

ショットキー陰極電子銃の電界および電子軌道解析

Numerical Studies of Electric Field and Electron Trajectories of a Schottky Cathode Electron Gun

中根 創[†], 飯吉 僚^{††}
Sou NAKANE, Ryo IIYOSHI

Abstract Electric field and electron trajectories of a Schottky emission gun have been studied with the surface charge method, based on the integral form of Laplace equation. The numerical model of the gun consists of four electrodes; the Schottky cathode with the faceted tip, the Schottky shield (suppressor), the 1st anode (extractor) and the 2nd anode. The field distribution on the cathode surface was obtained from the surface charge density. An expression of the field factor β was derived, which gives the field strength ($F=\beta V$) on the cathode tip with the radius of curvature of 0.2 - 2 μm . Electron trajectories from the cathode tip were traced by solving an equation of motion directly. The position and size of the virtual source were estimated and the influence of the spherical aberration was discussed.

1. はじめに

各種材料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、ナノメータースケールの微細加工を可能にする電子線リソグラフィ装置などの電子ビーム応用装置は、先端技術を支える装置として各分野で重要な役割を果たしている。これらの電子ビーム応用装置では、試料の微小領域を十分な電子密度で照射できる性能を備えていることが求められる。この性能は電子ビーム源として使用する電子銃の輝度特性によって決まることから、電子銃の輝度特性をさらに向上するための試みや新しい電子源材料の開発などが進められている。

ショットキー陰極電子銃^{1,2)}は、熱陰極電子銃に比べて3桁程度高い輝度を与える電子銃である。陰極には単結晶のタングステン陰極の表面を酸化ジルコニウム層で覆ったZrO/W陰極を使用する。酸化ジルコニウム層で覆った陰極表面の仕事関数は2.9 eV程度に低下する。この陰極の先端に 10^8 V/mオーダーの高電界を印加することでショットキー効果を発生させて、さらに仕事関数を低減

し高い電子放出密度を得る方式を採用している。

ショットキー陰極の電子放出特性は主として陰極先端の電界強度によって決まる。電界強度は陰極先端の曲率半径や形状、電子銃を構成する電極の動作電圧によって異なる値になる。また、輝度特性は銃内部で加速された電子が形成する虚電子源のサイズと発散角によって決まる。このため電界や電子軌道を数値解析的な手法を利用して調べ、電子銃の特性を明らかにする研究^{1,3)}が進められてきた。

解析には主として「差分法」(FDM)³⁾や「有限要素法」(FEM)⁴⁾など『領域計算法』が利用されている。FDMやFEMでは近接する格子点あるいは節点の電位を数値微分して電界を計算するので、計算値には桁落ち誤差が含まれることになる。また電極モデルに合わせて格子点あるいは節点を生成しなくてはならないので、サイズが大きく異なる電極を取り扱う場合に工夫が必要である。

本研究では、「表面電荷法」を利用してショットキー陰極電子銃の電界と電子軌道を解析した。表面電荷法はラプラス方程式の積分形を基本にした『境界計算法』である。この方法はZrO/W陰極のように先端曲率半径がサブミクロンから数ミクロンのサイズの電極形状を正確に考慮できることや、陰極表面の電界を表面電荷密度から直接評価できることなどの長所をもっている。FDMやFEM

[†] 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)

^{††} 愛知工業大学 工学部 電気学科
電子工学専攻 (豊田市)

に比べると高い電界計算精度が期待できる。電界の解析方法と電界解析結果の一部はすでに報告⁵⁾しているのので、本報告ではその後の電界解析の結果と電界係数の導出についてと電子軌道の解析方法と結果について述べたい。

2. 銃の構造と動作電圧

電子銃の構造を図 1 に示す。電子銃はショットキー陰極、ショットキーシールド、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。ショットキーシールド電極の円筒部の直径は約 20 mm である。

ショットキー陰極はタングステン・ヘアピン・ヒーターの先にスポット溶接された直径約 0.1 mm、長さ数 mm の<100>方位タングステン単結晶ポイント陰極である。陰極先端はショットキーシールドから 0.2 mm から 0.3 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 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 程度の値まで選択的に低下する。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。

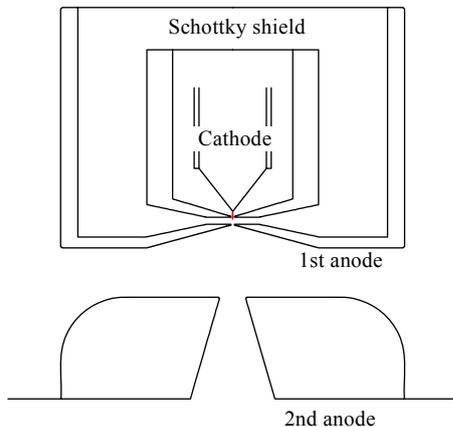


Fig. 1. Schottky cathode electron gun.

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。このような余分の電子放出を抑えるために、ショットキーシールドには陰極電位に対して -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て、電子放出密度は増加する。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。第 2 陽極の電圧は数 kV から数 10 kV 程度である。

陰極先端部の形状を図 2 に示す。先端は電解エッチングで先鋭化されている。先端には平坦な(100)結晶面が形成される。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¹⁾。陰極を安定に動作するためには、ファセットを保持することが必要である。陰極を高温に加熱すると、表面張力によって先端が鈍化してファセットを保持できなくなる。これを防ぐために、高温に加熱した陰極先端には常時高電界を加えて、「電界張力による先鋭化」で「表面張力による鈍化」を抑えるようにしている。電界は陰極先端の形状を保つためにも重要な値である。

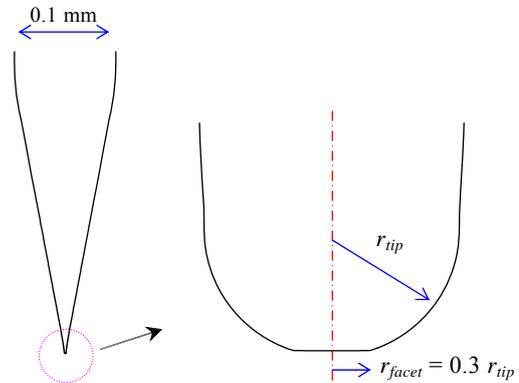


Fig. 2. Cone part (left) of the ZrO/W cathode and an enlarged view of the faceted tip part (right).

3. 電界解析

3.1 解析方法

電界は表面電荷法で解析した。表面電荷法は電界分布の境界条件となる電極の表面を微小な区間に分割し、分割区間の電荷密度を電極の電位から決定する方法である。任意の点の電位や電界は全分割区間の電荷の寄与を数値積分して求める。陰極表面の電界は分割区間の電荷密度から直接求めた⁵⁾。

解析に使用した電極モデルを図 3 に示す。陰極先端付近を拡大した図である。電極表面上の小さな線分は電界解析のための分割位置を示している。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。分割数は電極全体で 400-640、そのうち 100-340 は陰極表面の分割にあてた。

図中の h と L_{SA} はそれぞれ陰極先端の突き出し距離、シールド電極と第 1 陽極の間隔である。基準値とした電極配置は $h = 0.25 \text{ mm}$ 、 $L_{SA} = 0.8 \text{ mm}$ である。シールド電極と第 1 陽極の開口部の半径は 0.2 mm 一定とした。また、

陰極の円柱部の直径は 0.1 mm、円錐部の長さは 0.25 mm 一定とした。

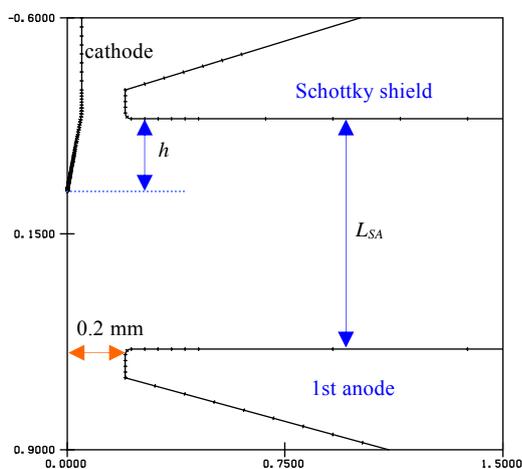


Fig. 3. Enlarged view near the cathode. The cathode tip position h from the Schottky shield. The spacing between the Schottky shield and the 1st anode L_{SA} .

3・2 解析結果

3・2・1 陰極先端部の電界強度分布

先端の電界強度分布を図4に示す。横軸は図5に示すように陰極先端光軸上の位置を 0° として角度 θ としている。縦軸は電界を先端 ($\theta = 0^\circ$) の電界強度で規格化した値である。ファセット部の電界強度は光軸から離れたとともに大きくなり、ファセット端 ($\theta = 17.5^\circ$) で最大になる。ファセット端を過ぎると電界強度は減少する。図4は先端曲率半径が異なる場合でもファセット部を40分割、球状部を20分割して電界を解析した結果を比較したものである。先端曲率半径を $0.2 - 2 \mu\text{m}$ の範囲で変えても、電界強度は同様の変化を示す。

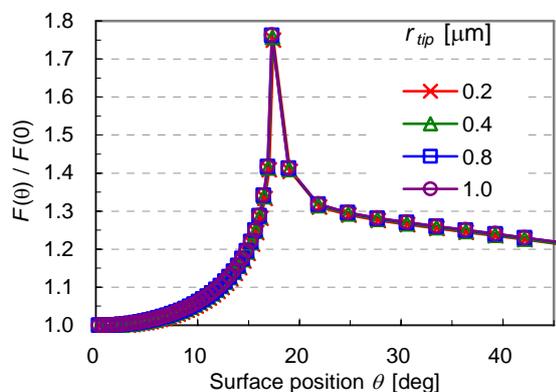


Fig. 4. Normalized field distribution along the cathode surface. The surface position is given by the angle θ from the z-axis.

図6は $r_{tip} = 0.2 \mu\text{m}$ の場合の分割区間の長さを基準とし、陰極先端部の分割区間の長さが基準値とほぼ等しくなるように分割数を調整した場合に得られる電界強度分布である。横軸は陰極表面に沿った光軸からの距離 s としている。分割区間の長さをこのようにすると、先端曲率半径が大きくなったときにファセット端の電界強度は増加する傾向を示す。表面電荷法は分割区間の電荷密度を一定値として扱うので、電界が急激に変化する部位では分割数を多く取る必要がある。しかし、ファセット中心の電界強度は、先端部の分割数を多くした場合でもほぼ一定の値 (変化は 0.05% 未満) であることがわかった。

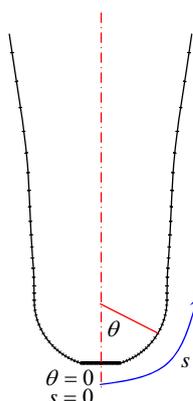


Fig. 5. Cathode tip and the surface position θ and s from the optical axis.

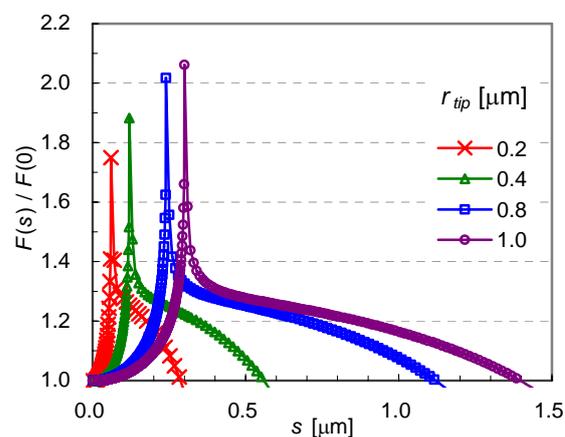


Fig. 6. Normalized field distribution as a function of the surface length s from the center of the facet. The value of $F(s = 0.3 r_{tip}) / F(0)$ increases with the tip radius.

3・2・2 電界係数の評価

陰極先端の電界強度 F と引き出し電圧 V の間には次の比例関係がある。

$$F = \beta V \quad [\text{V/m}] \quad (1)$$

ここで $\beta [\text{m}^{-1}]$ は電界係数と呼ばれる係数である。陰極先

端の電界は陰極の先端曲率半径や突き出し距離によって変わる値である。また、ショットキーシールドと第 1 陽極との間隔にも依存する値である。したがって、電界係数をこれら形状パラメーターの関数として導出しておけば、導出した式で電界を計算できるので便利である。

Swanson¹⁾らは引き出し電圧 V を第 1 陽極電圧 V_{AI} と置いて、次のような半経験的な関係式を実験結果と数値解析結果から導いている。

$$\beta = \frac{1}{0.366r_{tip}^{0.758}} \frac{L_{SA} - (L_{TA} - 0.0068) \left(1 - \frac{V_S}{V_{AI}}\right)}{L_{SA}} \quad [\text{cm}^{-1}] \quad (2)$$

ここで L_{TA} は陰極先端と第 1 陽極間の距離である。この式は陰極先端曲率半径 r_{tip} だけでなく、陰極の突き出し距離 h 、シールド電極と第 1 陽極の間隔 L_{SA} を含んでいるので、電極の配置が異なる電子銃にも適用できる汎用性のある式である。しかし、この式で計算した電界強度は SCM で解析した値よりも 18% 低い値になることがわかった。

以下では、陰極先端曲率半径 r_{tip} 、先端の突き出し距離 h 、シールド電極と第 1 陽極の間隔 L_{SA} を変えたときの電界を表面電荷法で解析して、電界係数 β を調べた結果について述べる。

(A) 第 1 陽極電圧 V_{AI} の影響

第 1 陽極電圧 V_{AI} の影響は、 $h = 0.25 \text{ mm}$ 、 $L_{SA} = 0.8 \text{ mm}$ 一定の条件で調べた。陰極先端曲率半径は $r_{tip} = 0.2 - 2 \mu\text{m}$ の範囲で変えた。先端電界強度 F と第 1 陽極電圧 V_{AI} との間には比例関係(1)式が成立する。電界強度 $F = 0$ を与える第 1 陽極電圧を V_{AIF0} と置くと、電圧 V_{AI} の影響は次式で与えることができる。

$$F = \alpha \left(1 - \frac{V_{AIF0}}{V_{AI}}\right) V_{AI} \quad (3)$$

したがって、電界係数は

$$\beta = \alpha \left(1 - \frac{V_{AIF0}}{V_{AI}}\right) \quad (4)$$

となる。 V_{AIF0} は陰極に対してシールド電極に負のバイアス電圧 V_S を印加しているために生じる電圧である。 V_{AIF0} は先端曲率半径 r_{tip} を変えても変わらない値である。

(B) シールド電圧 V_S の影響

シールド電極電圧 V_S を変えて V_{AIF0} の変化を調べた。その結果、次の比例関係があることがわかった。

$$V_{AIF0} = -1.584V_S \quad (5)$$

この関係を用いると電界係数(4)式は次式になる。

$$\beta = \alpha \left(1 + 1.584 \frac{V_S}{V_{AI}}\right) \quad (6)$$

(C) シールド電極と第 1 陽極の間隔 L_{SA} の影響

シールド電極と第 1 陽極の間隔 L_{SA} の影響は突き出し距離 $h = 0.25 \text{ mm}$ 一定の条件で調べた。 L_{SA} を増加すると陰極先端の電界強度は低下するので V_{AIF0} の値は高くなる。電圧 V_{AIF0} とシールド電圧 V_S の間には(5)式で示した比例関係があるので、 L_{SA} を増加したときの傾き

$$\delta = \Delta V_{AIF0} / V_{AI} \quad (7)$$

を調べて、 L_{SA} の影響を V_{AIF0} の変化で考慮する方法をとった。解析の結果、次の関係式を得た。

$$\delta = -3146.7L_{SA} + 0.9123 \quad (8)$$

この式を用いると、 V_{AIF0} ・距離 L_{SA} ・シールド電圧 V_S の関係は次式で与えることができる。

$$\begin{aligned} V_{AIF0} &= -(3146.7L_{SA} - 0.9123)V_S \\ &= -0.9123 \left(\frac{L_{SA}}{2.8992 \times 10^{-4}} - 1 \right) V_S \end{aligned} \quad (9)$$

(3)式と(9)式から $h = 0.25 \text{ mm}$ 一定の場合の電界係数 β として次式を得た。

$$\beta = \alpha \left(1 + 0.9123 \left(\frac{L_{SA}}{2.8992 \times 10^{-4}} - 1 \right) \frac{V_S}{V_{AI}}\right) \quad (10)$$

(D) 先端曲率半径 r_{tip} の影響

式(10)の中の α を除くすべての項は電極の配置と電圧に関係する項である。したがって、先端曲率半径の影響は係数 α で考慮した。係数 α は(3)式を用いると

$$\alpha = \frac{F}{V_{AI} - V_{AIF0}} \quad (11)$$

で与えられる。右辺の分母は実質的な引き出し電圧である。この式を利用して先端曲率半径を変えたときの電界強度と実質的な引き出し電圧の比をとり、係数 α と曲率半径の関係調べた。その結果、 $h = 0.25 \text{ mm}$ 、 $L_{SA} = 0.8 \text{ mm}$ の場合、次の関係が成立することがわかった。

$$\log \alpha = -0.787 \log r_{tip} + 0.4082 \quad (12)$$

この式から

$$\alpha = \frac{2.560}{r_{tip}^{0.787}} = \frac{1}{0.3906r_{tip}^{0.787}} \quad (13)$$

の関係が得られた。

L_{SA} を変えた場合についても同様に係数 α と曲率半径の関係について調べた。まず、 r_{tip} の指数 0.787 は L_{SA} を変えてもほとんど変わらない値であることを確かめた。つぎに(12)式の定数項 0.4082 の変化を調べた。定数項を A と置くと、 A と L_{SA} には次の関係があることがわかった。

$$A = \log\left(\frac{1.9045 \times 10^{-3}}{L_{SA}} + 0.1140\right)$$

$$10^A = \frac{1.9045 \times 10^{-3}}{L_{SA}} + 0.1140 \quad (14)$$

この式を用いると電界係数 $\beta(r_{tip}, L_{SA})$ は

$$\beta(r_{tip}, L_{SA}) = \frac{1}{r_{tip}^{0.787}} \left(\frac{1.9045 \times 10^{-3}}{L_{SA}} + 0.1140 \right) \quad (15)$$

$$\times \left(1 + 0.9123 \left(\frac{L_{SA}}{2.8992 \times 10^{-4}} - 1 \right) \frac{V_S}{V_{AI}} \right)$$

となる。電界係数(15)式を用いて計算した電界強度と表面電荷法で計算した値を比較した結果、 $r_{tip} = 0.2 - 2.0 \mu\text{m}$ 、 $L_{SA} = 0.4 - 2.0 \text{ mm}$ 、 $V_S = -500 - -200 \text{ V}$ 、 $V_{AI} = 2 - 10 \text{ kV}$ の範囲における誤差は約6%であった。誤差は電界強度 $F < 10^8 \text{ V/m}$ の範囲で増加する傾向を示した。図7に $r_{tip} = 0.6, 1.0, 2.0 \mu\text{m}$ の場合の比較を示す。第1陽極電圧に対する電界強度を比較した結果である。

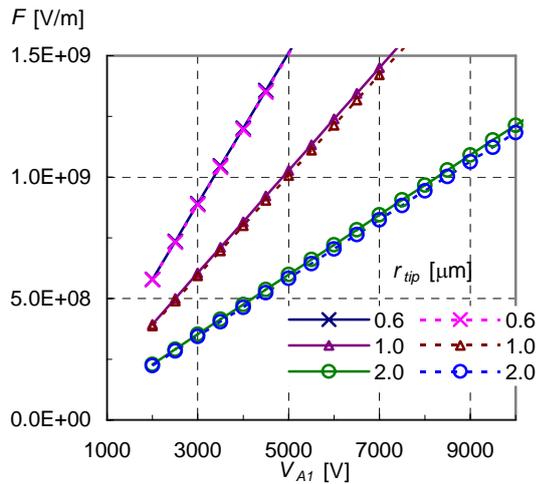


Fig. 7. Comparison of the field strengths calculated by SCM (solid line) and by using the field factor, eq.(15), (dotted line), at $V_{AI} = 2 - 10 \text{ kV}$, $h = 0.25 \text{ mm}$, $L_{SA} = 0.5 \text{ mm}$, $V_S = -200 \text{ V}$. Tip radius $r_{tip} = 0.6, 1$ and $2 \mu\text{m}$.

(E) 陰極の突き出し距離 h の影響

シールド電極開口部から陰極先端までの突き出し距離 h の影響について調べた。(15)式の関係は

$$\beta = \frac{1}{r_{tip}^{0.787}} \left(\frac{a}{L_{SA}} + b \right) \left(1 + (cL_{SA} + d) \frac{V_S}{V_{AI}} \right) \quad (16)$$

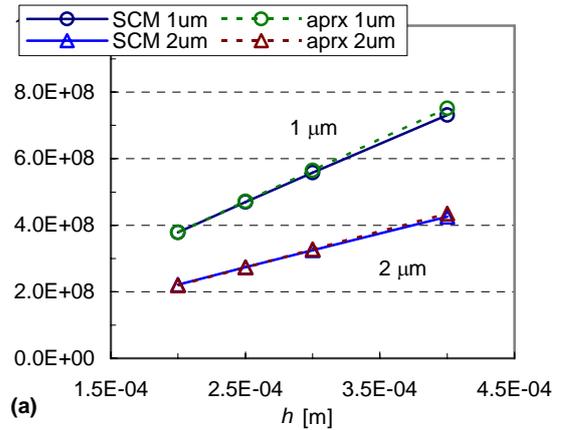
と置いて、 h を変えたときの係数 a, b, c, d の変化を調べた。その結果、

- [1] 係数 a および c は h に比例する ($a > 0, c < 0$)
- [2] 係数 b は h と明確な対応関係がない
- [3] 係数 d は 0.9 一定である

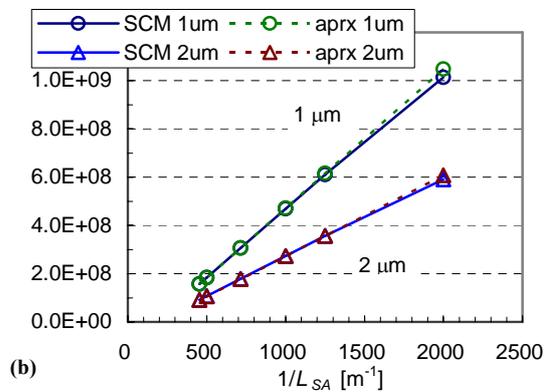
ことがわかった。陰極の突き出し距離を大きくすると先端は第1陽極に近づくので、電界強度は高くなり、電圧 V_{AI} は減少する。したがって、電界強度が高くなる効果は係数 a で、電圧 V_{AI} が減少する効果は係数 c で考慮すればよい。こうした結果を基に、突き出し距離の影響も考慮した電界係数として次式を導出した。

$$\beta(r_{tip}, h, L_{SA}) = \frac{1}{0.150 r_{tip}^{0.787}} \times \left\{ 1 - \left(\frac{L_{SA} - h - 5.960 \times 10^{-5}}{L_{SA}} \right) \left(1 - \frac{V_S}{V_{AI}} \right) \right\} \quad (17)$$

電界係数(17)式を用いて計算した電界強度と表面電荷法で計算した先端電界強度を比較した結果、 $r_{tip} = 0.2 - 2.0 \mu\text{m}$ 、 $h = 0.2 - 0.4 \text{ mm}$ 、 $L_{SA} = 0.6 - 2.0 \text{ mm}$ 、 $V_{AI} = 2 - 10 \text{ kV}$ の範囲における誤差は約7%であった。図8に $r_{tip} = 1 \mu\text{m}$ と $2 \mu\text{m}$ の場合の比較を示す。(a)は $h = 0.2 - 0.4 \text{ mm}$ の範囲、(b)は $L_{SA} = 0.6 - 2.0 \text{ mm}$ の範囲の電界強度である。(b)の横軸は $1/L_{SA}$ としてとっているため、 $1/L_{SA} = 1250 \text{ m}^{-1}$ が $L_{SA} = 0.8 \text{ mm}$ の場合である。



(a)



(b)

Fig. 8. Comparison of the field strengths calculated by SCM (solid line) and by using the field factor, eq.(17), (dotted line). (a) $h = 0.2 - 0.4 \text{ mm}$, $L_{SA} = 1.0 \text{ mm}$. (b) $h = 0.25 \text{ mm}$, $L_{SA} = 0.4 - 2.0 \text{ mm}$. Tip radius $r_{tip} = 1$ and $2 \mu\text{m}$. $V_S = -300 \text{ V}$ and $V_{AI} = 5 \text{ kV}$.

4. 電子軌道解析

4.1 解析方法

4.1.1 Direct Ray-tracing 法

電子軌道の解析には Direct Ray-tracing 法を用いた。Direct Ray-tracing 法は電界・磁界が電子に及ぼす力（ローレンツ力）

$$\mathbf{F} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (18)$$

を微小時間間隔で直接数値積分にして軌道を計算する方法である。ここで \mathbf{F} は電子に働く力、 \mathbf{v} は電子の速度、 \mathbf{B} は磁束密度である。ショットキー陰極電子銃の場合は電界の影響のみを考え

$$\mathbf{F} = m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -e\mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (19)$$

ここで \mathbf{r} は電子の位置ベクトル、 m は電子の質量である。円筒座標系(r, ϕ, z)における軌道方程式は(18)式から導く。このとき角運動量の保存則⁶⁾

$$M_z = mr^2 \frac{d\phi}{dt} = \text{const} \quad (20)$$

を考慮し、時間 t を

$$t = \left(\frac{e}{m} \right)^{-1/2} \tau \quad (21)$$

と置くと、軌道方程式の各方向成分は次式となる⁷⁾。

$$\frac{d^2 r}{d\tau^2} = -E_r(r, z) + \frac{1}{r} f^2(r, z) \quad (22)$$

$$\frac{d\phi}{d\tau} = \frac{1}{r} f(r, z) \quad (23)$$

$$\frac{d^2 z}{d\tau^2} = -E_z(r, z) \quad (24)$$

ここで E_r, E_z は電界の各方向成分、 f は

$$f(r, z) = \frac{r_0^2}{r} \left(\frac{d\phi}{d\tau} \right)_0 \quad (25)$$

である。添え字 0 は初期値を示す。軌道の r 方向成分と ϕ 方向成分は角運動保存則が考慮された形になっている。これらの式の導出に用いた時間 τ は規格化時間と呼ばれる。規格化時間に比電荷 e/m を含めることで、桁落ち誤差の累積を回避している。微分方程式の解法には、Adams-Moulton法⁸⁾（予測子-修正子法）を採用した。

4.1.2 解析条件

電子軌道は以下に述べる条件で解析した。電子放出の範囲はファセットの範囲（半径 $r = 0 - 0.3 r_{tip}$ ）とした。放出位置は子午面上（ $\phi = 0$ ）に等間隔にとった。表面電荷法では特異点の近傍において電界計算の精度が低下する可能性があることを考慮して、電子放出位置の z 座標はファセット表面から 5 nm 離れた位置とした。また、電子の初

期エネルギーは $E_0 = 0$ eV、放出角は 0° とした。

微分軌道方程式の積分ステップは、陽極の電圧によって単位時間当たりの電子進行距離が変化することを考慮して決めた。採用した積分ステップを表 1 に示す。軌道計算範囲を $z = 30$ mm までとしたとき、表 1 中の tx を 300 にすれば、1 軌道あたりのデータ量は約 320 になる。第 1 および第 2 陽極電圧を変えた場合でも、軌道のデータ量がほぼ一定となるようにした。

Table 1. Time-step $\Delta\tau$ for ray-tracing.

z [mm]	$\Delta\tau$	$M_V (V_S = -300 \text{ V const})$
< 0.001	$1.0 \times 10^{-8} \times M_V$	Case 1. $V_{A1} = V_{A2}$ $M_V = 26000 / (tx \times V_{A1}^{0.5})$
< 0.01	$2.0 \times 10^{-7} \times M_V$	
< 0.1	$4.0 \times 10^{-7} \times M_V$	Case 2. $V_{A1} \neq V_{A2}$ $M_V = 10000 / (tx \times V_{A2}^{0.38})$
< 1.0	$6.0 \times 10^{-7} \times M_V$	
≥ 1.0	$8.0 \times 10^{-7} \times M_V$	

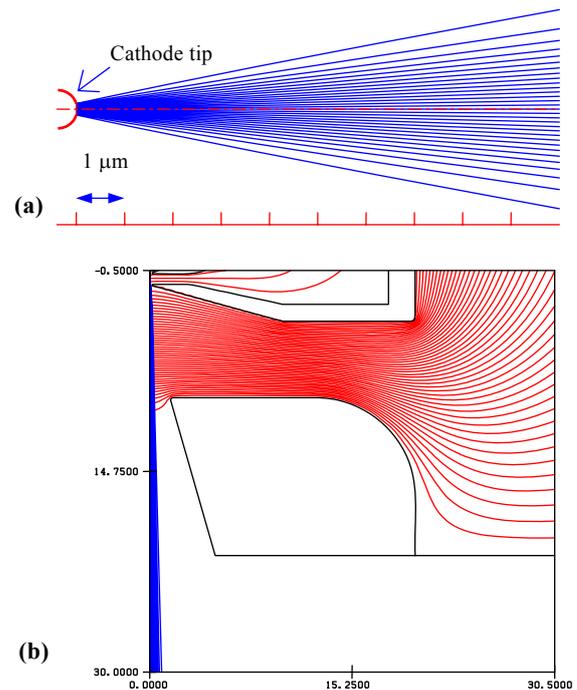


Fig. 9. Calculated trajectories. (a) Vicinity of the cathode tip; $z \leq 10 \mu\text{m}$. (b) $z \leq 30$ mm. $r_{tip} = 0.4 \mu\text{m}$, $h = 0.25$ mm, $L_{SA} = 0.8$ mm, $V_S = -300$ V, $V_{A1} = 3$ kV and $V_{A2} = 50$ kV.

4.2 解析結果

4.2.1 軌道計算結果

陰極から第 2 陽極まで計算した軌道を図 9 に示す。陰極先端の曲率半径 $r_{tip} = 0.4 \mu\text{m}$ 、突き出し距離 $h = 0.25$ mm、電極間隔 $L_{SA} = 0.8$ mm の電極モデルで解析した結果であ

る。これ以降の軌道計算結果はすべてこの電極モデルを用いている。陰極から放出された電子は第1陽極によって加速され、第2陽極によって必要なエネルギーまでさらに加速される。第2陽極の後方で電界は0になるので、電子に働く力は0になって軌道は直線になる。この直線軌道を陰極の側に差し戻したときの最小断面を見かけの電子源あるいは虚電子源 (virtual source) と呼んでいる。第2陽極の後方から電子源を眺めると、電子は虚電子源から放出されているように見える。

電子ビーム応用装置では第2陽極の後方に円形の開口部を持った絞りを配置してビーム開き角を制限する。絞りの径を小さくすると虚電子源の半径と開き角は小さくなる。このとき絞りを通過する電子はファセット中心のわずかな範囲から放出する電子だけになるのでビーム電流の値も減少する。反対に絞り径を大きくすると、ビーム電流は増加するが虚電子源の半径は大きくなり開き角は増加してしまう。開き角の増加は、電界レンズの収差の影響が大きくなることを意味する。

電子銃内部の電界は、陰極-第1陽極間と第1陽極-第2陽極間に分けて考えることができる。前者は電子放出条件を調整するための電界であり、後者は電子ビームの最終エネルギーを決める電界である。虚電子源は

- (a) 陰極-第1陽極間の電界のみの場合
- (b) 第2陽極電圧を考慮した場合

についてそれぞれ評価した。(a)の場合は第2陽極電圧を第1陽極と同じ値にして第2陽極の加速電界を0とした。虚電子源は陽極後方で直線になった軌道(漸近線軌道)を陰極側に差し戻して求めた。

4・2・2 第1陽極によって形成される虚電子源

漸近線軌道が交差して最小断面、すなわち虚電子源を形成する付近の拡大図を図10に示す。初期エネルギー $E_0 = 0$ eV、 $V_S = -300$ V、 $V_{A1} = V_{A2} = 3$ kVのときの結果である。横軸 z の Z_M と Z_P は漸近線軌道が光軸と交差する位置のうち、陰極先端から最も遠いものと近いものをそれぞれ示している。開き角 α がもっとも大きい漸近線軌道はファセットの端近くから放出した電子の軌道であり、開き角はおよそ 110 mrad である。すべての漸近線軌道が形成する虚電子源は $z = -36.1$ μm の位置にあり、直径は 41.6 nm であることがわかった。

図10に示した Z_{Cn} と d_n ($n = 1, 2, 3$) は、開き角を制限したときの最小断面の位置と直径である。開き角を小さな値に制限すると、虚電子源の直径は小さくなる。開き角 α と最小断面直径 d の関係を図11に示す。最小断面直径は $\alpha = 100$ mrad のとき約 30 nm であるが、開き角を 50 mrad に制限すると 3 nm 程度の値に減少する。このような最小断面の変化は電界レンズの球面収差が

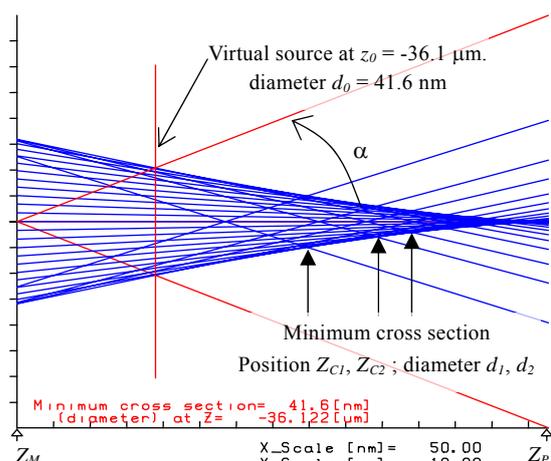


Fig. 10. Asymptotes in the vicinity of the virtual source. Two red lines correspond to the asymptotic trajectories from the facet edges. Initial energy $E_0 = 0$ eV, $V_S = -300$ V and $V_{A1} = V_{A2} = 3$ kV. $Z_P = -35.584$ μm and $Z_M = -36.311$ μm .

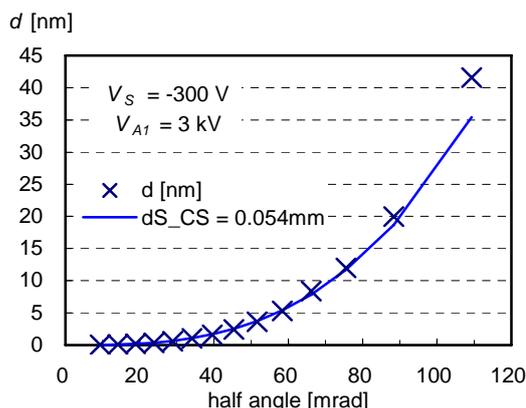


Fig. 11. Relation between the diameter d of the minimum cross section (virtual source) and the beam half-angle α .

Table 2. Relation between the 1st anode voltage V_{A1} , the beam half-angle α , the position Z_{C0} of the virtual source and the spherical aberration C_S .

V_{A1} [kV]	α [mrad]	Z_{C0} [mm]	C_S [mm]
1.0	87.9	-59.1	0.115
2.0	104.6	-40.7	0.064
3.0	109.3	-36.1	0.054
4.0	111.6	-34.1	0.048
6.0	113.7	-32.1	0.046
8.0	114.7	-31.2	0.043
10.0	115.3	-30.6	0.043

原因となって生じている。球面収差係数を C_S とすると最小断面直径 d_s と開き角 α との関係は

$$d_s = \frac{1}{2} C_S \alpha^3 \quad (26)$$

で表される。 C_S を 0.054 mm とおいて (26) 式で計算した最

小断面直径 d_s を図 11 に実線で示した。実線は軌道計算結果から求めた最小断面直径と開き角の関係とよい一致を示している。 V_{A1} を増加すると電子源位置は陰極先端に近づき、開き角は増加する(表 2)。球面収差係数 C_s の値は V_{A1} を増加すると減少して、 $V_{A1} = 6 \text{ kV}$ のとき 0.046 mm 、 10 kV のとき 0.043 mm の値になる。

4・2・3 第 2 陽極電圧を考慮したときの虚電子源

第 2 陽極電圧によって発生する加速電界の影響は、第 1 陽極電圧を 3 kV 一定の値に保って評価した。図 12 に第 2 陽極電圧 V_{A2} を変化して調べたファセット端から放出された電子の軌道の変化を示す。第 2 陽極電圧を変えても、電子軌道は第 1 陽極までは変化しないことがわかる。第 1 陽極を通過した後、軌道の傾き、すなわち開き角は小さくなっている。開き角 α と第 2 陽極電圧 V_{A2} の間には次の関係がある。

$$\alpha \propto 1/\sqrt{V_{A2}} \quad (27)$$

第 2 陽極電圧を高くすると、虚電子源の位置は陰極からさらに遠い位置に推移することが図 12 の軌道から予想できる。

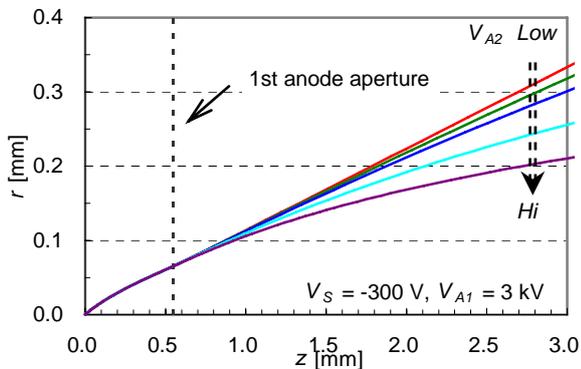


Fig. 12. The trajectories from the edge of the facet at the 2nd anode voltage $V_{A2} = 3 - 50 \text{ kV}$.

虚電子源の位置が変わると、虚電子源の大きさと開き角は変化する。電子源の径と開き角の関係を示す方法としてエミッタンス図⁹⁾が利用される。図 13 に第 2 陽極電圧 $V_{A2} = 3, 6, 10, 25, 50 \text{ kV}$ のときのエミッタンス図を示す。縦軸はビームの開き角、横軸は最小断面の半径である。各曲線はS字状のカーブを描く。曲率が大きく変化する場合には、わずかな開き角の増加によって電子源のサイズが大きく増加することを意味しているため、球面収差係数は大きな値になる。球面収差係数は第 2 陽極電圧を増加すると非常に大きな値になる。たとえば $V_{A2} = 50 \text{ kV}$ のときの球面収差係数は $C_s = 49.1 \text{ mm}$ である。

第 2 陽極電圧に対する球面収差係数 C_s の変化と開き角

を制限したときの電子源直径を表 3 に示す。開き角を一定に保った条件で比較すると、虚電子源の直径は第 2 陽極電圧とともに増大することがわかる。

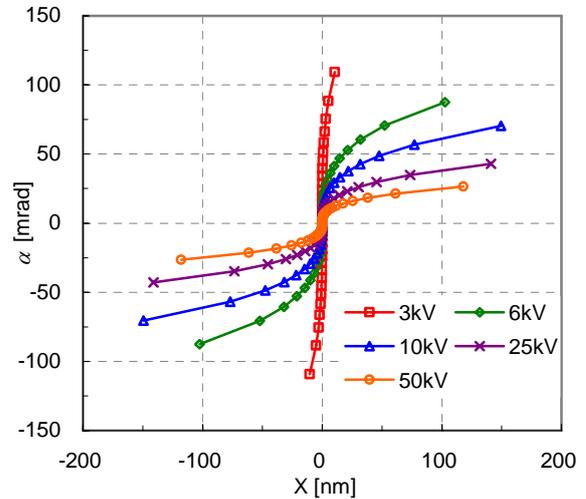


Fig. 13. Emittance diagram at different values of the 2nd anode voltage V_{A2} .

Table 3. Spherical aberration coefficient C_s and virtual source diameter d_s at different values of the angle α as a function of the 2nd anode voltage V_{A2} .

$V_{A2} \text{ [kV]}$	$C_s \text{ [mm]}$	d_s	
		$d_s (\alpha = 1 \text{ mrad})$ [μm]	$d_s (\alpha = 20 \text{ mrad})$ [nm]
3	0.054	0.03	0.216
6	1.12	0.56	4.5
10	3.25	1.63	13.0
20	9.70	4.85	38.8
30	18.5	9.25	74.0
40	30.9	15.5	123.6
50	49.1	24.6	196.4

5. まとめ

表面電荷法を用いてショットキー陰極先端の電界と電子軌道を解析した。解析方法と代表的な解析結果を述べた。

電界係数 β は電極配置を変えた解析用モデルをいくつか作製して調べた。陰極先端曲率半径は $0.2 \mu\text{m}$ から $2 \mu\text{m}$ の範囲について調べた。陰極先端の突き出し距離 h を考慮すると β は複雑な式になるが、汎用性のある近似式を導出することができた。導出した電界係数で計算すれば、表面電荷法で解析した値にほぼ等しい電界強度が

得られる。誤差は約 7%である。先端電界強度の評価は電子銃が期待した動作をしているかどうかを判定するのに役立つ。

電子軌道は Direct Ray-tracing 法で解析した。解析結果から虚電子源の位置と大きさ、球面収差の影響を評価した。第 1 陽極によって形成される電界レンズの球面収差は非常に小さいこと、第 2 陽極電圧を増加すると球面収差は大きい値になることを示した。

参考文献

- 1) L.W. Swanson and G.A. Schwind: "A Review of the ZrO/W Schottky Cathode", Handbook of Charged Particle Optics, J. Orloff, ed. pp.77-101, CRC Press, 1997
- 2) M.J. Fransen, TH.L. Van Rooy, P.C. Tiemeijer, M.H.F. Overwijk, J.S. Faber, and P. Kruit: "On the Electron-Optical Properties of the ZrO/W Schottky Electron Emitter", Advances in Imaging and Electron Physics, Vol.111, pp.91-163, Academic Press 1999.
- 3) 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 emission source", *Optik*, Bd.63, No.4, 313-331, 1983.
- 4) E. Munro: "Computational Techniques for Design of Charged Particle Optical Systems", Handbook of Charged Particle Optics, J. Orloff, ed. pp.47-56, CRC Press, 1997.
- 5) 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.
- 6) 伏見康治: 現代物理学を学ぶための古典力学, 岩波書店, 1980.
- 7) R. Iiyoshi, S. Maruse and H. Takematsu: "Electron gun with electron-beam-heated point cathode: numerical analysis of electron beam for cathode tip heating", *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, A 363, 284-290, 1995.
- 8) 鈴木誠道, 矢部博, 飯田善久, 中山隆, 田中正次: 現代数値計算, オーム社, 1994.
- 9) S. Fujita and H. Shimoyama: "Theory of cathode trajectory characterization by canonical mapping transformation", *J.Electron Microsc.*, Vol.54-4, 331-343, 2005.

(受理 平成 19 年 3 月 19 日)