チャンネルスパーク放電によるパルス高密度電子ビームの生成

正員 中川吉郎 (大阪市立大学) 学生員 川内 浩 (大阪市立大学)

Production of Pulse High Density Electron Beam by Channel Spark Discharge

Yoshiro Nakagawa, Member (Osaka City University), Hiroshi Kawauchi, Student-member (Osaka City University)

The characteristics of the generation of a high-energy electron beam by channel spark discharge were investigated. After the occurrence of hollow cathode discharge in low-pressure nitrogen gas, a pulse high voltage of $\sim 8 \sim 20$ kV charged in $\sim 2 \sim 32$ nF capacitors initiated the channel spark discharge in the glass tube. By using newly designed experimental apparatus, it became clear that the high-energy electron beam is produced in the pressure range from 0.4 Pa to 3.1×10^{-3} Pa in the vacuum chamber. Changing the internal diameter at one end of the glass tube from 16.8 mm to 0.1 mm controlled the diameter of electron beam. The measurement of the energy distribution of the electron beam revealed that the mean electron energy is approximately 12 keV at the charging voltage of ~ 20 kV. The optimum power density of 1.4×10^8 W/cm² was obtained by using a glass tube of internal diameter 2.7 mm at end under a pressure of 0.4 Pa.

キーワード：パルス電子ビーム、チャンネルスパーク、X線、ホローカソード

1. はじめに

低ガス圧中の「グロー放電」として発見されたシュードスパーク(Pseudospark)放電で、パルス幅100 ns、電流密度5 kA/cm²、パワー密度 1×10^8 W/cm²の収束した高エネルギー密度のパルス電子ビームを生成出来ることが明らかとなっている。その電子ビームによるアブレーションによって超伝導薄膜などが作製出来る事が報告されている⁽¹⁾。装置はホローカソードと穴あきの多電極からなり、圧力100 Pa以下のガス中でカソード電子が引き出され電荷中和されながら自己磁場でピンチして伝播する。更に、穴あきの多電極を単純な絶縁細管に置き換えても^(2,3)、また予備電離を制御したホローカソード放電でも⁽⁴⁾ ガス中で高密度パルス電子ビームが生成する事が明らかとなっている⁽²⁾。同等のパワー密度のレーザーに比べエネルギー効率が良く、装置が非常に小型、安価に出来る事が利点である。このようなパルス電子ビーム源は薄膜作製以外にも材料改質、リソグラフィ、X線源、イオントラップ、レーザーなどへの応用がある。

その電子ビームの生成機構などへの関心が広がっており電荷中和度、電子のエネルギー分布などが明らかになって来ている⁽⁵⁻⁸⁾。

種々の研究にかかわらず、このチャンネルスパークによるパルス高密度電子ビーム源の物理的理解と応用の研究はまだ発展段階にあると考えられる。

この論文では最近開発された低圧ガスを満たした絶縁細管中の放電(チャンネルスパーク)によるパルス高密度電子ビーム源の電子ビーム生成機構、特性を研究した結果を述べる。まず、容器内ガス圧が0.4 Paから 3.1×10^{-3} Paの範囲で高エネルギー電子ビームが生成できる事を明らかにした。また、ガラス管先端形状を内径0.1, 1, 2.7, 8, 16.8 mmに変えて生成電子ビーム径を制御した。さらに、高エネルギー電子を静電型エネルギー分析器によって測定して、ターゲットへの入力パワー密度の正確な評価に重要なそのエネルギー分布を得た。また高エネルギー電子生成特性のガス圧依存性、外部キャパシタ容量依存性などを明らかにした。

2. 実験装置および方法

チャンネルスパーク放電によるパルス電子ビーム源の構造、電気回路、ファラデーカップによる電子ビーム測定方法を図1に示した。放電部は上部のブラシカソードと下部の絶縁細管(ガラス管;外径10 mm、内径8 mm、長さ140 mm)を繋げるニップル電極(真鍮製)から構成されている。窒素ガスはブラシカソード付近から導入されている。さらにガラス管の一端は真空容器にさし込んであり、出口はアース電位の電子電流測定器に接している。真空容器は排気速度3000 l/minの油拡散ポンプで排気した。左上の自爆ギャップスイッチ(G.S.1)により約20 kVに充電したキャパシタ(8 nF)がステップアップトランスを通じて

放電しパルス高電圧を発生させる。左下のギャップスイッチ(G.S.2)をとうして $-8\sim 20\text{kV}$ に充電した $2\sim 32\text{nF}$ のセラミックキャパシタからニップルの電極へ高電圧を供給する。電子ビーム電流はファラデーカップに流入する電子電流をログスキーコイルを使って測定した。

まず、真空容器を $1\times 10^{-4}\text{Pa}$ 台の真空中にした後、窒素ガスを導入して $1\times 10^{-3}\sim 0.4\text{Pa}$ の圧力にした。圧力は真空容器に取付けられた真空計によって測定したので、ガラス管内はこれより高い圧力になっていると考えられる。図1左上の回路で発生した、パルス高電圧をブラシ電極とニップルの電極の間に供給し、窒素ガスを電離してホローカソード放電を生じさせた。このパルス高電圧は同時にギャップスイッチ(G.S.2)をトリガーして、ニップルの電極へセラミックキャパシタから負高電圧を供給した。その結果ガラス管内でチャンネルスパーク放電が起こり電子ビームが引き出された。ホローカソード放電はブラシ電極とニップルの電極の間に満たされたガスの電離により生成される放電であり、チャンネルスパーク放電は図1右下部に示されているガラス管をとうしての、ホローカソード放電部とアースとの間の放電である。

この実験で作成した装置は幾つかの特徴を持っている。第一に、従来絶縁細管の両端には定常高電圧が印加されパルスのホローカソード放電でチャンネルスパークが開始されていたが、ギャップスイッチ(G.S.2)を使ってホローカソード放電と同時にニップル電極にパルスのセラミックキャパシタから高電圧を供給するようにした。こ

の事により高ガス圧領域の自爆放電を避けて、ガス圧を大幅に変える事が可能となった。次に、ガラス管の取付けをニップルを使う構造にし、ガラス管を簡単に取り替えて各種の形を試験出来るようにした。また、ブラシカソード側から供給した窒素ガスは各種窒化物薄膜を作成するために使用した。ホローカソード放電回路の自爆ギャップスイッチ(G.S.1)に過電圧を掛けて 2Hz 程度の繰返しでパルス電子ビームを生成させた。

3. 実験結果および考察

3.1. 電子ビーム生成の窒素ガス圧依存性

パルス電子ビーム生成はガラス管内の圧力によって大きく変化すると考えられる。また、高窒素密度の薄膜作成には真空容器内が出来るだけ高窒素圧力中の電子ビーム生成が望まれる。図2に内径 8mm ストレート管、圧力 0.27Pa から $8.3\times 10^{-3}\text{Pa}$ での放電電圧、電流波形を示した。放電電圧は無誘導抵抗を使って作成した分圧器によりギャップスイッチ(G.S.2)を挟んでキャパシタ側で測定した。直流電圧は別に付加したキャパシタでカットした。そのため放電電圧波形は充電電圧からの減衰波形となっている。また、チャンネルスパーク放電の電流はキャパシタ(32nF)の高電圧側からギャップスイッチ(G.S.2)を通じてニップル電極に流れガラス管を通過して、ファラデーカップを覆っているアース電位のメッシュに向かって流れる。図2の中の放電電流はアース電極からキャパシタへの電流をログスキーコイルを用いて測定している。放電電圧が約半分になる時間(高エネルギー電子の生成時間の目安)は

図1. 実験装置図

Fig.1. Experimental apparatus.

図2. 放電電圧(キャパシタ側で測定)と電流の窒素圧力依存性、内径 8mm ストレート管 $C_0=32\text{nF}$ 使用、低速排気

Fig.2. The discharge voltage (measured at capacitor side) and current with respect to the nitrogen pressure in the chamber. An 8mm internal diameter straight glass tube and $C_0=32\text{nF}$ were used under the condition of slow speed pumping.

窒素ガス圧が0.27Paと高い時は250ns程度と短い、圧力が低くなるに従って長くなり、 8.3×10^{-3} Paでは800nsになっている事が分かる。

図3に内径8mmストレート管、キャパシタ充電電圧:20kVの時に窒素圧力を0.51Paから 8.3×10^{-3} Paに変化させた場合の放電電圧とMoターゲットからのX線波形を示した。X線測定の配置は真空中のガラス管の出口に、アースし、約45°に傾けたMo板を置き、その正面に厚さ100 μ mのマイラーを使って真空と大気を仕切る窓を作った。高エネルギー電子ビームがMo板に当たりX線を放射し、マイラー窓を通過して大気中の半導体測定器に入射する。X

図3. 放電電圧とMoターゲットからのX線出力波形の窒素圧力依存性 内径8mmストレートガラス管、 $C_0=32$ nF使用、低速排気

Fig.3. The discharge voltage and X-rays from the Mo target with respect to the nitrogen pressure in the chamber. An 8mm internal diameter straight glass tube and $C_0=32$ nF were used under the condition of slow speed pumping.

線のエネルギーは数keV以上のものを測定している。X線出力は高エネルギー電子ビームのエネルギー積分出力を反映するものと考えられる^(2,7)。この場合真空ポンプのバルブを半分以上閉じて排気速度を小さくしてあり(低速排気)、真空容器内の圧力がガラス管内の圧力とほぼ等しく、高速排気した時に比べ、真空容器内の圧力を高く出来る。高速排気では真空ポンプへのバルブを全開にし、ポンプ入口では3000l/minの排気速度で排気しているためガラス管内の圧力が容器内よりかなり高いと考えられる。窒素圧力が0.51Paと高い場合、X線出力すなわち高エネルギー電子のパルス幅は50ns以下と狭く、ピークも小さい。これ以上の圧力では高エネルギー電子によるX線信号は発生

しなかった。窒素ガス圧が低くなるにしたがって、電圧の降下時間及び放電電流の立ち上りは長くなり高エネルギー電子のパルス幅は広く、ピーク値も大きくなる。圧力 8.3×10^{-3} Paではパルス幅は750nsとなっている。しかし、これ以下の低圧力では放電しなくなった。これらの実験から低速排気では0.4から 8×10^{-3} Pa、高速排気では0.1から 3×10^{-3} Paがターゲットアブレーションに寄与する高エネルギー電子ビームを生成出来る条件である事が分かった。

3.2. ガラス管先端形状による電子ビーム径の制御

外径10mm、内径8mm、長さ140mmのガラス管の場合、後で述べるように電子ビームのターゲット上での収束が充分でなかったため、ガラス管の先端を細くして自己磁場による電子ビームを収束する事を考えた。また放電ショットごとの電子ビームスポットの移動も抑制した。内径8mmのガラス管の先端を0.1, 1.0, または2.7mmに絞ったもの、逆に内径16.8mmに広げたものを作成して実験を行った。

図4に先端を2.7mmに絞ったガラス管の場合の放電電圧、電子ビーム電流、MoターゲットからのX線の波形を示した。ファラデーカップで測定した電子ビーム電流の初期は高エネルギー電子であるが後部では低エネルギー電子電流を計測していると考えられる。X線出力波形から、高エネルギーの電子ビームは放電電流がわずかに増加し、電圧はまだ高い値を維持している時に生成している事が分かった。このガラス管形状でガス圧を0.093Paから 3.1×10^{-3} Paまで変えて図2と同じような測定をした。それによると比較的低压(8 $\times 10^{-3}$ Pa程度)では、放電電流の立ち上りは遅くその間、電圧は維持され高エネルギー電子ビームは500nsにわたって生成しているが、高圧力(0.093Pa)では放電電流の立ち上りは急で高エネルギー電子ビームは200ns程度の短時間に生成する事が分かった。電子ビームのピーク電流は先端内径1mmの時で50A、先端内径2.7または8mmでは約200Aであった。

電子ビーム径の計測は1ショットまたは15ショット打った時アルミ板又はサーモペーパー上に残される溶解跡あるいは黒化跡の観測によって行った。図5(a)、5(b)に8mmのストレート管および先端1mmのガラス管を使用した時のアルミ板の溶解跡を示す。先端8mmの時サーモペーパーに1ショット打つと中心に8mm以下の強い黒化部が出来るがそれ以下の直径の収束は見られなかった。15ショット後の図5(a)では直径約10mmの広い溶解跡となった。先端1mmおよび2.7mmでも1ショット打った時のアルミ板の跡(図5(b))は0.5mm程度と8mmストレート管に比べ電子ビームが収束している事が分かった。さらに窒素ガス圧の高い方がビームスポットが小さくなった。ガラス管先端を1, 2.7, 8, 16.8mmと変え、15ショット打った時アルミ板上に残された溶解跡の径はそれぞれ1.5, 3, 10, 20mmであった。先端16.8mmでは約6ヶ所の強い溶解跡を含んで広がっている。サーモペーパーに1ショット打つと一個所が強く黒くなり、20mmの径で薄く広がっている。先端が

図4. 放電電圧、電流、電子ビーム電流、X線出力、先端2.7mmのガラス管、窒素圧力 2.7×10^{-2} Pa 高速排気

Fig.4. Time evolution of the discharge voltage, current, electron beam current and X-rays from the Mo target under the condition of high speed pumping. The internal diameter at end of the glass tube was 2.7mm. Nitrogen pressure was 2.7×10^{-2} Pa.

0.1mmのガラス管では電子ビーム電流約50Aが引き出されており、1ショット後のアルミ板上では約1mmの溶解跡があり、中心に約0.1mmの強い部分が観測された。この実験ではガラス管先端を2.7mmに絞ってもあまり電子ビーム電流は減少しなかったのこのようにしてビーム径を小さくし、パワー密度を増加する事が出来る事が分かった。ショットごとのビーム径はガラス管先端内径より小さいが、収束スポット点がショットごとに移動して先端径よりやや広いビーム径となっていると考えられる。自己磁場ピンチについてはどの程度有効にであるか不明であるが、内径8mmまたは2.7mmに200Aの電流が流れた時管壁には $0.1 \sim 0.3 \text{ Wb/m}^2$ 程の磁場しか発生していないのでピンチは充分には行われていないように思われる。同一電流の条件で、ガラス管先端を絞った効果は電流密度の上昇により自己磁場ピンチが効きやすくなる事と、収束位置のショットごとのバラツキが小さくなる点である。

3.3. 静電型エネルギー分析器による電子ビームの測定

チャンネルスパーク放電によるパルス電子ビーム源においてはガラス管から引き出された電子のエネルギーは、

図5(a). 8mmストレートガラス管におけるアルミ板の溶解跡、窒素圧力 2.7×10^{-2} Pa 5(b). 先端1mmのガラス管におけるアルミ板の溶解跡、窒素圧力0.13Pa

Fig.5(a). Molten trace on Al plate by electron beam irradiation using an 8mm internal diameter straight glass tube. Nitrogen pressure was 2.7×10^{-2} Pa. 5(b). Molten trace on Al plate made by electron beam irradiation using a glass tube of internal diameter 1mm at end. Nitrogen pressure was 0.13Pa.

加速距離および放電電圧の時間変化にともなう様々な値を持っていると考えられる。また、実験で得られる可能性がある最高エネルギーはキャパシタ充電電圧(kV)で電子が加速されて得るエネルギー(keV)である。高エネルギー電子ビームのエネルギー分析器による測定で、生成機構に関する情報が得られるのと同時に、電子ビームの照射面への入射エネルギーを知る事ができる。エネルギー分析器は静電方式の90°型を用いた。ガラス管の出口から5mmの距離に1mmの穴の開いた金属板を置き、そこから50cmの位置にエネルギー分析器の入射スリットを置いて入射電子ビーム量を少なくして測定した。チャンネルスパーク放電による電子ビーム源から真空容器までに電子ビームのドリフト管とエネルギー分析器を取付けたため、ガラス管内の圧力に比べ真空容器内の圧力が低くなった。3.1節及び3.2節に比べこの節では電子ビームの生成圧力が低圧力(高真空)になっている。

図6にチャンネルスパーク放電電圧、放電電流及びエネルギー分析器によって測定した電子ビーム電流波形を示す。電子ビームのエネルギーは各波形の下部に示してある。

図2,3,4の場合と違って放電電圧はニップル電極に供給されるパルス高電圧であり、これを抵抗分圧器によって測定したのでその立ち上りが良く分かるようになった。パルス電子ビームのエネルギー $[E(\text{eV})]$ と分析器の偏向電極にかかる電圧 $(\pm\phi)$ との関係は $E=5.2\phi$ である。真空容器部の圧力は $4.3\times 10^{-3}\text{Pa}$ であり、キャパシタ 32nF の充電電圧は -11kV である。放電電圧は 10ns で立ち上り、約 150ns 幅の平坦部を保った後放電電流の増加と共に減少している。放電電圧のパルス幅は圧力が低くなると広くなり、 $2.1\times 10^{-3}\text{Pa}$ では約 350ns となった。後で示すように電

図6. 各エネルギーの電子発生時刻と放電電圧(ニップル電極側で測定)、電流の時間関係、8mmストレート管、窒素圧力 $4.3\times 10^{-3}\text{Pa}$ 。

Fig.6. Time correlation between the generation of electron beams of various energies and the discharge voltage (measured at nipple electrode) and current. A straight glass tube of internal diameter 8 mm was used. Nitrogen pressure was $4.3\times 10^{-3}\text{Pa}$.

子ビームのエネルギーはキャパシタへの充電電圧の8~9割の電圧値に相当するエネルギー(keV)にピークを持ち低エネルギー電子を含むエネルギー分布をしている。図6から電子エネルギー分布のピークあたり(この場合 8.3keV)の電子ビームは放電電圧がほぼ平坦になった時刻、すなわち高い電圧がニップル電極に維持されている時刻に約 100ns の間生成している。高エネルギー部分の電子(9.4keV)は放電電圧の立ち上り初期、低エネルギー電子(6.3keV 及び 4.2keV)は時間的には遅く、電圧が低くなってから短いパルス幅約 20ns で発生している事が分かった。より低ガス

圧では分布のピーク付近の電子ビームは時間幅約 200ns 以上生成している。以上の結果は同時刻に高、低エネルギーの電子が生成しているのではなく、ニップル電極の放電電圧の時間変化に対応して電子のエネルギーの大部分は決まっている事を示すものと考えられる。ガラス管内の先端部分に形成される高電圧を維持したダブルレイヤーによって電子が加速されていると考えられる^②。

各エネルギーの電子ビーム電流波形を時間積分すると放電ごとに生成される各エネルギーの電子数が得られる。分析器の偏向電圧 (ϕ) を変えて電子ビームのエネルギーに対しての電子数をグラフにすると図7、図8のような生成電子ビームのエネルギー分布($dN/dE=f(E)$ と E のグラフ)が得られた。この時エネルギー分析器の分解能がエネルギーに比例して悪くなる事の補正を行っている。

図7に示す圧力 $4.3\times 10^{-3}\text{Pa}$ の時のエネルギー分布では

図7. 電子ビームのエネルギー分布、8mmストレート管、窒素圧力 $4.3\times 10^{-3}\text{Pa}$ 、充電電圧 -11kV 、容量 32nF

Fig.7. Energy distribution of electron beam. A straight glass tube of internal diameter 8 mm was used. Nitrogen pressure was $4.3\times 10^{-3}\text{Pa}$. Charged voltage in the 32nF capacitor was -11kV .

$E=8.4\text{keV}$ で dN/dE が最高値を示し、図8に示す $3.2\times 10^{-3}\text{Pa}$ では $E=8.9\text{keV}$ で最高値を示している。それらはそれぞれキャパシタ充電電圧値(11kV)に相当するエネルギー(keV)の76%及び81%であった。このエネルギー分布は単一ギャップの予備電離を制御したホローカソード放電からのものと似ており、多電極のシュードスパークの分布よりピークが高エネルギー側にある^⑥が、しかしかなりの低エネルギー電子を含んでいる事が分かる。エネルギー分布のピークは低ガス圧では高エネルギーとなり、それぞれキャパシタ充電電圧値に相当するエネルギーの $2.1\times 10^{-3}\text{Pa}$ では87%、 $1.3\times 10^{-3}\text{Pa}$ では92%となった。キャパシタ充電電圧とガス圧に対して電子ビームのエネルギー分布のピ

図8. 電子ビームのエネルギー分布、8mmストレート管、窒素圧力 3.2×10^{-3} Pa、充電電圧-11kV、容量32nF

Fig.8. Energy distribution of electron beam. A straight glass tube of the internal diameter 8mm was used. Nitrogen pressure was 3.2×10^{-3} Pa. Charged voltage in the 32nF capacitor was -11kV.

ーク値および分布が分かる事によって、電子ビーム電流値とビーム径の測定と合わせてより正確なターゲットへの入力パワー密度が得られる。

キャパシタ容量32nFの充電電圧が-20kVの時、電子の平均エネルギーは約12keVになる。ガラス管内径8mm、圧力 2.7×10^{-2} Paの時の電子ビーム電流170A、パルス幅500ns、ビーム直径10mmであるので平均のパワー密度は 2.6×10^6 W/cm²と低い値となった。内径2.7mm、圧力0.4Pa、充電電圧-20kVでは電流200A、ビーム直径1.5mmであったので最高のパワー密度 1.4×10^8 W/cm²が得られた。

3.4. 高エネルギー電子ビーム生成のキャパシタ容量による変化

この実験ではチャンネルスパーク放電のキャパシタ容量は標準的には32nFを用いたが、高エネルギー電子ビームは放電電流の立上がり部分でのみ生成している。エネルギー効率を良くする事を考えると容量は少ない方がよい。そこでキャパシタ容量を少なくした時の高エネルギー電子ビーム生成を調べた。図9にキャパシタ容量を16, 8, 4, 2nFと少なくした時の放電電圧、電流及び静電エネルギー分析器からの高エネルギー電子電流の3波形を示した。各々の波形の上にキャパシタ容量、下に高エネルギー電子電流のエネルギー値を示す。キャパシタ充電電圧は-11kVなので、図9の中の上左に示してある容量16nFの場合の8.9keVは電子ビームエネルギー分布のピーク付近にあたる。容量32nFの時と16nFの時は放電電圧及び電子ビ

ーム波形は余り差がない。容量8nF、4nF、2nFの場合について波形を比較すると容量を減少させるにつれて放電電圧波形の平坦部が狭くなって、容量2nFでは三角波形となっている。キャパシタの蓄積エネルギーが $6.4 \sim 0.4$ Jと減少するに伴い、放電電流の値およびエネルギー分布のピーク値のエネルギーは減少し、高エネルギー電子ビーム電流のパルス幅も減少する事が分かった。

チャンネルスパーク放電のキャパシタ容量が少な過ぎると放電部のインピーダンス低下とともに十分な電流を供給出来なくなって放電電圧の急速な低下をもたらして

図9. キャパシタ容量を変えた時の放電電圧、電流、エネルギー分布ピーク付近の電子ビーム電流、8mmストレート管、窒素圧力 3.2×10^{-3} Pa、充電電圧-11kV

Fig.9. Dependence of the discharge voltage, current and the electron beam current at the peak energy distribution on the external capacity. Nitrogen pressure was 3.2×10^{-3} Pa. Charged voltage in the 32nF capacitor was -11kV.

いると考えられる。容量が大きすぎると、放電部に過剰な電荷が出来て放電電圧が小さくなる時刻以後の無駄な電流を増やす事になる。このため高エネルギー電子ビーム生成に最適なキャパシタ容量があると考えられる。今後、全電子ビームパワーなどのキャパシタ容量依存性を調べる事によって最適値を求める必要がある。

現象の再現性については、放電特性のガス圧依存性、X線出力、全電子ビーム電流などは比較的再現性の良い特

性であった。ターゲット上のビームスポットはショットごとに移動している。エネルギー分析器による測定ではビームの一部を約60cm離れた位置で測定しているのだからショットごとの電子ビーム量の変動があった。これはビームスポットの移動のためと考えられ、エネルギー分布は設定したエネルギー値に対して電子ビーム量の比較的そろった5ショットの平均値により求めてありその誤差は図中に示してある。

4. まとめ

チャンネルスパークによるパルス高密度電子ビーム源により生成する高エネルギー電子ビームの生成特性を研究し、以下の結果を得た。

- (1) ガス圧を大幅に変え、窒素ガス圧 $0.4\sim 3.1\times 10^{-3}\text{Pa}$ で高エネルギー電子ビームを生成出来る事を明らかにした。
- (2) ガラス管を容易に取替えられるようにニップルを使う構造にして、ガラス管先端部の内径を0.1, 1.0, 2.7, 8, 16.8mmに変え電子ビーム径を制御した。内径8mmのストレート管に比べ内径2.7mmでは全電子ビーム電流もあり減少せず最高のパワー密度が得られた。
- (3) 電子ビームのエネルギー分布はキャパシタ充電電圧に相当するエネルギー値の約80~90%にピークを持ち低エネルギー側に広がっている事が静電型エネルギー分析器による測定で明らかとなった。電子ビーム電流、スポット径及びこのエネルギー分布から、より正確なターゲット上の電子ビームパワー密度として先端内径2.7mm、充電電圧・20kVの時 $1.4\times 10^8\text{W/cm}^2$ が得られた。これはチタニウム、炭素などを窒素中でアブレーションしてTiNまたはCNなどの薄膜を作るのに十分なパワー密度であると考えられる。
- (4) 高エネルギー電子はニップルの電極の放電電圧の時間変化に対応して生成されている。またキャパシタ容量を32nFから16nF, 8nF, 4nF, 2nFと減少させたが、適当な容量(充電エネルギー)でビーム生成効率の最適値があるのではないかと考えられるが、今後の測定が必要である。

この研究の遂行にあたり御支持を頂いた松下賢二教授及び卒研として研究に加わった深田晋平氏に感謝いたします。

(平成10年12月24日受付, 平成11年11月19日再受付)

文 献

(1) M.Höbel, J.Geerk, G.Linker, and C.Schultheiss: "Deposition of superconducting YBaCuO thin film by pseudospark ablation", Appl. Phys. Lett. 56(1990) pp.973-975.

(2) G.Müller and C.Schultheiss, "Deposition by means of pulsed electron beam ablation", Proc. 10th Intern. Conf. High-Power Particle Beams (1994) pp.833-836.

- (3) Th.Witke, A.Lenk, B.Schitrich and C.Schultheiss: "Investigation of plasma produced by laser and electron pulse ablation" Surface Coatings Tech. 74-75(1995) pp.580-585.
- (4) M.Ganciu, G.Modreanu, A.M.Pointu and I.I.Popescu, "Generation of intense pulsed electron beams by superposition of two discharge", J.Phys. D: Appl. Phys. 27 (1994) pp.1370-1374.
- (5) R.Stark, J. Christiansen, K.Frank, F.Mücke, and M.Stetter: "Pseudospark produced pulsed electron beam for material processing", IEEE Trans. Plasma Science 23(1995) pp.258-264.
- (6) E.Dewald, K.Frank, D.H.H.Hoffmann, R.Stark, M.Ganciu, B.N.Mandache, M.G.Nistor, A.M.Pointu and I.I.Popescu, "Pulsed intense Electron Beams generated in transient hollow cathode discharges: fundamentals and applications", IEEE Trans. Plasma Sci. 25(1997) pp.272-278.
- (7) E.Dewald, M.Ganciu, B.N.Mandache, G.S.Musa, M.G.Nistor, A.M.Pointu, I.I.Popescu, K.Frank, D.H.H.Hoffmann, and R.Stark, "The role of multielectrode geometry in the generation of pulsed intense electron beams in preionization-controlled open-ended hollow cathode transient discharges", IEEE Trans. Plasma Science, 25(1997) pp.279-283.
- (8) S.V.Lebedev, M.Machida, S.A.Moshkalyov and D.O. Campos: "Experimental study of the pseudospark-produced electron beam for material processing", IEEE Trans. Plasma Science, 25(1997) pp.754-757.

中川 吉郎

(正員)1941年7月15日生。1967年3月大阪市立大学大学院理学研究科修士課程物理学専攻修了。同学・原子力基礎研究所助手、1975年理学博士、1989年4月同額・工学部・電気工学科。現在、同、助教授。パルスパワー放電、パルス大電流イオン、電子ビームの応用研究に従事。電気学会、物理学会、プラズマ・核融合学会、応用物理学会会員。

川内 浩

(学生員)1975年2月3日生。1997年3月大阪市立大学電気工学科卒業。1999年4月大阪市立大学大学院工学研究科前期博士課程電気工学専攻修了。現在、日立造船株式会社勤務。