

J A E R I - M  
93-092

ネオジウムおよびガドリニウムイオン衝撃による  
銅表面からの二次電子放出

1993年3月

柴田 猛順・小倉 浩一

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。

入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し込みください。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 Division Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokaimura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1993

編集兼発行 日本原子力研究所  
印刷 ニッセイエプロ株式会社

ネオジムおよびガドリニウムイオン衝撃による銅表面からの二次電子放出

日本原子力研究所東海研究所燃料・材料工学部

柴田 猛順・小倉 浩一

(1993年3月11日受理)

ネオジムおよびガドリニウムイオン衝撃による銅表面からの二次電子放出係数をレーザーイオン源を用いた新しい方法で衝撃エネルギー 100 eV ~ 2.6 keV の範囲で測定した。ネオジムおよびガドリニウムいずれのイオンについても二次電子放出を起こすのに必要なイオン衝撃エネルギーしきい値は約 300 eV で、二次電子放出係数はしきい値以上でイオン衝撃エネルギーの 1 次関数で 2 keV で 0.8 であった。これまでの多くの測定と比較すると本測定結果はイオン衝撃エネルギーのしきい値は小さく二次電子放出係数は非常に大きい。

Secondary Electron Emission from Copper Surface due to  
Neodymium and Gadolinium Ion Bombardment

Takemasa SHIBATA and Koichi OGURA

Department of Fuels and Materials Research  
Tokai Research Establishment  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received March 11, 1993)

The electron emission yields  $\gamma$  of copper surface have been measured under bombardment with  $\text{Nd}^+$  and  $\text{Gd}^+$  in the energy range 0.1-2.6 keV. The ions are extracted from a new laser ion source. For both cases of  $\text{Nd}^+$  and  $\text{Gd}^+$ ,  $\gamma$  are about linear functions of ion energies with threshold about 300 eV and are equal to 0.8 at the bombardment energy of 2 keV. The obtained yields are much higher and the thresholds are lower than many secondary electron emission data reported in the literatures.

Keywords: Secondary Electron, Emission, Copper, Surface, Ion, Impact,  
Neodymium, Gadolinium

目 次

1. はじめに .....	1
2. 実験方法 .....	1
3. 実験結果 .....	3
4. 考 察 .....	4
5. ま と め .....	5
文 献 .....	6

Contents

1. Introduction .....	1
2. Experimental Method .....	1
3. Experimental Results .....	3
4. Discussion .....	4
5. Conclusion .....	5
References .....	6

## 1. はじめに

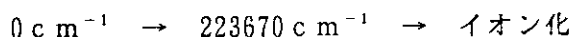
イオン衝撃による金属表面からの二次電子放出にはポテンシャル放出 (Potential Emission) と運動放出 (Kinetic Emission) がある<sup>1) 2) 3)</sup>。ポテンシャル放出は衝撃イオンエネルギーにほとんど依存せず、金属表面でのオージェ中和の過程で説明されるものである。運動放出はイオンの運動エネルギーが固体内の電子に移行して起こるもので衝撃イオンエネルギーに500~700 eVのしきい値がある。数keV以下の低エネルギーでは放出係数はエネルギーの一次関数であるが高エネルギーでは衝撃イオンの速度に比例する。多くの場合、数keVのイオン衝撃エネルギーで二次電子放出係数は特に大きい場合で1程度である。

最近著者はレーザー同位体分離実験用装置<sup>4) 5)</sup>を用いてガドリニウムイオンとガドリニウム原子、ネオジウムイオンとネオジウム原子の電荷交換反応の断面積の測定<sup>6) 7) 8)</sup>を始めた。この測定では一次イオンビーム、生成イオンビームの検出にファラデーカップを用いている。ファラデーカップの銅製のイオンコレクター電極には負電圧を印加しているのでイオン衝撃による二次電子が放出されると見かけのイオン電流が大きくなり二次電子放出分の補正が必要となる。電荷交換断面積の測定ではコレクター電極に入るイオンのエネルギーは最大で約1keVであった。ガドリニウム、ネオジウムのイオン化ポテンシャルはそれぞれ6.15 eV、5.52 eVなのでポテンシャル放出は考えられないが1keVのイオン衝撃エネルギーでは二次電子放出が少しはありと予想された。このためコレクター電極からの二次電子放出係数をレーザーイオン源を用いた新しい方法で測定してみたところ2keVで約0.8となりこれまでの多くの測定結果より非常に大きい値が得られたので報告する。

## 2. 実験方法

実験装置全体の概略をFig. 1に示す。本装置の詳細は別報<sup>4) 5)</sup>に述べてあるので簡単に述べる。水冷銅るつぼ内のネオジウムまたはガドリニウムを電子ビーム加熱 (定格出力10kV, 0.5A) で蒸発させ、原子ビームを生成する。これを矩形スリット (14mm×80mm) を用いて平行平板の回収電極間に導く。回収電極間には蒸発部生成プラズマが流入しないように2枚の除去電極<sup>10)</sup>に-200Vの電圧を印加した。蒸発面から753mm上に置いた水晶振動式膜厚計で蒸着速度を測定した。本測定では1Å/s程度でこのときのレーザー照射部の原子密度は $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 程度である<sup>6) 7)</sup>。

エキシマレーザー励起のパルスダイレーザー光を原子ビームに照射して共鳴イオン化でイオン化する。ネオジウム原子は次の1波長2段階共鳴イオン化でイオン化した



ガドリニウム原子は次の2波長2段階共鳴イオン化でイオン化した。

$533 \text{ cm}^{-1} \rightarrow 23196 \text{ cm}^{-1} \rightarrow 46802 \text{ cm}^{-1}$  (自動電離準位)  $\rightarrow$  イオン化  
レーザー光の断面は直径10 mmの円であるので回収電極間にパルス的に円柱状のプラズマができる。

Fig. 2 (a) (b) は回収電極と2個のファラデーカップの平面図で、本測定を行なったときの各電極への印加電圧も示している。Fig. 2 (a) の場合回収電極1、2に $P_1 V$ 、 $P_2 V$ を印加する。ファラデーカップ1、ファラデーカップ2ともそのケース、入口はアース電位で、コレクター電極1には $1 \text{ k}\Omega$ の抵抗を通してアースにつなぎ、コレクター電極2には $+50 \text{ V}$ を印加した。レーザー照射で生成したプラズマの電位は回収電極1、2の高いほうの電位と等しくなる<sup>4) 11)</sup>のでこの場合は $P_1 V$ になる。プラズマから引き出されたイオンは回収電極2に $(P_1 - P_2) e V$ で回収される。回収電極2には2個の縦長の穴( $5 \text{ mm} \times 6.5 \text{ mm}$ )があけてありこの穴を通ったイオンはファラデーカップ1、2の入口に進む。このときさらに $P_2 e V$ 加速されファラデーカップ入口では $P_1 e V$ になる。ファラデーカップ内のアース電位のコレクター電極1には $P_1 e V$ のままでイオンが入射する。イオン衝撃によりアース電位のコレクター電極から放出される二次電子は同じアース電位のケースや入口のメッシュに流れる。これに対しコレクター電極2には $+50 \text{ V}$ が印加されているので入口からコレクター電極に進む時減速され、 $(P_1 - 50) e V$ でコレクター電極2に入射する。二次電子のエネルギーはほとんど $20 e V$ 以下<sup>12)</sup>なのでコレクター電極2からの二次電子は $50 \text{ V}$ の阻止電位により再びコレクター電極2に戻る。従ってコレクター電極1、2に入るイオン電流を $I_{i1}$ 、 $I_{i2}$ 、二次電子放出係数を $\gamma_1$ 、 $\gamma_2$ とするとコレクター電極に流れる電流 $I_{c1}$ 、 $I_{c2}$ は

$$I_{c1} = I_{i1} (1 + \gamma_1) \quad (1)$$

$$I_{c2} = I_{i2} (1 + 0 \times \gamma_2) = I_{i2} \quad (2)$$

となる。レーザーが照射される位置は蒸発面から $4.13 \text{ mm}$ 上にありレーザーが通過する場所で原子密度はほぼ一定である。このためファラデーカップ1、2に入るイオン電流はほとんど等しく

$$I_{i1} = I_{i2} \quad (3)$$

なので

$$I_{c1} / I_{c2} = 1 + \gamma_1 \quad (4)$$

となり $\gamma_1$ を求めることができる。この測定は一つのファラデーカップでコレクター電極の電位を $0 \text{ V}$ と $+50 \text{ V}$ にしても可能である。このときコレクター電極電位の変化の前後で原子密度、レーザー強度を一定にしてイオン電流を一定に保つ必要がある。しかし電子ビーム加熱蒸発で得られる原子ビームの時間変化は大きく $20 \sim 30 \%$ にもなる<sup>12)</sup>。レーザー強度の変化も数%ある。このため1個のファラデーカップでは $\gamma$ が $0.5$ 程度以上でないと測定できない。これに対し2個のファラデーカップを用

いれば一方をイオン電流の基準とすることができるので原子密度、レーザー強度が大きく変化しても小さい $\gamma$ まで測定できる可能性がある。

Fig. 2 (b) の場合は回収電極1は100 V、回収電極2はアース電位、ファラデーカップ1のコレクター電極1には $P_{c1} = 0 \sim -2500$  Vを印加し、コレクター電極2には-76 Vを印加した。レーザー照射で生成したプラズマの電位はこの場合は+100 Vになる。プラズマから引き出されたイオンは回収電極2に100 eVで回収される。回収電極2の2個の縦長の穴を通ったイオンはファラデーカップ1、2の入口を通過して、コレクター電極1、2に入射する。コレクター電極1、2には負電圧が印加されているので入口からコレクター電極に進む時加速される。コレクター電極1に入るイオンエネルギーは $(100 - P_{c1})$  eVであるのに対しコレクター電極2に入るイオンエネルギーは176 eVである。イオン衝撃により放出された二次電子はいずれの場合もアース電位のケースや入口のメッシュに流れる。従って、

$$I_{c1} = I_{i1} (1 + \gamma_1) \quad (5)$$

$$I_{c2} = I_{i2} (1 + \gamma_2) \quad (6)$$

である。 $I_{i1} = I_{i2}$ なので、

$$I_{c1} / I_{c2} = (1 + \gamma_1) / (1 + \gamma_2) \quad (7)$$

となる。コレクター電極1の電位 $P_{c1}$ を変えることにより $\gamma_1$ のイオン衝撃エネルギー依存性を知ることができる。

なお回収電極1、2の穴、ファラデーカップ入口には透過率80%のメッシュを貼って、回収電極間、回収電極とファラデーカップ入口の間の電場が穴により変化しないようにした。

### 3. 実験結果

Fig. 3にはFig. 2 (a)の方法でのネオジムの実験結果を示す。Fig. 3 (a)は $P_1 = 200$  V、 $P_2 = 0$  Vで $I_{c1}$ 、 $I_{c2}$ の電流波形はほとんど同じである。これはファラデーカップ1、2用穴の位置での原子密度が等しくて生成するプラズマ密度も等しいことを示している。Fig. 3 (b)は $P_1 = 2000$  V、 $P_2 = 1800$  Vの場合で $I_{c1}$ は $I_{c2}$ よりかなり大きくなっている。これはコレクター電極1へのイオン衝撃エネルギーが高くなり二次電子が放出されるためと考えられる。 $I_{c1}$ と $I_{c2}$ を比較して二次電子放出係数を求めることができるが、Fig. 3の波形全体で平均して二次電子放出係数を算出するため $I_{c1}$ 、 $I_{c2}$ の波形を積分してコレクター電極1、2に流れ込む電荷量 $Q_1$ 、 $Q_2$ を求めた。(4)式と同様に

$$Q_1 / Q_2 = 1 + \gamma_1 \quad (8)$$

となる。Fig. 4には $Q_1 / Q_2$ を回収電極1への印加電圧 $P_1$ すなわちイオン衝撃エネルギーの関数 $E$ として示した。 $E$ が400 eV以下では $Q_1 / Q_2$ はほぼ1である



## 1. はじめに

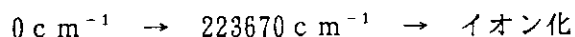
イオン衝撃による金属表面からの二次電子放出にはポテンシャル放出 (Potential Emission) と運動放出 (Kinetic Emission) がある<sup>1) 2) 3)</sup>。ポテンシャル放出は衝撃イオンエネルギーにほとんど依存せず、金属表面でのオーグジュ中和の過程で説明されるものである。運動放出はイオンの運動エネルギーが固体内の電子に移行して起こるもので衝撃イオンエネルギーに500~700 eVのしきい値がある。数keV以下の低エネルギーでは放出係数はエネルギーの一次関数であるが高エネルギーでは衝撃イオンの速度に比例する。多くの場合、数keVのイオン衝撃エネルギーで二次電子放出係数は特に大きい場合で1程度である。

最近著者はレーザー同位体分離実験用装置<sup>4) 5)</sup>を用いてガドリニウムイオンとガドリニウム原子、ネオジウムイオンとネオジウム原子の電荷交換反応の断面積の測定<sup>6) 7) 8)</sup>を始めた。この測定では一次イオンビーム、生成イオンビームの検出にファラデーカップを用いている。ファラデーカップの銅製のイオンコレクター電極には負電圧を印加しているのでイオン衝撃による二次電子が放出されると見かけのイオン電流が大きくなり二次電子放出分の補正が必要となる。電荷交換断面積の測定ではコレクター電極に入るイオンのエネルギーは最大で約1keVであった。ガドリニウム、ネオジウムのイオン化ポテンシャルはそれぞれ6.15 eV、5.52 eVなのでポテンシャル放出は考えられないが1keVのイオン衝撃エネルギーでは二次電子放出が少しはありと予想された。このためコレクター電極からの二次電子放出係数をレーザーイオン源を用いた新しい方法で測定してみたところ2keVで約0.8となりこれまでの多くの測定結果より非常に大きい値が得られたので報告する。

## 2. 実験方法

実験装置全体の概略をFig. 1に示す。本装置の詳細は別報<sup>4) 5)</sup>に述べてあるので簡単に述べる。水冷銅るつぼ内のネオジウムまたはガドリニウムを電子ビーム加熱 (定格出力10kV, 0.5A) で蒸発させ、原子ビームを生成する。これを矩形スリット (14mm×80mm) を用いて平行平板の回収電極間に導く。回収電極間には蒸発部生成プラズマが流入しないように2枚の除去電極<sup>10)</sup>に-200Vの電圧を印加した。蒸発面から753mm上に置いた水晶振動式膜厚計で蒸着速度を測定した。本測定では1Å/s程度でこのときのレーザー照射部の原子密度は $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 程度である<sup>6) 7)</sup>。

エキシマーレーザー励起のパルスダイレーザー光を原子ビームに照射して共鳴イオン化でイオン化する。ネオジウム原子は次の1波長2段階共鳴イオン化でイオン化した



いれば一方をイオン電流の基準とすることができるので原子密度、レーザー強度が大きく変化しても小さい $\gamma$ まで測定できる可能性がある。

Fig. 2 (b) の場合は回収電極1は100 V、回収電極2はアース電位、ファラデーカップ1のコレクター電極1には $P_{c1} = 0 \sim -2500$  Vを印加し、コレクター電極2には-76 Vを印加した。レーザー照射で生成したプラズマの電位はこの場合は+100 Vになる。プラズマから引き出されたイオンは回収電極2に100 eVで回収される。回収電極2の2個の縦長の穴を通ったイオンはファラデーカップ1、2の入口を通過して、コレクター電極1、2に入射する。コレクター電極1、2には負電圧が印加されているので入口からコレクター電極に進む時加速される。コレクター電極1に入るイオンエネルギーは $(100 - P_{c1})$  eVであるのに対しコレクター電極2に入るイオンエネルギーは176 eVである。イオン衝撃により放出された二次電子はいずれの場合もアース電位のケースや入口のメッシュに流れる。従って、

$$I_{c1} = I_{i1} (1 + \gamma_1) \quad (5)$$

$$I_{c2} = I_{i2} (1 + \gamma_2) \quad (6)$$

である。 $I_{i1} = I_{i2}$ なので、

$$I_{c1} / I_{c2} = (1 + \gamma_1) / (1 + \gamma_2) \quad (7)$$

となる。コレクター電極1の電位 $P_{c1}$ を変えることにより $\gamma_1$ のイオン衝撃エネルギー依存性を知ることができる。

なお回収電極1、2の穴、ファラデーカップ入口には透過率80%のメッシュを貼って、回収電極間、回収電極とファラデーカップ入口の間の電場が穴により変化しないようにした。

### 3. 実験結果

Fig. 3にはFig. 2 (a)の方法でのネオジムの実験結果を示す。Fig. 3 (a)は $P_1 = 200$  V、 $P_2 = 0$  Vで $I_{c1}$ 、 $I_{c2}$ の電流波形はほとんど同じである。これはファラデーカップ1、2用穴の位置での原子密度が等しくて生成するプラズマ密度も等しいことを示している。Fig. 3 (b)は $P_1 = 2000$  V、 $P_2 = 1800$  Vの場合で $I_{c1}$ は $I_{c2}$ よりかなり大きくなっている。これはコレクター電極1へのイオン衝撃エネルギーが高くなり二次電子が放出されるためと考えられる。 $I_{c1}$ と $I_{c2}$ を比較して二次電子放出係数を求めることができるが、Fig. 3の波形全体で平均して二次電子放出係数を算出するため $I_{c1}$ 、 $I_{c2}$ の波形を積分してコレクター電極1、2に流れ込む電荷量 $Q_1$ 、 $Q_2$ を求めた。(4)式と同様に

$$Q_1 / Q_2 = 1 + \gamma_1 \quad (8)$$

となる。Fig. 4には $Q_1 / Q_2$ を回収電極1への印加電圧 $P_1$ すなわちイオン衝撃エネルギーの関数 $E$ として示した。 $E$ が400 eV以下では $Q_1 / Q_2$ はほぼ1である

のに対し400 eV以上でEの一次関数で増大している。Fig. 4から二次電子放出係数 $\gamma$ は

$$\gamma = 4.2 \times 10^{-4} (E - 340), \quad E > 340 \quad (9)$$

となる。

Fig. 2 (b)の方法でのネオジムの測定結果の1例をFig. 5に示す。Fig. 5 (a)はコレクター電極1、2とも-76 Vの場合でFig. 3 (a)と同様にコレクター電流波形はほとんど等しい。Fig. 5 (b)はコレクター電極2の電位を-1000 Vにした場合でコレクター電極1に流れる電流 $I_{c1}$ はコレクター電極2に流れる電流 $I_{c2}$ より大きくなっており二次電子の影響が出ている。 $I_{c1}$ 、 $I_{c2}$ の波形を積分したコレクター電極1、2に流れ込む電荷量 $Q_1$ 、 $Q_2$ の比は(7)式と同様に

$$Q_1/Q_2 = (1 + \gamma_1) / (1 + \gamma_2) \quad (10)$$

となる。Fig. 6には $Q_1/Q_2$ をコレクター電極2の印加電圧 $P_{c1}$  Vの関数として表したものである。コレクター電極1には $(100 - P_{c1})$  eVでネオジムイオンが衝撃する。横軸にはネオジムイオン衝撃エネルギーEも示した。Eが400 eVより小さいところではほぼ1である。 $\gamma_2$ はE=176 eVでの二次電子放出係数なのでこれはFig. 6から $\gamma_2 = 0$ としてよい。(10)式は(8)式と同様に

$$Q_1/Q_2 = 1 + \gamma_1 \quad (11)$$

となる。Eが300 eV以上では $Q_1/Q_2$ はEの1次関数で

$$\gamma = 4.2 \times 10^{-4} (E - 300), \quad E > 300 \quad (12)$$

である。(9)式と(12)式とはほぼ一致し、両者の平均をとると

$$\gamma = 4.2 \times 10^{-4} (E - 320), \quad E > 320 \quad (13)$$

となる。

Fig. 7はFig. 2 (b)の方法でガドリニウムイオンによる二次電子放出係数を求めた結果で、 $Q_1/Q_2$ のイオン衝撃エネルギー依存性を示したものである。Fig. 7より

$$\gamma = 3.8 \times 10^{-4} (E - 280), \quad E > 280$$

となり、ネオジムの場合とほとんど同じである。

#### 4. 考 察

Pottie等<sup>13)</sup>は多くの原子イオン衝撃によるCu-Be表面からの二次電子放出係数をアルゴンイオンを基準にした相対値のデータを編集している。Gorkom等<sup>14)</sup>が報告しているアルゴンイオン衝撃によるCu-Be表面からの二次電子放出係数を用いると5.1 keVのNd<sup>+</sup>、Gd<sup>+</sup>によるCu-Be表面からの二次電子放出係数は0.21、0.2となる。Cu-Be表面は二次電子放出係数が多いので二次電子増倍管の電子放出面として使われる。本測定では2 keVで $\gamma$ は約0.8でCu-Be表

のに対し400 eV以上でEの一次関数で増大している。Fig. 4から二次電子放出係数 $\gamma$ は

$$\gamma = 4.2 \times 10^{-4} (E - 340), \quad E > 340 \quad (9)$$

となる。

Fig. 2 (b)の方法でのネオジムの測定結果の1例をFig. 5に示す。Fig. 5 (a)はコレクター電極1、2とも-76 Vの場合でFig. 3 (a)と同様にコレクター電流波形はほとんど等しい。Fig. 5 (b)はコレクター電極2の電位を-1000 Vにした場合でコレクター電極1に流れる電流 $I_{c1}$ はコレクター電極2に流れる電流 $I_{c2}$ より大きくなっており二次電子の影響が出ている。 $I_{c1}$ 、 $I_{c2}$ の波形を積分したコレクター電極1、2に流れ込む電荷量 $Q_1$ 、 $Q_2$ の比は(7)式と同様に

$$Q_1/Q_2 = (1 + \gamma_1) / (1 + \gamma_2) \quad (10)$$

となる。Fig. 6には $Q_1/Q_2$ をコレクター電極2の印加電圧 $P_{c1}$  Vの関数として表したものである。コレクター電極1には $(100 - P_{c1})$  eVでネオジムイオンが衝撃する。横軸にはネオジムイオン衝撃エネルギーEも示した。Eが400 eVより小さいところではほぼ1である。 $\gamma_2$ はE=176 eVでの二次電子放出係数なのでこれはFig. 6から $\gamma_2 = 0$ としてよい。(10)式は(8)式と同様に

$$Q_1/Q_2 = 1 + \gamma_1 \quad (11)$$

となる。Eが300 eV以上では $Q_1/Q_2$ はEの1次関数で

$$\gamma = 4.2 \times 10^{-4} (E - 300), \quad E > 300 \quad (12)$$

である。(9)式と(12)式とはほぼ一致し、両者の平均をとると

$$\gamma = 4.2 \times 10^{-4} (E - 320), \quad E > 320 \quad (13)$$

となる。

Fig. 7はFig. 2 (b)の方法でガドリニウムイオンによる二次電子放出係数を求めた結果で、 $Q_1/Q_2$ のイオン衝撃エネルギー依存性を示したものである。Fig. 7より

$$\gamma = 3.8 \times 10^{-4} (E - 280), \quad E > 280$$

となり、ネオジムの場合とほとんど同じである。

#### 4. 考 察

Pottie等<sup>13)</sup>は多くの原子イオン衝撃によるCu-Be表面からの二次電子放出係数をアルゴンイオンを基準にした相対値のデータを編集している。Gorkom等<sup>14)</sup>が報告しているアルゴンイオン衝撃によるCu-Be表面からの二次電子放出係数を用いると5.1 keVのNd<sup>+</sup>、Gd<sup>+</sup>によるCu-Be表面からの二次電子放出係数は0.21、0.2となる。Cu-Be表面は二次電子放出係数が多いので二次電子増倍管の電子放出面として使われる。本測定では2 keVで $\gamma$ は約0.8でCu-Be表

面からの $\gamma$ より非常に大きい。コレクター電極の銅板はこれまで多くのレーザー同位体分離の基礎実験に用いており表面は $10 \sim 500 \text{ eV}$ の $\text{Gd}^+$ の照射を受けて、 $\text{Gd}$ が表面に残っている可能性がある。二次電子放出係数が大きいのは $\text{Gd}$ が表面に残っているためかも知れない。今後清浄表面での測定も行ない、本測定ではなぜ大きい二次電子放出係数が得られたのかを明らかにしたい。

またしきい値近辺での二次電子放出の実験データは少ない。その理由として質量分析をした低エネルギーのイオンビームが作りにくいことにある。これに対して本測定で用いた共鳴イオン化を用いたレーザーイオン源は特定の原子のみイオン化するので質量分析の必要がなく従って低エネルギーのイオンビームを容易に作るができる。また通常のイオン源ではイオンの基底状態だけでなく準安定状態にあるものもできてしまう。共鳴イオン化を用いるイオン源では基底状態のみのイオンビームも容易につくることができる。レーザーイオン源はこれらの特徴を生かして二次電子放出実験など多くの分野に応用できると期待できる。

## 5. ま と め

ネオジウムおよびガドリニウムイオン衝撃による銅電極表面からの二次電子放出係数をレーザーイオン源を用いた新しい方法で衝撃エネルギー $100 \text{ eV} \sim 2.6 \text{ keV}$ の範囲で測定した。ネオジウム、ガドリニウムイオンいずれについても二次電子放出を起こすのに必要なイオン衝撃エネルギーしきい値は約 $300 \text{ eV}$ で、二次電子放出係数はしきい値以上でイオン衝撃エネルギーの1次関数で $2 \text{ keV}$ で約 $0.8$ であった。これまでの多くの測定結果と比較するとイオン衝撃エネルギーのしきい値は小さく二次電子放出係数は非常に大きい。

面からの $\gamma$ より非常に大きい。コレクター電極の銅板はこれまで多くのレーザー同位体分離の基礎実験に用いており表面は $10 \sim 500 \text{ eV}$ の $\text{Gd}^+$ の照射を受けて、 $\text{Gd}$ が表面に残っている可能性がある。二次電子放出係数が大きいのは $\text{Gd}$ が表面に残っているためかも知れない。今後清浄表面での測定も行ない、本測定ではなぜ大きい二次電子放出係数が得られたのかを明らかにしたい。

またしきい値近辺での二次電子放出の実験データは少ない。その理由として質量分析をした低エネルギーのイオンビームが作りにくいことにある。これに対して本測定で用いた共鳴イオン化を用いたレーザーイオン源は特定の原子のみイオン化するので質量分析の必要がなく従って低エネルギーのイオンビームを容易に作るができる。また通常のイオン源ではイオンの基底状態だけでなく準安定状態にあるものもできてしまう。共鳴イオン化を用いるイオン源では基底状態のみのイオンビームも容易につくることができる。レーザーイオン源はこれらの特徴を生かして二次電子放出実験など多くの分野に応用できると期待できる。

## 5. ま と め

ネオジウムおよびガドリニウムイオン衝撃による銅電極表面からの二次電子放出係数をレーザーイオン源を用いた新しい方法で衝撃エネルギー $100 \text{ eV} \sim 2.6 \text{ keV}$ の範囲で測定した。ネオジウム、ガドリニウムイオンいずれについても二次電子放出を起こすのに必要なイオン衝撃エネルギーしきい値は約 $300 \text{ eV}$ で、二次電子放出係数はしきい値以上でイオン衝撃エネルギーの1次関数で $2 \text{ keV}$ で約 $0.8$ であった。これまでの多くの測定結果と比較するとイオン衝撃エネルギーのしきい値は小さく二次電子放出係数は非常に大きい。

## 文 献

- (1) M. Kaminsky, "Atomic and Ionic Impact Phenomena on Solid Surfaces", Springer-Verlag, Berlin, 1965.
- (2) R. A. Baragiola, E. V. Alonso, J. Ferron and A. Oliva-Florio, Surface Science, 90(1979)240.
- (3) R. A. Langley, J. Bohdansky, W. Eckstein, P. Mioduszewski, J. Roth, E. Tanglauer, E. W. Thomas, H. Verbeek and K. L. Wilson, Nuclear Fusion, Special Issue 1984, International Atomic Energy Agency, Vienna, 1984.
- (4) K. Ogura, T. Arisawa and T. Shibata: Jap. J. Appl. Phys., 31(1992)1485.
- (5) 小倉浩一、蕪木英雄、柴田猛順、日本原子力研究所報告書JAERI-M92-141(1992).
- (6) 小倉浩一、有沢孝、柴田猛順、真空、35(1992)301.
- (7) K. Ogura and T. Shibata, Mass Spectroscop., 41(1993) in press.
- (8) 小倉浩一、柴田猛順、日本原子力学会 1993年春の年会要旨集L46.
- (9) E. F. Worden, R. W. Solarz, J. A. Paisner and J. G. Conway, J. Opt. Soc. Am., 68(1978)52.
- (10) 大場弘則、有沢孝、西村昭彦、小倉浩一、柴田猛順：真空、35(1992)286.
- (11) 小倉浩一、有沢孝、柴田猛順、日本原子力研究所報告書JAERI-M91-222(1992).
- (12) 大場弘則、荒木政則、柴田猛順、日本原子力学会 1993年春の年会要旨集L48.
- (13) R. F. Pottier, D. L. Cocke and K. A. Gingerich, Int. J. Mass Spectrom. Ion Phys., 11(1973)41.
- (14) M. van Gorkom and R. E. Glick., Int. J. Mass Spectrom. Ion Phys., 4(1970)203.

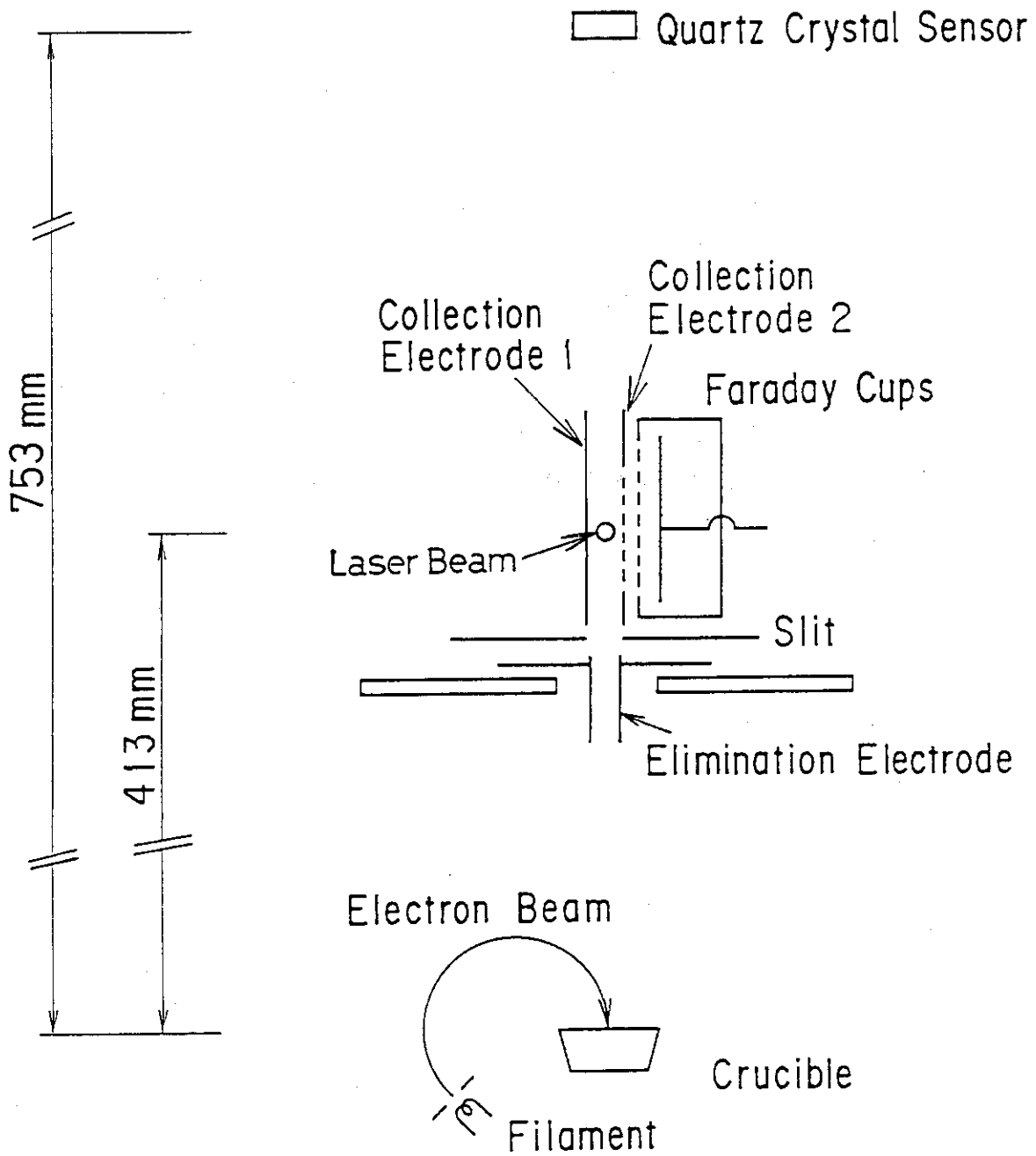


Fig.1 Schematic diagram of the experimental apparatus.



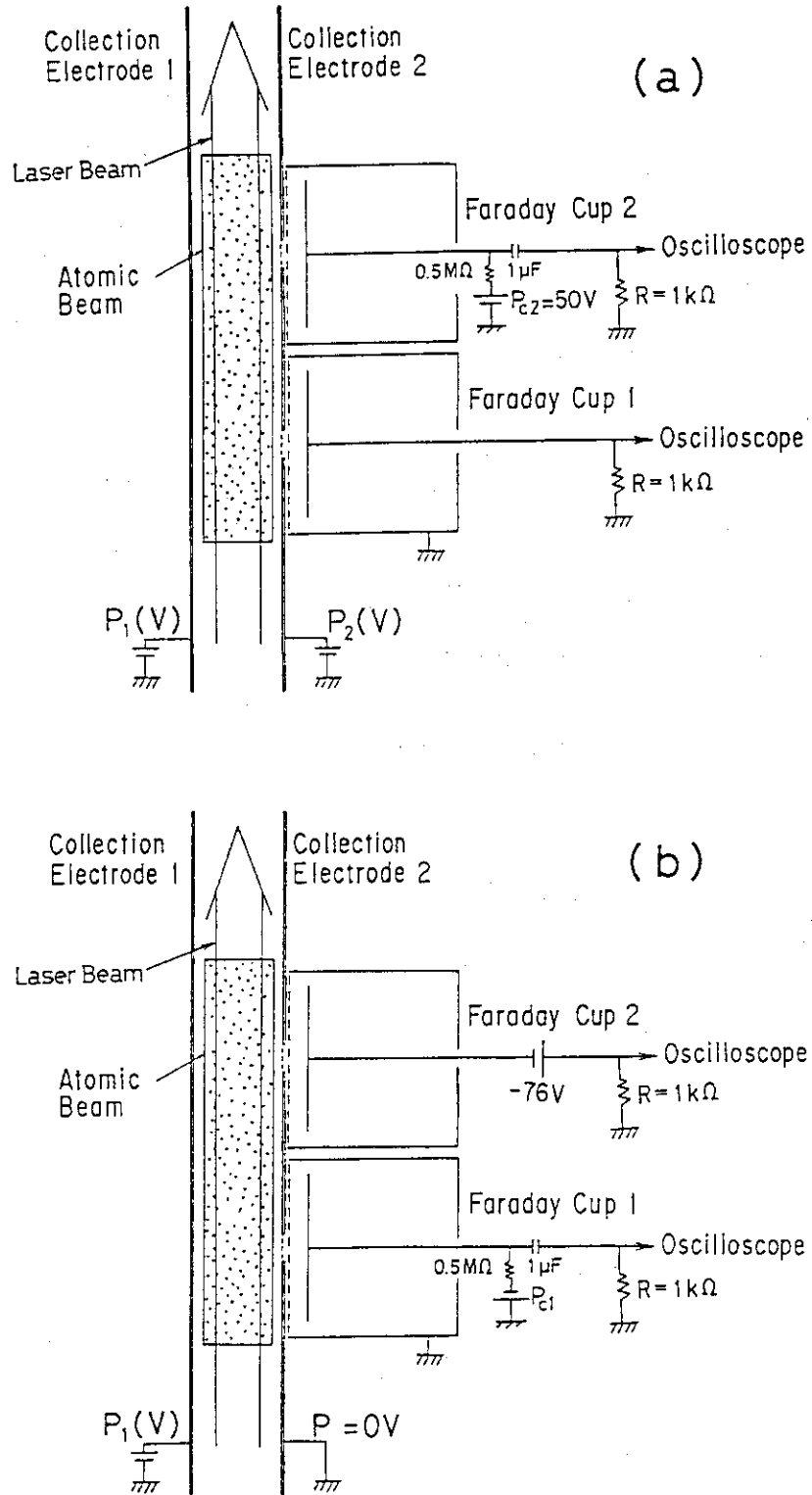
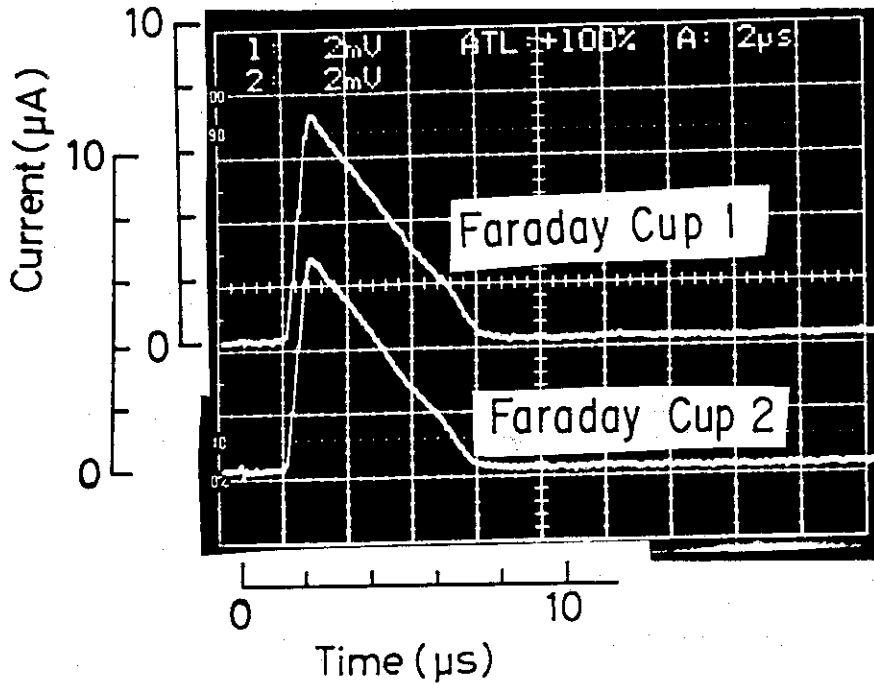
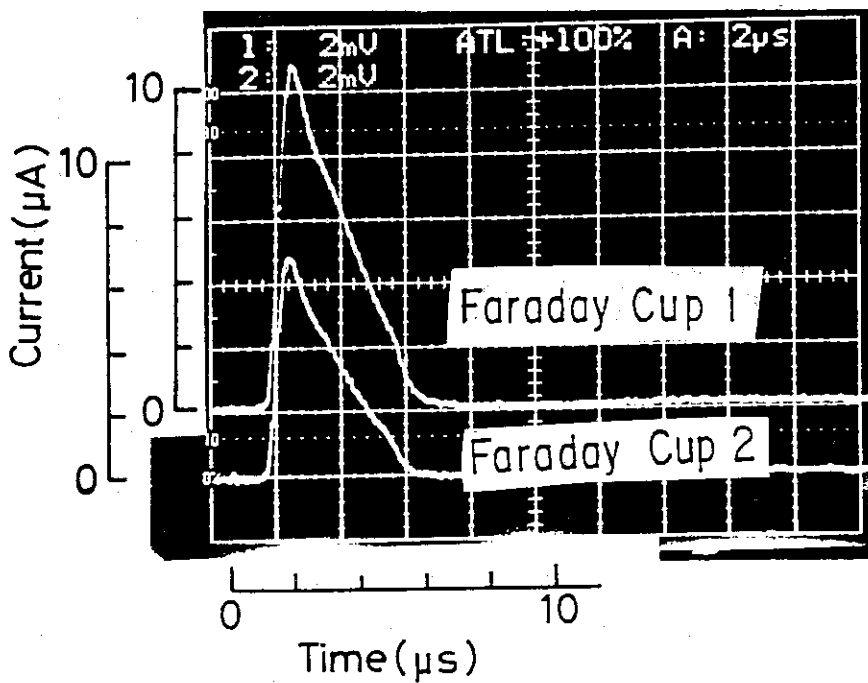


Fig. 2 Top views of collection electrodes and two Faraday cups. Electric potentials applied to collection electrodes and Faraday cups are also shown. In the case of (a) the ion impact energies to collector electrode 1 and 2 in the Faraday cup 1 and 2 are  $P_1$  eV and  $(P_1-50)$  eV, respectively. In the case of (b) the ion impact energies to collector electrode 1 and 2 in the Faraday cup 1 and 2 are  $(100-P_{c1})$  eV and 176 eV, respectively.



(a)

$P_1 = 200V$   
 $P_2 = 0V$   
 $P_{c1} = 0V$   
 $P_{c2} = 50V$   
 $D = 1.2 \text{ \AA/s}$



(b)

$P_1 = 2000V$   
 $P_2 = 1800V$   
 $P_{c1} = 0V$   
 $P_{c2} = 50V$   
 $D = 1.0 \text{ \AA/s}$

Fig.3 Examples of measurements of electron emission from copper electrodes due to Neodymium ion bombardment by the method shown in Fig.2(a).

Oscillograms shows currents detected by two Faraday cups.

(a)  $P_1=200V$ ,  $P_2=0V$ ,  $P_{c1}=0V$ ,  $P_{c2}=+50V$  and deposition rate is  $1.2 \text{ \AA/s}$ .

(b)  $P_1=1800V$ ,  $P_2=1600V$ ,  $P_{c1}=0V$ ,  $P_{c2}=+50V$  and deposition rate is  $1.0 \text{ \AA/s}$ .

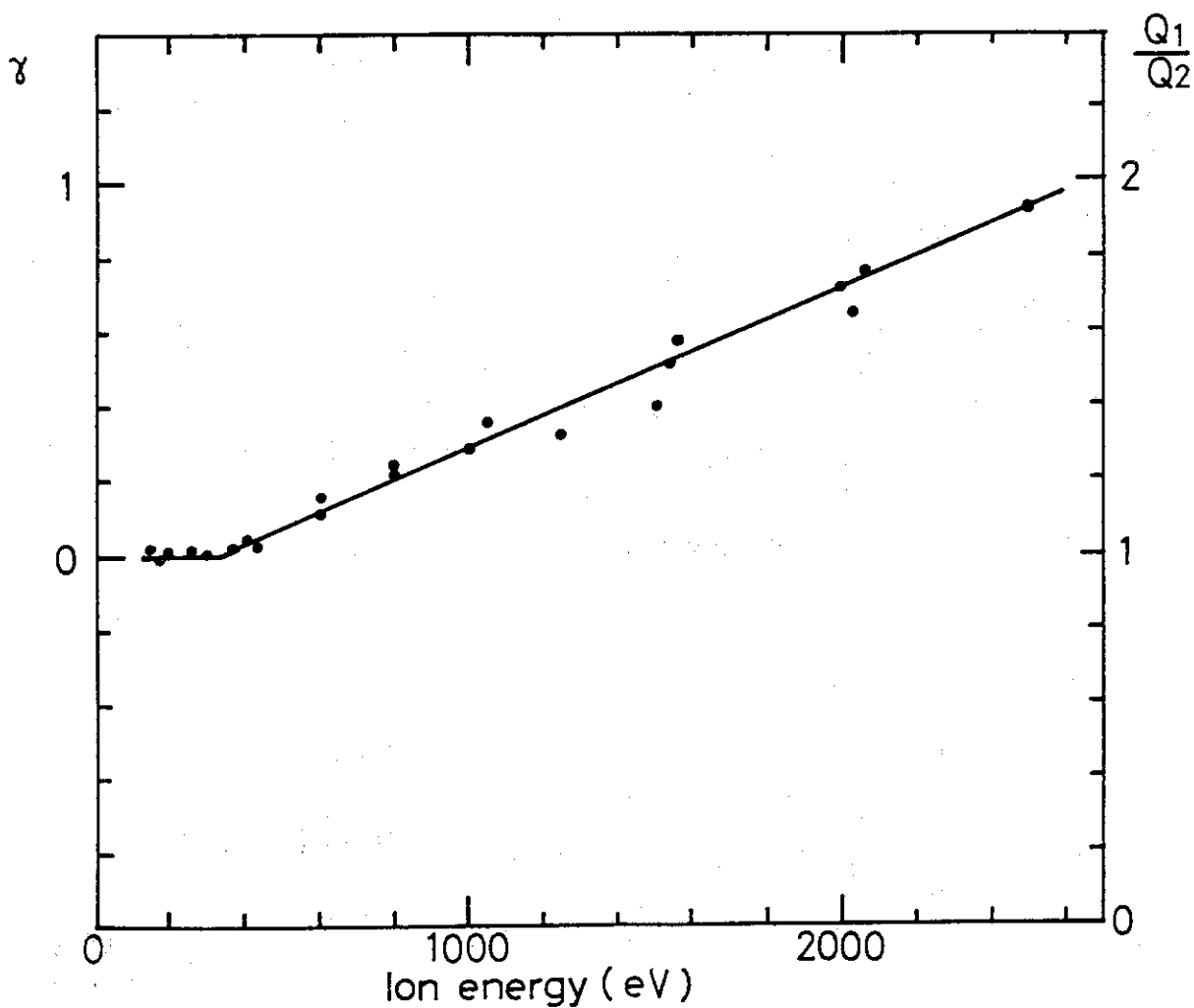
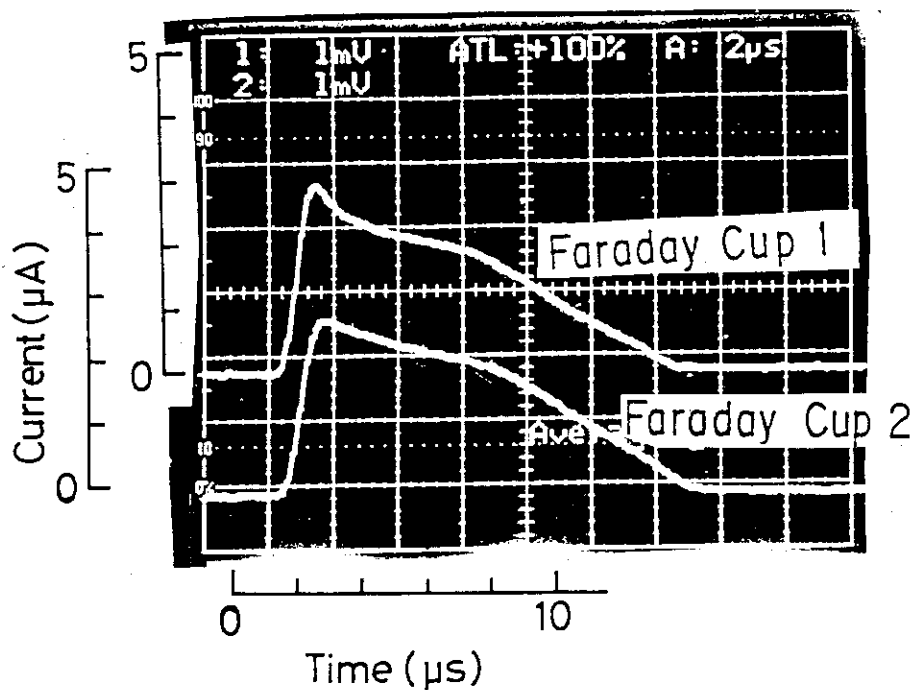
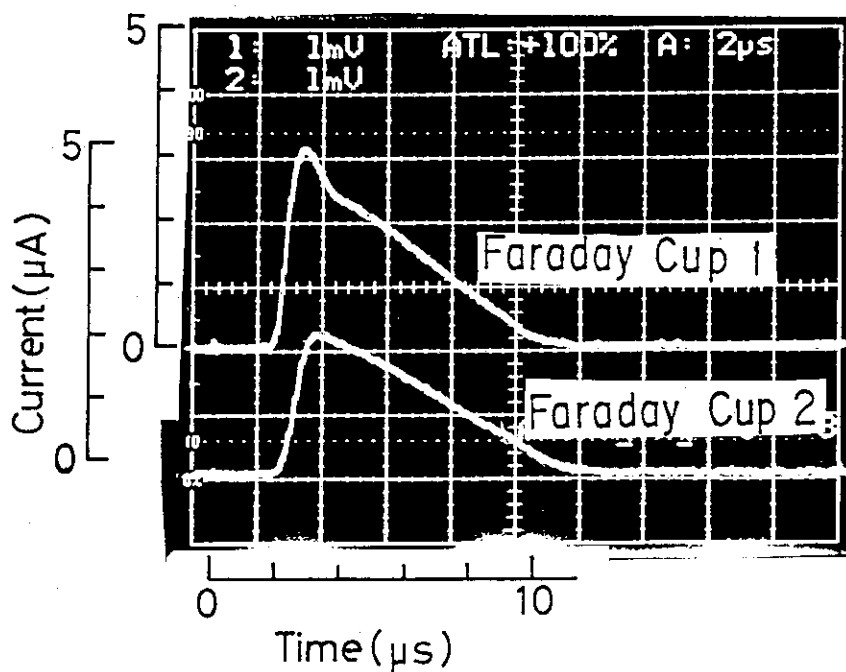


Fig.4 Secondary electron emission yield from copper electrode by  $Nd^+$  as a function of ion energy measured using the method shown in Fig.2(a). The scale of ratio of  $Q_1$  to  $Q_2$  is also shown, where  $Q_1$  and  $Q_2$  are integrated values of the currents detected by Faraday cup 1 and 2, respectively.



(a)

$P_1 = 100V$   
 $P_2 = 0V$   
 $P_{c1} = -76V$   
 $P_{c2} = -76V$   
 $D = 1.4 \text{ \AA/s}$



(b)

$P_1 = 100V$   
 $P_2 = 0V$   
 $P_{c1} = -1000V$   
 $P_{c2} = -76V$   
 $D = 0.7 \text{ \AA/s}$

Fig.5 Examples of measurements of electron emission from copper electrodes due to Neodymium ion bombardment by the method shown in Fig.2(b).

Oscillograms shows currents detected by two Faraday cups.

(a)  $P_1=100V$ ,  $P_2=0V$ ,  $P_{c1}=-76V$ ,  $P_{c2}=-76V$  and deposition rate is 1.4 A/s.

(b)  $P_1=100V$ ,  $P_2=0V$ ,  $P_{c1}=-1000V$ ,  $P_{c2}=-76V$  and deposition rate is 0.7 A/s.

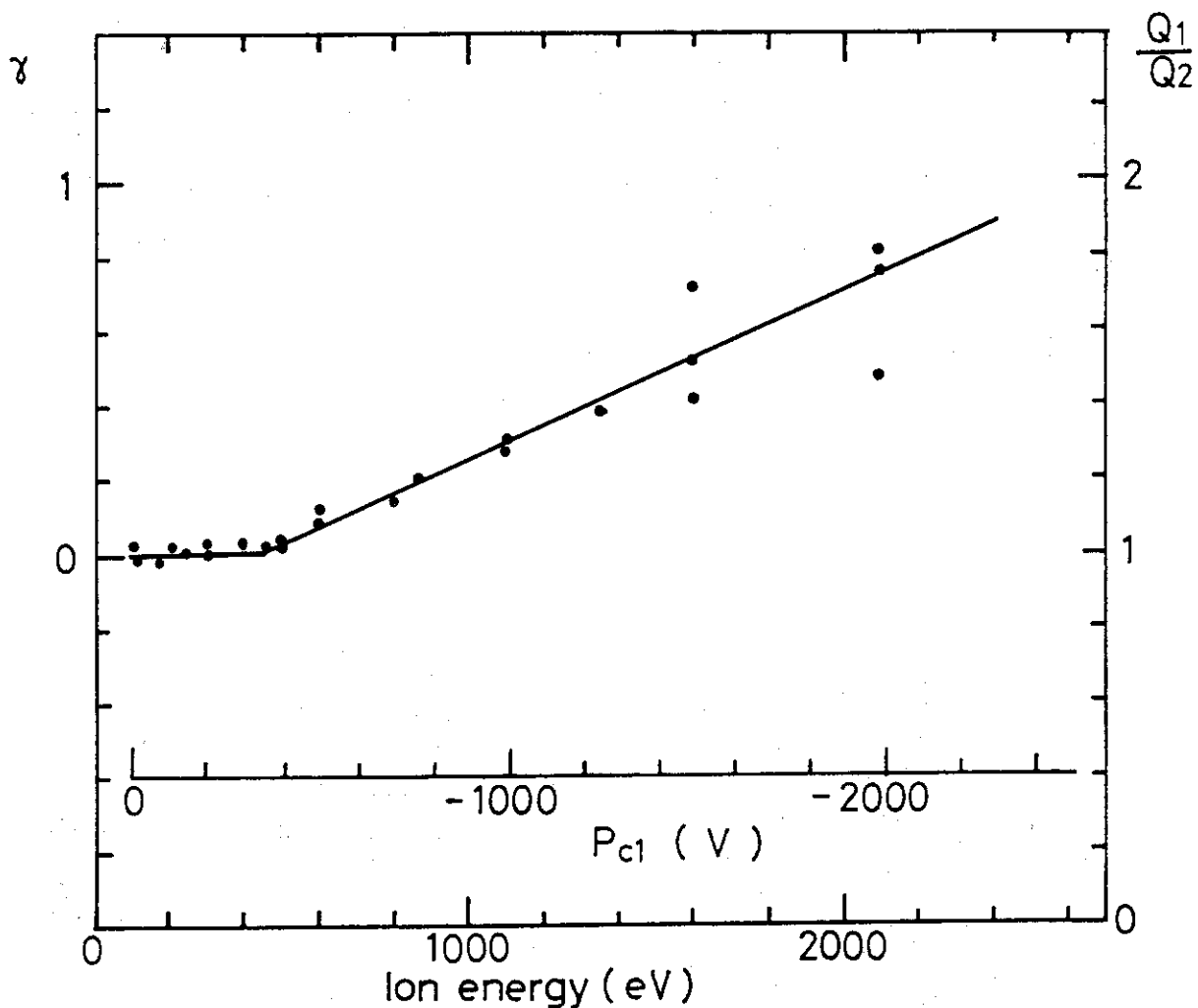


Fig.6 Secondary electron emission yield from copper electrode by  $\text{Nd}^+$  as a function of ion energy measured using the method shown in Fig.2(b). The scales of ratio of  $Q_1$  to  $Q_2$  and the electric potential applied to the collector electrode 1 of a Faraday cup 1 are also shown, where  $Q_1$  and  $Q_2$  are integrated values of the currents detected by Faraday cup 1 and 2, respectively.

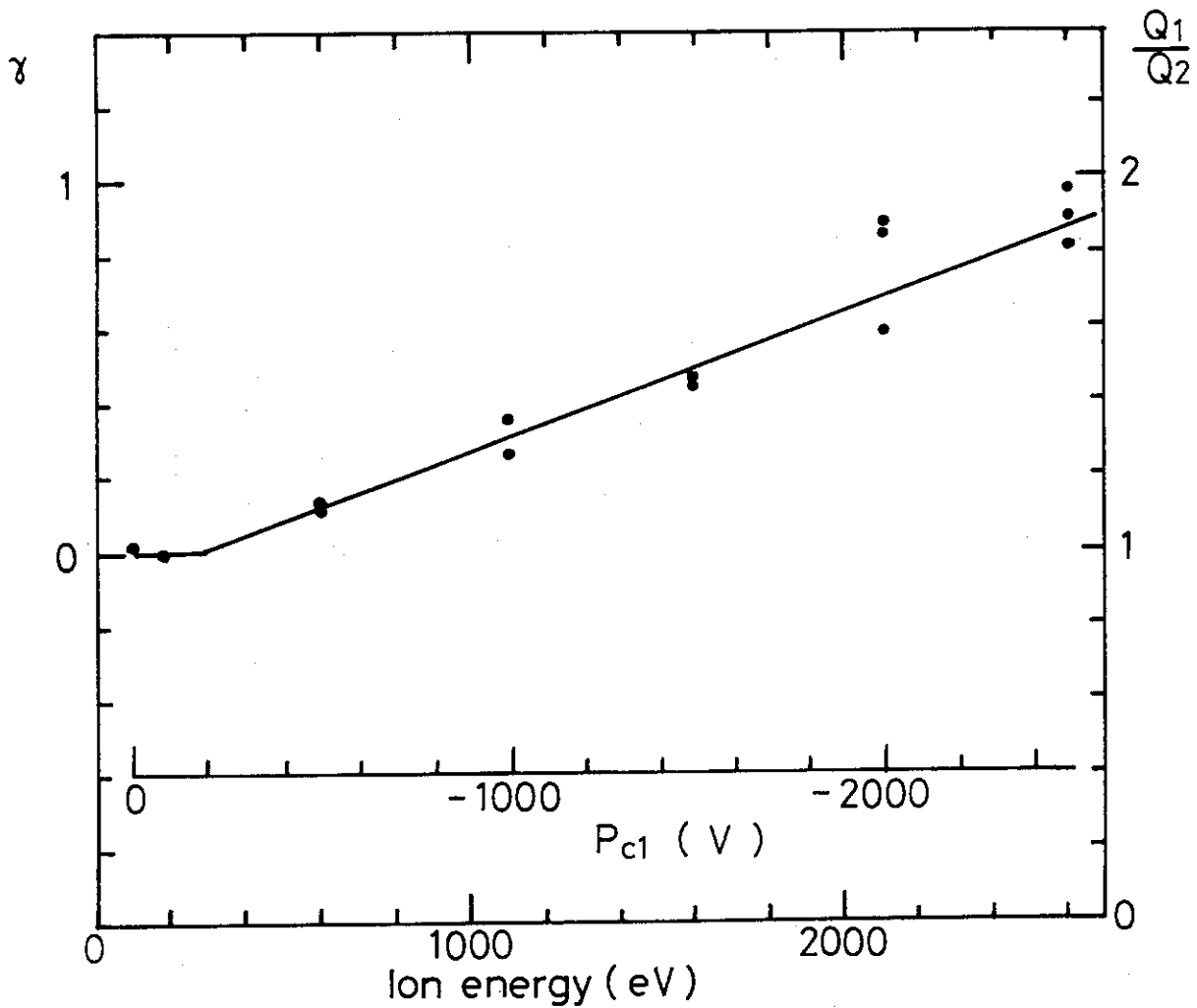


Fig.7 Secondary electron emission yield from copper electrode by Gd<sup>+</sup> as a function of ion energy measured using the method shown in Fig.2(b). The scales of ratio of Q<sub>1</sub> to Q<sub>2</sub> and the electric potential applied to the collector electrode 1 of a Faraday cup 1 are also shown, where Q<sub>1</sub> and Q<sub>2</sub> are integrated values of the currents detected by Faraday cup 1 and 2, respectively.