} d\varepsilon$$
(5.9)

で定義され、エネルギーEの単位密度中性粒子入射時における二次電子電流密度のコレ クタ電圧特性を意味する。式(5.8)も式(5.5)と同様、中性粒子エネルギー分布測 定のための基本式とすることができる。⁵⁷ この場合の積分核は $I_e^*(V_c, E)$ となる。しか も $J_e(V_c)$ 及び $I_e^*(V_c, E)$ は $G(\epsilon)$, $g(\epsilon, E)$ の様に微分操作を必要とせず、二次電子 型検出器の出力電流を直接データとして用いるから有利である。

さて、現存の超高温プラズマ発生装置はプラズマ閉じ込め時間がせいぜい数 10msec で パルス的に運転されている。また、将来の核融合原子炉も、1 秒程度の間に核融合プラ ズマを発生し電力を取り出し冷やすという過程の繰り返しで運転されると予想される。 従ってこの準定常的に発生した超高温プラズマを解析するには諸パラメータの時間的変 化を知ることが必要で、そのために測定用機器は時間的応答が速いことが望まれる。本 節で述べた $r_0(\theta, E)$ を積分核とする方法でプラズマイオンのエネルギー分布の時間的 変化を測定するには、エミッタ電極を高速で回転しなければならない。そのために直方体 の長さ方向を軸として回転し、1 回転で4時点のデータを収集できるように設計し回転 速度を5 万回/分としても時間分解能は数 100 μ sec 程度で、現存の超高温プラズマの 閉 じ込め時間では、1 時点のデータを得る間のプラズマの変化が問題となる。一方、Ie^{*}(Vc, E) を積分核とする方法における時間分解能を制限するものは、コレクタ電圧の浸引速度及 びデータを処理する電子回路の応答速度だけである。これらを数 μ sec 以下にすること は十分可能であり、超高温プラズマ診断用としては $r_0(\theta, E)$ による方法より適してい ると言える。そこで次節以下では二次電子電流のコレクタ電圧依存性を利用する方法に ついて実験的な検討を加えた。

5.3 二次電子電流のコレクタ電圧依存性 le*(Vc, E)

本節以下で積分方程式を用いた荷電交換中性粒子エネルギー分析法の内,前節後半で 述べた二次電子電流のコレクタ電圧特性を利用する方法を実験的に検討する。積分方程 式は中性粒子のエネルギー分布関数を N(E)として、

$$J_{e}(V_{c}) = \int_{0}^{\infty} J_{e}^{*}(V_{c}, E) \cdot N(E) dE$$
 (5.8)

Je(Vc)は分析したい中性粒子を二次電子型検出器のエミッタ電極に入射させた時の二 次電子電流密度のコレクタ電圧 Vc 特性で、また $Ie^*(Vc, E)$ はエネルギーEを持つ単位 密度の中性粒子入射時の二次電子電流密度の Vc 特性である。 $Ie^*(Vc, E)$ をあらかじめ 既知エネルギーの中性粒子ビームで決定しておけば、分析したい中性粒子束に対する Je(Vc)を測定するだけで式(5.8)の積分方程式が解けて、エネルギー分布関数 N(E) を知ることができる。

- 100 -

本節では $I_e^*(V_c, E)$ の E 及び V_c に対する特性を実験的に検討する。本来ならこれに は中性粒子ビームを用いるべきであるが、本実験では数 100eV 以上のエネルギー領域 において中性粒子と同じ二次電子放出係数を与えるイオンビームで代用して $I_e^*(V_c, E)$ を測定した。イオンビームだとその電流値から簡単に粒子密度が求まるし、中性粒子ビ ームより当然エネルギー広がりが小さいので好都合である。さらに、大きな電流値で測 定できることも測定上の利点になる。さて、本節以下では $I_e^*(V_c, E)$ を単位粒子密度当 りの量から単位粒子束(粒子密度×粒子速度)当りの量と定義し直した。この場合には 粒子束 $N(E)\sqrt{\frac{2E}{m}}$ を $\phi(E)$ と書くと、式(5.8) は

$$J_{e}(V_{c}) = \int_{0}^{\infty} I_{e}^{*}(V_{c}, E) \phi(E) dE$$
 (5. 10)

となる。

本実験は2.4.2節の予備実験と同じ電極配置、電圧印加方法で実行された。ただ、測 定誤差をできるだけ小さくするため次のような工夫をした。 I*(Vc.E) 測定の際の誤差 の原因と成り得るものは、入射イオンエネルギー及びイオン電流の変動、コレクタ電圧 設定のばらつき、二次電子電流測定におけるメータの視誤差などが考えられる。イオン ビームをエミッタに衝突させるためにイオン輸送電極 3・4 及び散乱容器内の各電極には イオン引出し電極と同じ負の高電圧が印加され、この電圧によってイオンエネルギーが 決まる。従ってこのための高電圧電源として Fluke 社 410B安定化電源を用い、入射イ オンエネルギーの変動を押えた。イオン電流の変動は、イオン引出し電圧が上記電源に より安定化されると、ソースプラズマの変動のみに依存する。本イオン源で用いた BPD は非常に安定で、イオンエネルギーEをある値に設置してコレクタ電圧特性 Ie (Vc, E)を測定するに要する時間内では、イオン電流は一定であった。コレクタ電圧 の設定及びエミッタ電流測定における誤差は、ディジタル化することにより少なくした。 コレクタ電圧としては直流電源からの+50Vの安定電圧を極性反転スイッチと25接点回 転式スイッチを用いて,−23Ⅴから+23Ⅴの間を1Ⅴ間隔で変化し,飽和電流測定のた めに -50Vと+50Vの電圧も印加できるようにした。また、エミッタ電流測定には4桁 表示のディジタル・メータを用いた。

5 keVの Ar⁺を入射して I^{*}(Vc, 5 keV)を測定した結果が図 5.1 にある。



図 5.1 I^{*}(V_c, E)のコレクタ電圧(V_c)依存性

図中□印の測定点がそれである。この特性を微分すると二次電子のエネルギー分布が得 られるが、この二次電子電流の逆電圧特性は通常のものより少し正の Vc の方にずれて いる。⁵⁸ たぶんエミッタが大きくかつコレクタ電極がエミッタからかなり離れているた め、少し Vc を正にした程度ではエミッタに戻る二次電子があるからだろう。とにかく この特性で二次電子のエネルギー分布の情報を含んでいるのは、二次電子電流密度が 0 から飽和値に達するまでの Vc によって変化する部分である。入射粒子のエネルギー変 化によって変わる二次電子エネルギー分布の成分は高エネルギーの裾野の部分であるか ら、式(5.10)の積分核と成り得るのは Vc が負の部分でしかも電流変化の測定精度を 考えると高々 -5V から0V までの約5V の間の Vc に対する Ie (Vc, E) である。従って Vcを1V の 1/10 のオーダーで変化できかなりの精度で設定しないと、電流変化が急し ゅんなため測定結果にばらつきが出る。図 5.1 の□印の結果は 2.4.1 節に述べたように、 イオンビームの入口と真空排気用の穴を除いてコレクタがエミッタ電極のすべてを囲む 形状にして得たものであるが、次にその円筒状コレクタの蓋と底の部分を取り去り、リ ミタ電極にエミッタに対して負の電圧を印加した。これはエミッタから放出された二次 電子がリミタの電圧も感じるようにし、かつリミタに負の電圧を加えることによりエミ ッタに追い返す電場を加えコレクタに吸収されにくくすることを意図した。図 5.1 の O, ●、 △、 ▲印の特性がこのような条件で測定した結果である。図よりコレクタの蓋と底 を取去ることにより V_cの恋化で二次電子電流が変化する部分が広がった(O印)。ま たリミタに負の電圧を印加すると、広がった I $_{e}^{e}$ (V_c, E)が V_c の正の方へ移動した。こ のような I $_{e}^{e}$ (V_c, E)の変化によって

> 1). V_c に対して $I_e^*(V_c, E)$ が少しなだらかな変化をするようになり、 V_c 設 定誤差に原因する $I_e^*(V_c, E)$, $J_e(V_c)$ の測定誤差が少なくなる。

> 2). 式(5.10)の積分核として利用できる範囲が広がり、Vcの代表点を多く取ることができエネルギー分析結果の精度が向上する。

3). I^{*}(V_c, E), J_e(V_c) 測定の際, V_c の極性反転の必要がなくなる。

などの利点が生まれる。そこでこの様な検出器で本方法を実験的に検討した。図 5.2 に その検出器の概略を示す。



図 5.2 改良型二次電子測定器の概略

図 5.3 はリミタ 電圧 $V_t = -32V$ として測定した $I_e^*(V_c, E)$ の一例を示す。これに は図 5.1 の場合とは異なり、積分核として使える領域のみの変化を記した。


図 5.3 I^{*}(V_c, E)の V_c 及び E 依存性

5.4 イオンビームによる模擬分析実験

式(5.10)は中性粒子のエネルギー分析のための基本式として導出したが、イオンの 分析にもまったく同じ形で利用することができる。本節では、単一エネルギーを持つイ オンビームを式(5.10)と本節で述べた I^{*}(Vc,E)を用いて分析することにより、本 二次電子型検出器を較正し、分解能及び問題点を明らかにした。式(5.10)でも式(5.2) と同様 $\phi(E)$ をn個のエネルギー代表点で近似し、n元連立方程式

$$\begin{pmatrix} \phi(E_{1})\Delta E \\ \phi(E_{2})\Delta E \\ \vdots \\ \phi(E_{n})\Delta E \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_{e}^{*}(V_{c1},E_{1}) & I_{e}^{*}(V_{c1},E_{2})\cdots\cdots & I_{e}^{*}(V_{c1},E_{n}) \\ I_{e}^{*}(V_{c2},E_{1}) & I_{e}^{*}(V_{c2},E_{2})\cdots\cdots & I_{e}^{*}(V_{c2},E_{n}) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ I_{e}^{*}(V_{cn},E_{1}) & I_{e}^{*}(V_{cn},E_{2})\cdots\cdots & I_{e}^{*}(V_{cn},E_{n}) \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} J_{e}(V_{c1}) \\ J_{e}(V_{c2}) \\ \vdots \\ J_{e}(V_{cn}) \end{pmatrix}$$

$$(5. 11)$$

を解いて $\phi(E)$ を決定する。

5.4.1 分割エネルギー幅 ⊿E=1keV (⊿E/E~0.2)

まず,式(5.11)のエネルギー分割間隔 AEを1keVとし、イオンビームの分析実験

を行った。 $J_e(V_c)$ の測定器は $I_e^*(V_c, E)$ 測定の時と同じで、分析されるイオンビーム は同じ BPD イオン源から引出した 4keV あるいは 5keV Ar⁺とした。二次電子型検出 器に入るイオン電流密度はそれぞれ 40 μ A/cm², 80 μ A/cm²である。これらのイオンビー ムによる $J_e(V_c)$ を図 5.4 に示す。この $J_e(V_c)$ を用いて式(5.11)を解くには、エネ



ルギーはそれ程広い範囲にはとらず、エネルギー代表点を 3keV, 4keV, 5keV, 6keV, 7keV 及び 8keV の 6 個とした。従って Je(Vc) も 6 個の Vc の点で代表し 6 元一次連立 方程式を解くことになる。結果が図 5.5, 図 5.6 にある。それぞれの図の(a)~(g) は、 Vc の代表点を変えて得られたものである。図より、分析結果にはほとんどの場合 望まれるエネルギー値 (4keV または 5keV)に大きなピークが現われているが、それ以 外のエネルギー代表点でもあたかもそのエネルギー成分があるかのような結果となって いる。さらに大きな負の $\phi(E)$ *d*Eが現われる場合もある。これには 2 つの原因が考え られる。

1). エネルギー分割間隔が大き過ぎる。

2). I^{*}(V_c, E) 及び J_e(V_c)の測定誤差がきいている。

1)と2)は分析結果への効果として関連している。エネルギー分割数を増して分析精度

- 105 -

を上げようとすると、利用できる V_c の範囲は限られているので V_c の分割数を多くする ことが必要で、結局 ΔV_c 当たりの $I_e^*(V_c, E)$ 及び $J_e(V_c)$ の変化量が小さくなり $I_e^*(V_c, E)$ $J_e(V_c)$ の測定誤差が問題となる。従って $I_e^*(V_c, E)$ 及び $J_e^*(V_c)$ の測定誤差を小さく することが ΔE を小さくできる条件となり、直接分析結果の精度向上につながる。本実 験において測定系をディジタル化し測定に十分注意を払った理由がここにある。



図 5.5 分析結果 E=4keV.



5.4.2 最小二乗法を用いた分析誤差の低減

I*(V_c, E), J_e(V_c)の測定精度を増すといってもそれには限度がある。ここに一般に 何回もの同じ実験の繰り返しによって得たデータの集合から,最も確からしい値を得る ための数学的な方法がある。最小二乗法である。測定の際に認められる誤差を統計的に ランダムな性質を持ったもののみと仮定できる場合には,数値計算の過程でこの方法を 併用することにより、分析結果への誤差波及を押さえることができる。

n個のエネルギー点で代表された式(5.11)を解くのに、次式のようなn個より多い m元の連立方程式を立て、m個の方程式のそれぞれの残差の二乗和が最小となるように $\phi(E_1) \Delta E, \phi(E_2) \Delta E, \dots, \phi(E_n) \Delta E$ を決定する。

$$\begin{pmatrix} J_{e}(V_{c1}) \\ J_{e}(V_{c2}) \\ \vdots \\ J_{e}(V_{cn}) \\ \vdots \\ J_{e}(V_{cn}) \\ \vdots \\ J_{e}(V_{cm}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_{e}^{*}(V_{c1}, E_{1}) & I_{e}^{*}(V_{c1}, E_{2}) \cdots & I_{e}^{*}(V_{c1}, E_{n}) \\ I_{e}^{*}(V_{c2}, E_{1}) & I_{e}^{*}(V_{c2}, E_{2}) \cdots & I_{e}^{*}(V_{c2}, E_{n}) \\ \vdots \\ I_{e}^{*}(V_{cn}, E_{1}) & I_{e}^{*}(V_{cn}, E_{2}) \cdots & I_{e}^{*}(V_{cn}, E_{n}) \\ \vdots \\ I_{e}^{*}(V_{cm}, E_{1}) & I_{e}^{*}(V_{cm}, E_{2}) \cdots & I_{e}^{*}(V_{cm}, E_{n}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi(E_{1}) & \Delta E \\ \phi(E_{2}) & \Delta E \\ \vdots \\ \phi(E_{n}) & \Delta E \end{pmatrix}$$

$$(5. 12)$$

数学的にはこのような解を"解の存在しない連立方程式の最小二乗解"という。

この方法の分析結果への効果を評価するために,真の J_e(V_c) に ランダムな誤差を与 えて式(5.11)と式(5.12)の両方法を比較した。図 5.7 がその結果である。エネルギ



図 5.7 最小二乗法による分析誤差の低減

- 代表点は図 5.5, 図 5.6 の場合と同じにした。エネルギーEの粒子に対する真の Je(Vc)は I * (Vc, E)を定数倍したものであるから,一応Je(Vc) = I * (Vc, E)とし式 (5.11)を解くと当然(a)のように正確に元のエネルギーEが再現される。これは計 算しなくても行列の性質から明らかである。上から入射粒子ビームエネルギーが3keV, 4keV,5keV,6keV,7keV,8keVの場合である。 I * (Vc,E)としては図 5.3の値を用 いた。(b)は真のJe(Vc)の値の4ケタ目にランダム誤差を与えた場合,つまりJe(Vc) と I * (Vc,E)が3ケタの精度で一致する場合の式(5.11)による分析結果で、少しの 乱れは出て来るがほぼ元のエネルギーを再現する。Je(Vc)と I * (Vc,E)が2ケタの精 度でしか一致しない場合の式(5.11)による結果が(c)であり、乱れがかなり大きく なって来る。本実験における測定精度はこの程度であり、この精度で m=10として式 (5.12)を用いると(d)のように元の分布に近づくことがわかる。mは大きい方が良 いのは明らかであるが、mを大きくするとVcの代表点の間隔が狭くなり、I * (Vc,E) またはJe(Vc)の変化が少なくなるため測定誤差がかえって大きく効く。従ってmの大 きさには最適値がある。

図 5.8 は図 5.5 及び図 5.6 の 4keV 及び 5keV Ar⁺を式(5.12) で分析した結果で,



Vcの代表点は0~14Vを1V間隔に15個選んだ(m=15)。図5.5,図5.6とこれを比較すると格段に精度が上がったことがわかる。これはまた Je(Vc),I $_{e}^{*}$ (Vc,E) 測定で含まれる誤差はランダムな性質を持つことを示している。しかも図のそれぞれのエネルギー代表点での棒の長さは、そのエネルギー付近(E±½ ΔE)の成分を代表点のエネルギーを持つ粒子ビームと考えた場合の粒子束を意味する。Je(Vc)測定の際の入射ビーム電流は 4keVAr⁺の場合 40 μ A/cm², 5keV Ar⁺の場合 80 μ A/cm²であったことを考えると、入射粒子束の絶対値も20%以内の誤差で再現できたわけである。他のいかなるエネルギー分布測定法によってもこのように粒子束の絶対値まで決定することは難しい。本方法でこれが可能となるのは測定法がシンプルで較正が至って簡単なためである。

5.4.3 分割エネルギー幅 *d*E=0.5keV(*d*E/E~0.1)

前節で最小二乗法のような適当な測定誤差除去のための数値計算法を用いれば、有効数 字 2 ケタ程度の実験精度でエネルギー分解能 $\Delta E/E \sim 0.2$ での分析が可能であることがわ かった。本節ではエネルギー分割間隔 ΔE を 0.5keV とし、分解能 $\Delta E/E \sim 0.1$ での分 析が同様の方法で可能かどうかを検討した。次節で述べるが、長時間イオンをエミッタ に当て続けると $I_e^*(V_c, E)$ の V_c 及び E 依存性が少しずつ変化して来るので、もう一度 0.5keVのエネルギー間隔で $I_e^*(V_c, E)$ を測定した。 図 5.9 がそれで、前節の実験から



後延べ10時間以上照射している。

今回分析するイオンビームは4.5keVと5keVとし、それぞれイオン電流密度を40 μ A/cm², 50 μ A/cm²で測定した Je(Vc)は図 5.10のようであった。エネルギー代表点を3keV, 3.5



keV, 4keV, 4.5keV, 5keV, 5.5keV, 6keVの7個とし,また図5.10のJe(Vc)の代表 点を5V~19Vの1V間隔15点にとり,前節の最小二乗法を併用した方法で分析した結 果を図5.11(a)(b)に示す。(a)は4.5keVAr⁺入射の場合,(b)は5keVAr⁺入 射の場合である。 Δ E=1keVの前節の結果より乱れは大きいが,望まれるエネルギーの 所に一番大きなピークが現われ,おおまかには入射エネルギーを識別していることがわ かる。しかし,エネルギー分布の広がった粒子束の分析には少し問題がありそうである。 従ってエネルギー分解能 Δ E/E~0.1程度以下で分析したい場合にはさらに精度の良い 測定が必要となるだろう。

5.5 討論及び結言

図 5.3 の $I_e^*(V_c, E)$ と図 5.9 の $I_e^*(V_c, E)$ の V_c 及び E 依存性は少し違っている。二つの測定条件はまったく同じで、ただ"新しい"エミッタによるものか、10時間以上数

- 111 -



10 μ A/cm²のイオンビームを照射した後の"古い"エミッタによるデータかだけが異なる。 "古い"エミッタを真空中から取り出して観察すると、イオンビームの当たっていた と思われる部分だけ変色していた。これはアセトンによる簡単な洗浄では除くことがで きず、ペーパーかピカール研摩剤のような物で削り取ってしまわない限りなくならない し、 Ie^{*}(Vc, E)の値も元の"新しい"エミッタによるものに戻らなかった。図5.12にイ オンビームを照射し始めてからの時間による Ie^{*}(Vc, 5keV)の変化の様子を示す。Vc 一定の場合二次電子電流はビーム照射時間と共に減って来るが、その変化はかなりゆっ くりしたものである。これは本実験で用いた電極構造特有の性質ではない。普通の二次 電子型粒子検出器に 0.1 μ A程度の keV中性粒子を当て続けた場合にその出力電流(二 次電子電流)のコレクタ電圧特性を測定すると図5.13のような特性変化を示した。曲線 ①は"新しい"エミッタの特性で、曲線①から⑤まで変化するのに延べ約50時間以上要 するゆっくりした変化である。この曲線②~⑤はコレクタ電圧Vcを十分ゆっくり変化し て測定したもので、 Ie^{*}(Vc, E) も回転式スイッチで Vc を設定して二次電子電流が安定



- 113 -

するのを待って得たものだから図 5.12と図 5.13は同じ原因による特性変化と考えられ る。ところが今曲線③を示す状態のエミッタで、Vcを0Vから+50Vに急に昇圧すると 数10秒のオーダーで図 5.14(b)のような二次電子電流の変化が観測される。 図より図 5.12や前節の図 5.9は図中の飽和電流値を測定したものである。図 5.14(a)は"新し い"エミッタの同様な特性である。これらの特性からビーム照射によってできたエミッ タ表面の汚れは絶縁性の汚れであると予想できる。しかし、真空中に漂遊する炭化水素 系の不純物が付いただけではアセトンの洗浄によって除けるはずであるから、おそらく は高エネルギー粒子(イオンまたは中性粒子)でたたかれる事が重要な条件となるので あろう。

幸いにも I^e(V_c, E) の変化は時間的に非常にゆっくりしている。従って時々エミッタ を取り出して"新しい"面を出してやることをすればいつも"新しい"エミッタの I^e(V_c, E)を維持できるはずである。確かに前節及び前々節で述べた実験の中で観測さ れた変化はランダムなものだけであった。またエミッタをしばしば取り出すことが難し い場合には、較正用の小型のイオンビーム源を用意し表面状態を時々チェックしながら、 それぞれの表面状態での I^e(V_c, E)を用いてエネルギー測定を行うこともできる。

本章ではプラズマイオンのエネルギー分布関数をマクスウェル分布と仮定できない場合の荷電交換中性粒子法として、荷電交換中性粒子を二次電子型粒子検出器に直接入射させた時の出力電流のコレクタ電圧依存性を利用する方法を提案し、イオンビームを用いてこの型の分析器の較正実験を行った。その結果最小二乗法等の計算処理法を併用することによって 4E/E~0.2 程度の分解能で中性粒子の分析が可能であることがわかった。しかし、金属表面状態の変化のためと考えられる二次電子電流の時間的にゆっくりした変化が観測され、それに関する十分な注意が必要なことも明らかとなった。

第6章 結 論

本研究は,超高温プラズマイオン温度測定のための標準的な方法の一つである荷電交換中性粒子法に注目し,荷電交換中性粒子のエネルギー測定に,それを金属表面に直接 衝突させた際の二次電子測定による新しい簡単な方法を提案することによって,より簡 単にイオン温度を測定できるよう改良し,さらに10keV以上のイオン温度を持つ核融 合プラズマのイオン温度測定法としての荷電交換中性粒子法の有用性を高めることを目 的とした。

本研究で提案した二次電子測定による荷電交換中性粒子法は,同時に二つの入射 角に対する二次電子電流の比を測定して入射荷電交換中性粒子の平均エネルギー,次に はそれを発する超高温プラズマのイオン温度を推定するものである。本方法を実験的に 検討するために,keVオーダーのイオンビームを~10mA/cm²の密度で引出せるBPDイ オン源を製作し,引出したイオンビームをガス中を通過させる方法と金属表面で反射さ せる方法の二つで中性化することによって,ほとんど単一エネルギーを持つ中性粒子ビ ームとプラズマから幅広いエネルギー範囲で放出される荷電交換中性粒子を模擬した中 性粒子束を生成した。そしてそれらを用いて,プラズマ計測への応用を目的とした中性 粒子衝撃による金属の二次電子放出,特に入射角依存性を研究すると共に,模擬分析実 験を行った。さらに超高温プラズマの荷電交換中性粒子放出の簡単な計算機シミュレー ションを実行することによって本方式のイオン温度測定器の出力電流の大きさ,それと イオン温度の関係,ノイズとその対策などを検討した。

次にそれらの結果を列記し、総合的な検討を加える。

- 1). 高速中性粒子を金属表面に衝突させた場合,垂直入射時($\theta = 0^{\circ}$)の二 次電子放出係数に対するある入射角 θ で入射した時の二次電子放出係数の比k(θ , E) は,keV中性粒子入射において $\theta > 50^{\circ}$ とすると,Sternglassの理論による sec θ 則で決まる値より小さく入射エネルギーEの減少と共に直線的に小さくなる。これ は銅表面に入射する Ar⁰, He⁰, N⁰, H⁰, 及び H⁰ について実験的に確認された。
- ある入射角 θ についての k(θ, E)の入射エネルギー(E)依存性をあらかじめ測定しておくと、エネルギーの知りたい中性粒子を同じ金属に当て、垂直入射時の二次電子電流に対する入射角 θ の時の二次電子電流の比 K(θ)を 測定し、平均エネ

ルギーを推定することができる。この方法で直接求められる入射中性粒子のエネル ギーは少し高エネルギー側に偏ったものであるが、真の平均エネルギーからの誤差 は+43%以内である。

- 3). イオンビームの銅表面での中性化により生成した中性粒子(Ar⁹, He⁹)のエネル ギーを本方法で測定し,従来主に使われるガスストリッピング型中性粒子エネル ギー分析器による結果とほぼ同様の結果を得, keVオーダーの中性粒子のエネルギ ー測定が可能であることを確認した。
- 4).本方法による測定可能エネルギーの上限は θを大きくすると高くなり、20keVぐらいまでは測定可能である。測定可能エネルギーの下限は二次電子電流の測定精度に依存し、測定誤差が10%程度でエネルギー推定誤差をファクター2まで許すなら、300eVと見積られる。
- 5).本方法への二次電子放出金属の表面条件(粗さ,温度)及び周囲の環境(真空度, 入射粒子強度)の影響を調べたが、いづれの影響も無視できるかあるいは適当な方 法で除去可能である。
- さらに超高温プラズマの荷電交換中性粒子放出の計算機シミュレーションによって,
 - 6).荷電交換中性粒子測定によって本方法で直接知ることができるイオン温度はプラズマ周辺部のもので、プラズマ中心温度の1/10~1/15程度である。しかし、プラズマパラメータのプラズマ半径方向分布の形を仮定すると中心イオン温度を求めることもできる。その際仮定する分布の違いによる誤差はファクター2以内と考えられる。
 - 7). プラズマの放射光による二次電子放出金属からの光電子放出は測定される K(θ) 及びイオン温度の誤差の原因となるが、プラズマ中の不純物が少なく制動放射のみ を考えればよい場合には、5keV以上の中心温度の超高温プラズマにおいて上記 6) のプラズマパラメータの半径分布の違いによる誤差の範囲内に入ってしまうので 無視できる。
 - イオン温度が5keVより低いプラズマにおける制動放射光のK(θ)への影響は、
 200eV以上の電子温度測定に用いられる薄膜透過法を応用することによって、見積り除去することも可能である。

従って本研究で提案するΚ(θ)測定によるイオン温度推定法は、核融合原子炉が自己点

火する 10keV以上の超高温プラズマに対してようやく十分な威力を発揮できるようになる。これぐらいの超高温プラズマにおいては高速中性粒子入射や高周波波動 入射時のプラズマイオンのエネルギー分布のひずみは重要で,エネルギー分布関数自 体の情報を得ることができるガスストリッピング型に代表される電離方式に比べ,本 方法はこれの評価が難しく,また直接にはプラズマ周辺部の情報しか得られず中心イオ ン温度の推定にはかなりの誤差が見込まれると言う欠点もある。

しかし、本方式の測定器がコンパクトになるため場所的制約が少なく、トカマク型プ ラズマ発生装置の大きな磁場コイルや追加熱器の隙間等の少しの空間があれば設置可能 である。また測定が容易な点を考えると、本方式の測定器を装置のいたる所に取り付け、 生成プラズマのイオン温度に関する全体の情報を同時に得ることもできる。もちろんこ のような超高温プラズマにおいては、金属薄膜による電離方式が十分な効率を得、ガス ストリッピング方式にとって変わるであろうから排気装置の負荷が幾分か軽減され、 分析器自体少しはコンパクトになるが、本方式の比ではない。

また本方式の測定器で得られたデータを、一か所に設置された電離方式の分析器で較 正して測定誤差を低減することも可能である。結局、本方式の測定器はそれだけでプラズ マを診断するには少々危険があるが、従来の電離方式の分析器あるいは他のイオン温度 測定器、例えば不純物イオンが発する線スペクトルのドップラー広がりを測定してイオ ン温度を得る、分光学的方法等と併用することによって、従来より格段に多い生成プラ ズマの情報を得ることができるようになると結論できる。

プラズマのイオン温度はイオンエネルギー分布関数をマクスウェル分布と仮定して定 義されるものであるが、上に述べたようにイオンのエネルギー分布は常に等方的なマクス ウェル分布をしているとは限らない。この場合においてもマクスウェル分布を仮定して 得るイオン温度の情報は重要である。しかし、高速中性粒子入射や波動入射によるプラ ズマの加熱機構の研究に関しては、単なるイオン温度でなくエネルギー分布関数自体を 知りたい場合もある。本研究ではこのような要求に対する二次電子放出を利用する解答と して、上記二次電子電流の入射角依存性を利用する方法とコレクタ電圧依存性を利用す る方法の二つを提案した。この内後者の方が時間分解能が良くプラズマ診断により適し ていると考えられるので注目し、実験的にエネルギー分解能 *d*E/Eを評価した。その結 果、分解能は二次電子電流の測定精度に大きく依存するが、最小二乗法等の統計的ラン

- 117 -

ダム誤差を少なくする計算処理法を併用することによって、 *4*E/E~0.2 程度での分析 が可能であることがわかった。

辞

本研究は徳島大学工学部においてなされたものでありますが、その遂行にあたり、大 阪大学工学部伊藤博教授に御懇切な御指導と御鞭撻を賜りました。ここに心から深く感 謝の意を表し、御礼の言葉を申し上げます。また、同大学工学部石村勉教授には終始直 接の熱心な御指導と御討論を頂き、深く感謝致します。また、有益な御助言、御討論を 頂いた同大学工学部三石明善教授、橋本初次郎教授に心から御礼申し上げます。さらに、 本研究の遂行に際し当初より研究全般において実際的な御指導を頂いた徳島大学工業短 期大学部森一郎教授に厚く御礼申し上げます。また、著者が徳島大学において種々御指 導を頂いております工学部御所康七教授、工業短期大学部生田信皓教授に御礼申し上げ ます。最後になりましたが、本研究の過程において直接・間接に協力及び討論して頂い た徳島大学工学部電子工学科真空・気体電子工学講座の卒業生の皆さんに併せて御礼申 し上げます。

参考文献

- 1) J. D. Lawson: Proc. Phys. Soc. B70 (1957) 6.
- 2) L. A. Artsimovich: Nucl. Fusion 12 (1972) 215.
- 3) H. P. Furth: Nucl. Fusion 15 (1975) 487.
- H. Eubank et al.: Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 7th Int. Conf. Insburk, 1978) CN-37/C-3.
- 5) A. Gondhalekar et al.: ibid 1 (1978) 199.
- R. H. Huddlestone and S. L. Leonard (ed.): Plasma Diagnostic Techniques (Academic Press, New York, 1965).
- W. Lochte-Holtgreven (ed.): Plasma Diagnostics (North-Holand, Amsterdam, 1968).
- A. Eubank and E. Sindoni (ed.): Cource of Plasma Diagnostics and Data Acquisition Systems (Editrice Compositori, Bologna, 1975).
- E. Sindoni and C. Wharton (ed.): Diagnostics for Fusion Experiments (Pergamon Press, Oxford, 1979).
- C. Deck, H. Iguchi, J. Jacquinot and T. Kawabe: IEEE Trans. Plasma Sci. PS-3 (1975) 41.
- M. Nagatsu, O. Asada, K. Yoshioka and T. Tsukishima : Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) 955.
- 12) K. Ohya and I. Mori: J. Phys. Soc. Jpn. 43 (1977) 1048.
- 13) K. Ohya and I. Mori: Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) 1193.
- T. Takagi, I. Yamada and J. Ishikawa : Proc. Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams (BNL, 1971) 191.
- 15) K. Ohya, A. Tezuka and I. Mori: Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) 761.
- 16) A. Rostagni: Z. Phys. 88 (1934) 55.
- 17) A. von Engel: Ionized Gases (Clarendon Press, Oxford, 1965) Chap. 3.
- 18) H. C. Hayden and N. G. Utterbank: Phys. Rev. 135 (1964) A1575.
- 19) 文献 21) の Chap.6 p. 172.
- 20) M. Kaminsky: Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces

(Springer-Verlag, Berline, 1965) Chap. 12 and Chap. 14.

- 21) U. A. Arifov : Interaction of Atomic Particles with a Solid Surface (Consultants Bureau, New York, 1969).
- 22) 文献 20) の Chap. 14 p. 328.
- 23) K. Morita, H. Akimune and T. Suita: Jpn. J. Appl. Phys. 5 (1966) 511.
- 24) K. Ohya and I. Mori: Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) L281.
- 25) K. Ohya and I. Mori: Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) 2027.
- 26) E. J. Sternglass: Phys. Rev. 108 (1958) 1.
- 27) R. G. Wilson and G. R. Brewer : Ion Beams with Application to Ion Implantation (John Wiley & Sons, New York, 1973) Chap. 4.
- K. Morita, H. Akimune and T. Suita: Tech. Repts. Osaka Univ. 18 (1968)
 27.
- 29) D. B. Medved: J. Appl. Phys. 34 (1963) 3142.
- 30) G. A. Harrower: Rev. Sci. Instrum. 26 (1955) 850.
- 31) T. Kimura and H. Akimune: Jpn. J. Appl. Phys. 17 (1978) 2129.
- 32) W. Eckstein and F. E. P. Matschke: Phys. Rev. B14 (1976) 3231.
- 33) B. M. Smirnov and M. I. Chibisov: Sov. Phys. Tech. Phys. 10 (1965) 88.
- 34) W. Wien: Ann. Physik. 8 (1902) 260.
- 35) Y. N. Dnestrovskij, D. P. Kostomarov and N. L. Pavlova : MATT-TRS (1971) 107.
- 36) S. Rehker and H. Wobing: Plasma Phys. 15 (1973) 1083.
- 37) M. H. Huges and D. E. Post: J. Compt. Phys. 28 (1978) 43.
- H. Yip, H. Nishihara and S. Yano: Memoirs of the Faculty of Engineering Kyoto Univ. XL (1978) 36.
- 39) K. Murase: Jpn. J. Appl. Phys. 21 (1982) 109.
- 40) A. C. Riviere: Nucl. Fusion 11 (1971) 363.
- 41) N. Noda: J. Phys. Soc. Jpn. 41 (1976) 625.
- 42) N. Campbell: Philos. Mag. 29 (1915) 783.
- 43) A. G. Hill, W. W. Buechner, J. S. Clark and J. B. Fisk: Phys. Rev. 55 (1939) 463.

- 44) H. R. Griem: Plasma Spectroscopy (McGraw-Hill, New York, 1964).
- L. Spitzer: Physics of Fully Ionized Gases (Interscience Publishers, New York, 1962) p. 149.
- 46) W. Heitler: The Quantum Theory of Radiation (Oxford Univ. Press, London, 3rd ed., 1954) p.242.
- 47) A. Sommerfeld: Atomban und Spektrallinien (Fiedr. Vieweg&Sohn, Braunschweig, 1960).
- 48) W. J. Karzas and R. Latter: Astrophys. J. Suppl VI (1961) 167.
- 49) R. B. Cairns and J. A. R. Samson: J. Opt. Soc. Am. 56 (1966) 1568.
- 50) A. M. Tyutikov and Yu. A. Shuba: Optics and Spectroscopy 9 (1960) 332.
- 51) A. P. Lukirskii, M. A. Rumsch and I. A. Karpovich: ibid 9 (1960) 343;
 A. P. Lukirskii, M. A. Rumsch and L. A. Smirnov: ibid 9 (1960) 265.
- 52) F. C. Jahoda, E. M. Little, W. W. Quinn, G. A. Sawyer and T. F. Stratton: Phys. Rev. 119 (1960) 843.
- 53) 文献 6) の Chap. 8 p. 369.
- 54) J. Lindhard and M. Scharff: Phys. Rev. 124 (1961) 128.
- 55) 文献 20) の Chap. 14 p. 329.
- 56) 森: 核融合研究 36 (1976) 360.
- 57) K. Ohya and I. Mori: Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) 579.
- 58) 文献 21) の Chap. 8 p.233.

- Stopping Power of Plasma in a Beam-Plasma System
 J. Phys. Soc. Jpn. 43 (1977) 1048.
- Application of Secondary Electron Emission to Energy Analysis of Energetic Neutrals

Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) 579.

- Neutralization of Ion Beam on Semiconductive BaTiO₃ Ceramic Surface Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) 761.
- A Simple Method to Determine the Energy of keV Neutrals Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) L281.
- Dependence of Secondary Electron Yield on the Incident Angle and the Energy of keV Neutrals Bombarding a Metal Surface Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) 2027.

本論文に関連する学会講演

1)	ビーム・プラズマ放電の	Oイオン源への応用 I		
	電気関係学会	四国支部連合大会	2 - 3	昭和49年10月
2)	ビーム・プラズマ放電の	Oイオン源への応用 Ⅱ		
	電気関係学会	四国支部連合大会	2 - 3	昭和50年10月
3)	ビーム・プラズマ系にお	3けるプラズマの阻止前		
	日本物理学会	秋の分科会	12 p — Q — 9	昭和50年10月
4)	ビーム・プラズマからの)イオンの引出し特性		
	日本物理学会	第31回年会	$5 \mathbf{a} - \mathbf{H} - 6$	昭和51年4月
5)	BaTiOs 表面へのイオン	ンビーム衝突による中国	生粒子化の試み	
	日本物理学会	春の分科会	5 $p - R - 11$	昭和52年4月
6)	イオンビーム中性化実験	検装置のイオンビーム囀	俞送系	
	電気関係学会	四国支部連合大会	2 - 13	昭和52年10月
7)	二次電子測定による高速	恵中性粒子のエネルギ-	-分析 I	
	日本物理学会	秋の分科会	6 a - CM - 5	昭和53年10月
8)	中性粒子衝撃による金属	属表面からの二次電子加	文出	
	電気関係学会	四国支部連合大会	2 - 8	昭和53年11月
9)	二次電子測定による高速	速中性粒子のエネルギ-	-分析Ⅱ	
	日本物理学会	第34回年会	3 p - KB - 9	昭和54年4月
10)	二次電子測定による高い	速中性粒子のエネルギ-	−分析Ⅲ	
	日本物理学会	秋の分科会	5 p - D - 3	昭和54年10月
11)	二次電子エネルギー分布	「を利用した高温プラス	、マ診断	
	電気関係学会	四国支部連合大会	2 - 1	昭和54年11月
12)	Neutralization of Ior	Beam on Semicond	luctive BaTiO ₃ Ceran	nic Surface
	Int. Conf. Pla	sma Physics, Nagoy	a 9P-I-27	Apr. 1980.
13)	二次電子放出の入射角及	なび入射エネルギー依存	昇性と高速中性粒子エ ス	ネルギー分析へ
	の応用			

電気関係学会 四国支部連合大会 2-11 昭和55年11月

14) 二次電子測定による高速中性粒子のエネルギー分析 N

 第2回核融合連合講演会
 Pb5-24
 昭和56年2月

 15)高速中性粒子のエネルギー分析 ー 二次電子法とガス・ストリッピング法 ー
 電気関係学会 四国支部連合大会 2-4
 昭和56年11月

 16)二次電子法による荷電交換中性粒子計測
 電気関係学会 四国支部連合大会 2-5
 昭和56年11月

17)二次電子測定による高速中性粒子エネルギー分析V

日本物理学会 春の分科会 2 p-Y-7 昭和57年4月