

ホローカソード放電を利用した
電子ビーム源の開発に関する研究

令和4年1月

日本大学大学院理工学研究科博士後期課程

量子理工学専攻

中 村 耀

目次

第一章 緒言.....	1
1.1 背景.....	1
1.1.1 一般的な電子ビーム源の電子放出の原理とその特性.....	1
1.1.1.1 電界放出型.....	4
1.1.1.2 熱電子放出型.....	5
1.1.1.3 ショットキー型.....	6
1.1.2 プラズマを電子供給源にした電子ビーム源.....	8
1.2 本研究の目的.....	13
1.3 本論文の構成.....	14
第二章 電子ビームの形成とプラズマの生成に関する理論.....	16
2.1 電子ビームの形成に関する理論.....	16
2.1.1 平均自由行程.....	16
2.1.2 空間電荷効果.....	21
2.1.3 電子ビームの発散.....	26
2.2 プラズマの生成に関する理論.....	29
2.2.1 気体放電.....	29
2.2.2 放電の形態.....	34
2.2.3 ホローカソード放電.....	38
2.2.4 マイクロホローカソード放電.....	41

第三章 ホローカソードプラズマを電子供給源に利用した電子ビーム源の開発.....	43
3.1 プラズマ診断法の概要.....	43
3.1.1 プラズマ診断法の特徴.....	43
3.1.2 トリプルプローブ法.....	44
3.2 ホローカソードプラズマを電子供給源に利用した電子ビーム源.....	48
3.2.1 ホローカソード.....	50
3.2.2 グリッド電極.....	50
3.2.3 加速電極.....	51
3.2.4 ファラデーカップ.....	53
3.2.5 絶縁物.....	53
3.3 実験内容および手順.....	54
3.3.1 ホローカソードプラズマのパラメータ測定.....	56
3.3.2 ホローカソードプラズマからの電子の引き出し実験.....	60
3.4 実験結果および考察.....	62
3.4.1 ホローカソードプラズマのパラメータ測定結果.....	62
3.4.2 ホローカソードプラズマからの電子の引き出し実験結果.....	67
3.5 第三章のまとめ.....	74

第四章 マイクロホローカソードを用いた電子ビーム源の開発.....	76
4.1 プラズマによる圧力差発生原理.....	77
4.1.1 理想気体の状態方程式.....	77
4.1.2 プラズマの粘性.....	78
4.2 設計開発を行ったマイクロホローカソードを用いた電子ビーム源.....	82
4.3 実験内容および手順.....	86
4.3.1 プラズマウィンドウ効果の検証.....	88
4.3.2 プラズマウィンドウからの電子の引き出し実験.....	90
4.4 実験結果および考察.....	92
4.4.1 プラズマウィンドウ効果の検証結果.....	92
4.4.2 プラズマウィンドウからの電子の引き出し実験結果.....	96
4.5 第四章のまとめ.....	101
第五章 結言.....	103
5.1 結論.....	103
5.2 今後の展望.....	104
参考文献.....	106
付録.....	113
研究業績.....	127

第一章 緒言

1.1 背景

1.1.1 一般的な電子ビーム源の電子放出の原理とその特性

電子ビームは、荷電粒子である電子を電場や磁場を用いて加速、収束させることで、それらのエネルギーや軌道を制御できるようにした荷電粒子の流れである。電子ビームは、産業分野ではブラウン管や透過型電子顕微鏡 (TEM) や走査型電子顕微鏡 (SEM) といった電子顕微鏡、金属製の造形物を出力することが可能な金属 3D プリンターを含めた電子ビームで材料の溶接や切断を行う電子ビーム加工などに、研究分野では粒子加速器などに利用されており、産業分野から研究分野まで幅広く利用されている。

この電子ビームを発生させる装置のことを電子ビーム源と呼ぶ。電子ビーム源の構造を機能的に考えると、大きく二つの要素に分けることができる。一つは加速対象物である電子を発生させる領域で、本論文では「電子供給源」と呼ぶ。もう一つは発生させた電子を加速する構成要素で、本論文では「電子加速部」と呼ぶ。

電子ビーム源の性能指標としては、電流量、輝度、エネルギー幅、安定性、寿命といった指標が存在する。

電子ビーム源の性能指標の一つである輝度 B [$\text{A}/\text{cm}^2 \cdot \text{sr}$] とは、電子供給源から放出される電子の電流密度と電子ビームの開き角を同時に考慮した指標である。Fig. 1 のように、電子ビームの中心から ρ だけ離れた点 P の周りの微小面

積 dS を通り，微小立体 $d\Omega$ を通過する微小電流 $d^2I(\rho, \theta)$ を考えると，輝度 B は次式のように定義される [1].

$$B(\rho, \theta) \equiv \frac{d^2I(\rho, \theta)}{d\Omega dS \cos \theta} \quad (1)$$

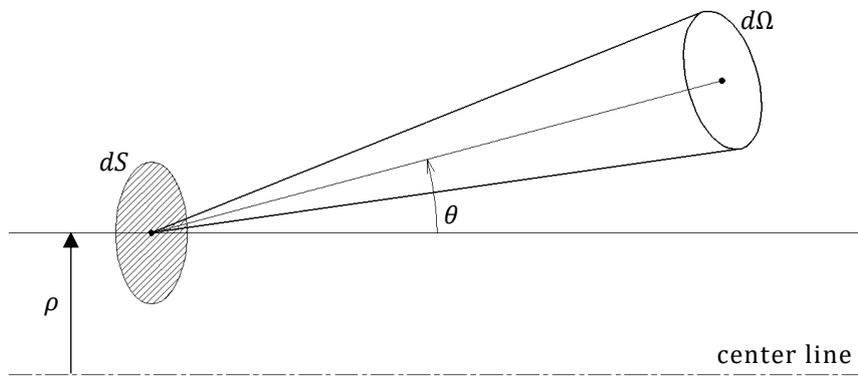


Fig.1 輝度の定義

単純に電子ビーム源の性能を評価する場合には，電気供給源から放出される電子の電流密度 j [A/cm²] を用いて，次式で表される $\theta = 0$ のときの電子の運動エネルギー幅で規格化された量である換算軸上輝度 β_0 が利用される [1].

$$\beta_0 = j \text{ [A/cm}^2 \cdot \text{eV} \cdot \text{sr]} \quad (2)$$

電子ビーム源の性能の一つである寿命は，電子供給源の寿命によるものである．この電子供給源の寿命は，以下に示す四つの原因に起因すると考えられている [2-4]．一つ目は，電子供給源が高温になることによって発生する供給源そのものの蒸発である．また，二つ目の原因としては，高温になった電子供給源と水

蒸気を主体とする気体との高温反応による腐食が挙げられる。これら二つの原因の影響の度合いは、どちらも電子供給源の温度によって決定され、その度合いにより電子供給源の寿命が決まる。三つ目の原因は、イオン衝撃による電子供給源の局所的な加熱と腐食であり、また、四つ目はイオン衝撃による電子供給源の損耗である。これらの原因は、電子ビームによって気体分子が電離させられたときに生成された正イオンが、電子を加速するための電圧によって電子供給源へ向かって加速され、衝突をすることによって引き起こされる。そのため、通常の電子ビーム源を利用する場合には、電子供給源は真空空間に設置され運用される。本論文では、この真空空間を真空度によって次の四つに分類する。 10^{-7} Pa 以上の真空度を超高真空、 $10^{-7}\sim 10^{-4}$ Pa 以上の真空度を高真空、 $10^{-4}\sim 1$ Pa の真空度を中真空、1 Pa 以下の真空度を低真空と呼ぶ。これらの分類を Table 1 にまとめる。

Table 1 本論文中での真空度の分類

$<10^{-7}$ Pa	$10^{-7}\sim 10^{-4}$ Pa	$10^{-4}\sim 1$ Pa	>1 Pa
超高真空	高真空	中真空	低真空

一般的な電子ビーム源に使用されている電子供給源は陰極と呼ばれ、陰極からの電子の発生方法によって電子ビーム源は分類される。産業機器などで広く利用されている電子供給源には、電界放出型、ショットキー型、熱電子放出型の三種類が存在する[5]。以下にそれぞれの特徴をまとめる。

1.1.1.1 電界放出型

針状の尖った形状の陰極を使用することによって陰極先端に電場を集中させ、仕事関数によるポテンシャル障壁を小さくし、トンネル効果に引き起こすことによって陰極から電子を放出させる。この現象を電界放出と呼び、これにより生成された電子を利用する電子ビーム源を電界放出型と呼ぶ。

電界放出型では、陰極温度は室温で運用されるため、後述する熱電子は放出されず、放出される電子のエネルギーの幅は狭くなり、単色性の高い電子ビームを形成することができる。電子顕微鏡に応用する場合、電子の加速電圧が低いときの分解能は電子のエネルギー幅によって決定されるため、加速電圧が低い場合にも電界放出型であれば高い分解能を得ることが可能となる。また、電子を放出する陰極の形状が針状であるため、電子ビームの輝度が高いことも特徴の一つである。

しかしながら、陰極温度を室温で運用する関係上、真空度が低い場合には陰極表面に残留気体が吸着してしまい、吸着した部分の仕事関数が大きくなり電子の放出が不安定になる欠点が存在する。そのため、安定した動作をするためには 10^{-8} Pa 以下の超高真空まで真空度を高くする必要がある[6,7]。陰極表面に気体が吸着した場合には、陰極を短時間加熱することによって取り除かれる。この動作をフラッシングと呼ぶ。

電界放出型は、運用時の陰極温度が室温であることから、陰極の蒸発や高温腐食は発生しない。また、高真空状態で運用されるため、イオン衝撃による腐食や蒸発、損耗も少ない。そのため、陰極の損耗はほとんどが吸着した気体の除去のために行われるフラッシングによるものであり、電子顕微鏡に応用する場合には数年で陰極の交換を行うことが一般的である[6,8]。

電界放出型の陰極から放出される電子の電流密度 j_F [A/cm²] は、Fowler-

Nordheim の式から算出され、次式で表される [7].

$$j_F = 1.54 \times 10^{-6} \cdot \frac{F^2}{\phi_w} \exp\left(-6.83 \times 10^7 \cdot \frac{\phi_w}{F}\right) \text{ [A/cm}^2\text{]} \quad (3)$$

ここで、 ϕ_w [eV] は陰極の仕事関数、 F [V/cm] は陰極表面の電界の大きさである。

1.1.1.2 熱電子放出型

熱電子放出型は、電界放出型と比べ輝度は低いですが、電子の放出面積を大きくすることが容易であるため、大量の熱電子を生成することができる [9]. そのため、安定した高出力電子ビームの形成が可能であり、後述する Child-Langmuir の式による空間電荷制限領域で運用する場合であれば、加速電圧によって電子ビーム電流を制御することが可能である。熱電子を放出する陰極は高温状態にあるため、電界放出型で発生するような陰極表面への気体の吸着は発生しない。そのため、電界放出型とは異なり高真空や中真空でも運用することが可能である。

一方で、陰極を高温状態にする必要があるため、陰極素材の蒸発や残留気体による高温腐食が発生する関係上、電界放出型と比較すると短期間で陰極の交換が必要となることが多い。高真空で運用をする場合には、残留気体による高温腐食や、イオン衝撃による腐食や蒸発、損耗を軽減することができ、陰極の使用温度にもよるが陰極寿命を大きく伸ばすことが可能である。しかしながら、中真空度で運用する場合や電子ビーム加工などに利用する場合には、残留気体や被加工金属から発生する金属蒸気を電子ビームが正イオンと電子に電離してしまい、イオン衝撃による蒸発や腐食、また損耗も発生することになる。そのため、陰極寿命が短くなる欠点がある [4].

熱陰極の素材としては、安価な純金属であれば高融点、低仕事関数という特性

を持つタングステンが選択される。また、高性能な熱陰極としては、仕事関数が低く、比較的低温でも電子を発生させることができる LaB_6 や CeB_6 などのホウ化合物が素材として選択されるのが一般的である[10-13]。 LaB_6 は真空度が 10^{-4} Pa 以上の場合、酸素や水蒸気、炭化水素などの残留気体と陰極表面が反応し、陰極素材が蒸発しやすくなってしまふ。そのため、熱陰極の素材に LaB_6 を使用する場合には、 10^{-4} Pa 以下の高真空で使用することが望ましい[14]。

熱電子放出型の陰極から放出される電子の電流密度 j_T は、次式のような Richardson-Dushman の式から算出される[1]。

$$j_T = AT_c^2 \exp\left(-\frac{\phi_w}{k_B T_c}\right) \quad (4)$$

ここで、 T_c は陰極温度、 A は Richardson 定数であり次式で表される。

$$A = \frac{4\pi m_e e k_B^2}{h^3} \quad (5)$$

式(5)の m_e は電子の質量、 e は電気素量、 k_B は Boltzmann 定数、 h は Planck 定数である。

1.1.1.3 ショットキー型

ショットキー型は、陰極に強い電場を印加することによって、熱電子を放出させやすくするショットキー効果を利用して電子を発生させる電子ビーム源である。電界放出型と同様に、陰極の形状は電場を集中させるために針状となっており、輝度の高い電子ビームを形成することが可能である。ショットキー型の陰極

は高温状態で運用されるため、電界放出型と異なり残留気体の吸着が発生せず、電界放出型より大量の安定した電子の放出が可能である。また、陰極の温度は熱電子放出型よりも低い温度であるため、熱電子放出型よりも陰極素材の蒸発速度は遅くなり、寿命も長くなる[8].

ショットキー型の運用は 10^{-7} Pa 以下の超高真空下でのみに限られ、電界放出型と比べるとエネルギーの幅が若干広く、輝度が若干低くなる欠点が存在する。

ショットキー型の陰極から放出される電子の電流密度 j_s は、式(4)で表された Richardson-Dushman の式の仕事関数を本来の仕事関数である ϕ_w ではなく、電界の集中によって低下した仕事関数である $\phi_w - \Delta\phi_w$ とすることによって算出される[1].

$$j_s = AT_c^2 \exp\left(-\frac{\phi_w - \Delta\phi_w}{k_B T_c}\right) \quad (6)$$

また、低下した分の仕事関数 $\Delta\phi_w$ は真空の誘電率 ϵ_0 を用いることで次式より算出することができる[1].

$$\Delta\phi_w = \sqrt{\frac{e^3 F}{4\pi\epsilon_0}} \quad (7)$$

これらの電子供給源は、陰極の素材や電子の発生機構によって優れている点
が異なり、また、それぞれに欠点が存在する。そのため、現時点では全ての点で
優れた電子供給源は開発されていないというのが電子ビーム源の電子供給源に
おける現状である。特に今後、中真空空間における陰極の交換頻度を少なくする
ことができる電子ビーム源の開発が期待されている。

1.1.2 プラズマを電子供給源にした電子ビーム源

前項で説明をした一般的な電子ビーム源の電子供給源はすべて固体であった。つまり、現在多くの分野で利用されている電子ビーム源は固体を電子供給源として利用した電子ビーム源である。固体ではない電子供給源の一例として、電離気体であるプラズマを電子供給源に利用した電子ビーム源が存在する。

プラズマとは電子、イオン、および、電離していない中性粒子によって構成された準中性の電磁流体である。物質に対して外部から熱や電気といったエネルギーを与えると、その物体を構成している分子や原子が電子とイオンとに分裂する。この現象を電離と呼び、この電離によってプラズマは生成される。プラズマは自然界では雷やオーロラといった形で存在している。また恒星間などもプラズマで満たされていることから、宇宙空間に存在する物質の 99%はプラズマの状態で存在しているといわれている[15]。

他方、プラズマを工業的、産業的に利用したものには電子ビームの電子供給源以外にも存在しており、例として、高温の電磁流体であるプラズマを打ち出すことにより油膜除去などの表面処理や、宇宙機における推進器をして利用されているプラズマジェットや、放電で生成されたイオンを対象に衝突させることで薄膜を形成するスパッタリングなどが実例として挙げられる。

プラズマを電子供給源に利用した電子ビーム源の物理特性や応用に関しては、1977年に Yu. E. Kreindel[16]によってまとめられてから、E. M. Oks[17-26]や V. I. Gushenets[23,24,27]らを始めとする多くの研究者によって議論されてきた[28-32]。

ここで、固体が電子供給源である電子ビーム源の場合には、電子供給源のことを陰極と呼んでいたが、プラズマを電子供給源に利用した電子ビーム源の場合には、電子供給源はプラズマとなり、陰極はプラズマを生成するための電極のこ

とを指す。本論文ではこれらを区別するために、プラズマが電子供給源の電子ビーム源の場合の陰極のことを「カソード」と記述することとする。カソードとアノードと呼ばれる電極との間で放電を形成し、プラズマを生成する。アノードに開けられた孔から放出された電子を、加速電極に加速電圧を印加することによって発生する電界によって加速する。以上がプラズマを電子供給源とした電子ビーム源の電子ビーム形成メカニズムである。

電子供給源にプラズマ放電を用いる場合、プラズマ生成部は数百 Pa 以上の気体圧力が必要となる。そのため、電子加速部の真空度も数十 Pa 程の低真空の状態となってしまうのが現状である。この低真空状態では電子ビームを形成した場合、電子ビームが電子加速部の気体を電離する現象が生じる。この様なプラズマを電子供給源に応用した電子ビーム源は、近年では、宇宙機に搭載される電気推進機的一种であるイオンスラスタに利用されている。イオンスラスタでは、イオンを打ち出して推力を得ると同時に、この電子ビームが中和器に利用されている。

プラズマを電子供給源に利用した電子ビーム源の長所を考えた場合、中真空空間や低真空空間でも、電極構造の劣化や損耗が発生しにくい点が挙げられる。先述した電界放出型やショットキー型の電子ビーム源は超高真空下での運用に限られ、中真空でも運用可能な熱電子放出型の場合にも、残留気体の電離によって生成された正イオンによるイオン衝撃によって、陰極の損傷が大きくなってしまふ欠点が存在する。電子供給源がプラズマの場合、残留気体の電離によって正イオンが発生しても、電子供給源は気体であるためイオン衝撃は発生しない。そのため、真空度での低い空間で運用した場合にも、電子供給源がプラズマの場合には電子ビーム源の電極構造の劣化を抑制しつつ運用することが期待できる [32].

ここまで、プラズマを電子供給源とした場合の電子ビームの長所を説明してきたが、欠点も存在する。その例として、中真空以上の真空度の高い空間での運転が困難な点や電子ビームパワーの高出力化が困難な点、また、電子ビームのエネルギー幅が広い点などが存在する。これらの問題の原因は全て、プラズマを生成するためにはある程度の気体の圧力が必要であるのに対して、電子供給部と電子加速部の間に圧力差を発生できないことである。

一つ目の欠点である真空度の高い空間での運転が困難な点は、真空度の高い空間にはプラズマを生成するための気体が存在しないため、そもそも電子供給源となるプラズマを生成することができないためである。

二つ目の電子ビームパワーの高出力化が困難な点は、加速電圧を高くすることが困難なためである[26]。プラズマを生成する関係上、電子加速部が低真空となるため、加速電圧を高くする前に絶縁崩壊が引き起こされる。この絶縁破壊には、条件やメカニズムの違いから二種類存在していることが過去の研究からわかっている[20-22]。一種類目は電極絶縁破壊と呼ばれ、アノードと加速電極との間で起こる絶縁破壊である。二種類目はプラズマ絶縁破壊と呼ばれ、プラズマと加速電極との間で起こる絶縁破壊である。どちらの絶縁破壊が起こるかは、アノードの孔径と電子加速部の気圧によって決定され、孔径が小さい場合や気圧が低い場合には電極絶縁破壊が、孔径が大きく気圧が高い場合にはプラズマ絶縁破壊が起こる。高出力化を目指すためには、加速電圧を高くしても絶縁破壊が発生しないように対策を講じる必要がある。

三つ目の電子ビームのエネルギー幅が広い点は、電子ビームが残留気体を電離させることによってプラズマを生成してしまうためである。加速された電子が気体分子を電離させた場合には、その電子はエネルギーを失う。一方で、加速された電子が気体分子を電離できるほどのエネルギーを持っていなかった場合

には、気体分子の質量は電子の質量に対して桁違いに大きいため、電子の持つエネルギーは失われず、軌道が変化するだけになる。そのため、加速電界から得られる電子のエネルギーにばらつきが生じ、電子ビームのエネルギー幅が大きくなる。また、電子は気体分子を電離させる際にエネルギーを失っているため、電子ビーム全体としてのエネルギーも小さくなる。

ここで、プラズマから放出される電子の電流密度 j_p について考えていく。電子が放出される方向を z 方向とすると、

$$j_p = \frac{1}{2} e n_e \langle v_z \rangle \quad (8)$$

となる。ここで、 n_e はプラズマの電子密度、 $\langle v_z \rangle$ は電子の z 方向の平均の速度である。また、電子の速度分布関数 $f(v_x, v_y, v_z)$ は電子温度 T_e を用いて次式で表される。

$$f(v_x, v_y, v_z) = \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{m_e (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2k_B T_e} \right] \quad (9)$$

このとき、電子の速度分布関数 $f(v_x, v_y, v_z)$ は次式も満たす。

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} f(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z = 1 \quad (10)$$

この速度分布関数を持つ電子の z 方向の平均の速度 $\langle v_z \rangle$ は次式のように表すことができる。

$$\begin{aligned}
\langle v_z \rangle &= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} n_e v_z f(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} n_e f(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z} \\
&= \frac{\int_0^{\infty} v_z \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{m_e v_z^2}{2k_B T_e}\right) dv_z}{\int_0^{\infty} \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{m_e v_z^2}{2k_B T_e}\right) dv_z} \\
&= \left(\frac{2k_B T_e}{m_e \pi} \right)^{\frac{1}{2}}
\end{aligned} \tag{11}$$

式(11)を式(8)へ代入することによって、プラズマから放出される電子の電流密度 j_p を算出することができる。

$$j_p = \frac{1}{2} e n_e \left(\frac{2k_B T_e}{m_e \pi} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{12}$$

ここで、今までに記述した種々の電子供給源を利用した電子ビーム源の特徴を Table 2 にまとめる。プラズマを電子供給源の特長も同様に記載する。表からもわかるように、現在は中真空空間で電子供給源の劣化や損耗を抑えることが難しい状態である。何らかの開発により電子供給部と電子加速部の差圧を形成できれば、プラズマを電子供給源にした電子ビーム源の可能性は格段に広がると思われる。

Table 2 各電子ビーム源の特徴

電子供給法	電界放出	熱電子放出 (LaB ₆)	ショットキー	プラズマ
供給源状態	固体	固体	固体	気体
超高真空運転	可能	可能	可能	不可
高真空運転	不可	可能	不可	不可
中真空運転	不可	可能 (イオン衝撃による損耗が発生)	不可	不可
低真空運転	不可	不可	不可	可能

1.2 本研究の目的

電子ビームは、現在様々な分野に利用されている技術である。その中でも、プラズマを電子供給源にした電子ビーム源は、残留気体の存在によるイオン衝撃による電子供給源の損傷が発生しないため、中真空空間や低真空空間でも電極構造の劣化や損耗を抑えつつ運転をすることが可能であると考えられる。しかしながら、電子供給源であるプラズマを生成するためには気体が必要であり、その気体が電子加速部へ流出してしまう関係上、低真空空間以外での運用は現在では達成できていない。

プラズマを電子供給源にした電子ビーム源を中真空空間で運用することが可能になれば、現時点では存在していない中真空空間でもイオン衝撃による損耗を抑制しつつ運用することができる電子ビームになると考えられる。これは電子ビーム源という大きな枠組みの性能の幅を広げることに直結する。

以上の理由から、本研究では、中真空空間で運用することが可能な、プラズマを電子供給源にした電子ビーム源の開発を最終的な目的とする。これを実現するために、プラズマ生成部と電子加速部との間に大きな圧力差を発生させつつ、電子ビームを形成することが可能な電子ビーム源の開発を目標とする。

1.3 本論文の構成

本論文は、次のような構成、および、内容でまとめられている。

本章では、電子ビームの種類や特徴、プラズマを電子供給源にした電子ビーム源の研究状況などの背景や、本研究の目的を緒言として記述した。

第二章に、本研究で利用する電子ビームに関する理論や、電供給源として利用するプラズマの理論について記述する。まず、電子ビームに関する理論である平均自由行程や空間電荷効果、空間電荷効果による電子ビームの発散について記述し、次に、プラズマの概念を含めた気体放電のメカニズムや、気体放電の形態、そして、本研究で利用するホローカソード放電について記述する。

第三章に、ホローカソードとアノードであるグリッド電極によって生成されたホローカソードプラズマを電子供給源に利用した電子ビーム源の設計開発、および、開発した電子ビーム源から電子ビームの形成を行う実験について記述する。まず、電子供給源となるプラズマの状態を調査する手法であるプラズマ診断法の概要について記述する。次に、設計開発を行ったホローカソードプラズマを電子供給源にした電子ビーム源とその構造について記述する。続いて、電子供給源であるホローカソードプラズマの状態を調査する実験や、ホローカソードプラズマから電子ビームの形成を行う実験の内容や手順について記述する。そし

て、行った実験の結果について記述，議論する．

第四章に，マイクロホローカソード放電によって生成されたプラズマウィンドウを電子供給源に利用した電子ビーム源の設計開発，および，開発した電子ビーム源から電子ビームの形成を行う実験について記述する．まず，プラズマを利用して圧力差を発生させる技術であるプラズマウィンドウの概要について記述する．次に，設計開発を行ったプラズマウィンドウを電子供給源にした電子ビーム源とその構造について記述する．続いて，プラズマウィンドウでの圧力差の発生を調査する実験や，プラズマウィンドウから電子ビームの形成を行う実験の内容や手順について記述する．そして，行った実験の結果について記述，議論する．

第五章に，結言として論文の結論と，本研究の今後の展望について記述する．

第二章 電子ビームの形成とプラズマの生成に関する理論

2.1 電子ビームの形成に関する理論

2.1.1 平均自由行程

低真空領域で電子ビームを運用する場合、電子ビームが残留気体を電離させ、それによって生成されたイオンのイオン衝撃による陰極の損傷が発生することを先述した。この残留気体の電離は、どの程度の真空度であれば低減できるのかを考える場合には、粒子がほかの粒子と衝突をせずに進むことのできる平均距離である平均自由行程という指標が重要となる。

まず、粒子半径が r_A の粒子 A と粒子半径が r_B の粒子 B の相互作用について考える。ここでは、これらの粒子は剛体球として取り扱う。粒子 A のみが速度 v_A で運動をしている場合、粒子 B と衝突をするのは粒子 A の中心から $r_A + r_B$ の距離に存在するもののみである。これは運動をしている粒子 A は粒子半径 $r_A + r_B$ であり、粒子 B は大きさのない点と考えた場合と同じである。ここで、これらの粒子間の衝突断面積 σ は次式で表すことができる。

$$\sigma = \pi(r_A + r_B)^2 \quad (13)$$

次に、粒子 B が複数存在する空間を粒子 A が速度 v_A で運動する場合について考える。先の場合と同様に、粒子 A の粒子半径を $r_A + r_B$ 、粒子 B の粒子半径を 0 と考えると、単位時間に粒子 A が進んだ空間の体積は σv_A であり、単位時

間当たりの衝突回数 ν はこの空間内に存在する粒子 B の個数と等しいため、粒子 B の数密度を n_B とすると

$$\nu = \sigma v_A n_B \quad (14)$$

と表すことができる。ここで、 ν は衝突周波数と呼ばれる。粒子が運動をする際に衝突をするまでに移動した距離は自由行程と呼ばれ、ある程度のばらつきが存在する。これらを平均したものは平均自由行程 λ と呼ばれ次式で表される。

$$\lambda = \frac{v_A}{\nu} = \frac{1}{\sigma n_B} \quad (15)$$

この式は、粒子 A のみが運動をし、粒子 B は静止している場合について求められた。ここで、粒子 A を電子、粒子 B を気体分子 B とする場合、電子は質点、気体分子 B は静止した剛体球として取り扱うことができる。そのため、 $\sigma_B = \pi r_B^2$ となり、それぞれの粒子が光速に対して十分に小さい非相対論的な範囲に限定して議論をすれば、式(15)は次式で表すことができる。

$$\lambda = \frac{1}{\sigma_B n_B} = \frac{1}{\pi r_B^2 n_B} \quad (16)$$

また、このときの衝突周波数 ν_B は次式で表される。

$$\nu_B = \sigma_B v_A n_B = \pi r_B^2 v_A n_B \quad (17)$$

次に、気体分子 B だけでなく気体分子 C も存在している混合気体中を電子が運動している場合について考える。電子と気体分子 C との衝突周波数 ν_C は式 (17) と同様の式になるため、気体分子 C の粒子半径を r_C 、数密度を n_C とすると、

$$\nu_C = \sigma_C v_A n_C = \pi r_C^2 v_A n_C \quad (18)$$

と表すことができる。混合気体の数密度が n の場合、それぞれの気体の存在する体積の割合を $R_B + R_C = 1$ となるような R_B, R_C とすると、 n_B と n_C は次式で表される。

$$n_B = R_B n \quad (19)$$

$$n_C = R_C n \quad (20)$$

混合気体中を運動する電子と各気体分子との衝突周波数 ν_e は、 ν_B と ν_C の足し合わせることによって求められるため、

$$\nu_e = \pi(R_B r_B^2 + R_C r_C^2) v_A n \quad (21)$$

となる。このときの電子の平均自由行程 λ_e は、

$$\lambda_e = \frac{v_A}{\nu_e} = \frac{1}{\pi(R_B r_B^2 + R_C r_C^2) n} \quad (22)$$

と表すことができる。この式は電子の平均自由行程 λ_e と気体の密度 n の関係

式となっている．ここから，電子と平均自由行程 λ_e と気圧 p の関係式を求めるために，理想気体の状態方程式について考えていく．理想気体の状態方程式は

$$p = nk_B T \quad (23)$$

である．ここで， k_B は Boltzmann 定数， T は気体温度である．式(22)に式(23)を代入することによって，電子と平均自由行程 λ_e と気圧 p の関係式を求めることができる．

$$\lambda_e = \frac{k_B T}{\pi(R_B r_B^2 + R_C r_C^2)p} \quad (24)$$

ここで，電子が運動している空間を空気中である場合を考える．簡単化のために，空気を構成している気体は窒素と酸素のみであるとする．気体分子 B を窒素分子，気体分子 C を酸素分子とすると，それぞれの存在する体積の割合である R_B と R_C は，78.8 %と 21.2 %，それぞれの粒子半径である r_B と r_C は，0.378 nm と 0.365 nm となる．気体温度 T を標準大気的气温 288.15 K[33]とすると，式(24)は次式で表すことができる．

$$\lambda_e = \frac{3.60 \times 10^{-2}}{p} \quad (25)$$

これをグラフとしたものを Fig. 2 に示す．

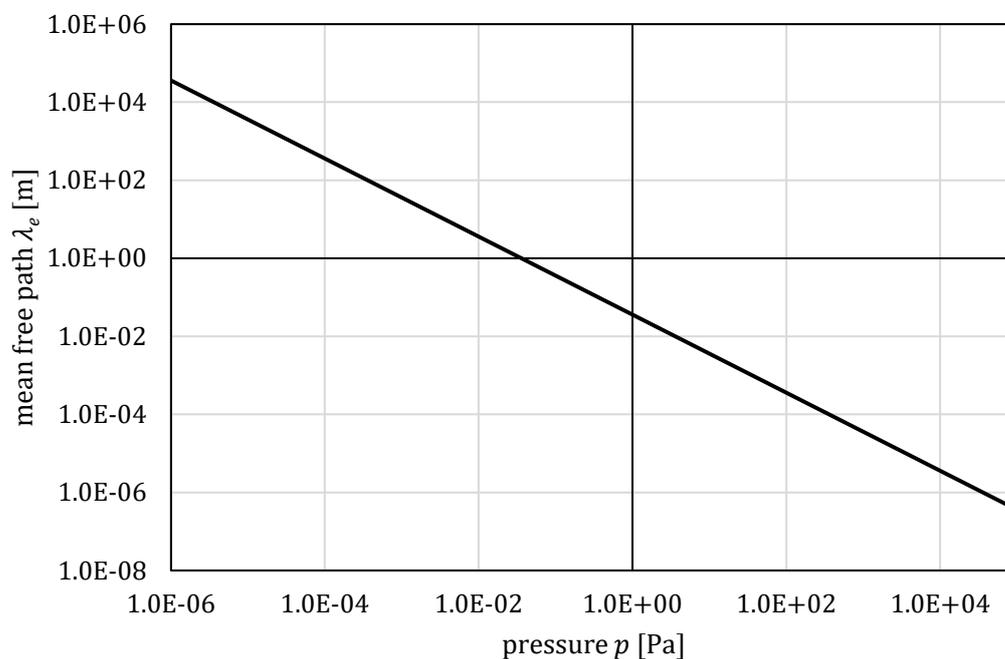


Fig. 2 空気中での電子の平均自由行程

あくまで、平均自由行程は粒子同士が衝突をする平均の距離であるため、電子の走行距離を自由行程以下にしても、気体分子との衝突を完全に防ぐことができるわけではないことに注意しなければならない。電子ビームは気体分子と衝突することによってビームを構成している電子の軌道が変化し、散乱してしまうため、電子ビームを形成する領域は平均自由行程が長くなるように圧力を低くすることが望ましい。

2.1.2 空間電荷効果

電子ビームの形成は、電子供給源から生成された電子を、加速電極に印加した加速電圧を利用して加速することにより行われる。ここで、簡単化のために電子ビームの状態の変化が電子の加速方向のみにしか発生しない、一次元的なモデルについて考えていく。このモデル下では、加速電圧 V_{ex} と電子ビーム電流 I_b には Fig. 3 のような関係が存在する。電子ビーム電流は加速電圧を印加していない状態でもわずかに流れている。これは、電子供給源から発生した電子の初速度によるものである。そのため、この領域 I は初速度領域と呼ばれる。

初速度領域を含め、電子ビーム電流は加速電圧を高くしていくとまず急激に増加する。その後、電流値がある値に達するとそれ以上電流値が増加をしなくなり、飽和する。この飽和状態の電子ビーム電流は飽和電流と呼ばれ、飽和電流が流れている領域 T を飽和領域と呼ぶ。この飽和領域へ切り替わる電流値は、電子供給源からの電子供給数によって決定され、電子の供給性能が高いほど飽和領域へ切り替わる電流値は大きくなる。

飽和領域へ切り替わる前の、加速電圧の増加に対して急激に増加する領域 S は空間電荷制限領域と呼ばれ、この領域で流れる電流値は空間電荷効果によって制限される。この空間電荷効果について、Fig. 4 に示す電位の空間分布を例に挙げながら詳しく記述していく。

真空領域において、接地された電子供給源と加速電圧 V_{ex} が印加された加速電極が d だけ離れている場合について考える。電子供給源から電子が放出されていない場合、すなわち、電流が流れていない場合には、電子供給源と加速電極の間には電子が存在していない。そのため、電位の分布は Fig. 4 の A に示すように直線となる。電子供給源から電子を発生させ始めると、電子電流が流れ始め、電子供給源と加速電極の間に電子が存在する状態になる。

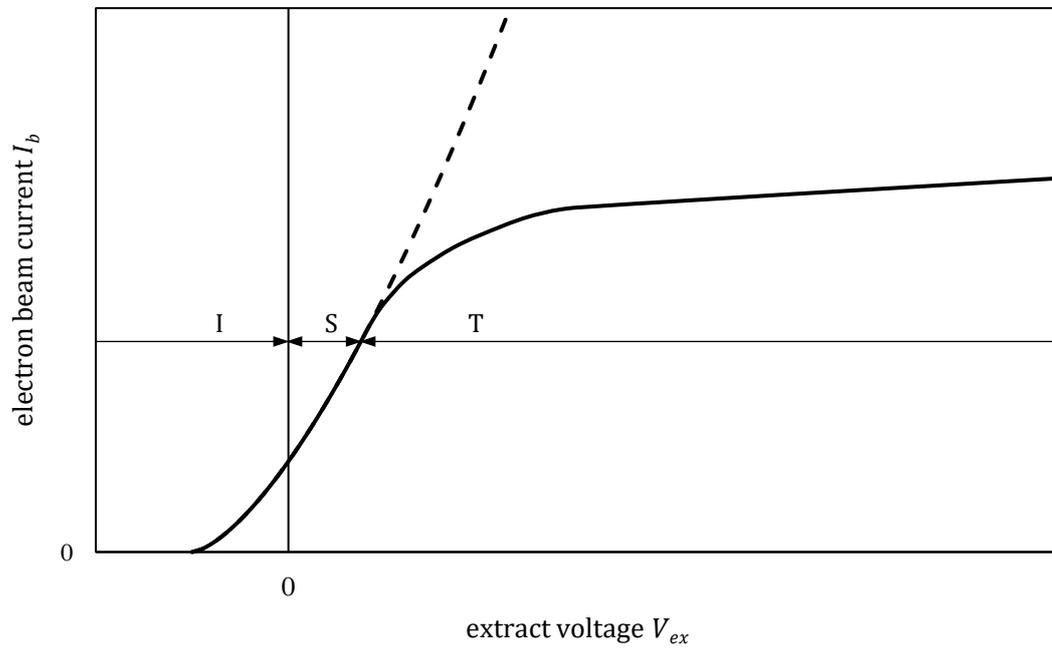


Fig. 3 電子ビーム電流の加速電圧依存性

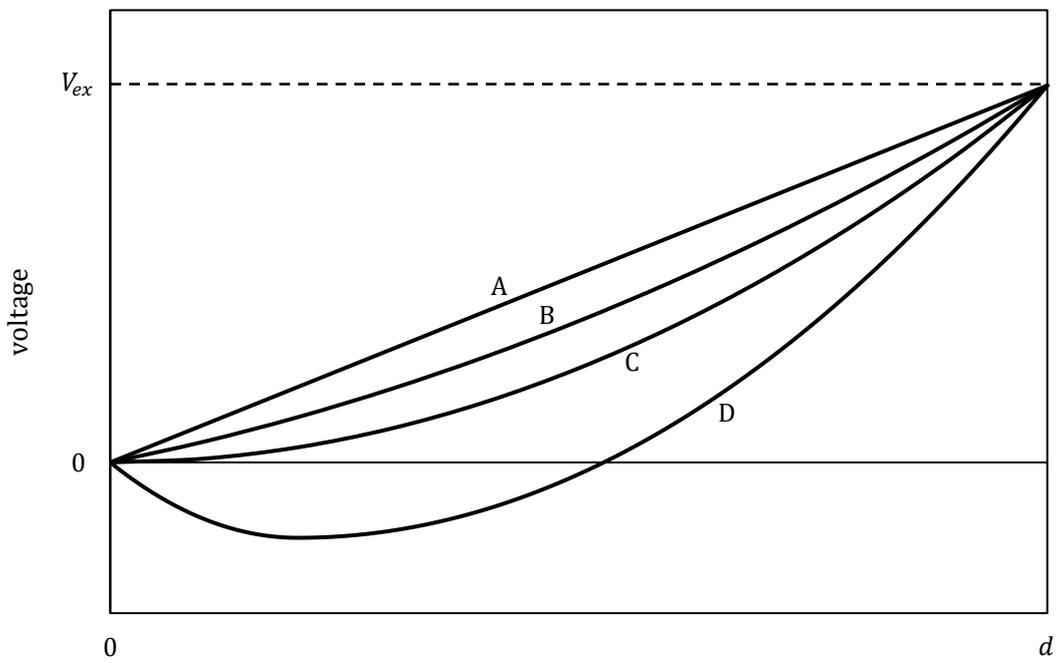


Fig. 4 電子供給源表面と加速電極の間の電位分布

電子そのものは負の電位を持つので、電位の分布は電子の存在によってたわみ、Fig. 4 の B のような分布に変形する。さらに電子の発生量を多くすると電流は増加し、空間に電子供給源と加速電極の間に存在する電子の数が多くなり、その存在による電位の分布のたわみも大きくなる。

Fig. 4 の C は電子供給源表面での電位の傾きが 0、すなわち、電場が 0 の状態である。C の状態からさらに電子の発生数を増やすと、Fig. 4 の D のような状態になる。この状態の電子供給源表面の電場は負であるため、放出された電子はこの電場によって電子供給源へ追い返されるような力が働く。そのため、D の状態を維持することはできず、やがて電子供給源表面の電場が 0 である C の状態へと戻る。これは、どれだけ電子供給源から電子を発生させたとしても、加速電圧 V_{ex} と電子供給源と加速電極との距離 d によって決定される電流より多く流すことができないことを意味しており、この現象が空間電荷効果である[34]。

次に、この空間電荷効果によって決定される、流すことが可能な最大の電子ビーム電流値について考えていく。加速方向を z とすると、一次元のポアソン方程式は、

$$\frac{d^2V}{dz^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (26)$$

となる。ここで、 ρ は電荷密度、 ϵ_0 は真空の誘電率である。電子供給源から発生した電子の初速度を 0 であれば、電子の加速方向の速度を v とすると、エネルギー保存則より次式が得られる。

$$\frac{1}{2}m_e v^2 = eV \quad (27)$$

ここで、 e は電気素量、 m_e は電子の質量である。次に、電子ビームの断面積を S_b とすると、電流の式より次式が求められる。

$$I_b = -\rho v S_b \quad (28)$$

これらの式をまとめ、整理すると次式が求められる。

$$\frac{d^2V}{dz^2} = \frac{I_b}{\epsilon_0 S_b} \sqrt{\frac{m_e}{2e}} V^{-\frac{1}{2}} \quad (29)$$

(29)式の両辺に (dV/dz) をかけ、積分をすると次式のようになる。

$$\left(\frac{dV}{dz}\right)^2 = \frac{4I_b}{\epsilon_0 S_b} \sqrt{\frac{m_e}{2e}} V^{\frac{1}{2}} + C_1 \quad (30)$$

ここで、 C_1 は積分定数である。空間電荷効果によって決定される最大の電子ビーム電流が流れている状態は、Fig. 4 の C の状態である。この状態では $x = 0$ で、 $V = 0$ 、 $dV/dz = 0$ であるため、 $C_1 = 0$ となる。(30)式の両辺を $1/2$ 乗をして、積分を行うと、

$$\frac{4}{3} V^{\frac{3}{4}} = \left(\frac{4I_b}{\epsilon_0 S_b}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{m_e}{2e}\right)^{\frac{1}{4}} z + C_2 \quad (31)$$

が得られる。ここで、 $x = 0$ のとき $V = 0$ であるから、 $C_2 = 0$ となる。(31)式を I_b について整理すると次式のようになる。

$$I_b = \frac{4\epsilon_0}{9} \left(\frac{2e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{z^2} S_b \quad (32)$$

ここで、 $z = d$ で、 $V = V_{ex}$ であるため、ビーム電流 I_b を流すことが可能な最大の電子ビーム電流値 I_{lim} とすると、

$$I_{lim} = \frac{4\epsilon_0}{9} \left(\frac{2e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{V_{ex}^{\frac{3}{2}}}{d^2} S_b \quad (33)$$

となる。ここで、 I_{lim} は空間電荷制限電流と呼ばれる。また、この式は Child-Langmuir の式と呼ばれ、空間電荷制限電流が加速電圧 V_{ex} の $3/2$ 乗と比例関係にあることを表している [34]。ここで、(33)式中の係数部分を P_c とすると、

$$P_c = \frac{4\epsilon_0}{9} \left(\frac{2e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{S_b}{d^2} \quad (34)$$

で表される。この P_c は平行平板電極引き出し系を仮定した場合のパービアンズと呼ばれ、電極の構造によって決定される値である [36]。一方で、形成された電子ビーム電流 I_b と加速電圧 V_{ex} から算出される引き出し系のパービアンズ P は、

$$P = \frac{I_b}{V_{ex}} \quad (35)$$

で表される [36]。これらのパービアンズは電子ビームの質を評価するための指標の一つである。

2.1.3 電子ビームの発散

前項で記述した空間電荷効果は、電子の持つ負の電位の影響を加速方向についてのみ考えたが、実際にはビームの半径方向にも影響を及ぼす。半径が b である円形断面の電子ビームについて考えると、ビーム電流 I_0 は次式で表すことができる。

$$I_0 = -\pi b^2 \rho v \quad (36)$$

電子ビームが円形断面であることを考慮し、円筒座標のポアソンの式について考えると、 $E_z = E_\theta = 0$ であるため、

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_r) = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (37)$$

と表すことができる。電子ビームが軸対象である場合、中心での半径方向の電場 E_r は 0 であるため、

$$E_r = \frac{\rho r}{2\epsilon_0} \quad (38)$$

となる。ここに、式(36)を代入すると、

$$E_r = -\frac{I_0 r}{2\pi\epsilon_0 b^2 v} \quad (39)$$

が得られる。ここで、電子ビームの縁、すなわち、 $r = b$ に存在する電子の運動は次式のようになる。

$$m_e \frac{d^2b}{dt^2} = -eE_r = \frac{I_0 e}{2\pi\epsilon_0 b v} \quad (40)$$

電子の加速が終了した領域，すなわち，電子加速部より先の領域では，電子の加速方向の速度は一定となるため， $dz = v dt$ となる．また，加速電圧が V_{ex} であるとする，電子の加速方向の速度は $\sqrt{2eV_{ex}/m_e}$ となる．この電子の速度が光速よりも十分に小さい非相対論的な範囲に限定して議論をすれば，式(40)は次のように表すことができる．

$$\frac{d^2b}{dt^2} = \frac{K}{b} \quad (41)$$

$$K = \frac{P}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e}}} \quad (42)$$

$$P = \frac{I_0}{\frac{3}{V_{ex}^2}} \quad (43)$$

ここで，電子ビームの初期半径を b_0 として，次のような変数変換を行う．

$$B = \frac{b}{b_0} \quad (44)$$

$$Z = \sqrt{2K} \frac{z}{b_0} = 174P^{\frac{1}{2}} \frac{z}{b_0} \quad (45)$$

この変数変換によって，式(41)は次式のように変換される．

$$\frac{d^2B}{dZ^2} = \frac{1}{2B} \quad (46)$$

ここで、初期状態、すなわち、 $b = b_0$ のときの電子ビームの縁に存在する電子の軌道が、電子の加速方向と同一であるとすると、 $Z = 0$ で $B = 1$, $dB/dZ = 0$ となる。これを利用することにより、式(46)から次のような式を得ることができる。

$$\left(\frac{dB}{dZ}\right)^2 = \ln B \quad (47)$$

$$Z = \int_1^B \frac{dB}{\sqrt{\ln B}} \quad (48)$$

ここで、 $B = e^{t^2}$ とおくと式(48)は次式のようになる[35].

$$Z = 2 \int_0^{\sqrt{\ln B}} e^{t^2} dt \quad (49)$$

式(49)は定積分であるので解くことができ、ここから求められる Z と B の関係を Fig. 5 に示す。この曲線は **universal beam spread curve** と呼ばれ、電子ビームの広がりを表す曲線である。これは、電子ビームが進むにつれてビーム半径が大きくなっていくことを表しており、この発散を防ぐためには、外部から磁場を加える必要がある。

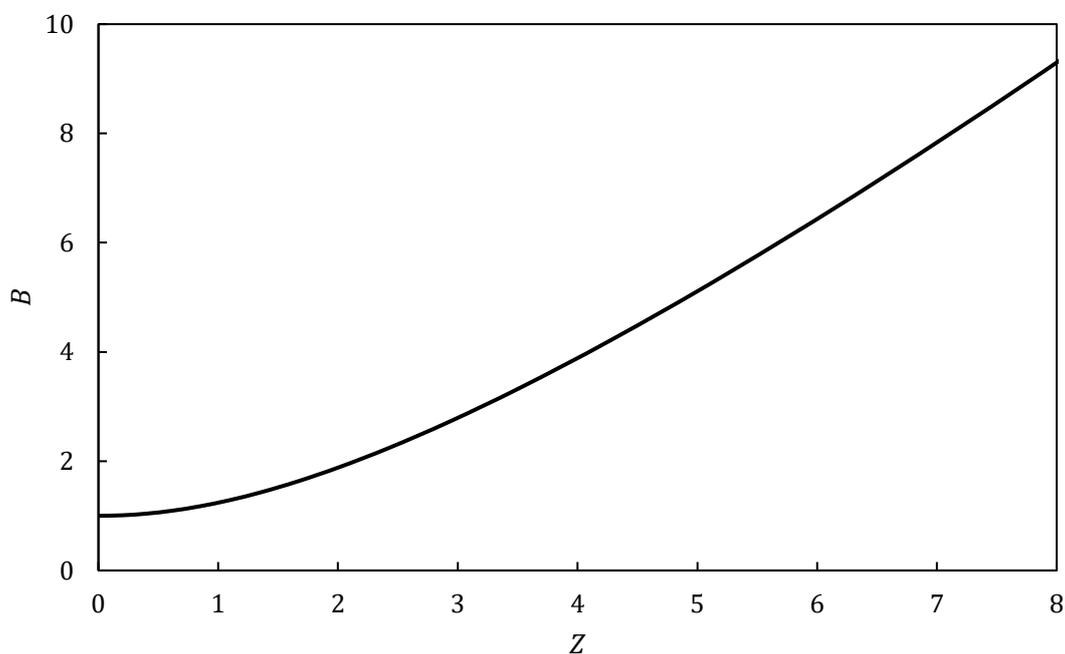


Fig. 5 universal beam spread curve [37]

2.2 プラズマの生成に関する理論

2.2.1 気体放電

気体放電とは気体で満たされた二つの電極間に電圧を印加することにより、気体を電離させ、プラズマを生成する方法である。気体放電には定常的な放電とパルス的な放電が存在するが、ここでは定常的なものに関してのみ説明を行う。

Fig. 6 のような電極間（アノードとカソード）が低圧の気体で満たされた二つの平行平板電極と定抵抗、直流電源で構成された装置について考える。Fig. 7 にカソード付近の拡大図を示す。電極間に印加された電圧により、気体中に自然に存在する微量の電子がアノードに向かって加速される。しかしながら、電極間は

低圧の気体で満たされているためアノードへ到達する前に気体分子と衝突をする。衝突をするまでに加速された電子が気体分子を電離させることのできるエネルギーを得ていた場合、衝突した際に気体分子は電離し、電子と正イオンが発生する。印加電圧が十分に高い場合、衝突した電子と発生した電子は電場により再度加速され次の電離を引き起こし、電子は指数関数的に増加する。このような形で増殖する電子の集団を電子なだれ、この電子の増殖メカニズムを α 作用と呼ぶ。

一方で、加速された電子が気体分子と衝突し電離された際に発生した正イオンは電場によってカソードへ向かって加速される。このような正イオンがカソードへ到達しカソード表面に衝突をしたとき、ある一定の確率 δ_γ で二次電子を発生させる。この現象を γ 作用と呼び、 δ_γ を二次電子放出係数と呼ぶ。

ここで、 γ 作用によってカソード表面から発生した一つの電子について考える。この電子が単位長さを進む間に δ_α 個の気体分子を電離させる場合を考える。カソードからアノードまでの電極間距離を d とすると、最終的にアノードへ到達する電子数 n は次式で表される。

$$n = \exp(\delta_\alpha d) \quad (50)$$

このとき、 α 作用による電離によって発生する正イオン数は、最初に γ 作用によってカソード表面から発生した一つの電子を差し引いた $\exp(\delta_\alpha d) - 1$ となる。

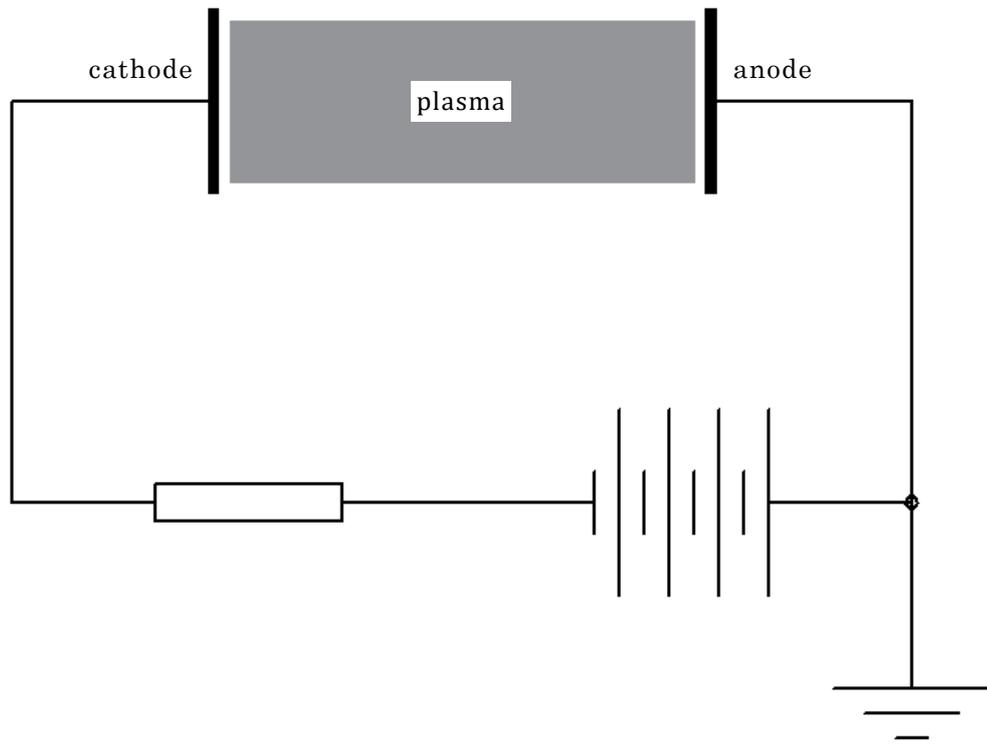


Fig. 6 平行平板での気体放電

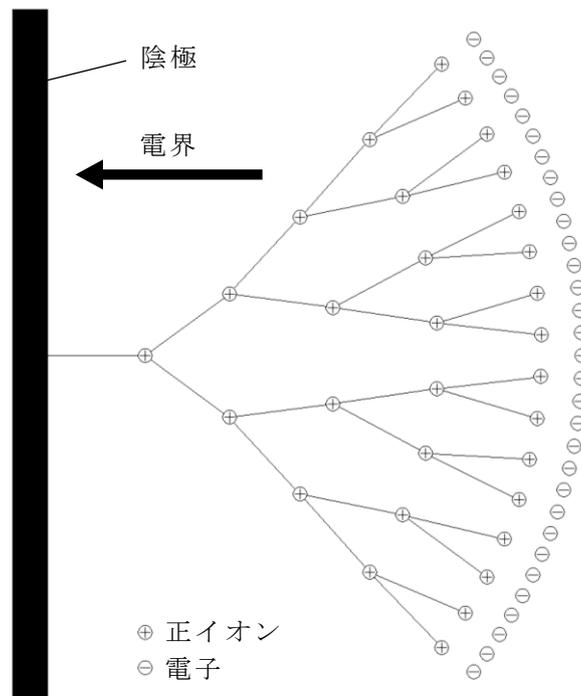


Fig. 7 気体放電の概略図[38]

これらの正イオンがカソードへ衝突した際に二次電子放出によって一つ以上の電子を発生すれば，この現象は連続的に引き起こされる．すなわち，

$$\gamma\{\exp(\delta_\alpha d) - 1\} \geq 1 \quad (51)$$

が放電の維持条件である．この式を Townsend の放電開始条件と呼ぶ．また α は電子の衝突電離係数と呼ばれ，電極間の電界の大きさ E や電極間に存在する気体の種類や圧力 p によって変化することが知られている．Townsend は α/p が E/p の関数であり，気体の種類ごとに決定される A と B を用いて，次式で表すことができることを発見した．

$$\frac{\delta_\alpha}{p} = A \exp\left(-\frac{B}{E/p}\right) \quad (52)$$

ここで，放電の維持条件である Townsend の放電開始条件において，左辺と右辺が等しい状態，すなわち，放電が開始する条件について考える．式(51)を変形すると，

$$\delta_\alpha d = \ln\left(1 + \frac{1}{\delta_\gamma}\right) \quad (53)$$

となる．これを式(52)へ代入すると，

$$A p d \exp\left(-\frac{B}{E/p}\right) = \ln\left(1 + \frac{1}{\delta_\gamma}\right) \quad (54)$$

が得られる．この条件での電圧，すなわち，放電開始電圧 V_s は Ed なので，

$$Apd \exp\left(-\frac{Bpd}{V_s}\right) = \ln\left(1 + \frac{1}{\delta_\gamma}\right) \quad (55)$$

と表すことができる．式(55)を V_s について解くと，

$$V_s = \frac{Bpd}{\ln\frac{Apd}{\ln\left(1 + \frac{1}{\delta_\gamma}\right)}} \quad (56)$$

となり，放電開始電圧 V_s は気体の圧力 p と電極間距離 d の積 pd の関数となる．この法則は Paschen によって実験的に発見されたため，Paschen の法則と呼ばれており，その曲線は Fig. 8 のようになる．

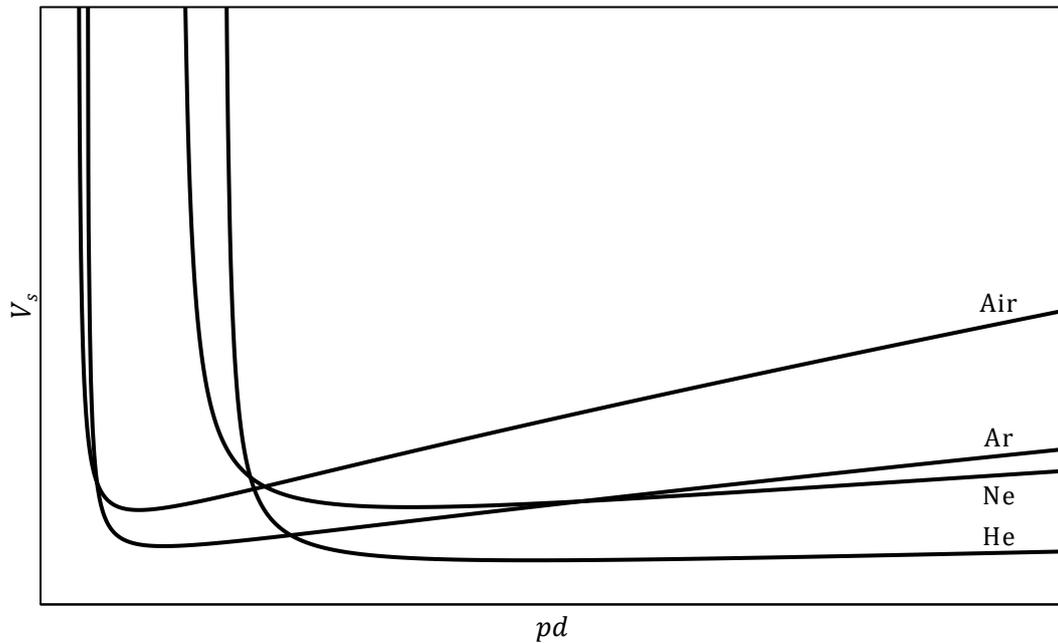


Fig. 8 Paschen の法則

Fig. 8 のように放電開始電圧 V_s はある pd で極小値をとることがわかる. pd が極小値より小さい領域では, 空間中に存在する気体分子の数が少ないため電子との衝突そのものが減ってしまうため, 放電開始電圧は急激に上昇する. pd が極小値より大きい領域では, 平均自由行程が短くなり, その間に電界から得られるエネルギーが少なくなるため, 放電開始電圧は上昇する。

2.2.2 放電の形態

先述のような放電が維持されている状態において, 電極間電圧や流れている電流量によって放電の状態をいくつかの形態に分類することができる. その放電電流と電極間電圧の関係を Fig. 9 に示す.

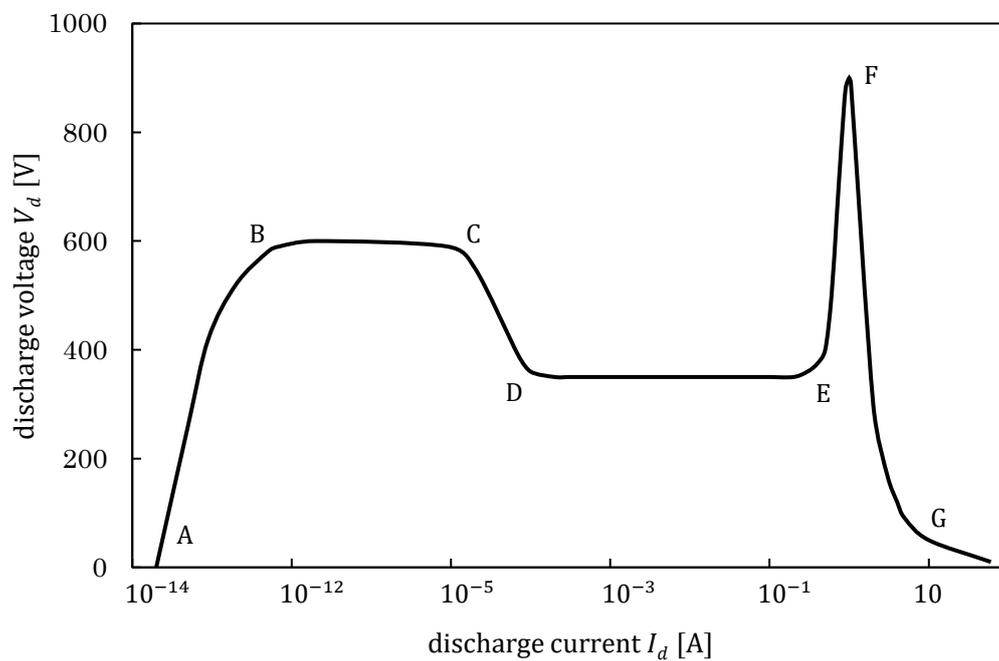


Fig. 9 放電の形態[39]

暗流 (A~B)

A~B は暗流と呼ばれる状態である。 10^{-13} A 程度の微弱な電流が流れるが、放電は維持できていない状態である。

Townsend 放電 (B~C)

Townsend 放電は定常的な放電の初期段階ともいえる状態で、電流の増加に対して電圧はあまり変化せず、アノード近傍領域においてわずかに発光が生じる放電である。

グロー放電 (C~F)

グロー放電は放電電流が数十 mA 程度の低電流での安定した放電である。グロー放電をさらに分類すると、放電電流が増加しても電極間電圧が一定である正規グロー放電 (D~E)、正規グロー放電よりも放電電流を増加させた異常グロー放電 (E~F)、正規グロー放電よりも放電電流が小さい前期グロー放電 (C~D) の三種類に分けることができる。前期グロー放電では放電電流の増加に対して放電電圧が減少するような負性抵抗の特性を持っているため、この状態を維持することは難しく、通常は正規グロー放電へと移行する。

アーク放電 (F~)

異常グロー放電の状態からさらに放電電流を増加させると、カソードが極端に加熱され始め、カソード温度が熱電子を放出するまで高くなると、電極間電圧は急激に減少し、放電電流は急激に上昇する。この放電形態をアーク放電と呼ぶ。アーク柱内の気体温度は数千 K の高温状態にあるため、気体の電離はグロー放電時の α 作用ではなく熱電離のほうが支配的となる。アーク放電の中でも電極

間電圧が急激に下がっている状態を比熱アーク放電 (F~G) と、それよりも放電電流を大きくした状態の熱アーク放電 (G~) に分類することができる。

代表的な定常持続放電であるグロー放電とアーク放電の違いをまとめると、グロー放電はその放電メカニズムが γ 作用と α 作用で電極の損傷は少なく、放電電圧は 100 V 以上、放電電流は 1 A 以下である。他方、アーク放電は、その放電メカニズムが熱電子放出であり電極の損傷は大きく、放電電圧は 10 V 以下、放電電流は 10 A 以上である。

次の Fig. 10 にグロー放電の外観と各部の名称、電場分布、電位分布荷電粒子の分布を示す。

カソード側から外観を順に見ていく。陰極の近傍領域には発光していないアストン暗部、発光している陰極グロー、発光していない陰極暗部が存在する。電極間電圧のほとんどがこれらの領域へと印加されており、この領域での電圧降下を陰極降下と呼ぶ。これらの領域は合わせてシースと呼ばれており、グロー放電ではこの陰極降下によって加速された電子の α 作用と収集された正イオンの γ 作用を主として放電を形成している。また、陰極降下の存在によりカソード近傍の電界は非常に強く、正イオンもこの領域に多く存在していることが知られている。

陰極暗部の先には負グローと呼ばれる発光している領域が、さらにその先にはファラデー暗部と呼ばれる発光していない領域が存在する。これらの領域には電子が多く存在していることが知られている。

ファラデー暗部の先にはアノード近傍領域まで発光している領域である陽光柱が続いている。陽光柱では電位分布は直線的に上昇し、電場分布と荷電粒子の分布は一定となることが知られている。

アノード近傍領域では陽光柱の先に強く発光している領域である陽極グローが存在し、その先には発光していない領域である陽極暗部が存在、アノードに到達する。これらのアノード近傍領域にも陰極降下よりも小さい電圧降下が存在し、これを陽極降下と呼ぶ。

ここで説明をしてきたこれらの外観は、気体の圧力や種類、電極間距離によって色や大きさが変化したり焼失したりする場合が存在する。

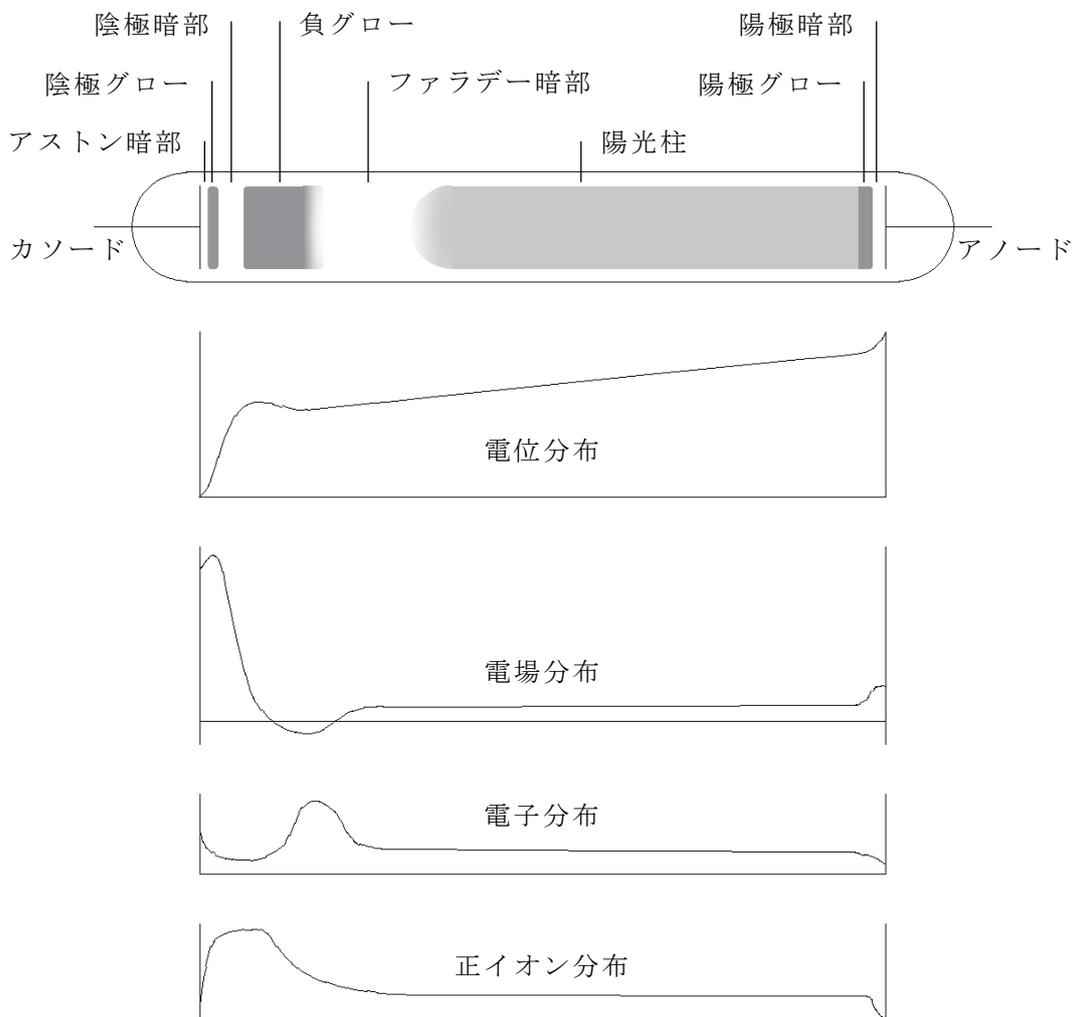


Fig. 10 プラズマの外観と各パラメータ分布[40]

2.2.3 ホローカソード放電

ここまでは、電極間が低圧の気体で満たされた二つの平行平板電極と定抵抗、直流電源で構成された装置について考えてきた。本項で説明するホローカソード放電とはこれまでの説明で取り扱ってきた平行平板ではなく、Fig. 11 のような円筒形のカソードであるホローカソードと板状のアノードを用いてホローカソードの内側に放電を形成し、プラズマを生成する放電手法である。

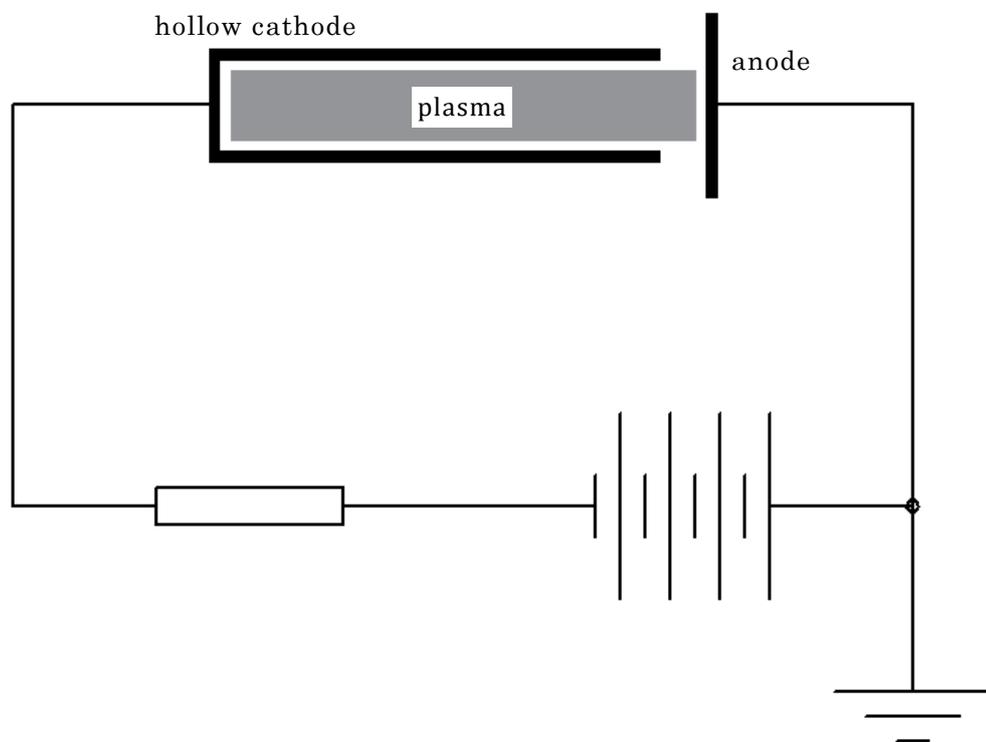


Fig. 11 ホローカソード放電概略図

ホローカソードの中心軸を 0 として、半径 r のホローカソードプラズマ生成時の一般的な半径方向の電位の分布を Fig. 12 に示す。ここで ϕ_p プラズマが有する静電ポテンシャルであり、ホローカソードプラズマの場合にはこのポテンシャルが負であることが知られている。

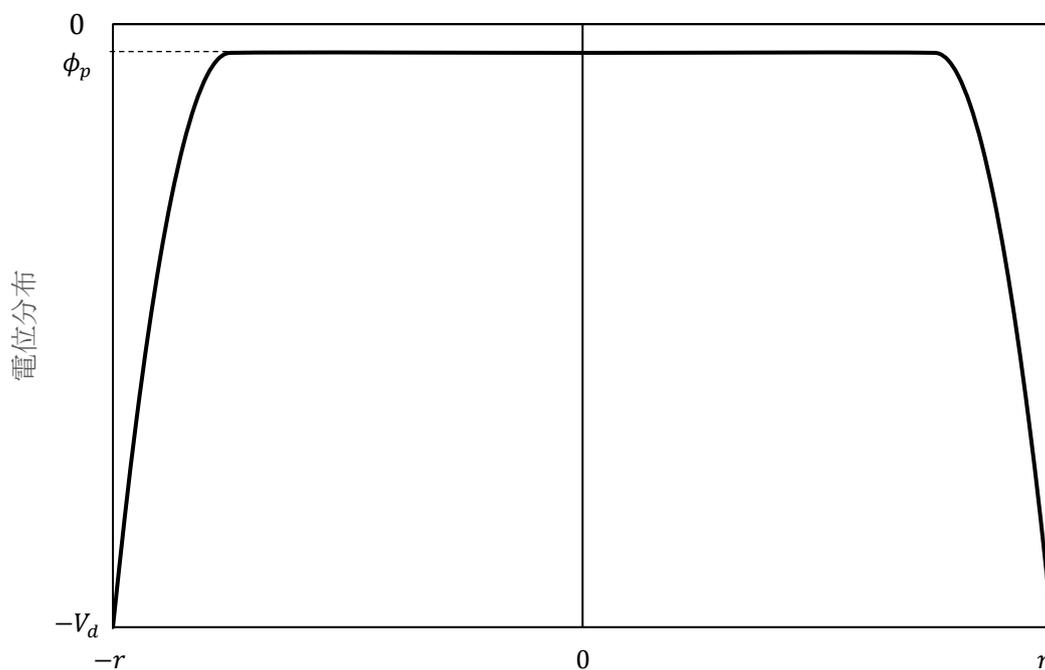
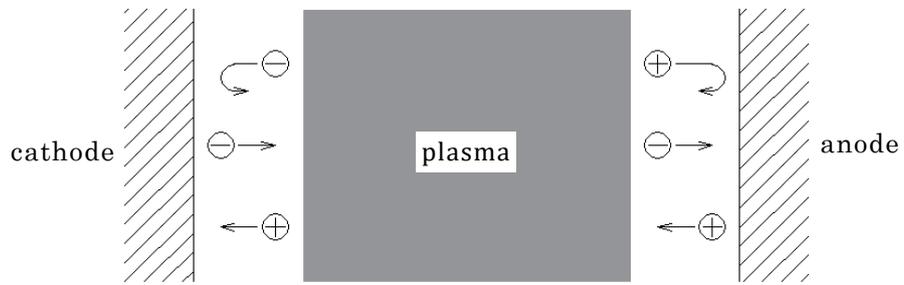
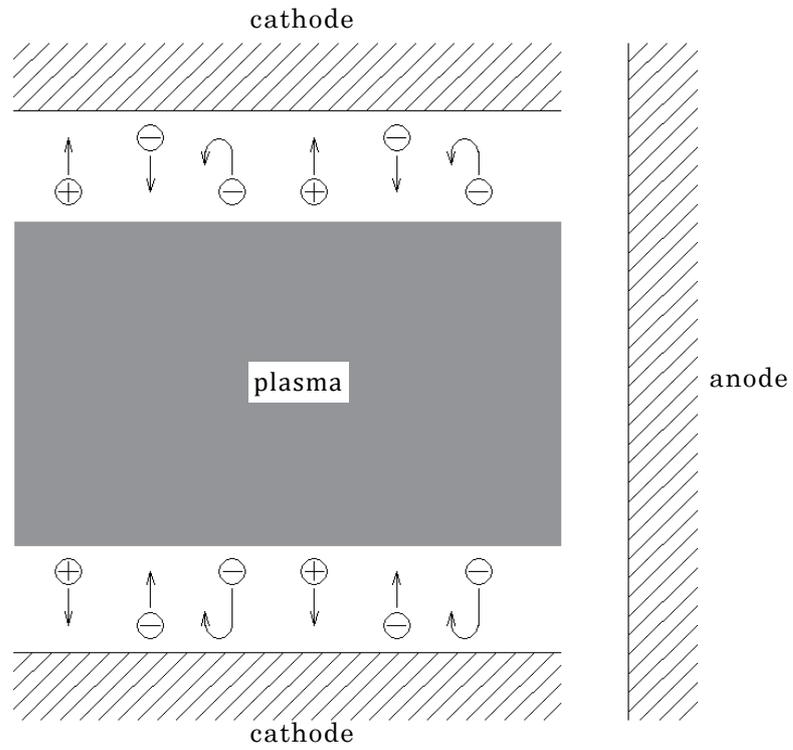


Fig. 12 ホローカソードプラズマの半径方向の電位分布

前項で説明したようにグロー放電では電極間電圧のほとんどがカソード近傍の領域であるシースへと印加されている。ホローカソード放電の場合でもそれは変わらず、電子の加速のほとんどはカソード近傍の領域であるシースに存在する陰極降下によって行われる。ここで、電子の加速される方向について考える。平行平板で放電を形成した場合の電子の加速方向は Fig. 13 (a)で示すようにアノード方向だったのに対して、ホローカソード放電ではカソードは円筒状であるため Fig. 13 (b)に示すように電子は対向するカソード壁面へと加速される。加速された電子は対向するカソード壁面の陰極降下によって再度逆方向へ加速され、ホローカソード内を往復運動しながらアノードへ向かっていく。結果として、平行平板での放電よりも長い経路で電子はアノードに到着することになり、電子と気体分子との衝突によって電離させる α 作用を高揚させることができる。



(a) 平行平板での気体放電



(b) ホローカソード放電

Fig. 13 シースでの荷電粒子の運動

また、プラズマはホローカソードに囲まれるように内側に存在しているため、プラズマ中の正イオンを効率的に収集することができ、 γ 作用も高揚させることができる。そのため、ホローカソード放電で生成されるホローカソードプラズマは高密度なプラズマとなることが知られている。

高密度プラズマを生成できるこれら効果をホローカソード効果と呼び、1954年に Little と Engel によって報告された[41]。プラズマ中の電子を加速させるシースの厚みは圧力によって変化することから、この効果を効率的に利用することができる最適なホローカソード径が存在するということが実験によって知られている[42]。

2.2.4 マイクロホローカソード放電

マイクロホローカソード放電とはホローカソード放電の一種で、 μm サイズのホローホローカソード電極を利用して形成する気体放電である。一般的にマイクロホローカソード放電を形成する電極は、Fig. 14 に示すように μm サイズの孔が空いた板状の絶縁物を、同サイズの孔の空いた板状の電極で挟み込む構造になっている。この電極の孔部分の形状が円筒であるため、ホローカソードと同様の働きをする。マイクロホローカソード放電の場合もホローカソード効果は働くため、高密度プラズマを生成することが可能である。グロー放電を形成している場合のシースの厚みは μm サイズであるため[43-46]、マイクロホローカソードの内側の領域の大部分をシースとすることができ、ホローカソード効果をより強く働かせることが可能な放電である。ホローカソード放電の場合のパッシェンの法則について考えると、電子の主な加速方向は Fig. 13 (b) に示すようにホローカソードの半径方向であるため、放電開始電圧や放電可能範囲を決定する電極間距離 d はホローカソード電極の内径に相当する。マイクロホローカソード

放電の場合，この内径は μm サイズであるため，放電可能となる圧力 p の範囲は高いものとなり，一般的に大気圧に近い範囲で放電が可能である．

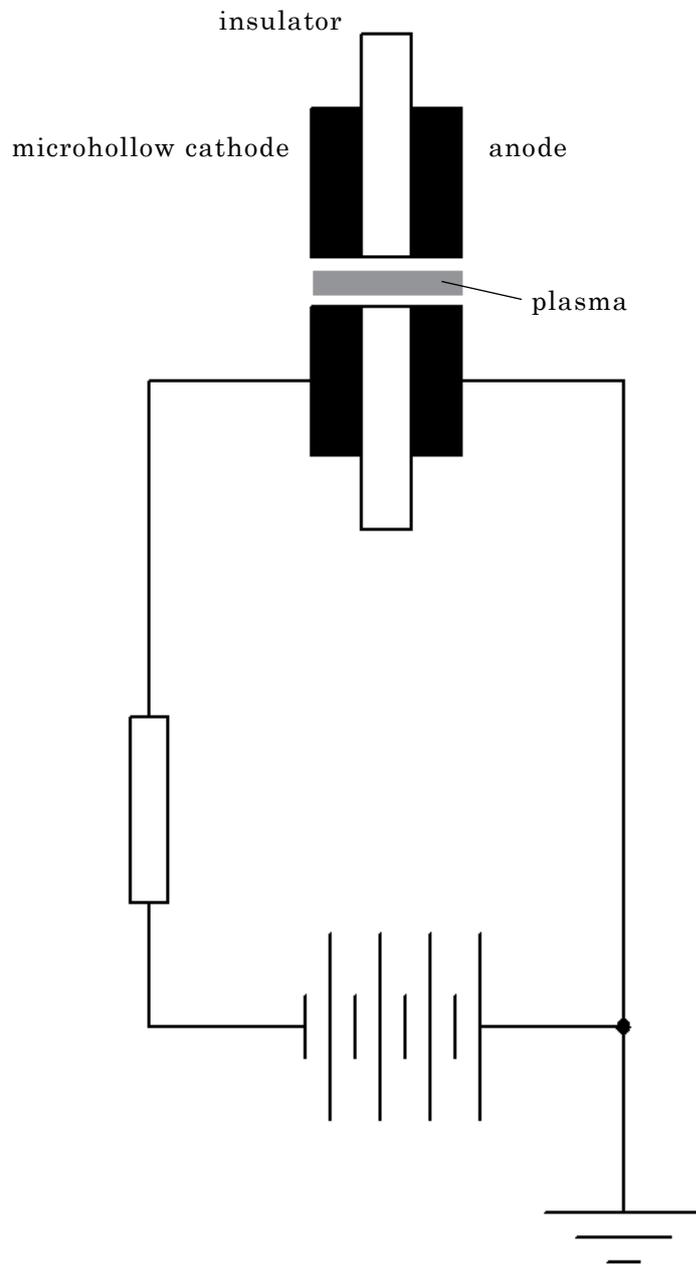


Fig. 14 マイクロホローカソード放電概略図

第三章 ホローカソードプラズマを電子供給源に利用した

電子ビーム源の開発

3.1 プラズマ診断法の概要

生成されるプラズマがどのような特徴を持っているのかを表す場合，一般的にプラズマパラメータと呼ばれる指標が用いられる．プラズマパラメータの主な項目にはプラズマの濃度を表す電子密度 n_e やイオン密度 n_i ，プラズマを構成している粒子のエネルギー分布関数 $f(v)$ や割合，電子温度 T_e やイオン温度 T_i ，プラズマの空間電位などが存在する．測定対象のプラズマがどのようなプラズマパラメータを有しているのかを調べることをプラズマ診断といい，プラズマパラメータを調べる方法のことをプラズマ診断法と呼ぶ．

3.1.1 プラズマ診断法の特徴

プラズマ診断法には様々な手法が存在するが，これらは大きく分けるとプローブ法と電磁波法の二種類に分類することができる．それぞれの詳しい説明を以下に示す．

プローブ法

プローブ法はプローブと呼ばれる小さな電極をプラズマ中へ直接挿入することによってプラズマから電流を抽出し，その電流を解析することによってプラズマパラメータの測定を行う手法である．電極をプラズマ中に挿入するため電

極の融点よりも高い温度を持つプラズマ中には挿入することはできない。そのため、比較的低温のプラズマや高温プラズマの周辺部の診断に使用される。診断は電極を挿入した箇所に対して行えるため空間的な分解能が高く、プラズマ内部のプラズマパラメータの分布を測定することが可能となる。また、実際にプラズマから電流を抽出しているためプラズマの空間電位の測定も可能である。しかしながら、プラズマへ電極を挿入しなければならない性質上、プラズマへの擾乱が大きくなってしまうという欠点が存在する[47]。

電磁波法

電磁波法はマイクロ波やレーザーをプラズマへ入射させ、プラズマとの相互作用からプラズマパラメータの測定を行う手法である。プラズマから放射される光を分光することによって診断を行う分光法も電磁波法的一种である。電磁波法は診断の際にプラズマへ与える影響が少なく、高温プラズマの診断が可能という特徴が存在する。また、電磁波の特性上、時間的な分解能は優れているが、診断はプラズマ断面の平均値で行われるため空間的な分解能は低くなる[47]。

本研究ではプローブ法を用いてプラズマパラメータの計測を行った。以下にプローブ計測法の一つであるトリプルプローブ法に関してその原理と特徴を述べる。

3.1.2 トリプルプローブ法

前項で説明したプローブ法の中にも様々な手法が存在する。代表的なプローブ法にはシングルプローブ法、ダブルプローブ法、トリプルプローブ法などが存在するが、ここでは、本研究にて使用したトリプルプローブについてのみ説明をしていく。

トリプルプローブ法とは三本のプローブを同時に使用することで瞬時的にプラズマパラメータを求めることができるプラズマ診断法である．トリプルプローブ法の概略図を Fig. 15 に示す．

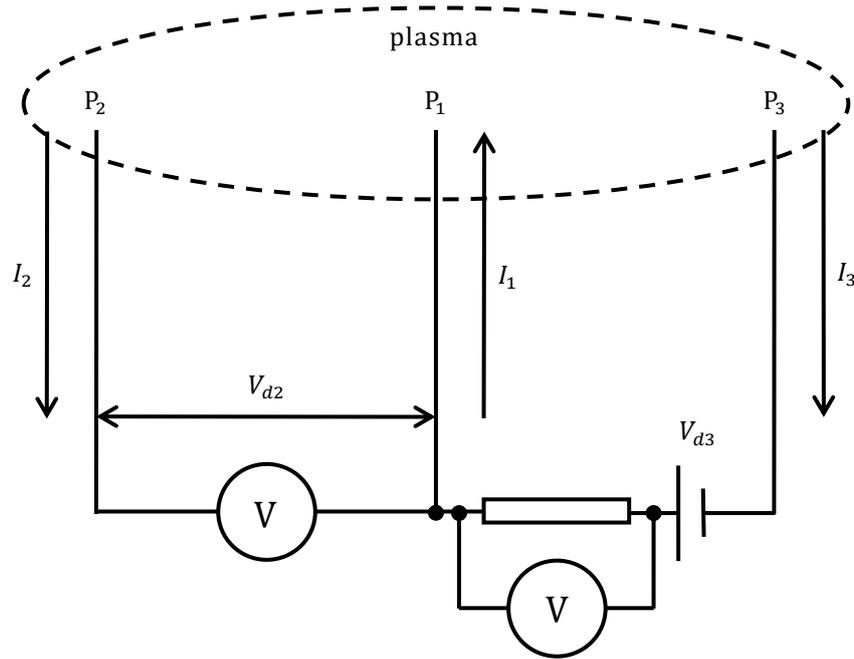


Fig. 15 トリプルプローブ概略図[48]

Fig. 15 のように等しい面表積 S_p [mm^2] を持つ近接した三本のプローブ P_1 , P_2 , P_3 を同時にプラズマに挿入する．プローブ P_1 と P_3 との間に定電圧 V_{d3} を印加し，電流を計測するための抵抗，および，電圧計を設置する．また，プローブ P_1 と P_2 との電位差 V_{d2} を，十分に高い入力インピーダンスを持った電圧計などで測定する．三本のプローブは電位的に浮いている状態であり，それぞれのプローブに流れ込む電流を I_1 , I_2 , I_3 とすると，

$$I_1(V) = I_3(V) = I \quad (57)$$

$$I_2 = 0 \quad (58)$$

が成立する．ここで，各プローブへ流入する電流 $I(V)$ について考える．電子電流を $I_e(V)$ ，イオン電流を $I_i(V)$ とすると，

$$I(V) = -I_e(V) + I_i(V) \quad (59)$$

で表すことができる．低気圧下の無衝突プラズマにおいて，電子の平均自由行程がプローブの寸法，および，プローブ周辺に形成される正イオンが多く含まれるイオンシースの厚みに対して十分に大きく，電子のエネルギーがマクスウェル分布であると仮定すると，プローブに流れ込む電子電流は，

$$I_e(V) = I_{e0} \exp(-eV/k_B T_e) \quad (60)$$

で与えられる．ここで， V は各プローブの電位， I_{e0} はプローブに電圧を印加していないときに流れ込む電子電流である．それぞれのプローブの電位が V_1 ， V_2 ， V_3 のとき， $I_1(V)$ ， $I_2(V)$ ， $I_3(V)$ は式(59)，(60)を用いると次式のようにになる．

$$-I_1(V) = -I_e(V_1) + I_i(V_1) = -I_{e0} \exp(-eV_1/k_B T_e) + I_i(V_1) \quad (61)$$

$$I_2(V) = -I_e(V_2) + I_i(V_2) = -I_{e0} \exp(-eV_2/k_B T_e) + I_i(V_2) \quad (62)$$

$$I_3(V) = -I_e(V_3) + I_i(V_3) = -I_{e0} \exp(-eV_3/k_B T_e) + I_i(V_3) \quad (63)$$

一般に，プローブ電位が変化したときのイオン電流 $I_i(V)$ の変化量は電子電流 $I_e(V)$ の変化量に対して小さくなる．そのため，それぞれのプローブへ流入する

イオン電流 $I_i(V)$ はほぼ一定であると考えると,

$$I_i(V_1) \cong I_i(V_2) \cong I_i(V_3) \cong I_i \quad (64)$$

と表すことができる. 式(57), (58), (61), (62), (63)を連立させると次式が得られる.

$$\frac{1}{2} = \frac{1 - \exp(-eV_{d2}/k_B T_e)}{1 - \exp(-eV_{d3}/k_B T_e)} \quad (65)$$

ここで, $V_{d3} \gg V_{d2}$ となるように定電圧 V_{d3} を設定することで式(65)は次のように書き換えることができる.

$$\exp(-eV_{d2}/k_B T_e) = \frac{1}{2} \quad (66)$$

上式から, 測定量である V_{d2} と電子温度 T_e との関係式が得られる.

$$T_e = \frac{1}{\ln 2} \frac{eV_{d2}}{k_B} \quad (67)$$

ここで, T_e の単位は K である. 一般的にプラズマの電子温度 T_e には eV の単位が用いられる. K から eV への単位換算は k_B/e を乗じることによって行われるため, V_{d2} の単位を V とすると,

$$T_e = \frac{V_{d2}}{\ln 2} = 1.443 \cdot V_{d2} \text{ [eV]} \quad (68)$$

が得られる．また，低気圧下のプラズマの場合，プローブに流入する電流 I [μA] と電子温度 T_e [eV]，イオンの原子量または分子量 M を用いて，おおよその電子密度 n_e [cm^{-3}] を次式より求めることが可能である．

$$n_e = \frac{1.05 \times 10^9 \cdot M^{\frac{1}{2}} \cdot I}{T_e^{\frac{1}{2}} \cdot S_p \cdot \left\{ \exp\left(\frac{V_{d2}}{T_e}\right) - 1 \right\}} \quad (69)$$

3.2 ホローカソードプラズマを電子供給源に利用した電子ビーム源

本節では，設計開発を行ったホローカソードプラズマを電子供給源に利用した電子ビーム源について，まずその概要について記述する．電子ビーム源の概略図を Fig. 16 に示す．真空容器との接続部には ICF70 を利用しており，電子ビーム源の最大径は ICF70 のポートへ挿入可能となるよう 36 mm とした．ホローカソード端面とアノードであるグリッド電極との距離は 5 mm であり，これらの電極で放電を形成しホローカソードプラズマを生成する．この生成したホローカソードプラズマが本電子ビーム源における電子供給源であり，この領域がプラズマ生成部である．電子の引き出し面であるグリッド電極から 12 mm 離れた位置に加速電極が設置されており，この電極に正の電圧を印加してホローカソードプラズマ中の電子の引き出しを行う．加速電極から 23 mm 離れた位置にはファラデーカップが設置されており，形成された電子ビームの捕捉を行う．グリッド電極からファラデーカップまでの領域が電子加速部である．実際に電子ビ

ーム源として利用する際には、ファラデーカップを外して電子ビームを形成し対象物への照射を行う。

その他、構成している各部品について、以降に詳しく記述する。

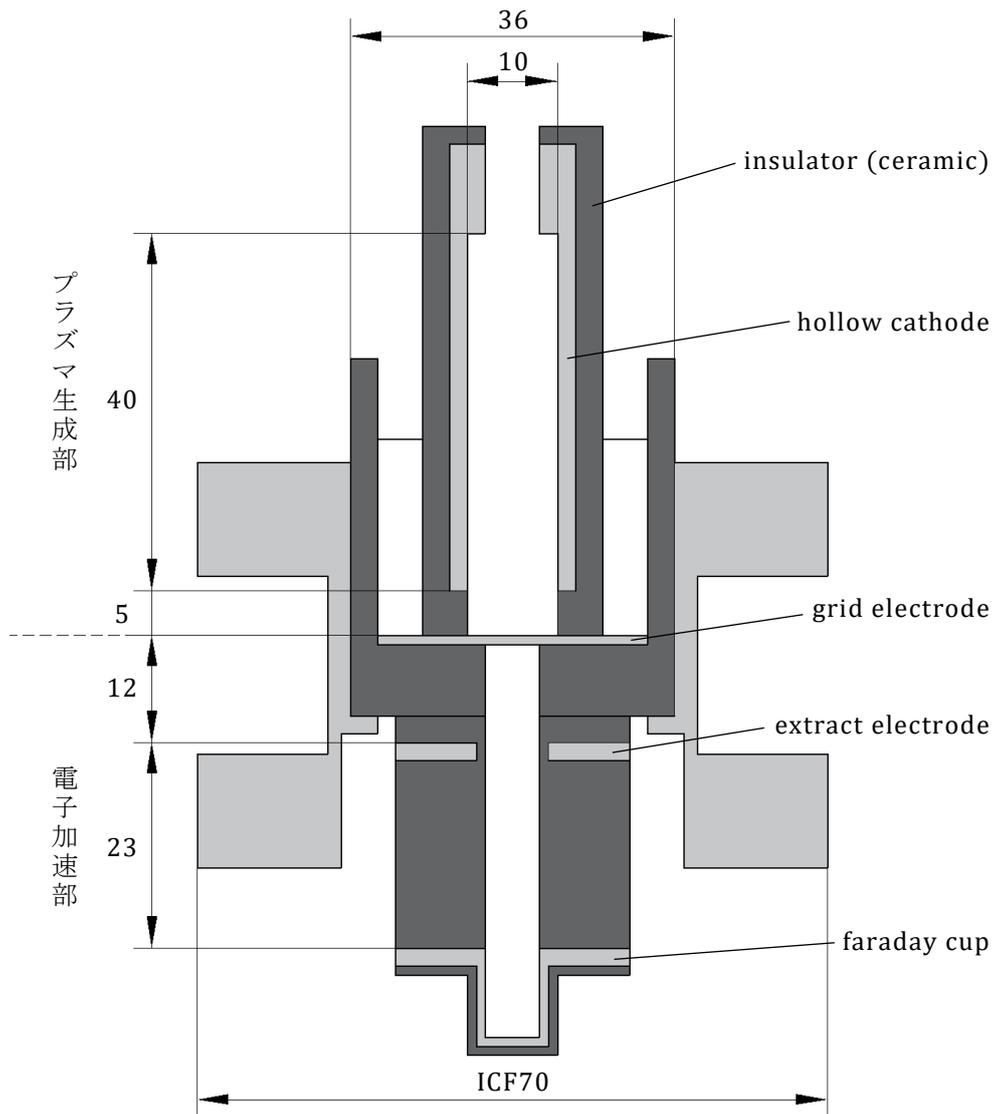


Fig. 16 ホローカソードプラズマを電子供給源に利用した電子ビーム源

3.2.1 ホローカソード

ホローカソードの実物の写真を Fig 17 に示す。ホローカソードの内径は 10 mm，長さは 40 mm である。ホローカソード内へ放電用の気体を流入させるためのホローカソード内径よりも細い流路が存在し，この流路の内径は 6 mm，長さは 10 mm である。

本装置ではアノードであるグリッド電極と放電を形成することによってホローカソードの内側にホローカソードプラズマを生成する。そのため，装置内で最も高温になることが予想される。これを考慮してホローカソードの材質には，融点が高く，熱膨張によって装置が破損しないように，熱膨張率が小さいモリブデンを使用した。

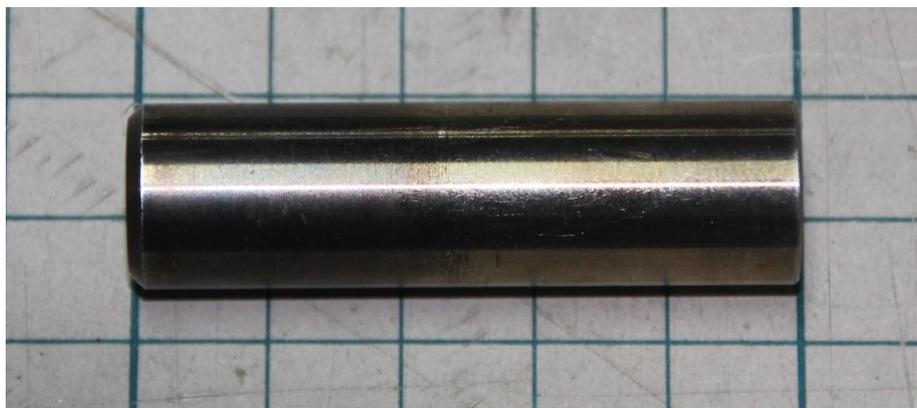


Fig. 17 ホローカソード

3.2.2 グリッド電極

本電子ビーム源において，電子供給源と電子加速部の境界になっている電極であり，ホローカソードと放電をするアノードとして利用する電極である。グリッド電極はステンレス製の部品で固定されており，厚さ 10 mm までの平板電極であれば，今回用意した形状以外の電極にも換装可能な設計になっている。本電

電子ビーム源では、ホローカソードプラズマ中の電子を電子加速部へ供給しつつ、圧力差を発生できるようにするため、様々な形状のグリッド電極を用意した。本研究においてグリッド電極として試した電極はメッシュ電極、単孔オリフィス電極、多孔オリフィス電極である。以降、これらの電極について記述する。

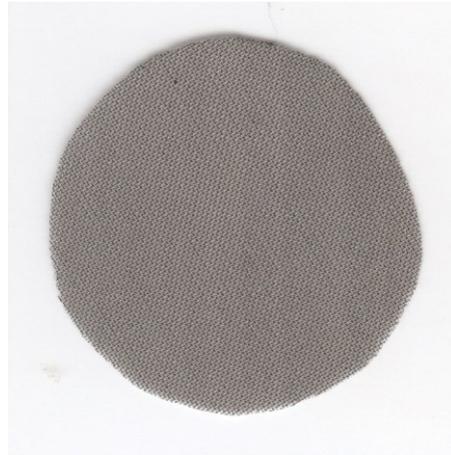
メッシュ電極の実物の写真を Fig. 18 (a) に示す。メッシュ電極の材質は、安価で入手が容易、そして磁化しないステンレスである。メッシュの線形は 0.1 mm、メッシュの面積に対する隙間の面積の比である空間率は 36.76 % である。

単孔オリフィス電極の実物の写真を Fig 18 (b) に示す。電極の材質は加工性の良いアルミニウム、厚さは 5 mm、オリフィスの孔径は 0.3 mm である。

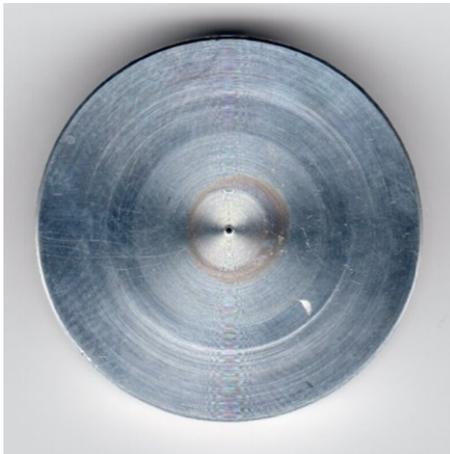
多孔オリフィス電極の実物の写真を Fig 18 (c) に示す。電極の材質は加工性の良いアルミニウム、厚さは 1 mm、オリフィスの孔径は 0.5 mm、孔数は 9 個である。

3.2.3 加速電極

グリッド電極から 12 mm 離れた位置に設置している、プラズマ中の電子を引き出し、加速を行うための電極である。加速電極の材質は安価で加工がしやすく、磁化しないステンレスを使用した。また、加速電極とアノードで直接放電を形成しないように加速電極は絶縁物で覆われており、電子ビームを形成する領域に露出はしておらず、電子を捕捉しない設計になっている。



(a)



(b)



(c)

Fig. 18 各種グリッド電極

(a:メッシュ, b:単孔オリフィス, c:多孔オリフィス)

3.2.4 ファラデーカップ

電子ビームの捕捉を行う際に通常の平板電極を使用すると、高速の電子が平板電極に衝突をした際に電極から二次電子が放出されてしまい、電子ビーム電流の計測を正確に行うことが出来ない。そこで、ファラデーカップと呼ばれるカップ状の電極を用いて電子ビームの捕捉、計測を行うことで、放出された二次電子も含めて電子を捕捉できるようになり、より正確な電子ビーム電流の計測を行うことが可能となる。本研究で使用したファラデーカップの材質は安価で加工がしやすく、磁化しないステンレスである。ファラデーカップの内径は 6 mm、深さは 10 mm である。

3.2.5 絶縁物

ホローカソードが真空容器や想定していない放電経路でアノードと放電を形成しないようにするため、また、アノードと加速電極が直接放電しないようにするために、各所に絶縁物が設置されている。絶縁物の材質には、高温になると考えられるホローカソード周辺部はテフロンよりも耐熱性が高く、セラミックスの中でも加工性の良いホトベールを、それ以外の箇所は加工性が良好で、安価で製造可能なテフロンを使用している。

3.3 実験内容および手順

本章ではまず，電子供給源となるホローカソードプラズマに対するプラズマ診断として，ホローカソードプラズマのパラメータ測定を行った．次に，本研究で設計開発を行った電子ビーム源での電子の引き出し実験を行った．これらの実験は前節で記述をした電子ビーム源を Fig. 19 のような回路に接続して行われる．

プラズマを生成する場合には，プラズマ生成用の直流電源を電圧制御状態で利用し，ホローカソードとグリッド電極間に定常的に電圧 V_d を印加する．ここで， V_d は電極間電圧であり，直流電源の設定電圧から，回路に挿入された抵抗での電圧降下を差し引いた電圧である．このときに回路に流れた電流が放電電流 I_d である．

電子の引き出しを行う場合には，プラズマを生成した状態で電子引き出し用の直流電源を電圧制御状態で利用し，徐々に定常的に加速電極とファラデーカップに印加している電圧 V_{ex} を上げていく．ここで， V_{ex} は加速電圧であり，直流電源の設定電圧から，回路に挿入された抵抗での電圧降下を差し引いた電圧である．このときに回路に流れた電流が電子ビーム電流 I_b である．

細かな実験の内容や手順について，それぞれ項に分けて記述する．

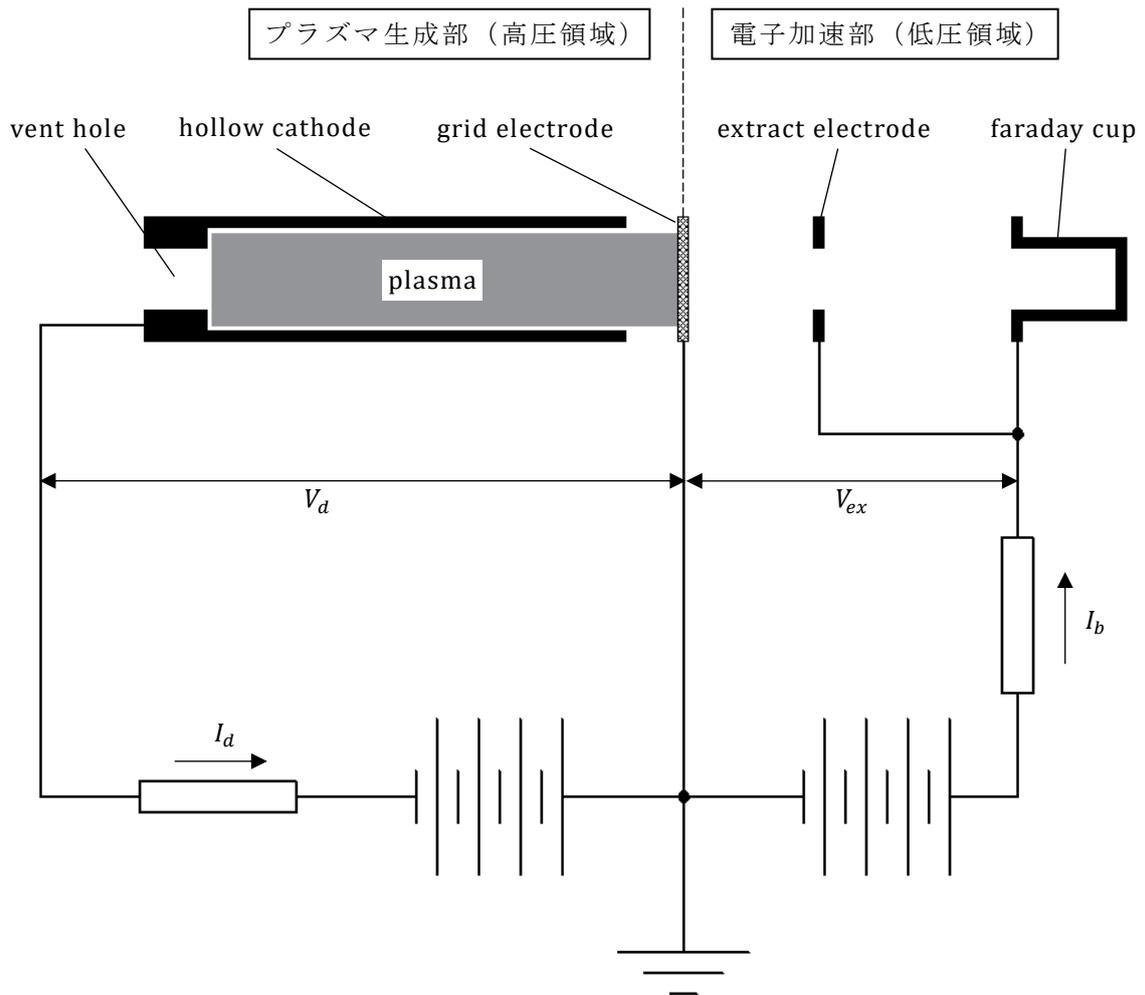


Fig. 19 ホローカソードプラズマを電子供給源に利用した電子ビーム源の回路図

3.3.1 ホローカソードプラズマのパラメータ測定[49]

本実験では、電子ビーム源の電子供給源であるホローカソードプラズマの中心軸におけるパラメータの分布の測定を行う。本実験ではグリッド電極にメッシュを利用し、加速電極とファラデーカップは取り外された状態で行われる。

Fig. 20 にプラズマパラメータの分布の測定を行った中心軸と測定範囲を示す。

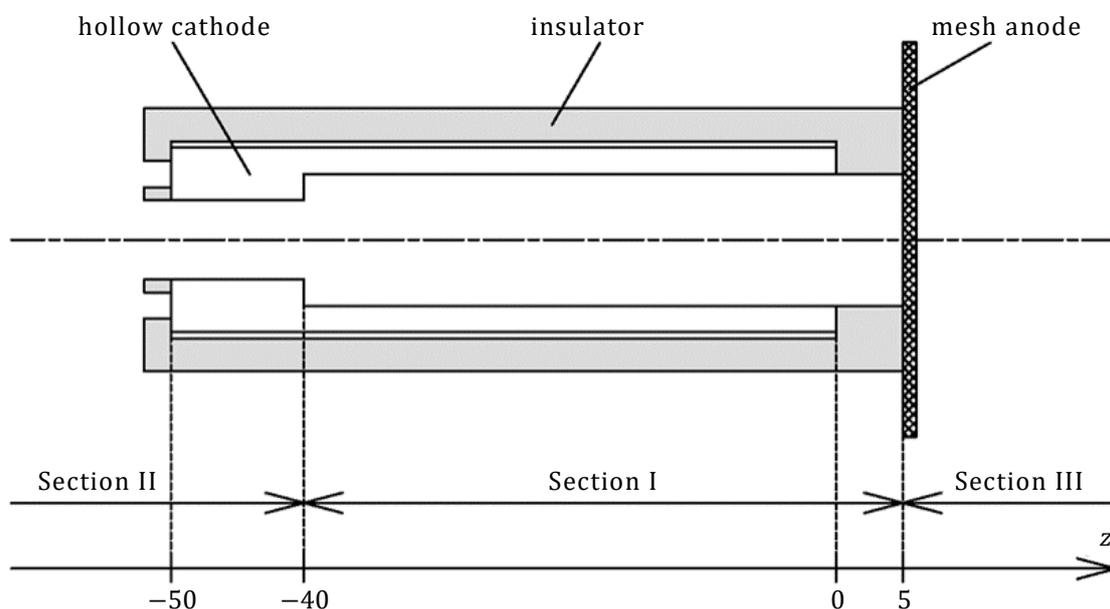


Fig. 20 プラズマパラメータ測定範囲

z 方向のそれぞれの領域を以下のように分類する。内径は 10 mm、長さは 40 mm である (Section I)。アノードの反対側のホローカソードの端部には、内径 6 mm、長さ 10 mm の狭い空間が設けられている (Section II)。ホローカソードとアノードの間にはセラミックス製の絶縁体が挿入されている。

プラズマパラメータの測定にはトリプルプローブを使用した。プローブは先端を除くすべての部分が直径 4 mm のセラミックスで覆われている。プローブはタングステン製で、先端の直径は 0.8 mm、長さは 2 mm、プローブ間距離は

1.4 mm である。プローブは直線導入機へ接続されており，真空容器内で一方方向に動かすことが可能になっている。

Section I, Section II の測定と，Section III の測定では装置のセットアップが異なり，Section I, Section II の測定は Fig. 21, Section III の測定は Fig. 22 のように，加速電極とファラデーカップを取り外した電子ビーム源を真空容器へ接続して行われる。装置のセットアップは異なるが，実験の手順は同一であるため以降にその手順を示す。

Fig. 16 の状態から加速電極とファラデーカップは取り外された電子ビーム源を真空容器へ接続し，放電を形成するための気体である空気の真空容器内への流量を制御するバルブである Valve4 のみを閉じた状態で，真空ポンプを利用して真空容器内の真空排気を行う。排気完了後，プラズマ生成部と電子加速部を繋いでいる管を，これらの領域と隔離をするために Valve2 と Valve3 を閉じる。その後，Valve1 と Valve4 の開き量を制御し，空気の流出量と排気量を調整することで，プラズマ生成部の圧力を 250 Pa に固定する。圧力固定後に，ホローカソードとメッシュアノードに電圧を定常的に印加することで放電を形成，ホローカソードプラズマを生成する。その後，生成したプラズマヘトリプルプローブを挿入し，プラズマパラメータの測定を行う。Section I, Section II は Fig. 21 のようにホローカソード側から，Section III は Fig. 22 のようにメッシュ側からプローブを挿入し測定を行った。測定はホローカソード中心軸上（図中鎖線）に沿って行い，プローブを 1 mm 間隔で動かして行った。測定時間は各点 200 ms，サンプリングタイムは 5 μ s である。

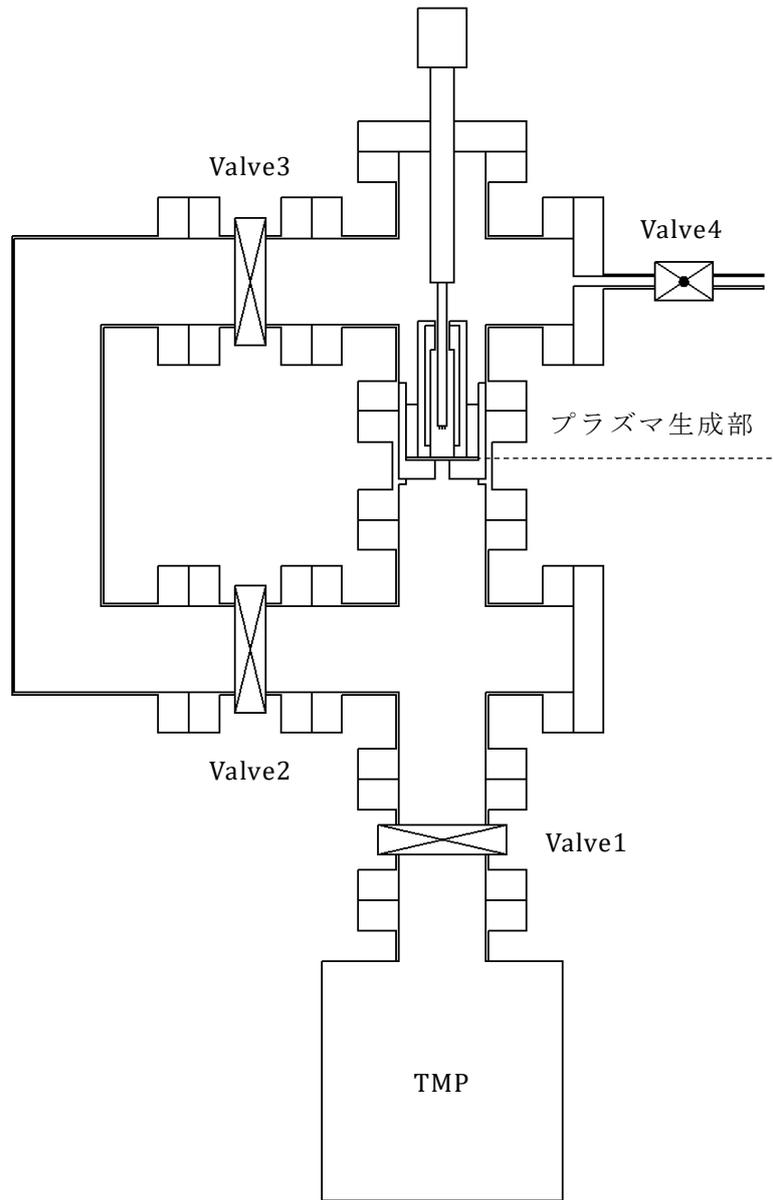


Fig. 21 プローブ測定実験装置概略図 (ホローカソード側)

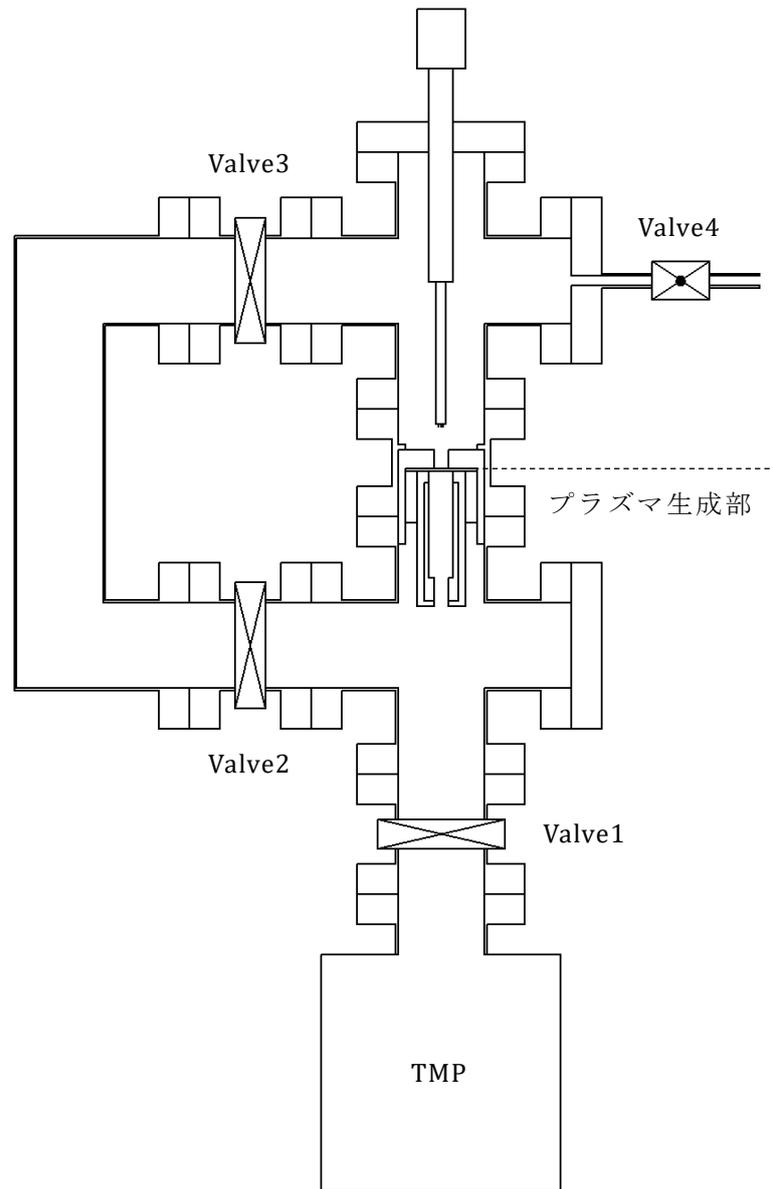


Fig. 22 プローブ測定実験装置概略図（メッシュ側）

3.3.2 ホローカソードプラズマからの電子の引き出し実験

本実験では、電子供給源であるホローカソードプラズマから発生した電子の引き出しを行う。本実験では Fig. 23 のように電子ビーム源を真空容器へ接続して行われる。

以下に実験の手順を示す。Fig. 16 で示した電子ビーム源を真空容器へ接続し、放電を形成するための気体である空気の真空容器内への流量を制御するバルブである Valve4 のみを閉じた状態で、真空ポンプを利用して真空容器内の真空排気を行う。排気完了後、プラズマ生成部と電子加速部を繋いでいる管を、これらの領域と隔離をするために Valve2 と Valve3 を閉じる。その後、Valve1 と Valve4 の開き量を制御し、空気の流出量と排気量を調整することで、プラズマ生成部の圧力を固定する。

圧力固定後に、ホローカソードとグリッド間に電圧を定常的に印加することで放電を形成、ホローカソードプラズマを生成する。このときの放電電圧 V_d , 放電電流 I_d , プラズマ生成部の圧力である高圧領域の圧力 p_{high} , および、電子加速部の圧力である低圧領域の圧力 p_{low} を記録する。放電電流 I_d は直流電源から、放電電圧 V_d は直流電源の設定電圧から抵抗での電圧降下分を引くことによって算出され、各圧力は真空計の表示器に表示されたものを記録する。

その後、直流電源を電圧制御状態で利用し、徐々に定常的に加速電極とファラデーカップに印加している電圧を徐々に上げていき、プラズマから発生した電子の引き出し、ファラデーカップで電子の捕捉を行う。このときの加速電圧 V_{ex} と電子ビーム電流 I_b を記録する。ビーム電流 I_b は直流電源から、加速電圧 V_{ex} は直流電源の設定電圧から抵抗での電圧降下分を引くことによって算出される。

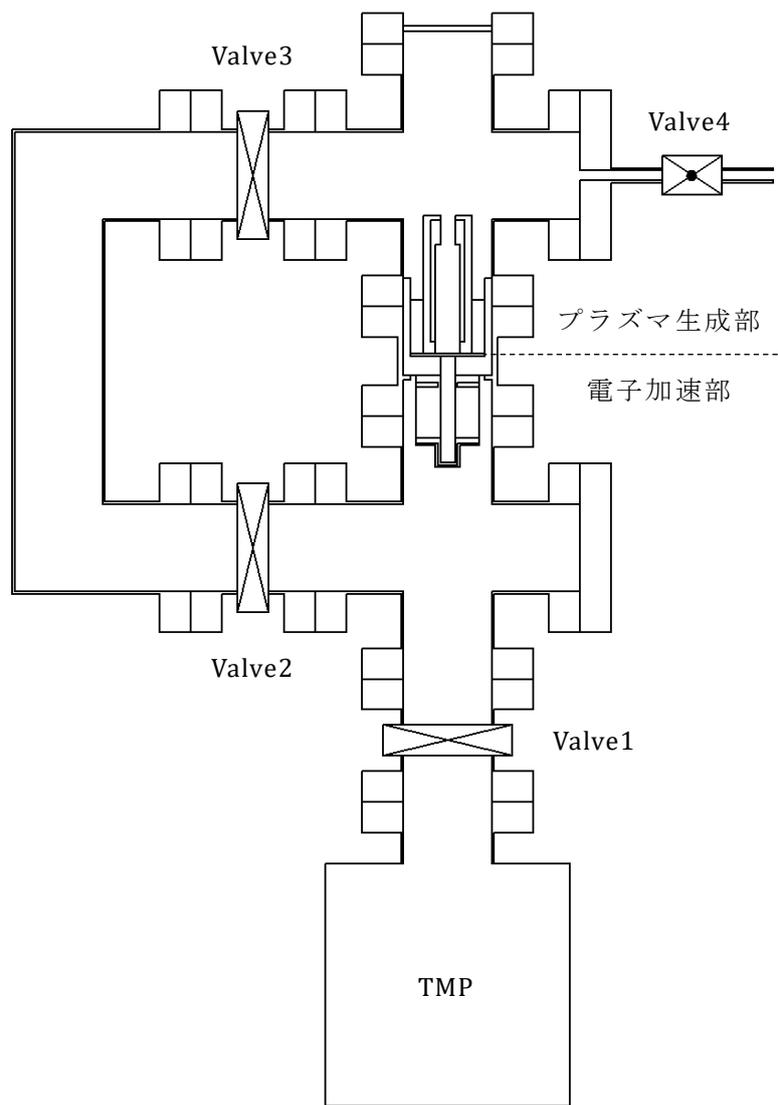


Fig. 23 ホローカソードプラズマからの電子引き出し装置概略図

3.4 実験結果および考察

3.4.1 ホローカソードプラズマのパラメータ測定結果[49]

ホローカソード内のプラズマ，およびその周辺におけるプラズマの電子温度と電子密度の軸方向の分布を Fig. 24, Fig. 25 に示す．横軸はホローカソードの軸方向となる z 方向の測定位置を示し，各測定箇所における計測値は標準偏差のエラーバーを含めて示す．

最初に，Section I について考える．ホローカソードの内側の相当するこの区間では，電子温度と電子密度の測定結果から，区間全体に電子温度は約 4 eV，電子密度は約 10^{17} m^{-3} のプラズマが存在していることが確認された．アノードに近づくにつれて標準偏差は大きくなる傾向があり，電子温度は上昇，電子密度は減少していることが確認された．電子密度は $z = -10 \text{ mm}$ 付近でピークをとっていることも確認された．この現象は陰極グローやファラデー暗部で見られるものであるため，このピーク周辺に負グローやファラデー暗部が存在していると考えられる．電子密度はこのピークから直線的に減少しており，平行平板を用いた一般的な放電で観測される陽光柱のような軸方向の位置に対して電子密度が変化しない領域は，本実験におけるホローカソードの電極配置では観測されなかった．本実験では陽光柱が形成されていないことから，メッシュアノード側から電子を引き出す場合，プラズマの中でも電子が大量に存在する負グローやファラデー暗部から直接電子を引き出し，電子加速部に供給することができると考えられる．

次に，Section II について考える．この実験で使用したホローカソードには，Fig. 19 に示すように，アノードと反対側に放電を形成するための気体の通り道となる孔が開いている．そのため，この孔からプラズマの流出が観測された． -40 mm

から -50 mm の区間では、電子密度が急激に低下し、電子温度は徐々に上昇した。また、ホローカソードの外部となる $z = -50\text{ mm}$ より外側となる区間にも低密度のプラズマが存在することがわかった。これはプラズマが高温流体であることからホローカソード内部の圧力が上昇し外部圧力よりも高くなった結果、プラズマが外部へ流出したと考えられる。

最後に、Section IIIについて考える。Section IIIはメッシュアノードの外側となる区間である。アノード近傍領域では電子温度が高いこと、および、電子密度は小さいが標準偏差がほぼ存在しないことから、密度の低いプラズマが存在していると考えられる。 $z = 15\text{ mm}$ で電子温度はほぼ0になっているため、これより外側にはプラズマは存在していないと考えられる。

Section II ($z < -50\text{mm}$)とSection IIIの比較を行う。Section IIとSection IIIはどちらもホローカソードの外部であるが、Section IIIはSection IIと比較すると、電子温度の変化は急激であり、電子密度もかなり小さなものとなった。これはメッシュアノードが接地されていることに起因していると考えられる。Section IIではプラズマはホローカソード内側から外部へそのまま流出する。一方で、Section IIIではプラズマはメッシュアノードを通過してからホローカソード外部へ流出することになる。メッシュアノードは接地されているため、プラズマが通過する際に電子のいくつかがアノードと接触し、放電用の回路へ流れてしまったことが原因であると考えられる。

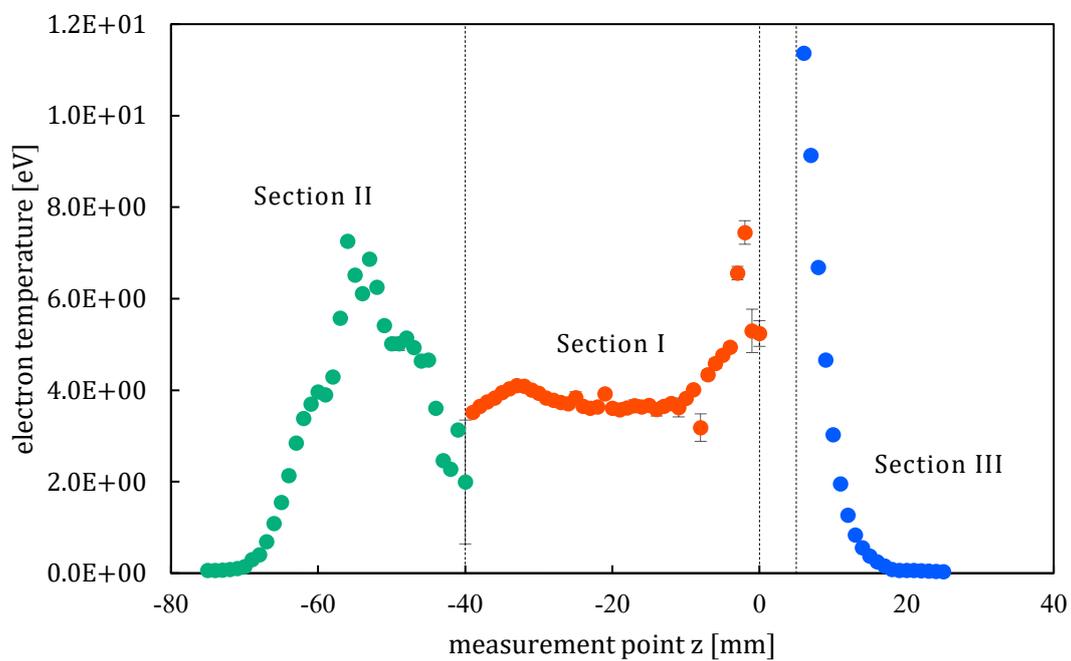


Fig. 24 ホローカソードプラズマの電子温度の軸方向分布

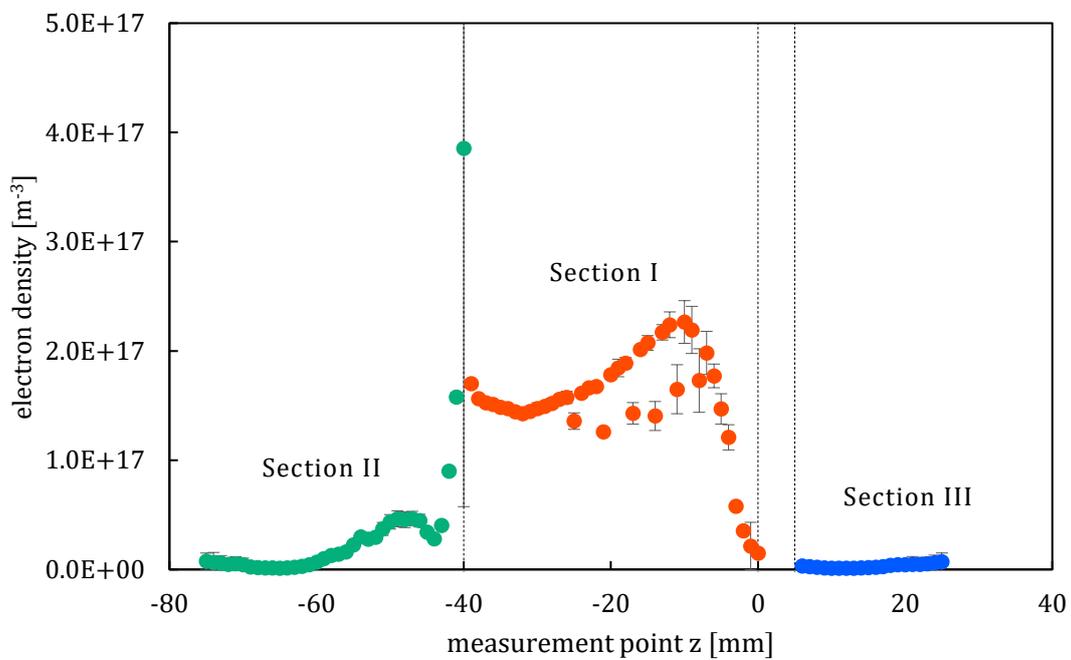


Fig. 25 ホローカソードプラズマの電子密度の軸方向分布

また、メッシュアノードが接地されているため、Section III には空間に電極による電界が全く存在しない。そのため、メッシュアノードを通過した電子が気体分子を電離するためのエネルギーを得られないことも原因として考えられる。

次に、プラズマ生成部の圧力の変化に対するプラズマパラメータの変化を、プローブの先端の長さを 5 mm に変更したトリプルプローブを利用して測定した結果を Fig. 26, Fig. 27 に示す。測定位置は Fig. 20 における $z = -5$ mm で行われた。

結果を確認すると、今回行われた実験では空間的な分布を測定した実験のときよりも標準誤差が大きくなってしまった。原因としては、空間的な分布を計測したときとは異なり、圧力を変化させるためにピエゾバルブを用いて手動で微調整しながら測定を行った結果、制御対象である圧力やプラズマの状態が不安定になってしまったためであると考えられる。

電子温度の振る舞いを見ると、圧力が 50 Pa のときに電子温度は最大値 13.3 eV となり、それ以外の圧力では約 5 eV 程度となった。最大値について考える。電子温度が最大値となった圧力である 50 Pa は、本装置においてプラズマを形成できる最低の圧力である。そのため、これよりも高い圧力で放電を形成した場合よりも電子と気体分子との衝突が少なくなり、プラズマ中に存在する電子の速度分布が広がったためであると考えられる。次に、放電開始する圧力付近ではない 50 Pa 以外の結果について考える。結果は、圧力に対してプラズマ中の電子温度は大きく変化せず、ほぼ一定となった。そのため、圧力が不安定であった今回の実験でも、プラズマパラメータの軸方向分布を測定した実験で測定された結果とほぼ同じ値となったと考えられる。

電子密度に関しては、圧力の増加に対して増加する傾向となり、50 Pa のときは約 $1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、250 Pa のときは約 $3 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ であった。

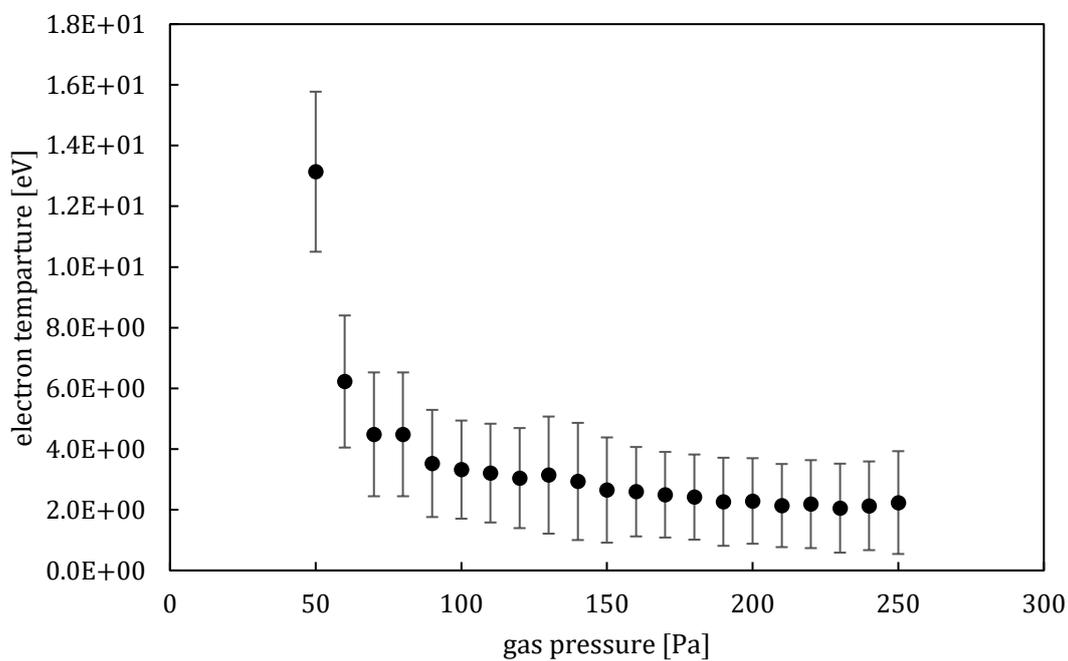


Fig. 26 ホローカソードプラズマの電子温度の気圧依存性

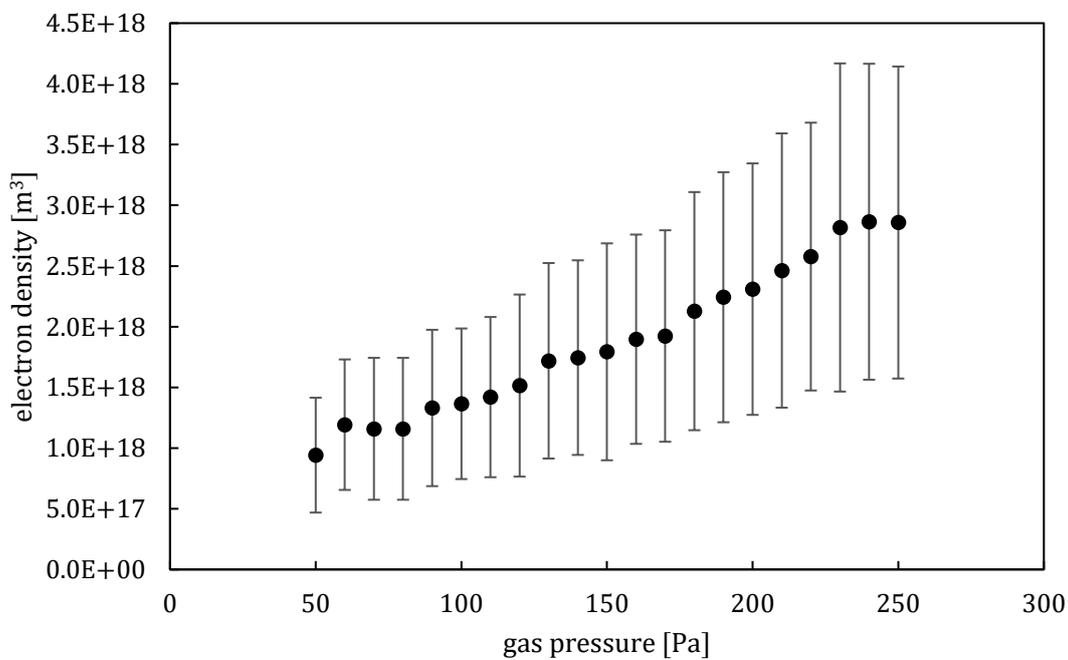


Fig. 27 ホローカソードプラズマの電子密度の気圧依存性

オーダーとしては 10^{18} m^{-3} であり，これは，パラメータの軸方向分布を測定した実験の結果よりも一桁大きな値となっている．今回のこのような結果になったと考えられる原因は，電子密度の算出には電子温度を利用するため，電子温度の測定データの誤差が影響した可能性が存在する．また，今回のように手動で圧力を変化させる実験では圧力が時間的に安定せず，プラズマパラメータの軸方向分布を測定した実験での結果との間に差が生じてしまったのではないかと考えられる．

3.4.2 ホローカソードプラズマからの電子の引き出し実験結果

最初に，グリッド電極にメッシュを利用して行われた実験についてから記述をしていく．ホローカソードプラズマから電子ビームを引き出す前に行ったホローカソードとメッシュアノード間で形成する放電の放電特性を調べる実験を行った．その結果を Fig. 28 に示す．横軸は放電電流であり単位は mA，また，縦軸は放電電圧であり，単位は V である．測定はプラズマ生成部の圧力を固定した状態で，放電電流を 5 mA から 50 mA まで変化させた際の放電電圧を測定した．また，圧力は 50 Pa から 250 Pa まで 50 Pa 刻みで変化させ，それぞれの気圧で同様の測定を行った．結果を確認すると，放電電流の変化，および，圧力の変化に関わらず，放電電圧 V_d は約 400 V 程度であった．

ここで，電子ビーム源の電子供給源としての耐久性を評価するために，本実験で形成された放電の形態について考える．熱エネルギーによる気体の熱電離，および，熱陰極からの熱電子放出による放電の維持が主体であるアーク放電を形成していた場合，2.2.2 項で記述したように放電電流 I_d は 10 A 以上，放電電圧は 10 V 以下になる．

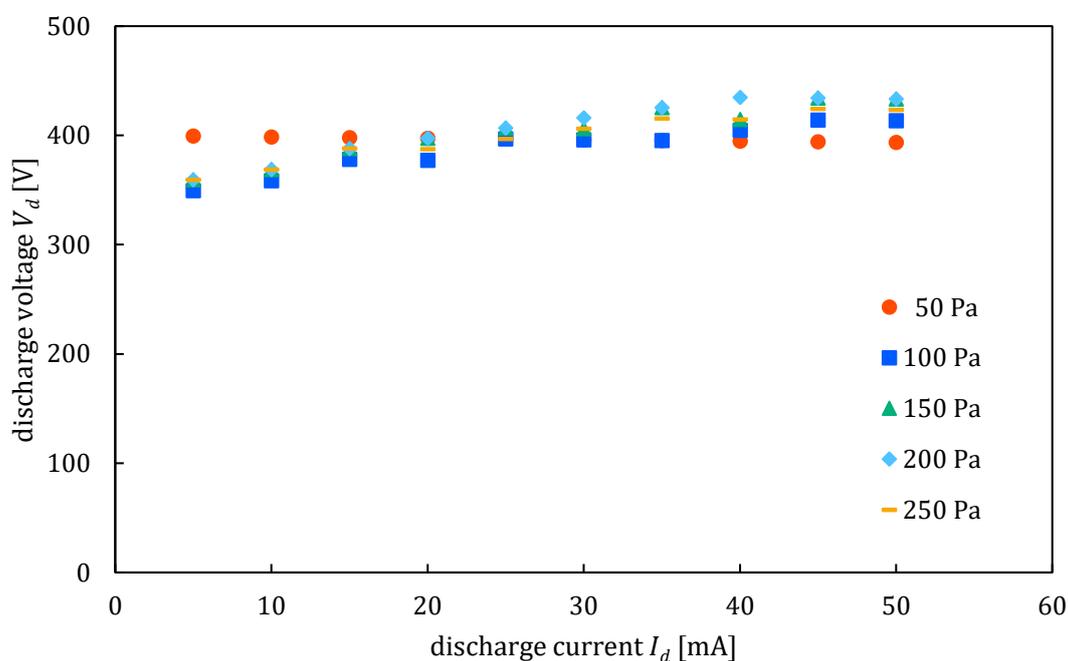


Fig. 28 ホローカソードプラズマの放電特性

一方で、電子と気体分子の衝突によって引き起こされる電離である α 作用と、正イオンの衝突による二次電子の生成である γ 作用による放電の維持が主体であるグロー放電を形成していた場合、2.2.2 項で記述したように放電電流 I_d は 1 A 以下、放電電圧は 100 V オーダーになる。今回の結果では、容器内圧力がどの条件の場合でも、放電電流 I_d は 50 mA 以下、放電電圧 V_d は 400 V であった。そのため、本実験で形成された放電の形態は、アーク放電ではなく、グロー放電であると推定できる。また、電極の表面状態を目視による観察を行ったが損耗は確認されなかった。グロー放電を形成しているときの電極の温度は低いことと、目視による観察結果を合わせて、電極素材の蒸発による損耗はほぼ発生していないと考えられる。

次に、ホローカソードプラズマから電子ビームを形成した実験の結果について

て述べる. Fig. 29 に電子ビーム引き出し電圧 V_{ex} と電子ビーム電流 I_b の関係を示す. また, 2.1.2 項中の式(33)で示された Child-Langmuir の式から算出される, 空間電荷効果が働いている領域での最大電子ビーム電流である空間電荷制限電流 I_{lim} を図中に点線で示す. ここで, 空間電荷制限電流 I_{lim} を算出するときに必要なビーム断面積 S_b は, 本装置で形成可能と考えられる電子ビームの中で, 最大径となる直径 6 mm の円の面積である 9π [mm²] を使用した. 電子ビームの形成実験はプラズマ生成部圧力を 50 Pa に固定した状態で, 加速電圧 V_{ex} を変化させた際の電子ビーム電流 I_b を測定した. また, 放電電流 I_d と放電電圧 V_d の積から算出されるプラズマへの投入電力を変化させ, 同様の実験を行った.

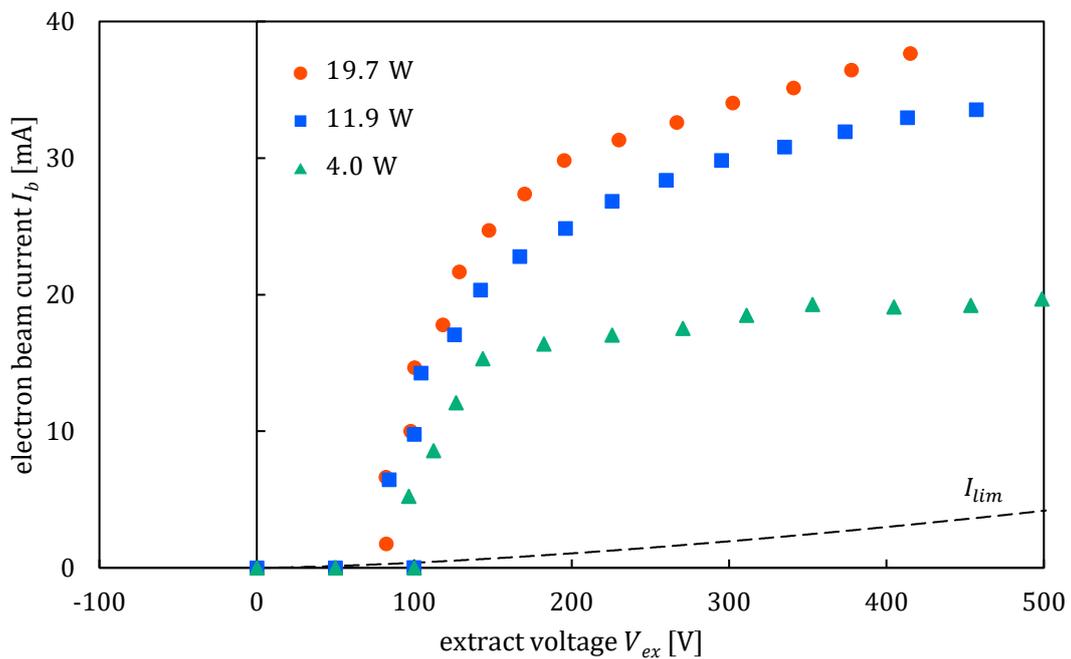


Fig. 29 ホローカソードプラズマからの電子ビーム形成結果

まず、メッシュアノードによる圧力差の発生の結果についてから報告を行う。電子ビームの形成実験はプラズマ生成部の圧力である高圧領域の圧力 p_{high} が 50 Pa であったのに対して、電子加速部の圧力である低圧領域の圧力 p_{low} は不安定であり 40~50 Pa 程度であった。そのため、今回の実験で利用したメッシュアノードでは、これらの間に大きな圧力差を発生させることはできず、本研究の目標であった中真空での運転を行うことはできなかった。

次に、電子の引き出し結果を確認する。電子ビーム電流はプラズマへの投入電力を変化させた場合でも、2.1.2 項で記述したような、加速電極 V_{ex} に対して電子ビーム電流 I_b が急激に上昇する空間電荷制限領域と、電子ビーム電流 I_b が一定以上になると電流値が飽和する領域が観測された。そのため、本実験ではローカソードプラズマからの電子ビームの形成に成功したことを確認した。また、プラズマへの投入電力を上げることで、飽和する電子ビーム電流値が増加することが確認できる。これは、プラズマへの投入電力を上げることにより、電子の生成能力が向上したことが原因であると考えられる。この結果から、本電子ビーム源の電子供給源がプラズマになっていることを確認することができた。

ここで、図中点線の Child-Langmuir の式から算出される空間電荷制限電流 I_{lim} について考える。空間電荷制限電流 I_{lim} は空間電荷制限領域で流すことのできる最大電子ビーム電流である。今回の結果では、この空間電荷制限電流 I_{lim} よりも一桁程度大きい電子ビーム電流が観測された。

ここで、2.1.1 項で記述した平均自由行程について考えると、今回の実験のように電子加速部の圧力が 50 Pa の場合では、平均自由行程 λ_e は 0.749 mm である。アノードであるメッシュ近傍領域には Fig. 24 からエネルギーの高い電子が存在していることが確認できているため、この領域ではプラズマから放出された電子が初期的に持っているエネルギーで気体分子は電離をしていると考えら

れる．また，電子の持つエネルギーが低いとき，気体分子との衝突は電離を伴わない弾性衝突となる．この場合には，電子の持つエネルギーは失われず，電子は電界から気体分子を電離させるために必要なエネルギーに到達するまでエネルギーを受け取り続ける．電界の大きさが十分に大きい場合には，電子は気体分子を電離させることができる．加速電圧を印加しても電流が観測されなかった領域は，この電界の大きさが小さかったため，気体分子を電子加速部の全領域で電離させることができていなかった状態であると考えられる．これは，各領域の圧力を固定して行った本実験では，電子ビーム電流が流れ始める電圧に大きな差が生じなかったことから，この状態が電子加速部に存在している気体分子の電離に関係しているものであると考えられる．

本電子ビーム源の電子供給源から電子捕捉部であるファラデーカップの距離は 35 mm であるため，電子ビームを構成している電子は，ファラデーカップで捕捉されるまでの間に，電子ビーム形成領域に存在している気体分子と衝突をし，気体分子を電離させていると考えられる．また，気体分子が電子ビームに電離させられたときに発生した電子も，ファラデーカップによって捕捉されている可能性が存在するため，電子ビーム電流も大きく測定されていることが予想される．

このように，気体分子を電離させながら電子ビームを形成している状態はブルームモードと呼ばれ，電気推進器に搭載されている電子ビーム源はこの状態で運用されている [50]．このブルームモードの電子ビーム源としての特徴は二つ存在する．一つ目の特徴は，空間電荷効果の影響を受けずに電子ビームの形成をすることが可能となる点である．低真空下で電子ビームを形成した場合，電子加速部に存在する残留気体は電離されプラズマ状態になる．このプラズマの存在によって，電子加速部に存在する電子が持つ負の電位による空間電位の降下が

打ち消され、空間電荷効果が働かない状態になる。この状態では、空間電荷制限電流を超えた電子ビーム電流を流すことができるため、低加速電圧でも大電流の電子ビームを形成することができ、エネルギー的に効率良く電子ビームを形成することができる。二つ目の特徴は、ブルームモード状態では電子ビームの発散を抑制することが可能となる点である。固体の電子供給源から電子ビームを形成した場合、半径方向の空間電位の勾配によって電子は半径方向に広がるような力を受け、磁場による収束を行わなければビームは発散してしまう。2.1.3項で記述したように、プラズマの存在はこの半径方向の空間電位の降下を打ち消すため、ブルームモード状態では電子ビームの発散は抑制される。

今回の結果から、ホローカソードとグリッド電極にメッシュを利用した電子ビーム電では、圧力差を発生させることが困難であり、応用先が限定されてしまうことが分かった。

メッシュでは圧力差の発生が不十分であったため、グリッド電極を別の形状にしたもので圧力差の発生を測定する実験を行った。使用したグリッド電極は3.2.2項に記述した単孔オリフィス電極、多孔オリフィス電極である。それぞれの電極で行われた実験の結果について、以降に記述していく。

単孔オリフィス電極を使用した場合には、プラズマ生成部である高圧領域の圧力と電子加速部である低圧領域の圧力と各領域の圧力比の関係は Fig. 30 のようになった。結果は、プラズマ生成部の圧力が上がるにつれ、電子加速部の圧力も上昇するものとなった。しかしながら、今回測定を行った圧力範囲では、加速電極に電圧を印加しても電流は流れず、電子ビームの形成を確認することはできなかった。この原因としては、グリッド電極である単孔オリフィス電極は、接地されているアノードとして利用されているため、電子のほとんどがオリフィスの孔を通過するときに収集されてしまったのではないかと考えている。

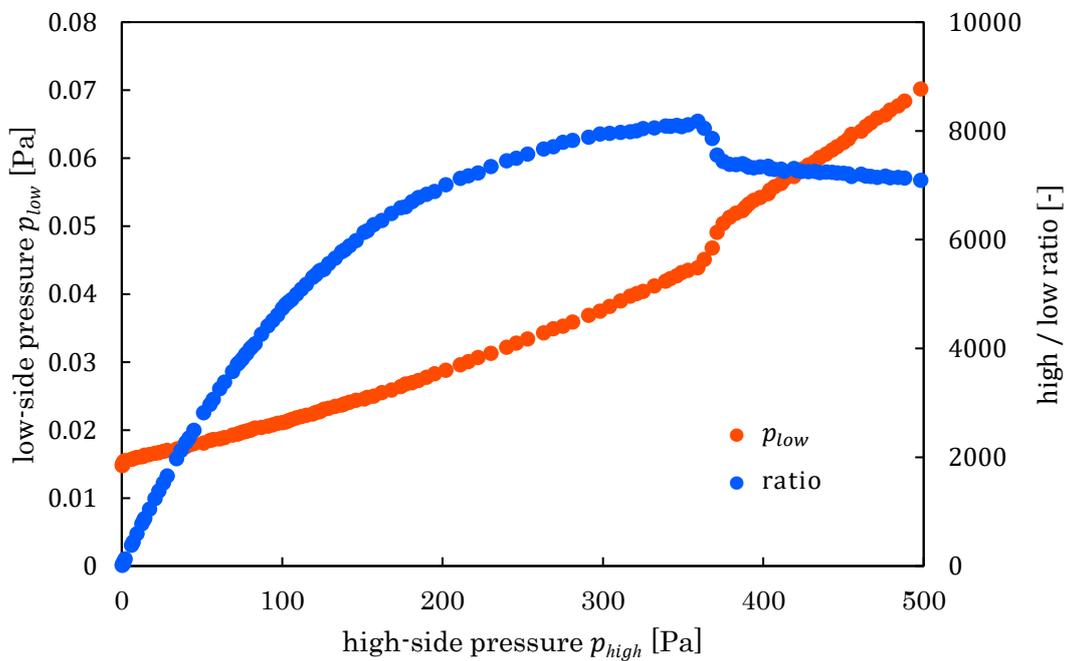


Fig. 30 単孔オリフィスで発生した圧力差と圧力比

多孔オリフィス電極の場合には、プラズマ生成部の圧力が 100 Pa ときの電子加速部の圧力は 100 Pa であったため、圧力差を発生させることはできなかった。電子ビームの形成はできたが、メッシュを利用した場合と同様に、気体分子を電離させながら電子ビーム電流が流れるプルームモードとなってしまった。

メッシュの他にもこれらのグリッド電極で圧力差の発生と電子ビームの形成を目指したが、今回試みた方式では電子の引き出しと圧力差の発生を両立させることが困難であることが確認された。

3.5 第三章のまとめ

本章では、プラズマパラメータを測定するためのプラズマ診断法についての概要について最初に記述し、その後、実際に行ったホローカソードプラズマのパラメータ測定やホローカソードプラズマからの電子ビームの形成実験について記述した。

ホローカソードプラズマのパラメータ測定は、時間的分解能が高いトリプルプローブを利用してホローカソードプラズマの診断を行った。結果、ホローカソードの円筒内側の全領域には、電子温度が約 4 eV、電子密度が 10^{17} m^{-3} オーダーのプラズマが存在していることを確認した。また、電子密度には負グローやファラデー暗部で見られるピークが存在し、そこからアノードまで急激に減少していった。このピークからアノードまでの間に陽光柱で見られる電子密度が測定位置に対して変化しない傾向が存在しなかったため、今回の生成されたホローカソードプラズマには陽光柱が存在していないことが確認された。そのため、本ホローカソードプラズマから電子ビームを形成する場合、電子密度の高い負グローやファラデー暗部から電子を供給することができると考えられる。

ホローカソードプラズマからの電子ビームの形成実験では、最初に、本装置のホローカソードで形成されたホローカソード放電の放電特性を調べた。その結果から、電極間電圧と放電電流の関係より、放電形態はグロー放電であることが確認された。また、電極の表面状態を目視による観察を行ったが損耗は確認されなかった。そのため、電極素材の蒸発による損耗はほぼ発生していないと考えられる。

ホローカソードとグリッド電極で形成したプラズマからの電子ビームの電子の引き出しを行った結果、気体分子を電離させながら電子ビームが形成される

ブルームモードでの形成となった。また、このときのプラズマ生成部の圧力は 50 Pa であったのに対して、電子加速部の圧力は不安定であり 40~50 Pa 程度であった。そのため、今回の実験でグリッド電極に利用したメッシュ電極では、大きな圧力差を発生させることはできなかった。

グリッド電極をメッシュ電極から単孔オリフィス電極、多孔オリフィス電極に変更してプラズマの生成、電子の引き出し実験を行ったが、電子の引き出しと圧力差の発生を同時に達成することはできず、今回の方式ではこれらを両立させることが困難であることが確認された。

この問題を解決するためには、電子加速部へのプラズマ生成用の気体の流出量を低減しつつ、電子を電子加速部へ供給する必要がある。気体の流出量を低減する方法として、プラズマを利用して管内の気体の流れを抑制し、真空領域と大気圧領域の圧力差を維持するプラズマウィンドウと呼ばれる技術に着目し、それを応用した電子ビーム源の開発を行った。この研究の成果を次章に記述する。

第四章 マイクロホローカソードを用いた電子ビーム源の開発

前章に記述した通り、ホローカソードプラズマを利用した電子ビーム源では、電子供給部と電子加速部の間に圧力差の発生させるために、グリッド電極にメッシュを始めとしたいくつかの電極を利用した。しかしながら、プラズマを生成しながら、電子加速部の圧力を中真空の圧力である 1 Pa 以下まで下げることができなかった。

電子加速部の圧力を 1 Pa 以下まで下げるためには、電子加速部へのプラズマ生成用の気体の流出量を、メッシュアノードを利用した場合よりも低減する必要がある。気体の流出量を低減する方法として、本研究ではプラズマを利用して管内の気体の流れを抑制し、真空領域と大気圧領域の圧力差を発生させる「プラズマウィンドウ」と呼ばれる技術に着目した。具体的には、プラズマウィンドウを通常用途ではなく、圧力差を発生させることができる気圧弁と電子を発生する電子供給源を兼ねた機能として利用する。

本章では、マイクロホローカソード放電で形成したプラズマウィンドウを電子供給源に利用した電子ビーム源の開発について記述する。まず、電子供給源として利用したプラズマウィンドウの概要について記述する。次に、設計開発を行った電子ビーム源について記述をする。続いて、行った実験の内容や手順について記述する。そして、行った実験の結果について記述、議論する。

4.1 プラズマによる圧力差発生原理

プラズマを利用して圧力差を発生させる技術にプラズマウィンドウが存在する。この技術は、真空と大気圧のインターフェースとして、1995年にブルックヘブン国立研究所の Hershcovitch によって考案され、真空領域と大気圧領域を隔てる管内をプラズマで満たすことによって圧力差を発生させるものである [51]。プラズマウィンドウは真空領域と大気圧領域の圧力差を維持しつつ、電子やイオン、X線の導入をすることが可能である [51-56]。また、気体制御用の高速動作が可能なバルブとしても利用可能である [57,58]。ただし、本研究においては、プラズマウィンドウの通常の用途である対象物を真空空間へ導入させる窓としての機能ではなく、大きな圧力差を発生させつつ、プラズマ電子供給源として利用することを目的とする。

プラズマウィンドウを隔てて真空空間と大気圧空間の圧力差を形成する原理は、理想気体の状態方程式とプラズマの粘性によるものであることが知られている [51]。それぞれの原理について以下に詳しく説明していく。

4.1.1 理想気体の状態方程式

理想気体の状態方程式は次式で与えられる。

$$p = nk_B T \quad (70)$$

ここで、 p は気体圧力、 n は気体の数密度、 k_B はボルツマン定数、 T は気体温度である。上式において、プラズマウィンドウでの圧力を p_p 、数密度を n_p 、温度を T_p とし、真空領域での圧力を p_v 、数密度を n_v 、温度を T_v とすると、

それぞれの理想気体の状態方程式は、

$$p_p = n_p k_B T_p \quad (71)$$

$$p_v = n_v k_B T_v \quad (72)$$

と表すことができる。これらを整理すると次式が得られる。

$$\frac{p_p}{p_v} = \frac{n_p T_p}{n_v T_v} \quad (73)$$

ここで、プラズマウィンドウと真空領域の気体の数密度 n と気体温度 T について考える。気体の数密度 n は、真空排気を行っている真空領域のほうがプラズマよりも低くなるのは明白である。気体温度 T は、真空領域が室温であることを考えると、仮に低温プラズマの場合でも室温より低くなることはない。そのため、 $n_p T_p$ は $n_v T_v$ よりも大きくなり、真空領域に対するプラズマの圧力比 p_p/p_v は大きくなることがわかる。この圧力差を発生させる働きによって、真空領域と大気圧領域の圧力差は維持されることとなる。

4.1.2 プラズマの粘性

円形の流路内を流れる粘性流体の体積流量 Q は、Hagen-Poiseuille の式から算出することができる[59].

$$Q = \frac{\pi r^4}{8\mu L} (p_p - p_v) \quad (74)$$

ここで、 μ は流体の粘性係数、 L は流路の長さ、 r は流路の半径である。流体が気体である場合には、粘性係数 μ は次式によって表される。

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_0 + k_S}{T + k_S} \quad (75)$$

(75)式は Sutherland の公式と呼ばれ、 T_0 は地上での気体温度、 μ_0 は気体温度が T_0 のときの粘性係数、 k_S は Sutherland の定数である [60]。ここで、地上での気体温度 T_0 が標準大気的气温 288.15 K [33]である場合を考えると、粘性係数 μ_0 は 1.7894×10^{-5} Pa·s [33]、Sutherland の定数は 110 K [61]であるので、(75)式は次式のように表すことができ、これをグラフとしたものを Fig. 31 に示す。また、プラズマを取り扱う場合に一般的に使用される温度の単位は eV であるので、第二横軸として eV に換算した軸も Fig. 31 中に示す。

$$\mu = \frac{1.457 \times 10^{-6} \times T^{\frac{3}{2}}}{T + 110} \quad (76)$$

Fig. 31 から、流体の粘性係数 μ は気体温度 T が上昇するにつれて大きくなっていくことがわかる。一般的にプラズマの温度は室温よりも高いため、流路にプラズマが存在する場合には粘性係数 μ が大きくなり、体積流量 Q を少なくすることができる。この体積流量を少なくする働きによって、真空領域と大気圧領域の圧力差は維持されることとなる。式(74)、(76)において、マイクロホローカソード電極を利用した場合について考えていく。流路半径 $r = 100$ [μm]、流路長 $L = 1$ [mm] としたときの、気体温度 T [eV] と発生する圧力差 $p_p - p_v$ [Pa] の関係図を Fig. 32 に示す。ここから、流体の温度を上げることで発生する圧力差が大きくなることが分かる。

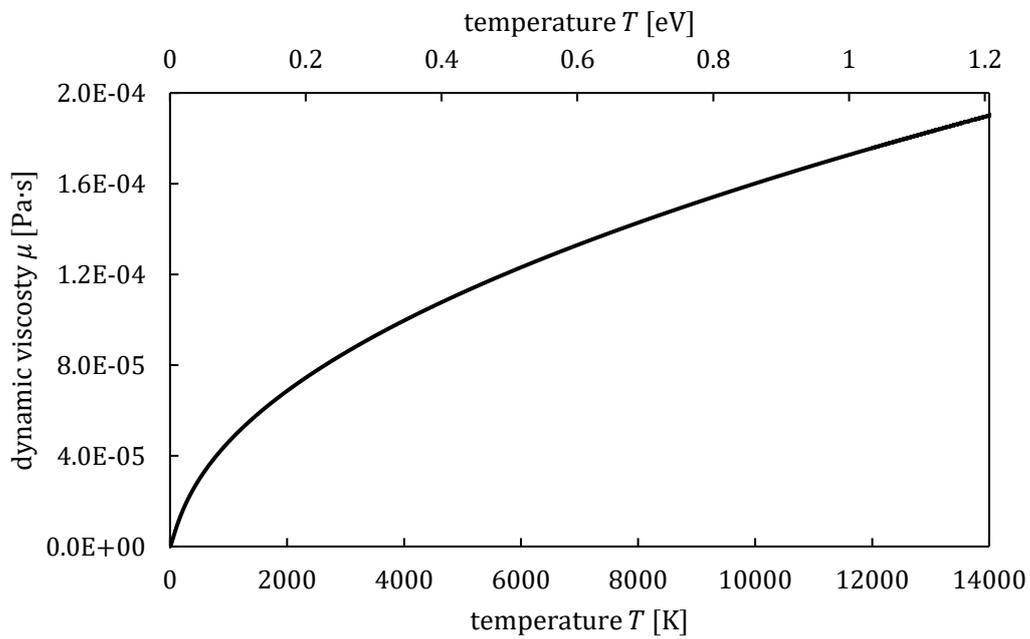


Fig. 31 空気の粘性係数

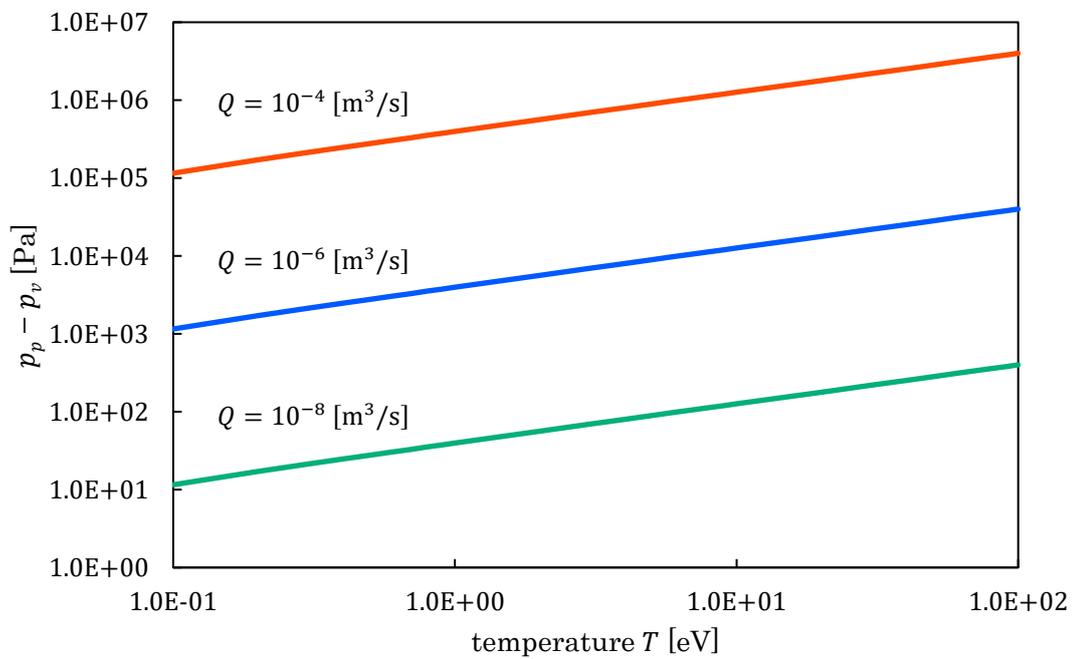


Fig. 32 発生圧力差の気体温度依存性

従来のプラズマウィンドウは、Maecker[62]によって提案され、Sumaker[63]によって改良されたカスケードアーク放電と呼ばれる安定したアーク放電を形成する手法で、高温高密度プラズマを生成し、圧力差の維持を行っている。Fig. 33に示すように、カスケードアーク放電はアノードとカソードだけではなく、その間に電氣的に浮いている中間電極を複数枚設置することによって形成されるアーク放電である[64,65]。

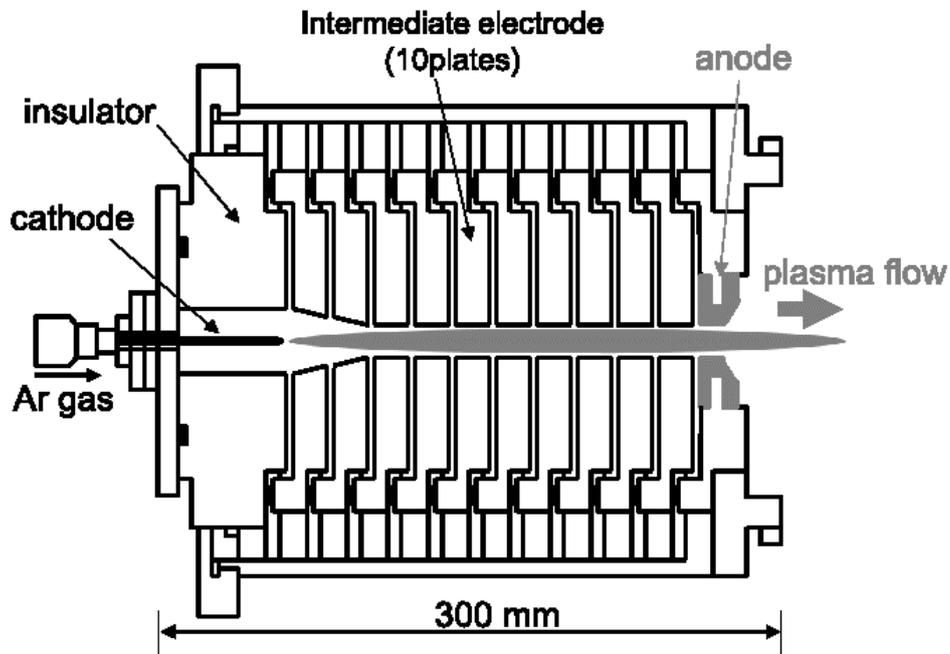


Fig. 33 カスケードアーク放電概略図[66]

カスケードアーク放電はこの二人によって手法や装置が確立されてから、プラズマの状態や放電の特性を調べる研究が数多く行われてきた[67-70]。現在、カスケードアーク放電の使用される一般的なカソードの形状は細い棒状となっており、熱負荷に耐えられずカソードが激しく損耗してしまう欠点が存在する[71]。この耐久性の問題の解決や、発生可能な圧力差などの性能向上、ウィンド

ウ径の大型化を目指して、現在でも研究開発が進められている技術である [56,58,66,71-76].

本研究では、プラズマウィンドウを通常の利用法である対象物を通過させる窓ではなく、電子ビーム源の電子供給源として利用するため、ウィンドウ径の大型化は必須ではない。このプラズマウィンドウの効果による圧力差発生機能を備えたマイクロホローカソードプラズマを電子供給源として利用した、プラズマ電子ビーム源の設計開発を行った。

4.2 設計開発を行ったマイクロホローカソードを用いた電子ビーム源

本節では、設計開発を行ったマイクロホローカソード放電で形成したプラズマウィンドウを電子供給源に利用した電子ビーム源について記述する。この電子ビーム源の概略を Fig. 34 に示す。真空容器との接続部には ICF70 を利用しており、電子ビーム源の最大径は ICF70 のポートへ挿入可能となるよう 36 mm とした。マイクロホローカソード電極に電圧を印加することで、孔部分に電子供給源となるマイクロホローカソードプラズマを生成する。この領域がプラズマ生成部である。マイクロホローカソード電極から 12 mm 離れた位置に加速電極が設置されており、この電極に正の電圧を印加してホローカソードプラズマ中の電子の引き出しを行う。加速電極から 23 mm 離れた位置にはファラデーカップが設置されており、形成された電子ビームの捕捉を行う。マイクロホローカソード電極からファラデーカップまでの領域が電子加速部である。実際に電子ビーム源として利用する際には、ファラデーカップを外して電子ビームを形成し対象物への照射を行う。

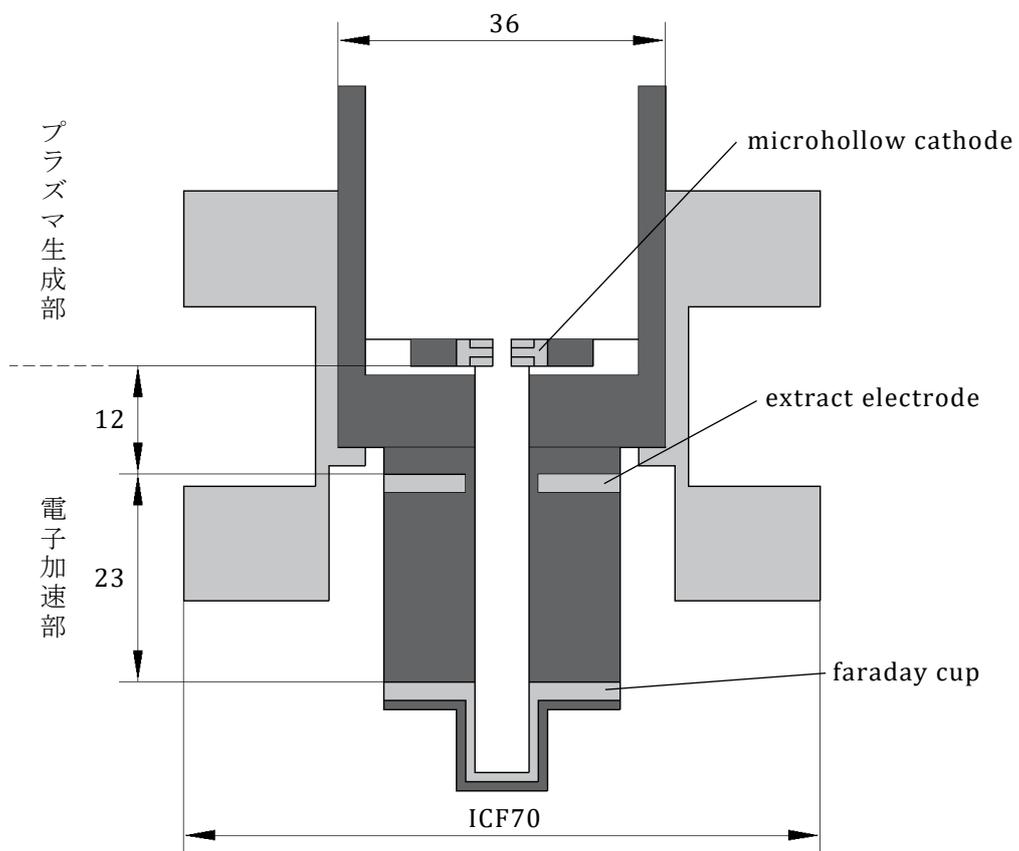


Fig. 34 マイクロホローカソードプラズマを電子供給源に利用した電子ビーム源

プラズマの生成を行うマイクロホローカソード電極について、以降に詳しく記述する。

本研究で設計開発を行ったマイクロホローカソードの概略図を Fig. 35 に、実物の写真を Fig. 36, Fig. 37 に示す。図中の灰色部分が電極で白色部分が絶縁物であり、絶縁物を電極で挟み込む構造になっている。これらの電極と絶縁物には中心部分に直径 300 μm の貫通孔が開いており、この孔の部分で放電を形成し、ホローカソードプラズマの生成を行う。電極、および、絶縁部の厚さは 1 mm であり、挟み込んだ状態での厚さは 3 mm である。電極の材質は安価で加工性が良く、磁化しないステンレス、絶縁物の材質は安価で加工性が良好なテフロンである。

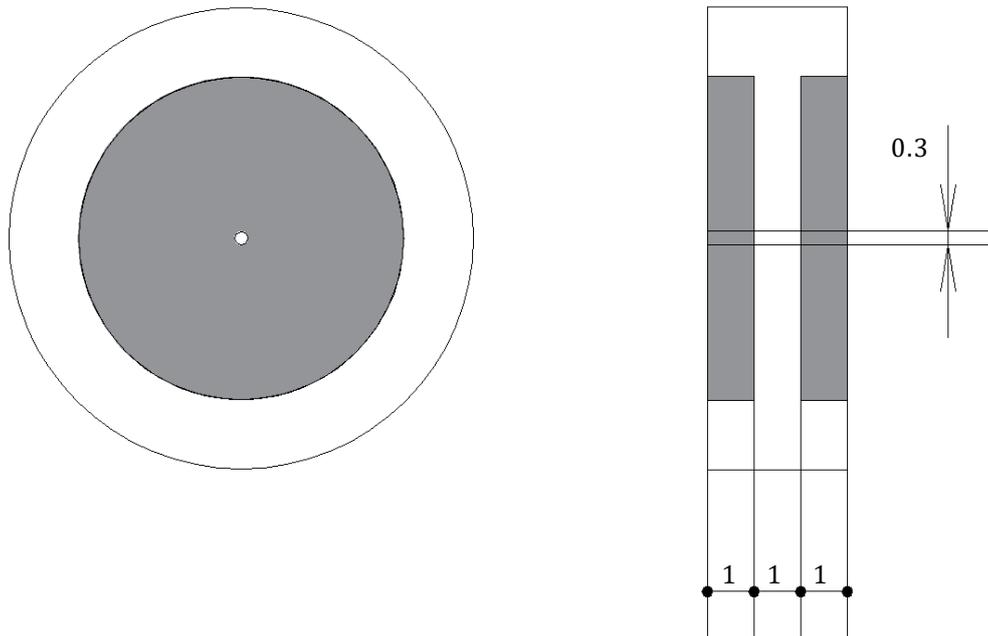


Fig. 35 マイクロホローカソード概略図



Fig. 36 マイクロホローカソード



Fig. 37 マイクロホローカソード (電極のみ)

4.3 実験内容および手順

前節で記述した装置を使用して、マイクロホローカソードプラズマを生成したときに働くと考えられるプラズマウィンドウ効果の検証、および、マイクロホローカソードプラズマからの電子の引き出し実験を行った。

これらの実験は前節で記述をした電子ビーム源を Fig. 38 のような回路に接続して行われる。

プラズマを生成する場合には、プラズマ生成用の直流電源を電圧制御状態で利用し、マイクロホローカソード電極に定常的に電圧 V_d を印加する。ここで、 V_d は電極間電圧であり、直流電源の設定電圧から、回路に挿入された抵抗での電圧降下を差し引いた電圧である。このときに回路に流れた電流が放電電流 I_d である。

電子の引き出しを行う場合には、プラズマを生成した状態で電子引き出し用の直流電源を電圧制御状態で利用し、徐々に定常的に加速電極とファラデーカップに印加している電圧 V_{ex} を上げていく。ここで、 V_{ex} は加速電圧であり、直流電源の設定電圧から、回路に挿入された抵抗での電圧降下を差し引いた電圧である。このときに回路に流れた電流が電子ビーム電流 I_b である。

細かな実験の内容や手順について、それぞれ項に分けて記述する。

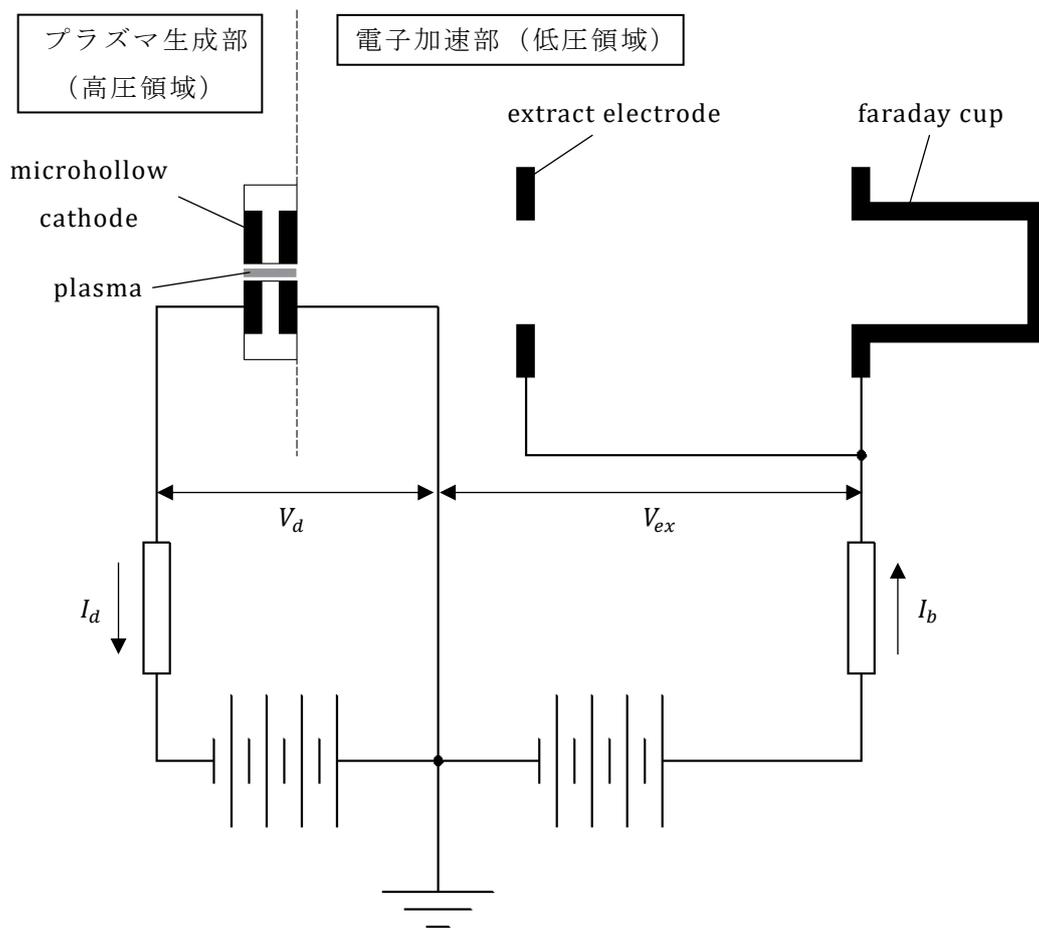


Fig. 38 プラズマウィンドウを電子供給源に利用した電子ビーム源の回路図

4.3.1 プラズマウィンドウ効果の検証[77]

本実験では、電子ビームの電子供給源として利用するマイクロホローカソードで、プラズマ生成部と電子加速部との間に発生させることが可能な圧力差の測定し、働くと考えられるプラズマウィンドウ効果の検証を行う。

実験に使用する装置全体の概略を Fig. 39 に示す。以下に実験の手順を示す。Fig. 34 の状態から加速電極とファラデーカップが取り外された電子ビーム源を真空容器へ接続し、放電を形成するための気体である空気の真空容器内への流量を制御するバルブである Valve4 のみを閉じた状態で、真空ポンプを利用して真空容器内の真空排気を行う。排気完了後、マイクロホローカソード電極へ電圧を印加する。電圧を印加した状態でプラズマ生成部と電子加速部を繋いでいる管を、これらの領域と隔離をするために Valve2 と Valve3 を閉じる。その後、Valve4 の開き量を制御し、空気の流出量を調整し、プラズマ生成部の圧力を固定、プラズマの生成を行う。

プラズマが生成されたときの放電電圧 V_d , 放電電流 I_d , プラズマ生成部の圧力である高圧領域の圧力 p_{high} , および、電子加速部の圧力である低圧領域の圧力 p_{low} を記録する。放電電流 I_d は直流電源から、放電電圧 V_d は直流電源の設定電圧から抵抗での電圧降下分を引くことによって算出され、各圧力は真空計の表示器に表示されたものを記録する。

記録後、valve4 の開き量を大きくし、プラズマ生成部の圧力を上げ同様の記録を行い、プラズマ生成時に発生する圧力差の測定を行う。

また、電圧を印加せず、マイクロホローカソードプラズマを生成していない状態でも同様の手順で実験、記録を行い、プラズマ非生成時に発生する圧力差の測定を行う。

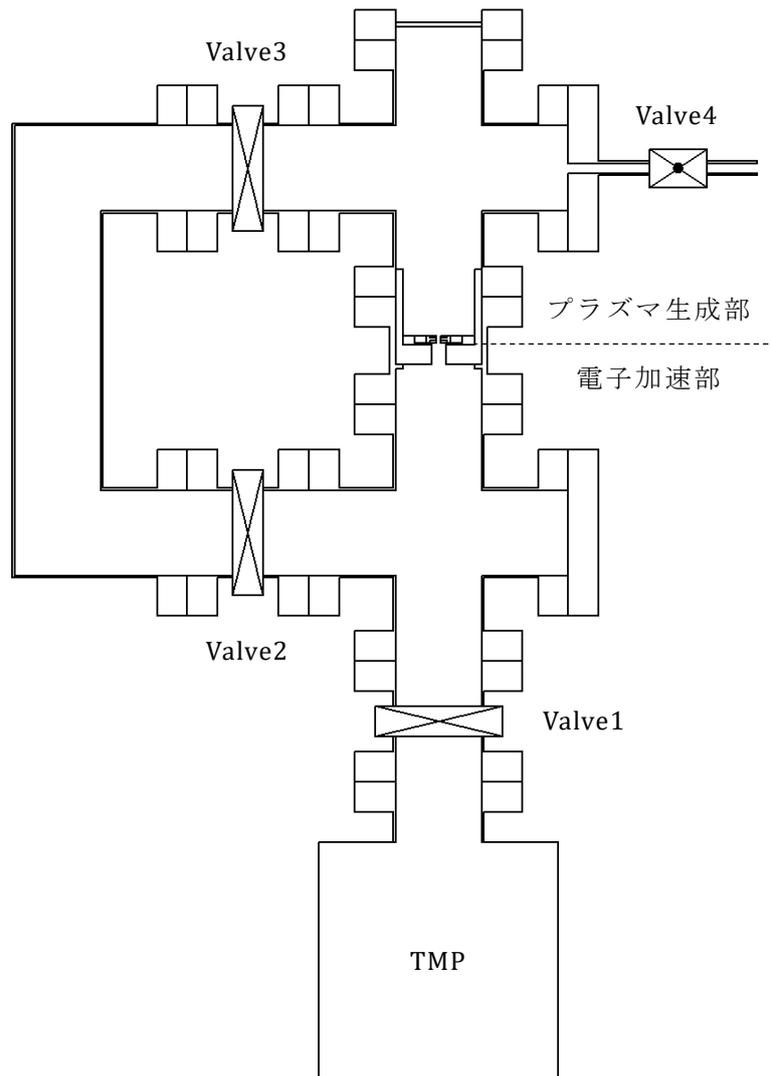


Fig. 39 プラズマウィンドウ効果検証装置概略図

4.3.2 プラズマウィンドウからの電子の引き出し実験

本実験では、電子供給源であるマイクロホローカソードから発生した電子を加速し電子ビーム形成を行う。

実験に使用する装置全体の概略を Fig. 40 に示す。以下に実験の手順を示す。Fig. 34 で示した電子ビーム源を真空容器へ接続し、放電を形成するための気体である空気の真空容器内への流量を制御するバルブである Valve4 のみを閉じた状態で、真空ポンプを利用して真空容器内の真空排気を行う。排気完了後、マイクロホローカソード電極へ電圧を印加する。電圧を印加した状態でプラズマ生成部と電子加速部を繋いでいる管を、これらの領域と隔離をするために Valve2 と Valve3 を閉じる。その後、Valve4 の開き量を制御し、空気の流出量を調整し、プラズマ生成部の圧力を固定、プラズマの生成を行う。

プラズマが生成されたときの放電電圧 V_d , 放電電流 I_d , プラズマ生成部の圧力である高圧領域の圧力 p_{high} , および、電子加速部の圧力である低圧領域の圧力 p_{low} を記録する。放電電流 I_d は直流電源から、放電電圧 V_d は直流電源の設定電圧から抵抗での電圧降下分を引くことによって算出され、各圧力は真空計の表示器に表示されたものを記録する。

その後、直流電源を電圧制御状態で利用し、徐々に定常的に加速電極とファラデーカップに印加している電圧を徐々に上げていき、プラズマから発生した電子の引き出し、ファラデーカップで電子の捕捉を行う。このときの加速電圧 V_{ex} と電子ビーム電流 I_b を記録する。ビーム電流 I_b は直流電源から、加速電圧 V_{ex} は直流電源の設定電圧から抵抗での電圧降下分を引くことによって算出される。

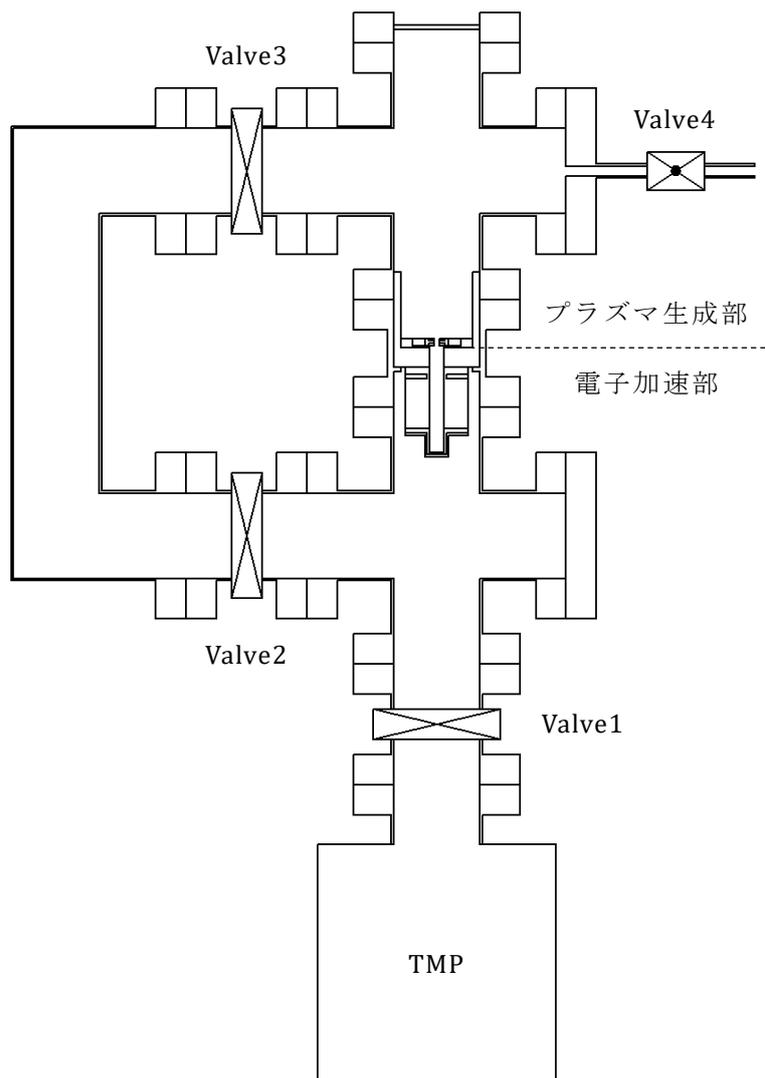


Fig. 40 マイクロホローカソードプラズマからの電子引き出し装置概略図

4.4 実験結果および考察

4.4.1 プラズマウィンドウ効果の検証結果[77]

最初に，プラズマ生成部である高圧領域の圧力が 1 kPa 以上のときに放電を形成したときの様子の写真と，約 100 Pa で放電を形成したときの様子の写真を Fig. 41 に示す．

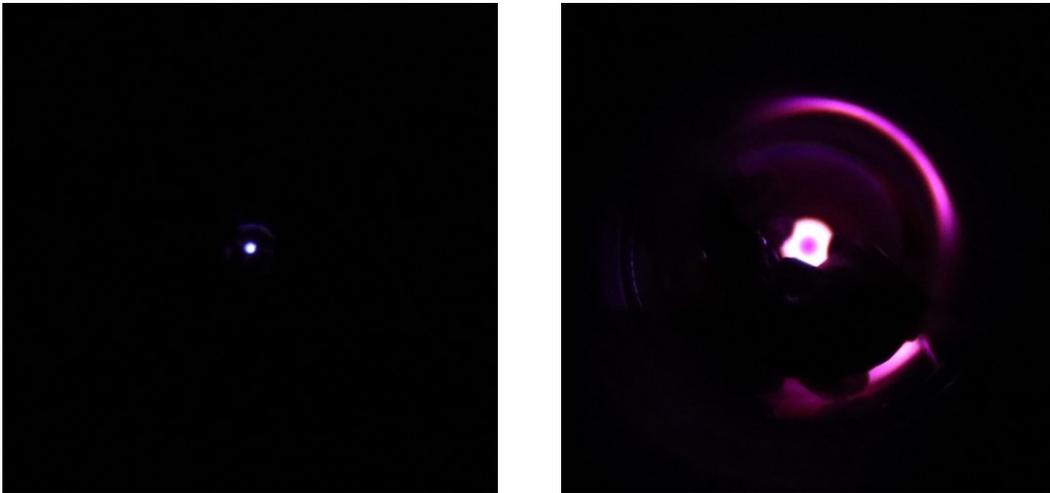


Fig. 41 放電形成時の写真（左： 1 kPa 以上，右：約 100 Pa ）

どちらの写真も中央がマイクロホローカソードの孔である．プラズマ生成部である高圧領域の圧力が 1 kPa 以上の場合には，写真中央のマイクロホローカソードでのみ放電を形成しているのが確認できる．一方で，約 100 Pa で放電を形成した場合には，写真中央のマイクロホローカソードではなく，真空容器との間で放電が形成していることが確認できる．また，約 500 Pa から約 1 kPa までの間では放電は形成されなかった．パッシェンの法則から，気体の圧力 p と電極間に印加している電圧が定まっている場合，放電を形成するかどうかは電極間の距離に相当する放電路の長さ d によって決定される．今回放電を形成できな

った圧力範囲と, その時に印加していた電極間電圧である 1kV という条件では, 本装置において放電を開始することのできる放電路が存在しなかったため, 放電が形成されなかったと考えられる. 以降の実験では, マイクロホローカソードで放電が形成されていることを確認してから行われた.

マイクロホローカソード放電を形成したときの放電特性の結果を Fig. 42 に示す. この真空領域ではマイクロホローカソード放電は形成していることを確認している. そのときの放電電流と放電電圧を記録し, これらの高圧領域の圧力に対する依存性について調べた.

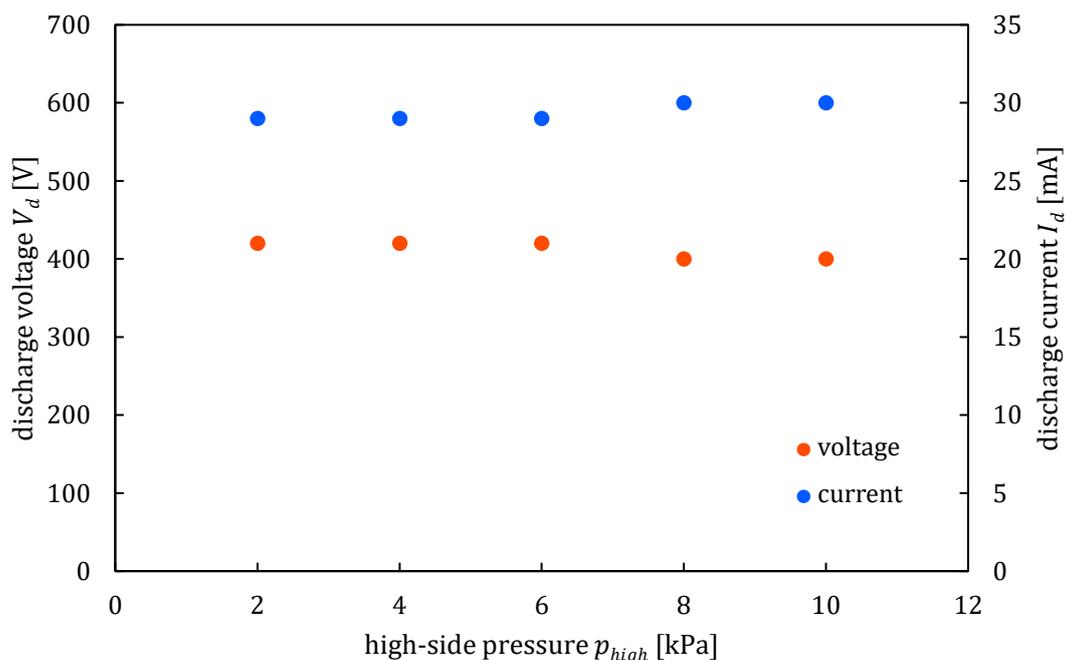


Fig. 42 マイクロホローカソードプラズマの放電特性

結果を確認すると, 放電電流と放電電圧は高圧領域の圧力を変化させても大きく変化はせず, 放電電流は約 30 mA, 放電電圧は約 400 V, これらの積から求められる投入電力は約 12 W であった. ここで, 電子ビーム源の電子供給源とし

での耐久性を評価するため、本実験で形成された放電の形態について考える。アーク放電を形成していた場合、2.2.2項で記述したように放電電流 I_d は 10 A 以上、放電電圧は 10 V 以下になる。一方で、グロー放電を形成していた場合、放電電流 I_d は 1 A 以下、放電電圧は 100 V オーダーになる。今回の結果では、高圧領域の圧力がどの条件の場合でも、放電電流 I_d は約 30 mA、放電電圧 V_d は約 400 V であった。そのため、本実験で形成された放電の形態は、アーク放電ではなく、グロー放電であることが確認できる。また、電極の表面状態を目視による観察を行ったが損耗は確認されなかった。グロー放電を形成しているときの電極の温度は低いことと、目視による観察結果を合わせて、電極素材の蒸発による損耗はほぼ発生していないと考えられる。

次に、マイクロホローカソードプラズマで発生した、プラズマ生成部と電子加速部との間に発生した高圧領域の圧力と低圧領域の圧力の相関図と、高圧領域の圧力と低圧領域に対する高圧領域の圧力比の相関図を Fig. 43 に示す。実験では、プラズマウィンドウを形成している状態で高圧領域の圧力を変化させたときの、低圧領域の圧力の変化を記録した。また、プラズマウィンドウを形成していない状態でも同様の流れで実験を行い、低圧領域の圧力変化を記録した。

高圧領域の圧力と低圧領域の圧力の相関図を確認すると、プラズマウィンドウを形成していない状態でも低圧領域の圧力を 1 Pa オーダーまで低減することに成功した。これは式(74)のポアズイユの式からもわかるように、マイクロホローカソード電極の孔径が μm サイズであるために体積流量 Q が小さくなったことが原因であると考えられる。また、プラズマウィンドウ形成時と非形成時の結果を比較すると、プラズマウィンドウ形成時のほうが低圧領域の圧力をより低くすることに成功していることが確認できる。

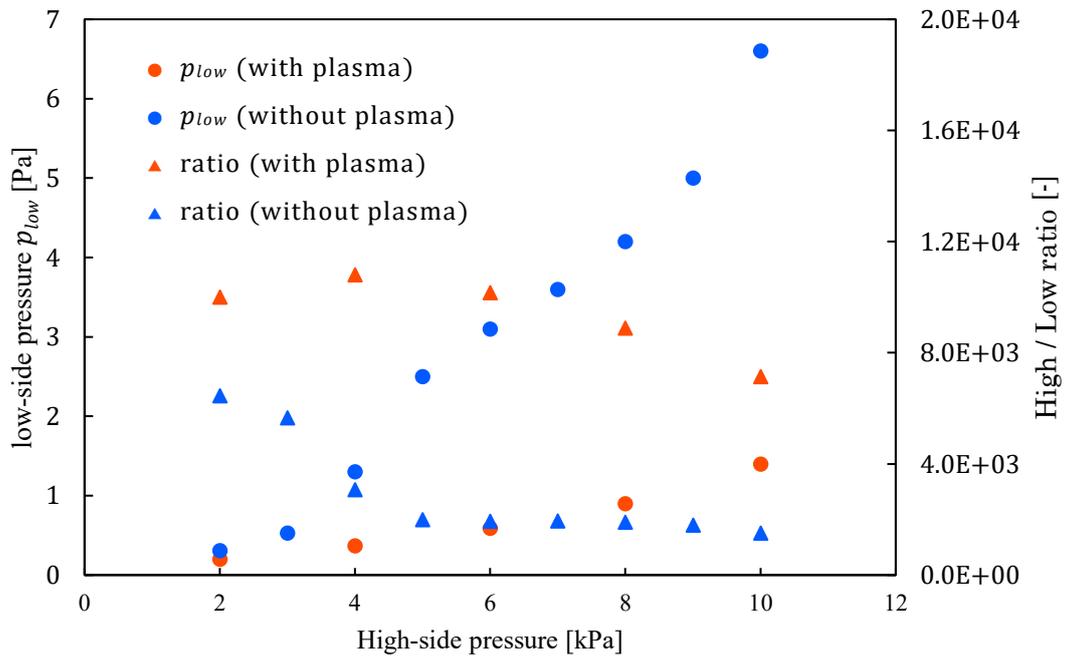


Fig. 43 発生圧力差と発生圧力比の相関図

これは、マイクロホローカソードプラズマを生成したことにより、電極の孔を通過する空気の温度が上昇し、空気の粘性係数が上昇することによって、ポアズイユの式から算出される体積流量 Q が小さくなったことが原因であると考えられる。また、プラズマの生成によって温度が上昇したことを考えると理想気体の状態方程式から算出される圧力比を発生させようとする効果も働くため、これら二つの効果によってより大きな圧力差を発生させることができたと考えられる。

プラズマウィンドウ形成時の低圧領域の圧力は、高圧領域の圧力にもよるが 10^{-1} Pa オーダーまで低くなることが確認されており、目標としていた中真空空間での運転が可能となった。ここで、高圧領域の圧力が 2 kPa のときの低圧領域の圧力 0.20 Pa での平均自由行程 λ_e を計算すると、187 mm となる。本装置では、電子供給源となっているプラズマウィンドウから電子捕捉部であるファラ

デーカップまでの距離は 35 mm であるので，プラズマウィンドウから発生した電子を加速して電子ビームを形成する場合には，電子は気体分子とほとんど衝突をしないと考えられる．

4.4.2 プラズマウィンドウからの電子の引き出し実験結果

マイクロホローカソード放電で形成されたプラズマウィンドウから電子ビームを形成した実験の結果について Fig. 44 に示す．エラーバーは測定データの標準偏差を示す．電子ビーム電流の測定，はプラズマ生成部である高圧領域の圧力が 4 kPa, 6 kPa, 8 kPa のときに行われた．それぞれの高圧領域の気圧のときの，電子加速部である低気圧領域の圧力は 0.37 Pa, 0.59 Pa, 0.90 Pa である．

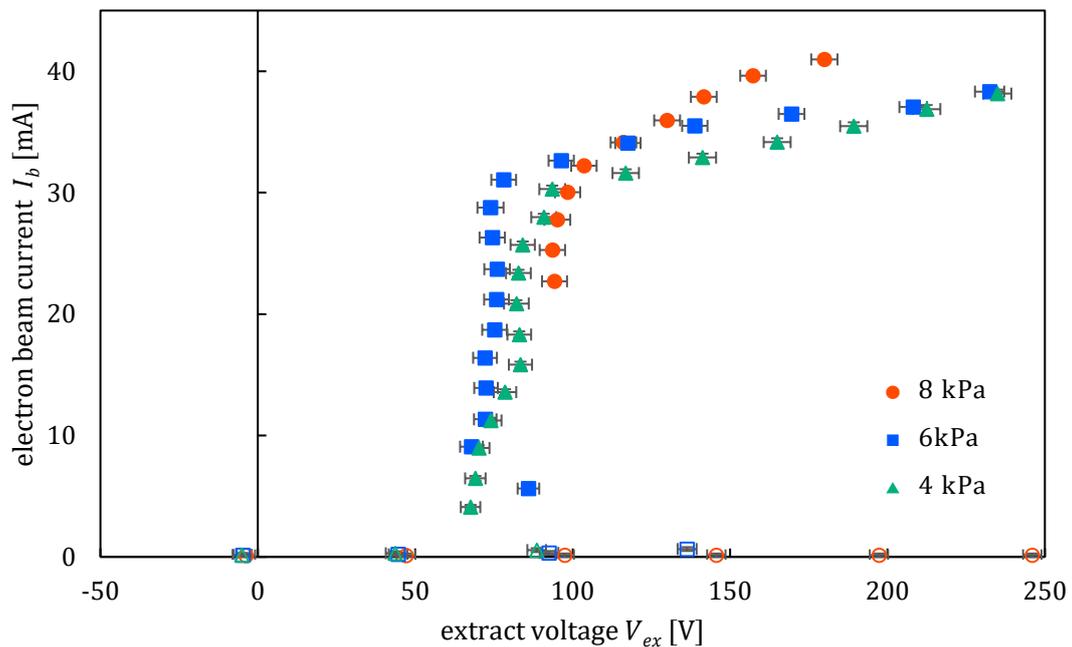


Fig. 44 電子ビーム電流の加速電圧に対する依存性

Fig. 44 を確認すると、電子ビーム電流は印加している加速電圧を徐々に上昇させても、最初は mA オーダーの電流値は観測されず、加速電圧がある値を越えたら mA オーダーの電流が流れるような振る舞いとなった。mA オーダーの電流が流れている状態が 3.4.2 項で説明したブルームモード（塗りつぶしプロット）に、mA オーダーの電流が流れていない状態が非ブルームモード（白抜きプロット）になっていると予想される。

まず、mA オーダーの電子ビーム電流が観測されたブルームモードと予想される塗りつぶしプロットの範囲の結果について考察していく。高圧領域の圧力に関わらず、加速電圧の上昇に応じて電子ビーム電流が急激に上昇し、さらに電圧を上げると飽和領域に移行する振舞いが観測された。これより、このマイクロホローカソードにおいても通常のホローカソードプラズマと同様に電子ビームの引き出しができていると考えられる。

ここで、電子ビーム径をマイクロホローカソード径である $300\ \mu\text{m}$ とした場合、加速電圧が数百 V のときの空間電荷制限電流 I_{lim} は数 μA 程度である。そのため、今回も形成された電子ビームによって電子加速部に存在している気体分子が電離されプラズマとなり、空間電荷制限が働かないブルームモード状態になっていると考えられる。前項の結果から算出されていた平均自由行程からは、電子と電子加速部に存在する気体分子との衝突はほとんど発生しないと考えられていた。今回の結果は前項で予想された結果とは異なるものとなった。その原因として考えられることは、プラズマウィンドウから流出した気体が電子加速部に滞留してしまい、電子加速部の圧力が高くなってしまったのではないかと考えている。この気体の滞留は、放電防止用の絶縁シートや電子捕捉用のファラデーカップの存在によって、電子加速部の排気のコンダクタンスが低くなったことに起因していると思われる。

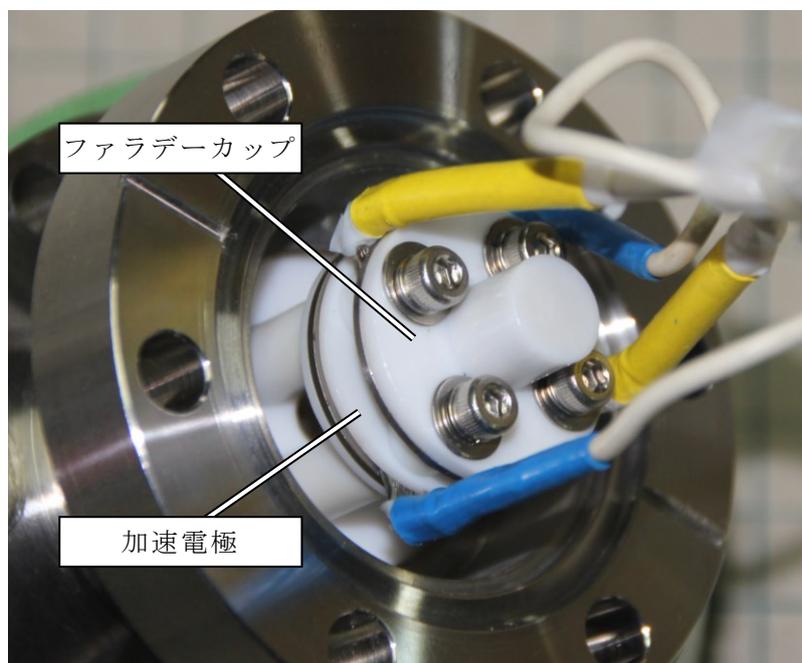


Fig. 45 電子ビーム加速部（絶縁シート撤去後）

次に、mA オーダーの電子ビーム電流が観測されなかった非プルームモードと予想される白抜きプロットの範囲の結果について考察していく。Fig. 44 でのこの領域について拡大したグラフを Fig. 46 に示す。また、Fig. 46 中に、電子ビーム断面積 S_b が本装置で形成可能な最大径である 9π [mm²] の場合の空間電荷制限電流を点線で、マイクロホローカソード電極の孔径である 0.0225π [mm²] の場合の空間電荷制限電流を一点鎖線で示す。この領域は加速電圧によって発生する電界の大きさが小さかったため、電子加速部に存在する残留した気体分子を、電子加速部の全領域で電離させることができず、非プルームモード状態になっていると考えられる。各高圧領域の圧力の場合の電子ビーム電流を確認すると、4 kPa, 6 kPa のときは加速電圧に対して電流は上昇しているが、8 kPa のときは電流値が変化していないことが確認できる。また、6 kPa のほうが 4 kPa よりも電流値が小さくなっていることが確認できる。

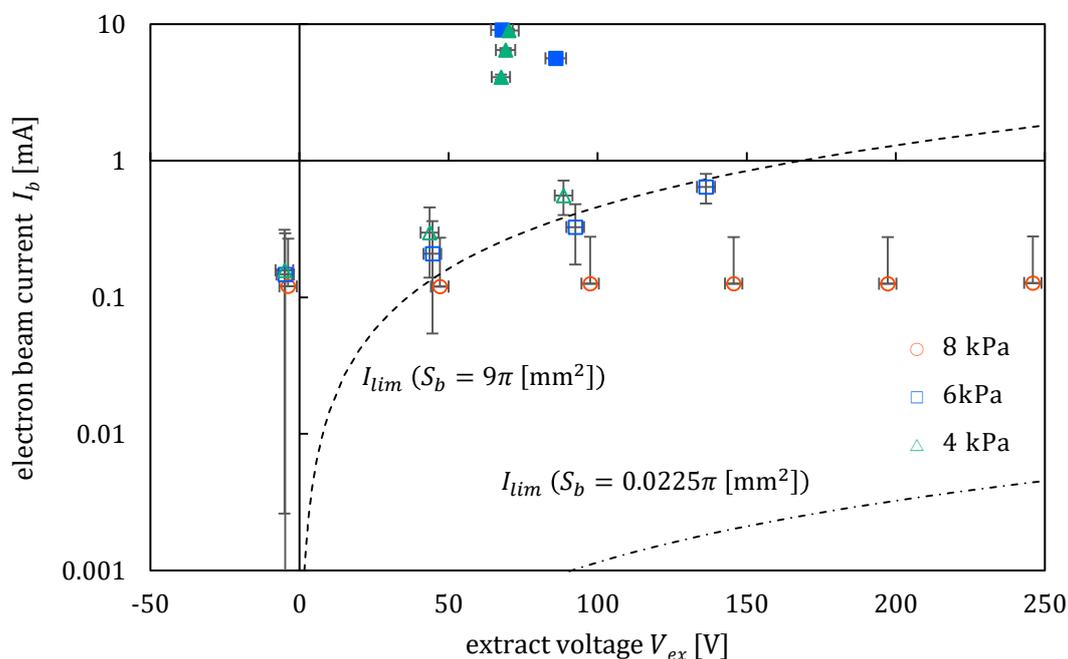


Fig. 46 非プルームモード状態の電子ビーム電流の加速電圧に対する依存性

各高圧領域の圧力の場合の電子ビーム電流を確認すると、4 kPa、6 kPa のときは加速電圧に対して電流は上昇しているが、8 kPa のときは電流値が変化していないことが確認できる。また、6 kPa のほうが 4 kPa よりも電流値が小さくなっていることが確認できる。これは、電子ビームが電子加速部に存在する気体分子によって散乱され、ファラデーカップで捕捉された電子数が減少してしまったためであると考えられる。高圧領域の圧力が上昇するにつれ、プラズマウィンドウからの気体流出量も増加し、流出した気体の滞留による電子加速部の圧力も高くなっていると予想され、電子ビームの散乱は圧力が高くなるにつれて強くなるため、今回の結果とも一致している。

空間電荷制限電流と実験結果を比較すると、電子ビーム断面積 S_b をマイクロホローカソード電極の孔径である 0.0225π [mm²] とした場合よりも、本装置で形

成可能な最大径である 9π [mm²] とした場合の方がオーダーとしては近い値となった。これは、今回の実験では磁場などを利用した電子ビームの収束を行っていないことから、電子ビームが拡散しているためであると考えられる。また、非ブルームモード状態でも空間電荷制限電流を上回る電流値が観測された。これは、電子供給源であるプラズマには電子だけでなく正イオンも存在していることから、電子を供給するときに正イオンも同時に電子加速部へ供給され、供給されたイオンの存在によってプラズマ近傍の空間電荷効果を打ち消しているためであると考えられる。

本電子ビーム源の性能の評価を、非ブルームモード状態での電子ビーム電流の最高値である 0.643 mA / 136 V を用いて行っていく。まず、パービアンスを算出する。パービアンスは電子ビーム電流を加速電圧の $3/2$ 乗で除すことによって求められるため、計算をすると 0.405 $\mu\text{A}/\text{V}^{3/2}$ となる。これは、高パービアンズ電子ビーム源と呼ばれる目安となる 1 $\mu\text{A}/\text{V}^{3/2}$ より一桁小さな値である。次に、換算軸上輝度を算出する。換算軸上輝度は、電子供給源の電子放出面上での電流密度とみなすことができるため[1]、計算をすると 0.910 A/cm² · eV · sr となる。

4.5 第四章のまとめ

本章では、本実験において電子供給源として利用をしたプラズマウィンドウについての概要について最初に記述し、その後、実際に行った電子供給源として利用するマイクロホローカソード放電によって形成されたプラズマウィンドウで、プラズマ生成部と電子加速部との間に発生させることが可能な圧力差の測定実験や、プラズマウィンドウからの電子ビームの形成実験について記述した。

プラズマウィンドウでプラズマ生成部と電子加速部との間に発生させることが可能な圧力差の測定実験では、最初に、電子供給源であるプラズマウィンドウを形成しているマイクロホローカソード放電の放電特性を調べた。その結果から、電極間電圧と放電電流の関係より、放電形態はグロー放電であることが確認された。また、電極の表面状態を目視による観察を行ったが損耗は確認されなかった。グロー放電を形成しているときの電極の温度は低いことと、目視による観察結果を合わせて、電極素材の蒸発による損耗はほぼ発生していないと考えられる。

圧力差の発生は、マイクロホローカソード放電によって形成された電子供給源でもあるプラズマウィンドウの存在によって、電子加速部である低圧領域の圧力を 1 Pa 以下まで低くすることに成功した。そのため、本研究の目標の一部であったプラズマ生成部と電子加速部との間に大きな圧力差を発生させることに成功した。

プラズマウィンドウからの電子ビームの形成実験では、電子ビーム電流が加速電圧に対して急激に上昇する空間電荷制限領域と電流値が飽和状態になる飽和領域が確認されたため、電子ビームの形成には成功したと考えられる。しかしながら、観測された電子ビーム電流は Child-Langmuir の式から得られる理論値

である空間電荷制限電流よりも数桁大きな値となり，形成された電子ビームが気体分子と衝突し電離をさせていると考えられる．この結果は，算出された平均自由行程から予想されていた結果とは異なるものになった．原因として，電子捕捉用のファラデーカップの存在による，電子加速部の排気のコンダクタンスの低下が考えられる．

気体分子を電離していない状態，すなわち電子供給源から発生した電子のみで構成された状態の低エネルギー電子ビームのパービアンスは $0.405 \mu\text{A}/\text{V}^{3/2}$ ，換算軸上輝度は $0.910 \text{ A}/\text{cm}^2 \cdot \text{eV} \cdot \text{sr}$ であった．ただし，電子加速部の気体と頻りに衝突を繰り返していることが予想され，電子加速部の真空度の改善により，パービアンスや換算軸上輝度も改善することが期待できる．

第五章 結言

5.1 結論

本研究の最終的な目的は、現時点では存在していない中真空空間で運用することが可能な損耗の少ない電子ビーム源として利用可能であると考えられる、プラズマを電子供給源にした電子ビーム源の開発である。

これを実現するために、プラズマ生成部と電子加速部との間に大きな圧力差を発生させつつ、電子ビームを形成することが可能な電子ビーム源の開発を目標とした。

結果として、大きな圧力差を発生させることが可能なマイクロホローカソード放電により形成されたプラズマウィンドウを電子供給源とすることで、目標の一部であったプラズマ生成部と電子加速部との間に 4 kPa と 0.37 Pa の圧力差を、圧力比としては 10811 を発生させ、プラズマを生成した状態で電子加速部の圧力を 1 Pa 以下の中真空空間とすることに成功した。今まで開発できていなかった中真空空間でも運用することが可能なプラズマを電子供給源にした電子ビーム源を開発することができた。

しかし、電子ビーム電流を測定する場合に必要な電子捕捉用のファラデーカップの存在によって、電子加速部に流出した気体が滞留している可能性が高い。以上を踏まえ、今後の展望を第 5.2 節に記載する。

5.2 今後の展望

マイクロホローカソード放電で形成したプラズマウィンドウを電子供給源に利用した電子ビーム源において、電子加速部の排気のコンダクタンスを高くするような改良や、ファラデーカップの設置方法を変更することによって、プラズマ生成部から流出した気体の電子加速部での滞留を解決することができる。現時点では低エネルギーの電子ビームでしか性能比較できなかったが、この滞留問題を解決することによって、加速電圧を高くして電子ビームを形成した場合でも気体分子との衝突が発生しなくなるため、高エネルギーの電子ビームでも性能比較ができるようになる。以上の改善後、中真空空間で運用することが可能なプラズマを電子供給源とした電子ビーム源の性能調査をする必要がある。

マイクロホローカソードの形状に関しては、ホローカソード径を小さくすることによって気体の流出量の低減、すなわち、より高い真空度での運転ができるようになると考えられる。また、電子供給源の電子放出面が小さくなるため、輝度も高くなると考えられる。径を小さくした場合の電子の生成能力は、電子供給源であるプラズマの体積そのものは減ってしまうが、一方で、ホローカソード内側の空間をシースが占める割合が大きくなるため、ホローカソード効果が高揚されプラズマが高密度になると予想される。そのため、電子の生成能力に関しては、実際に実験を行って見ないと解明できない部分も多い。

また、電極の厚みを増すことによっても、電子加速部への気体の流出量を低減することができ、より高い真空度での運用が可能になる。また、プラズマの体積も増加すると考えられるため、電子生成能力の向上が見込まれる。しかしながら、厚い板材に微小な孔をあける加工は困難であるため、加工コストが高くなるという欠点も存在する。

電子の生成能力の向上に関しては、マイクロホローカソードを多孔にすることによって、単純に孔の数だけ倍にできると考えられる。しかし、気体の流出量も孔の数だけ倍になってしまうという問題や、電子供給源が複数となることから、輝度が低くなり、電子ビームの制御が困難となる問題が発生する。

このように、単純な電極形状の変更だけでも、これだけの発展性が存在するため、本研究で設計開発をしたマイクロホローカソード放電で形成したプラズマウィンドウを電子供給源に利用した電子ビーム源の性能は現段階では未知数であり発展性も高いことから、本研究はより発展していくと思われる。

参考文献

- [1] 下山 宏, 藤田 真, 顕微鏡 **52**, 160, 2017.
- [2] E. B. Bass, Transaction of the 8th Vacuum Symposium and 2nd International Congress **2**, 817, 1962.
- [3] A. H. メレカ, 「電子ビーム溶接 –原理と実際–」, 20, 1972.
- [4] 安永 政司, 佐々木 茂雄, 村上 英信, 溶接学会誌 **61**, 688, 1992.
- [5] M. Iqbal and F. E. Aleem, AIP Conference Proceedings **748**, 376, 2005.
- [6] 斉藤尚武, 柿沼行雄, 菰田 孜, 戸所秀男, 野村節生, 日立評論, **56**, 263, 1974.
- [7] 葛巻 徹, 炭素 **204**, 192, 2002.
- [8] 舘 秀樹, ネットワークポリマー **33**, 104, 2012.
- [9] J. Lafferty, J. Appl. Phys. **22**, 299, 1951.
- [10] C. Oshima, E. Bannai, T. Tanaka and S. Kawai, J. Appl. Phys. **48**, 3925, 1977.
- [11] P. A. M. van der Heide, H. W. ten Cate, L. M. ten Dam, R. A. de Groot and A. R. de Vroomen, J. Phys. F: Met. Phys. **16**, 1617, 1986.
- [12] J. Xiao, Z. Fei, Y. Yang, X. Jin, D. Lu, Y. Shen, L. Liljeby, R. Hutton and Y. Zou, Rev. Sci. Instrum. **83**, 013303, 2012.
- [13] M. Bakr, M. Kawai, T. Kii, H. Zen, K. Masuda and H. Ohgaki, J. Appl. Phys. **117**, 064503, 2015.
- [14] 川辺 潮, 二本正昭, 細木正行, 外村 彰, 日立評論 **61**, 729, 1979.
- [15] F. F. Chen, *INTRODUCTION TO PLASMA PHYSICS AND CONTROLLED FUSION*, 1, 1984.
- [16] Yu. E. Kreindel, *Plasma-Cathode Electron Sources*, 1977 (in Russian).
- [17] E. M. Oks, Plasma Sour. Sci. Technol. **1**, 249, 1992.

- [18] N. N. Koval, E. M. Oks, Yu. E. Kreindel, P. M. Schanin and N. V. Gavrilov, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **312**, 417, 1992.
- [19] E. M. Oks and P. M. Schanin, Phys. Plasmas **7**, 1649, 1999.
- [20] Y. A. Burachevskii, V. A. Burdovitsin, M. N. Kuzemchenko, A. V. Mytniko and E. M. Oks, Russian Phys. J. **44**, 996, 2001.
- [21] Y. A. Burachevsky, V. A. Burdovitsin, A. V. Mytnikov and E. M. Oks, Tech. Phys. **46**, 179, 2001.
- [22] V. A. Burdovitsin, M. N. Kuzemchenko and E. M. Oks, Tech. Phys. **47**, 926, 2002.
- [23] V. I. Gushenets, E. M. Oks, G. Yu. Yushkov and N.G Rempe, Laser Part. Beams **21**, 123, 2003.
- [24] A. S. Bugaev, A. V. Vizir, V. I. Gushenets, A. G. Nikolaev, E. M. Oks, G. Yu. Yushkov, Yu. A. Burachevsky, V. A. Burdovitsin, I. V. Osipov and N. G. Rempe, Laser Part. Beams **21**, 139, 2003.
- [25] E. M. Oks, *Plasma Cathode Electron Sources: Physics, Technology, Applications*, 2006.
- [26] V.A. Burdovitsin and E.M. Oks, Laser and Particle Beams **26**, 619, 2008.
- [27] Ya. E. Krasik, J. Z. Gleizer, A. Krokhmal, K. Chirko, A. Sayapin, J. Felsteiner, V. Bernshtam and V. I. Gushenets, Vacuum **77**, 391, 2005.
- [28] M. A. Zavialov, Yu. E. Kreindel, A. A. Novikov and L. D. Shanturin, *Plasma Processes in Technological Electron Guns*, 1989 (in Russian).
- [29] A. Hershcovitch, J. Appl. Phys. **74**, 728, 1993.
- [30] D. M. Goebel and R. M. Watkins, Rev. Sci. Instrum. **71**, 388, 2000.
- [31] I. V. Osipov and N. G. Rempe, Rev. Sci. Instrum. **71**, 1638, 2000.
- [32] S. Hosoda and H. Kuninaka, J. Plasma Fusion Res. **86**, 282, 2010.

- [33] NATIONAL OCEANIC AND ATMOSPHERIC ADMINISTRATION, NATIONAL AERONAUTICS AND SPACE ADMINISTRATION and UNITED STATES AIR FORCE, *U. S. STANDARD ATMOSPHERE*, 20, 1976.
- [34] 桜庭 一郎, 「電子管工学 第2版」, 80, 1989.
- [35] 桜庭 一郎, 「電子管工学 第2版」, 222, 1989.
- [36] 石川 順三, 「荷電粒子ビーム工学」, 96, 2001.
- [37] A.S. Gilmour, Jr., *Klystrons, Traveling Wave Tubes, Magnetrons, Cross-Field Amplifiers, and Gyrotrons*, 26, 2011.
- [38] Y. Nakajima, *J. Soc. Powder Technol.* **42**, 125, 2005.
- [39] 武田 進, 「気体放電の基礎 新訂版」, 89, 1990.
- [40] L. B. Loeb, *FUNDAMENTAL PROCESSES OF ELECTRICAL DISCHARGE IN GASES*, 566, 1939.
- [41] P. F. Little and A. von Engel, *Proc. Math. Phys. Eng. Sci.* **224**, 1157, 1954.
- [42] L. Bardos, H. Barankova and S. Berg, *Surf. Coat. Tech.* **72**, 174, 1995.
- [43] D. Soderstrom, H. Barankova and L. Bardos, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **35**, 522, 2007.
- [44] R. Stark and K. Schoenbach, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 3770, 1999.
- [45] H. Barankova and L. Bardos, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 285, 2000.
- [46] H. Park, T. Lee, K. Park, H. Baik, S.-J. Lee and K. M. Song, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 3191, 2003.
- [47] 堤井 信力, 「プラズマ基礎工学 増補版」, 125, 1995.
- [48] 堤井 信力, 「プラズマ基礎工学 増補版」, 171, 1995.
- [49] H. Nakamura and M. Watanabe, *Plasma Fusion Res.* **16**, 1306101, 2021.
- [50] H. Cetinkaya, A. Ozbey and A. Yuncu, *European Journal of Science and Technology* **23**, 702, 2021.

- [51] A. Hershcovitch, J. Appl. Phys. **78**, 5283, 1995.
- [52] A. Hershcovitch, Rev. Sci. Instrum. **69**, 868, 1998.
- [53] A. de Beer, A. Hershcovitch, C. B. Franklyn, S. van Straaten and J. Guzek, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **170**, 259, 2000.
- [54] B. T. Pinkoski, I. Zacharia, A. Hershcovitch, E. D. Johnson and D. P. Siddons, Rev. Sci. Instrum. **72**, 1677, 2001.
- [55] A. Hershcovitch and Acceleron Team, Phys. Plasmas **12**, 057102, 2005.
- [56] H. Okuno, N. Fukunishi, A. Goto, H. Hasebe, H. Imao, O. Kamigaito, M. Kasa, H. Kuboki, Y. Yano and S. Yokouchi, Phys. Rev. ST Accel. Beams **14**, 033503, 2011.
- [57] A. Hershcovitch, E. Johnson, J. Noonan, E. Rotela, S. Sharma and A. Khounsary, 41st Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics, Seattle, WA, United States, J01.07, 1999.
- [58] B.F. Bohlender, A. Michel, M. Iberler and J. Jacoby, 9th International Particle Accelerator Conference, Vancouver, BC, Canada, WEPML038, 2018.
- [59] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Fluid Mechanics volume 6 Second Edition*, 53, 1987.
- [60] 牧野 光雄, 「航空力学の基礎 第2版」, 27, 1989.
- [61] NATIONAL OCEANIC AND ATMOSPHERIC ADMINISTRATION, NATIONAL AERONAUTICS AND SPACE ADMINISTRATION and UNITED STATES AIR FORCE, *U. S. STANDARD ATMOSPHERE*, 4, 1976.
- [62] H. Maecker, Z. Naturforsch. A **11**, 457, 1956.
- [63] J. B. Sumaker, Jr., Rev. Sci. Instrum. **32**, 65, 1961.
- [64] J. C. M. de Haas, *NON-EQUILIBRIUM IN FLOWING ATMOSPHERIC PLASMAS*, 84, 1986.

- [65] M. I. Boulos, P. Fauchais and E. Pfender, *THERMAL PLASMAS Fundamentals and Applications Volume 1*, 11, 1994.
- [66] S. Namba, T. Endo, S. Fujino, C. Suzuki and N. Tamura, *Rev. Sci. Instrum.* **87**, 083503, 2016.
- [67] C. J. Timmermans, G. M. W. Kroesen, P. M. Vallinga and D. C. Schram, *Z. Naturforsch. A* **43**, 806, 1988.
- [68] A. T. M. Wilbers, G. M. W. Kroesen, C. J. Timmermans and D. C. Schram, *Meas. Sci. Technol.* **1**, 1326, 1990.
- [69] G. M. W. Kroesen, D. C. Schram and J. C. M. de Haas, *Plasma Chem. Plasma Proc.* **10**, 531, 1990.
- [70] J. J. Beulens, M. J. de Graaf and D. C. Schram, *Plasma Sources Sci. Technol.* **2**, 180, 1993.
- [71] K. Yamasaki, O. Yanagi, Y. Sunada, K. Hatta, R. Shigesada, M. Sumino, T. Yamaguchi, A. Islam, T. Endo, N. Tamura, H. Okuno and S. Namba, 38th Annual Meeting of the Japan Society for the Promotion of Science, 22Ba05, 2020.
- [72] S. Namba, Y. Iwamoto, Y. Asano, T. Shugyo, K. Fukuyama, N. Ikoma, H. Okuno, N. Tamura and T. Endo, *Phys. Plasmas* **25**, 113511, 2018.
- [73] Y. Asano, Y. Iwamoto, K. Fukuyama, N. Tamura, T. Endo and S. Namba, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **46**, 2626, 2018.
- [74] N. Ikoma, Y. Miyake, M. Takahashi, H. Okuno, S. Namba, K. Takahashi, T. Sasaki and T. Kikuchi, *Plasma Fusion Res.* **14**, 1206148, 2019.
- [75] B. F. Bohlender, A. Michel, J. Jacoby, M. Iberler and O. Kester, *Phys. Rev. Accel. Beams* **23**, 013501, 2020.

- [76] A. Islam, T. Yamaguchi, K. Fukuyama, H. Kawazome, N. Tamura and S. Namba, IEEE Trans. Plasma Sci. **49**, 21, 2021.
- [77] H. Nakamura and M. Watanabe, Plasma Fusion Res. **16**, 1306102, 2021.

謝辞

この博士学位論文を執筆するにあたって、多くの方々のご指導とご助力を賜りました。

指導教官および本学位論文の主査である日本大学 量子科学研究所 渡部政行教授には、学部生の頃から研究や発表、論文の執筆に対して数多くのご指導をいただきました。先生との出会いがなければ、今の自分はなかったと思います。深く感謝いたします。

本学位論文の副査である国立研究開発法人産業技術総合研究所 エレクトロニクス・製造領域 電子光基礎技術研究部門 先進プラズマプロセスグループ 研究グループ長 榊田創博士、並びに、日本大学 量子科学研究所 早川恭史教授には多くのご助言をいただくとともに本論文のご指導をいただきました。深く感謝いたします。

日本大学 量子科学研究所 出口眞一教授には、研究や発表に対して有益なご助言とご指導をいただきました。深く感謝いたします。

日本大学 量子理工学専攻 渡部研究室の各位には研究に関して日頃から有益なご討論をしてくださり、後輩の長瀬敦君には実験のサポートもしていただきました。深く感謝いたします。

最後に、温かく見守り、心が折れそうになった時には励まし、応援をしてくださった家族に深く感謝いたします。

付録 実験装置の仕様

真空ポンプ

気体放電を形成するためには，真空状態になるまで真空容器内の気体を排気する必要がある．第三章にて記述した実験にて，真空排気を行うために使用した真空ポンプの仕様を Table A1 に示す．

Table A1 第三章で使用した真空ポンプの仕様表

メーカー	アルバック機工株式会社
型番	VPT-030
種別	ターボ分子ポンプ
到達圧力	10^{-4} Pa オーダー
補助ポンプ	ダイヤフラム型ドライ真空ポンプ 7 L/min
吸気口	KF-40
所要電気量	単相 100 V, 0.46 kVA
重量	16 kg
寸法本体 [mm]	W254×D338×H300

また，第四章で第四章にて記述した実験にて，真空排気を行うために使用した真空ポンプの仕様を Table A2 に示す．両真空ポンプ共に真空容器内を高真空領域まで排気することができる．

Table A2 第四章で使用した真空ポンプの仕様表

メーカー	Pfeiffer Vacuum Technology AG
型番	HiCube 80 classic
種別	ターボ分子ポンプ
排気速度 (N ₂)	67 L/s
到達圧力	$< 5.0 \times 10^{-8}$ Pa
補助ポンプ	ロータリーポンプ (Pfeiffer DUO 2.5)
補助ポンプ排気速度 (50 Hz)	2.5 m ³ /h
吸気口	ICF114
所要電気量	310 W
重量	43.2 kg
寸法本体[mm]	W392×D502×H587

ピエゾバルブ

電子供給源であるプラズマを生成するためには、真空容器内に放電用の気体を注入する必要がある。注入する気体の流量を制御するために使用したピエゾバルブの仕様を Table A3 に示す。応答速度 2 ms で気体の流量を変化させることができる。

Table A3 ピエゾバルブの仕様表

メーカー	KEY HIGH VACUUM PRODUCTS, Inc.
型番	PEV-1
気体流量範囲	0~500 SCCM
応答速度	2 ms
外部リークレート	1×10^{-9} torr
使用電圧	0~100 VDC (10 μ A以下)
動作温度範囲	+10~+60 °C
材質	ステンレス
継ぎ手	1/4" Swagelok
電気入力部	BNC
重量	800 g
備考	非通電時閉仕様

直流電源

ホローカソード放電を形成し、プラズマを生成するため、および、電子ビームを定常に形成するためには各電極間に高電圧を印加する必要がある。第三章にて記述した実験にて、プラズマを生成するため、および電子を引き出すために使用した直流電源の仕様を **Table A4** に示す。

また、第四章にて記述した実験にて、電子を引き出すために使用した直流電源の仕様を **Table A5** に示す。同章でプラズマを生成するために使用した直流電源は第三章で使用したものと同一のものである。

最後に、ピエゾバルブを開閉するためには電圧を印加する必要がある。ピエゾバルブを制御するために使用した直流電源の仕様を **Table A6** に示す。

Table A4 プラズマ生成用および電子ビーム形成用直流電源の仕様表

メーカー	株式会社高砂製作所
型番	TMK1.0-50
出力電圧範囲	0~1 kVDC
出力電流範囲	0~50 mADC
定電圧安定度	0.01 %+5 mV 以下 (入力または負荷の全変動に対して)
定電圧リップル	5 mVrms 以下
定電流安定度	5 mA 以下 Typical
定電流リップル	50/Z mArms (Z は 50 Hz における負荷インピーダンス)
入力電源	100 VAC±10 %, 50/60 Hz
最大入力電力 (約)	200 VA
出力極性	正 (+), 負 (-) 任意接地可能
冷却方式	自然空冷
動作環境	温度 0~40 °C, 湿度 10~90 % (凍結, 結露, 腐食性気体のないこと)
保護装置	オートマチック VC リミッター トランスに温度ヒューズ巻き込み
設定つまみ回転数	電圧, 電流とも 10 回転
寸法本体 (最大値) [mm]	W100×D290 (310) ×H180 (188)
重量 (約)	5.5 kg

Table A5 変更された電子ビーム形成用直流電源の仕様表

メーカー	マクセレック株式会社
型番	AM α - 1.5K200PNBX1
出力電圧範囲	0 \sim \pm 1.5 VDC
出力電流範囲	0 \sim 200 mADC
入力変動率	\pm 0.01 % (\pm 10 %の入力電圧変化時)
出力変動率	0.01 % (0 \sim 全負荷)
定電圧リップル	0.1 %以下
入力電源	100 VAC \pm 10 %
最大入力電力 (約)	200 VA
出力極性	正負極性選択型 (同時 2 出力は不可)
動作環境	0 \sim +50 $^{\circ}$ C
保護回路	短絡, アーク, 過負荷に対して
出力電圧調整	前面マルチダイヤル (HV. ADJ.)
POLARITY スイッチ	トグルスイッチ +/ $-$
出力モニタ	前面デジタルメータおよび 出力電圧, 出力電流モニタ端子
出力部	HV コネクタ
遠隔操作スイッチ	フロントパネルマニュアル操作 または外部遠隔操作
寸法本体[mm]	W480 \times D430 \times H149

Table A6 ピエゾバルブ制御用直流電源の仕様表

メーカー	株式会社高砂製作所
型番	KX-S-100-H
出力電圧範囲	0~160 VDC
出力電流範囲	0~2.5 ADC
定電圧設定分解能	40 mV
定電圧安定度	0.01 %+10 mV 以下 (ロードレギュレーション) 0.01 %+8 mV 以下 (ラインレギュレーション)
定電圧リップル	12 mVrms
ノイズ (P-P 値) (TYP)	40 mV _{P-P}
定電流設定分解能	1 mA
定電流安定度	0.01 %+3 mA 以下 (ロードレギュレーション) 0.01 %+3 mA 以下 (ラインレギュレーション)
定電流リップル	2.5 mArms
入力電源	90~125 VAC, 単相 45~65 Hz
入力端子形状	インレットコネクタ
入力電流	約 2.8 A
冷却方式	自然空冷
動作環境	温度 0°C~40°C, 湿度 20%~80% (凍結, 結露, 腐食性気体のないこと)
寸法本体 (最大値) [mm]	W71×D300 (337) ×H130 (138)
重量 (約)	3 kg

オシロスコープ

実験で計測された電圧をデジタルデータに変換し，データ処理を行うために使用したオシロスコープの仕様を Table A7 に示す．

Table A7 オシロスコープの仕様表

メーカー	横河計測株式会社
型番	DL716
周波数帯域	40 MHz
最大アナログ ch 数	16
最高サンプリングレート	10 MSa/s
最大記録長	16 MW/CH
入力電源	100~120 V

真空計

真空容器内の圧力を測定するために真空計を使用した．プラズマ生成部の圧力である高圧領域の圧力を測定するために使用した真空計の仕様を Table A8 に示す．

また，電子加速部の圧力である低圧領域の圧力を測定するために使用した真空計の仕様を Table A9 に示す．

Table A8 高圧領域圧力測定用真空計の仕様書

メーカー	Pfeiffer Vacuum
型番	TPR280
種類	ピラニゲージ
動作環境温度	5~60 °C
フィードスルー材質	ガラス
フィラメント材質	タングステン
真空フランジ材質	ステンレス
測定可能範囲	$5 \times 10^{-2} \sim 1 \times 10^5$ Pa
接続部呼び径	DN 16 ISO-KF
出力信号（測定範囲）	2.2~8.5 V
出力信号（最小負荷）	10 k Ω
精度（ $1 \times 10^{-1} \sim 1 \times 10^5$ Pa）	± 15 %
保護等級	IP40
併行精度（ $1 \times 10^{-1} \sim 1 \times 10^5$ Pa）	± 2 %
分解能	表示値の 1 %
応答時間	80 ms
最大消費電力	1 W
入力電源	14~30 VDC
保管温度	-20~+65 °C
体積	1.5 cm ³
重量	80 g

Table A9 低圧領域圧力測定用真空計の仕様書

メーカー	Pfeiffer Vacuum
型番	PBR260
種類	ピラニ&コールドカソード コンビネーションゲージ
動作環境温度	0~50 °C
フィラメント材質	Y ₂ O ₃ コーティングタングステンイリジウム合金
真空フランジ材質	ステンレス
測定方法	ピラニ, ベアード・アルパート
測定可能範囲	5 × 10 ⁻⁸ ~1 × 10 ⁵ Pa
接続部呼び径	ICF70-RH
出力信号 (測定範囲)	0.774~10 V
出力信号 (最小負荷)	10 kΩ
精度 (1 × 10 ⁻⁶ ~1Pa)	±15 %
併行精度 (1 × 10 ⁻⁶ ~1Pa)	±5 %
最大消費電力	16 W
入力電源	20~30 VDC
保管温度	-20~+70 °C
体積	24 cm ³
重量	285 g

これらの真空計から得られた電気的な信号を、圧力へ変換し、表示するために使用した表示器の仕様を Table A10 に示す.

Table A10 真空表示器の仕様表

メーカー	Pfeiffer Vacuum
型番	TPG262
入力電源	90~250 VAC, 50~60 Hz
最大消費電力	45 W
過電圧カテゴリ	II
感電保護クラス	I
動作環境	温度-20~+65 °C, 湿度~80 %
保管温度	5~50 °C
汚染度	II
保護等級	IP30
真空計接続可能数	2
真空計供給電圧	+24 VDC±5 %
真空計供給電流	750 mA
真空計供給電力	18 W

付録 プラズマ診断で得られた各測定データ

トリプルプローブを利用したプラズマ診断で電子温度と電子密度を算出するためには、3.1.2項で記述したように Fig. 15 に示した V_{d2} と I が必要となる。トリプルプローブで計測されたこれらの測定データを本付録に記載する。記載する測定データは Fig. 20 に示した測定位置 $z = -5$ mm, プラズマ生成部圧力 250 Pa のときのもので、軸方向分布調査時と気圧依存性調査時それぞれのものである。各プラズマパラメータの算出をするときには、ノイズと考えられる明らかに大きなデータを取り除いてから行った。

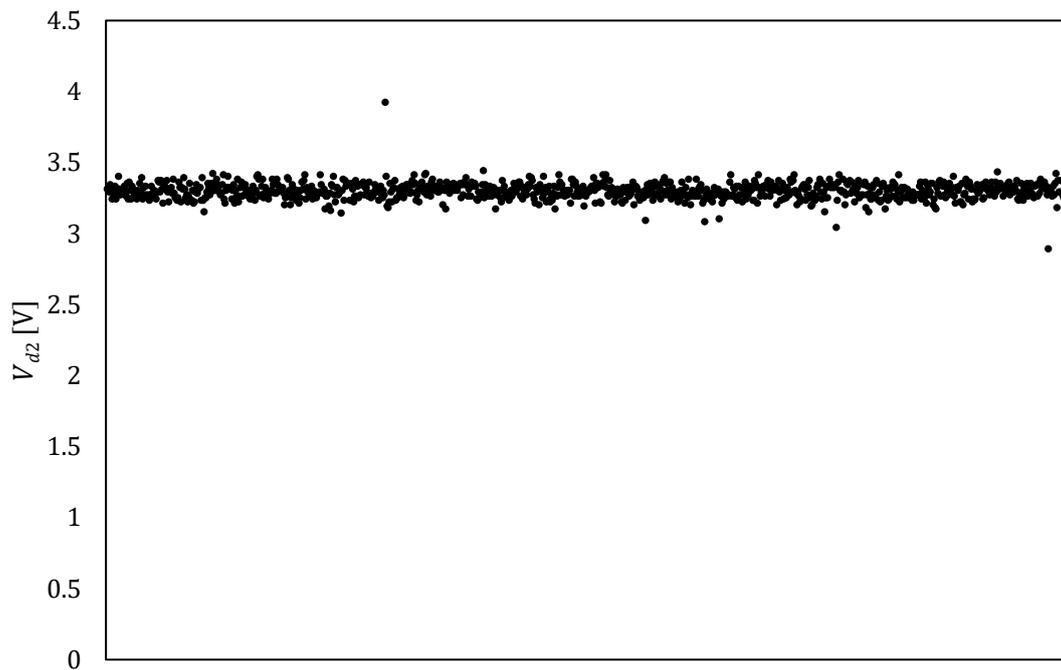


Fig. A1 測定された V_{d2} (軸方向分布調査時)

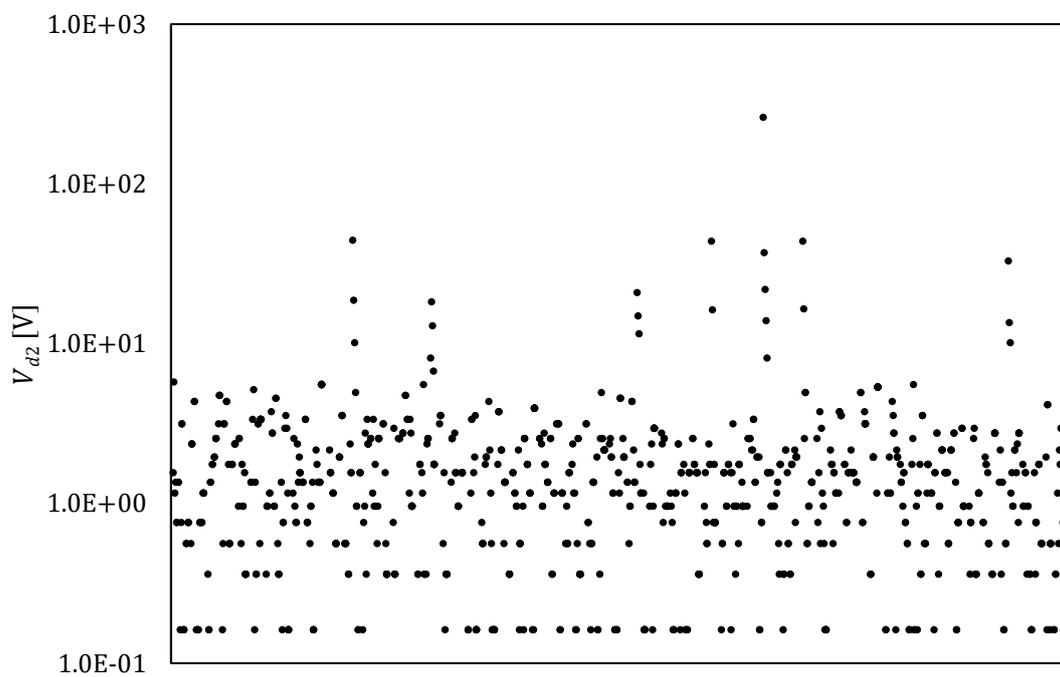


Fig A2 測定された V_{d2} (気圧依存性調査時)

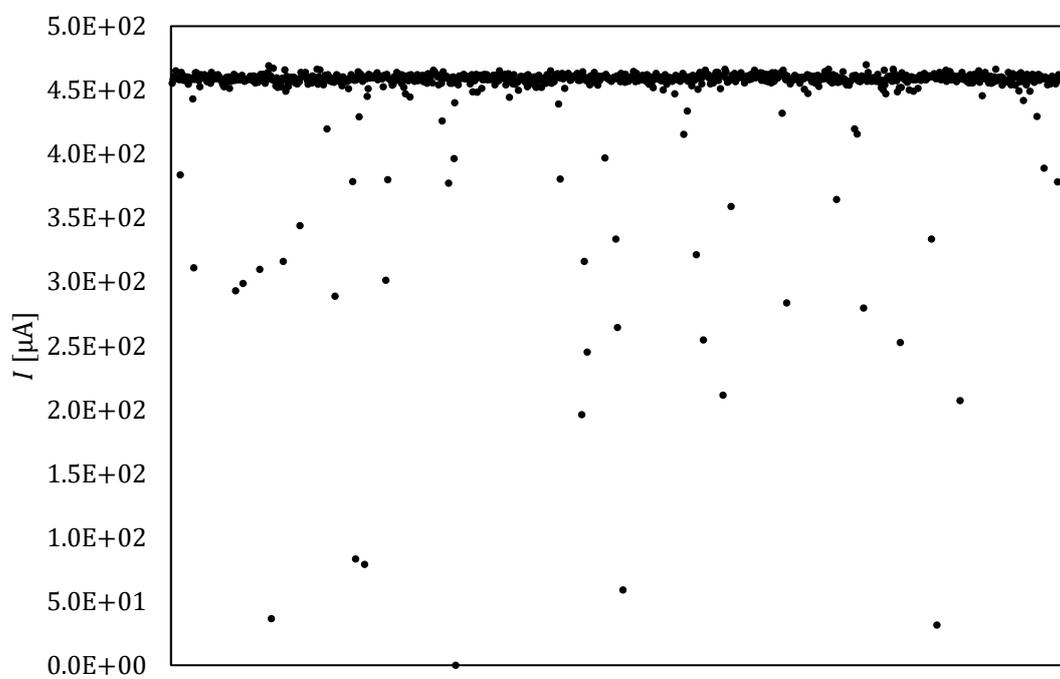


Fig. A3 測定された I (軸方向分布調査時)

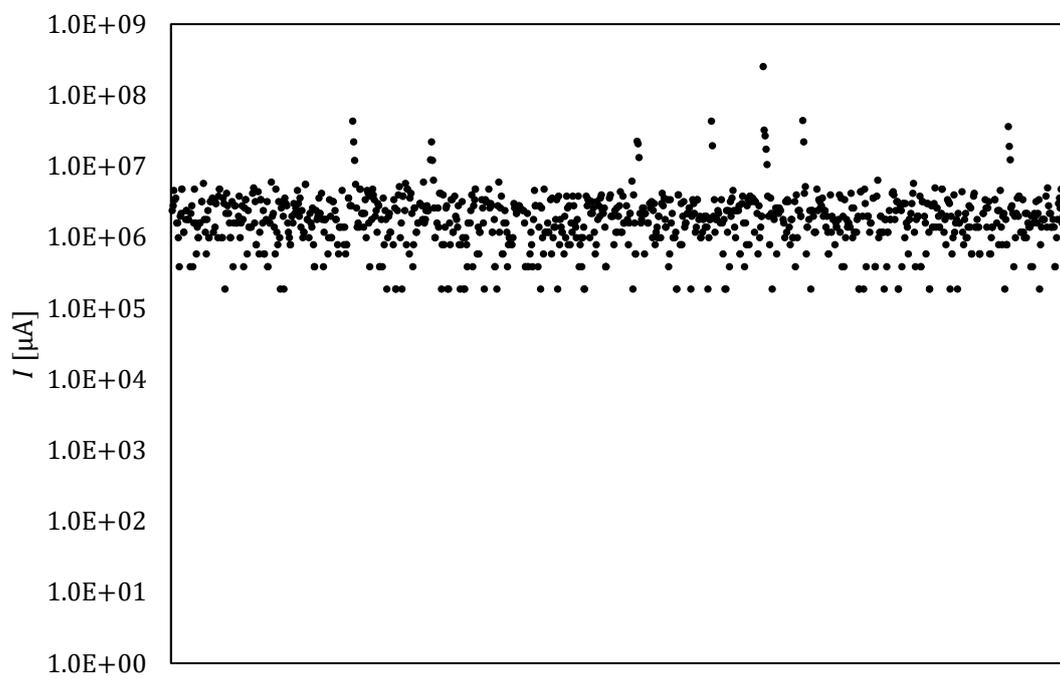


Fig. A4 測定された I (気圧依存性調査時)

研究業績

査読付き論文

1. H. Nakamura and M. Watanabe, “Design and Development of Plasma Window Using Microhollow Cathode Discharge”, Plasma Fusion Res. **16**, 1306102, Accepted 18 October 2021.
2. H. Nakamura and M. Watanabe, “Axial Distribution of Plasma Properties in a Hollow Cathode Plasma Discharge”, Plasma Fusion Res. **16**, 1306101, Accepted 15 October 2021.

国際会議における発表論文

1. H. Nakamura and M. Watanabe, “A small sized electron beam source utilizing hollow cathode plasma for an electron supply source”, 46th EPS Conference on Plasma Physics, Milan, Italia, 8 July 2019.

国内学会および研究会における発表論文（著者が発表を行った論文のみ記載）

1. 中村 耀, 井野 陽介, 加藤 雅之, 川崎 竜司, 高原 優, 藤田 朗人, 山縣 宥介, 渡部 政行, 「オリフィスを用いたマイクロホローカソード放電の特性と電子ビームの形成」, 第 38 回 プラズマ・核融合学会 年会, 22 November 2021.
2. 中村 耀, 井野 陽介, 加藤 雅之, 清水 尚輝, 中嶋 杏奈, 渡部 政行, 「電子ビーム源への電子供給を目的としたホローカソードプラズマ内のパラメータ測定」, 第 37 回 プラズマ・核融合学会 年会, 1 December 2020.
3. 中村 耀, 渡部 政行, 「ホローカソードプラズマの電子ビーム用電子供給源としての有用性評価」, 第 36 回 プラズマ・核融合学会 年会, 29 November 2019.
4. 中村 耀, 渡部 政行, 「ホローカソードプラズマを利用した電子ビーム源用電子供給源の有用性の検証」, プラズマ科学のフロンティア 2019 研究会, 7 August 2019.