

# ショットキー放出型電子銃の電子軌道解析と収差の評価

## Numerical Analysis of Electron Trajectories and Evaluation of Aberrations in a Schottky-Type Field Emission Gun

石黒 健一<sup>†</sup>, 飯吉 僚<sup>††</sup>  
Kenichi ISHIGURO, Ryo IYOSHI

**Abstract** Electron trajectories in a Schottky-type field emission gun were traced by solving the equation of motion directly, and the size and position as well as the divergence angle of the effective source were examined projecting the asymptote of each trajectory in the field-free space behind the anode back toward the cathode. The numerical analysis, combined with the field determination by the surface charge method, allowed the estimation of the influences of spherical and chromatic aberrations on the effective source size. The aberrations largely vary with the second anode voltage and restrict the beam angle giving the attainable minimum source size.

### 1. はじめに

電子デバイスの性能は、大規模集積回路 VLSI や高密度記憶装置などに見られるように、微細化技術の進展によって飛躍的に向上している。微細化技術の進展に重要な役割を果たしている装置の中に、物質を原子レベルで観察・計測・分析する電子顕微鏡や電子線微量分析装置、ナノスケールのパターン描画を可能にする電子線描画装置などの電子ビーム応用装置がある。微細化技術の進展にともない、各装置の性能をさらに向上する研究が電子ビーム工学の分野において進められている。

原子レベルの観察・計測・分析には、使用する電子ビームの輝度が高いことが求められる。輝度とは単位立体角あたりの電子流密度で定義した電子光学的輝度である。ZrO/W 陰極を電子源として使用するショットキー放出型電子銃<sup>1-3)</sup>は、LaB<sub>6</sub> 陰極を電子源として使用する熱電子放出型電子銃に比べて 3 桁 程度高い輝度を与える。このため、ショットキー放出型電子銃は電子ビーム応用装置の電子源として広く利用されている。ショットキー放出は、陰極の先端に 10<sup>8</sup> V/m オーダーの高電界を印加して、先端の電位障壁を低減することによって高い電子放

出密度を得る方法である。

この研究はショットキー放出型電子銃の電子軌道を数値解析して、「実効的な電子源」すなわち「虚電子源」が形成される様子を調べることと、銃内部の電界レンズの収差を評価することを目的として進めた。当研究室では、平成 16 年から 17 年にかけて牧野<sup>4)</sup>が「表面電荷法によるショットキー陰極の電界解析」の研究を、平成 17 年から 18 年にかけて中根<sup>5)</sup>が「ショットキー陰極電子銃の電界解析と電子軌道解析」の研究を行った。電界解析では電極電圧と陰極表面の電界強度の関係が調べられた。電子軌道解析では電子銃内部の電界レンズがもつ球面収差の影響が調べられて、3 次の球面収差係数がすでに求められている。しかし、放出電子がもつエネルギーの広がりや電極電圧の変動が原因となって発生する色収差の影響についてはまだ解析が行われていなかった。

本報告では改良した電極モデルを使用して電子軌道を解析した結果と収差を評価した結果について述べる。

### 2. 電子銃の構造と動作電圧

電子銃の構造を図 1 に、陰極先端付近の拡大図を図 2 に示す。電子銃は陰極、シールド電極、第 1 陽極、第 2 陽極の 4 電極で構成される。各電極は光軸に対して回転対称の形状である。陰極先端はシールド電極から  $h = 0.25$  mm 程度突き出して配置される。陰極の先端表面は ZrO 層で覆われている。タングステンの平均的な仕事関数は

<sup>†</sup> 愛知工業大学 大学院 工学研究科  
電気電子工学専攻 (豊田市)  
<sup>††</sup> 愛知工業大学 工学部 電気学科  
電子工学専攻 (豊田市)

4.5 eV 程度の値であるが、先端に ZrO 層を形成すると (100)結晶面の仕事関数は 2.9 eV<sup>3)</sup>程度の値まで低下する。

陰極はヒーターによって 1800 K 程度に加熱する。このため陰極の側面やヒーターから熱電子が放出される。このような余分な電子の放出を抑えるために、シールド電極には陰極に対して -300 V 程度の負電圧を印加している。第 1 陽極には陰極に対して数 kV の正電圧を印加して、陰極先端に高い電界を発生させる。高い電界によって陰極表面の電位障壁が減少するショットキー効果が現れる。仕事関数の低下とショットキー効果によって電子放出密度は大きな値になる。第 1 陽極によって引き出した電子は、第 2 陽極で必要とされるエネルギーまで加速あるいは減速して利用する。SEM の場合、第 2 陽極の電圧は数 100V から数 10 kV 程度である。

### 3. 陰極先端の形状

陰極の先端部は電解研磨によって円錐状(図 2)に先鋭化する。陰極を加熱しながら先端に電界を加えると、先端に図 3 に示すような平坦な(100)結晶面が形成される<sup>3)</sup>。この面をファセットと呼ぶ。陰極先端の曲率半径を  $r_{tip}$  としたとき、ファセットの半径  $r_{facet}$  は  $0.3 r_{tip}$  程度になる。この関係は  $r_{tip} = 2 \mu\text{m}$  の範囲まで成立する。

陰極を安定に動作するためには、ファセットを保つことが必要である。加熱した陰極先端の半径は表面張力によって増大するため、ファセットを保持できなくなる。これを防ぐために、ショットキー陰極では先端に常時高電界を加え、電界の張力によって表面張力による半径の増大を抑えている。電界張力と表面張力の効果が平衡する電界強度  $F$  は次式<sup>9)</sup>で与えられる。

$$F = \sqrt{\frac{4\gamma}{\epsilon_0 r_{tip}}} \quad (1)$$

ここで  $r_{tip}$  は陰極先端曲率半径、 $\gamma$  は表面張力である。タングステンの表面張力  $\gamma$  は温度  $T$  によって変化するが、電子源として使用するときの値は 2.9 N/m 程度<sup>9)</sup>である。式(1)で与えられる値よりも電界を高くすると、電界張力によって先端は突き出し、曲率半径は減少し続けることになる。

一方、電界は放出電子のエネルギー分布に影響を与える値でもある。電子銃はエネルギー分布の幅が小さい電子ビームを与えることが求められる<sup>1)</sup>。陰極先端に加える電界を高くすれば、ショットキー係数は大きくなって電子放出量は増加するが、トンネル電子の量も増加するので放出電子のエネルギー幅は増大してしまう。エネルギー幅を小さく保つためには、電界を制限する必要があ

る。Shinada ら<sup>7)</sup>は、式(1)で与えた平衡電界強度と先端曲率半径の関係に加えて、エネルギー幅を 0.5 eV に抑える電界強度を図に示して、安定な動作を与える先端曲率半径の範囲について検討している。この図を図 4 に示す。赤い線は  $\gamma = 2.9 \text{ N/m}$  のときの平衡電界強度、青い線はエ

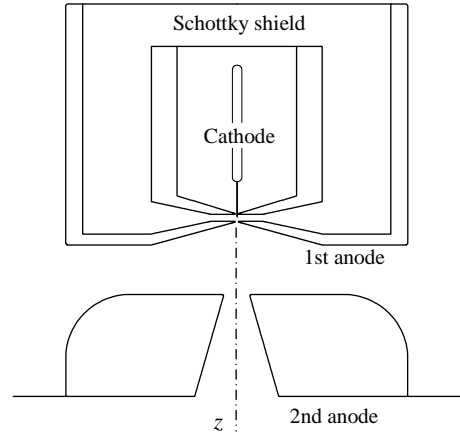


Fig. 1. Schottky emission gun. Cylindrical part of the Schottky shield is about 20 mm in diameter.

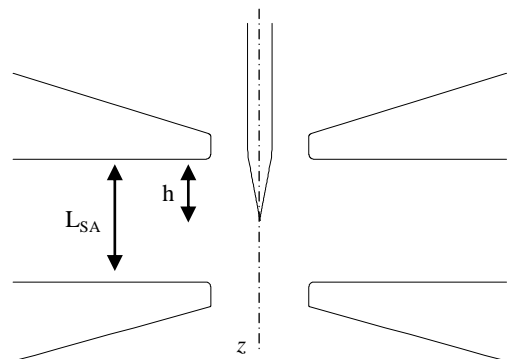


Fig. 2. Electrode geometry near the cathode tip. Cathode wire is 0.1 mm in diameter.

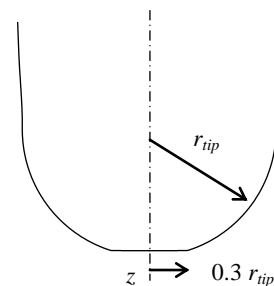


Fig. 3. Enlarged view of the faceted cathode tip

エネルギー幅を 0.5 eV に抑えるための電界強度である。電界強度は参考文献<sup>3)</sup>を基に計算した値である。先端曲率半径  $r_{tip}$  が 1  $\mu\text{m}$  の場合、エネルギー幅を 0.5 eV に抑え、かつ陰極先端の増大を防ぐ電界強度は  $8.0 - 8.7 \times 10^8 \text{ V/m}$  の範囲であることがわかる。この電界強度は 1,000 以上のショットキー係数を与える値である。こうした評価を基に、解析モデルの先端曲率半径  $r_{tip}$  は 1  $\mu\text{m}$  とした。電界強度  $8.7 \times 10^8 \text{ V/m}$  を与える第 1 陽極電圧は 4 節で述べる方法で電界を解析して求めた。

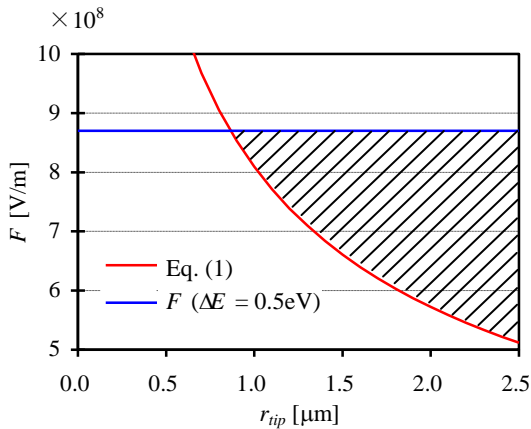


Fig. 4. The field strength  $F$  on the tip of different radii and the field strength giving the energy width of electrons of  $\Delta E = 0.5 \text{ eV}$ .

#### 4. 解析方法

解析に使用した電極モデルを図 5 に示す（陰極先端付近の拡大図は図 2 を参照）。電極表面上の小さな線分は電界解析のための表面分割位置を示している。電界は表面電荷法で解析した<sup>4)</sup>。表面電荷法は電極表面を微小な区間に分割し、各分割区間の表面電荷密度を電極の電位から決定したあと、表面電荷密度を数値積分して電位や電界を解析する方法である。この方法は差分法や有限要素法にみられる電界の桁落ち誤差がないことや、電極表面を分割するため電極形状を容易かつ正確に考慮できることから、十分な精度が期待できる。電界が大きく変化する陰極先端付近は、離散化誤差を低減するため特に細かく分割した。

解析モデルでは、陰極先端曲率半径  $r_{tip} = 1 \mu\text{m}$ 、先端の突き出し距離  $h = 0.25 \text{ mm}$ 、シールドと第 1 陽極の間隔  $L_{SA} = 0.5 \text{ mm}$ 、シールド電極と第 1 陽極の開口部直径は  $0.4 \text{ mm}$  とした。また、第 2 陽極の上面は陰極先端から  $9.2 \text{ mm}$  とした。

各電極の電圧は、陰極  $0 \text{ V}$ 、シールド電極  $-300 \text{ V}$ 、第 1 陽極  $4.3 \text{ kV}$  一定とし、第 2 陽極は  $1 - 30 \text{ kV}$  の範囲とし

た。第 1 陽極  $4.3 \text{ kV}$  のとき、陰極先端の電界強度は  $8.7 \times 10^8 \text{ V/m}$  の値になる。このときのショットキー係数は約 1,400、拡張ショットキー係数<sup>3)</sup>は約 1.5 の値である。陰極先端の電界強度は第 1 陽極電圧によって決まり、第 2 陽極電圧の影響は受けない。

電子軌道の解析には Direct Ray-tracing 法<sup>5)</sup>を用いた。この方法は電子に働くローレンツ力を微小時間間隔で数値積分して軌道を計算する方法である。微分運動方程式は電荷/質量比  $e/m$  を含めた時間で規格化した。規格化時間に  $e/m$  を含めることで、素電荷や質量の限られた有効桁によって発生する累積誤差を除去した。

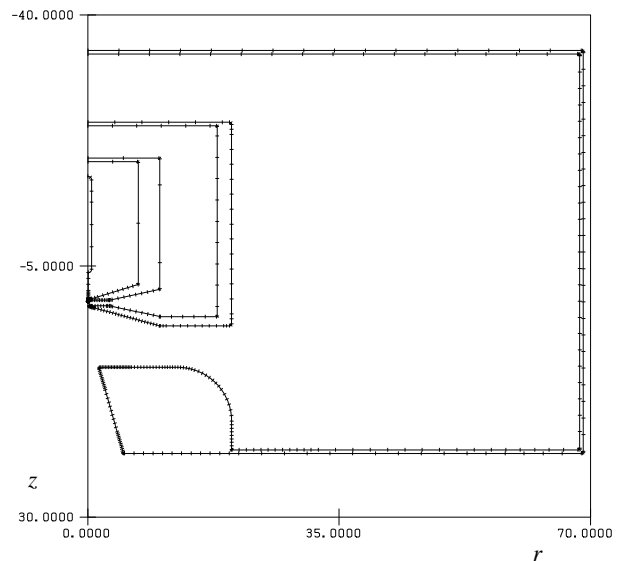


Fig. 5. Numerical model of electrodes.  $70 \text{ mm} \times 70 \text{ mm}$  square area.

軌道はつぎの条件で解析した。電子の放出範囲はファセットの範囲 ( $r \leq 0.3 \mu\text{m}$ ) とし、放出位置  $r_0$  は等間隔にとった。放出位置  $z_0$  はファセット表面から  $5 \text{ nm}$  離れた位置にした。放出位置  $z_0$  を表面から離れた位置にしたのは、表面電荷法では各分割区間の中央に位置する特異点の近くで、電界計算の精度が低下する可能性があるためである。 $5 \text{ nm}$  離れた位置にすれば、電界計算の精度は低下しないことを確かめた。電子の放出エネルギーは  $0 - 0.5 \text{ eV}$  の範囲、放出角は  $0^\circ$  とした。

微分運動方程式を積分する時間間隔は、第 1 陽極や第 2 陽極の電圧を考慮して調整した。電子の速度は陽極電圧に依存するため、時間間隔一定で積分すると積分点の数は増減する。積分点の数の減少は解析精度を低下する原因になる。時間間隔を調整することで  $z = 30 \text{ mm}$  までの積分点の数の減少を防止した。

5. 解析結果

5・1 虚電子源の評価

陰極先端付近の電位分布と電子軌道を解析した結果を 図 6 に示す。陰極先端付近の 1 μm の範囲を示している。赤い線は 10 V 間隔の等電位線である。等電位線の間隔は陰極表面近くで狭くなっていて、表面の電界は高いことがわかる。青い線は放出エネルギー 0 eV の電子軌道である。ファセット中心から放出した電子は光軸とほぼ平行に進み、光軸との角度（発散角）は小さい。一方、ファセットの端の付近では、等電位面が湾曲して電界の r 方向成分が増加するため、電子軌道の発散角が大きくなる。電子は第 1 陽極を通過したあと、第 2 陽極で加速あるいは減速される。第 2 陽極を通過したあと、電子は電界 0 の空間を進むので軌道は直線になる。

虚電子源 (the virtual source) は、第 2 陽極の下から電子源を眺めたとき、電子軌道が最小断面をもつところに形成される。虚電子源は「実効的な電子源」(the effective source) とも呼ばれる。虚電子源が形成される位置は実際の電子源 (the real source) すなわち陰極先端と異なる。また、虚電子源のサイズ (最小断面) は軌道の発散角に依存する。本研究では、図 6 に示した軌道を第 2 陽極の後方 (z ≥ 30 nm) まで数値解析したあと、直線状になった軌道の漸近線を陰極側に差し戻して最小断面を調べる方法<sup>8)</sup>を用いて、虚電子源の位置とサイズおよび発散角を評価した。

電子銃の電界は、陰極-第 1 陽極間の電界と第 1 陽極-第 2 陽極間の電界に分かれる。第 2 陽極電圧が第 1 陽極電圧と等しい場合は (V<sub>A1</sub> = V<sub>A2</sub>)、電界は陰極-第 1 陽

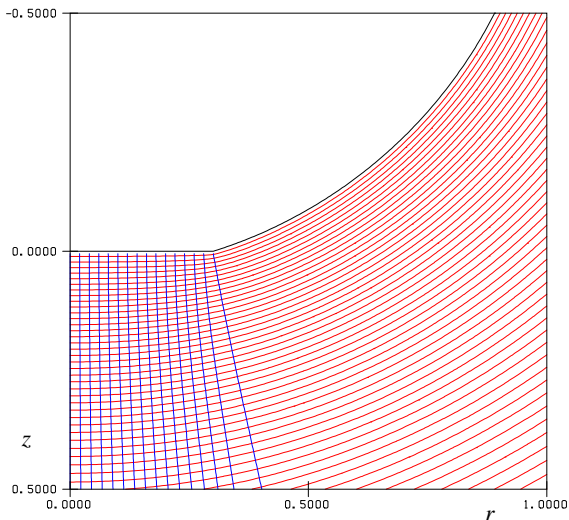


Fig. 6. Potential distribution and the electron trajectories near the cathode tip. 1 μm × 1 μm square area. E<sub>0</sub> = 0 eV. V<sub>S</sub> = -300 V. V<sub>A1</sub> = 4.3 kV. V<sub>A2</sub> = 30 kV.

極間だけに存在し、この電界によって電子軌道は決まる。第 2 陽極を第 1 陽極と異なる電圧にすると (V<sub>A1</sub> ≠ V<sub>A2</sub>)、電子軌道は 2 つの電界の作用を受けることになる。そこで、虚電子源の評価は

- (a) 第 1 陽極電圧のみの場合 V<sub>A1</sub> = V<sub>A2</sub>
- (b) 第 2 陽極電圧を考慮した場合 V<sub>A1</sub> ≠ V<sub>A2</sub>

2 つの場合に分けて行った。

5・2 第 1 陽極電圧のみの場合 V<sub>A1</sub> = V<sub>A2</sub>

漸近線軌道が虚電子源を形成する付近を拡大した様子を 図 7 に示す。放出エネルギー E<sub>0</sub> = 0 eV のときの結果である。発散角が最も大きい漸近線軌道は、ファセットの端の近くから放出した電子の漸近線軌道である。この発散角は 147 mrad である。この漸近線は陰極先端 (z = 0) の後方 z = -9.5 μm 付近に直径 25.5 nm の断面を形成している。この断面が虚電子源の直径に相当する。ファセットの直径 0.6 μm を実際の電子源とみなすと、虚電子源の直径は約 1/24 に縮小されている。

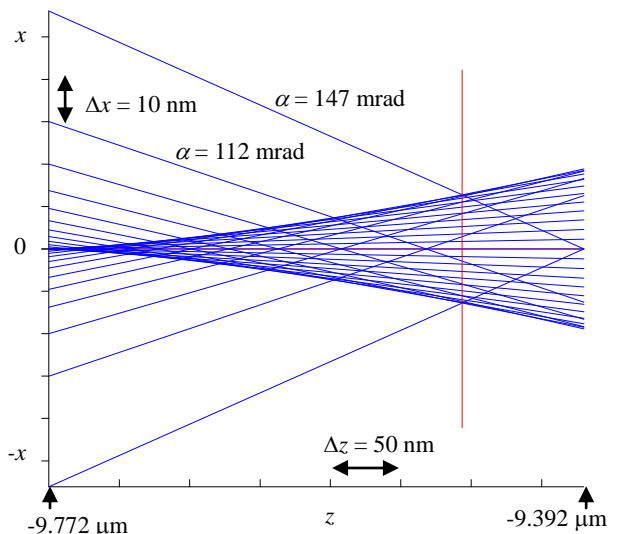


Fig. 7. Asymptotic trajectories in the vicinity of the virtual source. Emitting energy E<sub>0</sub> = 0 eV. V<sub>S</sub> = -300 V. V<sub>A1</sub> = V<sub>A2</sub> = 4.3 kV.

発散角を小さく制限すると、虚電子源の直径は小さくなる。虚電子源の直径と発散角との関係を調べた結果を 図 8 に示す。虚電子源の直径は、発散角 112 mrad のときには 15.7 nm であるが、発散角 50.9 mrad のときは 1.48 nm に減少する。直径が発散角によって変化する原因は、電界レンズの球面収差に因るものである。球面収差が原因となる焦点上のビーム直径の増加は次式で与えられる<sup>9)</sup>。

$$\delta d_s = \frac{1}{2} C_s \alpha^3 \quad (2)$$

ここで $\delta d_s$ は最小断面の直径、 $\alpha$ は発散角、 $C_s$ は球面収差係数である。図8に示した曲線は $C_s$ を $22.5\ \mu\text{m}$ と置いて式(2)で計算した最小断面の直径である。漸近線軌道から評価した虚電子源の直径は、発散角 $100\ \text{mrad}$ までの範囲で計算値にほぼ一致している。このことから、陰極-第1陽極間の電界レンズの球面収差係数は $C_s = 22.5\ \mu\text{m}$ であると評価した<sup>10)</sup>。

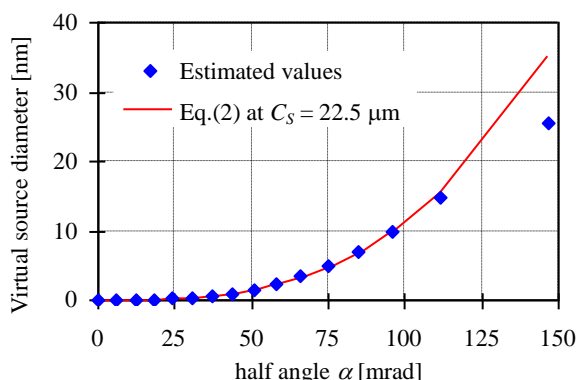


Fig. 8. Virtual source diameter as a function of the half-angle  $\alpha$  of the asymptotic trajectories.

つぎに放出エネルギーが虚電子源の位置に与える影響について述べる。放出エネルギーが $0\ \text{eV}$ と $0.5\ \text{eV}$ の電子軌道を解析して、その漸近線軌道を求め、漸近線軌道が光軸に交わる位置を調べた。放出エネルギーが変わると、図9に示すように光軸と交わる位置（虚電子源の位置）に差 $\Delta f$ が生じる。発散角が大きい軌道は、球面収差の影響も受けている。球面収差は発散角 $\alpha$ の3乗に比例するので式(2)、発散角が小さい軌道は球面収差の影響をほとんど受けていない。

発散角が小さい漸近線軌道の放出エネルギー $E_0$ と焦点位置の差 $\Delta f$ の関係を調べた結果を図10に示す。放出エネルギー $E_0 = 0.1\ \text{eV}$ のときの $\Delta f$ は $20.0\ \text{nm}$ であり、 $E_0 = 0.5\ \text{eV}$ のときに $\Delta f$ は $44.1\ \text{nm}$ に増加する。この差は電界レンズがもつ色収差によって生じている。色収差による焦点位置の差は次式で与えられる<sup>9)</sup>。

$$\Delta f_{Ch} = C_{Ch} \sqrt{\frac{\Delta V_i}{V}} \quad (3)$$

ここで $\Delta f_{Ch}$ は焦点位置の差、 $C_{Ch}$ は1/2次の色収差係数、 $\Delta V_i$ は放出エネルギーを与える電圧( $E_0 = e\Delta V_i$ )、 $V$ は陽極電圧である。図10に示した曲線は、 $C_{Ch}$ を $4.15\ \mu\text{m}$ と置いて式(3)で計算した値である。計算値は漸近線軌道から求めた値にほぼ等しい。したがって、このときの色収差係数 $C_{Ch}$ は $4.15\ \mu\text{m}$ の値である<sup>11)</sup>。

電極電圧の変動 $\Delta V$ も色収差をもたらす原因になる。電圧変動には「電圧安定度 $\Delta V_{ps}$ 」と「リップル電圧 $\Delta V_{p-p}$ 」

がある。電圧安定度は1時間あるいは数時間あたりの電圧変動値である。電子ビーム加速用電圧源の電圧安定度は $10\ \text{ppm}$ すなわち $10^{-5}$ 以下の値<sup>12)</sup>である。一方、リップル電圧は $V_{p-p}$ 値で表示され、数MHzまでの高周波成分を含む電圧変動を示す。リップル電圧の値はエネルギー幅よりも小さいことが求められるので、電子ビーム加速用には $\Delta V_{p-p} = 0.1\ \text{V}$ 以下の電圧源<sup>12)</sup>が使用される。

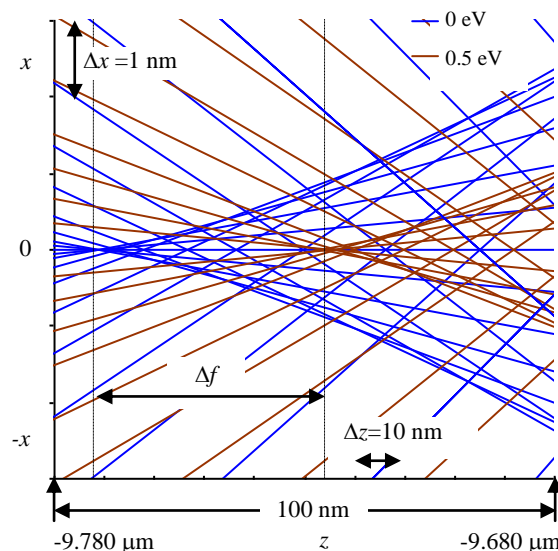


Fig. 9. Enlarged view near the focus of the asymptotes for the emitting energies  $E_0 = 0$  and  $0.5\ \text{eV}$ . Emitting position  $r_0 = 20\ \text{nm}$ .

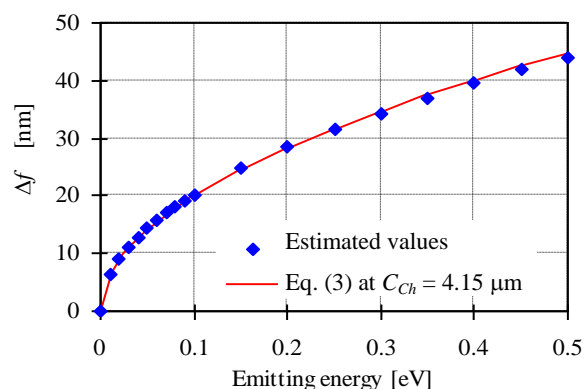


Fig. 10. Shift of the focus position  $\Delta f$  as a function of the emitting energy  $E_0$ . Emitting position  $r_0 = 3.75\ \text{nm}$ . The curve corresponds to the calculated values of eq. (3) putting  $C_{Ch} = 4.15\ \mu\text{m}$ .

第1陽極電圧の安定度を $10^{-5}$ とすると、電圧変動は $\pm 0.043\ \text{V}$ と非常に小さな値になり、電子軌道の変化も非常にわずかな量になる。そこで、第1陽極電圧を $4.3\ \text{kV} \pm 0.5\ \text{V}$ の範囲で変え、各電圧において電界と電子軌道を解



析して、第 1 陽極電圧  $V_{A1}$  と焦点位置の差  $\Delta f$  の関係を調べた。結果を図 11 に示す。第 1 陽極電圧が  $\pm 0.5V$  変化すると、焦点位置は  $\pm 100 \text{ pm}$  変化することがわかった。焦点位置は電圧にほぼ比例して変化している。焦点位置の変化は  $10 \text{ pm}$  の精度で解析できている。

電極の電圧変動による焦点位置の差は次式で与えられる<sup>9)</sup>。

$$\Delta f_c = C_c \frac{\Delta V_{ps}}{V} \quad (4)$$

ここで  $\Delta f_c$  は焦点位置の差、 $C_c$  は 1 次の色収差係数、 $\Delta V_{ps}$  は電極の電圧変動、 $V$  は陽極電圧である。図 11 に示した結果は  $C_c = 0.87 \text{ } \mu\text{m}$  として式(4)で計算した値にほぼ等しい。色収差係数  $C_c$  は色収差係数  $C_{Ch}$  ( $4.15 \text{ } \mu\text{m}$ ) に比べて小さい値である。

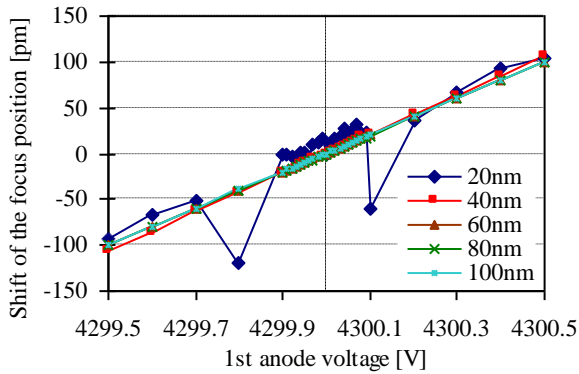


Fig. 11. Shift of the focus position  $\Delta f$  caused by the fluctuation of the first anode voltage. Emitting position  $r_0 = 20\text{--}100 \text{ nm}$ .

### 5・3 第 2 陽極電圧を考慮した場合 $V_{A1} \neq V_{A2}$

第 2 陽極に加速電圧を印加したときの電子軌道を図 12 に示す。放出位置  $r_0 = 0.1 \text{ } \mu\text{m}$  から放出した電子軌道の比較である。同じ位置から放出した電子は、第 1 陽極の開口部を通過するまでは同じ軌道を通る。軌道は第 1 陽極を通過したあとと変化して、第 2 陽極電圧を増加すると軌道の発散角は小さくなる。

陰極先端 ( $V=0$ ) から初速度  $v_0=0$  で放出した電子は、任意の位置 (電位  $V$ ) において速度

$$v = \sqrt{\frac{2eV}{m}} \quad (5)$$

をもつ。速度は電位の 1/2 乗に比例して大きくなる。速度の  $r$  方向成分を一定と仮定すると、発散角  $\alpha$  は第 2 陽極電圧  $V_{A2}$  と次の関係をもつことがわかる。

$$\alpha \propto \frac{1}{\sqrt{V_{A2}}} \quad (6)$$

このため、第 2 陽極電圧  $V_{A2}$  を増加すると発散角  $\alpha$  は小

さくなる。加速電界は凸レンズの作用をもつ。発散角が小さくなると虚電子源の位置は後退する。第 2 陽極電圧  $30 \text{ kV}$  の場合、虚電子源は  $z = -1.57 \text{ mm}$  付近の位置に形成される。

第 2 陽極に減速電圧を印加したときの電子軌道を図 13 に示す。放出位置  $r_0 = 0.1 \text{ } \mu\text{m}$  から放出した電子軌道の比較である。軌道は第 2 陽極 ( $z = 9.2 \text{ mm}$ ) を通過する前に  $r$  方向に発散したあと直進している。第 2 陽極を第 1 陽極よりも低い電圧にすると発散量は増加する。減速電界は凹レンズの作用をもつ。

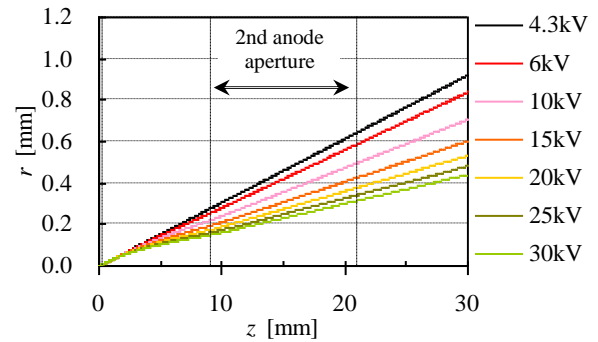


Fig. 12. Electron trajectories at the second anode voltage  $V_{A2} = 4.3\text{--}30 \text{ kV}$ . Emitting position  $r_0 = 0.1 \text{ } \mu\text{m}$ .

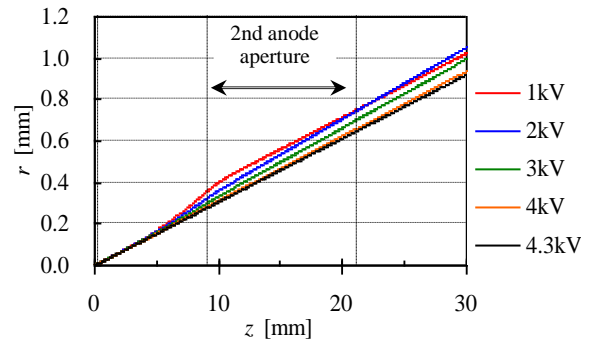


Fig. 13. Electron trajectories at the second anode voltage  $V_{A2} = 1\text{--}4.3 \text{ kV}$ . Emitting position  $r_0 = 0.1 \text{ } \mu\text{m}$ . The divergence angle is increased before the second anode due to the retarding field.

第 1 陽極—第 2 陽極間の電界レンズの収差は 5・2 節で述べた方法と同じ方法を適用して、虚電子源の位置とサイズ、発散角の関係を調べて評価した。異なる第 2 陽極電圧で求めた球面収差係数  $C_S$  と色収差係数  $C_{Ch}$  を図 14 に示す。第 2 陽極に加速または減速電圧を加えると  $C_S$  および  $C_{Ch}$  は増加する。加速電圧の場合は電圧にほぼ比例して増加し、 $30 \text{ kV}$  のときに  $C_S = 7.5 \text{ mm}$ 、 $C_{Ch} = 23.5 \text{ } \mu\text{m}$  の値になる。減速電圧の場合には  $2 \text{ kV}$  以下で大きく

増加して、1 kV のときに  $C_S = 44.6$  mm、 $C_{ch} = 34.6$   $\mu\text{m}$  まで増加している。第1陽極-第2陽極間の電界レンズは、陰極-第1陽極間の電界レンズに比べて大きな収差をもつ。

色収差係数  $C_C$  の変化を図 15 に示す。色収差係数  $C_C$  は、加速電圧の場合には電圧にほぼ比例して増加し、30 kV のとき  $C_C = 9.21$  mm の値になる。減速電圧の場合には負の値に変わり、1 kV での値は  $C_C = -1.71$  mm である。減速電圧の場合に  $C_C$  が負の値になるのは、第1陽極-第2陽極間の電界レンズが凹レンズに変わるためである。第2陽極電圧を変えた場合 ( $V_{A1} \neq V_{A2}$ ) には、 $C_{ch}$  よりも  $C_C$  の値が大きくなる。

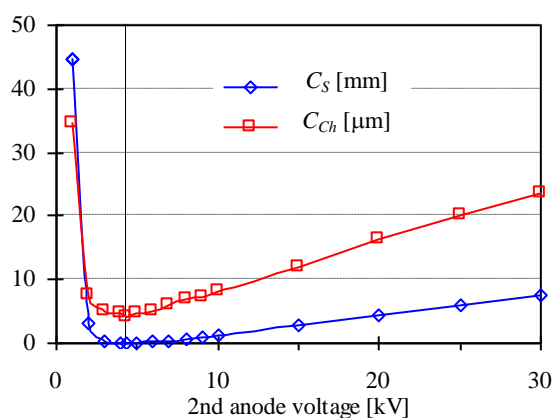


Fig. 14. Spherical and half-order chromatic aberration coefficients,  $C_S$  and  $C_{Ch}$ , as a function of the second anode voltage.

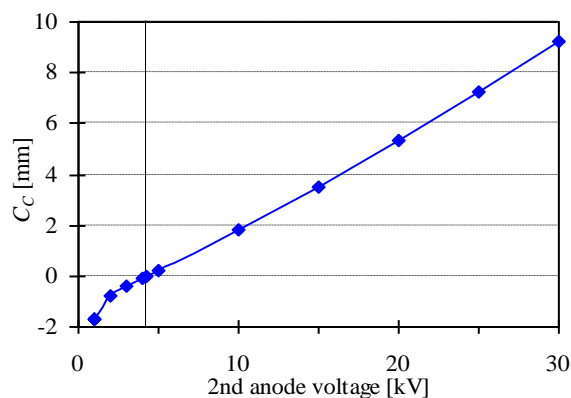


Fig. 15. First-order chromatic aberration coefficient  $C_C$  as a function of the second anode voltage.

#### 5・4 収差をすべて考慮したときの虚電子源

評価した収差をすべて考慮したときの虚電子源の直径  $d$  は次の式で与えることができる。

$$d = \sqrt{d_0^2 + \delta d_d^2 + \delta d_s^2 + \delta d_c^2} \quad (7)$$

ここで  $d_0$  は収差が存在しないときの電子源の直径、 $\delta d_d$  は電子ビームの発散角  $\alpha$  を制限するために使用する絞りによって発生する回折収差の寄与であり、電子の波長  $\lambda$  と発散角  $\alpha$  の関数として次式で与えられる。

$$\delta d_d = \frac{1.22\lambda}{\sin\alpha} \quad (8)$$

$\delta d_s$  は式(2)で与えた球面収差による増加分である。また、 $\delta d_c$  は色収差による増加分であり、次式で与えられる。

$$\delta d_c = 2 \left( C_{Ch} \sqrt{\frac{\Delta V_i}{V}} + C_C \frac{\Delta V_{ps}}{V} \right) \alpha \quad (9)$$

$d_0$  を 10 nm と置いて、 $\Delta V_i = 0.5$  V、 $\Delta V_{ps} = 50$  mV のときの虚電子源の直径  $d$  を計算した。第2陽極電圧 30 kV のときの結果を図 16 に示す。直径  $d \approx 10$  nm の虚電子源が得られるのは発散角 2-10 mrad の範囲である。虚電子源の直径は、発散角が小さいところでは回折収差によって、発散角が大きいところでは球面収差によって増加する。

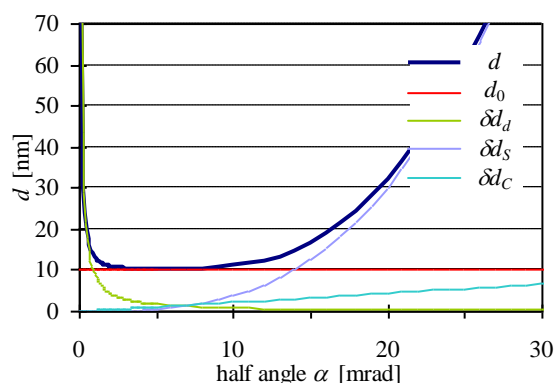


Fig. 16. Virtual source diameter  $d$  as a function of the half-angle  $\alpha$  of the beam at the second anode voltage of 30 kV.  $d_0 = 10$  nm.

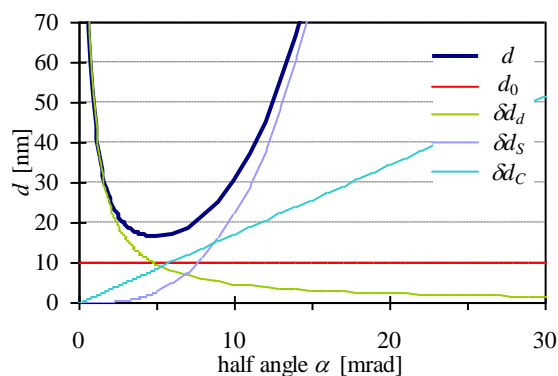


Fig. 17. Virtual source diameter  $d$  as a function of the half-angle  $\alpha$  of the beam at the second anode voltage of 1 kV.  $d_0 = 10$  nm.

第 2 陽極電圧を 1 kV にしたときの結果を図 17 に示す。この場合には直径  $d \approx 10\text{nm}$  の虚電子源は得られなくなる。虚電子源の最小直径は約 16 nm に増加し、角度範囲は 5 mrad 付近の狭い範囲になることがわかる。最小直径の値を大きくしているのは、回折収差と色収差である。発散角が 5 mrad のところでは球面収差による増加はわずかである。最小直径の値を大きくする色収差は、1/2 次の色収差である。

上では直径  $d_0$  を 10 nm とした場合を例にあげて、各収差の影響を説明した。 $d_0$  をさらに大きな値、たとえば  $d_0 = 20\text{nm}$  にすれば、 $d \approx d_0$  を与える角度範囲は広くなり、第 2 陽極電圧を 1 kV にしたときにも  $d \approx d_0$  の虚電子源が得られることになる。

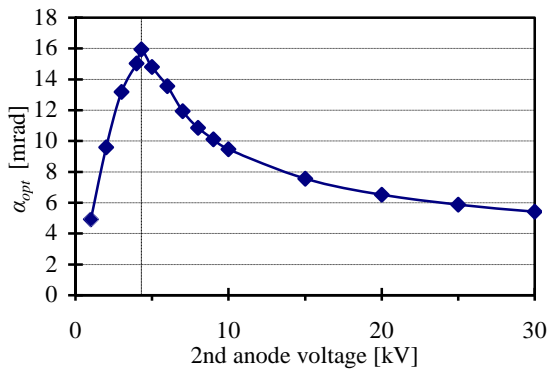


Fig. 18. Optimum half-angle  $\alpha_{opt}$ , giving the minimum virtual source size, as a function of the second anode voltage.

電子ビーム応用装置では第 2 陽極の後方の光軸上に小さな絞りを配置して、電子ビームの発散角を制限し、絞りを通過する電子ビームのみを利用する。絞りで発散角を制限するのは、虚電子源のサイズを小さな値に保つためである。虚電子源のサイズを最小にする最適な発散角  $\alpha_{opt}$  は式(7)を発散角で微分して求めることができ、次の式で与えられる。

$$\alpha_{opt} = \left( \frac{-4X^2 + \sqrt{16X^4 + 4.4652\lambda^2 C_s^2}}{1.5C_s^2} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (10)$$

$$X = C_{Ch} \sqrt{\frac{\Delta V_i}{V}} + C_c \frac{\Delta V_{ps}}{V}$$

この式を使って発散角  $\alpha_{opt}$  と第 2 陽極電圧の関係を求めた結果を図 18 に示す。第 2 陽極が第 1 陽極の電圧に近いとき、第 1 陽極-第 2 陽極間の電界レンズの作用は小さくなり、その収差も小さくなるので、 $\alpha_{opt}$  は 15 mrad 程度まで増加する。第 2 陽極と第 1 陽極の電圧差を大きくすると、電界レンズの作用は大きくなって、その収差

も増加するので  $\alpha_{opt}$  は減少する。発散角  $\alpha_{opt}$  の減少はビーム電流の減少を意味する。

## 6. まとめ

ショットキー放出型電子銃の電子軌道解析と収差の評価について述べた。電界解析には表面電荷法を用いた。解析モデルの陰極先端曲率半径は 1  $\mu\text{m}$  とした。この半径は表面張力の作用が電界張力によって打ち消され、陰極が長期間安定な先端形状を保持する条件から導出した値である。

電子銃内部の電界レンズの球面収差と色収差は、ファセットから放出する電子の軌道を解析したあと、軌道の漸近線を陰極側に差し戻し、虚電子源の位置、直径、発散角を求める方法で評価した。位置や直径の変化は 10 pm の精度で求めることができた。これは電界と電子軌道が十分な精度で解析できていることを意味する。収差を評価した結果、陰極-第 1 陽極間の電界レンズの収差は非常に小さいこと、第 1 陽極-第 2 陽極間の電界レンズの収差が大きいことがわかった。

評価した球面収差と色収差をともに考慮して虚電子源の直径と発散角の関係を考察した。直径は発散角を大きくすると球面収差によって増加する。また、第 1 陽極と第 2 陽極の電位差を大きくすると、球面収差の影響が大きくなり、虚電子源を小さく保つ発散角の範囲は狭くなることを説明した。第 2 陽極に減速電圧を加えたときには色収差の影響が増加し、虚電子源の最小径を制限する可能性があることを示した。

## 参考文献

- 1) 日本学術振興会第 132 委員会編: 電子・イオンビームハンドブック, 日刊工業新聞社, 127-133, 350-370 (1998)
- 2) 藤田 真: 数値シミュレーションによる電子源特性の評価方法について, 島津評論, Vol.60, No.1-2, 69-85 (2003)
- 3) L.W. Swanson and G.A. Schwind: A Review of the ZrO/W Schottky Cathode, *Handbook of Charged Particle Optics*, J. Orloff ed. CRC Press: 77-101 (1997)
- 4) 牧野芳明, 飯吉僚: 表面電荷法によるショットキー陰極の電界解析, 愛知工業大学研究報告, Vol.41-B, 33-40 (2006)
- 5) 中根創, 飯吉僚: ショットキー陰極電子銃の電界および電子軌道解析, 愛知工業大学研究報告, Vol.42-B, 33-41 (2007)



- 6) J.P. Barbour, F.M. Charbonnier, W.W. Dolan, W.P. Dyke, E.E. Martin and J.K. Trolan: Determination of the Surface Tension and Surface Migration Constants for Tungsten, *Physical Review*, Vol.117, No.6, 1452-1459 (1960)
- 7) H. Shinada, S. Kimura, K. Kuroda, S. Fukuhara, T. Ohshima: Schottky emission cathode and a method of stabilizing the same, *United States Patent*, Patent Number: 5,616,926, Date of Patent: Apr. 1 (1997)
- 8) N. K. Kang, D. Tuggle and L. W. Swanson: A numerical analysis of the electric field and trajectories with and without the effect of space charge for a field electron source, *Optik*, Bd.63, No.4, 313-331 (1983)
- 9) O. Klemperer and M. E. Barnett: *Electron Optics*, Cambridge University Press, 169-232 (1971)
- 10) 石黒健一、飯吉僚: ショットキー放出型電子銃の電子軌道解析, 平成 20 年度電気関係学会東海支部連合大会, O-192 (2008)
- 11) 石黒健一、飯吉僚: ショットキー放出型電子銃の電子軌道解析: 収差の評価, 平成 21 年度電気関係学会東海支部連合大会, O-225 (2009)
- 12) Spellman High Voltage Electronics Corporation: *POWER SUPPLY SELECTION GUIDE 2010/2011*, Vol.10, No.1, <http://www.spellmanhv.com> (2010)

(受理 平成 22 年 3 月 19 日)