UDC 621.385.642.2.027.81:621.3.032.212

論文

57-A3

高電圧マグネトロン入射電子銃による 大電流電子ビームの発生

正員 佐藤 一 憲 (東工大)

正員 南 一 男 (東工大)

1. ま え が き

従来、電子ビームを加速する方法としては、例えばリニアックのような加速器が存在する。この場合、ビームエネルギーは 1 GeV 以上と巨大であるが、電流値は 100 mA 以下と小さい。核物理学実験や X 線発生では、このようなビームが有用である。

1960 年ころ Martin 氏は新しい電子ビームの加速法を考案した。これは、従来のマルクス回路によりパルス形成線路を瞬間的に充電して、1 MV 程度の短時間パルス (100 ns 以下) を発生させ、これを REB ダイオードと呼ばれる間げきに印加するものである。これにより、ビームエネルギーは 1 MeV 程度と小さいが、電流値が数百 kA と加速器よりもけた違いに大きな電子ビームを発生できるようになった。このような電子ビームを相対論的電子ビーム⁽¹⁾(REB)と呼んでいる。正しくは、Intense Relativistic Electron Beam を略して IREB とするべきであるが、REB の呼び名が定着している。REB は加速器による電子ビームとは明らかに異なった応用の途をもつ。REB の応用としては、まず核融合がある。慣性核融合用ドライバ⁽²⁾、REB リングによるコンパクトトラス磁界配位の形成⁽²⁾、ミラー、ピンチなど直線形プラズマへの入射加熱などが挙げられる。そのほかにレーザの励起源⁽³⁾、大強度 X 線源、中性子源、マイクロ波源⁽⁴⁾あるいはイオン加速⁽¹⁾など広い応用があり、近年盛んに研究されるようになった。

従来の REB ダイオードは、金属またはグラフェイ

トの陰極に対し数 mm の間隔をおいて薄膜または網の陽極を設け、透過してくる電子を利用するものである。これはダイオードインピーダンスが数 Ω 以下と小さくできる反面、プラズマの形成によって電極が短時間のうちに短絡されるので、ビームの時間幅は 100 ns 程度と短い。これに対し、目的によっては時間幅が 1 μ s 以上のほうが好都合な場合も生ずる。例えば、X 線、中性子線、マイクロ波の発生のためのビームとしては時間幅が長いほうが有利である。そこで、陽極に薄膜を使用しない Foilless ダイオードと呼ばれるものも使用されている⁽⁵⁾。これは磁界を電界とほぼ垂直に印加して、ダイオードインピーダンスを大きくしたものである。ここに取り上げる高電圧マグネトロン入射電子銃は Foilless ダイオードの一種と考えられるが、次のような特長を持つ。

(1) 電子放出面が幅の狭いリング状のものであるため、ビームエネルギーが単色的となり、しかも電子の磁界に垂直な方向の速度成分を容易に調節することができる。

(2) ダイオードインピーダンスが一般の Foilless ダイオードよりも大きく、ビームの時間幅が長い。

マグネトロン入射電子銃は、従来、熱陰極が用いられている。これはピアス銃と共に電子ビームを取り出す一方式であって、以前からジャイロトロン⁽⁴⁾などの電子管に使われてきた。原理は同軸円すい状の陰陽極に軸方向に静磁界をかけることにより、電子が陽極に達するのを妨げてビームとして取り出すものである。従来、熱陰極が用いられているため電圧は数 kV 以下に低くできるが、得られる電流も数 A 以下である。それ以上の電流を得るには冷陰極によらなければならないが、冷陰極を用いたものについては全く報告例がない。

そこで、我々は独自の冷陰極マグネトロン入射電子

Generation of Intense Electron Beam by a High-Voltage Magnetron Injection Gun. By Ikken Sato, Member & Kazuo Minami, Member (Department of Electrical and Electronic Engineering, Tokyo Institute of Technology).

佐藤一憲: 正員, 東京工業大学 (現在, 動力炉・核燃料開発事業団)
南 一男: 正員, 東京工業大学工学部電気電子工学科

銃を設計・製作し、ほぼ応用に供し得る特長のある電子ビームの発生に成功した。得られたビームの特性は、Foiless ダイオードと熱陰極マグネトロン入射銃で得られるものの中間の特性をもつ点が重要である。

2. 電子軌道の数値計算と電子銃の設計

本論文で取り上げる冷陰極マグネトロン入射電子銃では、電界放出が起こるためには 100 kV/cm 以上の電界を印加する必要がある。一方、印加できる静磁界の強さには実際問題として上限があり、我々の場合磁束密度は 9.4 kG 以下である。従って、電界放出を起こさせ、かつその電子が陽極に達することなくビームとして利用できるような電極形状と電界・磁界の値を設計しなければならない。

単一電子の相対論的運動方程式は、電界を $\mathbf{E}$ 、磁束密度を $\mathbf{B}$ とすると次式で表わされる⁽⁶⁾。

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) &= -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \\ m &= m_0(1 - v^2/c^2)^{-1/2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

ただし、 m_0 : 電子の静止質量、 c : 真空中の光速、 $\mathbf{v}$: 電子の速度ベクトル、 v : その絶対値

(1)式を直角座標で三成分に分解し、これを更に円筒座標に変換すると次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt}[v_r(1 - v^2/c^2)^{-1/2}] - v_\theta(1 - v^2/c^2)^{-1/2} \frac{d\theta}{dt} \\ &= -\frac{e}{m_0}(E_r + v_\theta B_z - v_z B_\theta) \\ \frac{d}{dt}[v_\theta(1 - v^2/c^2)^{-1/2}] + v_r(1 - v^2/c^2)^{-1/2} \frac{d\theta}{dt} \\ &= -\frac{e}{m_0}(E_\theta + v_z B_r - v_r B_z) \\ \frac{d}{dt}[v_z(1 - v^2/c^2)^{-1/2}] \\ &= -\frac{e}{m_0}(E_z + v_r B_\theta - v_\theta B_r) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

電子銃は図1のように軸対称な形状を考える。ダイオードインピーダンスを大きくするため、軸方向に一樣な磁界を印加するものとする。円筒座標 (r, θ, z) での電界および磁束密度はそれぞれ $\mathbf{E} = (-E_0 \cos \varphi, 0, -E_0 \sin \varphi)$ 、 $\mathbf{B} = (0, 0, B_0)$ で与えられる。ここで、 E_0 、 B_0 はそれぞれ印加電界および磁束密度の絶対値であり、 φ は電極面の軸方向に対する傾きである。簡単のため E_0 として真空中の値を仮定し、電子の初速

図1 平行電極の形状

Fig. 1. Shape of the parallel-electrodes gun.

図2 平行電極における r - z 平面内の電子の軌道

Fig. 2. Electron trajectories in r - z plane for the parallel-electrodes gun.

度を零として、(2)式を Runge-Kutta-Gill 法により数値計算してビームの軌道やエネルギーを求めた。

図2は図1のような陰極と陽極が平行な場合(平行電極と呼ぶ)のビームの軌道を計算した例である。図中の α は E_0/cB_0 で定義される。ただし、 E_0 は電極間の平行部での値である。この α は磁界に対する電界の支配度を表わすパラメータで、 α が十分大きい場合、電子は電界だけが存在するときの運動を行なう。ビームとして取り出すためには $\alpha < 1$ でなければならない⁽⁶⁾。電子の初速度を零としているので α 、 φ を与えると軌道は一意的に定まる。ビームの軌道は三次元的であり、 θ 方向にドリフトしつつ z 方向に加速されるが、図2では r - z 平面内での軌跡を示している。 $\varphi = 10^\circ$ の場合、 $\alpha = 0.3$ になるとビームは陽極にぶつかるようになり、 $\varphi = 15^\circ$ では $\alpha = 0.2$ でもぶつかっている。従って、 φ 、 α はある値以下に選ばなければならない。

図3 平行電極における電子の運動エネルギー

Fig. 3. Kinetic energies of the electrons for the parallel-electrodes gun.

らない。次にビームの個々の電子の運動エネルギー U は次式で与えられる。

$$U = (m - m_0)c^2 \\ = m_0c^2[(1 - v^2/c^2)^{-1/2} - 1]$$

図3はこの運動エネルギーを図2の各場合について示したものである。ただし、縦軸は m_0c^2 で規格化している。また、図中×印はビームが陽極にぶつかることを表わす。電子の運動エネルギーはすべて電界から得られるものであるから、ビームのエネルギーを大きくするためには陽極に近づけなければならないが、それだけぶつかりやすくなる。図2、図3からわかるように、一般に α 、 ϕ を大きくするほど運動エネルギーは大きくできるが、陽極にぶつかりビームとして利用できなくなる。それらを考慮して、 $\phi = 7^\circ$ 、 $\alpha \leq 0.24$ が適当であると考えられる。また電子放出面は幅の狭いリング状にすると、得られるビームの速度の熱的広がりが少なくなり、相対論的電子工学機器⁽⁴⁾に利用する場合、効率が高くなる。

以上のことから、 $\phi = 7^\circ$ の平行電極を製作して実験を行なったが、第4章で述べるように、実験では電極間隔の不整などの原因でビームが特定の部分に集中してしまう現象を生じた。そこで、図4(a)のように陽極にリング状の突起電極を設け、電子放出面付近の電界を強化することを考案した。電極形状をいろいろに変えて数値計算を行なった。図4で α_0 は電界が最も強い場所での α である。また、 d は突起電極と陰極の距離である。図4は $d = 5\text{mm}$ の場合の計算結果で

図4 突起電極の場合

Fig. 4. The gun with a disk electrode.

あって、実験で最も良好な結果が得られた場合に相当する。(a)図は r - z 平面内、(c)図は θ - z 平面内での軌道の例である。(b)図は(a)図に対応して電子の運動エネルギー U を示した。 $\alpha_0 = 0.15$ の場合、 U/m_0c^2 の最終値は約0.4となり、このときの電子の速度は光速の約70%になる。電子は z 軸方向に進むにつれて電界が弱まり、10 cm 以上では θ 方向へのドリフトがなくなり一様磁界中での運動となる。それまでの電子の回転角は(c)図から、例えば $\alpha_0 = 0.15$ で進行方向に向かって右回りに約 160° である。(d)図は電子の z 軸に垂直な速度成分 $v_\perp$ と速度の絶対値 v の比を示したもので、 z 軸と電子の進行方向となす角度を δ とすると $\sin \delta$ を表わす。この結果から、 α_0 が大きいほど垂直方向の速度が大きくなることがわかる。また逆に α_0 を変えることにより $v_\perp/v$ の最終値を調節できる。ジャイロトロン⁽⁴⁾や自由電子メーザに用いるREBでは $v_\perp$ に熱的広がりが少なく、かつ調

節可能であることが発振効率を高めるうえで極めて重要なポイントとなっている。

3. 実験装置および測定方法

図5は本実験装置の構成を概略的に示したものである。装置は電子銃、高電圧発生用マルクスジェネレータ⁽⁷⁾、軸方向磁界発生用ソレノイドコイル、ステンレス鋼製真空容器および高真空排気装置、ビーム計測機器などから成っている。通常の REB 発生装置ではパルス形成線路を用いるが、本実験ではパルス時間幅を長くする目的でこれを用いない。マルクスジェネレータからの出力は無誘導抵抗により 10 : 1 に分割し、それぞれ陰極陽極間、陽極真空容器間に印加する。後者に電圧が存在しないこと、ビーム経路中に仮想陰極が形成されビームの取り出しができなくなる。陽極真空容器間にそう入された気中ギャップは、陰極と陽極の間がプラズマにより短絡された場合、陽極が負の高電位に上昇して真空容器との間で絶縁破壊を生ずるのを防止するためのものであり、20kV 程度の電圧がかかると自爆短絡するように調節されている。陰極陽極間に短絡が起きるとビーム発生は停止し、気中ギャップの破裂音として容易に識別することができる。3 個のログウスキーコイルを用いて、陰極電流、陽極電流、ビーム電流を測定した。測定位置の概略を図5中に示してある。

図6(a)は自作したマルクスジェネレータの回路図である。0.02 μ F のオイルコンデンサを 10 段使用し、充電電圧を最大 20kV としているので、最大無負荷出力電圧は 200kV である。両極性充電方式を用いているので、10 段のコンデンサに対してギャップスイッチは自爆形のもの 1 個を含めて計 6 個で済む。充電抵抗は各コンデンサの充電時間が等しくなるように設計されており、充電時定数は約 4 秒である。マルクスジェネレータ立上げ用のギャップスイッチはすべて真空スイッチを使用している。原理的には初段のギャッ

プをトリガすれば立上げ動作が可能であるが、本装置では充電中に負荷を切り離しておくための自爆用真空スイッチを除いて、5 個すべてトリガ電極付き真空スイッチを使用している。同時にトリガ信号を供給することにより極めて信頼性の高い動作が可能である。負荷すなわちマグネトロン入射電子銃に直列にそう入されたダイオードは電極間に逆電圧が加わるのを防ぐためのものであり、逆耐電圧 10kV のものを 32 個直列にして用いている。また、これに並列に入れたコンデンサはダイオードを過渡電流から保護するためのものである。従って、陰極には LC 放電の最初の負極性の正弦半波の電流が流れた後、電子銃はマルクスジェネレータから切り離されることになる。真空スイッチのトリガ信号は次のように自作した。サイリスタを用いて -300V のパルスを発生させ、これにより 15kV をかけた気中ギャップを放電させる。これを長さ 10m の高周波同軸ケーブル 10C2V を遅延回路としたラインパルサーでパルス電圧を作る。これを 5 : 400 のフェライト磁心入りパルストランスで昇圧し、約 600kV のパルスにする。真空スイッチのトリガ信号は、これを直列に分圧したものをを用いるので約 120kV である。

図6(b)に装置の動作のタイムシーケンスを示す。コントロールパネルのパルス発振器から ①, ②, ③, ④ の信号が順に送り出される。① によりパルス磁界が発生し約 0.5 秒後に定常状態に達する。② はマルクスジェネレータを充電後、測定器を誘導妨害から防護するため充電回路を切り離すリレーへの信号である。③ はオシロスコープへのトリガ信号、④ はマルクスジェネレータへの立上げ指令の信号である。

図7は突起電極付きのマグネトロン入射電子銃の構造を示した。陰極および陽極は沿面距離を十分にとるため同軸状のガラス管で絶縁支持されている。陰極はステンレス鋼製の中心導体棒でマルクスジェネレータの出力端子に接続されており、真空气密はガラス管の

図5 装置の構成

Fig. 5. Schematic diagram of the apparatus.

も予想されたことであるが、しばしば電極間に短絡が起こってしまい、良いビームが得られなかった。 $d=5\text{mm}$ の場合に最も良い結果を得たので、以下この電極を用いたときの結果を述べる。

電極への印加電圧が低すぎると電界放出が起こらずビームは発生しない。一方、印加電圧が高すぎると電極間に絶縁破壊を生じ、ビームは発生してもその時間幅が短くなる。図9は磁界が 7kG の場合の印加電圧とビーム発生確率の関係を 83 回のショットから統計的に示したものである。この場合、印加電圧は 100kV 程度が最もビーム発生に適していることがわかる。このときの α_0 は約 0.1 である。最適の場合でもビーム発生確率は約 70% であり再現性は必ずしも十分ではないが、冷陰極を用いているためやむを得ない。また α_0 の値は、設計によれば図4(a) からわかるように $\alpha_0=0.2$ 程度まで可能と思われるが、半分以下しか実現できない。これは設計では空間電荷効果や熱運動効果を無視しているが、実際にはそれらの効果により電

子が陽極にあたりやすくなるためと思われる。以下、絶縁破壊なしにビームが発生した場合について示す。

磁界強度を変化させた場合の相違を考える。図8(b)は磁界が 9kG 、(c)図は同じく 7kG の場合である。磁界以外のパラメータは等しく、電極間印加電圧が 95kV 、ショット回数が3回、感熱材の電子放出面からの距離は 24cm である。この結果から、磁界を弱くするとビームの強度が低下することがわかる。この理由としては、次の二点を挙げることができる。一つは磁界が弱いと α_0 が大きくなり電子が陽極にぶつかる率が大きくなり、ビーム電流が減少すること、もう一つはビームの発散によって、電流密度が減少することである。なお、磁力線の形状は磁界強度には無関係なのでビーム径は等しく、内縁の直径はともに 37

図 8 ビーム断面の形状

Fig. 8. Cross sectional patterns of the beams.

図 9 電極間印加電圧とビーム発生確率の関係

Fig. 9. The relationship between the applied voltage and the probability of the beam generation.

図 10 軸方向各位置におけるビーム断面の変化

Fig. 10. Variation of the patterns of the beam in the axial direction.

図 11 陰極、陽極およびビームの電流波形

Fig. 11. Cathode, anode and beam currents.

mm となっている。次に、感熱材の位置を軸方向に変化させることにより、ビーム断面がどのように変化してゆくかを知ることができた。感熱材は各位置での測定ごとに交換しなければならず、そのたびに真空容器を開けて行なった。

図 10 は印加電圧 95 kV、軸方向磁界は 9 kG で各位置で 3 回ずつのビーム発生を行ない、感熱させたものである。この結果から、ほぼ一様な環状のビームが発生していることがわかる。磁界が十分大きいので、電子はほぼ磁力線に沿って進行するものと思われる。磁力線は磁界コイルの中央の両側で対称になっていると考えられるから、これを利用して電子放出面付近までビームの軌跡をたどることができる。図中 ①～⑦は感熱材の結果からビーム環の内縁の半径を求めたものである。点線は磁界コイルの中央の面を示すものであり、×印は①～⑤の点をこの面に対して対称に移したものである。このようにしてビームの内縁を電子銃のほうへたどってゆくと、ほぼ電子放出面の直径に一致している。ビームのリングのところどころに細かなビームの集中が見られ、集中の発生する位置は各ショットに共通している。これは、電子放出面のとがり具合の不整などから生ずるものと考えられる。

図 11 はログウスキーコイルによって求めた陰陽極電流およびビーム電流の代表的波形である。軸方向磁界は 9 kG、電極間印加電圧は 68 kV および 95 kV の 2 種類でそれぞれ測定した。ビーム電流の初期には激しい高周波振動が見られる。ログウスキーコイルの感度が各々異なり、この図のまま比較することはでき

表 1 陰極、陽極およびビームの電流の平均値およびビーム発生効率

Table 1. Average values of the currents and the efficiencies of the beam generation.

磁界 (kG)	印加電圧 (kV)	陰極電流 (A)	ビーム電流 (A)	陽極電流 (A)	ビーム電流/陰極電流 (%)
7	95	325	125	215	38.5
	107	308	131	243	42.5
	121	358	113	275	31.6
9	95	385	137	249	35.6
	107	389	137	244	35.2
	121	396	153	261	38.6

ないので注意を要するが、各電流の波形はその形状がほぼ類似している。すなわち、400 ns 程度で直線的に立上り、その後 600 ns 程度でやはり直線的に減少してゆく。測定に用いたオシロスコープが単ビームのメモリスコープであるため各電流の同時測定ができないので、これらの波形はそれぞれ異なるショットの際のものである。厳密にはこれらの電流には時間差が存在するはずであるが、電子の速度が光速の数十%に達することから考えて同時刻とみなしてよい。各電流波形の形状が類似していることより、電子放出面から放出された電子が陽極にぶつかる割合は時間的に大きな変化を示さないものと思われる。

表 1 は磁界および印加電圧を変えてそれぞれ多数回ビーム発生を行ない、各部電流のピーク値の平均を求めたものである。軸方向磁界が十分大きく電子が真空容器壁にぶつかることがないならば、陰極電流はビーム電流と陽極電流の和になるはずであるが、異なるショットからの平均値を求めているのである程度の誤差がある。この結果から、ビーム発生効率として陰極電流のおよそ 40% が電子ビームとして取り出されていることがわかる。

感熱材によるビーム断面図形によると電流の細かな集中が見られ、電流密度は場所によって異なると考えられるが、ビーム全体として平均電流密度を求めてみる。コイル中心付近での図形から変色した部分の面積を求めてみると、例えば印加電圧 95 kV、磁束密度 9 kG の場合 180 mm² となる。このときのビーム電流は 137 A である。従って、このときの平均電流密度は 0.77 A/mm² となる。この電流密度は熱陰極を用いたマグネトロン入射電子銃の場合⁽⁴⁾の 10 倍以上の値である。なお、変色していない部分には電流が流れていないことが小形ファラデーカップにより確かめられている。

5. ま と め

冷陰極を用いた高電圧マグネトロン入射電子銃を設計・製作した。単一電子の相対論的運動方程式を数値計算によって解きビームの軌道を求め、これに基づいて電子銃の形状や、印加電圧および磁束密度を決定した。

実験装置としては、電子銃、最大出力電圧 200kV のマルクスジェネレータ、ビーム計測器などを自作した。その結果、電極間隔 5mm の突起電極付きマグネトロン入射電子銃で、ビームエネルギー 120keV、最大電流 150A、時間幅 1 μ s の環状の電子ビームの発生に成功した。これらの値は、熱陰極マグネトロン入射電子銃と Foilless ダイオードで得られるビームの特性の中間の値となっており、独特な応用分野をもつものと思われる。

今後、ビームの再現性を改善したうえで大電力ミリ波発生、すなわち冷陰極ジャイロトロンなどに応用することを考えていきたい。

本研究の遂行にあたり、いろいろと有益な御助言を賜りました本校 林 泉教授に深く感謝いたします。また、実験の一部に御協力いただきました本校学生 松井敏郎、加藤景三両氏に感謝いたします。本研究は、一部文部省科学研究費補助金試験研究(1)(昭和 55, 56 年)の援助を受けて行なわれた。

(昭和 56 年 3 月 28 日受付)

文 献

- (1) J.A. Nation: "High Power Electron and Ion Beam Generation", *Part. Accel.*, **10**, 1 (1979)
- (2) H.H. Fleischmann: "High Current Electron Beams", *Phys. Today*, May, p. 35 (1975)
- (3) R.L. Carman, et al.: LA-UR-77-1092 (1977)
- (4) 南: 「ジャイロトロン-大電力ミリ波電子管」, 電学誌, **99**, 842 (昭 54-9)
- (5) M. Friedman & M. Ury: "Production and Focusing of a High Power Relativistic Annular Electron Beam", *Rev. Sci. Instrum.*, **41**, 1334 (1970)
- (6) ランダウ・リフシッツ: 場の古典論, p. 63 (昭 53) 東京図書
- (7) 中野: 大学課程高電圧工学, p. 128 (昭 43) オーム社