

# 低エミッタンス熱電子銃

## 1. 序論

加速器は、その利用目的に応じて常に進化を続けている。特に、最近の電子線型加速器では、X線自由電子レーザー (XFEL) に代表されるように、電子ビームの高輝度化と安定性が求められるようになってきた。即ち、ピーク電流が高く、エミッタンスの小さい電子ビームが必要となってきたのである。

電子銃は、加速器の最上流部で電子ビームを発生する装置である。従って、電子ビームの性能、特にエミッタンスに関しては、電子銃の性能によって決定されると言っても過言ではない。電子銃は加速器の中で最も重要な構成要素の一つである。

電子銃は、陰極 (カソード) からの電子放出原理によって主に3種類のタイプに分類される。最も一般的なものが熱電子放出を利用した熱電子銃であり、様々な電子デバイスに利用されている。最近では、光電効果を利用した光カソード型電子銃の技術が進歩してきた。この光カソードを高周波 (RF) 空洞に組み込んだものが光カソード型 RF 電子銃である。最後の一つはかなり特殊な電子銃になるが、電界電子放出現象を利用した電子銃であり、高輝度電子顕微鏡などに使用されている。

さて、XFEL 施設は、米国の LCLS (Linac Coherent Light Source) と日本の SACLA (SPring-8 Angstrom Compact free-electron LAsEr) が既に稼働しており、これらに追従するように世界各地で建設が進められている。XFEL の電子銃には、通常光カソード型 RF 電子銃が用いられる。光カソードに短パルスレーザーを照射して、いきなり高密度の電子ビームを引き出し、空間電荷によるエミッタンスの悪化を低減するために、高電界の RF 電場で光速近くまで電子ビームを急加速する。このように光カソード型 RF 電子銃は理想的な電子銃であるが、安定に電子ビームを生成し続けるためには、レーザーシステム

と光カソードの保守・管理に多大な労力を要する。SACLA では、長期間安定な XFEL 光を実験ユーザーに提供することを目的とし、安定であり、かつ、保守・管理が比較的容易な熱電子銃を採用した。

本稿ではまず、電子銃の基本原則として、物質からの電子放出、ビーム電流値を決める電荷制限現象、カソードにおけるビームエミッタンスの初期値について説明する。次に、SACLA 用熱電子銃システムの詳細とそのビーム特性や実際の運転状況について説明する。尚、電子銃に関する基礎は、過去の OHO のテキストや市販の教科書に詳しく記述されているので、参考文献として挙げておく [1-7]。

## 2. 電子銃の基本原則

### 2.1. 物質からの電子放出

#### 2.1.1. 熱電子放出

熱電子銃は、電子線加速器に限らず、古くから電子ビーム源として用いられてきた。ブラウン管や真空管、大電力高周波源がその一例である。Fig. 1 に金属表面からの熱電子放出を表す概念図を示す。金属の温度が絶対零度の時、物質内の電子は Fermi 準位まで満たされていて、Fermi 準位より高いエネルギーに電子は存在しない。金属の温度を上げていくと、物質内電子のエネルギーが上昇し、その一部のエネルギーが真空準位よりも高くなり、金属外部の真空中へと放出される。ここで、真空準位と Fermi 準位の差は仕事関数と呼ばれ、カソード物質によって決まる重要なパラメータである。

熱電子の放出電流密度は、物質内電子のエネルギー分布の中で真空準位より高いエネルギー領域を積分することで導出できる。これは Richardson-Dushman の式と呼ばれ、次式で表される。

$$J_{RD} = AT^2 \exp(-\phi/k_B T) \quad (2-1)$$

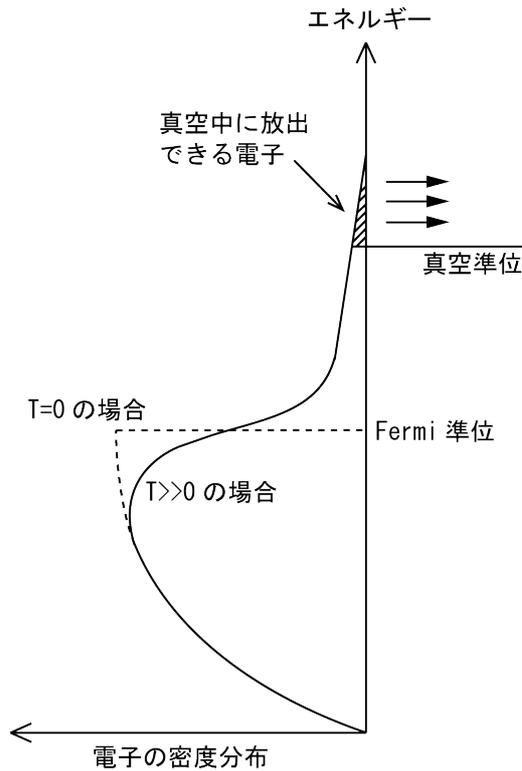


Fig. 1 熱電子放出の概念図

ここで、 $T$ はカソードの絶対温度、 $\phi$ は仕事関数である。また、 $A$ は熱電子放出定数と呼ばれ、以下の式で与えられる。

$$A = \frac{4\pi m_e e k_B^2}{h^3} = 120.4 \text{ (Acm}^{-2}\text{K}^{-2}) \quad (2-2)$$

上式に含まれる物理定数は、 $m_e$ : 電子の静止質量、 $e$ : 素電荷、 $k_B$ : ボルツマン定数、 $h$ : プランク定数である。例えば、仕事関数が  $2.5 \text{ eV}$ 、カソード温度が  $1800 \text{ K}$  の場合、放出電流密度は  $40 \text{ Acm}^{-2}$  となる。

このように、熱電子の放出電流密度は物質の仕事関数と温度だけで決定されるため、熱電子ビームの電流値  $I_{RD}$  は  $J_{RD}$  にカソードの面積  $S$  を掛けるだけで求めることができる。しかし、これは理想的なカソードの場合であって、現実には仕事関数や温度に場所依存性があるため、実際に得ることができるビーム電流値は、

$$I = \int AT(s)^2 \exp\{-\phi(s)/k_B T(s)\} ds \quad (2-3)$$

となり、一般的に  $I_{RD}$  よりも小さくなる。

カソード物質は、用途に応じて様々なものが用いられる。タングステンやタンタルなどの高融点金属は古くから X 線管や送信管に用いられてきた。加速器用の電子銃カソードとして馴染みが深いのが酸化物カソードである。基盤金属の上にアルカリ土類金属の酸化物（例えば  $\text{BaO}$ ）をコーティングしたもので、高温で活性化することにより遊離した  $\text{Ba}$  が仕事関数を下げる役割を果たし、比較的低い温度（ $1000^\circ\text{C}$ 以下）で電子ビームを放出することができる。含浸型カソードは、多孔質タングステンにアルカリ土類金属の酸化物を含浸させたもので、比較的強固なカソードとして加速器でも広く利用されている。六ホウ化ランタン（ $\text{LaB}_6$ ）等の希土類金属化合物は、単結晶の製造技術が進んできたこともあって、電子源カソードとして使用されるようになってきた。特に、高輝度の電子ビームが要求される電子顕微鏡用のカソードとして利用されている。

### 2.1.2. 光電子放出

金属に短波長の光を照射することで金属表面から電子が放出する現象は、光電効果と呼ばれる良く知られた量子力学的な物理現象である。光電子放出の概念図を Fig. 2 に示す。光を照射すると、金属内の伝導電子は光子エネルギー  $h\nu$  を吸収し、 $h\nu$  だけエネルギー準位が上がる。これが真空準位より高いと、電子は真空中に放出される。従って、光子エネルギーが金属の仕事関数より高いこと、即ち、光の波長が短いことが必要になる。

照射する光の光子数に対する放出電子の個数の割合は量子効率と呼ばれる。量子効率は光の波長の関数であり、光カソードを評価するための極めて重要なパラメータである。

光カソードは、用途に応じて様々な物質が用いられる。例えば、銅は比較的環境に強いいため、RF 電子銃用の光カソードとして最近よく用いられるようになった。但し、量子効率が低いことから、高出力の紫外線レーザーを必要とするなど、励起レーザーに対する負担が大きくなる。 $\text{Cs}_2\text{Te}$  は量子効率が高い半導体であるため、逆にレーザーに

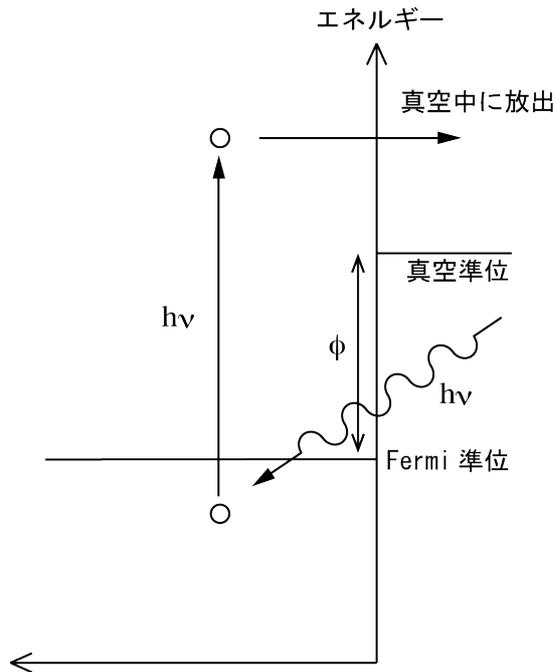


Fig. 2 光電子放出の概念図

対する負担が小さく、複雑なバンチ構造を持つ電子ビームを生成するのに適している。但し、環境に対して敏感であるため、頻繁に光カソードを交換しなければならない。GaAs 系半導体はスピンを偏極させた電子ビームを生成する際に用いられる。円偏光レーザーを GaAs に照射して電子スピンを選択して励起するのであるが、偏極電子を真空中に引き出すためには、真空準位を GaAs の伝導体準位よりも低い状態にしなければならず、そのために、表面に Cs と酸素を数原子層だけ蒸着するといった特殊な技術を要する。当然のことながらこの特殊な表面を長時間維持するには電子銃内部を超高真空に保ち、加速電極の暗電流を極限まで小さくしなければならず、システム全体に渡って高度な技術が必要とされる。

### 2.1.3. 電界電子放出

金属表面に非常に強い電場をかけると、金属内部の電子がトンネル効果によって真空中に放出される。この現象は電界電子放出と呼ばれる。Fig. 3 に電界電子放出の概念図を示す。真空準位が強電場により傾き、表面が薄いポテンシャル障壁とな

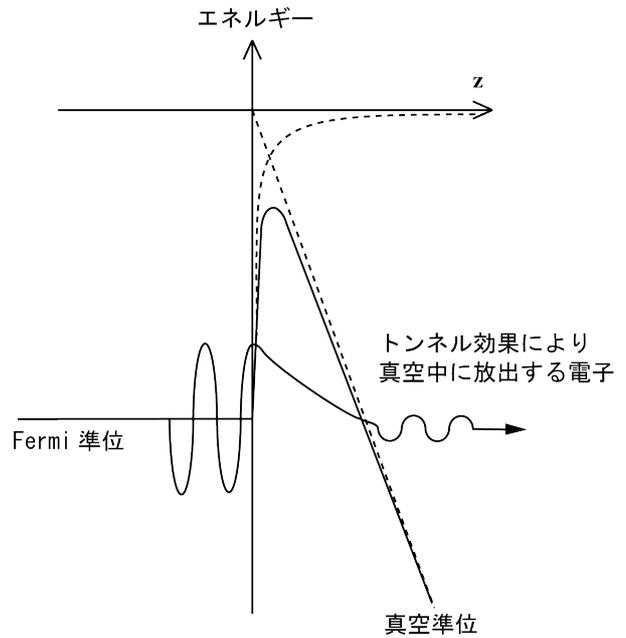


Fig. 3 電界電子放出の概念図

る。金属の仕事関数は数 eV なので、表面電界が数 GV/m になると、ポテンシャル障壁の厚みがナノメートル程度となり、金属内部電子の波動関数が真空中に滲み出し、トンネル効果として放出されるのである。

高電界を印加するデバイス、例えば電子を加速する加速管や高周波源であるクライストロン等では、電界電子放出現象は放電の原因となるため、可能な限りこれが生じないよう局所的に電場が強くなるような構造にするなどの工夫が必要となる。その一方、電界電子放出を積極的に電子源として利用する例もある。先端をニードル状に尖らせたタングステン等の高融点金属に電圧を印加すると、先端から電界電子が放出される。ニードル先端の実効的な面積が極めて小さいことから、大電流を引き出すことはできないが、電子ビームの輝度が非常に高くなるため、高輝度の電子顕微鏡用電子銃として用いられている。

### 2.1.4. その他

電子やイオンを物質に照射し、その衝撃で発生する二次電子をビームとして用いようとする試みもなされているが、まだ加速器用の電子源として

の実用化には至っていないのが現状のようである。

## 2.2. 電荷制限

カソードから放出することのできる電流密度には限界がある。ここでは、この限界値を決める二つの重要な物理現象について説明する。

### 2.2.1. 空間電荷制限

電子はマイナスの電荷を持っているので、真空中に引き出された電子から生じる電場は、カソード方向から見ると、加速電場とは逆方向である。カソードから放出される電子の密度を増やしていくと、この逆方向の電場が加速電場を相殺し、カソード表面の電場がゼロとなる。この状態ではカソード自身が更に電子を放出する能力を持っていても、引き出せる電流値が制限されてしまう。この限界値は空間電荷制限電流値と呼ばれる。Fig. 4 に空間電荷制限の概念図を示す。

空間電荷制限電流密度は、Child-Langmuir の式、

$$J_{CL} = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{V^{3/2}}{d^2} \quad (2-4)$$

で表される。ここで、 $\epsilon_0$ は真空の誘電率、 $V$ は電極間の印加電圧、 $d$ は電極間のギャップである。例えば、印加電圧 500 kV、電極間ギャップ 50 mm の場合、空間電荷制限電流密度は  $33 \text{ Acm}^{-2}$  となる。

ここまでは、無限に広いカソードから電子が放出される場合、即ち、空間方向に関してビーム軸方向の一次元のみを考慮した議論であった。次にカソードの大きさに制限がある場合について議論する。カソードが水平軸方向に有限の幅を持ち、垂直方向には無限に広がる場合を考える。Fig. 5 に示すように、ウェネルトと呼ばれるカソード電極に傾斜を与えて、加速電場がビームに集束作用を及ぼすようにする。すると、ビームが空間電荷により水平方向に広がろうとする発散力とウェネルトの集束電場による集束力が釣り合い、ビー

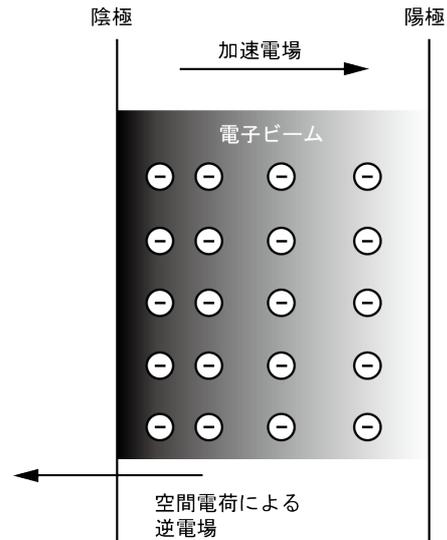


Fig. 4 空間電荷制限の概念図

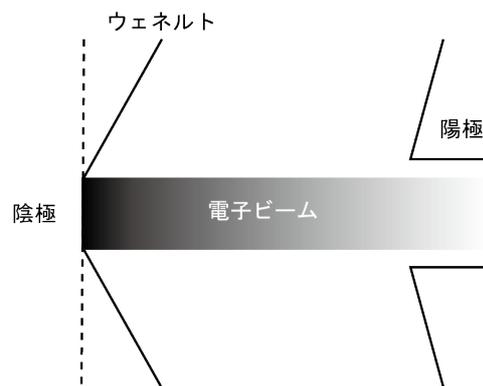


Fig. 5 Pierce 型電子銃

ムエッジでの境界条件が一次元の場合と一致するため、空間電荷制限電流密度が式 (2-4) と同じになる。厳密に等しくなるのはこのようなシート型ビームに限られるが、軸対称の円柱ビームでも近似的に式 (2-4) に従うと考えられる。このような形状の加速電極を備えた電子銃は Pierce 型電子銃と呼ばれ、大電流を引出す電子銃として広く使われている。

一般に、電子銃の空間電流制限電流値は  $V^{3/2}$  に比例する。

$$I_{SC} = kV^{3/2} \quad (2-5)$$

この比例係数 $k$ はパービアンズと呼ばれ、電子銃の特性を決める重要なパラメータである。

さて、後述するように、SACLA 用電子銃は Pierce 型電子銃ではなく、平行平板電極を用いている。平行平板電極から細い電子ビームを生成する場合の空間電荷制限値について説明する。Fig. 6 に示すように、加速電極のギャップに対してビーム径が十分小さい場合、前述した一次元モデルと比較して、空間電荷による逆方向の電場が小さくなる。一次元モデルにおいて広い範囲で逆方向電場に寄与していた空間電荷が存在せず、細いビームの部分に限定されるからである。従って、空間電荷制限電流密度は式(2-4)よりも大きくなり、次式で表される。

$$J_{flat} = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{V^{3/2}}{d^2} F \quad (2-6)$$

ここで係数 $F$ はビーム半径( $r_c$ )と加速電極ギャップ( $d$ )の関数で、

$$F = \left(1 - \frac{1}{3} \int_0^1 \frac{x^{1/3}}{\sqrt{x^2 + (r_c/d)^2}} dx\right)^{-1} \quad (2-7)$$

と表される。SACLA 用電子銃では $r_c=1.5$  mm、 $d=50$  mm であるので、 $F \sim 4$  となる。詳しい計算は Appendix.1 で述べる。このように、平行平板電極から細い電子ビームを生成する際の空間電

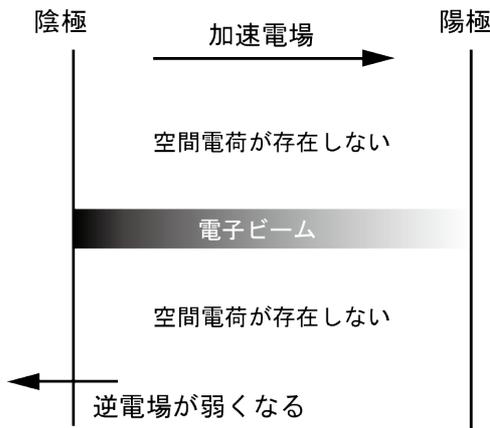


Fig. 6 平行平板電極からの細い電子ビーム

荷制限電流値を見積もる時は、式(2-4)がそのまま取り扱えず、上述した関係式を使う必要がある。

### 2.2.2. 温度制限

電子銃の印加電圧が十分に高い場合、即ち上述した空間電荷制限電流密度が十分大きい場合、放出できる電子ビームの電流密度は Richardson-Dushman の式に従いカソードの温度によって決まる。

さて、Richardson-Dushman の式は、カソードに生じる鏡像電荷との相互作用や加速電場の影響が考慮されていない。元の真空準位を基準とした電位は、鏡像電荷と加速電場( $E$ )により、表面から距離 $z$ の場所で、

$$W(z) = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 z} - eEz \quad (2-8)$$

となる。この電位は、 $z = \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon_0 E}}$  の場所で極大値をとり、元の真空準位から

$$\Delta W = \frac{e}{2} \sqrt{\frac{eE}{\pi\epsilon_0}} \quad (2-9)$$

だけ下がる。Fig. 7 に表面付近の電位の様子を示す。実効的にカソードの仕事関数が $\Delta W$ だけ小さくなったことになり、その分、放出電流密度が増加する。この効果は Shottky 効果と呼ばれる。

Shottky 効果を考慮した Richardson-Dushman の式は、

$$J_{RD,S} = AT^2 \exp\left\{-\left(\phi - \frac{e}{2} \sqrt{\frac{eE}{\pi\epsilon_0}}\right)/k_B T\right\} \quad (2-10)$$

となる。

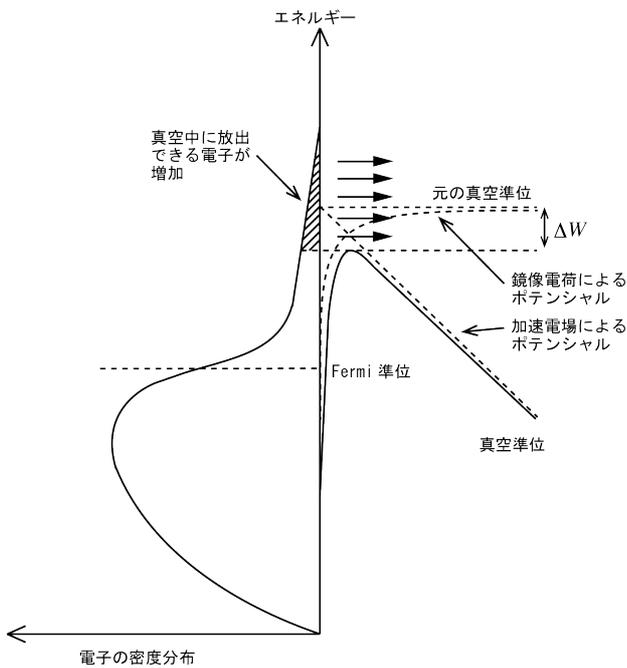


Fig. 7 Shottky 効果による放出電子の増加

### 2.2.3. 実例

電子銃の動作点を、空間電荷制限領域 (Space Charge Limited Region) にするのか温度制限領域 (Temperature Limited Region) にするのかは、カソードの特性などを考慮した設計思想によって変わってくる。例えば、放出電流値が不安定なカソードを用いる場合、空間電荷制限領域でカソード温度を高く設定することで、放出電流値の変動を抑制することができる。また、印加電圧の変動による放出電流値の不安定性を抑制しようとしたり、加速器調整の際に電流値を大幅に変更したりする必要がある場合は、動作点を温度制限領域に設定する。

電子銃の放出電流の特性は、印加電圧と放出電流の関係測定することによって得ることができる。これは一般に I-V 曲線と呼ばれる。Fig. 8 に SACL A 用電子銃で実測された I-V 曲線を示す。印加電圧が 100 kV 以下の領域が空間電荷制限領域であり、修正された Child-Langmuir の式(2-6)に従って放出電流が  $V^{3/2}$  に比例して増加する。

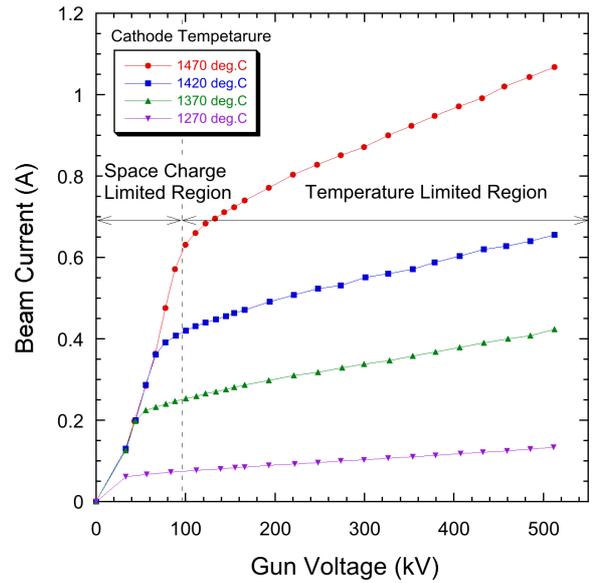


Fig. 8 電子銃の I-V 曲線 (SACL A の例)

100 kV 以上が温度制限領域であり、放出電流の印加電圧依存性が緩やかになっている。SACL A では平行平板電極を使い、印加電圧 500 kV の温度制限領域で動作させているが、その理由については 3.3 で詳しく説明する。

## 2.3. 電子ビームの初期エミッタンス

### 2.3.1. 初期エミッタンス

エミッタンスとは、電子の位置と角度の二次元位相空間において電子ビームの占める面積を  $\pi$  で割ったものとして定義される保存量であり、電子ビームの平行性を表す指標となる。

線形加速器では電子ビームが加速されるため、ダンピング効果によってエミッタンスは小さくなる。そのため、エミッタンスは保存量ではない。そこで、エミッタンスに  $\beta\gamma$  ( $\beta$  は光速に対する電子の速度、 $\gamma$  はローレンツ因子) を掛けた規格化エミッタンスがエネルギーに依らない保存量となり、線形加速器で一般に使われる。また、二次元位相空間の電子分布は一般に複雑な関数であり、面積を定義することは難しい。そこでこの面積に相当する量を統計的に表したものが規格化 rms エミッタンスであり、以下の式で定義される。

$$\epsilon_{n,rms} = \beta\gamma\sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2}$$

$$\begin{aligned}\langle x^2 \rangle &= \frac{\iint x^2 j(x,x') dx dx'}{\iint j(x,x') dx dx'} \\ \langle x'^2 \rangle &= \frac{\iint x'^2 j(x,x') dx dx'}{\iint j(x,x') dx dx'} \\ \langle xx' \rangle &= \frac{\iint xx' j(x,x') dx dx'}{\iint j(x,x') dx dx'}\end{aligned}\quad (2-11)$$

ここで、 $j(x, x')$ は二次元位相空間における電子ビームの電流密度である。以降、簡単の為に規格化rmsエミッタンスのことを単にエミッタンスと呼ぶこととする。

熱カソードで生成される電子ビームの初期エミッタンスを具体的に求める。電子銃のカソードは一般に平面であるので、エミッタンスの相関項( $\langle xx' \rangle^2$ )はゼロである。カソードの半径を $r_c$ とすると、 $x$ の項は、

$$\sqrt{\langle x^2 \rangle} = \frac{r_c}{2} \quad (2-12)$$

となる。次に $\beta\gamma$ を含む $x'$ の項を計算する。 $x$ 方向の運動量を $p_x$ とすると、この項は、

$$\begin{aligned}\beta\gamma\sqrt{\langle x'^2 \rangle} &= \sqrt{\left\langle \left( \frac{v_z}{c} \gamma \frac{dx}{dz} \right)^2 \right\rangle} \\ &= \sqrt{\left\langle \left( \frac{\gamma}{c} \frac{dx}{dt} \right)^2 \right\rangle} \\ &= \frac{1}{m_e c} \sqrt{\langle p_x^2 \rangle}\end{aligned}\quad (2-13)$$

と変形できる。熱電子の運動量分布はMaxwell-Boltzmann分布、

$$f_{MB} = \sqrt{\frac{1}{2\pi m_e k_B T}} \exp\left(-\frac{1}{2m_e k_B T} p_x^2\right) \quad (2-14)$$

で与えられるので、 $\langle p_x^2 \rangle$ は

$$\langle p_x^2 \rangle = m_e k_B T \quad (2-15)$$

となる。以上より、熱電子の初期エミッタンスは、

$$\epsilon_{n,rms} = \frac{r_c}{2} \sqrt{\frac{k_B T}{m_e c^2}} \quad (2-16)$$

となる。例えば、カソード半径が1.5 mm、カソード温度が1800 Kの場合、初期エミッタンスは0.4 mm mradとなる。

ここで重要なことは、初期エミッタンスがカソードの半径について比例関係にあることである。即ち、小さいエミッタンスを実現する為には、カソードの半径を可能な限り小さくする必要がある。

### 2.3.2. 磁場の影響

電子ビームが進行方向を向いた磁場中を飛行する時、電子ビームは中心軸周りに回転する。カソードを垂直に突き抜ける磁場が存在する場合、電子ビームが磁場ゼロの場所まで到達しても、中心軸周りの回転が止まらず、それがエミッタンス悪化の原因となる。エミッタンスの増加は次式で表される (Appendix.2 参照)。

$$\Delta\epsilon_{n,rms} = \frac{eB_{z0}r_c^2}{8m_e c^2} \quad (2-17)$$

ここで、 $B_{z0}$ はカソードを垂直に突き抜ける磁場である。

例えば、半径1.5 mmのカソードに100 Gaussの磁場が存在すると、エミッタンスの悪化は1.6 mm mradとなり、XFEL用電子銃では無視することができない。従って、電子銃の近傍に電磁石等の磁場発生装置を置く場合、カソード上の磁場が十分小さくなるよう注意を払う必要がある。

## 3. SACLA 用電子銃

SACLAの電子銃は、低エミッタンス電子ビームを生成するために、六ホウ化セリウム(CeB<sub>6</sub>)と呼ばれる希土類金属化合物の単結晶材を熱カソードとして使用している。以降、SACLA用電子銃のことをCeB<sub>6</sub>電子銃と呼ぶことにする。CeB<sub>6</sub>電子銃の外観と性能表を、Fig. 9とTable 1にそれぞれ示す。CeB<sub>6</sub>電子銃については、文献[8]に詳しく述べられているので、こちらも参照して頂きたい。



Fig. 9 SACLA 用電子銃の外観

Table 1 SACLA 用電子銃のパラメータ

Beam Energy	500 keV
Peak Current	1 A
Pulse Width (FWHM)	3.5 $\mu$ s
Repetition Rate	60 Hz (max.)
Normalized Emittance (rms, 90% core)	0.6 mm mrad

### 3.1. 開発の経緯

CeB<sub>6</sub> 電子銃は、SPring-8 において 2001 年より開発研究が始められた。まずは、CeB<sub>6</sub> 結晶を加熱するヒーターを備えたカソードアセンブリの開発からスタートした。2004 年には平行して開発を行ってきた試験用電子銃システムが完成し、目的とする低エミッタンスビームを生成することに成功した。その後、SACLA のプロトタイプ機である SCSS 試験加速器（極端紫外領域のレーザー光を発生する FEL 装置）の電子銃に採用さ

れ、2007 年に極端紫外レーザー光の高出力発振の成功に貢献、2008 年から 2013 年まで本格的なユーザー運転のために使用された。熱電子銃を用いた方式で短波長 FEL の発振が可能であることが SCSS 試験加速器において証明されたことから、SACLA においても全く同じ方式の CeB<sub>6</sub> 電子銃が使用されることになった。

### 3.2. 単結晶 CeB<sub>6</sub> 熱カソード

XFEL 光の発振を実現するためには、アンジュレータ部において 1 mm mrad 程度のエミッタンスが要求される。加速器の低エネルギー領域における空間電荷効果、加速過程における航跡場の影響、バンチ圧縮過程におけるコヒーレント放射の影響など、エミッタンス悪化を招く様々な要因があることを考慮すると、初期エミッタンスは 1 mm mrad より小さい値である必要がある。一般に熱カソードの温度は 1000°C から 1500°C 程度であるので、低エミッタンスビームを生成するためには数ミリメートルの小さいカソードが必要であり、このことからカソードの直径を 3 mm とした。計算で得られる理想的なエミッタンスは 0.4 mm mrad であり、エミッタンスの初期値として十分小さい値である。

カソード材には、電子顕微鏡用の高輝度カソードとして広く使用されている単結晶 CeB<sub>6</sub> を選択した。選択した理由は以下の通りである。

1) 高温下において組成を変えずに蒸発するため、常に清浄な表面が保たれ、長時間安定に電子ビームを放出することができる。残留ガスの影響を受けにくいことから、真空度は 10<sup>-6</sup> Pa のレベルで十分運転が可能であり、電子銃チャンバーのベーキング作業を必要としない。

2) 単結晶であることから、場所に依存しない一様な密度の電子ビームを得ることができる。密度が一樣であると、ビーム内部の空間電荷力が線形となり、層流状態を保持しながらビームを加速することができるため、空間電荷力によるエミッタンスの悪化が起こらない。

3) 同類の  $\text{LaB}_6$  より仕事関数が小さい ( $\sim 2.4 \text{ eV}$ ) ことから、比較的低い温度 ( $\sim 1500^\circ\text{C}$ ) において目的とする  $1 \text{ A}$  以上のピーク電流を得ることができる。

$\text{CeB}_6$  単結晶カソード、 $\text{CeB}_6$  カソードアッセンブリ断面図、ヒーター加熱試験の様子を Fig. 10 に示す。 $\text{CeB}_6$  結晶は直径  $6 \text{ mm}$  のグラファイト製スリーブに挿入している。こうすることでカソード表面全域に渡って均一な加速電場が得られ、カソードエッジからの不要なハロー成分の放出を防ぐことができる。 $\text{CeB}_6$  カソードはグラファイトヒーターからの輻射熱で加熱する。グラファイトは融点が  $3000^\circ\text{C}$  を超える焼結材料であるが、タングステンフィラメントのように再結晶化してヒーター特性が劣化することがない。また、高温

において機械的にも安定している。さらに、電気抵抗の温度依存性が小さいため、ヒーター電力を制御しやすいといった利点がある。開発したアッセンブリでは、 $\text{CeB}_6$  カソードを  $1500^\circ\text{C}$  まで加熱するのに  $300 \text{ W}$  程度のヒーター電力を要する。この熱負荷に耐えられるよう、ヒーターのリード線には高融点金属のモリブデンを使用し、セラミック基板には熱衝撃に強い窒化シリコンを用いるなど、様々な熱対策を施している。

### 3.3. 電子銃チャンバー

$\text{CeB}_6$  電子銃チャンバーの断面図を Fig. 11 に示す。 $\text{CeB}_6$  電子銃では、加速電極の形状を一般的な Pierce 型とせず、2.2.1 で述べた平行平板型とした。理由は以下の通りである。

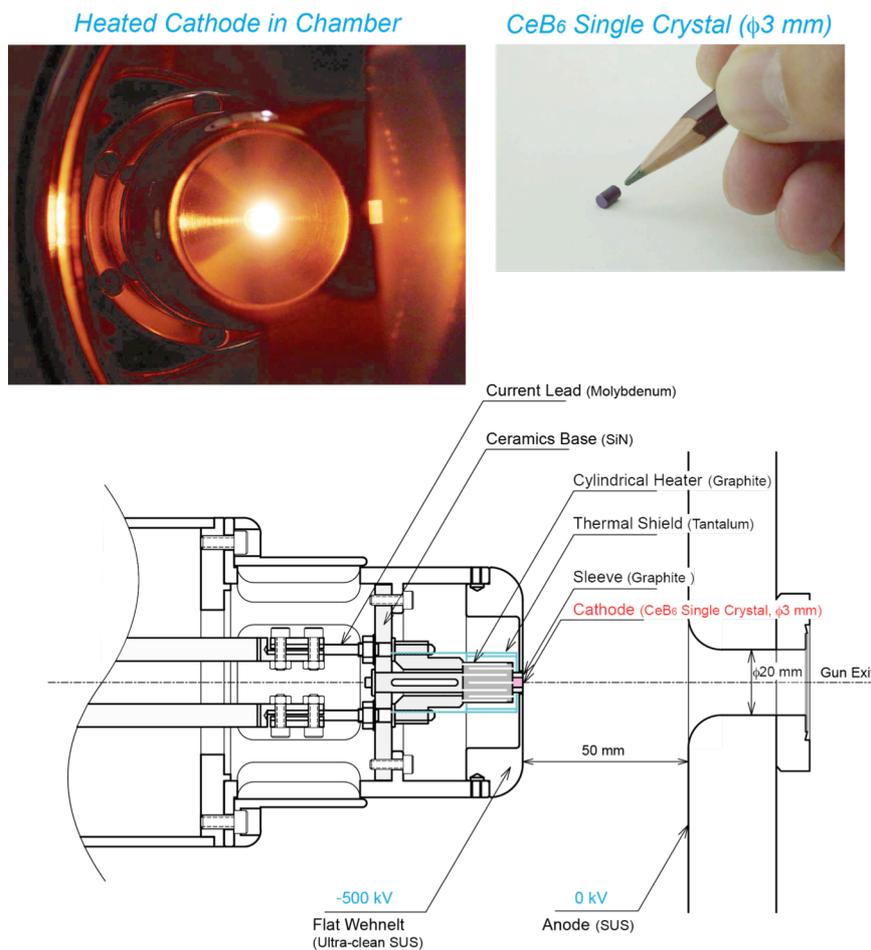


Fig. 10  $\text{CeB}_6$  カソードアッセンブリ

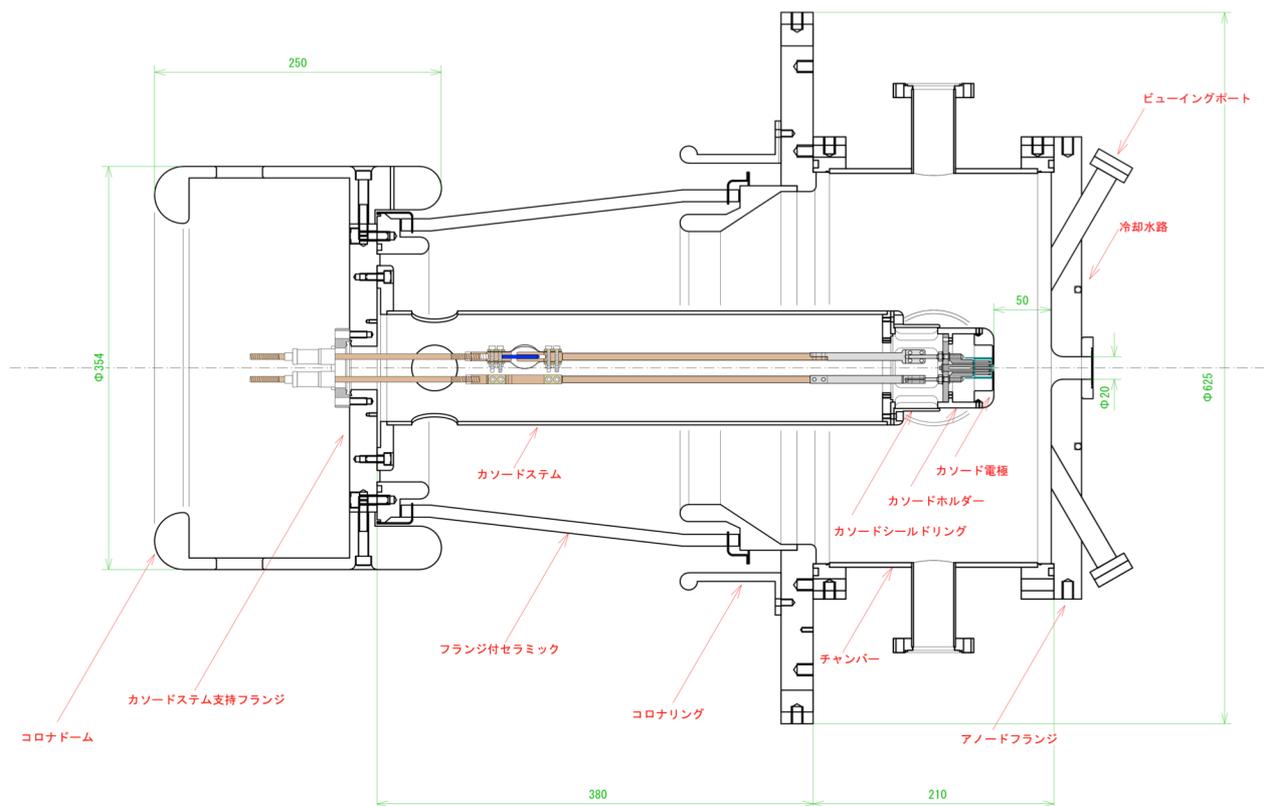


Fig. 11 CeB<sub>6</sub> 電子銃チャンバー

1) Pierce 型電極は横方向の空間電荷力を打ち消すように、ウェネルトに傾斜角を設けてカソード表面近傍に集束電場を作る。しかし、カソードの設置誤差や熱歪による位置の変化によって、カソード中心がビーム軸からずれた場合、集束電場がビームに対して軸対称に作用しなくなり、場合によってはエミッタンスが増大してしまう恐れがある。後述するように、加速電圧を 500 kV と設定したので、空間電荷効果は小さく、特に集束電場を設ける必要がないと考えた。

2) 加速器システムの調整を行うためには、ビーム電流を広い範囲に渡って変化させる必要性が出てくる。カソードは温度制限領域において動作させているが、Pierce 型電極から小電流のビームを発生させる場合、ビームが過集束してしまうた

め、ビーム軌道の調整が困難になる。平行平板型電極では過集束することはない。

500 kV の高電圧を印加することから、放電を防止するために、加速電極の材料には清浄ステンレスを選択し、表面処理として化学研磨と超純水洗浄処理を施した。また、絶縁セラミックは 500 kV 以上の印加実績がある X-band クライストロン用のテーパー型セラミックを採用した。

平行平板型電極ではビーム軌道が大きく発散せず、エミッタンスが悪化しないことは予めコンピュータシミュレーションによって確認した。Fig. 12 にシミュレーションコード EGUN による計算結果を示すが、実際のビーム調整においても、想定通りにビームをハンドリングすることができている。

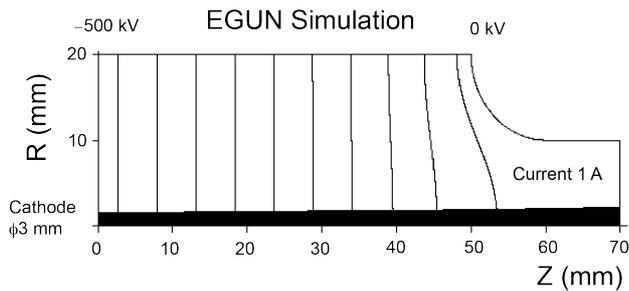


Fig. 12 電子ビームシミュレーション

### 3.4. 電子銃パルスタンク

電子ビームが持つ空間電荷に起因するエミッタンス増加を抑制するためには、より高い電子銃の印加電圧が望まれる。そこで、CeB<sub>6</sub>電子銃では、技術的に達成可能と考えられる500 kVに設定した。電源には、加速器の高周波源であるクライス

トロンに用いられるパルス電源を使用し、これより発生した1次パルスを実用トランスによって500 kVに昇圧してカソードに印加する。Fig. 13に電子銃パルスタンクの回路図を示す。

ダミー管は、パルス電源とインピーダンス整合をとるために使用される。クライストロンで使用される電子銃とビームコレクタによって構成される二極管であり、空間電荷制限領域で安定に動作する。CeB<sub>6</sub>電子銃はビーム電流値が1 Aであるためインピーダンスが高い。それに対し、ダミー管のビーム電流値は300 A近くあり、低インピーダンスである。従って、CeB<sub>6</sub>電子銃の印加電圧はダミー管の特性によって決まり、CeB<sub>6</sub>電子銃のビーム電流値が変動しても殆どその影響を受けることはない。これもCeB<sub>6</sub>電子銃が安定に動作する要因の一つである。

電子銃パルスタンク内には、収納した高電圧部品が絶縁破壊などによるトラブルを起こさないよう、絶縁オイルを充填している。

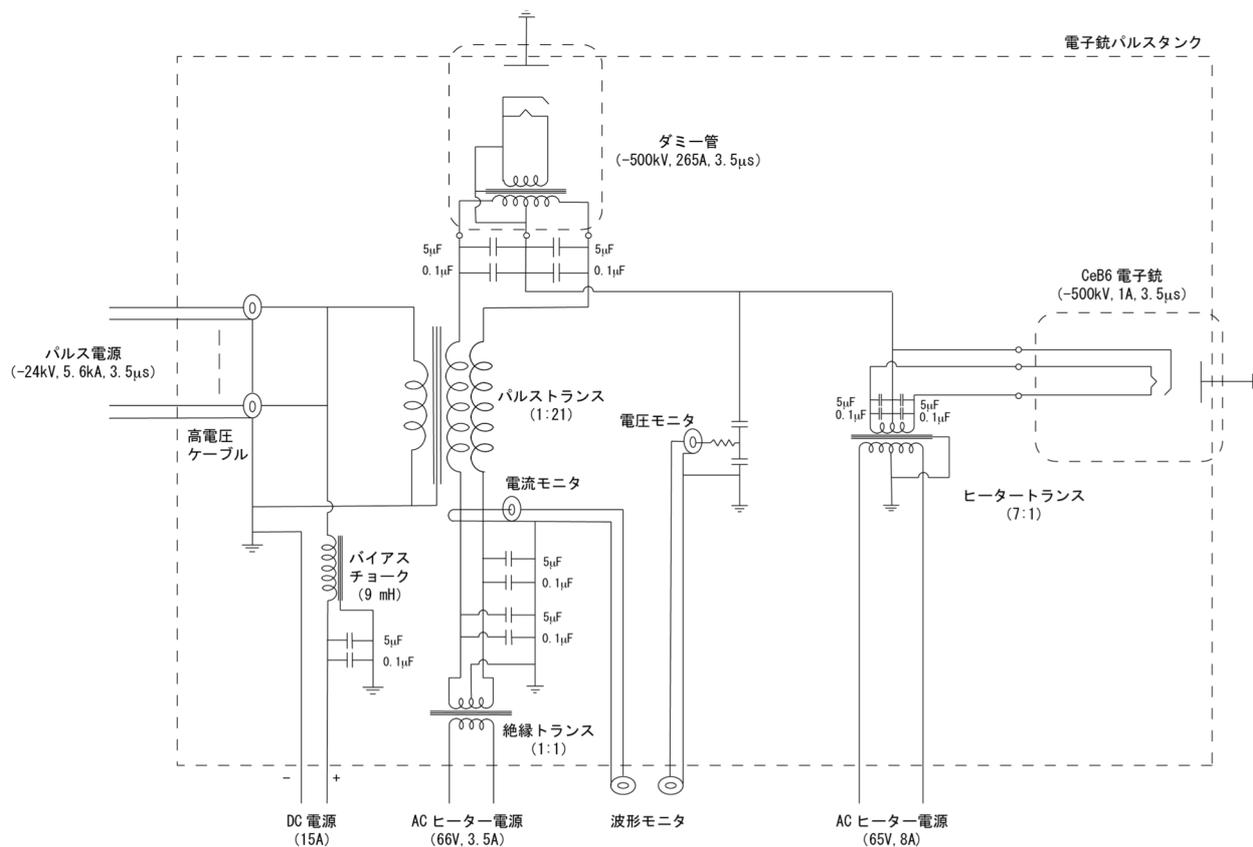


Fig. 13 電子銃パルスタンクの回路図

## 4. SACLA 用電子銃のビーム特性

### 4.1. 電子ビームのパルス波形

電子銃の電圧波形と生成した電子ビームの電流波形を Fig. 14 に示す。電流波形は電子銃出口の直後に取り付けられたコアモニターによって測定した。フラットトップ部のビームエネルギーは 500 keV、ピーク電流は 1.2 A である。この長パルスの中心部分からビームチョッパーを用いて 1 ns の短バンチを切り出し、加速器に入射する。

### 4.2. 電子ビームのプロファイル

電子ビームの空間プロファイルは、ビームチョッパーで切り出した後、アルミナセラミックを蛍光材料としたスクリーンモニターで測定した。ビームチョッパーで短バンチを切り出す際に、直径 4 mm 程度の丸穴コリメータでビームの外輪部分を削り取っている。これにより、空間的に一様で、ハードエッジを持つ円柱ビームが生成できる。ビームプロファイルを Fig. 15 に示すが、ハローの少ない非常に均一なビームが形成されていることがわかる。

### 4.3. エミッタンス測定

CeB<sub>6</sub> 電子銃から引き出した電子ビームのエミッタンスは、試験用電子銃システムにおいて精密な測定を行ったので、その手法と測定結果を紹介する。

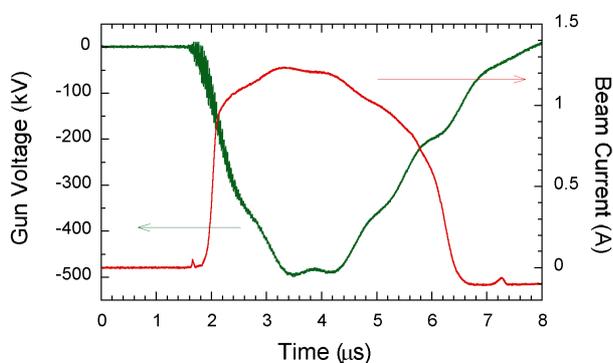


Fig. 14 電子銃の電圧波形とビーム電流波形

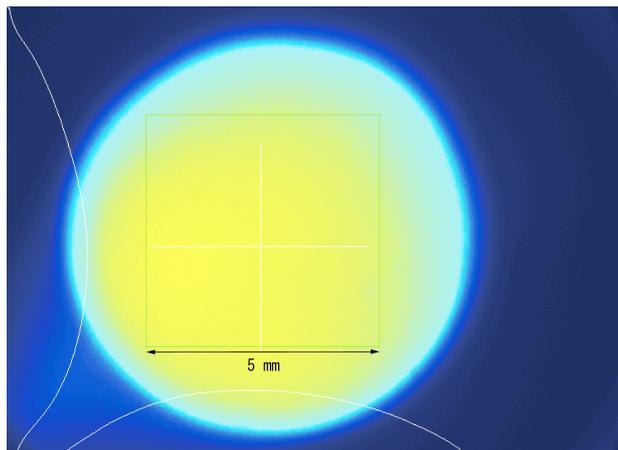


Fig. 15 電子ビームの空間プロファイル

エミッタンスはダブルスリット方式で測定した。Fig. 16 に測定原理を示す。まず、上流側スリットによって、円柱状ビームからシート状のビームレットを切り出す。ビームレットは、続くドリフト空間 ( $L=600$  mm) を進む間に、横方向の熱運動によって発散する。下流側スリットをスキャンしてビームレットの強度分布を測定することで、ビームの広がり角分布を求める。この測定をビームの全領域に渡って行くと、入射電子ビームの位相空間分布を得ることができる。

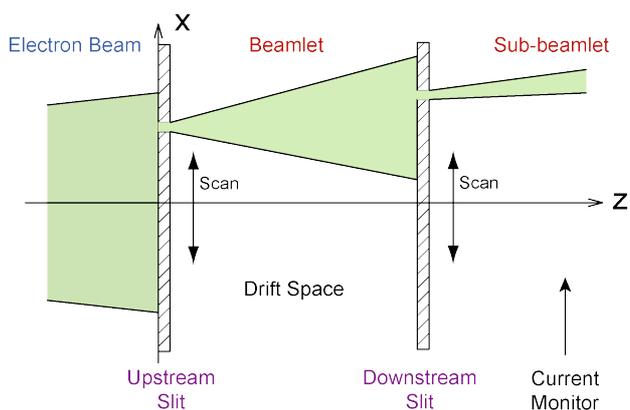


Fig. 16 ダブルスリット方式によるエミッタンス測定の原理

精密な測定を行う為には、特に上流のスリット幅を狭くする必要がある。何故なら、スリット幅が広いと、空間電荷によるビームレットの広がりが無視できないため、エミッタンスを悪く見積ってしまふからである。逆にスリットを狭くしすぎると、ビームレットの電流値が小さくなり、十分なS/Nが得られなくなり、測定誤差が大きくなる。Fig. 17 に様々なスリット幅で測定したビームレットの電流分布を示す。スリット幅が広いと空間電荷によりプロファイルがなまっているが、狭くすると綺麗な Gauss 分布になる様子がわかる。エミッタンス測定では、これらの条件を考慮して、上下流ともにスリット幅を  $50 \mu\text{m}$  に設定した。Fig. 18 にエネルギー500 keV、ピーク電流 1 A の電子ビームの位相空間分布図を示す。電子が傾いた直線に集中して分布している様子がわかる。これはエミッタンスが小さい証拠であり、全電子の90%が集中するコア部分のエミッタンスを解析した結果、 $0.6 \text{ mm mrad}$  と非常に小さい値が得られた。これはXFELで要求される値を満足するものである。

## 5. SACLA 用電子銃の運転

### 5.1. 電子銃の安定性

電子銃の印加電圧と引き出されるビーム電流値は、電子銃の最も基本的なパラメータであり、

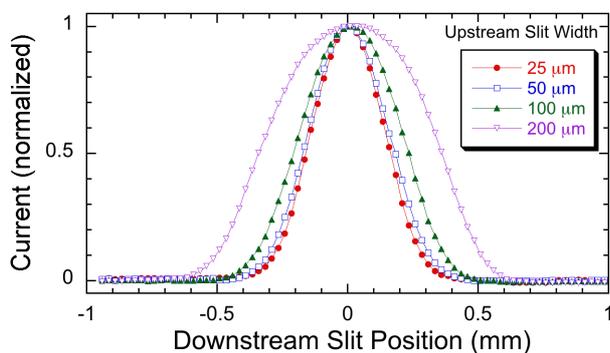


Fig. 17 様々なスリット幅で測定したビームレットの電流分布

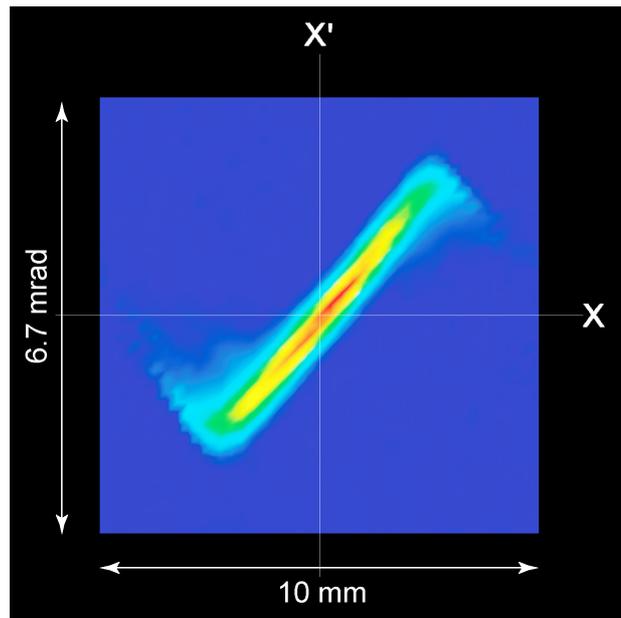


Fig. 18 エネルギー500 keV、ピーク電流 1 A の電子ビームの位相空間分布図

XFELを安定に生成するためには、当然のことながらこれらのパラメータが安定していなければならない。CeB<sub>6</sub>電子銃では、C-band加速器用に開発された高安定化パルス電源を用いており、shot-by-shotの電圧安定度は全幅で100 ppm以下である。前述したように、CeB<sub>6</sub>電子銃は温度制限領域で動作しているため、ビーム電流値の電圧依存性は小さく、shot-by-shotのビーム安定度もより安定していると考えられる。

SACLAはユーザー運転のために建設されたマシンである。従って、shot-by-shotの安定性に加えて、長期間の安定度も極めて重要な要素である。Fig. 19に24時間にわたる電子銃電圧と放出ビーム電流値のトレンドグラフを示すが、非常に安定な運転が実現できている様子がわかる。

### 5.2. カソードの寿命

CeB<sub>6</sub>電子銃は、SCSS試験加速器において約7年間の運転実績を積み上げ、SACLAにおいても既に2年以上の運転を行ってきた。

前述したように、CeB<sub>6</sub>カソードは蒸発を繰り返しながら常に清浄な表面を保つことで安定な電

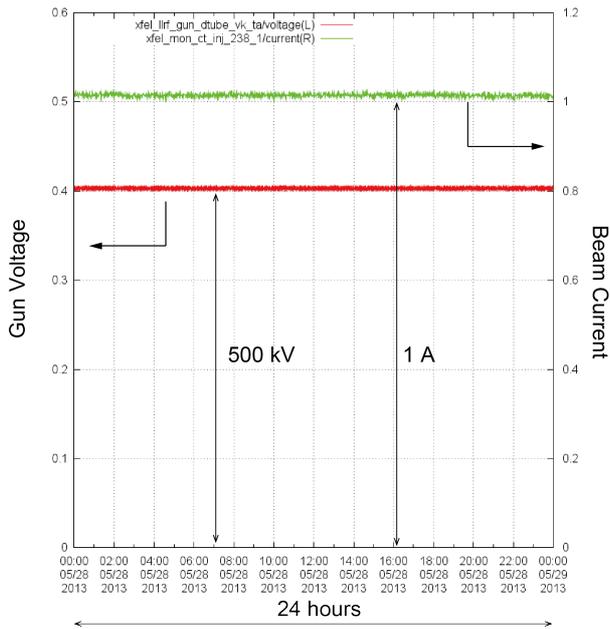


Fig. 19 24時間にわたる電子銃電圧と放出ビーム電流値のトレンド

子ビームの供給を行う。しかしながら、その代償として長時間使用を続けると、カソード表面の位置が奥の方へシフトしてしまう。Fig. 20に使用前のカソード表面と2年間使用したカソード表面の光学顕微鏡写真を示す。光学顕微鏡写真であるため、使用前カソードの表面のピットが顕著に写し出されているが、実際は極めて平坦な表面である。このピットは加熱後すぐに滑らかとなり、より平坦な表面が出来上がる。さて、両者の比較によって、使用後のカソード表面が蒸発により変型している様子がわかる。レーザー顕微鏡で測定したカソード表面の位置を Fig. 21 に示すが、蒸発量が約 200  $\mu\text{m}$  であることがわかる。このように、電子ビームの初期条件が少しずつ変化しているわけであるが、これについては、定期的に加速器上流部の電磁石パラメータを調整することで、レーザー発振の状態を一定に保つようになっている。

さて、一般にカソードには寿命があるため、定期的に交換する必要があるが、CeB<sub>6</sub>カソードも例外ではない。SCSS 試験加速器の運転経験から、CeB<sub>6</sub>カソードの寿命は、加熱時間として約2年間であることが分かった。Fig. 22にSCSS試験

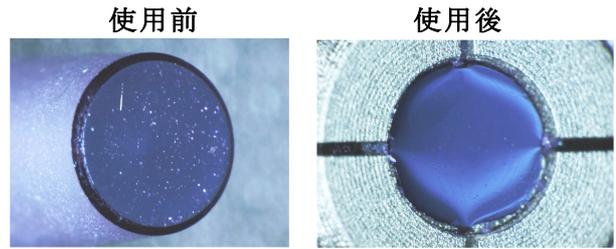


Fig. 20 使用前のカソード表面と2年間使用したカソード表面の光学顕微鏡写真

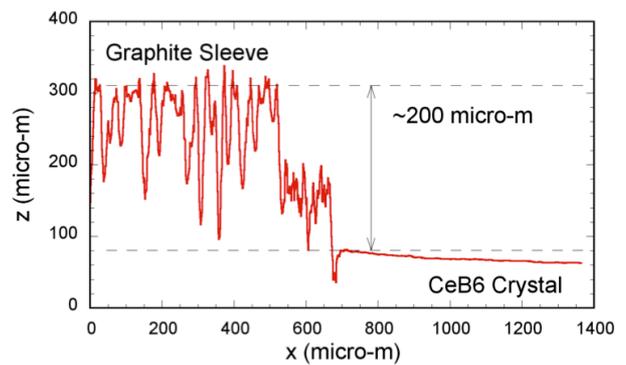


Fig. 21 レーザー顕微鏡で測定したカソード表面の位置

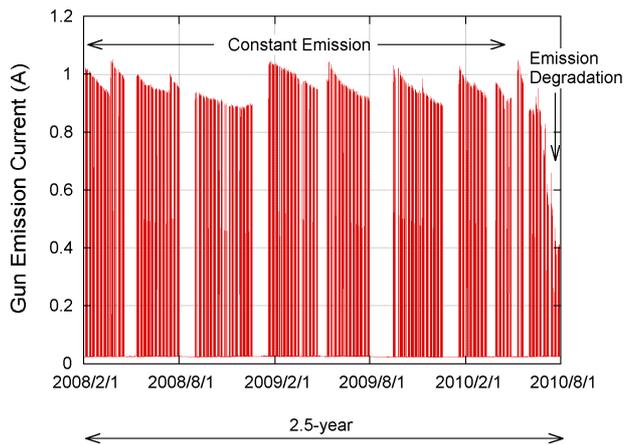


Fig. 22 SCSS 試験加速器で得られた2年半にわたる放出ビーム電流のトレンド

加速器で得られた2年半にわたる放出ビーム電流のトレンドグラフを示す。一定の放出電流を保つには、僅かずつであるがヒーター電力を上げてカソード温度を高くする必要がある。しかし、寿命が近づくと、カソード温度を上げても定格の放出電流が得られない状態となり、カソードの交換が必要となる。物理的に明確な原因説明はされていないが、電子顕微鏡による成分分析により、カーボン系の汚染物質によって  $\text{CeB}_6$  結晶が恒久的に変質しているものと推測している。

SCSS 試験加速器は 24 時間連続運転を行っていなかったため、高電圧印加による寿命への影響は比較的少ない。SACLA では 24 時間連続運転を行っているため、高電圧の影響、例えばイオンのバックボンバードメントによる表面の劣化も無視することができないと考えられ、SCSS 試験加速器よりも寿命が短いと推測される。以上のことを踏まえて、SACLA では 1 年毎にカソード交換を実施することになっている。

## 6. まとめ

SACLA では、長期間安定に XFEL 光を実験ユーザーに提供することを目的として、単結晶  $\text{CeB}_6$  カソードを用いた熱電子銃を開発し、実用化に結びつけた。SCSS 試験加速器からスタートし、現在の SACLA に至るまで、大きなトラブルを発生することなく、日々連続したユーザー運転に貢献している。

さて、SACLA 用電子銃では、ビーム電圧 500 kV、ピーク電流 1 A、規格化 rms エミッタンス 0.6 mm mrad を実現しているのであるが、より高出力の XFEL 光を生成するためには、更なる電子源ビームの高輝度化が要求される。そのためには、より小さな面積から大電流ビームを長時間引き出せるカソードが必要となる。今のところ、 $\text{CeB}_6$  に代わる物質は見つかっていないが、将来、新しいカソード物質が開発されるかもしれない。XFEL のような線形加速器をベースとした光源が進化するには、電子源の進化は必須である。近い将来、新しいタイプの高輝度電子銃が開発されることを期待したい。

## Appendix.1 平行平板電極からの細い電子ビームの空間電荷制限電流

電子銃の空間電荷制限電流値を見積るとき、一般に無限に広がる平行平板電極を仮定した Child-Langmuir 則が使われる。しかし、加速ギャップに対して電子ビームの径が大幅に小さい時には、電流値を制限する空間電荷が少なくなるため、空間電荷制限電流値が Child-Langmuir 則で求められる値よりも大きくなる。ここでは、細いビームに対する空間電荷制限値を求めるためのモデル計算を示す。

準備のため、無間遠平行平板電極の場合の物理量をまとめておく。

$$\text{空間電荷制限電流密度} : J_{CL} = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{V^{3/2}}{d^2} \quad (\text{A1})$$

$$\text{空間電荷密度分布} : \rho_{CL} = \frac{4\epsilon_0}{9} \frac{V}{d^{3/4}} z^{-2/3} \quad (\text{A2})$$

$$\text{電位} : \phi_{CL} = V(z/d)^{4/3} \quad (\text{A3})$$

$z$  はカソード表面から測った電子の位置である。また、空間電荷がカソード表面に及ぼす電界  $E_{CL}$  は、Gauss の法則から式 (A2) を  $z$  について積分することで、

$$E_{CL} = \frac{1}{2\epsilon_0} \int_0^d \rho_{CL} dz = \frac{2V}{3d} \quad (\text{A4})$$

となる。

まず、半径  $r_c$  の細いビームに対する空間電荷制限値  $J_{flat}$  を求めるために次の仮定を置く。

(仮定 1) 空間電荷による横方向の拡がりがないとする。

(仮定 2) 空間電荷制限値に達したときに、加速ギャップ間の電位分布  $\phi$  が無間遠平行平板電極と同じ式 (A3) で表される。

電子の運動が非相対論的である場合、電子の速度は

$$v = \sqrt{\frac{2e\phi}{m_e}} \quad (\text{A5})$$

であるので、仮定2より空間電荷密度分布は、

$$\rho = \frac{J_{flat}}{v} = J_{flat} \sqrt{\frac{m_e}{2eV}} d^{2/3} z^{-2/3} \quad (\text{A6})$$

となる。この空間電荷がカソード表面に及ぼす電場は本来カソードの位置に対して一様ではないが、変化は小さいと考えられるので、カソード中心の電場で代表する。

カソード中心に及ぼす電場は無微小の厚み $dz$ を持った円盤電荷の重ね合わせで求めることができる (Fig. A1)。この円盤電荷による電場 $dE$ は、

$$dE = \frac{\rho dz}{2\epsilon_0} \left(1 - \frac{z}{\sqrt{z^2 + r_c^2}}\right) \quad (\text{A7})$$

となる。式 (A6)、(A7) より、全空間電荷がカソード中心に及ぼす電場 $E$ は、

$$E = \int_0^d dE = \frac{J_{flat}}{2\epsilon_0} \sqrt{\frac{m_e}{2eV}} d^{2/3} \int_0^d z^{-2/3} \left(1 - \frac{z}{\sqrt{z^2 + r_c^2}}\right) dz \quad (\text{A8})$$

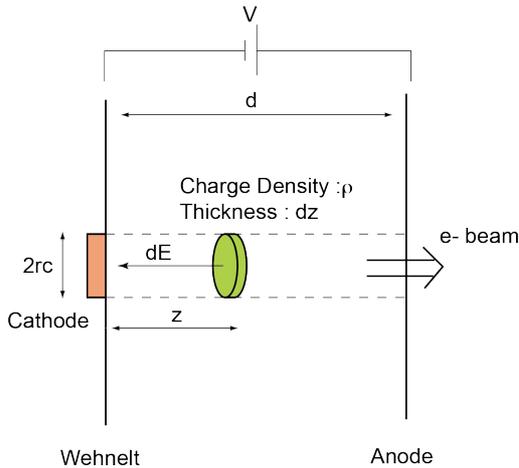


Fig. A1 無微小の厚み $dz$ を持った円盤電荷による電場

となる。ここでさらに、もう一つの仮定を置く。

(仮定3) 細いビームの全空間電荷がカソード表面に及ぼす電場 $E$ が、無限遠平行平板ビームの空間電荷がカソード表面に及ぼす電場 $E_{CL}$ と等しくなるときに、細いビームの空間電荷制限が生じる。

仮定3より、 $J_{flat}$ を $z$ で表すと、

$$J_{flat} = \frac{4\epsilon_0 V}{3d} \sqrt{\frac{2eV}{m_e}} d^{-2/3} \frac{1}{\int_0^d z^{-2/3} \left(1 - \frac{z}{\sqrt{z^2 + r_c^2}}\right) dz} \quad (\text{A9})$$

$J_{CL}$ で表すと、

$$J_{flat} = J_{CL} \frac{3d^{1/3}}{\int_0^d z^{-2/3} \left(1 - \frac{z}{\sqrt{z^2 + r_c^2}}\right) dz} \quad (\text{A10})$$

$z/d = x$ の変数変換をすると、最終的に

$$J_{flat} = J_{CL} \left(1 - \frac{1}{3} \int_0^1 \frac{x^{1/3}}{\sqrt{x^2 + (r_c/d)^2}} dx\right)^{-1} = J_{CL} F(r_c/d) \quad (\text{A11})$$

が求まる。 $F(r_c/d)$ は細いビームに対する空間電荷制限電流密度の増大係数で、ビーム半径 $r_c$ と加速ギャップ $d$ の比のみの関数である。

数値計算により $F(r_c/d)$ を求めグラフにしたのが Fig. A2である。 $r_c/d \sim 1$ 、即ち、横方向のビームサイズと縦方向のビームサイズが同程度であると、全空間電荷によるカソード中心の電界が無限遠平行平板の場合と大差がなくなり、空間電荷制限電流密度の増大係数が1に近づく。逆に、 $r_c/d$ がゼロに近づくと、空間電荷の効果が弱くなるため、増大係数が飛躍的に増加する。EGUNシミュレーションで求めた増大係数 ( $V=500$  kV、 $d=50$  mmの電極) と SACLA用電子銃で実測した増大係数を併せてプロットしたが、両者ともこのモデル計算の結果と比較的良好な一致を示している。

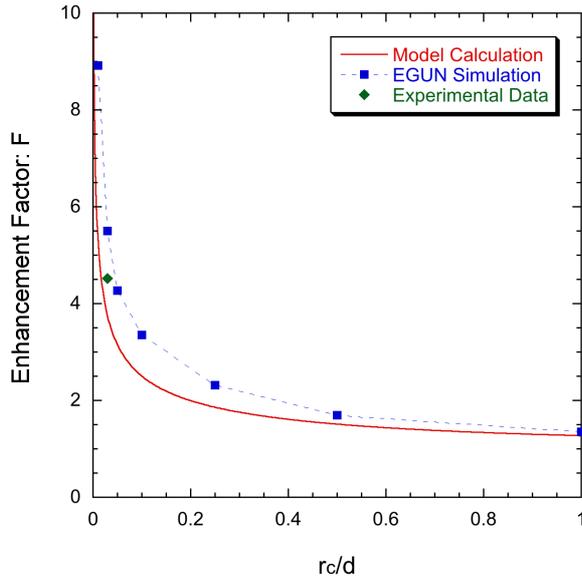


Fig. A2 空間電荷制限電流値の増大係数

## Appendix.2 カソード上の磁場によるエミッタンスの増加

軸対称磁場中における電子の回転方向の運動方程式は、

$$\gamma m_e \frac{d(rv_\theta)}{dt} = r(-ev_z B_r + ev_r B_z) \quad (\text{A12})$$

である。 $\vec{B} = \text{rot}\vec{A}$ を使って磁場をベクトルポテンシャルで表すと、軸対称であることから、

$$B_r = \frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial \theta} - \frac{\partial A_\theta}{\partial z} = -\frac{\partial A_\theta}{\partial z} \quad (\text{A13})$$

$$B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial(rA_\theta)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial A_r}{\partial \theta} = \frac{1}{r} \frac{\partial(rA_\theta)}{\partial r} \quad (\text{A14})$$

となる。これらを式 (A12) に代入すると、

$$\begin{aligned} \gamma m_e \frac{d(rv_\theta)}{dt} &= er \left( \frac{dz}{dt} \frac{\partial A_\theta}{\partial z} + \frac{dr}{dt} \frac{1}{r} \frac{\partial(rA_\theta)}{\partial r} \right) \\ &= e \left( \frac{\partial(rA_\theta)}{\partial z} \frac{dz}{dt} + \frac{\partial(rA_\theta)}{\partial r} \frac{dr}{dt} \right) \\ &= e \frac{d}{dt} (rA_\theta) \end{aligned} \quad (\text{A15})$$

となるので、

$$v_\theta = \frac{eA_\theta}{\gamma m_e} - \frac{er_0 A_{\theta 0}}{\gamma m_e r} \quad (\text{A16})$$

が得られる。ここで、 $r_0$ 、 $A_{\theta 0}$ は初期値、即ちカソードにおける値を表す。カソード上の磁場がゼロの場合、

$$v_\theta = \frac{eA_\theta}{\gamma m_e} \quad (\text{A17})$$

の関係が成り立つ。

さて、カソード上の磁場がゼロでない場合、電子が磁場ゼロの地点まで進んだとしても、

$$v_\theta = -\frac{er_0 A_{\theta 0}}{\gamma m_e r} \quad (\text{A18})$$

の回転速度が残る。カソード上の磁場 $B_{z0}$ が一様であるとすると、式 (A14) より、

$$B_{z0} = \frac{A_{\theta 0}}{r_0} + \frac{\partial A_{\theta 0}}{\partial r_0} \quad (\text{A19})$$

となる。これを満たす $A_{\theta 0}$ は、

$$A_{\theta 0} = \frac{1}{2} r_0 B_{z0} \quad (\text{A20})$$

であるので、式 (A18) に代入すると、

$$v_\theta = -\frac{er_0^2 B_{z0}}{2\gamma m_e r} \quad (\text{A21})$$

が得られる。ここで、電子ビームが層流であり、任意の電子に対して $r = kr_0$ の関係が成り立つとすると、

$$v_\theta = -\frac{eB_{z0}}{2k\gamma m_e} r_0 \quad (\text{A22})$$

となる。そして、 $\vec{v}_\theta$ を $x$ 軸に射影すると、

$$v_x = -\frac{eB_{z0}}{2k\gamma m_e} r_0 (-\sin\theta_0) = \frac{eB_{z0}}{2k\gamma m_e} y_0 \quad (\text{A23})$$

が得られる。 $r_0$ をカソードの半径 $r_c$ とし、 $x$ - $y$ 平面内の電子密度を $J$ とすると、 $y$ 軸方向の電子分布関数は、

$$I(y_0) = 2J\sqrt{r_c^2 - y_0^2} \quad (\text{A24})$$

となるので、式 (A23) より、

$$\begin{aligned} I(v_x) &= 2J\sqrt{r_c^2 - \left(\frac{2k\gamma m_e}{eB_{z0}}\right)^2 v_x^2} \\ &= \frac{4k\gamma m_e J}{eB_{z0}} \sqrt{\left(\frac{eB_{z0}r_c}{2k\gamma m_e}\right)^2 - v_x^2} \end{aligned} \quad (\text{A25})$$

となる。これは $v_x$ を変数とした電子の分布関数であるので、

$$\langle v_x^2 \rangle = \frac{\int v_x^2 I(v_x) dv_x}{\int I(v_x) dv_x} = \frac{\int v_x^2 \sqrt{\left(\frac{eB_{z0}r_c}{2k\gamma m_e}\right)^2 - v_x^2} dv_x}{\frac{\pi}{2} \left(\frac{eB_{z0}r_c}{2k\gamma m_e}\right)^2} \quad (\text{A26})$$

となる。ここで、 $v_x = \frac{eB_{z0}r_c}{2k\gamma m_e} s$ と置くと、 $dv_x = \frac{eB_{z0}r_c}{2k\gamma m_e} ds$ であるので、式 (A26) の分子は、

$$\left(\frac{eB_{z0}r_c}{2k\gamma m_e}\right)^4 \int_{-1}^1 s^2 \sqrt{1 - s^2} ds = \frac{\pi}{8} \left(\frac{eB_{z0}r_c}{2k\gamma m_e}\right)^4 \quad (\text{A27})$$

となる。よって、 $x$ 方向の速度の期待値は、

$$\sqrt{\langle v_x^2 \rangle} = \frac{eB_{z0}r_c}{4k\gamma m_e} \quad (\text{A28})$$

となる。また、 $x$ 方向の位置の期待値は、電子ビーム半径を $r_{max}$ とすると、

$$\sqrt{\langle x^2 \rangle} = \frac{1}{2} r_{max} = \frac{1}{2} k r_c \quad (\text{A29})$$

となる。

以上、式 (A28)、(A29) より、カソード上の磁場 $B_{z0}$ によるエミッタンスの増加分、

$$\begin{aligned} \Delta\epsilon_{n,rms} &= \beta\gamma\sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle} \\ &= \frac{\gamma}{c} \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle v_x^2 \rangle} \\ &= \frac{eB_{z0}r_c^2}{8m_e c} \end{aligned} \quad (\text{A30})$$

が得られる。

## 参考文献

- [1] 大沢哲、「電子銃」、OHO'90
- [2] 中西彊、「偏極電子源」、OHO'95
- [3] 栗木雅夫、「電子源」、OHO'02
- [4] 電気学会、「電子・イオンビーム工学」、オーム社
- [5] 桜庭一郎、「電子管工学」、森北出版
- [6] 奥田孝美、「電磁力学」、コロナ社
- [7] J. R. Pierce, "Theory and Design of Electron Beams", D. Van Nostrand Company, INC.
- [8] K. Togawa et al., "CeB<sub>6</sub> Electron Gun for Low-emittance Injector", Phys. Rev. ST Acc. Beams, 10 (2007) 020703