

電界放出荷電粒子のための  
高分解能エネルギー分析システムの  
開発と性能評価

平成22年度

三重大学大学院 工学研究科 博士前期課程

電気電子工学専攻 電子材料工学研究室

榊原 大雄

## 目次

|  |    |
|--|----|
| 第1章 序論.....  | 3  |
| 第2章 理論.....  | 5  |
| 2-1 電子放出.....  | 5  |
| 2-1-1 熱電子放出.....   | 5  |
| 2-1-2 電界放出.....  | 6  |
| 2-1-3 放出電子の全エネルギー分布と放出電流密度.....                                    | 6  |
| 2-1-4 Fowler-Nordheim Plot.....                                    | 10 |
| 2-2 電界放出顕微鏡法.....  | 12 |
| 2-3 電子分光.....  | 14 |
| 第3章 実験装置の構成及び試料作製.....   | 16 |
| 3-1 共軸円筒型分光器.....  | 16 |
| 3-2 静電型減速レンズ.....  | 18 |
| 3-3 電界放出電子エネルギー分析システム.....   | 21 |
| 3-4 試料作製.....  | 24 |
| 3-4-1 W<111>陰極.....  | 24 |
| 3-4-2 Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> <110>陰極.....                  | 26 |
| 第4章 エネルギー分析システムの評価.....  | 29 |
| 4-1 熱電子放出電子による動作確認.....  | 31 |
| 4-1-1 減速レンズの動作確認.....  | 31 |
| 4-1-2 分光器の動作確認.....  | 34 |
| 4-2 電界放出電子による評価.....   | 36 |
| 4-2-1 減速レンズの評価.....  | 37 |
| 4-2-2 分析システムの分解能評価.....  | 40 |
| 4-3 分光器入射電流に対するエネルギー分布測定.....                                      | 44 |
| 第5章 Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> <110>陰極からの電界放出電子のエネルギー分布測定..... | 47 |
| 5-1 Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> の電界放出像.....                     | 47 |
| 5-2 エネルギー分布測定.....   | 49 |
| 第6章 まとめ.....   | 54 |

|           |    |
|-----------|----|
| 参考文献..... | 55 |
| 謝辭.....   | 56 |
| 付録.....   | 57 |

## 第1章 序論

電子顕微鏡技術の発展により、現在我々はナノメートルという微小な領域を観察することが可能となった。また電子顕微鏡を中心とした技術は、たんに拡大像を観察するという機能だけにとどまらず、表面構造解析、元素分析、超微細加工、デバイス検査など多岐にわたっており、更なる高性能化を目指して現在も研究・開発が進められている。これら多機能化する電子光学装置の発展には、それぞれの機能や目的に見合った性能を有する電子源が不可欠なものとなる。電子源の性能として、最も重要な因子の一つが輝度である。高輝度を有する電子源としては、陰極に強電界を印加することで電子ビームを引き出す電界放出型があり、広く使われている。事実、約半世前に超高真空技術が実用化されてから現在に至るまで、電界放出型の電子源は最高輝度を有するものとして、透過型電子顕微鏡など高性能の電子光学機器で使用されてきた。当研究室は多様化する電子光学装置の技術発展に寄与するため、電子ビームとイオンビームを含めた高輝度電界放出型荷電粒子源の開発・特性評価を行っている。

これら荷電粒子源を各種分析装置に搭載して使用する際、放出ビームは電子レンズ等で収束させる必要がある。このとき発生する収差によるビームのぼけは、分析装置の性能に大きな影響を与える。電子レンズの球面収差補正が可能となった現在、電子レンズの色収差が装置の分解能を制限する要因となっている。このため電子ビームのエネルギー幅を減少させることに強い関心が寄せられており、様々な電子源から電界放出した電子のエネルギー分布測定が行われている<sup>1)</sup>。また電界放出電子のエネルギー分布は、陰極表面の電子状態を反映するもので、放出ビームのエネルギー幅の評価のみならず、陰極材料の特性の評価に有用な情報となる。カーボンナノチューブや単原子電子源、超伝導 Nb 金属など、近年話題となっているナノ材料のエネルギースペクトルには、Fowler-Nordheim 理論で説明できない特徴が数多く報告されている<sup>2)~6)</sup>。それらのスペクトルの特徴は放出領域の原子構造や電子状態と密接に関連している。

これらのことから、電界放出電子のエネルギー分布は、高輝度電界放出型荷電粒子源の開発において非常に重要な情報となる。そこで我々は、高分解能測定可能な電界放出荷電粒子のエネルギー分析システムの新規製作を行った。本分析システムは、電子分光器に早稲田大学の大島らが開発した共軸円筒型を採用している。共軸円筒型は、容易に小型化が可能で、低エネルギー電子のエネルギー分析において高分解能を有することで知られている。しかしながら、電界放出では放出電子のエネルギーが大きいいため、高分解能測定が困難となる。そこで、本分析システムでは、独自設計した静電型減速レンズを分光器前段に設置し、入射電子のエネルギーを低減することで高分解能化を図った。減速レンズは、3 次元電子光学

シミュレーションソフトを用いて、当研究室の平松により設計が行われた<sup>7)</sup>。本研究では、設計された減速レンズを実装し、開発を行ったエネルギー分析システムの動作検証を行った。また開発したエネルギー分析システムの応用例として、マグネタイトウィスカーから電界放出された電子のエネルギー分布を測定した。マグネタイトウィスカーは、本研究室においてスピン偏極電子源の陰極材料候補として偏極度を評価中の材料である<sup>8)</sup>。マグネタイトウィスカーからの電界放出電子のエネルギー分布を測定することで、そのエネルギー幅や表面電子状態の解明が期待される。

## 第2章 理論

### 2-1 電子放出<sup>9)</sup>

物質の表面近傍にある電子が、なんらかの方法により表面の電位障壁をこえるエネルギーを得ると、物質表面から真空中へ放出する。これを電子放出と呼ぶ。本研究では、電子放出の方法として熱電子放出と電界放出を用いた。それぞれの現象について 2-1-1 節と 2-1-2 節で述べる。また放出電子のエネルギー分布と放出電流量の導出過程について 2-1-3 節、Fowler-Nordheim Plot について 2-1-4 節で述べる。

#### 2-1-1 熱電子放出

金属を高温に加熱すると、伝導帯の電子が熱エネルギーを得て、表面の電位障壁を超えて真空中へ放出する。これを熱電子放出という。図 2-1-1 に熱電子放出時の一次元のポテンシャル図を示す。図は縦軸にエネルギー  $E$ 、横軸に金属表面からの距離  $z$  をとっており、金属表面 ( $z=0$ ) から十分離れた電子のポテンシャルエネルギーが 0 となるようにエネルギーの基準が選ばれている。また ( $z < 0$ ) の範囲は、金属内の自由電子のエネルギーを示したもので、 $V_0$  は実効的なポテンシャルエネルギーである。温度 0 K のとき、金属中はフェルミ準位  $E_F$  まで電子で満たされている。金属表面には、鏡像力に基づくポテンシャルエネルギー  $V(z) = -e^2/4z$  ( $z > 0$ ) が存在し、このポテンシャル障壁の高さと、フェルミ準位  $E_F$  のエネルギー差を仕事関数  $\phi_W$  と呼ぶ。この仕事関数よりも高いエネルギーが、電子に与えられると電子放出が起こる。

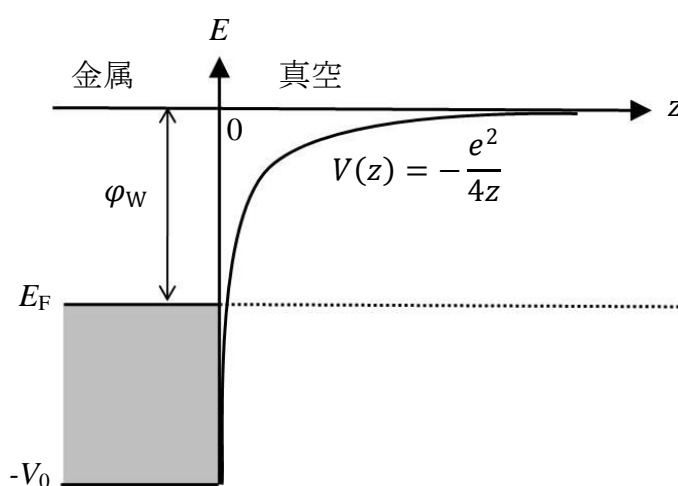


図 2-1-1 熱電子放出時のポテンシャル図

$e$ : 電子の電荷

## 2-1-2 電界放出

金属表面の電界強度を  $3\sim 7\times 10^7$  V/cm 程度にすると、常温においても電子放出が起こる。これを電界放出という。図 2-1-2 に電界放出時のポテンシャル図を示す。鏡像力に基づくポテンシャルエネルギー  $-e^2/4z$  と、表面に印加された電界  $F$  に基づくポテンシャルエネルギー  $-eFz$  の合成によって、 $V(z)$  は次式のように表わされる。

$$V(z) = -\frac{e^2}{4z} - eFz \quad (z > 0) \quad (2.1.1)$$

式(2.1.1)より、電界強度  $F$  を大きくすると電位障壁の厚さが薄くなる。厚さが十分に薄くなると、フェルミ準位近傍の電子はトンネル効果により障壁を透過して真空中に放出される。

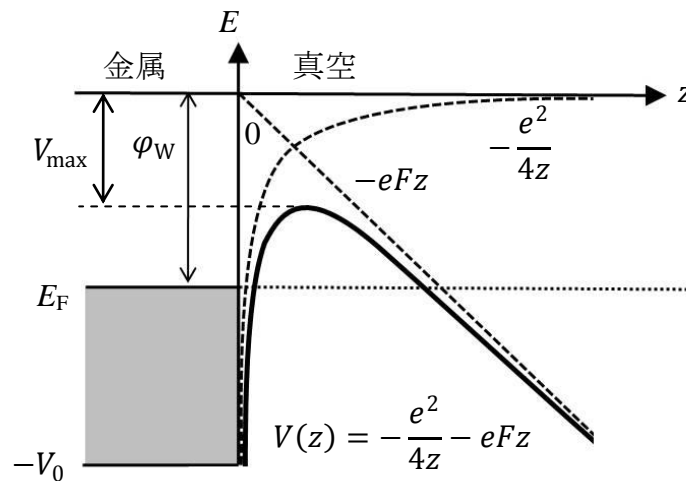


図 2-1-2 電界放出時のポテンシャル図

2-1-3 放出電子の全エネルギー分布と放出電流密度<sup>10)~12)</sup>

電界放出によって放出される電子のエネルギー分布、放出電流密度は、Fowler-Nordheim 理論に従って、以下の4つの仮定に基づき導出される。

- ① 金属の温度は 0 K である。
- ② 金属内部では自由電子近似が成り立つ。
- ③ 金属表面は滑らかな平面である。
- ④ 真空側の表面近傍のポテンシャル障壁は、鏡像力ポテンシャルと印加電界  $E$  によるポテンシャルとの和で表される。

以下では、 $T \neq 0$  K においても成り立つ高温近似式の導出を示す。図 2-1-2 と式(2.1.1)で表わされるような、金属表面近傍の電子の一次元のポテンシャルを考える。 $z$  方向の電子の運動量成分を  $p_z$ 、電子の質量を  $m_e$  とすると、金属表面

の法線方向に対する電子のエネルギー  $W$  は

$$W = E - \frac{p_x^2}{2m_e} - \frac{p_y^2}{2m_e} \quad (2.1.2)$$

$$= \frac{p_z^2}{2m_e} + V(z) \quad (2.1.3)$$

となる。

また金属から真空中に放出された電子の放出電流密度  $J$  は以下の式で与えられる。

$$J = e \int_{-\infty}^{\infty} P(E) dE \quad (2.1.4)$$

ただし

$$P(E) dE = \int_{-\infty}^{\infty} N(W, E) D(W) dW dE \quad (2.1.5)$$

ここで  $P(E) dE$  は全エネルギー分布と呼ばれる。また  $N(W, E) dW dE$  は、単位時間あたりに  $E \sim E + dE$  の範囲で、 $W \sim W + dW$  の範囲のエネルギーをもった電子が  $x$  軸に垂直な単位面積に入射する個数で供給関数と呼ばれる。 $D(W)$  はエネルギー  $W$  の金属内の電子が、ポテンシャル障壁を透過する割合で透過確率と呼ばれる。

まず供給関数  $N(W, E) dW dE$  を求める。金属中の単位体積当たりで  $E$  から  $E + dE$  のエネルギーをもった電子の数を  $n(E)$  とする。フェルミディラック統計で、 $E$  のエネルギーをもった電子の数は、立体角中  $\omega$  で均一である。 $z = 0$  において、単位時間中、単位表面積あたりに  $\varphi \sim \varphi + d\varphi$  と、 $\theta \sim \theta + d\theta$  の角度で、 $E \sim E + dE$  のエネルギーをもった電子の数は式(2.1.6)で表わされる。

$$N(\omega, E) d\omega dE = n(E) dE \frac{|v| \cos \theta}{4\pi} \sin \theta d\theta d\varphi \quad (2.1.6)$$

$$|v| = \left[ \frac{2(E - V)}{m_e} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.1.7)$$

ここで、 $|v|$  は電子の速さ、 $\theta$  は表面の法線と電子の速度方向との間の角、 $\varphi$  方位角である。

式(2.1.2)と式(2.1.3)、式(2.1.7)から次式が得られる。

$$|v| \cos \theta \sin \theta d\theta = \frac{-dW}{[2(E - V)]^{\frac{1}{2}}} \quad (2.1.8)$$

式(2.1.8)を式(2.1.6)に代入し、 $\varphi$  について積分をすると次式が得られる。



$$N(W, E)dWdE = \frac{-n(E)dWdE}{2[2(E - V)]^{\frac{1}{2}}} \quad (2.1.9)$$

ここで $-n(E)dE$ は、 $E \sim E+dE$ のエネルギーをもった電子の状態密度で式(2.1.10)で表わされる。

$$-n(E)dE = \frac{4\pi(2m_e)^{\frac{3}{2}}(E - V)^{\frac{1}{2}}dE}{h^3 \exp\left[\frac{E - E_F}{kT}\right] + 1} \quad (2.1.10)$$

ただし、 $k$  はボルツマン定数、 $T$  は絶対温度、 $h$  はプランク定数、 $E_F$  はフェルミ準位である。

式(2.1.10)を式(2.1.9)に代入すると、供給関数  $N(W, E)dWdE$  が得られる。

$$N(W, E)dWdE = -\frac{4\pi m_e}{h^3} \frac{dWdE}{\exp\left[\frac{E - E_F}{kT}\right] + 1} \quad (2.1.11)$$

障壁の透過確率  $D(W)$ はポテンシャルエネルギー  $V(x)$  を用いてシュレディンガー方程式を解くことにより求めることができる。 $W \ll V_{\max}$  のもとで WKB 近似を適用すると、透過確率  $D(W)$  が得られる。

$$D(W) \cong \exp\left[-c + \frac{W - E_F}{d}\right] \quad (2.1.12)$$

ここで、

$$c = \frac{4(2m_e \varphi_W^3)^{\frac{1}{2}}}{3\hbar e F} v(y) \quad (2.1.13)$$

$$d = \frac{\hbar e F}{2(2m_e \varphi_W)^{\frac{1}{2}} t(y)} \quad (2.1.14)$$

ただし、 $\varphi_W = -E_F$  は仕事関数、 $v(y)$  と  $t(y)$  は補正関数である。

式(2.1.5)に、式(2.1.11)と式(2.1.12)を代入すると全エネルギー分布  $P(E)dE$  が得られる。

$$P(E)dE = \frac{4\pi m_e d}{h^3} \exp\left(-c - \frac{E_F}{d}\right) dW \times \frac{e^{\frac{E}{d}}}{\exp\left[\frac{E - E_F}{kT}\right] + 1} dE \quad (2.1.15)$$

また式(2.1.4)に式(2.1.15)を代入すると、放出電流密度  $J$  が得られる。

$$J = \frac{4\pi m_e d e}{h^3} \exp\left(-c - \frac{E_F}{d}\right) dW \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{\frac{E}{d}}}{\exp\left[\frac{E-E_F}{kT}\right] + 1} dE \quad (2.1.16)$$

ここで  $kT < d$  の範囲に限定し、式(2.1.15)を変換すると次式が得られる。

$$J = \frac{e^3 F^2}{8\pi h \phi_w t^2(y)} \times \exp\left\{-\frac{4(2m_e)^{\frac{1}{2}} \phi_w^{\frac{3}{2}}}{3heF} v(y)\right\} \frac{\frac{\pi kT}{d}}{\sin\left(\frac{\pi kT}{d}\right)} \quad (2.1.17)$$

式(2.1.17)は  $kT < d$  範囲でのみ成り立つ、電界放出時の放出電子密度の高温近似式である。 $T = 0 \text{ K}$  のとき、式(2.1.17)は Fowler-Nordheim 方程式として知られている。

また電界放出電子の全エネルギー分布である式(2.1.15)は、WKB 法による透過確率を用いているため、 $W \ll V_{\max}$  のときは適用できるが、温度の高い熱電界放出の領域では適用できない。そこで熱電界放出時の放出電子の全エネルギー分布は、すべてのエネルギーに対して成り立つ Miller-Good の WKB-type の透過確率を用いる。透過確率  $D(W)$  は次式で表わされる。

$$D(W) = [1 + \exp\{H(W)\}]^{-1} \quad (2.1.18)$$

ただし

$$H(W) = \frac{8\pi\sqrt{2m_e}|W|^3}{3heF} v(y) \quad (2.1.19)$$

である。

熱電子放出時の全エネルギー分布と放出電流密度に対しても、式(2.1.11)の供給関数を用いることができる。表面電界強度をゼロと近似することで全エネルギー分布は次式で表わされる。

$$P(E)dE = \frac{4\pi m_e}{h^3} E \times \exp\left(\frac{-E + E_F}{kT}\right) dE \quad (2.1.20)$$

上記の式を積分することで放出電流密度を表す、リチャードソン-ダッシュマンの式が得られる。

図2-1-3に熱電子放出時と電界放出時のポテンシャルと放出電子の全エネルギー分布の概略図を示す

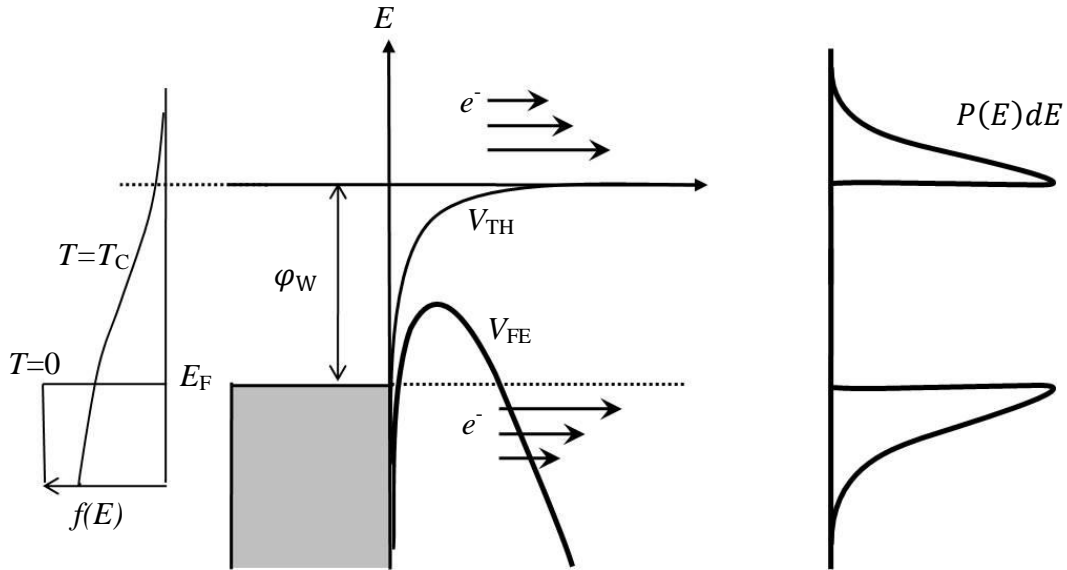


図 2-1-3 電子放出と全エネルギー分布の概略図

$V_{TH}$  は熱電子放出時( $T = T_C$ )のポテンシャル曲線、 $V_{FE}$  は電界放出時( $T = 0$ )のポテンシャル曲線、 $f(E)$  はフェルミディラック分布関数を示す。 $P(E)dE$  はそれぞれの電子放出に対する全エネルギー分布を示す。

#### 2-1-4 Fowler-Nordheim Plot <sup>13)</sup>

式(2.1.11)より、 $T = 0$  K のとき、電流密度  $J$  [ $A/cm^2$ ]、電界強度  $F$  [ $V/cm$ ]、仕事関数  $\phi_W$  [ $eV$ ] で表し、 $e$ 、 $h$ 、 $m_e$  の値を代入すると次式が得られる。

$$J = 1.54 \times 10^{-6} \frac{F^2}{\phi_W t^2(y)} \exp \left\{ -6.83 \times 10^7 \frac{\phi_W^{\frac{3}{2}}}{F} v(y) \right\} \quad (2.1.21)$$

実際の電界放出の実験では、放出電流  $I_e$  [ $A$ ] が陰極と対向電極間の電位差  $V$  [ $V$ ] の関数として測定される。これらの量は  $J$ 、 $F$  を用いて

$$I_e = JA \quad (2.1.22)$$

$$F = \beta V \quad (2.1.23)$$

と表される。ここで、 $A$  [ $cm^2$ ] は電子放出面積、 $\beta$  [ $1/cm$ ] はエミッター形状により決まる幾何学的因子であり、電界増強因子と呼ばれる。式(2.1.13)および式(2.1.14)を式(2.1.12)に代入すると次式を得る。

$$I_e = 1.54 \times 10^{-6} \frac{\beta^2 V^2 A}{\varphi_W t^2(y)} \exp \left\{ -6.83 \times 10^7 \frac{\varphi_W^{\frac{3}{2}}}{\beta V} v(y) \right\} \quad (2.1.24)$$

この式の両辺を  $V^2$  で割り、さらに両辺の自然対数をとると

$$\ln \frac{I_e}{V^2} = \ln \left\{ 1.54 \times 10^{-6} \frac{\beta^2 A}{\varphi_W t^2(y)} \right\} - 6.83 \times 10^7 \frac{\varphi_W^{\frac{3}{2}}}{\beta V} v(y) \quad (2.1.25)$$

ここで、縦軸に  $\ln(I_e/V^2)$ 、横軸に  $10^4/V$  をとりプロットしたものを Fowler-Nordheim Plot (F-N プロット) と呼ぶ。仕事関数  $\varphi_W$ 、電界増強因子  $\beta$  および電子放出面積  $A$  が印加電圧  $V$  に無関係で一定であるとき、式(2.1.24)から F-N プロットの傾き  $m$  および  $y$  切片  $q$  は次式のようになる。

$$m = -6.83 \times 10^3 \frac{\varphi_W^{\frac{3}{2}}}{\beta} s(y) \quad (2.1.26)$$

$$q = \log \left\{ 1.54 \times 10^{-6} \frac{\beta^2 A}{\varphi_W t^2(y)} \right\} \quad (2.1.27)$$

すなわち  $\varphi_W, \beta, A$  , のうちのどれか1つが既に知られている陰極を用いて電界放出実験を行うことで、得られた F-N プロットの傾きと切片から残りの2つの未知量を求めることができる。

2-2 電界放出顕微鏡法<sup>14)</sup>

電界放出には、 $3\sim 7\times 10^7$  V/cm 程度の強電界が必要であり、平面においてその強電界を得るのは困難である。そこで、金属ワイヤ等の先端を針状に尖鋭化したものを陰極として用いることで、表面の電界を増強している。先端曲率半径  $r$  の陰極に電圧  $V$  を印加したときの陰極表面の電界は

$$\beta = \frac{1}{kr} \quad (2.2.1)$$

とすると次式で与えられる。

$$F = \beta V \quad (2.2.2)$$

ここで、 $V/r$  は陰極先端が球であるときの表面電界強度である。 $k$  は形状因子と呼ばれ、実際の陰極に存在する軸形状のための補正因子であり、通常  $k\approx 5$  である。この式は、先端曲率半径が数 100 nm の針状陰極に数 kV の電圧を印加することで、電界放出に要する電界が得られることを示している。

図 2-2-1 に電界放出顕微鏡法の模式図を示す。針状陰極に対向して設置された陽極に蛍光スクリーンを用いることで、陰極先端の電子放出サイトの拡大像がスクリーン上に投影される。これを電界放出顕微鏡法(Field Emission Microscopy: FEM)という。陰極表面から放出された電子の運動エネルギーは十分小さいため、放出電子は電気力線に沿って放射状に加速される。図のように陰極と蛍光スクリーンが同心球のとき、陰極先端曲率の中心から蛍光スクリーンまでの距離を  $R$  とすると、像の倍率は  $R/r$  となる。蛍光スクリーンに電子が衝突すると、各結晶面の仕事関数の差による放出電子の密度分布を反映した拡大像が得られる。陰極の軸形状は、先端の電界を減少するだけでなく、電気力線を陰極の軸方向に圧縮する。そのため倍率は次式で与えられる。

$$\eta = \frac{R}{\rho r} \quad (2.2.3)$$

ここで  $\rho$  は電気力線の圧縮因子と呼ばれ、一般的な陰極においては  $\rho\approx 1.5$  である。

電界放出顕微鏡は、構造が簡単で容易に作製できるが、その分解能は、放出電子のもつ運動量の内、表面の法線方向に対して垂直面内の成分の統計分布と、電子の持つ不確定性により制限される。電界放出に要する印加電圧が数 kV である先端曲率半径 100 nm の金属エミッターでは、分解能は約 2 nm に制限されるため、エミッター先端の原子構造を原子レベルで観察することはできない。

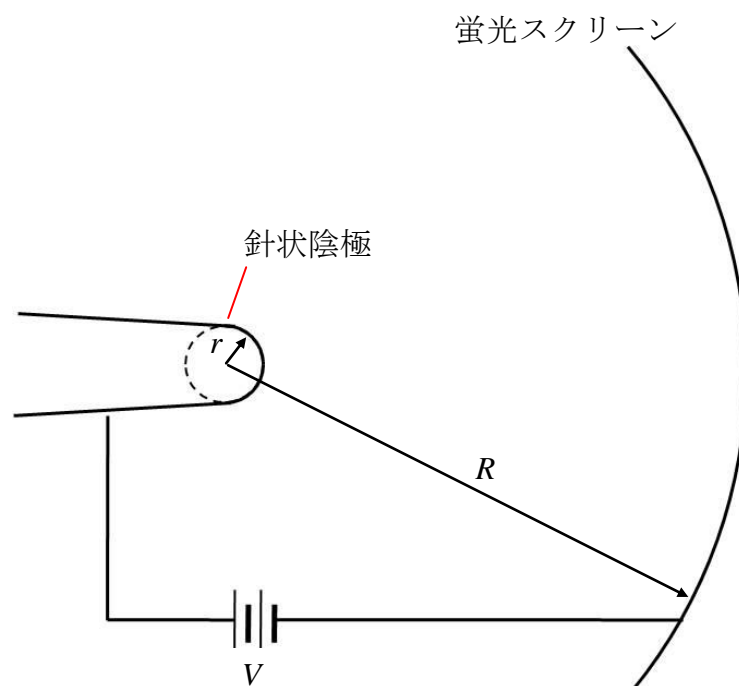


図 2-2-1 電界放出顕微鏡法の模式図

### 2-3 電子分光<sup>9),13)</sup>

電子線エネルギー分析装置の大部分は電界や磁界と電子の相互作用によるローレンツ力を利用する。直行する一様電界  $E_x$  と一様な磁界  $B_y$  中を、そのいずれとも直行する  $z$  方向に初速度  $v_0$  で入射した電子の運動方程式は以下で表わされる。

$$B_y^2 v_x^2 + (E_x - v_z B_y)^2 = (E_x - v_0 B_y)^2 \quad (2.3.1)$$

ここで、図 2-3-1 に示すような電界セクタ型の電極配置において  $E_z = E_0 \sin \omega t$ ,  $E_x = E_0 \cos \omega t$  という円周に沿う一様な電界を考えると、運動方程式は回転半径  $R = mv^2/eE_0$  の円運動を表す。一様電界中ではエネルギー  $mv^2$  が一定の電子が円運動をする。電子のエネルギーが変化すると、円運動の半径が異なってくる。出発点が同じで半径の異なる 2 つの円軌道は半径方向へのずれとして観測される。これが分散である。

また分散を利用する場合はビームをスリット等に収束させる必要がある。静電円筒型では、動径方向 ( $x$  方向) の収束作用のみしかもたず、電界は  $x$  方向のみで  $E = E_0 R/r$  である。この条件で  $xz$  面の一点  $z_1$  から放出する電子軌道の運動方程式は、1 次近似を用いて次の行列式で表わされる。

$$\begin{bmatrix} x_2' \\ x_2 \\ \gamma_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \sqrt{2} \phi & \frac{R}{\sqrt{2}} \sin \sqrt{2} \phi & \frac{R}{\sqrt{2}} (1 - \cos \sqrt{2} \phi) \\ -\frac{R}{\sqrt{2}} \sin \sqrt{2} \phi & \cos \sqrt{2} \phi & \frac{R}{\sqrt{2}} \sin \sqrt{2} \phi \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1' \\ x_1 \\ \gamma_1 \end{bmatrix} \quad (2.3.2)$$

ここで、 $x_1, x_1', \gamma_1$  はそれぞれ入射点での電子の位置, 傾き ( $dx/dz$ ), エネルギー差である。 $x_2, x_2', \gamma_2$  は出射点におけるそれぞれの値である。ここで  $\sqrt{2} \phi = \pi$  とすると、 $\cos \sqrt{2} \phi = -1$ ,  $\sin \sqrt{2} \phi = 0$  となるので、 $x_2 = x_1$ ,  $x_2' = x_1'$  となる。これは入射点  $z_1$  から各々の傾斜角  $x_1'$  で入射したエネルギーの等しいビーム ( $\gamma_1 = \gamma_2 = 0$ ) が  $\sqrt{2} \phi = \pi$  で再び一点に集まることを意味しており、これは凸レンズによる収束作用である。 $\phi = \pi/\sqrt{2} = 127.2^\circ$  であり、このタイプの分光器は一般的に  $127^\circ$  共軸円筒型と呼ばれている。図 2-3-2 に共軸円筒型分光器において、電子ビームがエネルギー分散している概略図を示す。エネルギーの高い電子ビームが、外側で集束している様子を示した。

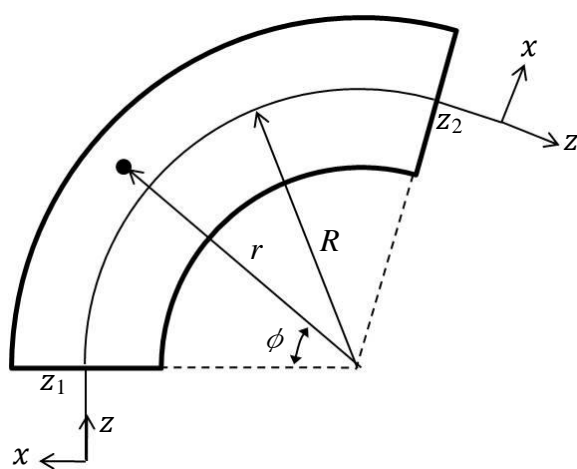


図 2-3-1 静電型セクタ

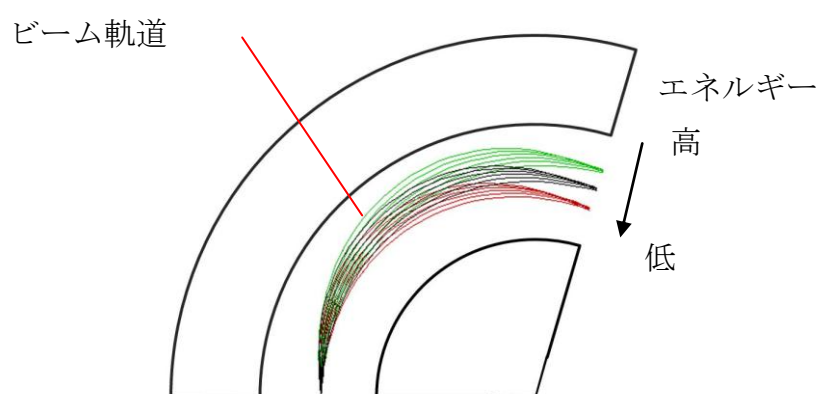


図 2-3-2 電子ビームのエネルギー分散

入射エネルギーの高いビームは外側、低いビームは内側に集束する。



### 第3章 実験装置の構成及び試料作製

#### 3-1 共軸円筒型分光器<sup>15)~17)</sup>

エネルギー分析器はその用途や条件に合わせて、主に電界型と磁界型、それら2つを共存させたウィーンフィルタがある。一般に、1 keV 以下の低エネルギー電子の分析には静電型のものが適しており、その中でも偏向による分散を利用した静電偏向方式の分析器は高分解能を有することで知られている。

本研究では、電子分光器として早稲田大学の大島らが開発した共軸円筒型分光器を採用した。このタイプの分光器は、工作が比較的簡単で、容易に小型化が可能という利点がある。図 3-1-1 に分光器外観写真を示す。分光器は4つの電極と、分光器内部へ侵入する外部磁場（主に地磁気）を抑えるための磁気シールドで構成されている。磁場が一定のとき、磁場による電子軌道のずれは、電子のエネルギーが小さいほど大きくなる。今回は数 eV 程度の低速電子を扱うため、磁気シールドは特に重要なものとなる。

図 3-1-2 に本分光器の断面図、表 3-1-1 に形状値と諸元を示す。共軸円筒型の偏向角は式(2.3.2)より  $127.2^\circ$  と計算されている。しかし、これは分光器内部の電界が均一で、ビームの入射位置が分光器の終端面と一致しているときに限られる。実際の分光器では、図 3-1-2 に示すように、分光器の終端付近にフリレンジング場と呼ばれる不均一な電界領域が発生する。また、本装置では、ビームの入射位置を決定するスリットが、分光器の終端面から 1 mm 離れたところに設置されている。このため、実際のビーム軌道は式(2.3.2)で計算される軌道から外側にずれ、収束に必要な偏向角は  $127.2^\circ$  より小さくなる。本分光器は、Herzog 補正を用いて、フリレンジング場とスリット位置によるビーム軌道のずれを考慮し、偏向角が  $107^\circ$  と設定されている。また設計分解能は  $\Delta E/E = 1.6 \times 10^{-3}$  と報告されている。ただし  $\Delta E$  は測定分解能、 $E$  は分光器入射時の電子のエネルギーである。また通過エネルギー  $E_0$  は分光器内外筒間電圧  $2V_0$  のとき  $E_0 = eV_0 / \ln(r_2/r_1)$  と計算され、分光器形状から  $E_0 = 1.59V_0$  と求められる。

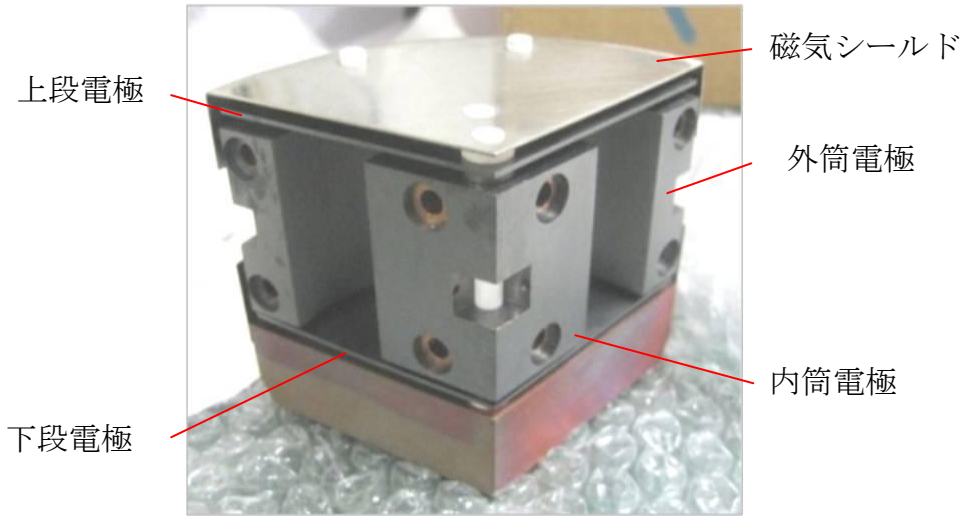


図 3-1-1 分光器の外観写真

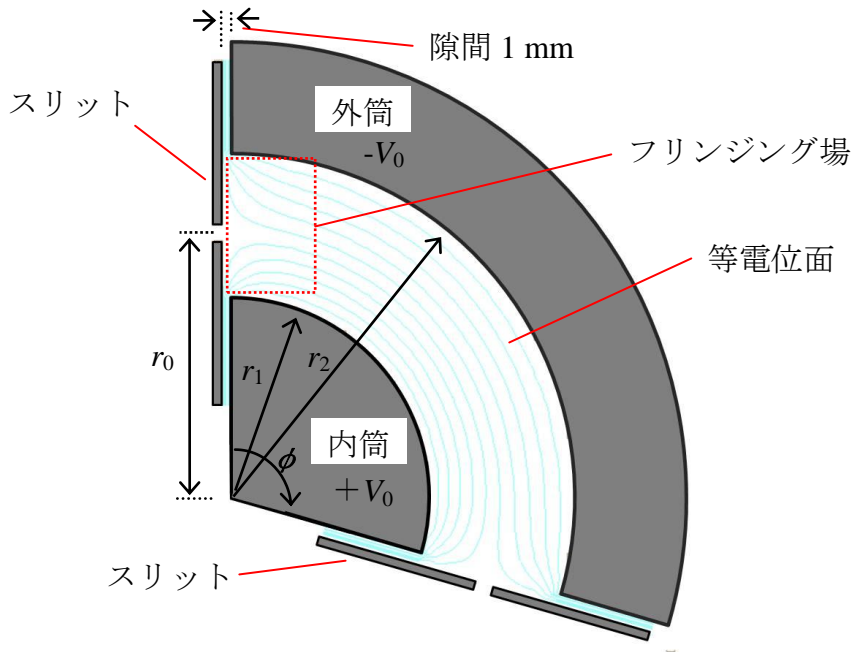


図 3-1-2 分光器断面図

表 3-1-1 分光器形状値と諸元

|                        |                      |
|------------------------|----------------------|
| $\phi$                 | $107^\circ$          |
| $r_1$                  | 24 mm                |
| $r_2$                  | 45 mm                |
| $r_0(=\sqrt{r_1 r_2})$ | 32.9 mm              |
| 設計分解能 $\Delta E/E$     | $1.6 \times 10^{-3}$ |
| 通過エネルギー $E_0$          | $1.59V_0$ eV         |

3-2 静電型減速レンズ<sup>7)</sup>

電界放出は高電界を印加することで電子を引き出すため、放出電子は、概ね数 100 eV～数 keV のエネルギーをもっている。そのため、電界放出電子をそのまま分光器に入射させると、入射エネルギー  $E$  が大きいために、 $\Delta E$  の値が大きくなり、高分解のエネルギー分析が困難となる。そこで分光器入射時のエネルギー  $E$  を小さくするため、静電型減速レンズを独自設計開発し、分光器前段に設置することで高分解能化を図った。減速レンズは、当研究室の平松により設計が行われた。以下に設計過程を記す。

減速レンズは、3次元電子光学シミュレーションソフト SIMION3D を用いて、以下の仕様を満たすよう設計された。

- (1) レンズは、3枚構成のバイポテンシャルレンズとする。
- (2) 入射エネルギーは電界電離イオンビームも想定して最大 5 keV とする。
- (3) 陰極と第一電極間は 50 mm とし、第一電極は引き出し電極および電子放出像観察用の蛍光スクリーン機能を兼ねる。
- (4) 最終の第三電極は4分割構成とし、偏向機能を付与する。
- (5) 分光器入射スリット幅は 200  $\mu\text{m}$  とし、スリット上に結ぶクロスオーバー径をこれ以下とする。

図 3-2-1 に、シミュレーション設計を行う際に設定した、初期値とパラメータを示す。シミュレーションの初期値として、陰極-第一電極間 50 mm、第一電極穴径 4 mm、第一電極印加電圧 5 kV と設定し、各電極の穴径  $\phi$ 、厚み  $L$ 、間隔  $D$  をパラメータとして最適なレンズ形状の設計を行った。シミュレーションの結果、以下のことが判明した。

- (1) 電極形状は、加工が容易な平行平板で上記仕様が十分満足できる。
- (2) 電子ビームを 5 keV から数 eV に急激に減速させるため、本レンズは厚肉レンズとなり、ワーキングディスタンスが短い。
- (3) ワーキングディスタンスは、第三電極の中心穴径に敏感であるため、穴径を大きくすることで数 mm のワーキングディスタンスが得られる。
- (4) 4分割された第三電極は、厚みを持たせることで十分な偏向量が得られる。

以上の結果から、最適化されたレンズの形状と各パラメータの数値を、それぞれ表 3-2-1 と図 3-2-2 に示す。陰極から放出された電子は、第一電極 5 kV のとき、第二電極を 1 kV と設定することで、ビームが幅 200  $\mu\text{m}$  のスリット上にクロスオーバーを結ぶものとなっている。このとき、ビームのクロスオーバー位置は第三電極電圧に大きく依存し、第三電極のすべてのピースに同電圧

を印加することで、クロスオーバー位置をZ軸方向に調整が可能となっている。また分割された各ピースに偏向電圧を印加することで、ビームをX,Y方向に偏向することができる。加速電圧5 kV 時の偏向効率は  $33 \mu\text{m}$  となっている。減速レンズも分光器同様に外側を磁気シールドで囲い、第一電極も熱加工することによって磁気シールドの役割をもたせた。

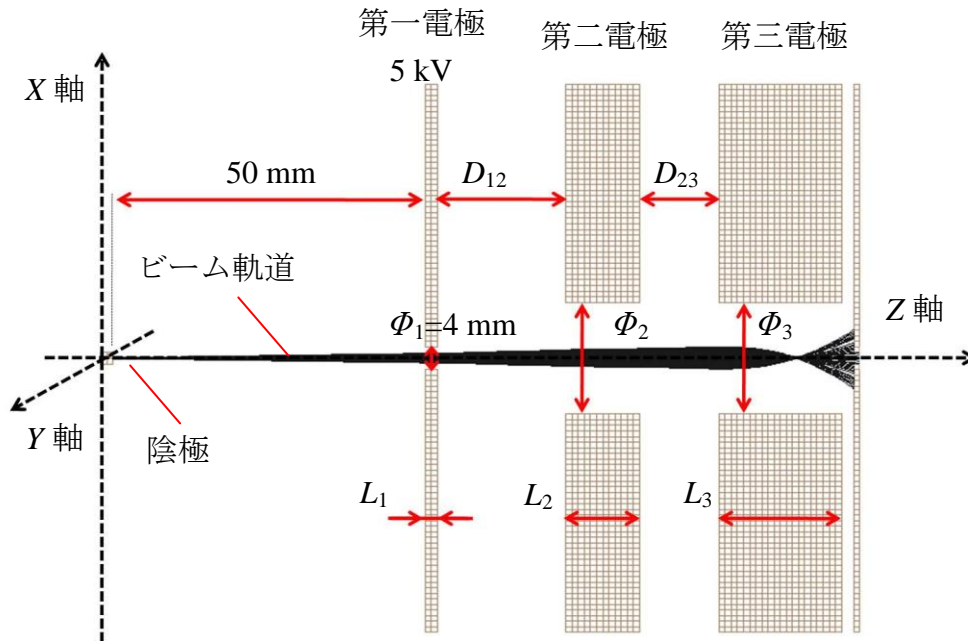


図 3-2-1 シミュレーション設計時の各電極のパラメータ

表 3-2-1 最適化された減速レンズの形状値と印加電圧値

|                | 第一電極 | 第二電極 | 第三電極       |
|----------------|------|------|------------|
| 穴径 $\Phi$ [mm] | 4    | 11   | 19         |
| 厚み $L$ [mm]    | 2    | 8    | 12         |
| 間隔 $D$ [mm]    | 16   |      | 4          |
| 印加電圧値          | 5 kV | 1 kV | -30 ~ 30 V |

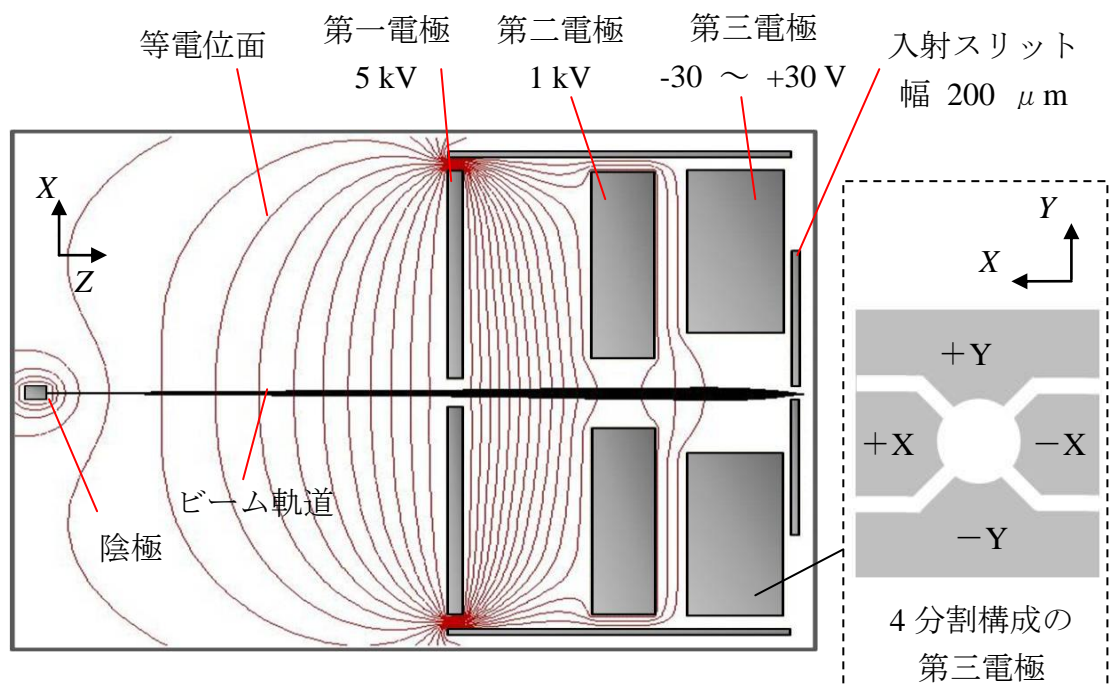


図 3-2-2 設計された減速レンズの断面図。 各電極の寸法が異なる異形レンズである。第一電極は蛍光スクリーン機能、第三電極は 4 分割構成でビームの偏向を行うことができる。（右図）

## 3-3 電界放出電子エネルギー分析システム

本研究で開発したエネルギー分析システムの概略図を図 3-3-1 に示す。分光器と減速レンズは、ステンレス製のチャンバー内に設置されている。チャンバーはターボ分子ポンプとイオンポンプ、サブリメーションポンプによる排気と、24 時間のベーキングにより、 $3 \times 10^{-8}$  Pa の超高真空に保たれている。また地磁気の影響を抑えるため、黄色の線で示したように、チャンバー内全体をシールドで覆い、2 重に磁気シールドを施した。

レンズと分光器の各電極は、各種電圧源、または電流測定のためのピコアンメータに接続できるようになっている。低速電子が通過する分光器の各電極には、1 mV 単位の設定が可能な Matsusada の高精度電源をそれぞれの電極に接続した。また第三電極は、偏向器機能を考慮して、最大印加電圧が  $\pm 36$  V のバイポーラ電源 (Matsusada) を X,Y 方向のピースにそれぞれ接続した。第一電極と第二電極は、最大印加電圧が 5 kV と 1 kV のものを独立に使用した。ピコアンメータ (Keithley) は 10 fA まで測定可能なものとなっている。

陰極は 3 軸の位置調整と、Tilt ステージにより  $\pm 1^\circ$  の角度調整が可能となっている。また通電加熱用の電流源と、加速電圧をスweepするためのファンクションジェネレータに接続されており、加熱時の陰極温度を上部のビューイングポートから、マイクロパイロメータによって測定が行えるようになっている。また対向して設置された引き出し電極に負の高電圧を印加することで、電界蒸発が行えるようになっている。

電子ビームは、引き出し電極に正の高電圧をかけることで引き出される。引き出し電極と同電位に設定した第一電極間には、電界放出像が投影され、ビューイングポートからデジタルカメラを用いて撮影を行うことができる。減速レンズに入射した電子は第二電極、第三電極を経て、最終のアナライザスリット上で、数 eV まで減速され、分光器に入射する。アナライザの内筒外筒電極は所定の電圧に固定されており、通過エネルギー  $E_0$  が一定に保たれている。この状態で陰極に接続されたファンクションジェネレータにより、加速電圧をスweepすることで、アナライザに入射する電子のエネルギーを変化させる。同時にファラデーカップに到達する電流をピコアンメータにより計測することで、エネルギー分布を測定する。

ファンクションジェネレータとピコアンメータは LabVIEW により GPIB 制御で自動測定が可能となっている。このプログラムは設定された電圧間隔と時間間隔に従って、ファンクションジェネレータの加速電圧のスweepを行い、ファラデーカップ到達電流量を記録することができる。

また本研究において、高分解能化のため、第一電極を除くすべての電極にアクアダックを塗布した。アクアダックを塗布することで、電極の 2 次電子放出

比が大幅に小さくなり、2 次電子が電界に及ぼす影響を小さくすることができる。さらにファラデーカップは、アクアダックの塗布と、信号配線の短縮を行うことで、従来の 1 pA 程度あったノイズを、100 fA 以下に抑えることができた。

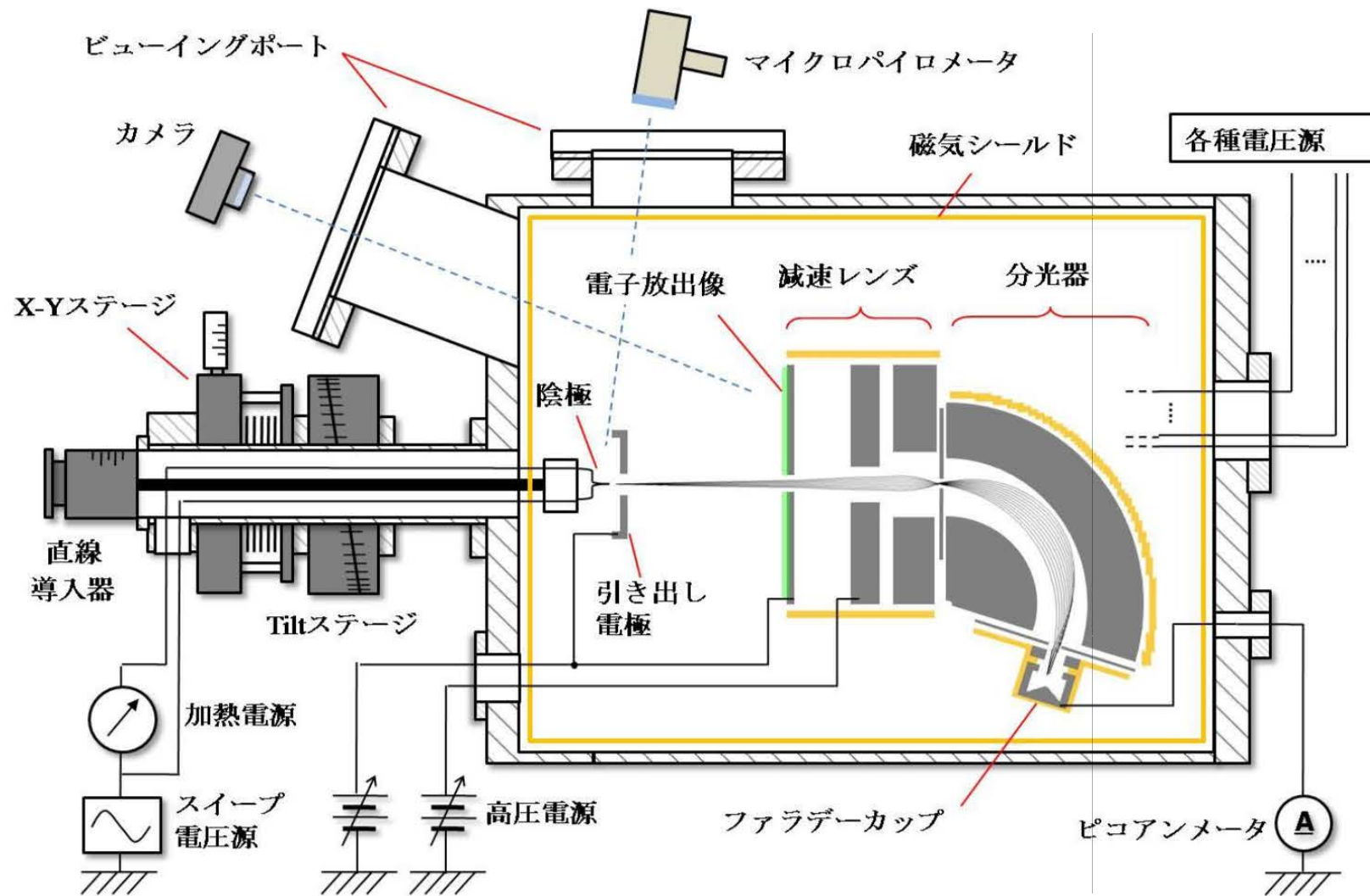


図 3-3-1 エネルギー分析システムの概略図



## 3-4 試料作製

本研究では、陰極材料として、タングステンとマグネタイトウィスカーを用いた。それぞれの作製方法について、3-4-1 節と 3-4-2 節で述べる。

## 3-4-1 W &lt;111&gt; 陰極

タングステン(W)は、融点が高く、高温のフラッシングが可能で清浄表面を得やすい。そのため熱電子放出型や、電界放出型の陰極として使用されており、その特性も広く知られている。線引きしたタングステンワイヤは軸方向が<110>を向いているため、一般的な多結晶タングステンワイヤの先端は(110)面で終端される。しかし(110)面は仕事関数が高いため、陰極の中心軸からの放出電流が少なく、光学的に不利となる。そこで本研究では、中心軸での仕事関数が比較的低い<111>方位の単結晶タングステンワイヤを陰極として使用した。陰極は、電解研磨法により先端曲率半径を数 100 nm まで先鋭化することで作製された。図 3-4-1 に電解研磨法による陰極作製装置の模式図を示す。直径 0.125 mm の単結晶タングステンワイヤ(111)を、ヘアピンフィラメント（直径 0.15 mm の多結晶タングステンワイヤを使用）にスポット溶接する。研磨溶液として 5 mol/l の NaOH 溶液を用意し、単結晶タングステンワイヤを先端から 0.5 mm の所まで液中に浸し、エッチングを開始する。エッチング中の電圧は 5 V に設定されている。エッチングが進行するにつれ、先端が細くなるため電流値が減少し、電流が 0.5 mA に到達した時点でエッチングを終了する。その後、残存する NaOH を除去するために、蒸留水で陰極先端を洗浄した。これにより作製した針状タングステン陰極とその SEM 像を図 3-4-2 に示す。

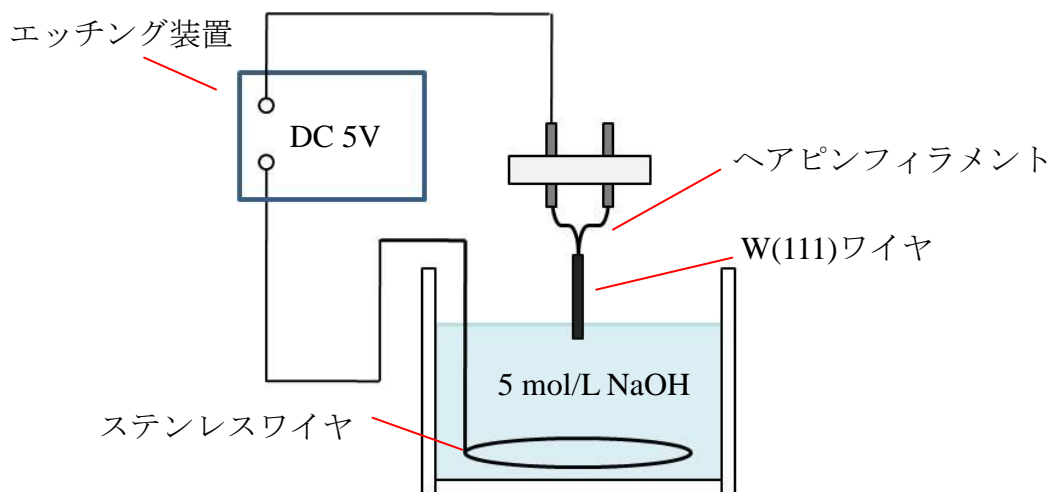


図 3-4-1 陰極作製装置の模式図

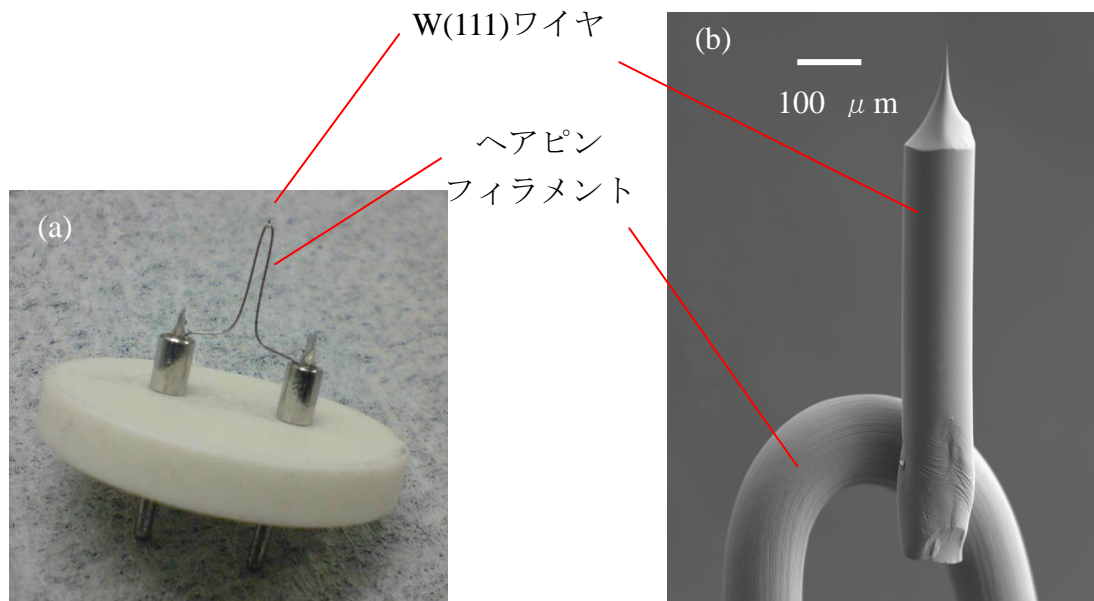


図 3-4-2 (a) 作成されたタングステン陰極と (b) SEM 像  
W(111)ワイヤはヘアピンフィラメントにスポット溶接され、電解研磨により先端を先鋭化される。

3-4-2  $\text{Fe}_3\text{O}_4<110>$ 陰極

図 3-4-3 にマグネタイト( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ )の結晶構造を示す。マグネタイトは酸素イオンを頂点とした、正四面体の中心に  $\text{Fe}^{3+}$ 、また正八面体の中心に  $\text{Fe}^{3+}$ と  $\text{Fe}^{2+}$ が配置された逆スピネル構造をもっている。昨今の電子構造計算により、このマグネタイトは、フェルミ準位における電子のスピンの偏極度が 100 パーセントであるハーフメタル特性を持つことが予測されている。本研究室においてもスピン偏極電子源の陰極材料候補として、その偏極度を評価中の材料である<sup>8)</sup>。

マグネタイトウィスカーは共同研究者の岡田らにより作成された<sup>18)</sup>。図 3-4-4 にマグネタイトウィスカーの作製装置の概略を示す。ステンレス基板 (SUS306) に酸素とプロパンの混合火炎を照射し、熱酸化することで、火炎照射面の裏面にマグネタイトウィスカーが生成する。基板上に生成したマグネタイトウィスカーの SEM 像を図 3-4-5 に示す。SEM 像から、基板上に直径 100nm 程度のマグネタイトウィスカーが複数生成していることが確認できる。陰極試料は、FIB によるマイクロサンプリングにより、基板上のウィスカーから一本を抽出し、電解研磨によって先鋭化されたタングステンチップ先端に取り付けることで作製された。図 3-4-6 に陰極先端の SEM 像を示す。また生成されたウィスカーの結晶軸方向を調べるため、透過型電子顕微鏡による TEM 像観察と、電子回折像の観察を行った。図 3-4-7 に TEM 像と A, B, C 各点での電子回折像を示す。電子回折像では、A, B, C の 3 点で明瞭なスポットパターンが得られた。これより生成されたマグネタイトが単結晶であることが判った。またスポットパターンより、マグネタイトウィスカーが<110> 方位の単結晶であることが確認された。

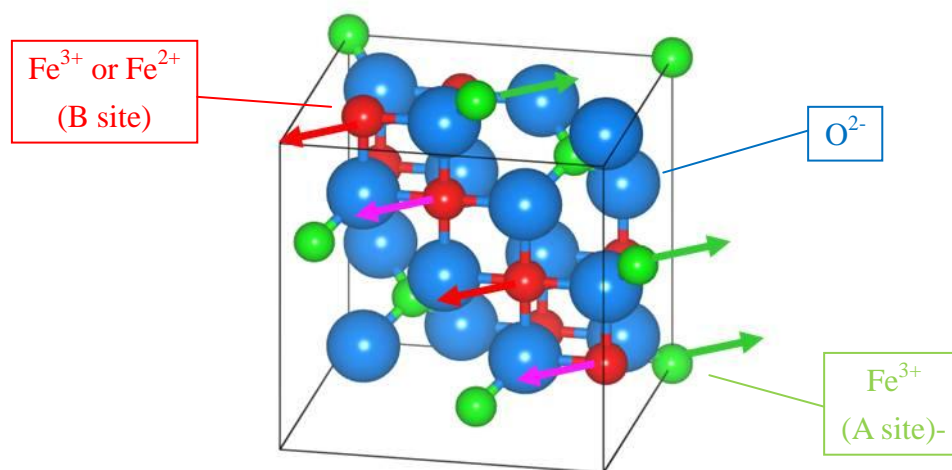


図 3-4-3 マグネタイトの結晶構造

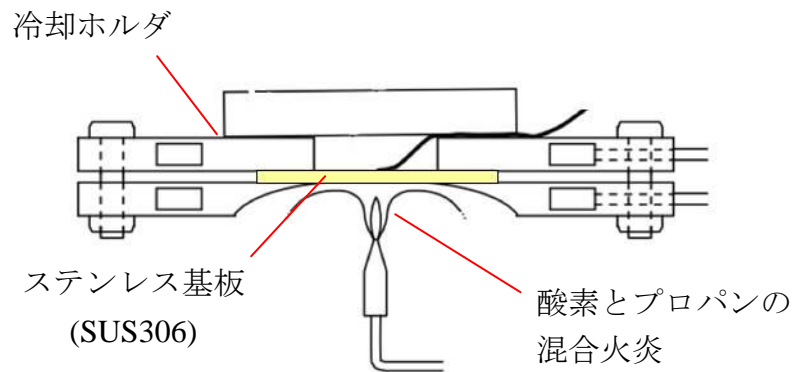


図 3-4-4 マグネタイトウィスカーの生成装置の概略図。 火炎照射した面の反対側にマグネタイトが生成する。

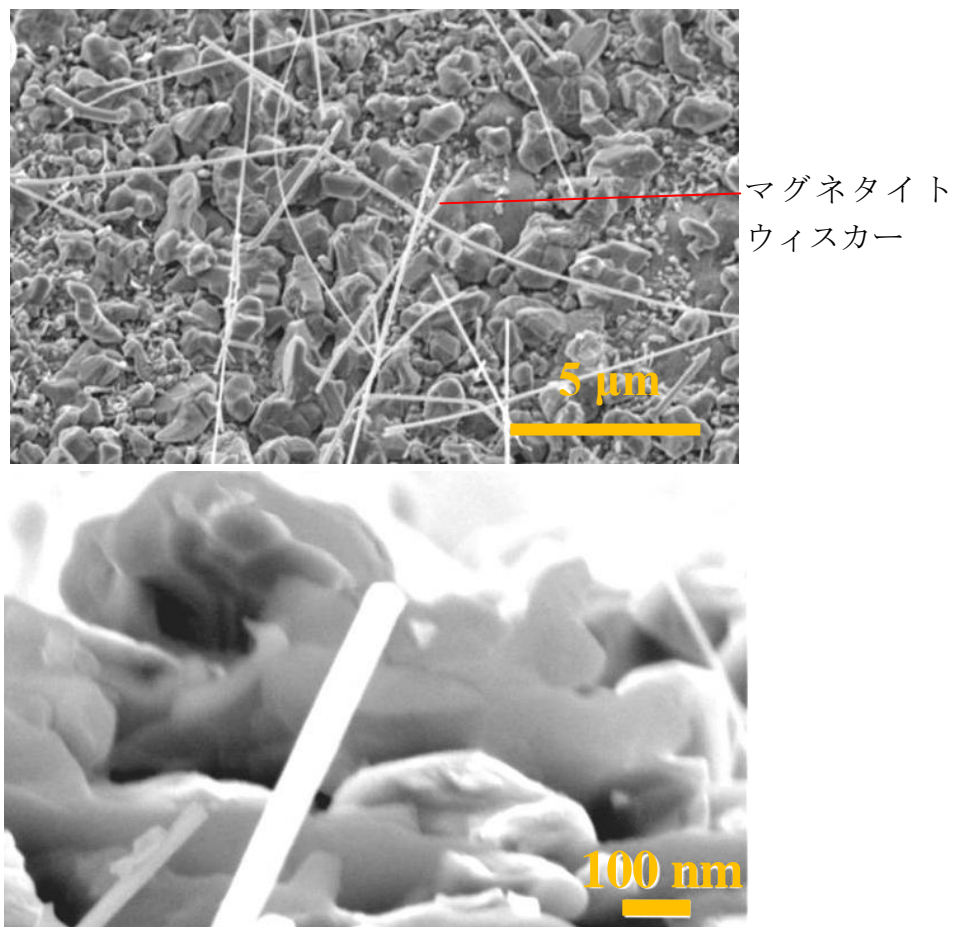


図 3-4-5 (a) 基板上に生成されたマグネタイトウィスカーと、(b) 先端の拡大像

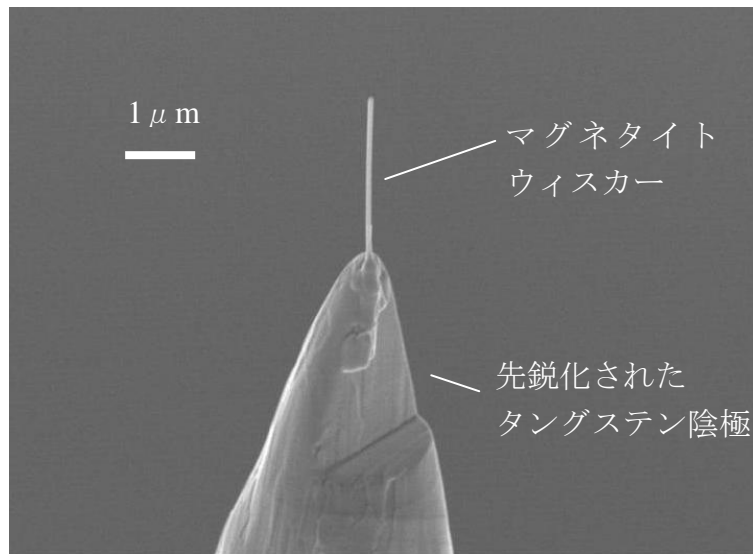


図 3-4-6 マグネタイトウィスカー陰極先端 SEM 像. マイクロサンプリングにより抽出されたマグネタイトウィスカーが、タングステン陰極に接着されている。

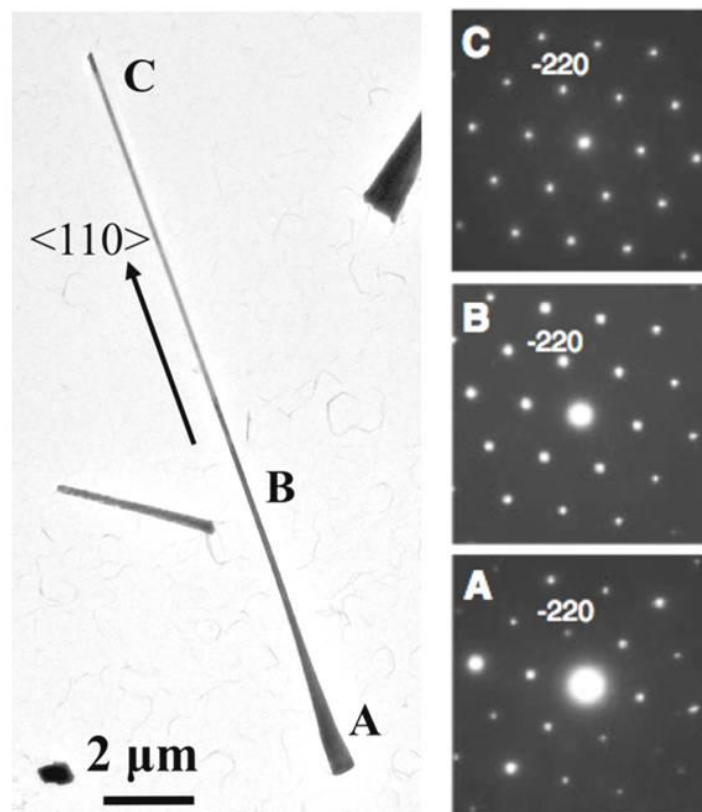


図 3-4-7 TEM 観察像 (左) と A, B, C 各点における電子回折像(右). 電子回折像から、マグネタイトウィスカーが<110>方位の単結晶であることが確認された。

## 第4章 エネルギー分析システムの評価

開発したエネルギー分析システムを評価するため、タングステン陰極を用いて、減速レンズの評価と、分光器の分解能評価を行った。熱電子放出による評価を 4-1 節、電界放出による評価を 4-2 節で述べる。

図 4(a)に減速レンズの評価方法を示す。減速レンズの評価では、第三電極電圧による外筒到達電流量の測定を行った。ビームのクロスオーバー位置は、第三電極に印加する電圧に大きく依存する。そのため第三電極の電圧を変化させるとクロスオーバー位置の変化により、入射スリットを通過する電流量が変化する。この入射スリット通過電流量の変化を、外筒電極に接続されたピコアンメータにより測定した。このとき分光器の各電極はすべて 0 V に設定されている。第三電極に印加する電圧は、ビームのクロスオーバー位置を Z 方向、X 方向、Y 方向に移動させるため、減速レンズの仕様に基づいて以下のように変化させた。

- ・Z 方向の移動：第三電極の分割されたすべてのピースに同電圧を印加
- ・X 方向の移動：第三電極の X 方向のピースに正と負の電圧を印加
- ・Y 方向の移動：第三電極の Y 方向のピースに正と負の電圧を印加

また第一電極と第二電極は、シミュレーションから求められた値を基に、第一電極と第二電極の電圧比が 5 対 1 となるように設定した。

減速レンズの評価でビームがスリットを通過していることを確認した後、分析システムの分解能評価を行った。図 4(b)に示すように、分光器の内筒電極と外筒電極に正と負の所定電圧を印加し、ビームをエネルギー分散させた。陰極電圧をスイープし、出射スリットを通過した電流量をピコアンメータにより計測することで、エネルギー分布を測定した。得られたエネルギー分布と理論値計算から求めたエネルギー分布との比較を行い、その半値幅との差から分光器分解能の評価を行った。



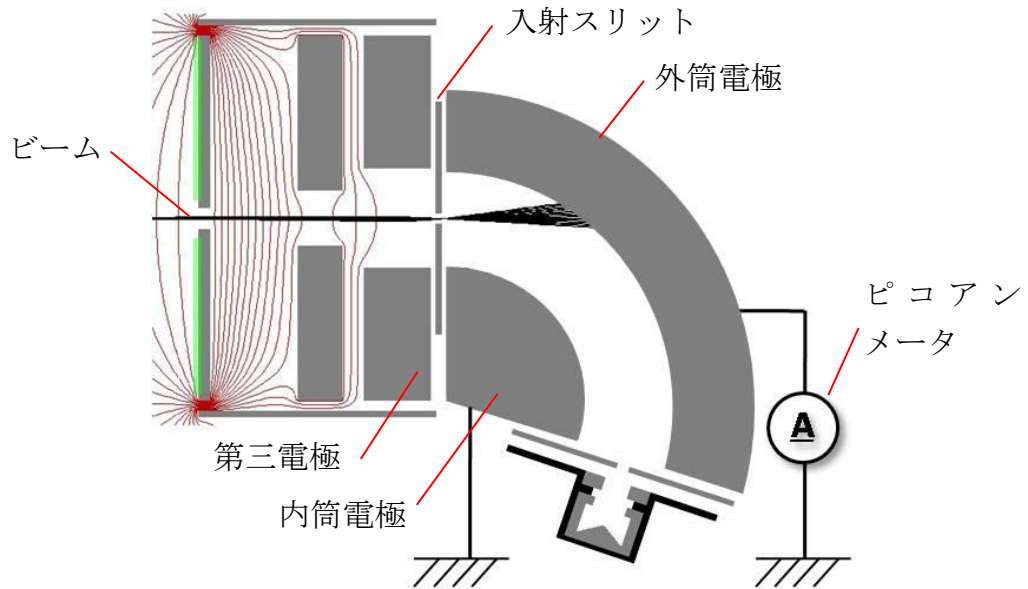


図 4(a) 減速レンズ評価実験の概略図：分光器の各電極を 0 V に設定し、電極を変化させたときの、入射スリット通過電流を測定する。通過電流はスリット後段に設置された外筒電極に接続されたピコアンメータにより測定する。

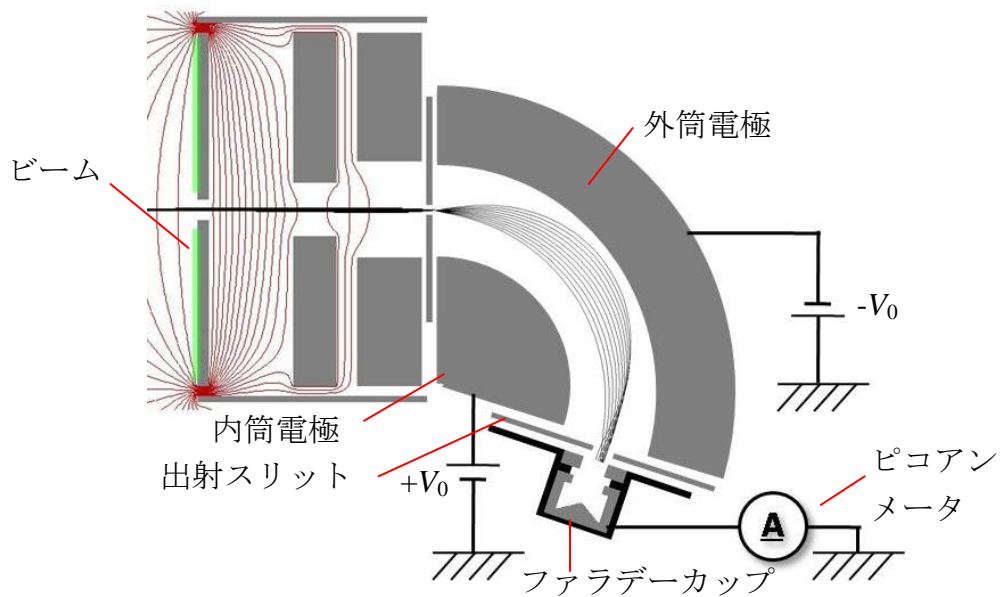


図 4(b) 分析システムの評価実験の概略図：分光器の内筒電極と外筒電極に正と負の所定電圧を印加しビームをエネルギー分散する。陰極のスイープ電圧に対するファラデーカップ到達電流を測定することでエネルギー分布が得られる。得られたエネルギー分布と、理論値との比較を行い、分解能を計算する。

#### 4-1 熱電子放出による動作確認

熱電子放出された電子ビームを用いて、減速レンズと分光器の動作確認を行った。熱電子放出を用いる利点として、チャンバー内の残留ガスによる放出電流への影響が少ないため超高真空を必要とせず、長時間安定した放出電流が得られることが挙げられる。熱電子放出では、陰極の先端を先鋭化させる必要がないため、タングステンのヘアピンフィラメントのみを使用した。これを通電加熱により約 2000 K に加熱することで電子を放出させた。設計仕様の比率から、第一電極と第二電極はそれぞれ 4 kV と 800 V と設定し、陰極電圧は -8 V に固定した。また第三電極のすべてのピースを 0 V に設定した状態で、外筒到達電流が最も大きくなるように陰極の位置調整を行った。なお、熱電子放出時は引き出し電極を設置していない。

##### 4-1-1 減速レンズの動作確認

図 4-1-1 に、第三電極のすべてのピースに同電圧を印加した時の、外筒到達電流のグラフを示す。到達電流量は、第三電極電圧が -5 V のとき最大であった。これよりビームは -5 V のとき、スリット位置でクロスオーバーを結んでいるものと考えられる。また -5 V をピークに電流は減少しているが、これはクロスオーバー位置が Z 方向に移動し、スリット位置でのビーム径が広がったため、通過電流量が減少したものと考えられる。このときビームは、第三電極電圧が -5 V よりも高い側でアンダーフォーカス、低い側でオーバーフォーカスとなっている。

第三電極電圧をピーク値である -5 V に設定した後、第三電極の各ピースに X 方向と Y 方向の偏向電圧を印加した。図 4-1-2 に X 方向の偏向電圧、図 4-1-3 に Y 方向の偏向電圧を印加した時の、外筒到達電流のグラフを示す。横軸の偏向電圧の符号は、ビームの偏向方向に対応している。図 4-1-2 と図 4-1-3 とともに、グラフは偏向電圧 0 V でピークを示した。これは第三電極に印加された偏向電圧によりビームが偏向され、スリットを通過する電流が変化していることを示すものである。設計仕様から加速電圧 4 kV のとき、ビームの偏向効率 $\eta$ は  $42 \mu\text{m}$  となる。分光器入射スリットは、X 方向が幅  $200 \mu\text{m}$ 、Y 方向が  $4 \text{ mm}$  となっている。よってスリット幅を、偏向電圧に置き換えると、X 方向は  $200 \div 42 = 4.7$  で約 5 V、また Y 方向は  $4000 \div 42 = 95.2$  より約 95 V となる。図 4-1-2 では、X 方向のスリット幅の約 10 倍に相当する 50 V 偏向電圧を変化させても、到達電流は 15 nA から 12 nA 程度までしか減少しなかった。一方、図 4-1-3 では Y 方向のスリット幅の約半分に相当する 50 V の偏向電圧でビームが 16 nA から 2 nA へと大きく減少している。

熱電子放出では、直径 0.15 mm のヘアピンフィラメント全体から電子放出が



起こる。そのため陰極のビームのソースサイズが大きく、また図 3-4-2 に示すように、先端でフィラメントが曲げているために、ソースは円形状にならない。これより、スリット位置でのビームのクロスオーバー径が、 $X$  方向のスリット幅  $200\ \mu\text{m}$  に対して非常に大きなものとなったため、図 4-1-2 でビームの偏向により到達電流がほとんど変化しなかったと考えられる。また図 4-1-3 でビームが大きく減少したのは、スリットを通過した電流が上段、もしくは下段電極に到達したためであると考えられる。図 4(a)から分かるように、入射スリットを通過したビームは、外筒電極に到達するまで、放射状に広がっていく。よって  $Y$  方向にビームを偏向することにより、分光器の上段電極もしくは下段電極へ到達するビームが増加し、その結果、外筒到達電流量が減少しているものと考えられる。実際に外筒電極でビームを検出している時、その一部が上下段電極に到達していることが測定により確認された。また図 4-1-2, 図 4-1-3 とも、ピークを基準に対称な変化になっていないが、これは陰極位置の光軸上からのズレや、電流測定を行っている外筒電極が  $X$  方向に対して非対称であることに起因するものと考えられる。

以上の結果から、第三電極により、ビームのクロスオーバー位置が変化していることが確認出来た。しかしながら、熱電子放出では、ソースサイズが大きいため、クロスオーバー径がスリット幅に対して非常に大きく、詳細な動作の確認を行うことはできなかった。

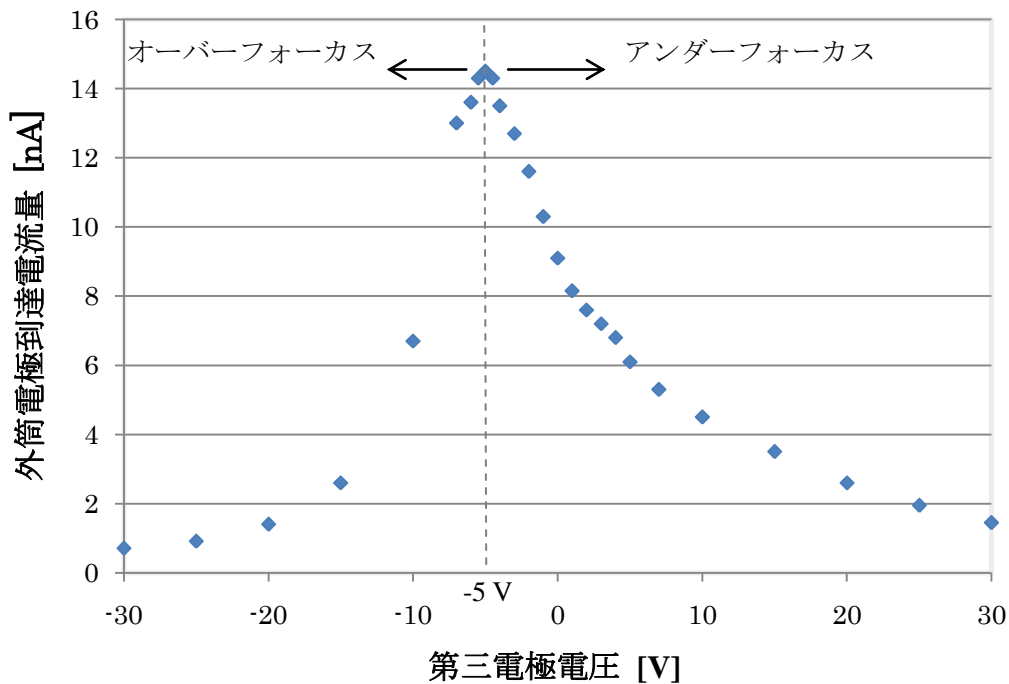


図 4-1-1 第三電極の全てのピースに同電圧を印加したときの外筒到達電流量

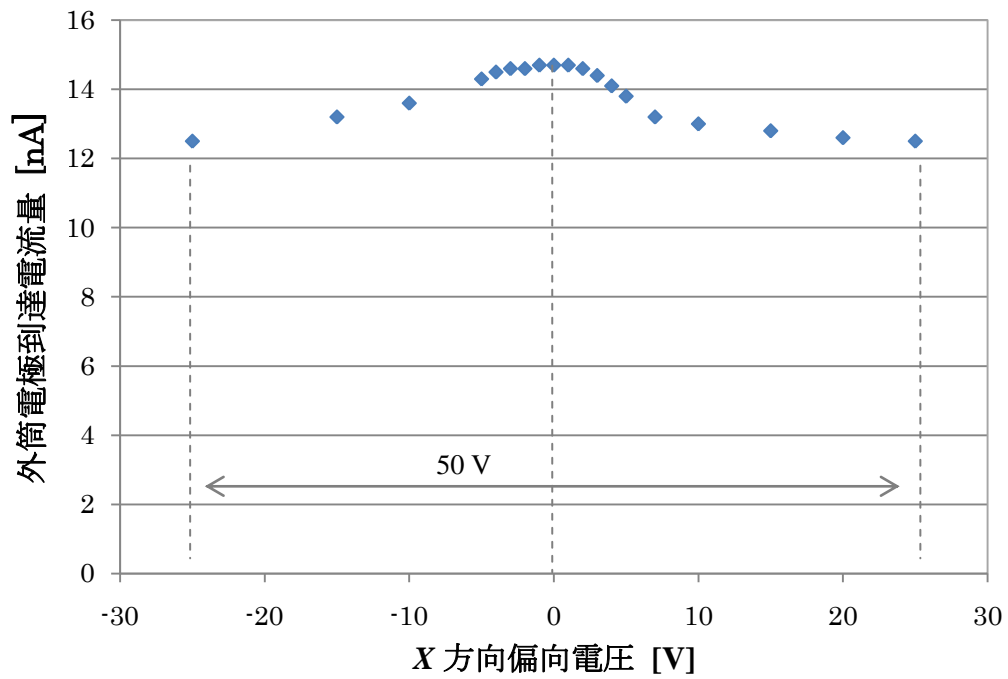


図 4-1-2 第三電極 X 方向の偏向電圧に対する外筒到達電流量

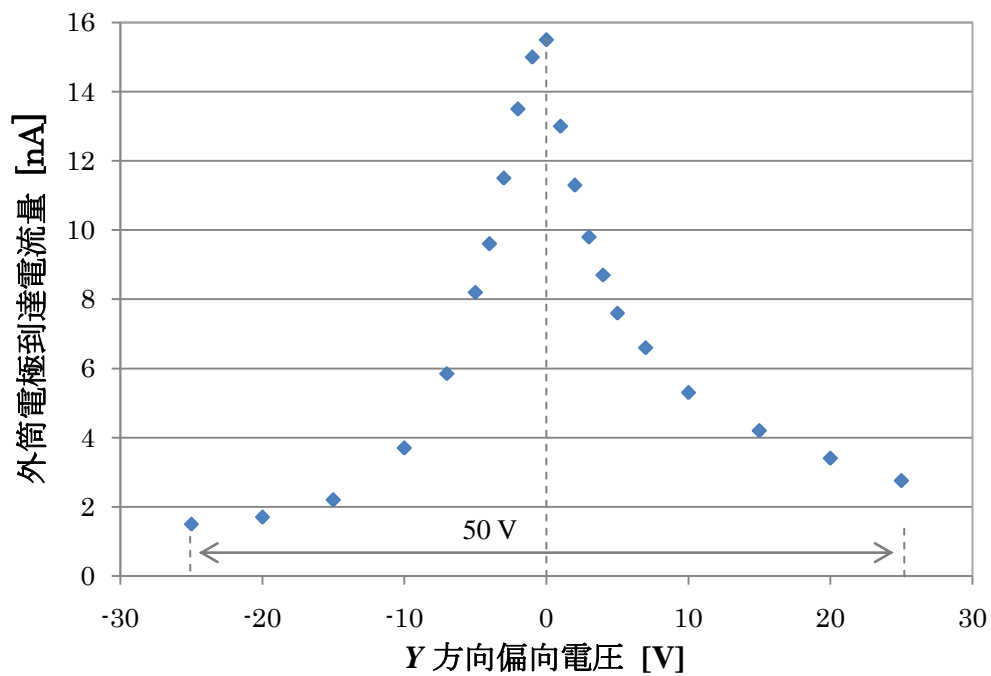


図 4-1-3 第三電極 Y 方向の偏向電圧に対する外筒到達電流量

#### 4-1-2 分光器の動作確認

分光器の動作確認のため、タングステンからの熱電子放出電子のエネルギー分布測定と理論値との比較を行った。

熱電子放出電子のエネルギー分布は、2-1-3 節で述べたように、近似的に以下の式で求められる。

$$P(E)dE = \frac{4\pi m}{h^3} E \times \exp\left(\frac{-E + E_F}{kT}\right) dE$$

$E$  : 真空準位を基準としたエネルギー     $m$  : 電子の有効質量  
 $h$  : プランク定数     $E_F$  : フェルミ準位、 $k$  : ボルツマン定数  
 $T$  : 陰極加熱温度

上記の式は、陰極の表面電界強度を 0 と仮定して導出されており、エネルギー分布は陰極温度のみに依存している。実験では陰極表面に電界がかかっているため、正確にはこれらの影響を考慮する必要がある。

図 4-1-4 にエネルギー分布の理論値と測定値のグラフを示す。縦軸はピーク時の電流値で規格化した。フィラメント先端の正確な表面電界を求めるのは困難であり、また今回陰極の加熱温度を正確に測定することができなかった。そのため理論値は陰極加熱温度を 2000 K と仮定した。また、陰極のフェルミ準位  $E_F$  は、タングステンの仕事関数の値で、 $E_F = -\phi_W = -4.50$  eV を用いた。測定値と理論値の厳密なフィッティングが出来ないため、システムの分解能評価を行うことはできないが、測定されたエネルギー分布と理論値の分布は概ね一致している。また表面電界強度に起因する、明らかなエネルギー幅の増大は観察されなかった。これはフィラメント先端が太いため、表面電界強度が低かったためであると考えられる。以上の結果から分光器が正常に動作していることが確認された。

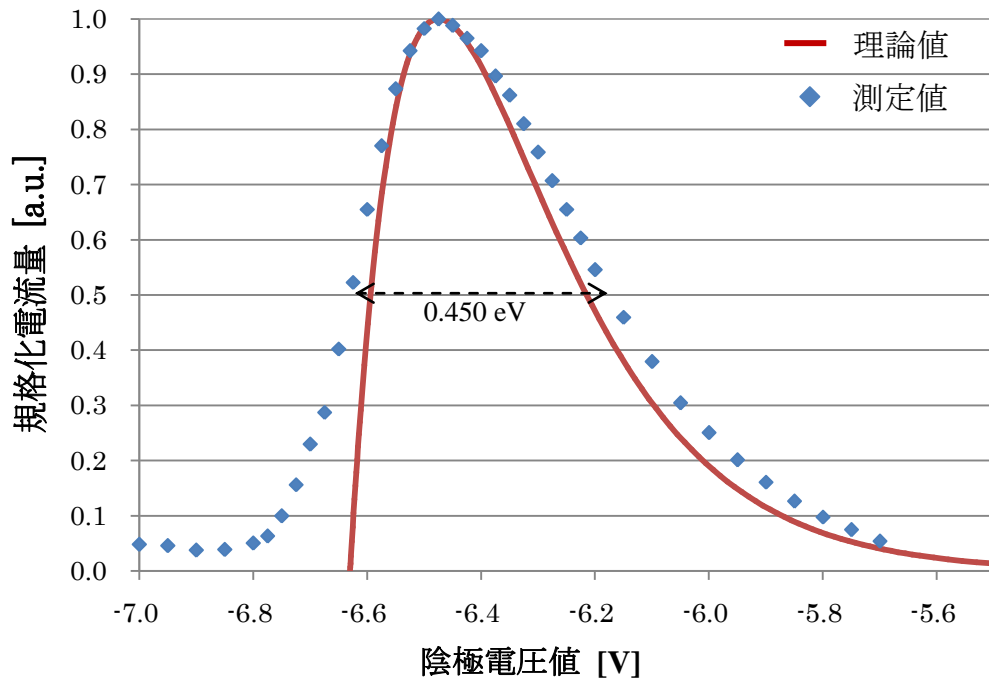


図 4-1-4 熱電子放出された電子のエネルギー分布  
 測定条件： 引き出し電圧 4.0 kV, 陰極電圧： 5.7 ~ 7.0 V  
 内外筒電圧  $\pm 3.0$  V  
 測定値： ピーク時電流 8.7 pA, 半値幅 0.450 eV  
 理論値条件： 仕事関数 4.50 eV, 陰極温度 2000 K

### 4-2 電界放出電子による評価

熱電子放出により、減速レンズと分光器の動作を確認することが出来た。しかし、ソースサイズが大きく、詳細な評価には至らなかった。ここでは電界放出された電子ビームを用いて、減速レンズと分光器の評価を行った。電界放出では、電子の放出領域が先端付近に限られるため、ソースサイズは非常に小さいものとなる。

電解研磨法により作製されたタングステン陰極(111)を、超高真空下で 2000 K 程度の温度で数秒間フラッシングすることにより、陰極の表面清浄化を行った。清浄化後観察された電界放出像 (FEM) を図 4-2-1 に示す。図 4-2-1 は、斜めのビューイングポートから撮影を行ったため、写真の下部に引き出し電極が写りこみ、3 回対称像の一部が欠けているが、実際には、(111)で終端されたタングステンチップの清浄表面を表す 3 回対称像が観察されている。これより表面が清浄化されたことが確認できた。

また今回は、陰極と第一電極間を設計仕様通り 5 cm に固定し、XY ステージのみで陰極位置の調整を行った。第一電極 1.5 kV で陰極から十分な電流量の電界放出電子が得られたため、第二電極は設計仕様と同様の割合で 300 V と設定した。

また陰極から電子ビームを引き出している間、陰極表面に真空中の残留ガスが電界吸着し、表面の仕事関数が変化する。このため長時間安定した電流を放出させることが困難となる。よって陰極を 1295 K に加熱した状態での、熱電界放出により電子ビームを引き出した。陰極の位置調整を行い (111) 面を第一電極のプローブホールに入射させ実験を行った。

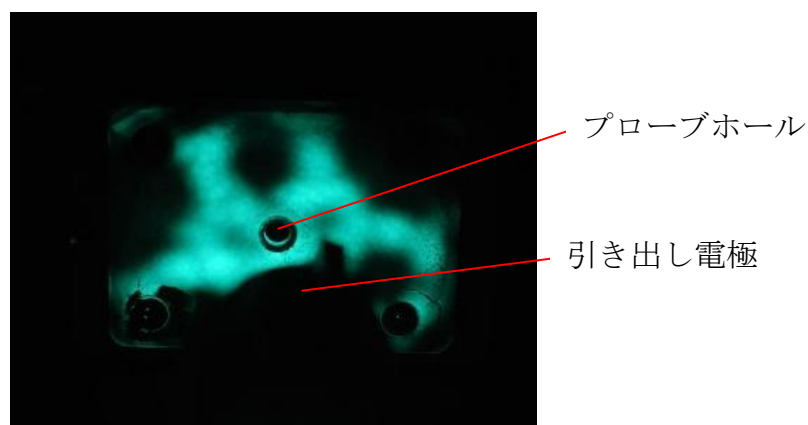


図 4-2-1 W(111) の電界放出像

## 4-2-1 減速レンズの評価

図 4-2-2 に、第三電極に同電圧を印加した時の、外筒到達電流のグラフを示す。到達電流は、第三電極が  $-0.4\text{ V}$  のとき最大値をもち、プラス側とマイナス側で減少している。これは熱電子放出時と同様で、ビームのクロスオーバー位置が  $Z$  方向に変化し、スリット位置でのビーム径が大きくなったためであると考えられる。また今回は陰極と第一電極間をシミュレーション時の設定値である  $5\text{ cm}$  にしたため、第三電極がほぼ  $0\text{ V}$  でピークを示した。これは、第一電極と第二電極の電圧比を、設計仕様である 5 対 1 に設定したとき、ビームがスリット位置でクロスオーバーを結んでいることを示している。

第三電極電圧をピーク値である  $-0.4\text{ V}$  に設定した後、第三電極の各ピースに  $X$  方向と  $Y$  方向の偏向電圧を印加した。図 4-2-3 に  $X$  方向、図 4-2-4 に  $Y$  方向の偏向電圧を印加した時の、外筒到達電流のグラフを示す。図 4-2-3 と図 4-2-4 とともに、 $0\text{ V}$  付近でピークを示しているが、図 4-2-3 では偏向電圧  $2.5\text{ V}$  の範囲で急激な電流の減少がみられる。また図 4-2-4 でも偏向電圧  $+3\text{ V}$  と  $-25\text{ V}$  において、ビームが急激に減少している。これは偏向によって、ビームが入射スリットに遮断されたものと考えられる。加速電圧  $1.5\text{ kV}$  において、ビームの偏向効率は  $111\text{ }\mu\text{m}$  となる。よって図 4-2-3 の偏向電圧  $2.5\text{ V}$  の範囲で、ビームは  $111 \times 2.5 = 278\text{ }\mu\text{m}$  偏向する。またこれと同様に図 4-2-4 では、 $111 \times 32 = 3440\text{ }\mu\text{m} = 3.44\text{ mm}$  偏向したことになる。この値は、 $X$  方向の入射スリット幅  $200\text{ }\mu\text{m}$ 、 $Y$  方向の入射スリット幅  $4\text{ mm}$  とよく一致している。これより第三電極の偏向機能が設計仕様を満たすものであることが確認出来た。図 4-2-3 では、到達電流は三角形状に変化しているため、ビームは、ほぼスリット幅にまで集束されている。マイナスの偏向電圧側では、到達電流が残っているが、これは陰極位置の光軸上からのズレなどが影響していると考えられる。図 4-2-4 では、到達電流が急激に減少する電圧値がプラスとマイナス側で大きく差がでている。これは陰極位置が光軸上のずれにより、ビームが  $+Y$  方向寄りでクロスオーバーを結んだためである。また  $-Y$  方向にビームを偏向している間、電流の減少がみられる。これは  $+Y$  方向寄りで集束したビームを、 $-Y$  方向に偏向したため、スリットを通過した電流のうち下段電極に到達する電流が増え、相対的に外筒電極電圧が減少したものである。そのためこの間実際のスリット通過電流は変化していないものと考えられる。

以上のことから、独自設計を行った減速レンズが、ビームのクロスオーバー位置調整と偏向機能が設計仕様を満たすものであることが判った。またスリット位置で、ビームがほぼ  $X$  方向のスリット幅  $200\text{ }\mu\text{m}$  まで集束していることが確認された。

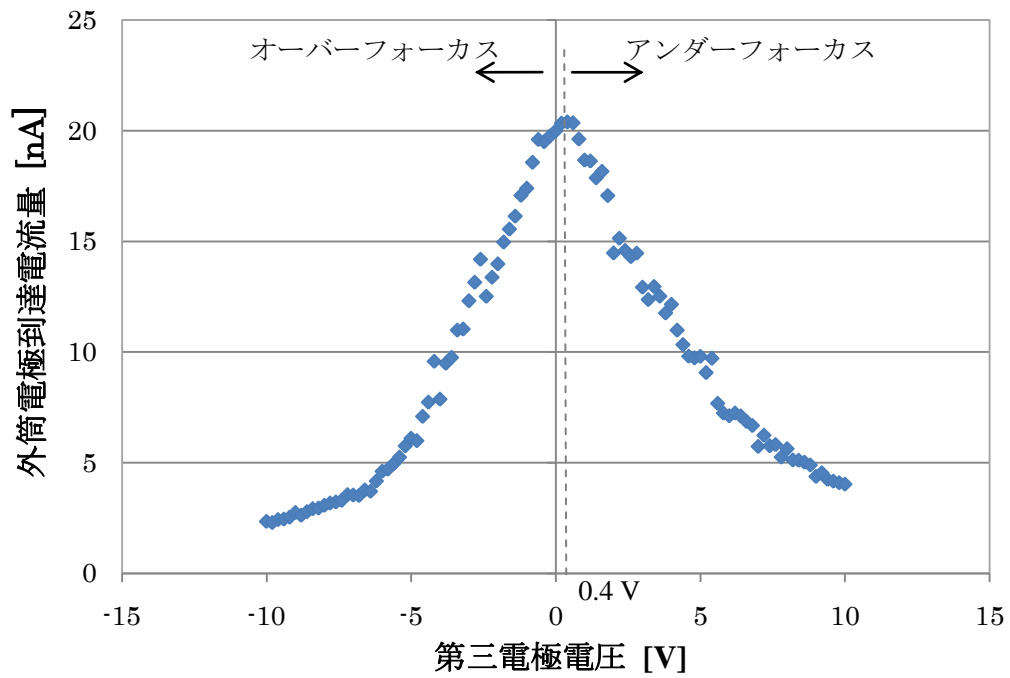


図 4-2-2 第三電極の全てのピースに同電圧を印加したときの外筒到達電流量

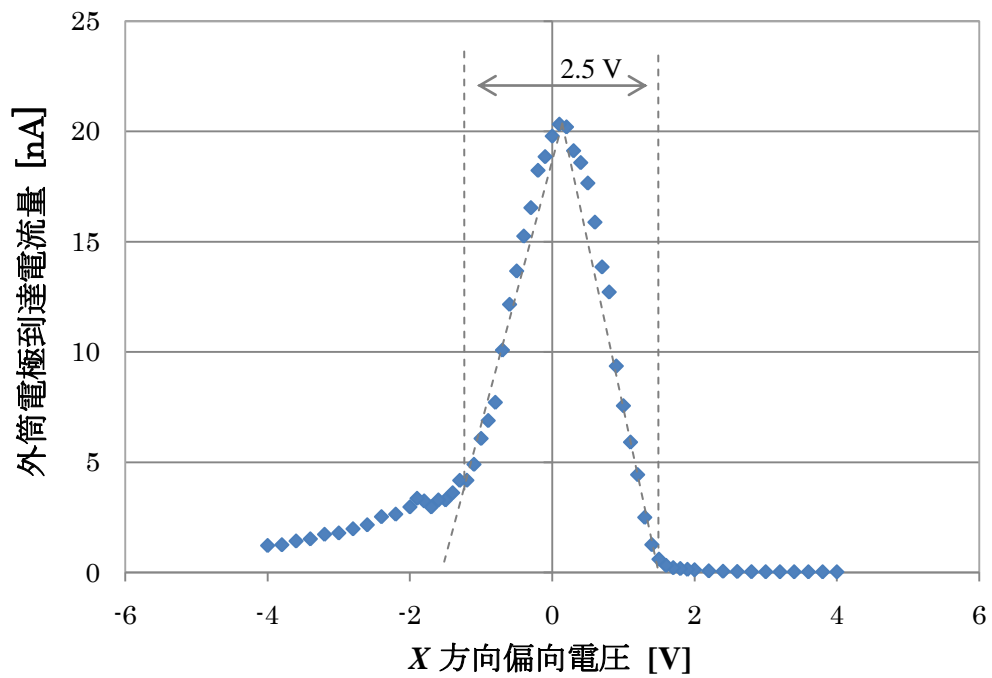


図 4-2-3 第三電極の X 方向の偏向電圧に対する外筒到達電流量

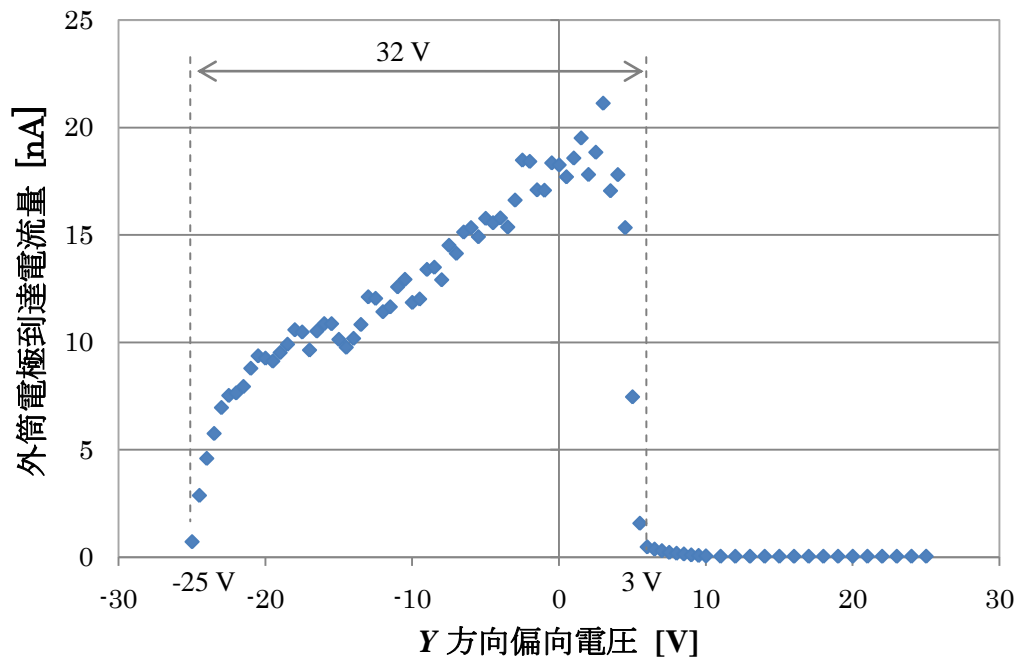


図 4-2-4 第三電極の Y 方向の偏向電圧に対する外筒到達電流量



#### 4-2-2 分析システムの分解能評価

分光器の評価のため、熱電界放出電子のエネルギー分布測定と理論値との比較を行った。エネルギー分布は、減速レンズ評価時に用いた陰極温度  $T = 1295$  K での熱電界放出と、よりエネルギー幅の狭い分布を測定するため、室温 ( $T = 300$  K) における電界放出について測定を行った。

熱電界放出電子のエネルギー分布は、以下の式で求められる。

$$N(E)dE = dE \int_{-\infty}^E \frac{(4\pi m_e/h^3)}{1 + \exp\{(E - E_F)/kT\}} \times \frac{1}{[1 + \exp\{(8\pi\sqrt{2m_e}|E_n|^3/3heF)v(y)\}]} dE_n$$

$E$  : 真空準位を基準としたエネルギー  $m_e$  : 電子の有効質量

$h$  : プランク定数  $E_F$  : フェルミ準位、 $k$  : ボルツマン定数

$T$  : 陰極加熱温度  $F$  : 先端電界強度  $v(y) \doteq 1$  : 補正関数

理論式は、電子が電位障壁を通過するトンネル確率と、陰極表面における電子の供給関数の積で表されている。供給関数は、2-1-3 節で述べたように、Miller-Good の近似を用いて計算されており、純粋な電界放出(陰極温度  $T = 0$  K)だけでなく熱電子放出 ( $T \neq 0$  K) の領域を考慮したものとなっている。ここで理論値を得るためには、フェルミ準位  $E_F$ 、陰極加熱温度  $T$ 、先端電界強度  $F$  を求める必要がある。陰極のフェルミ準位  $E_F$  は W(111)における仕事関数の値で表わされ、 $E_F = -\phi_W = -4.39$  eV を用いた。陰極加熱温度は、マイクロパイロメータにより測定を行った。先端電界強度  $F$  は、2-1-4 節で述べた Fowler-Nordheim Plot における傾きである式(2.1.26)を用いて計算した。まず室温において、引き出し電極電圧  $V$  に対する陰極からの放出電流量  $I_e$  ( $I_e$ - $V$  曲線)を測定し、変数変換により F-Nplot を得た。次に F-Nplot の傾き  $m$  を求め、式(2.1.26)に代入し、電界増強因子  $\beta$  を計算する。式(2.1.23)より、エネルギー分布測定時の引き出し電圧  $V$  と  $\beta$  から先端電界強度  $F$  を得た。

図 4-2-5 と図 4-2-6 に、陰極温度 1295 K の熱電界放出電子と、室温(陰極温度 300 K)における電界放出電子のエネルギー分布の測定値と理論値をそれぞれ示す。グラフの縦軸はピーク時の電流値で規格化し、横軸は真空準位を基準としたエネルギーで、点線はフェルミ準位を示す。また先端電界強度を求める際に測定した  $I_e$ - $V$  曲線と F-N Plot をグラフの上段に示した。図 4-2-5 では、フェルミ準位より高いエネルギーに熱励起された電子放出による、エネルギー幅の増

大が確認できる。理論値のエネルギー半値幅 0.575 eV に対し、測定値は0.610 eV であり、エネルギー分布は非常によい一致を示している。図 4-2-6 では、熱励起される電子がわずかなため、フェルミ準位付近でエネルギー分布の立ち上がりが観察され、より狭いエネルギー幅となっている。理論値のエネルギー半値幅 0.270 eV に対し、測定値は0.295 eV であり理論値との半値幅の差は約 30 meV 程度と小さく、エネルギー分布はよい一致を示している。本分光器のエネルギー分解能は室温における電界放出における結果から、 $\sqrt{0.295^2 - 0.270^2} = 118 \text{ meV}$  と計算される。電界放出時の加速電圧は 1.0 kV であるので、これより今回作製したエネルギー分析システムが、加速電圧 1.0 kV において 100 meV 程度の高い分解能を有していることが分かった。

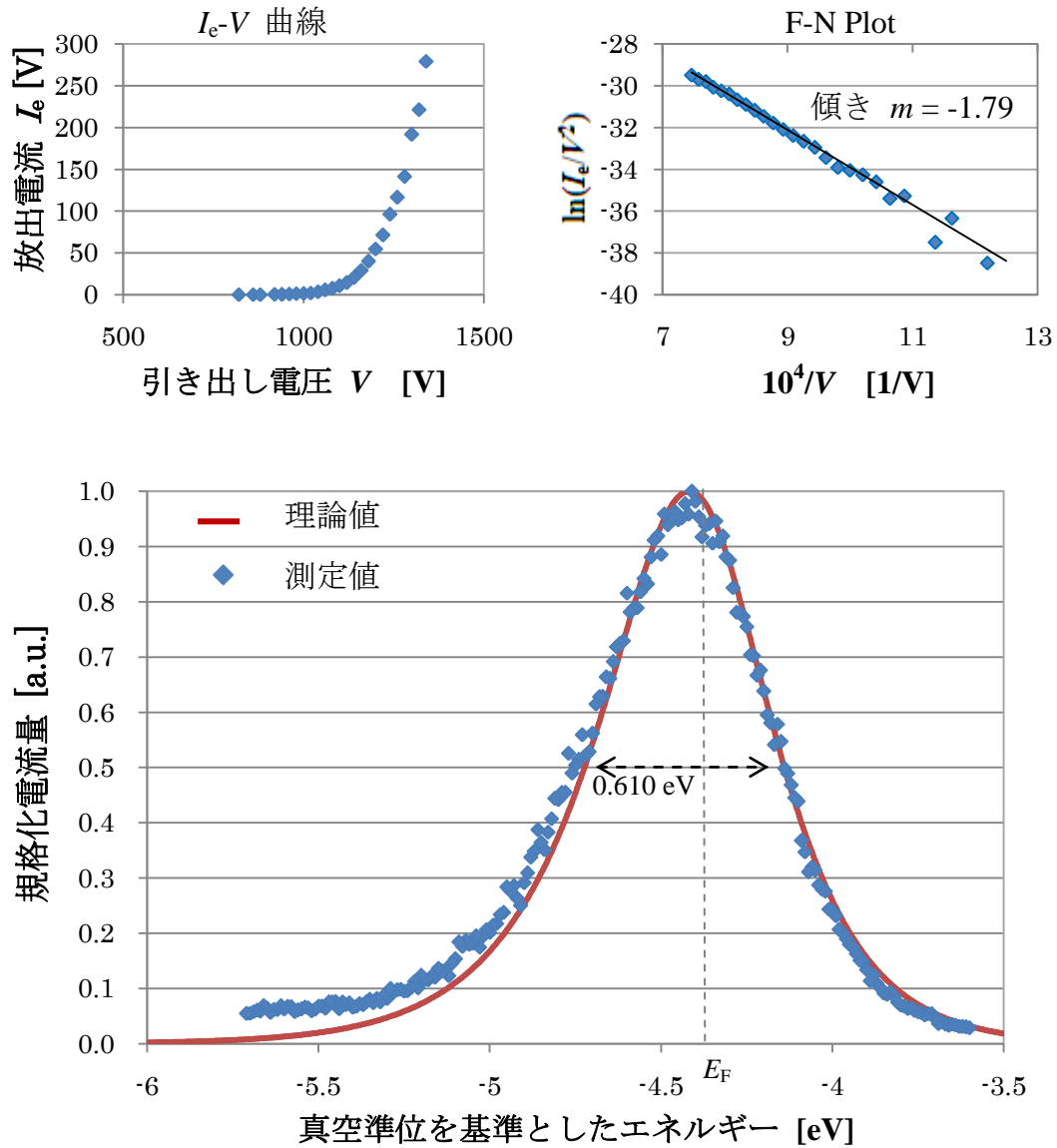


図 4-2-5 熱電界放出電子のエネルギー分布

測定条件： 引き出し電圧 1.5 kV, 陰極電圧 6.0 ~ 8.1 V,  
内外筒電圧  $\pm 1.0$  V, 陰極温度 1295 K

測定値： ピーク時電流 13.7 pA, 半値幅 0.610 eV

理論値条件： 陰極温度 1295 K, 先端電界強度 5.26 V/nm,  
仕事関数 4.39 eV, 理論値半値幅 0.575 eV

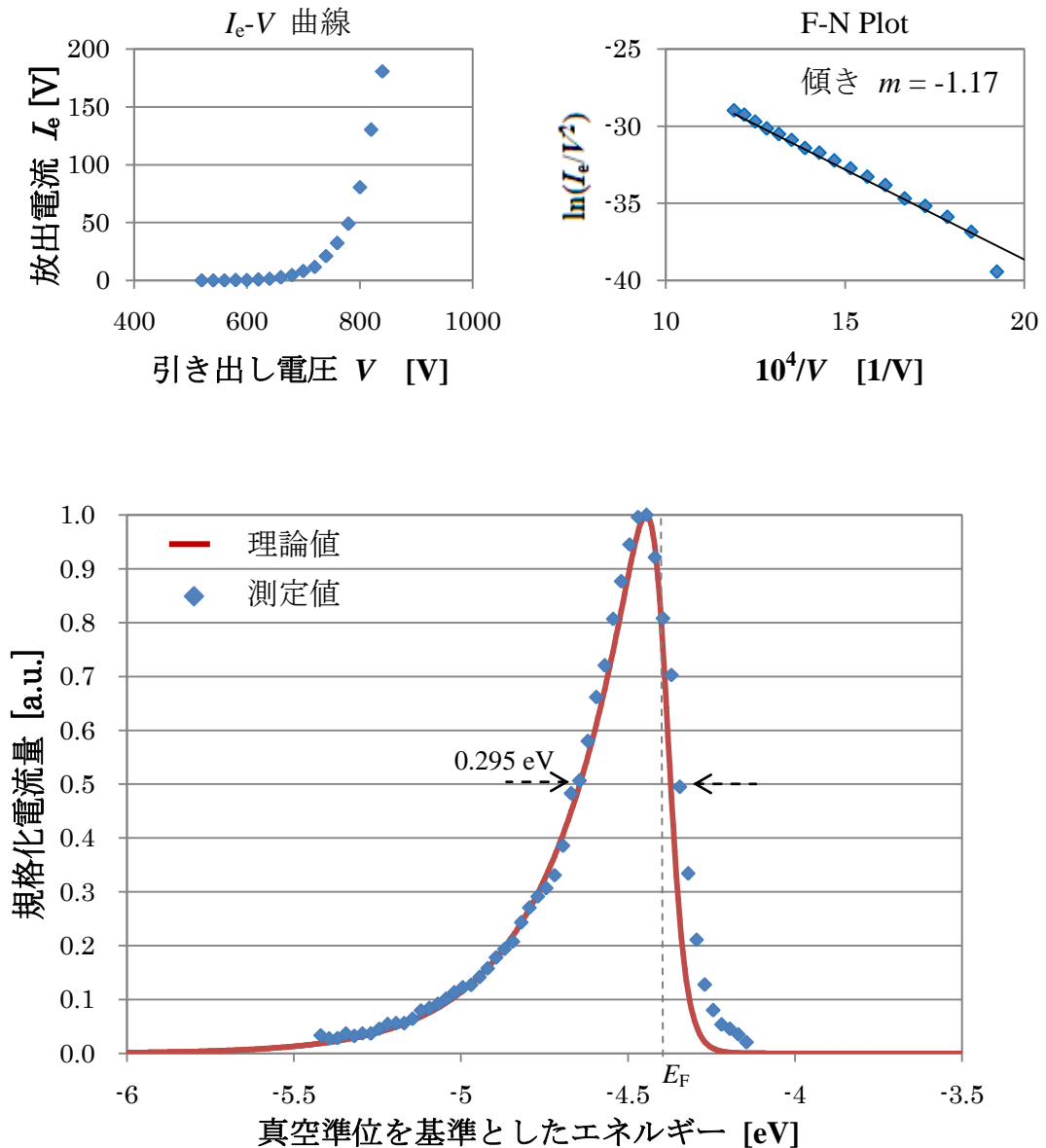


図 4-2-6 室温における電界放出電子のエネルギー分布

測定条件： 引き出し電圧 1.0 kV, 陰極電圧 6.65 ~ 7.92 V

内外筒電圧  $\pm 1.5$  V, 陰極温度 室温

測定値： ピーク時電流 9 pA, 半値幅 0.295 eV

理論値条件： 陰極温度 300 K, 先端電界強度 5.40 V/nm,  
仕事関数 4.39 eV, 理論値半値幅 0.270 eV

## 4-3 分光器入射電流に対するエネルギー分布測定

エネルギー分布測定時に、陰極電圧のスweepを行うが、この陰極電圧の変化により、ビームのクロスオーバー位置は変化する。ここでは、陰極電圧によるスリット通過電流量の変化と、エネルギー分布測定への影響について調べた。以下の実験時の条件は、引き出し電圧 1.5 kV、陰極加熱温度 953 K である。

まず実験装置を図 4(a)と同様の状態に設定し、陰極印加電圧を変化させたときの外筒電極到達電流量を測定した。図 4-3-1 に測定結果を示す。外筒到達電流は、陰極印加電圧が 0 V ~ -5.2 V までゼロで、-5.2 V から -8 V で増加し、その後減少している。この変化は、陰極電圧 -8 V でビームがスリット位置でクロスオーバーを結んでおり、その前後では、陰極電圧によるクロスオーバー位置の変化で、外筒到達電流が減少しているものと考えられる。また -5.2 V は放出電子が、外筒電極に流入するために必要な閾値である。これより、陰極電圧のスweepにより、分光器に入射する電子量が増加することが確認出来た。

次にエネルギースペクトルが、「電流量が増加している領域」、「ピーク付近」、「減少している領域」、に差しかかるように、分光器の内外筒電圧の通過エネルギーを設定し、エネルギー分布測定を行った。図 4-3-2 に、3つの領域における熱電界放出時のエネルギースペクトルを示す。引き出し電圧は 1.5 kV とし、内外筒電圧をそれぞれ  $\pm 1.0$  V,  $\pm 1.5$  V,  $\pm 2.0$  V と設定した。内外筒電圧の増加とともに、スペクトルのピーク位置がマイナス側へシフトしていることが確認できる。規格化したスペクトルの半値全幅や形は、いずれもほぼ一致しており、測定に大きな影響は与えないことが判った。これより、十分な電流が分光器に入射していれば、分光器入射電流の増減にかかわらず、約 3 eV の範囲でエネルギー分布測定が可能であることが確認出来た。

また図 4-3-2 のエネルギースペクトルのピーク時電流にたいして、図 4-3-1 での外筒到達電流の割合は、約 800~1000 倍程度であり、分光器の電流透過率は概ね 1000 分の 1 であることが判った。本システムのファラデーカップにおけるノイズは約 100 fA である。仮にエネルギースペクトルの S/N 比を 10 とするとファラデーカップには 1 pA 以上の電流が必要であり、これより 1 nA 以上の分光器入射電流が必要である。

また図 4-3-3 に、分光器の内外筒電圧  $V_0$  に対するスペクトルのピーク時電圧と、分光器の通過エネルギー  $E_{\text{pass}}$  のグラフを示す。グラフの傾きは、理論値と一致しており、分光器形状から求められた通過エネルギーに従い、スペクトルがシフトしていることが確認出来た。また 2つのグラフは約 5.3 eV の差がみられたが、これは外筒電極と同様、ファラデーカップに電子が流入するために必要な閾値エネルギーであると考えられる。

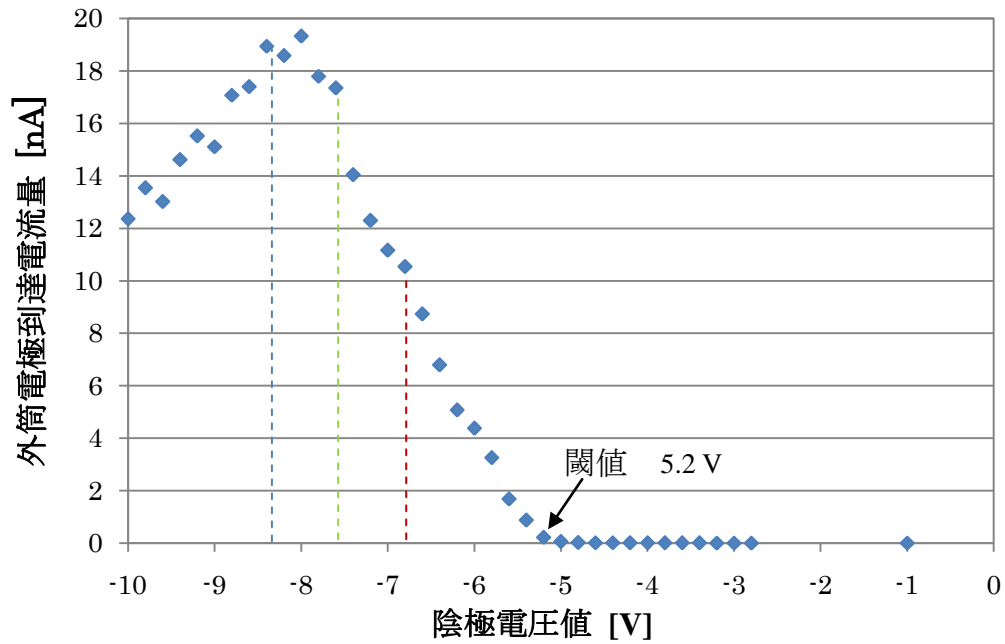


図 4-3-1 陰極電圧に対する外筒到達電流量. 点線は、図 4-3-2 に示したピーク位置に対応している。

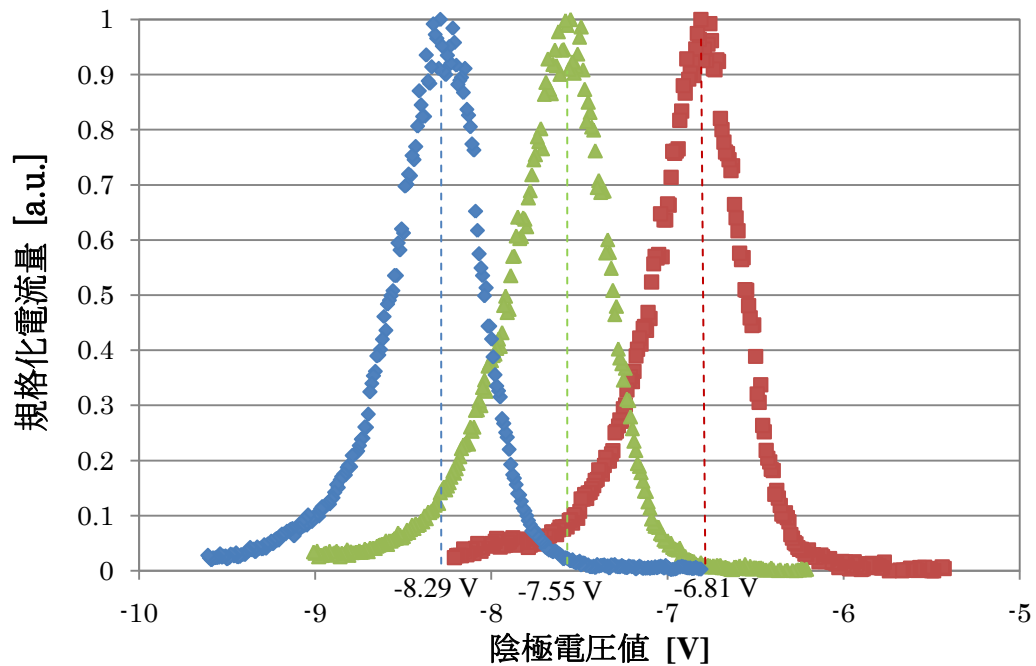


図 4-3-2 内外筒電圧によるエネルギースペクトル変化  
 ピーク時陰極電圧値：左から順に -8.29 V, -7.55 V, -6.81 V  
 ピーク時電流量： 24.2 pA, 19.2 pA, 10.5 pA  
 半値幅： 0.52 eV, 0.55eV, 0.53 eV  
 内外筒電圧：  $\pm 2.0$  V,  $\pm 1.5$  V,  $\pm 1.0$  V

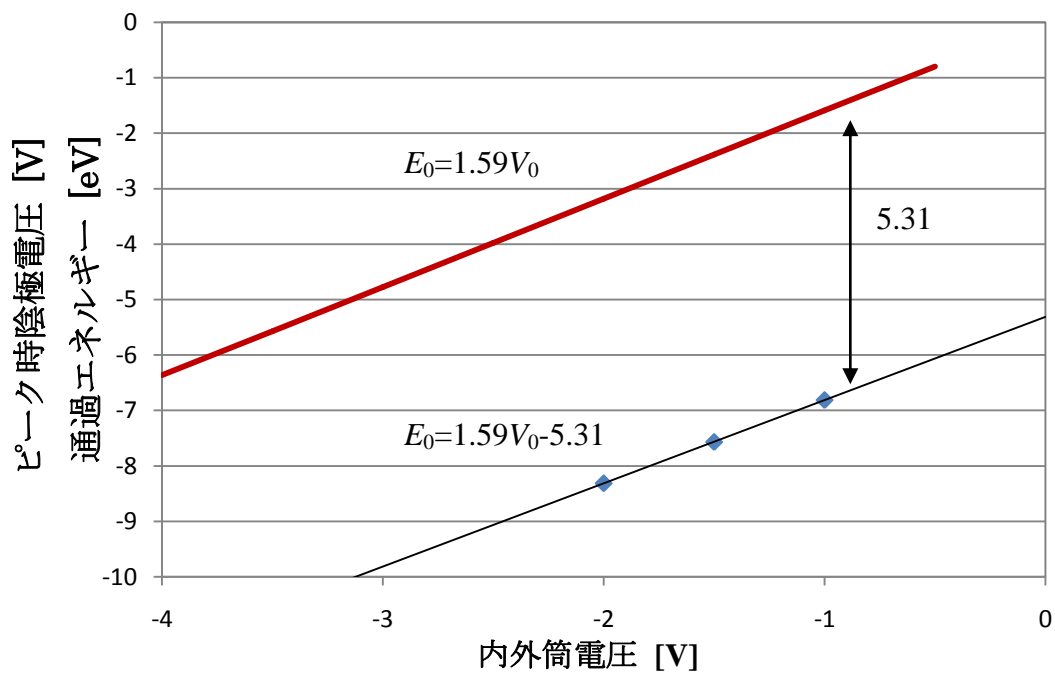


図 4-3-3 分光器の内外筒電圧  $V_0$  に対する 分光器の通過エネルギーとエネルギー分布のピーク時陰極電圧

## 第5章 $\text{Fe}_3\text{O}_4\langle 110 \rangle$ 陰極からの電界放出電子のエネルギー分布測定

開発されたエネルギー分析システムの応用例として、マグネタイト ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) ウィスカーからの電界放出電子のエネルギー分布の測定を行った。本章では、5-1 節でマグネタイトの電界放出像、5-2 節でエネルギー分布について述べる。

### 5-1 $\text{Fe}_3\text{O}_4$ の電界放出像

マグネタイトウィスカーは、高温でフラッシングを行うと、組成変化や先端の溶解の恐れがある。そのため作製されたマグネタイトウィスカー陰極の表面清浄化は、電界蒸発と、1200 K の通電加熱によるアニールにより行った。電界蒸発では、電界蒸発前後の電界放出像 (FEM 像) の変化と、測定後の試料先端の SEM 像観察より、マグネタイトウィスカーの長さが増えていることから、清浄化が行われたかどうかの確認を行った。また、1200 K のアニールでは、アニール後の陰極先端の EDX による組成分析より、試料表面のコンタミネーションが取り除かれていること、また酸素が残留していることから、マグネタイトが組成変化していないことを確認している。

図 5-1-1 と図 5-1-2、図 5-1-3 にマグネタイトウィスカーの FEM 像を示す。図 5-1-1 と図 5-1-2、図 5-1-3 では、それぞれ異なる試料を用いており、図 5-1-1 は -6 kV の電界蒸発、図 5-1-2 は -5 kV の電界蒸発、図 5-1-3 は 1200 K のアニールにより表面清浄化を行ったものである。また(a)は清浄化前、(b)は清浄化後に観察されたもので、下部に記した数値は、撮影時の引き出し電圧値と陰極からの放出電流量である。いずれにおいても(110)面を反映する明確な 2 回対称像は得られなかったが、図 5-1-1 では、モザイク状のパターンが、図 5-1-2 と図 5-1-3 は一点が明るく光るパターンが観察された。これらの FEM 像のパターンは表面清浄化の方法には依存しなかった。FEM の分解能では、原子レベルでの表面観察は不可能なため、これらの像から表面状態を決定することは困難である。しかしながらマグネタイトの(110)面は、最表面原子配列の異なる 6 つの面が存在することが報告されており<sup>19)</sup>、FEM パターンの違いはこれら最表面原子配列の違いを反映しているものではないかと考えられる。また図 5-1-2 と図 5-1-3 は電子放出領域が狭いため、陰極先端の一部が先鋭化し、そこから電子放出が起きている可能性も考えられる。



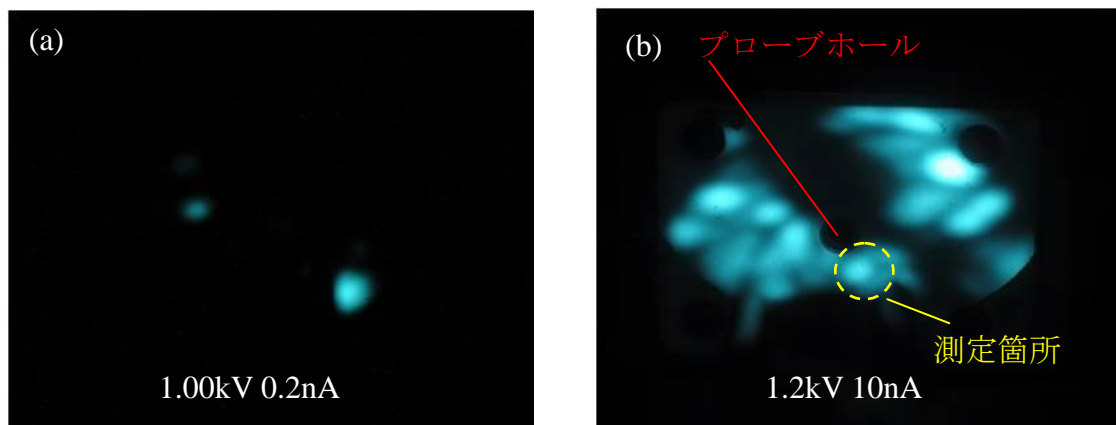


図 5-1-1 電界蒸発前(a)と-6 kV 電界蒸発後(b)の FEM 像

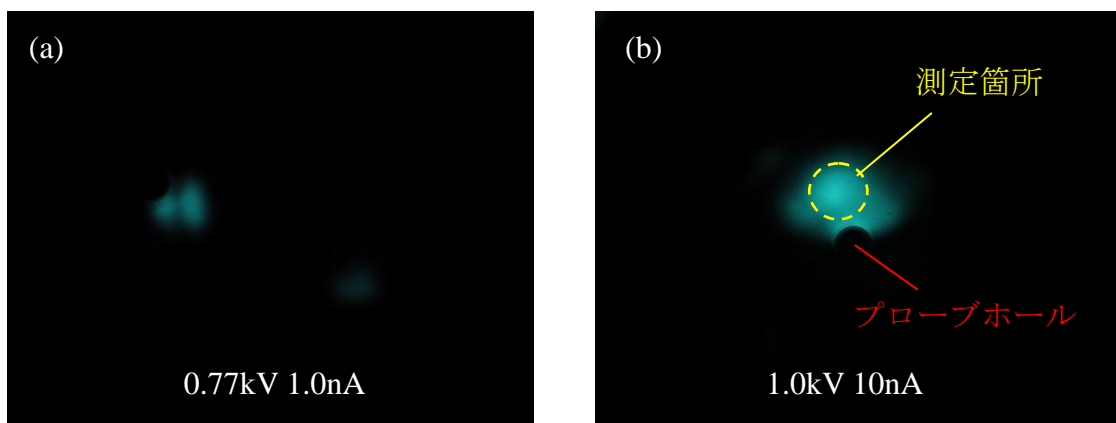


図 5-1-2 電界蒸発前(a)と-5 kV 電界蒸発後(b)の FEM 像

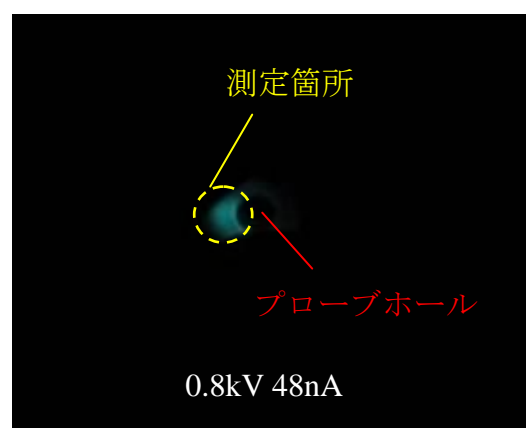


図 5-1-3 1200 K アニール後の FEM 像

## 5-2 エネルギー分布測定

図 5-1-1 と図 5-1-2、図 5-1-3 で観察された各 FEM 像について、黄色で囲んだ放出サイトをプローブホールに入射させ、室温におけるエネルギー分布測定を行った。

図 5-1-1 の FEM 像に対するエネルギー分布を図 5-2-1 に示す。エネルギー分布はピーク電流値で規格化されている。またリファレンスのため、タングステンの場合の理論値を示した。陰極先端の電界強度は、マグネタイトウィスカー陰極先端の SEM 像から、曲率半径を見積もり、計算を行っている。マグネタイトのエネルギー分布はピーク位置では、理論値と同様の変化をしているが、低エネルギー側でハンプが観察された。これは通常金属と異なる電子状態であることを示唆するものである。

図 5-1-2 の FEM 像に対するエネルギー分布を図 5-2-2 に示す。グラフは引き出し電極を 1.00 kV, 1.05 kV, 1.10 kV と変化させた時のエネルギー分布である。図 5-2-1 と同様にタングステンで計算された理論値を右側に示した。通常金属の場合、印加電圧に対してエネルギー分布の低エネルギー側は大きく広がらず、半値幅の増加も 20 meV とわずかである。それに対し、マグネタイトのエネルギー分布は、印加電圧に対して、エネルギーの半値幅が 0.50 eV から 0.89 eV へと約 400 meV も大きく広がる傾向がみられた。また低エネルギー側において、理論値のエネルギー分布は指数関数的に減少しているが、マグネタイトのエネルギー分布は穏やかに減少しており、ハンプが観察されている。これはフェルミ準位付近の低エネルギー側に、より多くの状態密度をもったバンドが存在を示唆するものである。印加電界の増大により、低エネルギー側のトンネル確率が增大すると、低エネルギー側に存在する状態密度の高いバンドからの放出電流量が相対的に増加する。これがスペクトルのハンプとして観察されたと考えられる。

図 5-1-3 の FEM 像に対するエネルギー分布を図 5-2-3 に示す。グラフは引き出し電極を 1.08 kV, 1.12 kV, 1.16 kV と変化させた時のエネルギー分布である。図 5-2-2 の結果に対して、図 5-2-3 では、半値幅の明らかな増大は観察されず、ハンプは観察されなかった。これはフェルミ準位付近で、状態密度に大きな差がないことを示すものである。

以上のように、試料ごとに特性の異なるエネルギー分布が観察された。いずれも半値幅は、タングステンと比べて広く、また一部のエネルギー分布では通常金属では観察されないハンプや、エネルギー幅の増大が観察された。試料ごとに異なるエネルギー分布が観察されたのは、最表面原子配列による表面電子状態密度の違いを反映しているものではないかと考えられる。今後、表面をキ

## 第 5 章 $\text{Fe}_3\text{O}_4<110>$ 陰極からの電界放出電子のエネルギー分布測定

ャラクタライズされた試料で測定を行い、観察される像とエネルギー分布との  
相関等を調べる必要があると考えられる。

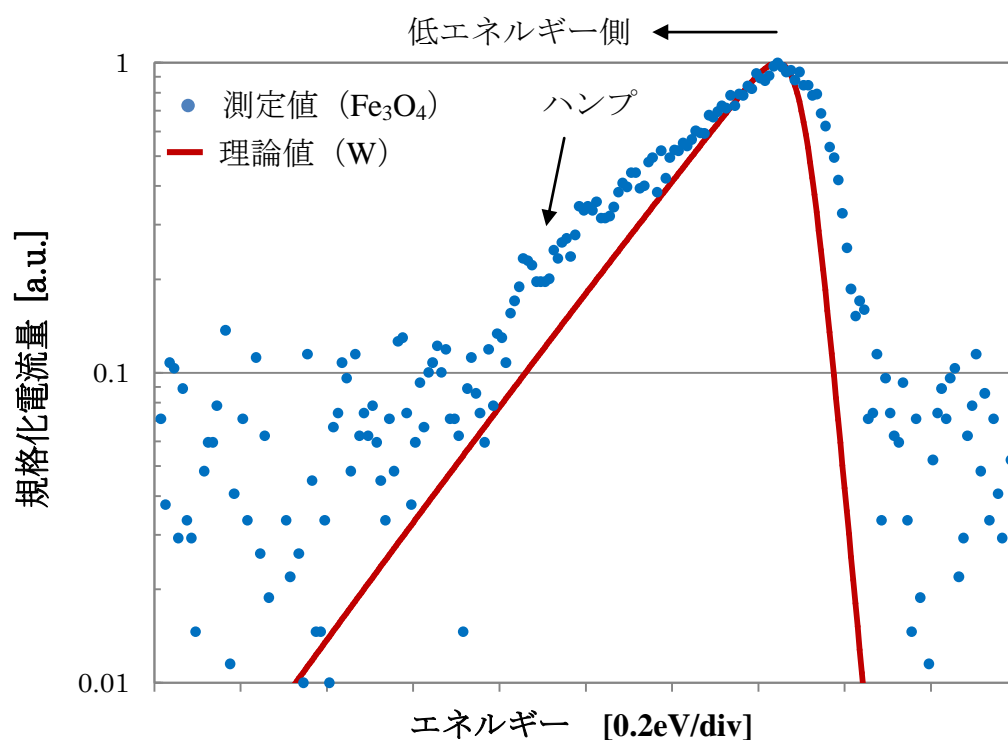


図 5-2-1 マグネタイトウィスカーのエネルギースペクトル(1)

測定条件： 引き出し電圧 1.5 kV, 陰極電圧 : 7.9 ~ 9.6 V

分光器電位 +2.0 V, 内外筒電圧  $\pm 3.5$  V

陰極温度 室温

測定値： ピーク時電流 1.04 pA, 半値幅 0.42 eV

理論値条件： 陰極温度 300 K, 先端電界強度 5.5 V/nm,

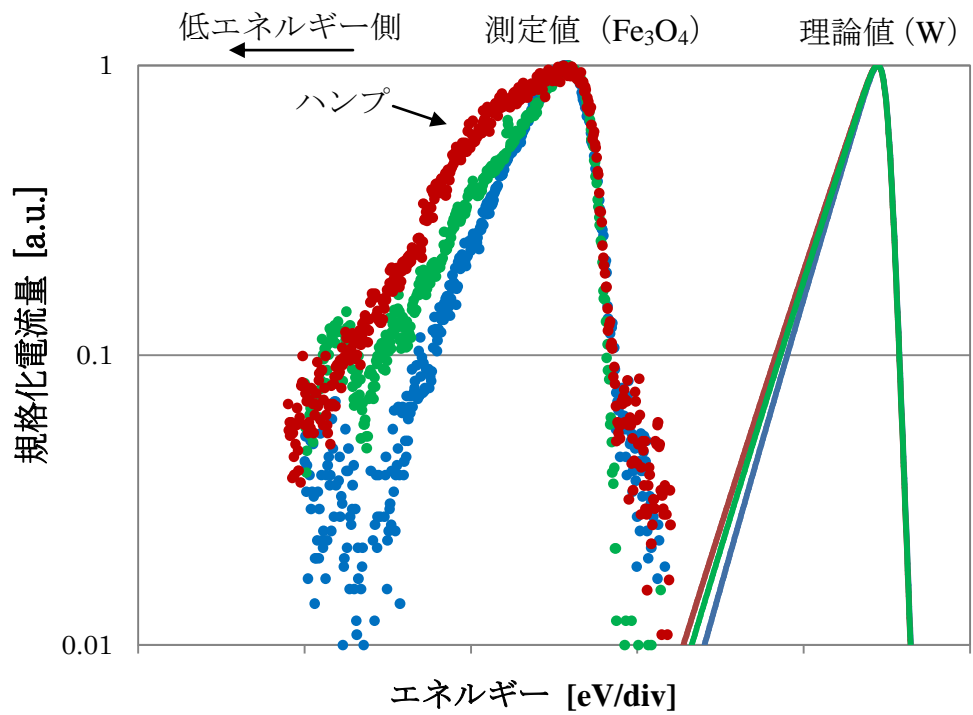


図 5-2-2 マグネタイトウィスカーのエネルギースペクトル(2)

|       |        | 赤         | 緑        | 青        |
|-------|--------|-----------|----------|----------|
| 測定条件  | 引き出し電圧 | 1.10 kV   | 1.05 kV  | 1.00 kV  |
|       | 分光器電位  | 2.5 V     |          |          |
|       | 内外筒電圧  | ±3.3 V    |          |          |
|       | 陰極電圧   | 6.8～9.0 V |          |          |
|       | 温度     | 室温        |          |          |
| 測定値   | ピーク時電流 | 3.55 pA   | 2.98 pA  | 2.3 pA   |
|       | 半値幅    | 0.89 eV   | 0.53 eV  | 0.50 eV  |
| 理論値条件 | 陰極温度   | 300 K     |          |          |
|       | 先端電界強度 | 6.1 V/nm  | 5.8 V/nm | 5.6 V/nm |
|       | 理論値半値幅 | 0.29 eV   | 0.28 eV  | 0.27 eV  |

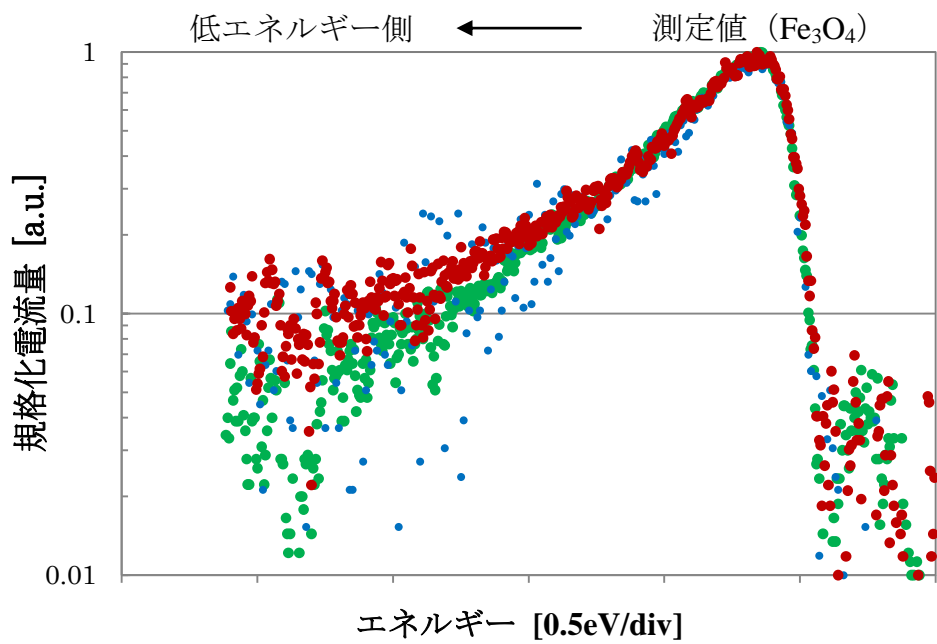


図 5-2-3 マグネタイトウィスカーのエネルギースペクトル(3)

|      |        |          |           |          |
|------|--------|----------|-----------|----------|
| 測定条件 | 引き出し電圧 | 1.16 kV  | 1.12 kV   | 1.08 kV  |
|      | 分光器電位  |          | 2 V       |          |
|      | 内外筒電圧  |          | ±3.2 V    |          |
|      | 陰極電圧   |          | 7.0～9.6 V |          |
|      | 温度     |          | 室温        |          |
| 測定値  | ピーク時電流 | 2.7 pA   | 3.19 pA   | 1.17 pA  |
|      | 半値幅    | 0.43 eV  | 0.46 eV   | 0.38 eV  |
|      | 先端電界強度 | 5.2 V/nm | 5.0 V/nm  | 4.8 V/nm |

## 第6章 まとめ

本研究では、高分解能測定可能なエネルギー分析システムを製作し、その動作特性の評価を行った。動作特性の評価では独自に設計開発した減速レンズと、分析システムの分解能について評価を行った。

減速レンズの評価では、第三電極によるスリット通過電流量の測定を行い、電子ビームのクロスオーバー位置調整や、ビーム偏向動作の評価を行った。熱電界放出による測定において、ビームの偏向によるスリット通過電流の急激な減少が見られた。このときのビーム偏向量とスリット幅はよく一致しており、X軸方向のビーム変化は三角形状であった。これより試作した減速レンズは設計仕様を満たしており、ビームがほぼスリット幅まで集束されていることが判った。

またシステムの分解能評価では 1295 K の熱電界放出と室温での電界放出における、エネルギー分布の理論値と測定値の比較を行った。理論値と測定値は、非常によい一致を示し、半値幅の差はいずれも約 30 meV と小さいものであった。また室温における電界放出時のエネルギー分布半値幅から、加速電圧 1.0 kV において分解能は 118 meV と計算された。これより、加速電圧 1.0 kV で約 100 meV の高い分解能でエネルギー分布測定が行えることが判った。

また開発したエネルギー分析システムの応用例として、室温におけるマグネタイトウィスカーからの電界放出電子のエネルギー分布測定を行った。マグネタイトウィスカーでは、試料ごとに異なるパターンの FEM 像と特性の異なるエネルギー分布が観察された。これは最表面原子配列による表面電子状態密度の違いを反映したものではないかと考えられる。今後表面をキャラクタライズされた試料について測定を行う必要があると考えられる。いずれのエネルギー分布も、タングステンと比べて半値幅が広く、また一部のエネルギー分布では通常金属では観察されないハンプや、エネルギー幅の増大が観察された。これはフェルミ準位の低エネルギー側に、より多くの状態密度をもったバンドの存在を示唆するものである。

以上のことから、作製したエネルギー分析システムが、電界放出において高分解能を有し、エネルギー分析が可能であることが判った。

## 参考文献

- [1] C. Oshima and E. Rokuta : Surf. Sci. Soc. Jpn. **29**, 659 (2008)
- [2] A. Takakura, K. Hata, Y. Saito, K. Matsuda, T. Kona, C. Oshima : Ultramicroscopy **95**, 139 (2003)
- [3] E. Rokuta, H.-S. Kuo, T. Itagaki, K. Nomura, T. Ishikawa, B.-L. Cho, I.-S. Hwang, T.T. Tsong, C. Oshima : Surf. Sci. **602**, 2508 (2008)
- [4] C. Oshima, H. Fujii, T. Yamashita, S. Uchiyama, M. Yamada, K. Nagaoka, T. Sakurai : Appl. Surf. Sci. **146**, 143 (1999)
- [5] Vu Thien Binh, S. T. Purcell, N. Garcia, and J. Doglioni : Phys. Rev. Lett. **69**, 2527 (1992)
- [6] K. Nagaoka, H. Fujii, K. Matsuda, M. Komaki, Y. Murata, C. Oshima, T. Sakurai : Appl. Surf. Sci. **182**, 12 (2001)
- [7] 平松 慧之 : 三重大学工学部電気電子工学科卒業論文 (2009)
- [8] S. Nagai, K. Hata, M. Okada, H. Mimura : Appl. Surf. Sci. **256**, 1058 (2009)
- [9] 裏 克己 : 電子・イオンビームハンドブック第3版 日本学術振興会 (1998)
- [10] Russell D. Young : Phys. Rev. **113**, 110 (1958)
- [11] J. W. Gadzuk and E. W. Plummer : Rev. Mod. Phys. **45**, 487 (1973)
- [12] H. Shimoyama : J. Electron Microscopy **10**, 76 (1975)
- [13] R. Gomer : *Field Emission and Field Ionization*, Harvard University Press, Cambridge, (1961).
- [14] H. Suzuki, K. Wakitani : J. Phys. Soc. Jpn. **26**, 705 (1973)
- [15] 鈴木 洋, 脇谷 一義, 吉野 益弘 : 分光研究 **19**, 18 (1970)
- [16] C. Oshima, R. Franchy, and H. Ibach : Rev. Sci. Instrum. **54**, 1042 (1983)
- [17] C. Oshima, R. Souda, M. Aono, and Y. Ishizawa : Rev. Sci. Instrum. **56**, 227 (1985)
- [18] M. Okada, *et al.*: Jpn. J. Appl. Phys. **45**, 5624 (2006).
- [19] Y. L. Li, K. L. Yao, Z. L. Liu : Surface Science **601**, 876 (2007)



## 謝辞

本研究の遂行にあたり、終始暖かい激励と貴重な御意見、御指導を頂いた畑浩一准教授に深く感謝致します。また永井 滋一助教には、研究を進めるにあたり、終始熱心に御指導頂き、また多大なご協力と有益な御意見を頂きました。深く感謝致します。

本研究の試料作製において多大なご協力と有益な御意見を受け賜った静岡大学電子工学研究所 岡田 守弘 客員教授ならびに同研究所 三村 秀典教授に深く感謝致します。また実験装置の加工など技術面で多大なご協力を頂いた三重大学機械工学科 小林 嘉技術職員に深く感謝致します。

梶原和夫客員教授ならびに岩田達夫研究員には、研究を進めるうえで、大変貴重な御意見を頂きました。深く感謝致します。

本論文の作成にあたり有益な御意見を頂いた三重大学工学部 機械工学科 高橋 裕教授に深く感謝致します。

最後に、大学院生活を共に過ごしてくれた当研究室 M2 の森川 由基君、M1 大川 隆太君、杉浦 康史君、前田 達也君、またこの研究室を通じて出会ったすべての方々には、惜しみない助言と協力を頂きました。深く感謝致します。

## 付録

本研究を遂行するにあたり作製した、各種構成部品の図面および LabVIEW プログラムを載せる。

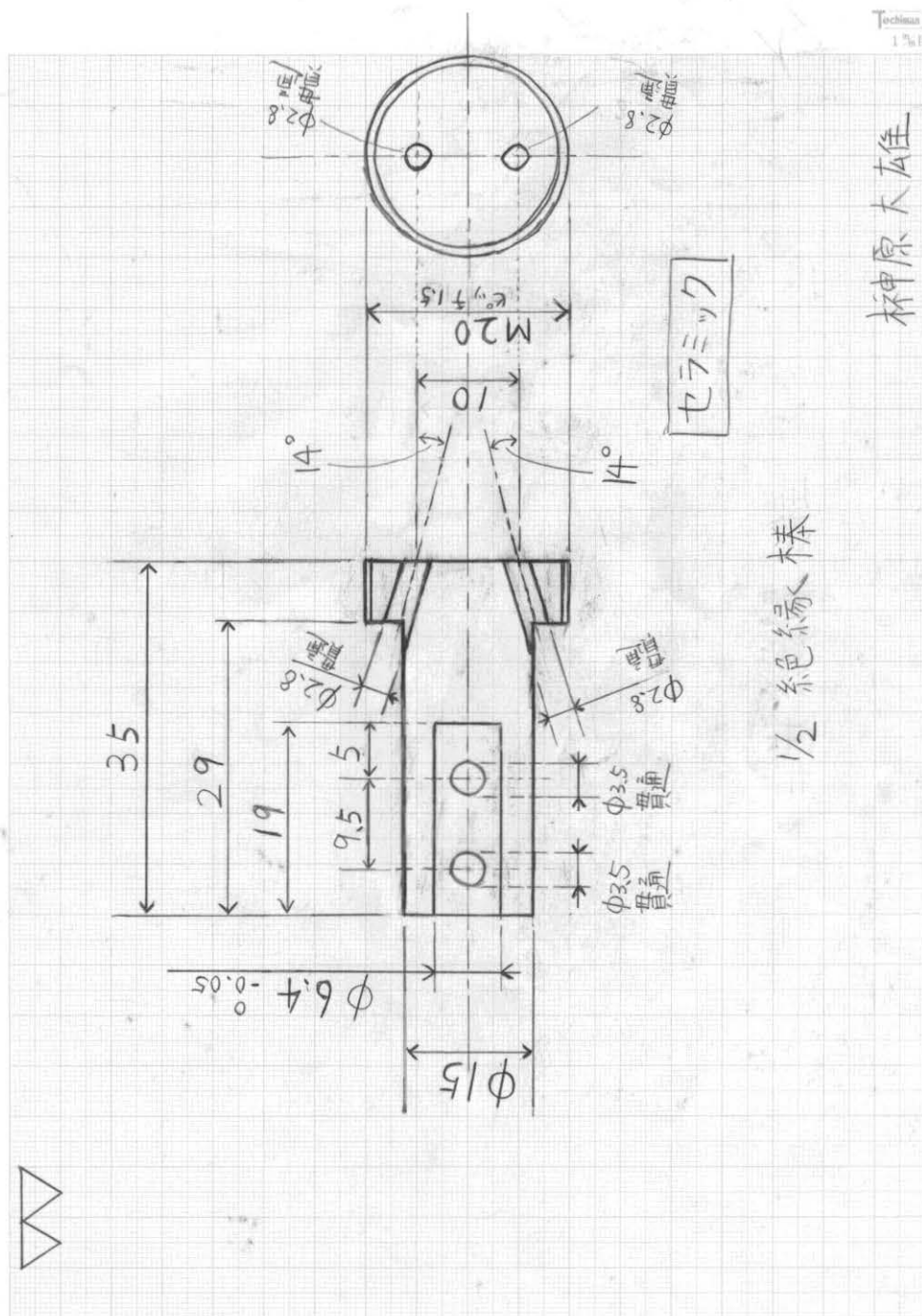
### (1) 部品図面リスト

- A-1 セラミック支柱
- A-2 アルミ導入棒
- A-3 ソケット・引き出し電極固定台
- A-4 引き出し電極
- A-5 マグネタイトウィスカー専用ソケット

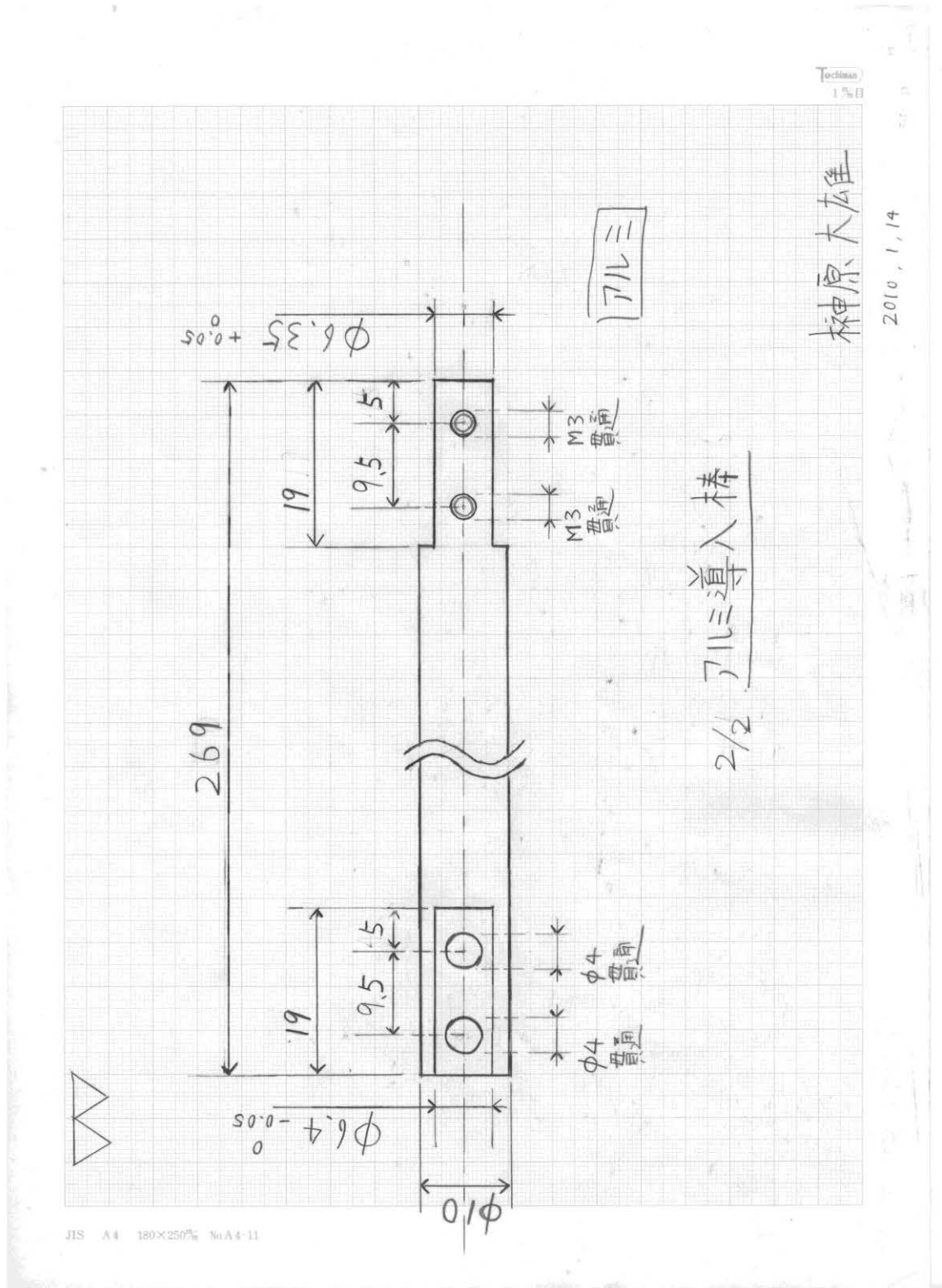
### (2) LabVIEW プログラム

- B-1 エネルギー分布測定用
- B-2 到達電流測定用

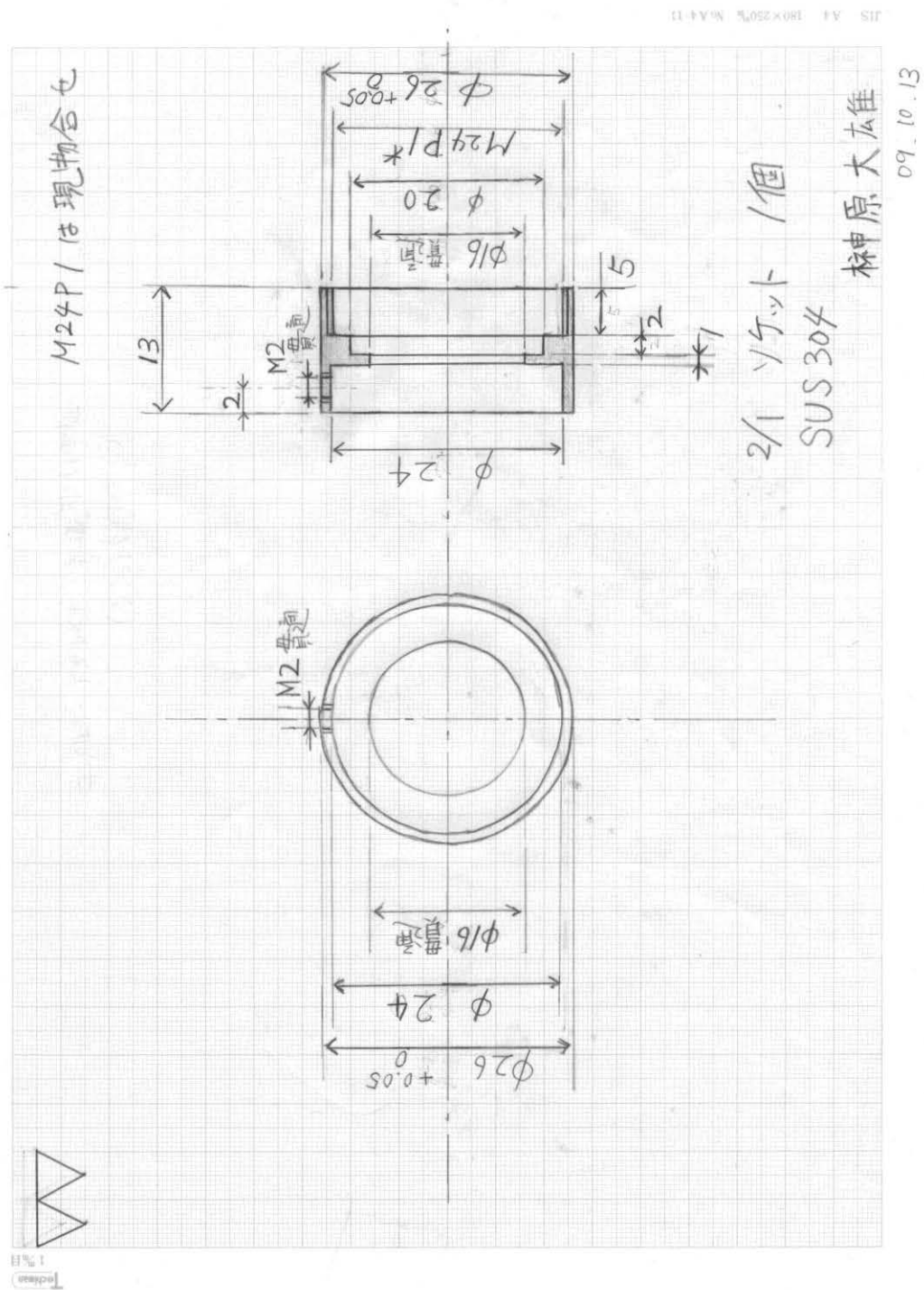
## A-1 セラミック支柱



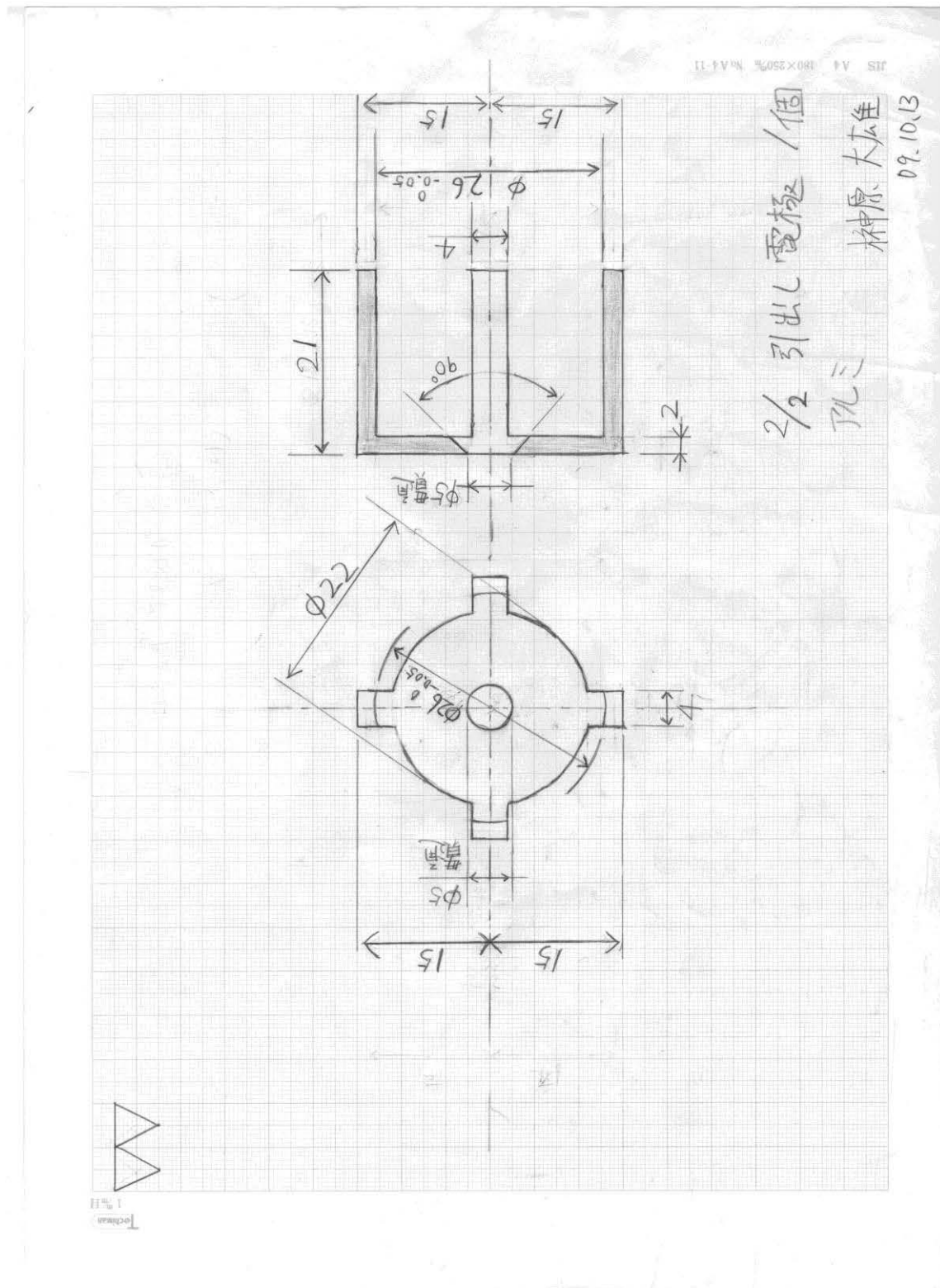
A-2 アルミ導入棒



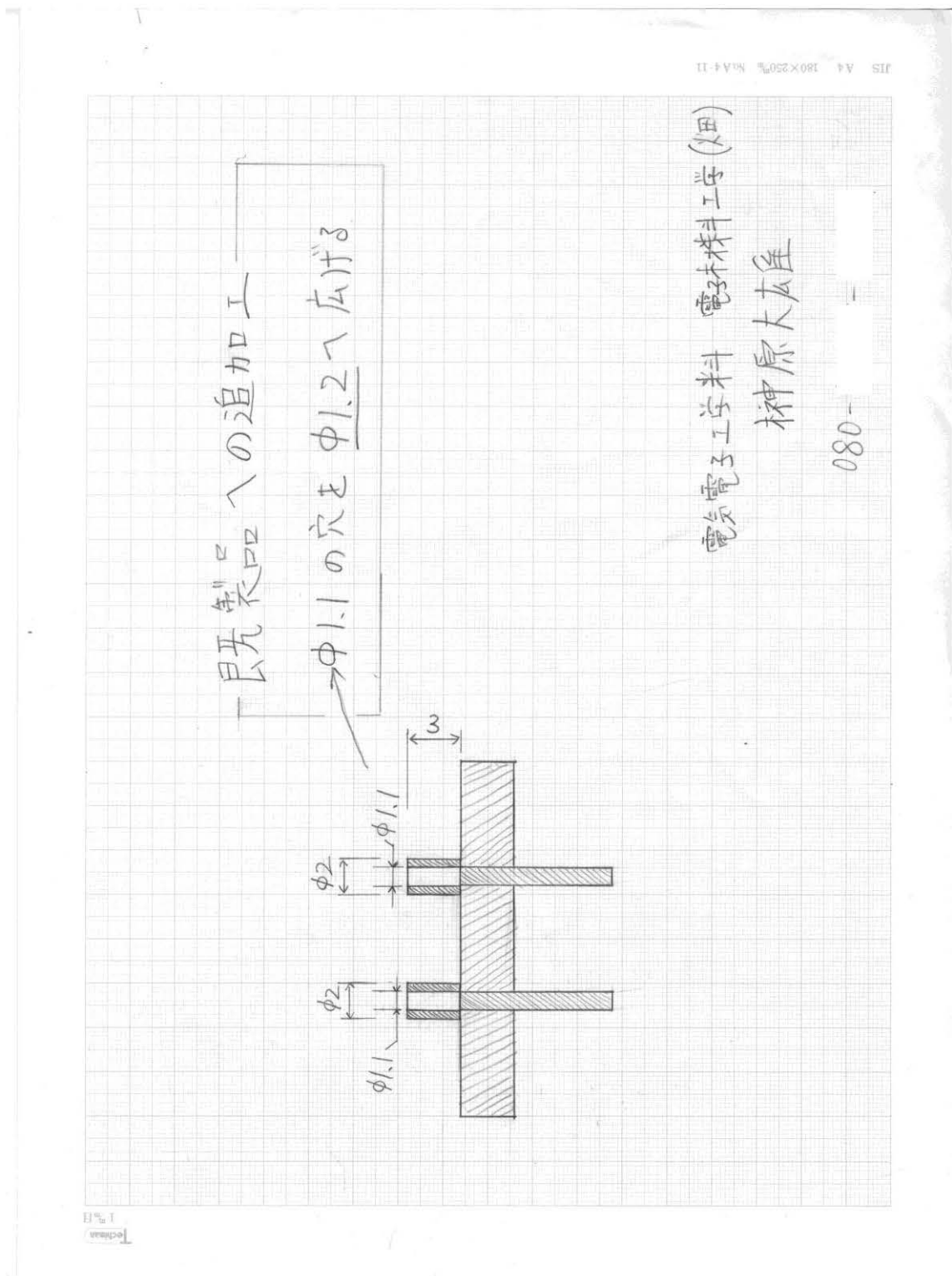
A-3 ソケット・引き出し電極固定台



A-4 引き出し電極



A-5 マグネタイトウィスカー専用ソケット









B-2 到達電流測定用

