

JAERI-M  
82-123

電子衝撃による2次電子放出率(I)  
—測定装置の試作および測定例—

1982年9月

荻原 徳男・新井 貴・岸田 晴生\*

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

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

JAERI-M reports are issued irregularly.

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

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1982

---

編集兼発行 日本原子力研究所  
印 刷 山田軽印刷所

## 電子衝撃による2次電子放出率 (I)

### - 測定装置の試作および測定例 -

日本原子力研究所東海研究所大型トカマク開発部

荻原徳男・新井 貴・岸田晴生\*

(1982年8月11日受理)

JT-60など核融合をめざしているプラズマ実験装置においては、プラズマ壁相互作用に強い関心をいだいている。この相互作用を考える場合に、(i)素過程に分類し、各素過程の理解をする、(ii)各素過程を結合させて、プラズマ性能と壁の特性の相関を調べる、という方法論がとられる。現状は、各素過程の理解の段階にあろう。

本報告では、素過程の内で、2次電子放出を扱う。2次電子放出率は、周辺プラズマの平均温度と結びついて、シースポテンシャルを決定する。シースポтенシャルは周辺プラズマを特徴づける基本的な物理量である。2次電子放出には、1次ビームがイオンの場合と電子の場合がある。どちらの場合にも、プラズマ壁相互作用を考える場合には従来の測定データにはビームエネルギーが高すぎることおよび表面状態が不確定という問題点がある。そこで、電子衝撃による2次電子放出率測定のための装置を試作し、核融合研究上必要なデータを供することとした。本報告では、試作した装置の概要および測定結果の一部について述べる。SUS 304およびMoの場合には、清浄化処理によって2次電子放出率は減少し一定の値におちつくことがわかった。清浄化処理後の安定した面の2次電子放出率は、SUS 304・Moどちらの場合にも、150~200 eV以上 1 keV程度まで、1を超えることがわかった。また、2次電子放出率の最大値を $\gamma_m$ 、この時のビームエネルギーを $E_m$ とすれば、SUS 304の場合に $\gamma_m = 1.12$ 、 $E_m = 360 \text{ eV}$ ；Moの場合に $\gamma_m = 1.23$ 、 $E_m = 410 \text{ eV}$ であることがわかった。

---

\* 外来研究員：日本真空技術株式会社

Secondary Electron Emission Rate under the Electron Bombardment ( I )  
Outline of the Experimental Apparatus and Some Experimental Data

Norio OGAWA, Takashi ARAI and Haruo KISHIDA\*

Division of Large Tokamak Development, Tokai Research Establishment, JAERI

(Received August 11, 1982)

Plasma-wall interaction is one of the serious problems to the plasma fusion devices such as JT-60. This interaction is approached with the following two steps; first, it is divided into fundamental processes and they are studied individually, then, the relationship between the plasma parameters and the wall properties is investigated. At present, we may stand on the first step.

Now, we have studied the secondary electron emission, which is one of the fundamental processes. Secondary electron emission rate and the electron temperature of plasma boundary decide the sheath potential which is one of the most important parameters of the edge plasma. Whichever the primary beam is made of ion or electron, we are doubtful of the previous data because they are measured over the energy range of fusion research and the surface conditions are not clearly identified.

Therefore, we have produced the experimental apparatus and measured the secondary electron emission rate of various materials under the electron bombardment in the energy range of less than 1 keV. In this report, the experimental apparatus is outlined and the some experimental data are shown.

On the cases of sus304 and Mo, we have confirmed the universal curve for the yield of secondary electron emission. In accordance with cleanliness of the surface, the secondary electron emission rate is gradually decreased to the constant value. In the energy range of between 150 ~ 200 eV and 1 keV, we have the secondary electron emission rate over than 1 from the clean surfaces of both sus304 and Mo. Their maximum secondary electron emission rate  $\gamma_m$  and the corresponding energy  $E_m$  are following;  $\gamma_m = 1.12$ ,  $E_m = 360$  eV for sus304, and  $\gamma_m = 1.23$ ,  $E_m = 410$  eV for Mo, respectively.

Keywords; Plasma-wall Interaction, Secondary Electron Emission Rate,  
Sheath Potential, SUS 304, Mo , Apparatus, Fusion Devies

---

\* On leave from ULVAC Corporation

## 目 次

1 はじめに.....	1
2 測定装置.....	1
2.1 入射ビーム系.....	4
2.2 試料支持台およびファラデーカップ.....	4
2.3 コレクタ部.....	5
2.4 真空排気系.....	6
3 構成要素の特性.....	8
3.1 入射ビーム電流.....	8
3.2 入射ビーム径.....	10
3.3 入射ビームのエネルギーの拡がりおよびコレクタ部のエネルギー分解能.....	12
4 SUS 304 および Mo の 2 次電子放出率 .....	13
4.1 SUS 304 .....	13
4.2 Mo .....	14
4.3 考 察.....	16
5 おわりに.....	22
謝 辞.....	22
参考文献.....	23

## Contents

1	Introduction .....	1
2	Experimental Apparatus.....	1
2.1	Primary Beam System .....	4
2.2	Sample Holder and Faraday Cup.....	4
2.3	Collector Assembly .....	5
2.4	Vacuum Pumping System .....	6
3	Characteristics of Main Components .....	8
3.1	Primary Beam Current .....	8
3.2	Primary Beam Diameter .....	10
3.3	Energy Spread of Primary Beam and Energy Resolution of Collector .....	12
4	Secondary Electron Emission Rate of SUS304 and Mo .....	13
4.1	SUS 304 .....	13
4.2	Mo .....	14
4.3	Discussion .....	16
5	Conclusion .....	22
	Acknowledgement .....	22
	References .....	23

## 1. はじめに

最近、世界各国で稼動中あるいは建設中の磁場閉じ込めによるプラズマ実験装置においては、核融合を指向する上で、真空容器壁面とプラズマとの相互作用に強い関心をいだいている。例えば、スペッタリングは、材料強度上だけでなく、周辺プラズマを通してプラズマ性能を左右することになる。プラズマと壁との相互作用を考える際には、素過程に分類することがまず行われる。そして、各素過程が十分理解された上で、各素過程を結合させて、プラズマ性能と壁の性質との相関を論ずることになる。現状は、各素過程を理解する段階にあるといえよう。

本報告では、素過程の内で、2次電子放出を扱う。2次電子放出率は、周辺プラズマの平均温度と結びついて、シースポテンシャルを決定する。シースポтенシャルは、周辺プラズマを特徴づける基本的な物理量である。Hobbs and Wessonによれば、シースポтенシャル $\phi$ は、次のように与えられる。

$$\phi = \frac{1}{2} kT_{eb} \ln \left\{ \frac{M_i (1-\gamma)^2}{2\pi m_e} \right\} \text{ (eV)} \quad (1.1)$$

ここで、 $T_{eb}$ は周辺プラズマの電子温度、 $M_i$ はイオンの質量、 $m_e$ は電子の質量である。 $\gamma$ は2次電子放出率である。この式は、水素プラズマに対しては、 $\gamma < 0.81$ で有効といわれている。

2次電子放出には、1次ビームがイオンの場合と電子の場合がある。どちらの場合にも、1950年代の測定データはあるものの、i) ビームエネルギーが核融合研究で対象にしているエネルギー領域 ( $\sim 1 \text{ keV}$ 以下) よりも大きい、ii) 表面の状態がはっきりしない、という問題点がある。そこで、今回電子衝撃による2次電子放出率測定のための装置を試作した。本報告では、装置の概要と測定結果の一部を述べる。

## 2. 測 定 装 置

2次電子放出率の測定の概念を図2.1に示す。電子銃から試料面に入射した電子のあるものは、弾性的に後方に散乱される。また、あるものは、エネルギー損失を伴いながら後方散乱される。固体中に入射した電子は、エネルギーを徐々に失い、遂には固体内部に吸収される。エネルギーを失う過程において固体内部の電子が励起される。これが真の2次電子である。このうち後方(表面方向)の運動量をもち、表面のポテンシャルバリヤーを越えるに十分なエネルギーをもつものが、表面から真空中に放出される。本測定においては、真の2次電子と後方散乱された1次電子の和をもって、2次電子と呼ぶ。入射ビーム電流を $I_p$ 、コレクタ電流を $I_c$ 、試料を通ってアースに流れる電流を $I_a$ とおけば、 $I_p = I_c + I_a$ の関係がある。2次電子放出率 $\gamma$ を入射電子1個に対する2次電子の個数として次のように定義する。

$$\gamma = I_c / I_p = \left( 1 - \frac{I_a}{I_p} \right) \quad (2.1)$$

## 1. はじめに

最近、世界各国で稼動中あるいは建設中の磁場閉じ込めによるプラズマ実験装置においては、核融合を指向する上で、真空容器壁面とプラズマとの相互作用に強い関心をいだいている。例えば、スペッタリングは、材料強度上だけでなく、周辺プラズマを通してプラズマ性能を左右することになる。プラズマと壁との相互作用を考える際には、素過程に分類することがまず行われる。そして、各素過程が十分理解された上で、各素過程を結合させて、プラズマ性能と壁の性質との相関を論ずることになる。現状は、各素過程を理解する段階にあるといえよう。

本報告では、素過程の内で、2次電子放出を扱う。2次電子放出率は、周辺プラズマの平均温度と結びついて、シースポテンシャルを決定する。シースポтенシャルは、周辺プラズマを特徴づける基本的な物理量である。Hobbs and Wessonによれば、シースポтенシャル $\phi$ は、次のように与えられる。

$$\phi = \frac{1}{2} kT_{eb} \ln \left\{ \frac{M_i (1-\gamma)^2}{2\pi m_e} \right\} \text{ (eV)} \quad (1.1)$$

ここで、 $T_{eb}$ は周辺プラズマの電子温度、 $M_i$ はイオンの質量、 $m_e$ は電子の質量である。 $\gamma$ は2次電子放出率である。この式は、水素プラズマに対しては、 $\gamma < 0.81$ で有効といわれている。

2次電子放出には、1次ビームがイオンの場合と電子の場合がある。どちらの場合にも、1950年代の測定データはあるものの、i) ビームエネルギーが核融合研究で対象にしているエネルギー領域（～1 keV以下）よりも大きい、ii) 表面の状態がはっきりしない、という問題点がある。そこで、今回電子衝撃による2次電子放出率測定のための装置を試作した。本報告では、装置の概要と測定結果の一部を述べる。

## 2. 測 定 装 置

2次電子放出率の測定の概念を図2.1に示す。電子銃から試料面に入射した電子のあるものは、弾性的に後方に散乱される。また、あるものは、エネルギー損失を伴いながら後方散乱される。固体中に入射した電子は、エネルギーを徐々に失い、遂には固体内部に吸収される。エネルギーを失う過程において固体内部の電子が励起される。これが真の2次電子である。このうち後方（表面方向）の運動量をもち、表面のポテンシャルバリヤーを越えるに十分なエネルギーをもつものが、表面から真空中に放出される。本測定においては、真の2次電子と後方散乱された1次電子の和をもって、2次電子と呼ぶ。入射ビーム電流を $I_p$ 、コレクタ電流を $I_c$ 、試料を通ってアースに流れる電流を $I_a$ とおけば、 $I_p = I_c + I_a$ の関係がある。2次電子放出率 $\gamma$ を入射電子1個に対する2次電子の個数として次のように定義する。

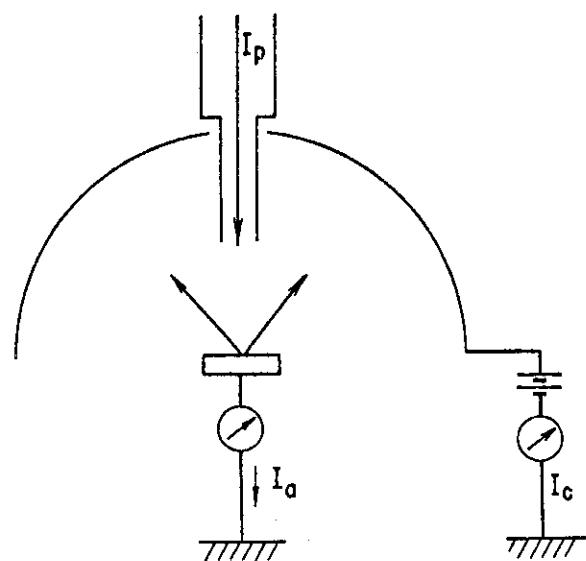
$$\gamma = I_c / I_p = \left( 1 - \frac{I_a}{I_p} \right) \quad (2.1)$$

コレクタには正のバイアス電位を適当に与える。これは、2次電子放出による空間電荷の影響を取り除くためである。2次電子放出率 $\gamma$ の測定には、 $I_p$ 、 $I_a$ 、 $I_c$ のうち、2量の測定ができればよい。本装置においては、3量とも独立に測定することができ、測定を確かなものにしている。

本装置の構成概念図を図2.2に示す。主要構成要素は、

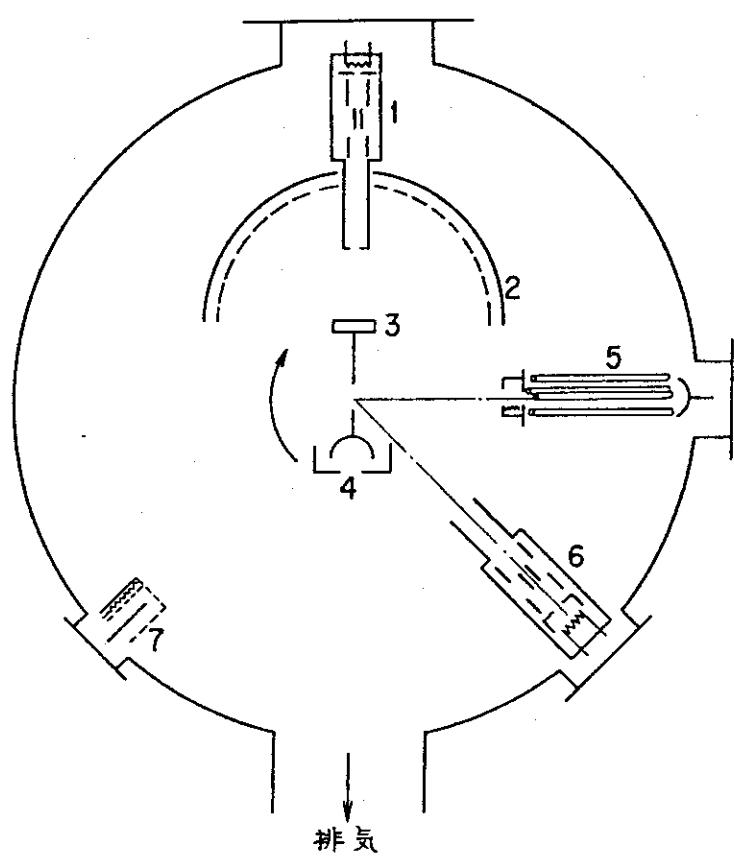
- ① 入射ビーム系
- ② 試料支持台およびファラデーカップ
- ③ コレクタ部
- ④ 排気系

である。以下これらの構成要素について述べる。



2次電子放出率測定概念図；  
 $I_p$  入射電子電流  
 $I_a$  吸収電流  
 $I_c$  コレクタ電流

図2.1 2次電子放出率測定概念図



- |            |         |
|------------|---------|
| 1 入射ビーム系   | 5 質量分析計 |
| 2 コレクタ     | 6 イオンガン |
| 3 試料支持台    | 7 真空計   |
| 4 フラーデーカップ |         |

図 2.2 実験装置構成概念図

## 2.1 入射ビーム系

入射ビーム系は、電子銃とそのバイアス電源とから構成される。電子銃は市販のものを用いた。ホットフィラメントから放出された電子は、引出し電極・フォーカス電極を経て、試料に入射する。縦横2方向にビームを偏向するための静電型の偏向電極があり、低エネルギーのビームの引き出し時には、この電極を調整し、地磁気等の影響を打ち消す。

入射ビームにおいては、ビーム電流・ビーム径・エネルギーの拡がりの3点が問題になろう。ビーム電流は、ビームエネルギーが50 eVから1 keVにわたって、 $10^{-8} \sim 10^{-7}$  Aである。ビーム径は、100 eVで $\phi 0.6$  mm、これ以上のビームエネルギーでも $\phi 1$  mm以下である。ビームエネルギーが低くなるとビーム径は拡がり、20 eVで $\phi 1.5$  mm程度となる。

ビームエネルギーの拡がりは、ビームエネルギー300 eVにおいて、0.6 eV程度である。これは、主として、ホットフィラメントからの熱電子放出によるエネルギーの拡がりによるものである。

なお、これらの測定については、3章で述べる。

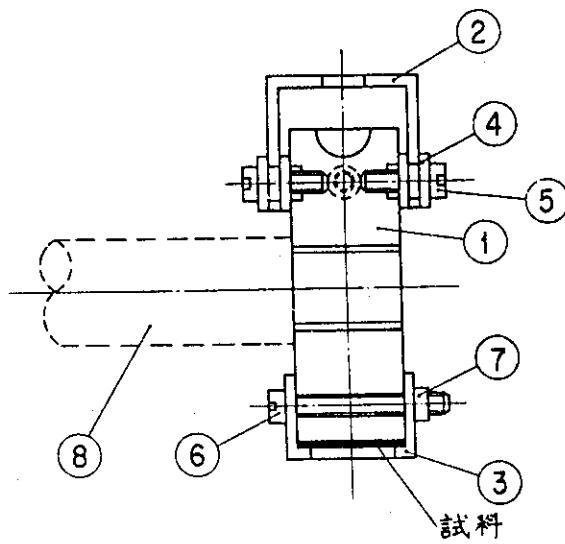
## 2.2 試料支持台およびファラデーカップ

ファラデーカップと一緒にした試料支持台を製作した。図2.3に示すように、試料支持台とファラデーカップが対向しており、回転導入端子により、入射ビーム系と面することができるようになっている。試料支持台には、 $10\text{mm} \times 10\text{mm} \times ^t (0.5 \sim 1.0)$  mmの試料がとりつけられる。ファラデーカップは、カップとシールドとから構成される。シールドには $\phi 4$  mmの穴があいており、両者は電気的に絶縁されている。

ファラデーカップには、次の2つの測定に用いられる。

- (1) ビーム電流の直接測定
- (2) ビーム径の測定

測定の詳細は3章にて述べる。



品番	部品名
1	試料支持台
2	ファラデーカップシールド
3	サンプルおさえ
4	絶縁ブッシュ
5	M2ボルト
6	M2ボルト
7	M2ナット
8	回転導入端子

図2.3 試料支持台  
組立図(断面)

### 2.3 コレクタ部

図2.1において、2次電子はコレクタに集められる。コレクタ部の概念図を図2.4に示す。コレクタの前段に4枚のグリッドが配されている。これは、コレクタからの2次電子放出による影響を取り除くためと、2次電子のエネルギー分布を測定するために設けられた。グリッド1からコレクタ間に正の電界を作ることにより、コレクタからの2次電子の影響はほぼ完全に取り除くことができる。というのは、2次電子は、主に50eV以下の低エネルギー側に存在するからである。この状況を模式的に図2.5に示す。

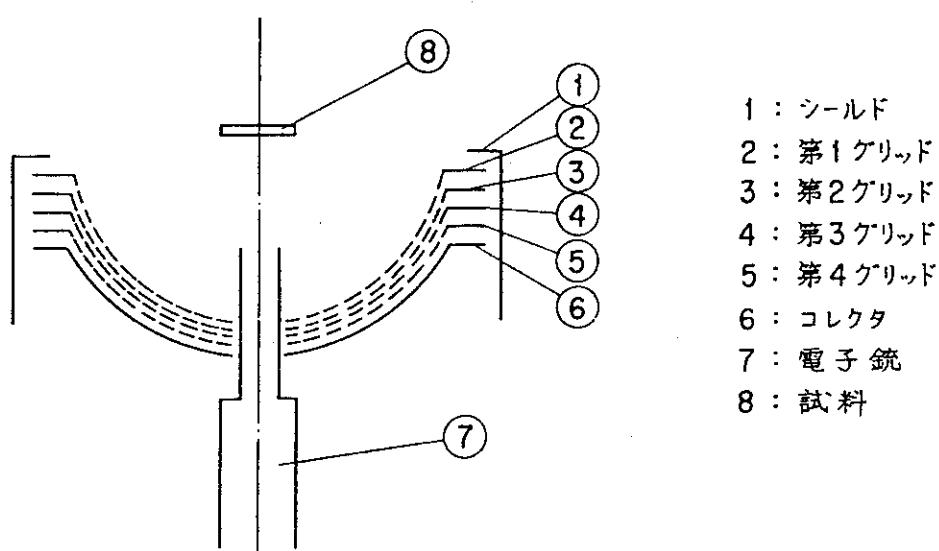


図2.4 コレクタ部概念図

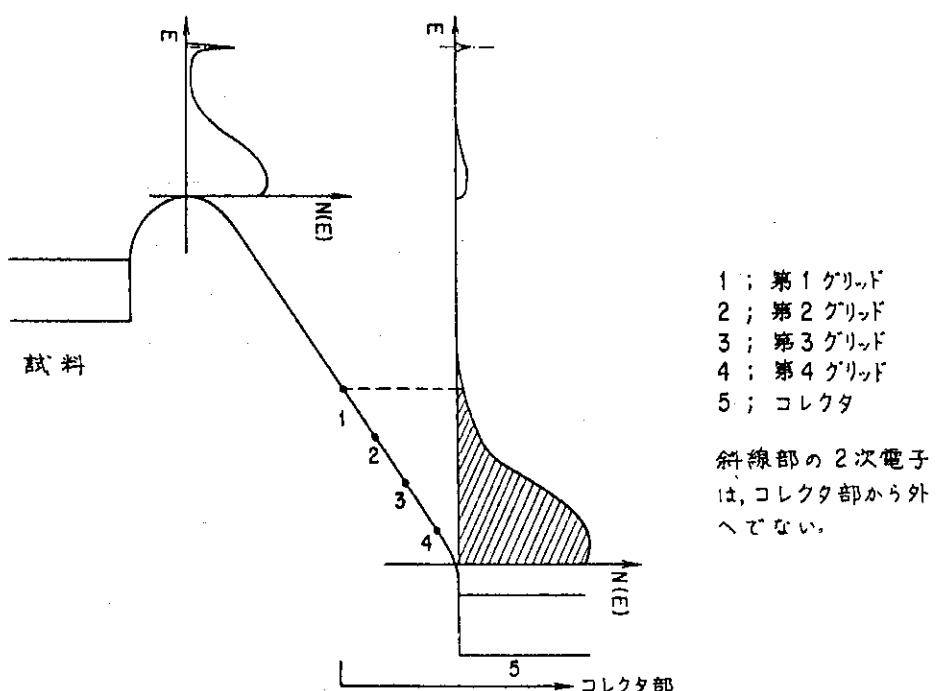


図2.5 コレクタ部の電位と2次電子の分布

エネルギー分布の測定の際にはコレクタ部はエネルギー分析器として用いられる。この場合には、グリッド2・3に阻止電位を与える。コレクタ部に入射してくる電子のうち、阻止電位を越えるエネルギーを有するものが、コレクタに入ることになる。いわゆるハイパスフィルターとなっている。

入射電子ビームのエネルギーの拡がりの測定については、3章で述べる。

## 2.4 真空排気系

本測定装置の真空排気系のブロック図を図2.6に示す。粗引き排気およびガス処理中の排気は、ターボ分子ポンプおよびロータリーポンプの組合せで行う。主排気は、 $220 \text{ l/s}$  のイオ

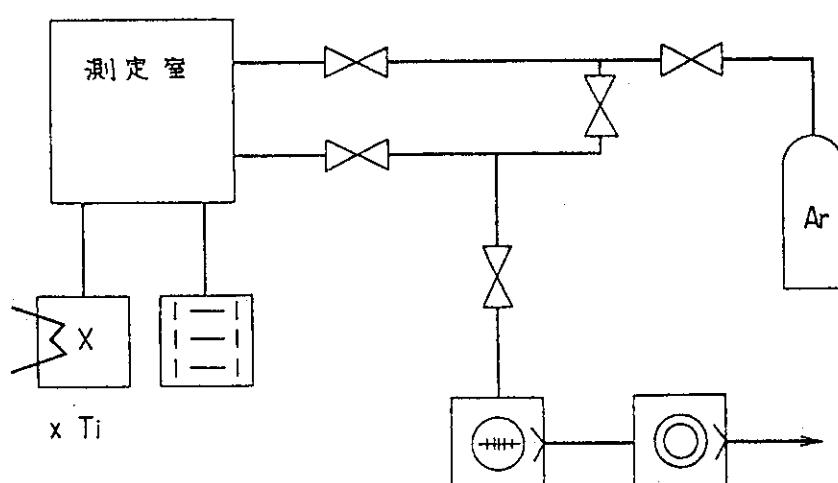


図2.6 真空排気系系統図

ンポンプおよび液体窒素シールド付チタンサブリメーションポンプにて行う。 $250^{\circ}\text{C}$  ベーカアウト24時間を経て、到達圧力は、 $6.7 \times 10^{-9} \text{ Pa}$  ( $5 \times 10^{-11} \text{ Torr}$ ) である。

図2.7に残留ガススペクトルを示す。これから、主な残留ガスは水素であることがわかる。また、わずかであるが、質量数45付近に炭化水素によるものと思われるピークがみえる。いずれにしても、水素以外のピークはほとんどない。

2次電子放出率の測定は、 $6.7 \times 10^{-8} \text{ Pa}$  ( $5 \times 10^{-10} \text{ Torr}$ ) 以下の圧力で行われた。

また、本装置は清浄表面を得るためにイオンガンを有している。イオンガンは、アルゴンの $10^{-3} \sim 10^{-4} \text{ Pa}$  ( $10^{-5} \sim 10^{-6} \text{ Torr}$ ) 雾開きで用いられる。

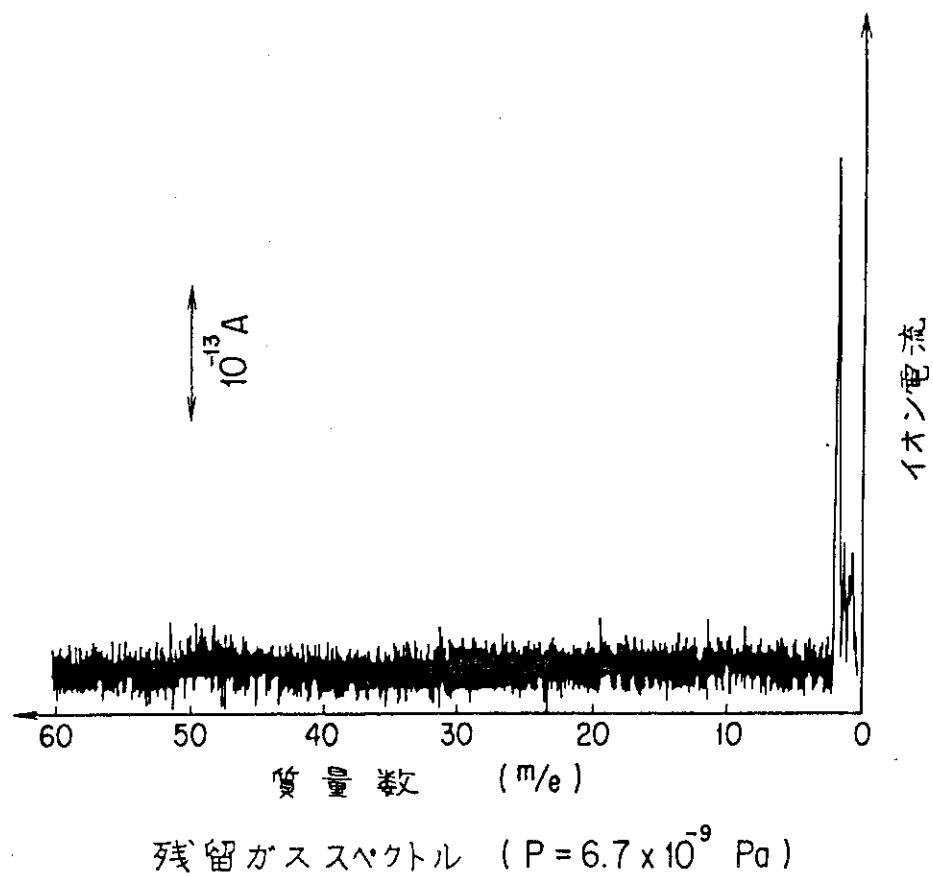


図 2.7 残留ガススペクトル

### 3. 構成要素の特性

この章では、前章でのべた装置の主要構成要素のうち測定に直接関連する入射ビーム系の特性およびコレクタのエネルギー分解能について述べる。

#### 3.1 入射ビーム電流

ビームがファラデーカップに入射した場合には、図3.1に示す過程が考えられる。a) ファラデーカップからアースへと  $I_a^1$  なる吸収電流が流れる。b) ファラデーカップから2次電子放出による電流  $I_s^1$  が、ファラデーカップシールドに向かって流れる。c) ファラデーカップシールドから  $I_a^2$  なる吸収電流がアース間に流れる。d) ファラデーカップシールドから、  $I_s^2$  なる2次電子放出による電流が空間に放出される。3次以上の過程は省略した。ファラデーカップに適当な正の電位を与えることにより、d)においてファラデーカップシールドから放出された2次電子は、ファラデーカップに収集することができる。この時ファラデーカップおよびファラデーカップシールドからアースに流れる電流を、それぞれ  $I_F$ 、 $I_s$  とすれば、

$$\begin{aligned} I_F &= I_a^1 + I_s^2 \\ I_s &= I_a^2 = I_s^1 - I_s^2 \end{aligned}$$

なる関係がある。よって入射ビーム電流  $I_p$  は、

$$\begin{aligned} I_p &= I_a^1 + I_s^1 \\ &= I_F + I_s \end{aligned} \tag{3.1}$$

となる。

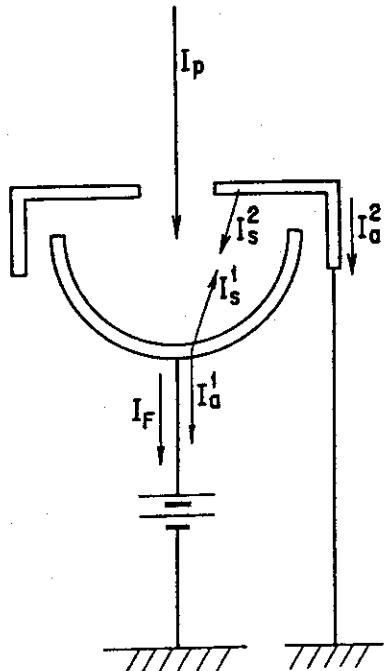
ファラデーカップとファラデーカップシールド間の電位  $V_{ps}$  をパラメータとして、  $I_F$ 、 $I_s$  および  $I_F + I_s$  の変化を調べると、図3.2に示すようである。 $V_{ps}$  がある電位以上になると、  $I_F + I_s$  は飽和し一定値を示すことがわかる。これは、ファラデーカップおよびファラデーカップシールドからの2次電子が、ファラデーカップ系からもれ出さなくなったためである。さらに  $V_{ps}$  が増すと、  $I_F$ 、 $I_s$  ともに飽和し、空間電荷の影響が取り除かれたことがわかる。図3.2において、  $I_s$  の飽和値が正の値を示すのは、このエネルギー領域(入射ビームエネルギーを  $V_p$  (eV) とすれば、電子のエネルギーは、  $0 \sim V_p + V_{ps}$  (eV) の範囲にある。) のでファラデーカップシールド(SUS 304 製)の2次電子放出率が1より大きいことを示唆している。

$I_s$  が正の値を示す原因として、電子衝撃脱離(ESD)によるイオンの放出が考えられる。ESDの反応断面積を  $\sigma$ 、表面上の中性粒子密度を  $\delta$  とすれば、イオン電流  $I$  は、

$$I = I_p \sigma \delta$$

とかける。 $I_p$  は入射ビーム電流である。 $\delta \sim 10^{16} / \text{cm}^2$   $\sigma \sim 10^{-22} \text{ cm}^2$  の程度であるから<sup>2)</sup>、 $I \sim 10^{-6} I_p$  となって  $I_p$  の決定においては、無視できることがわかる。以上により、入射ビーム電流  $I_p$  は、  $V_{ps}$  を適当にとることにより、式(3.1)により決定できることがわかる。

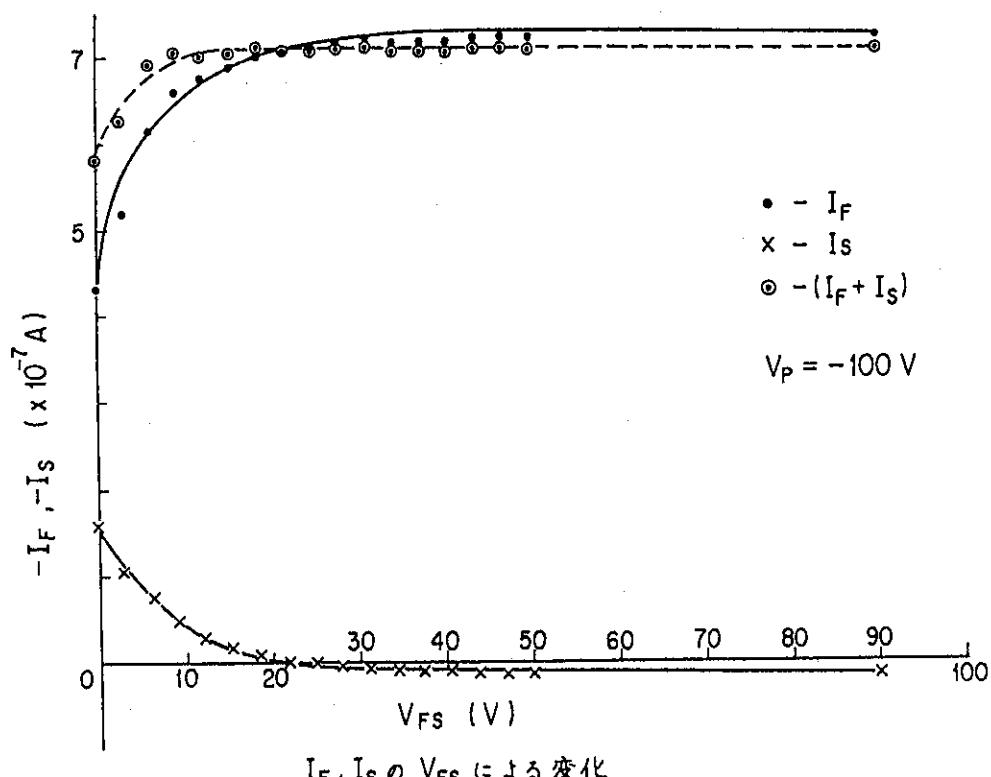
こうして、50 eV以上1 keVまでの範囲において、 $10^{-8} \sim 10^{-6} \text{ A}$  の入射ビーム電流が測定された。



## ファラデーカップ 内での過程

(上付添字 1 は出発点がファラデーカップであることを示し、2 はファラデーカップシールドを示す。)

図 3.1 ファラデーカップ内での過程

 $I_F, I_S$  の  $V_{FS}$  による変化図 3.2  $I_F, I_S$  の  $V_{FS}$  による変化  
(添字 F はファラデーカップ、S はファラデーカップシールドを示す。)

### 3.2 入射ビーム径

ファラデーカップシールドには、 $\phi 4\text{ mm}$ の穴がきってある。ここにビームがある拡がりをもって入射してきたとき、静止座標系をビームの中心にとる。これを図3.3に示す。xあるいはy軸方向にファラデーカップシールドを動かすと、ビームが穴の中にあるか端にかかっているか、あるいはファラデーカップシールドにあたっているかによって、ファラデーカップに流れ電流  $I_F$  が変化する。これから、ビーム径が評価できる。

測定例を図3.4に示す。横軸は、ファラデーカップシールドのx方向位置を示す。入射ビームが穴の中にあるとき、 $I_F$  はほぼ一定値を示すことがわかる。穴の端にかかるにつれ、 $I_F$  は減少し、遂には一定値におちつく。 $|x|$  の大きいところでの飽和値は、ファラデーカップとファラデーカップシールド間に電圧  $V_{FS}$  をかけていることによる暗電流である。図3.4において破線で示す曲線は、 $I_F$  を位置  $x$  で微分したもので、ビーム径の拡がりを直接的に示している。半值巾から、ビーム径を評価すると、図3.4の例において、ビーム径  $\omega = \phi 0.3\text{ mm}$  と求まる。ビームエネルギーによるビーム径の変化は、図3.5に示す。ここから、ビームエネルギーが30eV以上では、 $\omega < \phi 1\text{ mm}$  であることがわかる。

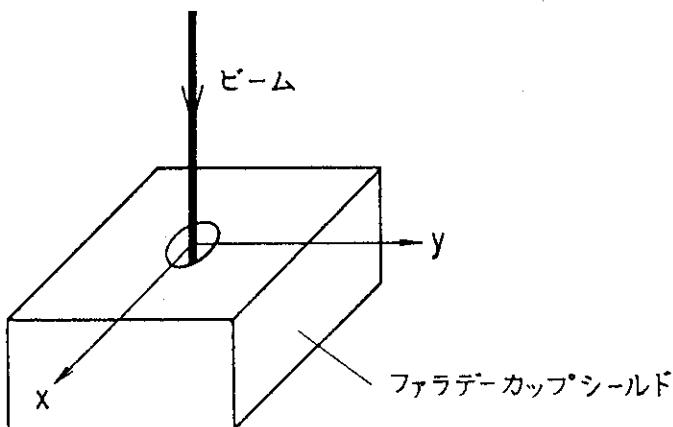
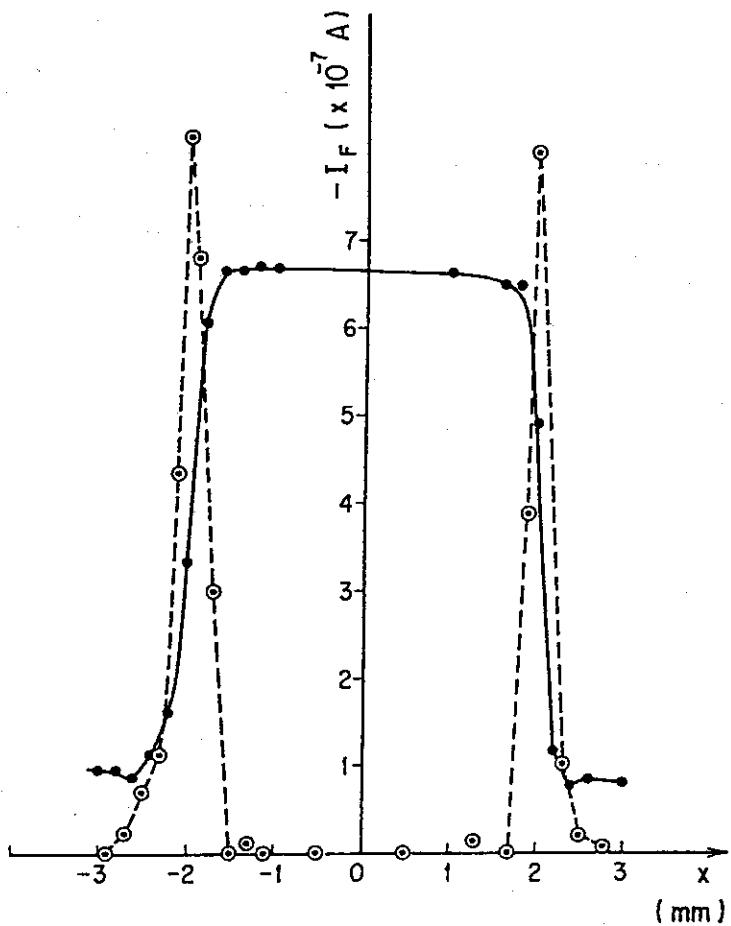
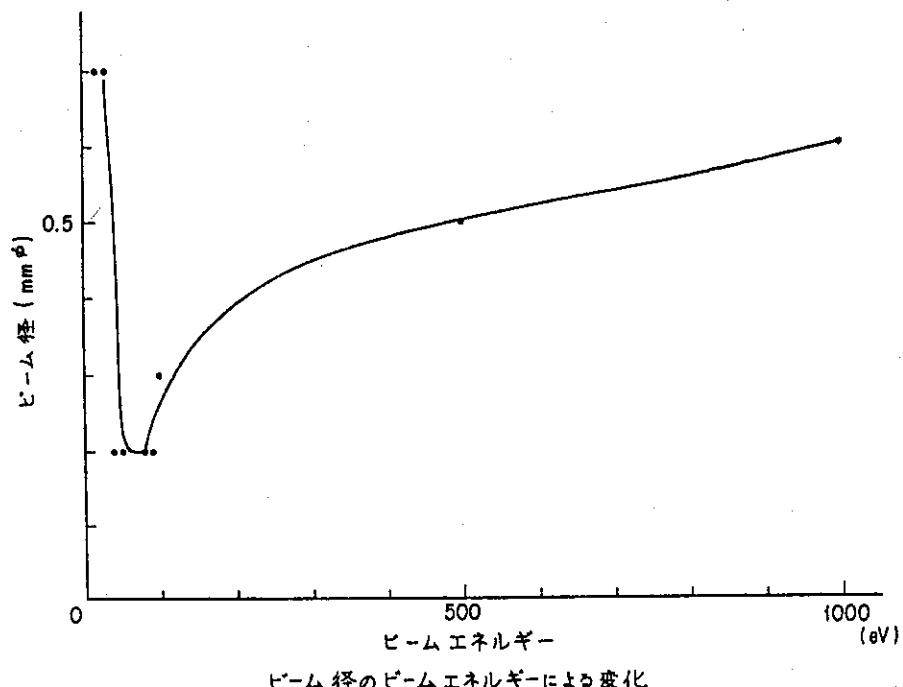


図3.3 ビーム径測定の概念図



ビーム径測定例

図 3.4 ビーム径測定例  
(破線は  $-dI_F/dx$  の相対値を示す。)



ビーム径のビームエネルギーによる変化

図 3.5 ビーム径のビームエネルギーによる変化

### 3.3 入射ビームのエネルギーの拡がりおよびコレクタ部のエネルギー分解能

コレクタ部は、図2.4に示すグリッド2・3に阻止電位を与えることにより、ハイパスフィルター型のエネルギー分析器として機能する。コレクタ部に入る電荷のエネルギーをE(eV)、阻止電位をE<sub>o</sub>(V)とする。コレクタ電流をI<sub>c</sub>、入射電子のエネルギー分布をN(E)とすれば、

$$I_c = I \int_{E_o}^{\infty} N(E) dE \quad (3.2)$$

となる。故に、

$$N(E) = - \frac{1}{I} \frac{dI_c}{dE_o} \quad (3.3)$$

ここで、Iは全入射電子電流である。

入射ビームのエネルギーの拡がりは、図2.4の配置において、入射ビームの試料面での弹性散乱ピークを用いて測定する。弹性散乱ピークのエネルギーの拡がりは、入射ビームのエネルギーの拡がりそのものを示すからである。但し、本コレクタをエネルギー分析器として使用する際に期待できる分解能は、阻止電位E<sub>o</sub>に依存する。分解しうるエネルギー巾をΔE<sub>o</sub>とすれば、

$$E_o / \Delta E_o \approx 500 \quad (3.4)$$

程度である<sup>3)</sup>。従って、式(3.4)できまるΔE<sub>o</sub>以下のエネルギーは分解できないことに注意しなければならない。よって、入射ビームエネルギーをE<sub>p</sub>、またそのエネルギーの拡がりをΔE<sub>p</sub>とすれば、測定されるエネルギー巾ΔEは、

$$\Delta E = \max(\Delta E_o, \Delta E_p) \quad (3.5)$$

である。

測定は、ロックイン技術を用いて行った。結果をまとめて表3.1に示す。これから、ΔE = ΔE<sub>o</sub>としても、コレクタ部は期待しうる分解能を有していることがわかる。また、ΔE = ΔE<sub>p</sub>とおいて、ビームエネルギーの拡がりの上限が与えられる。例えば、E<sub>p</sub> = 300 eVのとき、ΔE<sub>p</sub> = 0.63 eVである。

表 3.1 入射ビームのエネルギーの拡がり

E <sub>p</sub> (eV)	ΔE <sub>exp</sub> (eV)	ΔE <sub>th</sub> (eV)
300	0.63	0.6
400	0.73	0.8
600	0.82	1.2

注) ΔE<sub>exp</sub> ; 測定値  
ΔE<sub>th</sub> ; 式(3.4)より決まる値

## 4. SUS304およびMoの2次電子放出率

ここでは、試作した本装置を用いて2次電子放出率を測定した例として、SUS 304およびMoの場合について簡単にふれておく。詳しいことは次報とする。

### 4.1 SUS 304

試料の処理は次のとおり。# 2000 のバフ研磨後、アセトン中で超音波洗浄を行った。その後、約50時間 250 °C ベークアウトを行った。測定は、室温で、 $6.7 \times 10^{-8}$  Pa ( $5.0 \times 10^{-10}$  Torr) 以下の圧力で行われた。測定範囲は、30 ~ 1 keV で、このときビーム電流は  $10^{-7}$  A 程度、ビーム径は前章でのべたとおり、 $\phi 1\text{ mm}$  以下である。また、ビームは試料表面に垂直に入射させている。

電子ビーム照射直後は、2次電子放出率  $\gamma$  は、かなり大きい値 (~2) を示すが、照射時間の経過につれて一定値に収束する。これは、電子ビーム照射により表面が安定な状態になったことによると考えられる。この安定した表面における2次電子放出率  $\gamma$  の測定結果を図 4.1 に示す。この図において、ビームエネルギーは  $E$  を用いている。以下、ビームエネルギーとして  $E$  を用いる。 $\gamma$  は、 $E = 360\text{ eV}$  で、 $\gamma_m = 1.12$  なる最大値をもつ。ピークはブロードで、高エネルギーになるにつれて、 $\gamma$  は徐々に減少し、 $E = 1\text{ keV}$  で  $\gamma = 0.96$  となる。低エネルギー側では、ビームエネルギーとともに  $\gamma$  は減少し、 $E = 30\text{ eV}$  で  $\gamma = 0.25$  となる。注目すべきことは、 $\gamma \geq 1$  なるエネルギー領域が  $175\text{ eV} \leq E \leq 850\text{ eV}$  と広範囲にわたることであり、この領域はまた、核融合研究で対象にしている範囲であることである。

$\gamma(E)$  カーブの解析は 4.3 項で述べる。

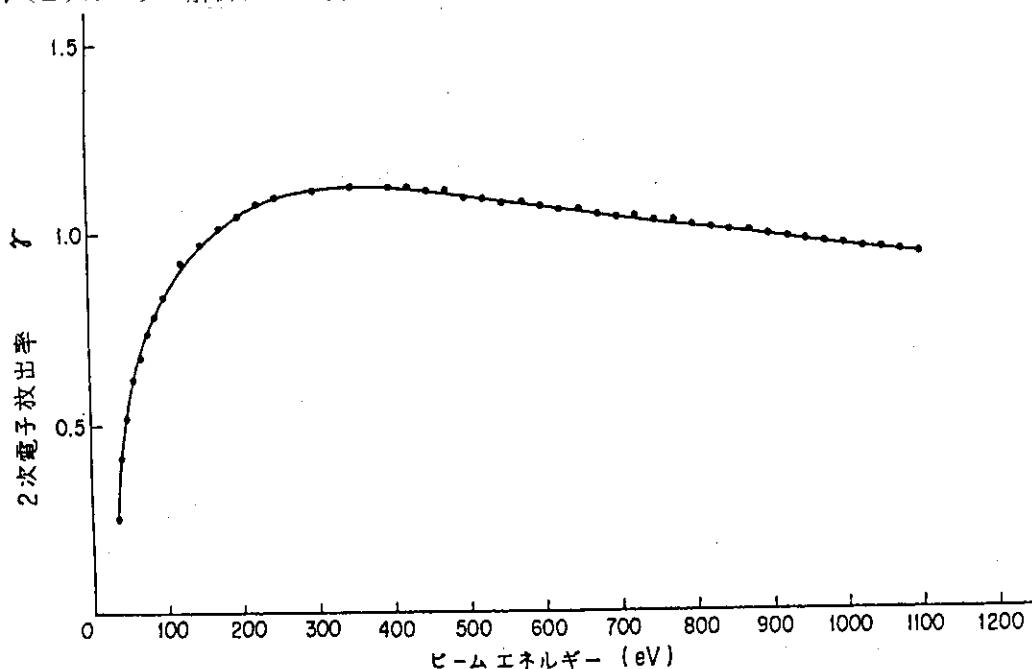


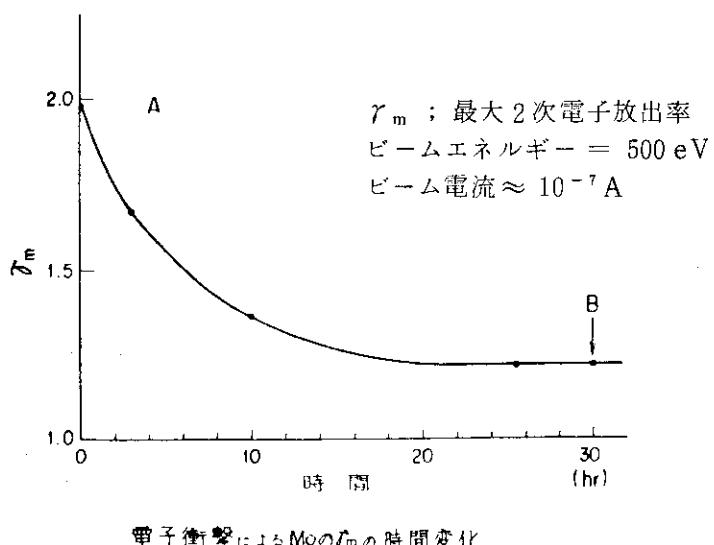
図 4.1 SUS 304 の 2 次電子放出率

## 4.2 Mo

入射ビームの諸条件はSUS 304の場合と同じである。試料として用いたMoは、多結晶質で純度99.95%， $10\text{ mm} \times 10\text{ mm} \times 0.3\text{ mm}$ の大きさである。#2000のバフ研磨、アセトン中の超音波洗浄後、真空中で250°Cでベークアウト約50時間の処理を行った。図4.2に電子衝撃による2次電子放出率の最下値 $\gamma_m$ の時間変化を示す。SUS 304においても観察されたように、電子ビーム照射直後は $\gamma_m = 1.97$ と大きな値を示し、照射時間の経過とともに $\gamma$ は徐々に減少し、一定値におちつく。図4.2においてA点で示す時点の $\gamma(E)$ カーブを図4.3に示す。また、Arイオンスパッタリングにより表面を清浄化した後の $\gamma(E)$ カーブを図4.4に示す。図4.2のB点における $\gamma(E)$ カーブは図4.4とほとんど同じである。このことから、2次電子放出に関しては、電子衝撃による清浄化の程度は、イオンスパッタリングと同等といえる。但し、表面組成そのものは、AESなどにより確認の必要がある。以下図4.3に示す状態のMoをMo(1)、図4.4に示すものをMo(2)と表わすことにする。

Mo(1)およびMo(2)に対する $\gamma_m$ および $E_m$ は、図4.3および図4.4より次のとおり。Mo(1)の場合 $\gamma_m = 1.97$ ,  $E_m = 350\text{ eV}$ , Mo(2)の場合 $\gamma_m = 1.23$ ,  $E_m = 410\text{ eV}$ である。図4.2に示すような $\gamma_m$ の時間変化は、イオン衝撃による2次電子放出の際にも観察されている<sup>4)</sup>。イオン衝撃の場合と同様に測定データにはらつきのあることは、図4.2より説明しうる。また、図4.2は2次電子放出率が表面状態に大きく依存することを示唆している。

$\gamma(E)$ カーブはMo(1)・Mo(2)のどちらの場合にも、ピークはプロードで高エネルギーになるにつれて $\gamma$ は徐々に減少する。これらのカーブの特徴は、従来測定してきた種々の金属に対するものと同じである。 $\gamma \geq 1$ なるエネルギー領域は、Mo(2)に対して $150\text{ eV} \leq E \leq 1200\text{ eV}$ でありMo(1)に対しては、より広い範囲で $\gamma \geq 1$ である。Mo(1)とMo(2)に対する $\gamma(E)$ カーブの違いは、 $\gamma_m$ ・ $E_m$ の値そのものが異なる他に、高エネルギー側における $\gamma$ の減少のし方が異なることである。エネルギーが $E_m$ から $2E_m$ に変化する時 $\gamma$ の変化は、Mo(1)の場合10.5%であり、Mo(2)の場合には、9.6%である。この違いについては、4.3項で考察する。

図4.2 電子衝撃によるMoの $\gamma_m$ の時間変化

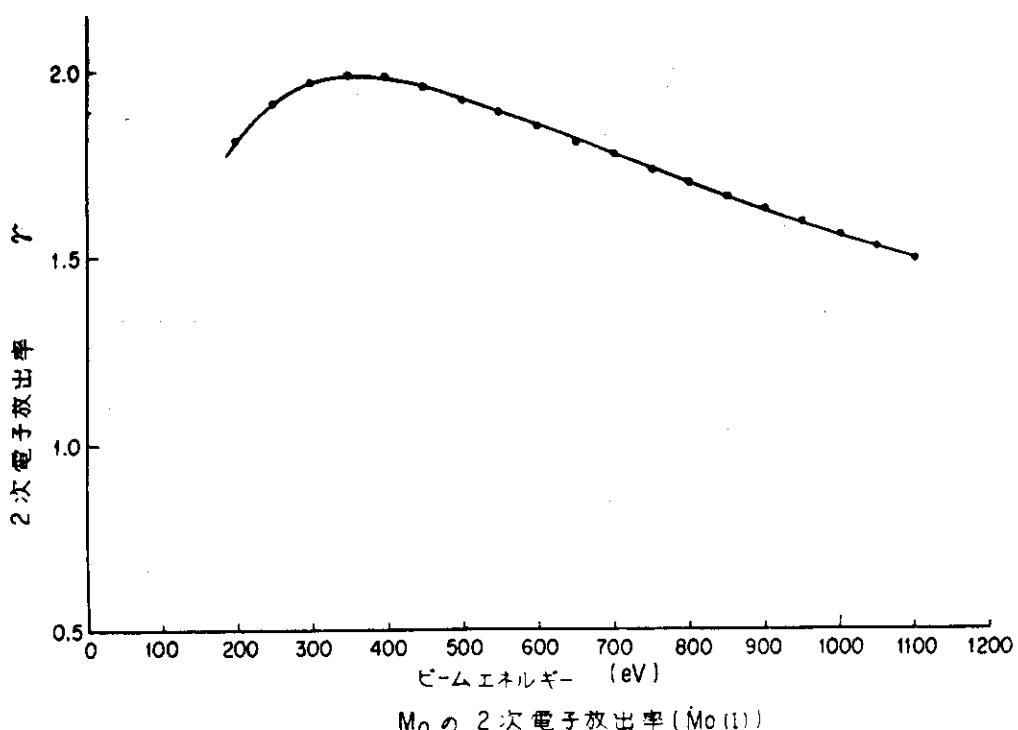


図 4.3 Mo の 2次電子放出率 (Mo (1))

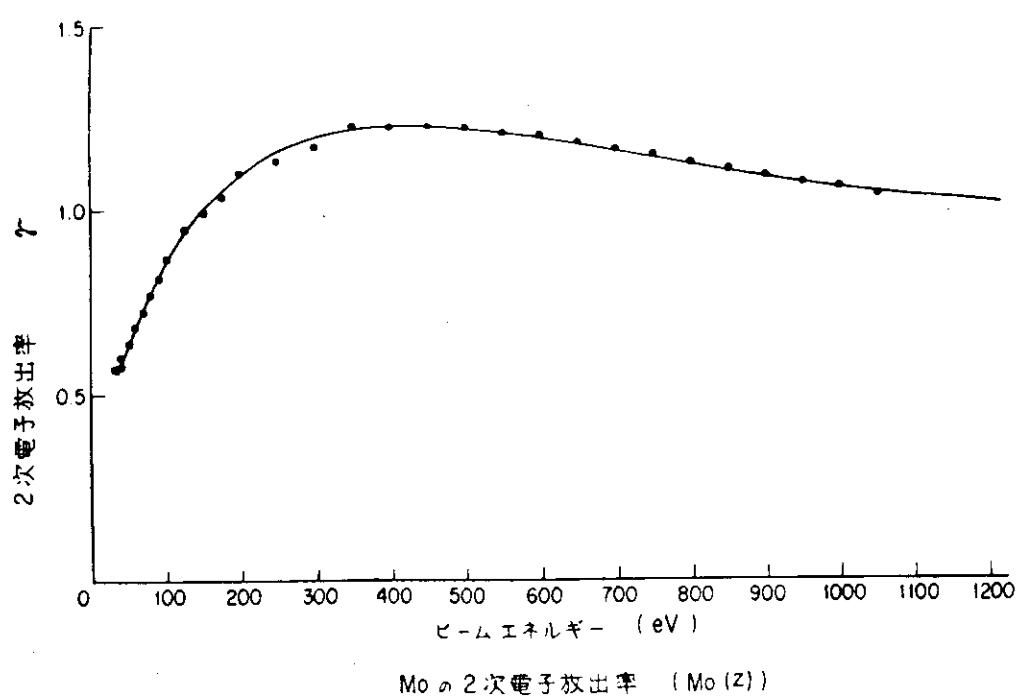


図 4.4 Mo の 2次電子放出率 (Mo (2))

### 4.3 考 察

SUS 304 および Mo の 2 次電子放出率  $\gamma$  は、ビームエネルギー  $E$  とともに変化する。 $\gamma$  の議論においては、 $\gamma_m$ ,  $\gamma_m$  を与える  $E_m$ , および  $\gamma(E)$  カーブがまず対象となる。図 4.1, 図 4.3, 図 4.4 の 3 ケースについて、 $\gamma_m$ ,  $E_m$  をまとめて表 4.1 に示す。ここでは、C. Bouchard and J. D. Carette の取扱い<sup>5)</sup>を基に考察を試みる。

最初に、彼らの 2 次電子放出率の取扱いを概観しておく。入射ビームの試料内でのふるまいを模式的に図 4.5 a) に示す。固体内深さ方向に Z 軸をとる。電子の軌跡にそってパラメータ  $u$  をとる。表面上で  $u = Z = 0$  とする。エネルギー  $E_{p0}$ , 入射角  $\theta$  で入射してきた電子は、固体内で進路を  $\theta'$  にかえ、エネルギーを失いながら  $u = u_m$  まで進む。 $u = u_m$  で方向に関する記憶を失い、表面に垂直な方向にエネルギーを失いながら  $u = R$  まで進む。 $R$  は、電子のレンジである。エネルギーを失う過程で 2 次電子が生成される。1 次電子が  $u$  から  $u + du$  まで進む間に生成される 2 次電子の個数は、 $-dE_p / \bar{\epsilon}$  で与えられる。ここで  $\bar{\epsilon}$  は、2 次電子の平均エネルギーである。 $dE_p$  は、1 次電子のエネルギー損失を表わす。ここでは、 $dE_p$  は、次のように記述できるものとする。

$$dE_p / du = -A / E_p^n(u) \quad (4.1)$$

ここで、 $A$ ,  $n$  は定数である。このモデルは、スパッタリング等の理論においても用いられるもので、多くの場合、このモデルで充分である<sup>6)</sup>。さて、これから、1 次電子のレンジ  $R$  を求めれば、

$$R = E_{p0}^{n+1} / (n + 1) A \quad (4.2)$$

となる。

次に、2 次電子が固体から真空中へ脱出する過程を考える。図 4.5 b) に示すように、点 P に生じた 2 次電子が、角度  $\theta_1$  で表面に向かうとする。2 次電子は、そのエネルギーに応じてある脱出深さ  $\delta$  を有する。 $\theta_1$  に対する平均をとって  $\bar{\delta}$  とする。このとき、深さ  $Z$  にある電子が表面まで行きつく確率は、 $P = \exp(-Z / \bar{\delta})$  とかける。ところで、 $\bar{\delta}$  に関しては、図 4.6 に示すように、数 10 eV から 1 keV 程度のエネルギー領域では、エネルギーにはあまり大きく依存せず、ほぼ一定値を有する。よって、 $\bar{\delta}$  をエネルギーによらない一定値とする。さらに、表面に到達した電子は、表面の障壁 (surface barrier) をある確率  $B$  をもって越えてゆく。ここでも、 $B$  は電子のエネルギーによらないと仮定しておく。

以上の前提により、2 次電子放出率  $\gamma$  は、

$$\gamma = \int_0^R B \exp(-Z / \bar{\delta}) \left( -\frac{dE_p}{du} \right) \frac{1}{\bar{\epsilon}} du \quad (4.3)$$

とかける。式 (4.1) より、

$$\gamma = \frac{BA}{\bar{\epsilon}} \int_0^R \exp\left(-\frac{Z}{\bar{\delta}}\right) \left[ E_{p0}^{n+1} - A(n+1)u \right]^{-\frac{n}{n+1}} du \quad (4.4)$$

ここで、

$$y \equiv [A\delta(n+1)]^{-\frac{1}{n+1}} [E_{po}^{n+1} - A(n+1)u]^{-\frac{1}{n+1}} \quad (4.5)$$

$$r \equiv [A\delta(n+1)]^{-\frac{1}{n+1}} E_{po} \quad (4.6)$$

を導入する。

また、式(4.4)中の積分は、 $u = u_m$ において、2つに分けられる。よって、

$$\sigma = E_p (u = u_m) / E_{po} \quad (4.7)$$

と定義すれば、式(4.4)は、

$$r = \frac{E_{po} B}{r \bar{\epsilon}} \left[ \int_{\sigma r}^r \exp(-u \cos \theta' / \delta) dy + \int_0^{\sigma r} \exp(-u / \delta) dy \right] \quad (4.8)$$

とかき直せる。さらに $u = \delta(r^{n+1} - y^{n+1})$ に注意すれば、

$$G_n(r) = \exp(-r^{n+1}) \int_0^r \exp(y^{n+1}) dy \quad (4.9)$$

なる関数を用いて、

$$r = \frac{E_{po} B}{r \bar{\epsilon}} \left[ \left\{ \exp[r^{n+1}(\sigma^{n+1} - 1)] \right\} G_n(\sigma r) + \cos^{-\frac{1}{n+1}} \theta' [G_n(r \cos^{-\frac{1}{n+1}} \theta') - \left\{ \exp[r^{n+1}(\sigma^{n+1} - 1) \cos \theta'] \right\} G_n(\sigma r \cos^{-\frac{1}{n+1}} \theta')] \right] \quad (4.10)$$

となる。

垂直入射の場合には、 $\theta = \theta' = 0$ となるので、上式において、 $\theta' = \sigma = 0$ から、

$$r(r, \theta=0) = \frac{E_{po} B}{r \bar{\epsilon}} G_n(r) \quad (4.11)$$

となる。 $G_n(r)$ は、 $r = r_m$ において最大値 $G_n(r_m)$ を有する。式(4.6)から、 $E_{po}/r = \text{const.}$ であるから、 $r(\theta=0)$ は、 $r=r_m$ において最大値

$$r_m = \frac{B}{\bar{\epsilon}} \frac{E_{po_m}}{r_m} G_n(r_m)$$

を有する。 $r_m$ を使って、式(4.11)を書き直すと、

$$r(r, \theta=0) = r_m G_n(r) / G_n(r_m) \quad (4.12)$$

となる。これはよく知られた公式である<sup>7)</sup>。

今回の測定は、垂直入射に限られているので、式(4.11)、(4.12)を用いて議論する。

最初に、 $n$ を与えて $G_n(r)$ の変化を求めてみると、図4.7に示すようである。 $r$ と $G_n$ とが式(4.12)に示すように線形関係にあることから、現象的には、 $n$ を適当にとることにより、

図 4.1, 4.3, 4.4 の  $\gamma(E)$  を説明しうることがわかる。 $n$  が大きくなれば、 $r \geq r_m$  での  $G_n(r)$  の減少のし方は急になり、 $n \rightarrow 0$  の場合には、 $r$  の単調増加関数となり、 $r \rightarrow \infty$  で収束する。 $\gamma(E)$  も  $G_n(r)$  と同様の変化をすることになる。物理的には、 $n$  の意味は、式 (4.1) からわかるように、固体中での単位長進む間に失うエネルギー、言い換えれば、2次電子生成率を規定している。 $n$  が大きいということは、エネルギーが大きい程、2次電子生成率は小さくなり、2次電子は固体内部で生成されるようになる。 $n$  が小さくなると、エネルギーの損失は、電子のエネルギーに依存しなくなり、2次電子は、固体内部に均一に生成される傾向になる。この場合、脱出深さが有限であることから、 $\gamma(E)$  は単調に増加しながら、ある一定値に近づくようになる。従って、 $\gamma(E)$  の形から、固体と電子との相互作用のエネルギー依存性についての知見が得られることになる。

$G_n(r)$  の最大値を与える  $r = r_m$  と測定された  $\gamma(E)$  における最大値を与える  $E = E_m$  とが対応することを用いて、 $G_n(r)$  と  $\gamma(E)$  とが、その相対的变化が等しくなるように  $n$  の値を求める。結果を表 4.1 に示す。これから次のことがいえよう。

1) SUS 304 と Mo とでは、Moの方がSUS 304よりも、低エネルギーにおいて1次電子と固体内部の自由電子との相互作用が強い。(1次電子が高エネルギーの場合には、原子(自由電子を除く)との相互作用が強く、低エネルギーになるにつれて、自由電子との相互作用が効いてくる。)

2) Mo(1)と Mo(2)とでは、 $n$  の値が異なる。これは、Mo(1)が不純物で表面を覆われていると考えられるので、この不純物層内の1次電子のエネルギー損失のエネルギー依存性が Mo よりも大きい事によるものと思われる。また、この不純物層の原さは定量的に測定していないが、Ar スパッタリングを行ったデータから、数  $10 \text{ \AA}$  と推定される。1次電子のエネルギーが高くになると、固体内部への電子の侵入深さが増す。従って、下地の Mo からの2次電子の割合が増していく。Mo(1)における  $\gamma$  の  $E$  による変化率が Mo(2)よりも大きいことは、以上の事により定性的に説明がつく。但し、ここで議論が成立するならば、今回測定したエネルギーよりも高エネルギー側で Mo(1) の  $\gamma$  の値は Mo(2) に近づくはずである。

表 4.1 SUS 304 および Mo の 2 次電子放出率

## SUS 304 および Mo の 2 次電子放出率

	$E_m$ (eV)	$\gamma_m$	n
SUS 304	360	1.12	0.163
Mo (1)	350	1.97	0.257
Mo (2)	410	1.23	0.201

注1)  $E_m$  ; 最大 2 次電子放出率を与える入射電子エネルギー $\gamma_m$  ; 最大 2 次電子放出率

n ; エネルギー損失指數 (式(4.1)参照)

注2) SUS 304 ; 電子衝撃により安定した面

Mo (1) ; 未処理(真空中)の面

Mo (2) ; Arイオンスパッタリング後の面

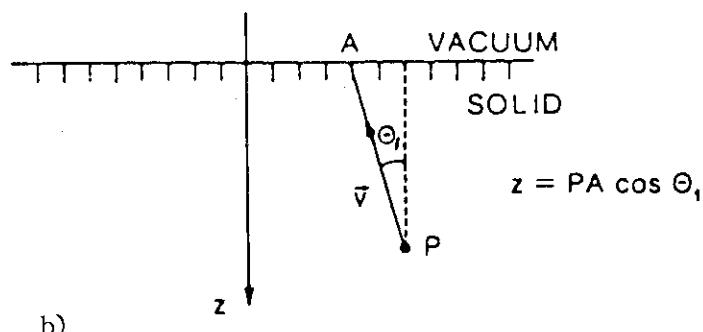
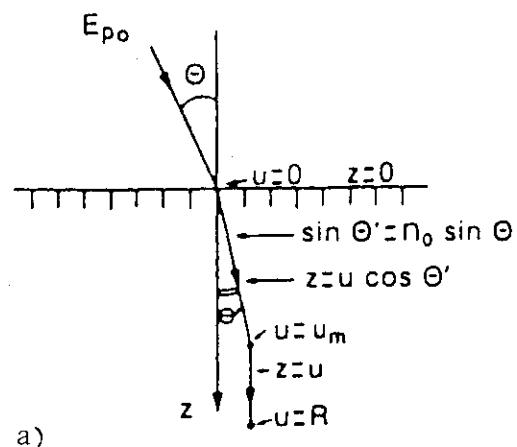


図 4.5 2 次電子の生成および放出のモデル

- a) 2 次電子生成ルート (1 次電子の散乱)

固体内深さ方向に x 軸, 1 次電子の軌跡に沿ってパラメータ  $u$  をとる。2 次電子生成モデルの詳細は本文を参照のこと。

- b) 2 次電子の放出

P 点で生じた 2 次電子の速度を  $v$ , 進行方向を表面に対する法線からの角度  $\theta_1$  で示す。

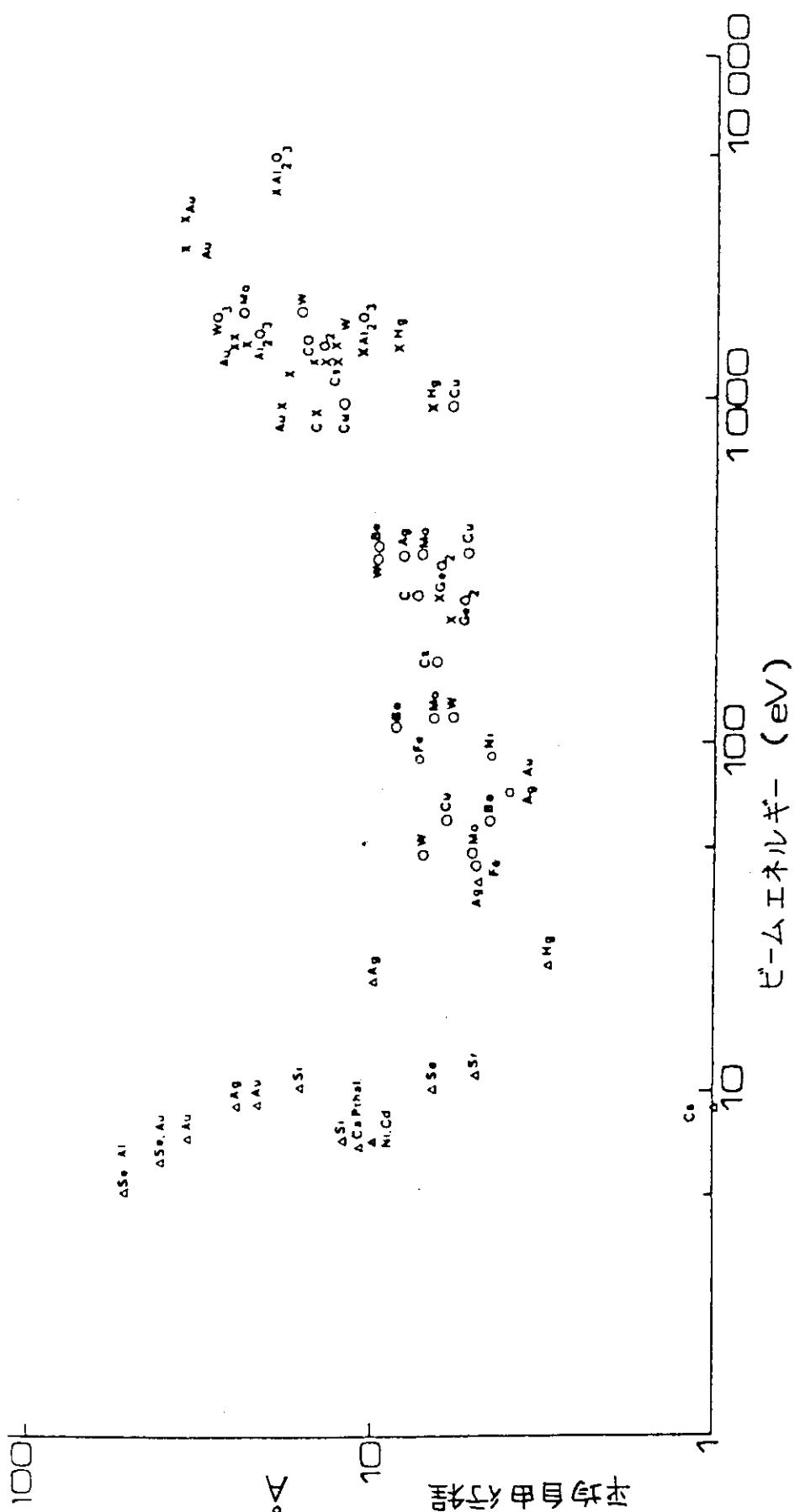
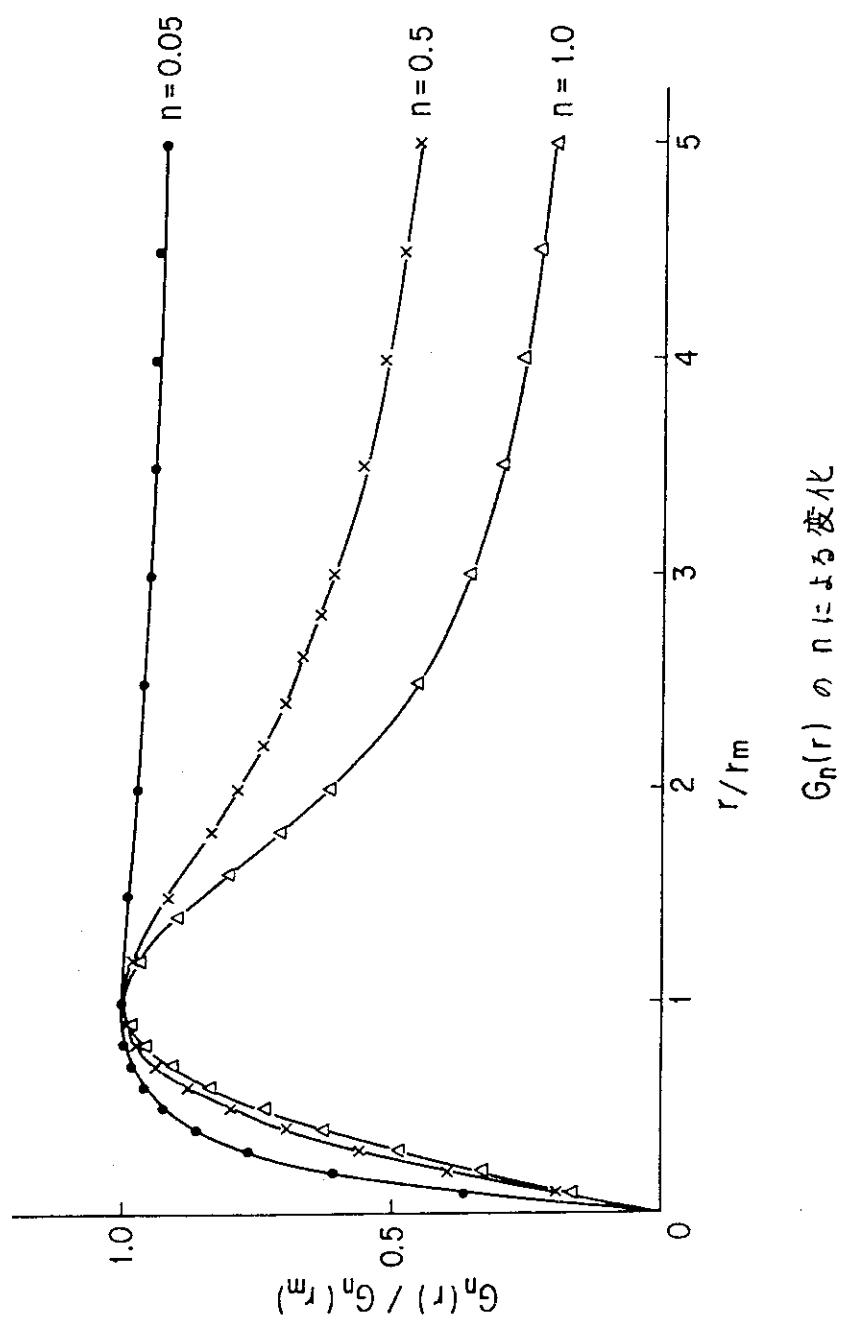


図4.6 固体中の電子の平均自由行程  
(エネルギーレベルは真空を0とする。)

 $G_n(r)$  の  $n$  による変化図 4.7  $G_n(r) \sim n$  による変化

## 5. おわりに

本報告では、周辺プラズマを特徴づけているシースポテンシャルを支配する2次電子放出率の測定装置の試作と、測定結果の一部を述べた。

SUS 304 およびMoの電子衝撃による2次電子放出率の測定から次のことが結論される。

1) 50 eV 以上 1 keV 程度までのエネルギー範囲では、SUS 304・Moともにエネルギー損失指数  $n$  を適当にとることにより、"universal curve" (4.12)式で記述できる。

2) 表面状態の違いによって、2次電子放出率が異なることがわかった。Moの場合から、金属面では清浄面の方が不純物で汚染されている面よりも2次電子放出率が小さいことが示唆される。

3) SUS 304 およびMoとともに、表面状態を正確には把握していないが、1 keV 以下では、2次電子放出率が1を超える領域がかなり広い範囲 (SUS 304 では 175 eV 以上, Mo では 150 eV 以上) に及ぶ。

4) イオン衝撃あるいは電子衝撃後の安定した面からの2次電子放出率の最大値  $\gamma_m$  と対応するビームエネルギーは、次のとおり。

SUS 304	$\gamma_m = 1.12$	$E_m = 360 \text{ eV}$
Mo	$\gamma_m = 1.23$	$E_m = 410 \text{ eV}$

今後に残された課題としては、以下のものがあろう。

a) 表面状態のオージェ電子分光法 (AES)などにより同定し、2次電子放出率との相関を調べる。

b) ビームエネルギーの下限および上限をそれぞれ、10 eV・数 keV まで広げて2次電子放出率の測定を行う。1章でもふれたように、式 (1.1) は水素プラズマに対しては、 $\gamma < 0.81$  で有効とされる。ところが今回の測定では  $\gamma \geq 1$  の領域がかなりのエネルギー範囲に及ぶ。低エネルギー側では、 $E \rightarrow 0$  について、 $\gamma \rightarrow 0$  と考えられているが、報告によれば、10 eV 程度あるいはそれ以下のエネルギー領域でも2次電子放出率が1に近づく場合がある<sup>8)</sup>。ある電子温度における平均の2次電子放出率を知るために、今回測定されたものよりもより低エネルギー側での測定が必要になる。また、数 keV 程度まで測定領域を拡げることは、他データとの比較を行う上で必要となる。

## 謝 辞

本報告をまとめるにあたり終始激励して頂いた苦米地大型トカマク開発部長、小幡核融合研究部長、吉川大型トカマク開発部次長に感謝致します。なお、本装置の試作および実験は、核融合研究部装置技術管理室にて行われたものである。実験の指導を頂いた国枝室長をはじめ、

## 5. おわりに

本報告では、周辺プラズマを特徴づけているシースポテンシャルを支配する2次電子放出率の測定装置の試作と、測定結果の一部を述べた。

SUS 304 およびMoの電子衝撃による2次電子放出率の測定から次のことが結論される。

1) 50 eV 以上 1 keV 程度までのエネルギー範囲では、SUS 304・Moともにエネルギー損失指数  $n$  を適当にとることにより、"universal curve" (4.12) 式で記述できる。

2) 表面状態の違いによって、2次電子放出率が異なることがわかった。Moの場合から、金属面では清浄面の方が不純物で汚染されている面よりも2次電子放出率が小さいことが示唆される。

3) SUS 304 およびMoとともに、表面状態を正確には把握していないが、1 keV 以下では、2次電子放出率が 1 を超える領域がかなり広い範囲 (SUS 304 では 175 eV 以上, Mo では 150 eV 以上) に及ぶ。

4) イオン衝撃あるいは電子衝撃後の安定した面からの2次電子放出率の最大値  $\gamma_m$  と対応するビームエネルギーは、次のとおり。

SUS 304	$\gamma_m = 1.12$	$E_m = 360 \text{ eV}$
Mo	$\gamma_m = 1.23$	$E_m = 410 \text{ eV}$

今後に残された課題としては、以下のものがあろう。

a) 表面状態のオージェ電子分光法 (AES) などにより同定し、2次電子放出率との相関を調べる。

b) ビームエネルギーの下限および上限をそれぞれ、10 eV・数 keV まで広げて2次電子放出率の測定を行う。1章でもふれたように、式 (1.1) は水素プラズマに対しては、 $\gamma < 0.81$  で有効とされる。ところが今回の測定では  $\gamma \geq 1$  の領域がかなりのエネルギー範囲に及ぶ。低エネルギー側では、 $E \rightarrow 0$  について、 $\gamma \rightarrow 0$  と考えられているが、報告によれば、10 eV 程度あるいはそれ以下のエネルギー領域でも2次電子放出率が 1 に近づく場合がある<sup>8)</sup>。ある電子温度における平均の2次電子放出率を知るために、今回測定されたものよりもより低エネルギー側での測定が必要になる。また、数 keV 程度まで測定領域を拡げることは、他データとの比較を行う上で必要となる。

## 謝辞

本報告をまとめるにあたり終始激励して頂いた若狭地大型トカマク開発部長、小幡核融合研究部長、吉川大型トカマク開発部次長に感謝致します。なお、本装置の試作および実験は、核融合研究部装置技術管理室にて行われたものである。実験の指導を頂いた国枝室長はじめ、

物心両面で御支援頂いた装置技術管理室の各位に厚く感謝致します。また、本実験の機会を与えて下さいました飯島 JT-60 第1開発室長、太田室長代理、並びに本体グループの各位の協力に感謝致します。

## 参 考 文 献

- 1) G. D. Hobbs and J. A. Wesson, Plasma Phys. 9 (1967) 85.  
川村孝式, 核融合研究別冊 46 No. 13 (1981) 103.
- 2) T. E. Maday and J. T. Yates, Jr., Surf. Sci. 62 (1977) 431.
- 3) 小野雅敏, 真空 16 (1973) 33.
- 4) R. A. Baragiola, E. V. Alonso, *et al.*, Surf. Sci. 90 (1979) 240.
- 5) C. Bouchard and J. D. Carette, Surf. Sci. 100 (1980) 241.
- 6) 例えは,  
R. G. Lye and A. J. Dekker, Phys. Rev. 107 (1957) 977.
- 7) P. A. Redhead, J. P. Hobson and E. V. Kornelsen, The Physical Basis of Ultrahigh Vacuum (Chapman and Hall, London, 1968).
- 8) R. W. Strayer, W. Mackie, *et al.*, Surf. Sci. 34 (1973) 225.

物心両面で御支援頂いた装置技術管理室の各位に厚く感謝致します。また、本実験の機会を与えて下さいました飯島 JT-60 第1開発室長、太田室長代理、並びに本体グループの各位の協力に感謝致します。

## 参 考 文 献

- 1) G. D. Hobbs and J. A. Wesson, Plasma Phys. 9 (1967) 85.  
川村孝式, 核融合研究別冊 46 No. 13 (1981) 103.
- 2) T. E. Maday and J. T. Yates, Jr., Surf. Sci. 62 (1977) 431.
- 3) 小野雅敏, 真空 16 (1973) 33.
- 4) R. A. Baragiola, E. V. Alonso, *et al.*, Surf. Sci. 90 (1979) 240.
- 5) C. Bouchard and J. D. Carette, Surf. Sci. 100 (1980) 241.
- 6) 例えは,  
R. G. Lye and A. J. Dekker, Phys. Rev. 107 (1957) 977.
- 7) P. A. Redhead, J. P. Hobson and E. V. Kornelsen, The Physical Basis of Ultrahigh Vacuum (Chapman and Hall, London, 1968).
- 8) R. W. Strayer, W. Mackie, *et al.*, Surf. Sci. 34 (1973) 225.