

令和2年度 博士論文

**大強度粒子加速器への応用に向けた
プラズマウィンドウの
大口径化に関する研究**

長岡技術科学大学 大学院工学研究科 エネルギー・環境工学専攻
生駒 直弥

目次

第1章 序論	1
1.1 背景	2
1.1.1 原子力分野	3
1.1.2 医療分野	6
1.2 粒子加速器	8
1.3 ビーム窓	11
1.3.1 従来のビーム窓	11
1.3.2 プラズマウィンドウ	15
1.4 PW の応用例	17
1.4.1 理化学研究所 RIBF	17
1.4.2 水素ガス荷電変換装置で要求される保持圧力	19
1.5 本研究の目的・概要	24
第2章 アーク放電の理論	25
2.1 直流放電の理論	26
2.2 自由燃焼アーク	33
2.3 器壁安定化アーク	34
2.4 器壁安定化カスケードアーク	35
第3章 大口径プラズマウィンドウの開発と実験セットアップの構築	36
3.1 大口径プラズマウィンドウの開発	37
3.2 実験セットアップ	41
3.3 分光計測系	43
第4章 実験結果と考察	45
4.1 測定条件一覧	46
4.2 圧力測定	47
4.3 電流-電圧特性	49
4.3.1 投入電力密度の見積もり	54

4.4	可視光分光による電子温度計測	57
4.5	保持圧力の理論式との比較	62
4.6	4章総括	64
第5章 結論		65
Appendix		68
A	電子ビームイオン源	68
B	マルチハーモニックバンチャー	72
謝辞		76
研究業績		77
参考文献		79

目 次

1.1	HLW の放射能の経年変化 [9]	4
1.2	1 A の重陽子ビームを加速する加速器の模式図 [14]	5
1.3	各放射線の相対線量の深さ分布	7
1.4	粒子加速器の分類	8
1.5	サイクロトロンの原理	9
1.6	固体膜による圧力保持	11
1.7	差動排気による圧力保持	12
1.8	プラズマウィンドウによる圧力保持	15
1.9	大気圧における各ガス種の粘度	16
1.10	RIBF における ^{238}U の加速スキーム [38]	17
1.11	RI ビームの生成方法	18
1.12	RIBF におけるビーム強度の変遷 [47]	19
1.13	^{238}U ビームの通過効率 [48]	20
1.14	新しい加速スキーム	21
1.15	水素ガスに対する 1.8 MeV/u のウランビームの平衡価数	22
1.16	水素ガス中での 1.8 MeV/u のウランビームの価数発展	23
2.1	直流放電の模式図	26
2.2	Ar ガス, W カソードの場合の Paschen カーブ	29
2.3	電流に対する放電形態の変化 (圧力: 0.1 kPa) [57]	29
2.4	T_h , T_e のガス圧依存性 (電流一定) [57]	31
2.5	自由燃焼アーク	33
2.6	器壁安定化アーク	34
2.7	器壁安定化カスケードアーク	35
3.1	従来のプラズマウィンドウ	38
3.2	本研究で開発した大口径プラズマウィンドウ	40
3.3	プラズマウィンドウの実験セットアップ	41
3.4	プラズマウィンドウの写真	42

3.5	点火時のアークジェットの写真	42
3.6	可視光分光のための光学系	44
4.1	各直径での P_1 の測定結果	47
4.2	各直径での P_2 の測定結果	48
4.3	各直径での電圧-電流特性	49
4.4	各直径でのプラズマ抵抗	50
4.5	各直径でのプラズマ導電率	51
4.6	各直径での電子温度	52
4.7	電子温度の直径依存性 (100 A, 20 L/min)	53
4.8	各直径での投入電力	54
4.9	各直径での投入電力密度	55
4.10	投入電力密度の直径依存性 (100A, 20 L/min)	56
4.11	標準光源を用いて求めた較正係数	57
4.12	各直径でのプラズマの発光スペクトル (100 A, 12 L/min)	57
4.13	各直径での Boltzmann plot 結果 (100 A, 12 L/min)	59
4.14	各直径での Boltzmann plot 結果 (100 A, 12 L/min)	60
4.15	Boltzmann plot から求めた電子温度の直径依存性 (100 A, 12 L/min)	61
4.16	P_1 の理論値と実測値の直径依存性の比較 (100A, 12 L/min)	62
4.17	電離度の直径依存性 (100A, 12 L/min)	63
A.1	EBIS の模式図	69
A.2	EBIS の動作モード	70
A.3	中間引き出し電極を持つ EBIS の模式図	71
B.4	バンチャーの原理	73
B.5	バンチャーの電極ギャップと粒子	74

表 目 次

1.1	LLFP と MA に含まれる核種	3
2.1	係数 A , B の値 [55]	28
2.2	金属の二次電子放出の特性値 [53]	28
2.3	仕事関数 [58]	30
3.1	分光器諸元	43
4.1	チャンネル直径, アーク電流, ガス流量の実験条件一覧	46
4.2	Ar 原子の励起準位の遷移と関連する係数	58

第 1 章

序論

1.1 背景

1932年に、John Cockcroft と Ernest Walton は、高電圧発生装置を用いて陽子を 800keV まで加速し、Li 標的に衝突させることで ${}^4\text{He}$ を観測した [1, 2].



これは、人工的に加速された粒子を用いて原子核反応を観測した初めての例であり、それ以来、粒子加速器は原子核・素粒子実験のツールとして、人類に様々な知見をもたらしてきた。

例えば、原子核物理学における重要なテーマの1つに、重元素の起源がある。H~Li までの軽元素はビッグバンで、さらに Fe までの元素は恒星内部の核融合反応で生成されることが知られている [3]。しかし、U などの Fe より重い元素がどのように作られたかは明確にはわかっていない。

重元素が生成されるメカニズムの1つとして s (slow) プロセスが提案されている。これは、恒星内での核融合反応から放出される中性子を軽元素が吸収し、 β 崩壊することによってより重い元素となるプロセスである。このときの中性子密度は $10^7 \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 程度とされており、中性子捕獲が起こる時間スケールよりも β 崩壊の寿命の方がはるかに短い。つまり、中性子を捕獲した元素は次の中性子を捕獲するより先に安定核へ崩壊するため、s プロセスは核図表上の安定線に沿ってゆっくりと進む。しかし、このプロセスは、原子核が安定となる中性子の魔法数 (50, 82, 126) で停滞し、さらに安定核が存在する最も重い元素である Bi より先に進むことはできない [4]。

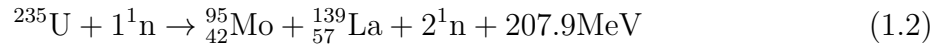
一方で、中性子密度が極めて大きい場合、軽元素の中性子捕獲は β 崩壊よりもはるかに早く進行すると考えられる。したがって、元素合成の流れはより重い元素へと進むことができ、U やレアアースなどの元素が生成される。このように、中性子過剰な不安定核を経由して短時間で進行するプロセスは r (rapid) プロセスと呼ばれている。この反応が起こるには、 $10^{20} \sim 10^{30} \text{ cm}^{-3}$ もの中性子密度が必要とされており、そのような中性子密度が生じる状況として、超新星爆発や中性子星の合体のシナリオが考えられている [4] もの、中性子過剰核を人工的に生成することは困難であるため、これまで r プロセスの実験的な検証はできなかった。

しかし、1980年代より、重イオンビームの入射核破砕片として、放射性同位体 (radioactive isotope, RI) をビームとして生成する技術が発達した [5]。重イオン加速器を用いて中性子過剰核を人工に生成することで、r プロセスを実験室で検証するアプローチが可能となった。

一方で、現代においては、粒子加速器は物理学のみならず社会的にも重要な役割を担う存在となっている。以降の節では、原子力、医療分野を例に挙げて、粒子加速器の重要性について述べる。

1.1.1 原子力分野

原子力発電では、核燃料である ^{235}U の核分裂によって生じるエネルギーを熱として取り出し、蒸気タービンによって電気エネルギーに変換することで、発電を行なっている。核分裂反応の一例を以下に示す [7].



使用済み核燃料の中には、核分裂しなかった U の他に、U が中性子を吸収して生じた Pu, U や Pu の核分裂によって生じた核分裂生成物 (fission product, FP), そして、U や Pu が中性子の捕獲と、 β 崩壊あるいは α 崩壊を繰り返すことで生じた超ウラン元素 (transuranium element, TRU) が含まれる [8]. FP の中には、半減期が数 100 万年以上に及ぶ長寿命核分裂生成物 (long-lived fission product, LLFP) が含まれる。また、TRU の中にはマイナーアクチノイド (minor actinide, MA) と呼ばれる核種が含まれ、これらも長い半減期を有する。LLFP と MA に含まれる具体的な核種と半減期を表 1.1 に示す。U と Pu は、使用済み核燃料からの分離・回収、いわゆる再処理 (reprocessing) を行うことで、燃料として再利用される。再利用できない核種およびそれと同等の強い放射線量を持つ廃棄物は、高レベル放射性廃棄物 (high level waste, HLW) と呼ばれる。

HLW は、化学的に安定なガラス固化体として、地下数 300m より深い安定な地層に埋設し、数万年にわたって保管することが唯一の選択肢となっているが、この処分地の選定は未解決であり、後世代への負担の軽減という観点からも現代社会における重大な課題の 1 つとなっている。HLW の放射能の経年変化 [9] を図 1.1 に示すが、ここから、長寿命核種である MA と LLFP の両者を核変換すればより短時間で放射能を低減できることが分かる。このため、核変換による長寿命核種の低減に関する研究が行われてきた。

表 1.1: LLFP と MA に含まれる核種

	Nuclide	Half-life [year]
LLFP	^{79}Se	29.5×10^4
	^{93}Zr	161×10^4
	^{99}Tc	22.1×10^4
	^{107}Pd	650×10^4
	^{129}I	1570×10^4
	^{135}Cs	230×10^4
MA	^{237}Np	214×10^4
	^{241}Am	432×10^4
	^{243}Am	7370
	^{244}Cm	18.1

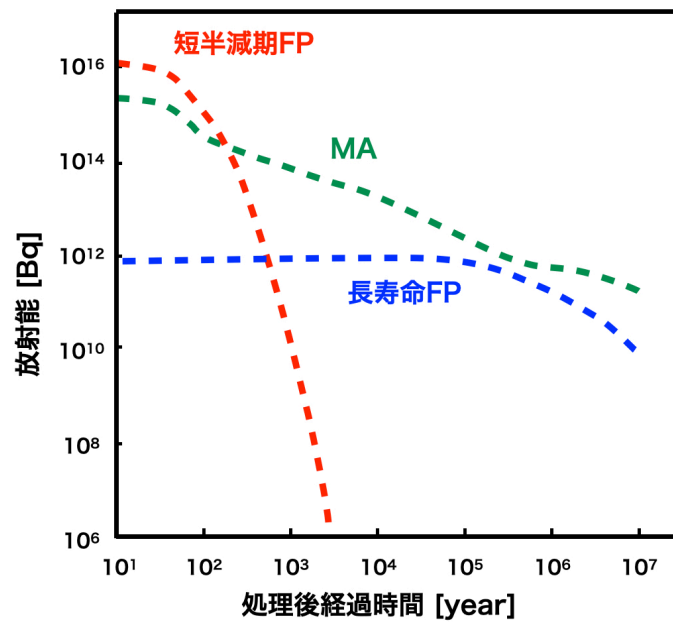


図 1.1: HLW の放射能の経年変化 [9]

中性子による MA の核分裂反応は高エネルギーで大きくなることが知られており、MA の核変換には高速中性子を利用すると効率が良い [8]。そのため、高速炉（fast reactor, FR）と加速器駆動システム（accelerator-driven system, ADS）による MA の核変換がそれぞれ研究されている。

FR では高速中性子による燃料の核分裂反応を利用しており、ここに MA を含む燃料を装荷することで、MA が中性子を吸収して核分裂し、短寿命核種や安定核種に変換される。しかし、FR に大量の MA を装荷すると、原子炉の運転制御の観点から問題が生じるため、高い変換効率よりも炉心特性に大きな影響を与えない範囲での効率的な核変換を目指した研究が進められている [8]。

ADS では、粒子加速器によって数 100 MeV～数 GeV まで加速された陽子ビームを利用する。これを鉛ビスマス共晶合金（Lead-Bismuth Eutectic, LBE）のような重金属標的に入射し、核破砕反応により大量の中性子を生成する。標的の周囲に MA を主成分とする燃料を配置することで、MA の核変換を行うことができる。ADS では、燃料を未臨界の状態 で運転するため、陽子ビームを停止すれば核分裂連鎖反応は直ちに停止し、安全性の高いシステムを構築することができる [8, 10]。

一方で、LLFP の核変換に関する研究はこれまでほとんど行われていなかった。そこで、2014 年より始動した内閣府による革新的研究開発推進プログラム ImPACT（Impulsing Paradigm Change through Disruptive Technologies）のプロジェクトの 1 つである「核変換による高レベル放射性廃棄物の大幅な低減・資源化」では、LLFP の核変換を対象とした研究が行われた [9]。

核変換の方法を検討するためには、基礎データとして LLFP の核変換断面積を測定する必要がある。しかし、使用済み核燃料から対象となる LLFP を分離・回収して標的を作製し、様々なエネルギーのビームを照射する実験には多大なコストがかかり、高線量の標的を取り扱う危険も伴う。一方で、ウランビームの飛行核分裂から取り出した LLFP の二次ビームを、陽子や重陽子を含む水素標的に照射することによっても等価な実験が行える。これを逆運動学 (inverse kinematics) 法と呼び、ImPACT ではこの手法によって ^{107}Pd の核変換断面積が初めて測定された [11, 12]。

また、重陽子ビームを液体 Li 標的に照射することで生成される高エネルギー中性子を用いた、LLFP の核変換スキームも提案された [13]。現在のところ世界中で実現されているビーム強度は 1 mA のオーダーであるのに対し、六ヶ所再処理工場と同じレベルの LLFP の核変換スループットを得るのに必要な重陽子ビーム強度は 1 A と推定されている。また、加速器の建設費はビームパワーの平方根でスケールされるため、1 mA の加速器を 1000 台作るよりも、1 A の加速器を 1 台作った方がコストは約 1/30 倍となる。このため、LLFP の核変換のために、1 A、100~200 MeV/u の重陽子加速器のコンセプトが提案された [14]。この重陽子加速器の概要を図 1.2 に示す。この手法では、空間電荷効果の大きい 1 A もの大強度ビームを加速するために、ビーム直径を大きく (~15cm) することで空間電荷効果を抑える。そして、このような大口径ビームを加速するために、RFQ ではなく単セル空洞と四重極磁石を配列し、セルごとに電圧と位相を調整することで、ビームの捕獲と加速を実現する [14]。

以上のように、HLW に含まれる長寿命核種を核変換し放射能を低減するためには、基礎データの取得から MA, LLFP 両者の核変換まで、粒子加速器が必須である。

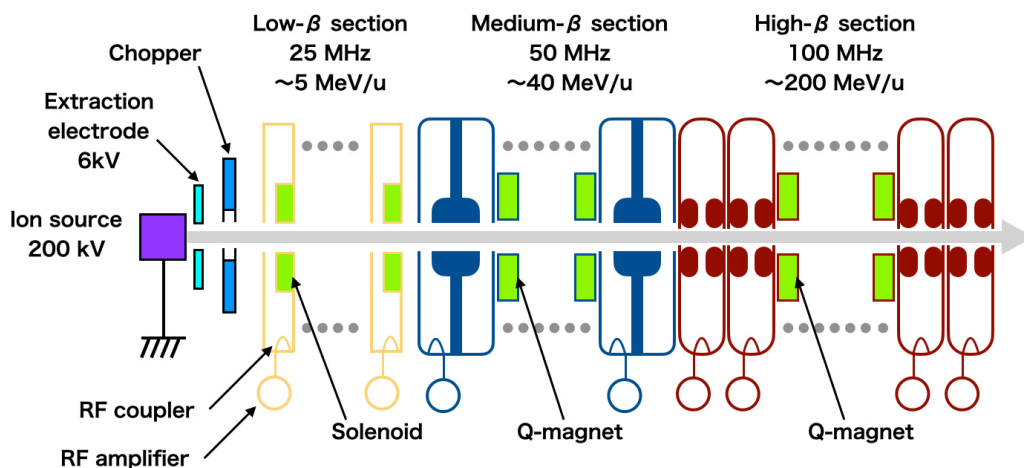


図 1.2: 1 A の重陽子ビームを加速する加速器の模式図 [14]

1.1.2 医療分野

医療分野における粒子加速器の応用は、主に粒子線がん治療、加速器駆動中性子を用いたがん治療、加速器による医療用 RI 製造が挙げられる。

がん治療に用いられる放射線には光子線や粒子線があるが、X 線や γ 線を人体に照射すると、その線量は表面付近で最大となり、それ以降は深部へ行くにしたがって指数関数的に減衰する。このため、表面付近での吸収線量が大きく、深部にあるがん病巣では吸収線量が減少してしまう [15]。一方で荷電粒子ビームは、物質を電離、励起しながらエネルギーを失い、初期エネルギーで決まる飛程の終端付近において Bragg ピークと呼ばれる付与線量の極大値をもつ。さらに、リッジフィルタ (ridge filter) と呼ばれる空間的な厚さ分布を持つ板や、回転ホイール (range modulation wheel) と呼ばれる角度方向に厚さの変化する回転板を用いて飛程変調を行うことで、がん病巣のサイズに合わせて均一なピークを形成することも可能であり、これを Spread-out Bragg peak と呼ぶ [16]。また、ピークに至るまでの平坦部分をプラトー [17]、ピーク後に相対線量が 80% から \sim 20% に減少するまでの深さを distal fall-off と呼ぶ [16]。各放射線の相対線量の深さ分布を図 1.3 に示す [18]。このような特性から、粒子線によるがん治療では、途中のプラトー部における正常組織の損傷を抑えて、がん病巣に線量を集中できる利点がある [15]。

使用される粒子線は陽子と重イオンに分けられ、それぞれ異なる特徴を有する。放射線が物質内を通過するとき飛跡に沿って単位長さの当りに与えるエネルギーを、線エネルギー付与 (linear energy transfer, LET) と呼ぶ。陽子線の LET は X 線とほぼ同じであり低 LET 放射線に分類されるが、これまで蓄積された X 線での知見を利用できるという観点からは有利である [19]。一方で、重イオンビームは速中性子と同様に高 LET 放射線に分類され、細胞に対する致死効果が高いが [19]、正常組織にも同様に強い生物学的効果を与える可能性があること、装置が大型で高価であること、また、粒子の一部が人体を構成する O や N の原子核に衝突して壊れ、破片のイオンが元のイオンの飛程以上に進むため、distal fall-off の切れが悪いデメリットがある [17]。

次に、加速器駆動中性子を用いたがん治療として、ホウ素中性子捕捉療法 (boron neutron capture therapy, BNCT) がある。BNCT では、まず腫瘍細胞に ^{10}B を選択的に取り込ませ、熱中性子線を照射することで $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$ 核分裂反応を誘発する。これにより発生する α 線と ^7Li を利用して、腫瘍細胞を選択的に破壊する [20]。BNCT の特徴として、これらの粒子の飛程は細胞と同等の $5\sim 10\mu\text{m}$ であるため、正常細胞に与えるダメージが少なく、また重粒子を用いるため LET が大きいという点が挙げられる [20]。一方で、中性子を得るためには原子炉が必要となるが、医療用に使用できる原子炉は限られており、さらに福島第一原子力発電所の事故により、ますます使用制限が厳しくなっていることが課題となっていた [20]。そこで近年では、加速器駆動中性子による BNCT が期待されている。原

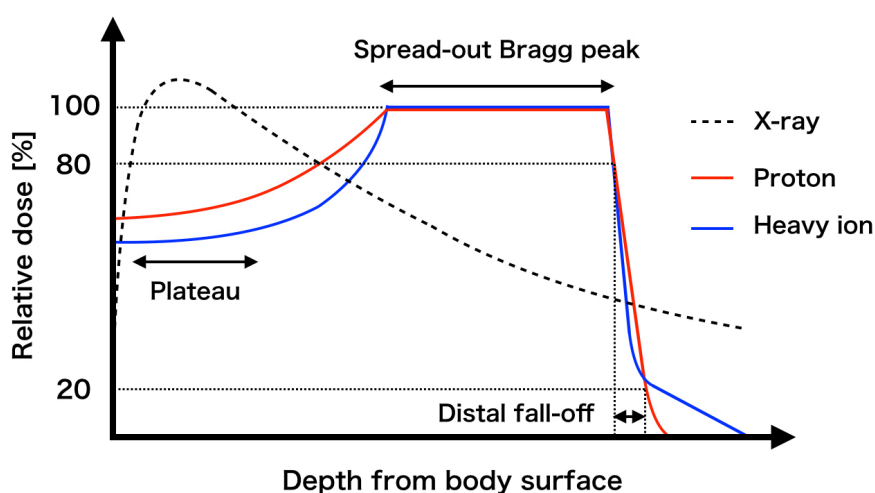


図 1.3: 各放射線の相対線量の深さ分布

子炉における中性子の発生は ^{235}U の核分裂のみによるが、加速器駆動中性子を用いた場合、 $^7\text{Li} (p, n) ^7\text{Be}$ などのいくつかの反応や入射粒子エネルギーによって、必要な条件に応じた中性子のエネルギースペクトルを制御できるという利点も有する [21]。この手法では加速器だけでなく、安定した中性子発生標的の生成や、そこで発生する数 10kW の除熱が課題となるため、液体 Li 標的の開発なども進められている [22]。

核医学で使用される ^{67}Ga , ^{81}Rb , ^{111}In , ^{123}I , ^{201}Tl を始めとする RI は、サイクロトロンや原子炉を用いて製造されている [23]。近年ではこれらに加えて、がんの内用療法のために ^{211}At の利用が期待されている。 α 崩壊核種である ^{211}At を、体内における薬物分布を制御する drug delivery system (DDS) によってがん細胞に集中させることで、がん細胞を選択的に破壊するプロジェクトが進んでいる [24]。この ^{211}At は、加速器で α 粒子を加速し、Bi 標的に照射することで $^{209}\text{Bi} (\alpha, 2n) ^{211}\text{At}$ 反応によって生成される。副反応生成物の生成量を低く抑えるため、製造に最適な α ビームのエネルギーは約 28 MeV とされており [25]、28 MeV の α ビームを大強度で生成できる加速器が求められている。

粒子加速器を用いた quality of life (QOL) の高い先端医療は、超高齢社会を迎えている現代において今後ますます期待される。

1.2 粒子加速器

前節では粒子加速器の応用例を示し，現代社会における重要性について述べた．粒子加速器には線形，円形，そして直流，交流など様々な種類がある．線形加速器（linear accelerator, LINAC）は，直線状に並べた複数の加速空洞を用いて，荷電粒子を所望のエネルギーまで加速する．円形加速器（circular accelerator）は，磁場によって荷電粒子を円運動させ，同じ加速空洞を何度も通過させることで加速を実現する．さらに，加速電場の生成方法によっても高周波加速，誘導加速などに分かれる．

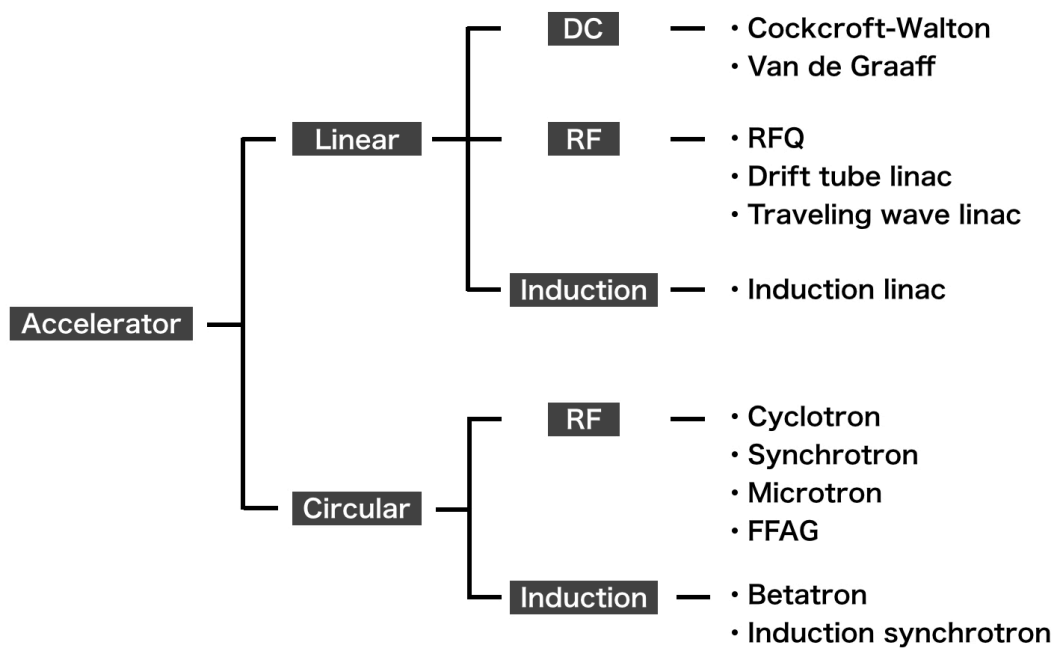


図 1.4: 粒子加速器の分類

ここでは，代表して古典的なサイクロトロンの原理について述べる．磁場中の荷電粒子は，式 1.3 に示すサイクロトン角周波数で円運動を行う．

$$\omega_c = \frac{qB}{m} \quad (1.3)$$

このように，角周波数がエネルギーによらず一定であることを等時性（isochronous）と呼ぶ．いま，磁極の間に図 1.5 のようなディー（dee）電極を挿入し，サイクロトン角周波と同期した RF 電圧を印加することを考えると，ディー電極の中心付近からスタートした荷電粒子は，ギャップを通過するたびに加速される．式 1.4 のように Larmor 半径は速度に依存するので，加速されるたびに軌道は外側に広がり，最外周に達したところで取り出される [26]．

$$r_L = \frac{mv}{qB} \quad (1.4)$$

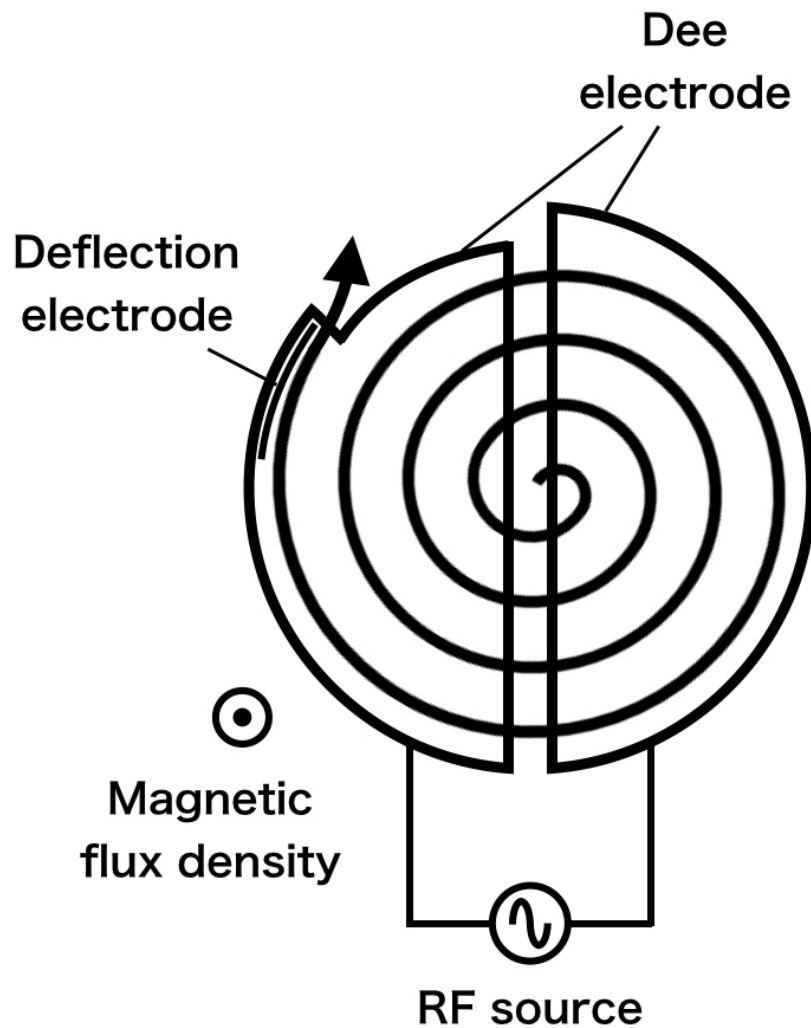


図 1.5: サイクロトロンの原理

サイクロトロンで達成される最大エネルギーは、最外周の軌道半径を r_{ext} とすると式 1.5 のように書ける。

$$E = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2} \frac{(qBr_{ext})^2}{m} [\text{J}] \quad (1.5)$$

ここで、重イオン加速器に特有なビームエネルギーとビーム量の表現について補足する。重イオン加速器では、ウランまでの様々な質量のイオンを加速する。そのため、同じ運動エネルギーであっても、質量が異なれば速度も異なり、比較に不便である。そこで、速度に対応する量として、運動エネルギーを質量数で除した核子当たりの運動エネルギー [eV/u] で表記する。同じく、陽子や電子の電荷の大きさは常に素電荷 e [C] のそれと等しいが、重イオン加速器では様々な価数のイオンを加速する。そのため、同じビーム電流であっても、価数が異なればビーム強度（単位時間当たりの粒子数）も異なり、比較に不便である。そこで、ビーム強度に対応する量として、ビーム電流を価数で除したパーティクルアンペア

[pA] で表記する.

$m = Au$, $q = Ze$ (m , A , u , q , Z , e はそれぞれ粒子の質量, 質量数, 原子質量単位, 電荷量, 価数, 素電荷) として, 式 1.5 を [eV/u] の単位に直すと, 式 1.6 のようになる.

$$E' = \frac{B^2 r_{ext}^2}{2} \frac{e}{u} \left(\frac{Z}{A} \right)^2 = K \left(\frac{Z}{A} \right)^2 \text{ [eV/u]} \quad (1.6)$$

以上より, サイクロトロンの加速性能 (K 値と呼ぶ) は磁束密度と軌道半径で決まり, 到達エネルギーは粒子の電荷質量比で決まる.

加速器システム全体としては, この他にもイオン源や主加速器に入射できるエネルギーまで前段加速を行う入射器, そして, 真空, 電源, 電磁石, 計測 (ビーム強度やエネルギー, エミッタンス等の計測), 制御, 冷却, 標的, 検出器, 安全保護 (放射線遮蔽やインターロック) など, 数多くの要素が必要となる. 高エネルギー化, 大強度化, 高品質化, 低コスト化など, さらなる高度化に向けた研究が進められている.

1.3 ビーム窓

1.3.1 従来のビーム窓

加速器を構成する要素の1つに、ビーム窓がある。粒子加速器ではビームは真空中で加速されるが、標的等のセクションはガス雰囲気の場合があり、ビームラインと高圧領域を接続する必要が生じる。すなわち、高圧領域と低圧領域の界面を形成しつつビームを伝搬させる必要があり、これをビーム窓と呼ぶ。ビーム窓は、巨大な加速器システム全体の中で見れば比較的小さな要素ではあるが、加速器の構成要素の中でも直接ビームに曝されるものであり、窓の耐久性やビーム品質への影響が加速器の性能を制限する重要な要素である。

圧力保持を行うもっともシンプルな方法は、図1.6のように固体膜を用いることである。膜の材質としては、粒子のエネルギー損失や窓材の放射化を抑えるため原子番号が小さく、熱伝導率が高いことが望ましい。このため、Be窓が用いられることが多いが、Beは人体に有毒であるため取り扱いの面で不利である。また、エネルギー損失を抑えるために固体膜は十分薄くなければならないが、高圧領域と低圧領域の静圧、およびメンテナンス等での大気開放と真空引きのサイクルに耐える機械的性能も求められる[27]。

固体膜の課題は、特にエネルギーデポジットの大きい大強度重イオンビームに対して、熱負荷が顕著となり寿命が短くなる点である。物質中での荷電粒子のエネルギー損失は、Bethe-Blochの式で記述される。

$$-\frac{dE}{dx} = \rho K z^2 \frac{Z}{A \beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] [\text{MeV/cm}] \quad (1.7)$$

ここで、 ρ [g/cm³] は標的の質量密度、 K は 0.3071 [MeV cm²/g] なる定数、 z は入射粒子の価数、 Z は標的の原子番号、 A は標的の質量数、 I [eV] は標的の平均励起エネルギーである。式1.7より、高価数のイオンほど標的へのエネルギー堆積、すなわち熱負荷が顕著になることが分かる。

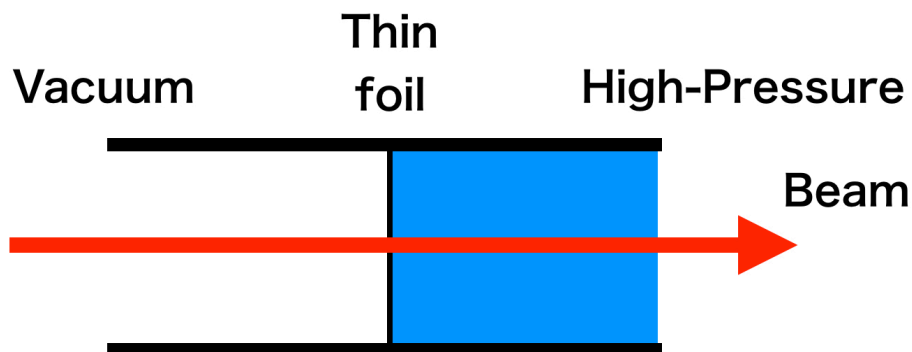


図 1.6: 固体膜による圧力保持

一方で、固体窓を用いない圧力保持の方法として、差動排気がある。これは、図 1.7 のように、真空排気されたチェンバーを多段接続し、高圧側から低圧側にかけて徐々に圧力を下げる方法である。固体膜よりも圧力保持能力は劣るが、窓の耐久性の問題からは解放される。

いま、上流圧力 P_1 、下流圧力 P_2 のチェンバーが、オリフィス（孔）や管で仕切られているとする。ここを流れる体積流量 Q [$\text{Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s}$] と、 P_1 、 P_2 の関係を以下のように表す。

$$Q = C(P_1 - P_2) \quad (1.8)$$

このとき、係数 C [m^3/s] をコンダクタンスと呼び、オリフィスや管における気体の通りやすさを表す [28]。

コンダクタンスは、オリフィスと管のような形状だけでなく、圧力領域によっても異なる。気体の平均自由行程 λ を真空チェンバーの代表長さ L （円管の場合は管の直径）で割った値 K_n を Knudsen 数と呼ぶ。 $K_n \leq 0.01$ のとき、分子とチェンバー壁との衝突に比べて分子同士での衝突が十分多く、気体は連続流体として考えることが出来る。この領域を粘性流という。一方、 $K_n \geq 0.3$ では、分子同士の衝突は少なく、ほとんどが分子と壁との衝突となり、流体の考え方を適用できない。このような領域を分子流という。なお、 $0.01 \leq K_n \leq 0.3$ の領域は中間流と呼ばれ、粘性流と分子流が混ざり合った振る舞いを示す [29]。このため、コンダクタンスは粘性流と分子流の場合で分けて考える必要がある。以下に、オリフィスと管に対して、それぞれ分子流と粘性流のコンダクタンスについて説明する。

$$K_n = \frac{\lambda}{L} \quad (1.9)$$

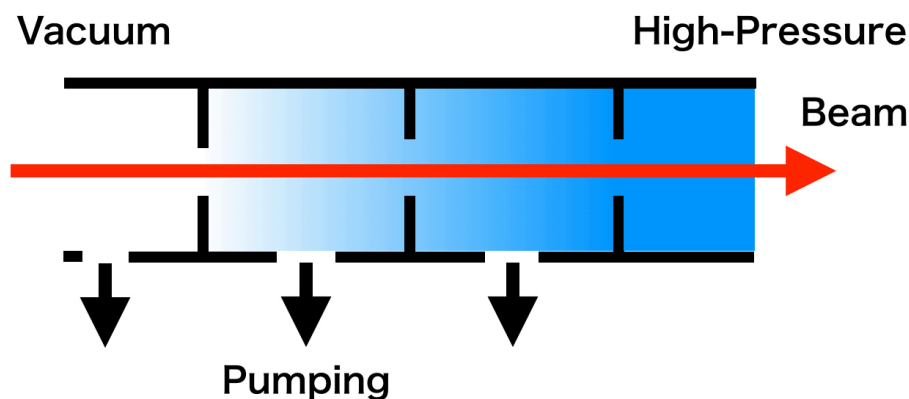


図 1.7: 差動排気による圧力保持

オリフィス, 分子流

分子間での衝突がない分子流では, 孔を通り抜ける分子の量は, 孔への入射頻度で表すことができる. 面積 $A (= \pi r^2)$ の孔に対する粒子の入射頻度 f は, 式 1.10 のように書ける [28].

$$f = \frac{1}{4} n \bar{v} \quad (1.10)$$

ここで, n [m^3] は分子の数密度, \bar{v} は式 1.11 で表される分子の平均熱速度である.

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (1.11)$$

ここで, k , T , m はそれぞれ Boltzmann 定数, ガス温度, ガス分子の質量である. 式 1.10 に式 1.11 を代入することで, 分子流に対するオリフィスのコンダクタンスが得られる. 1.12 より, コンダクタンスは r^2 に比例する.

$$C_1 = \pi r^2 \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} \quad (1.12)$$

オリフィス, 粘性流

ある断面を通る流れの体積流量は, 圧縮性流体力学によると式 1.13 のように書ける [30].

$$Q = P_1 \pi r^2 \sqrt{RT} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left(\xi^{\frac{2}{\gamma}} - \xi^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right)} \quad (1.13)$$

ここで, r , R , T , γ はそれぞれ, オリフィス半径 [m], 気体定数 [J/K/kg], 上流のガス温度 [K], 比熱比である. また, ξ は式 1.14 で定義される上流圧力 P_1 , 下流圧力 P_2 の比である.

$$\xi = \frac{P_2}{P_1} \quad (1.14)$$

圧力比 ξ が式 1.15 で表される臨界圧力比 ξ_c より小さくなると, 流速はマッハ数 $M=1$, すなわち音速となる. このとき, 下流圧力をこれ以上低くしても流量は変化せず, これをチョーク流れと呼ぶ [30]. 大きな圧力差を発生させる差動排気では, 基本的にチョーク状態で考えるため, 式 1.13 に ξ_c を代入すれば良い.

$$\xi_c = \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \approx 0.5 \quad (1.15)$$

以上より, 例えば $\gamma=1.670$ の Ar ガスの場合, 粘性流に対するオリフィスのコンダクタンスは, 式 1.8, 式 1.13 より式 1.16 のよう書け, r^2 に比例する.

$$C_2 \sim \frac{0.73 P_1 \pi r^2 \sqrt{RT}}{P_1 - P_2} \quad (1.16)$$

長い管，分子流

分子流に対する管径一定の円管のコンダクタンスは式 1.17 表される (L は管の長さ) .
コンダクタンスは r^3 に比例し, L に反比例する.

$$C_3 = \frac{2\pi r^3 \bar{v}}{3L} \quad (1.17)$$

長い管，粘性流

管径一定の円管を流れる粘性流の体積流量は, 以下の Hagen-Poiseuille の式に従う.

$$Q = \frac{\pi r^4 \bar{P}}{8\eta L} (P_1 - P_2) \quad (1.18)$$

ここで, η [Pa·s] は粘度, \bar{P} は平均圧力 ($= (P_1 + P_2)/2$) である.

コンダクタンスは, 定義より 1.19 のよう書け, r^4 と平均圧力に比例し, L に反比例する.

$$C_4 = \frac{\pi r^4 \bar{P}}{8\eta L} \quad (1.19)$$

以上, 4つの条件に対してコンダクタンスの理論式を示したが, いずれも半径に対して大きな依存性を持つことが分かる. すなわち, 半径が大きくなるほど圧力差が小さくなるか, あるいは同じ圧力差を維持するためのガス流量が大きくなることを示している. また, コンダクタンスはガス種にも依存し, 軽いガスほど圧力差をつけるのが困難になる.

1.3.2 プラズマウィンドウ

とくにビームの大強度化を考えたとき，従来の固体膜や差動排気では要求される耐久性と圧力保持能力を達成できない場合があり，これらを両立できる新たなビーム窓技術が必要となる．その解の1つとして，プラズマウィンドウ（plasma window, PW）がある．PWは，1995年に Brookhaven 国立研究所のの Ady Hershcovitch が提案した手法で，チャンネルを満たす高温のプラズマによって圧力保持性能を大幅に増加させるものである [31].

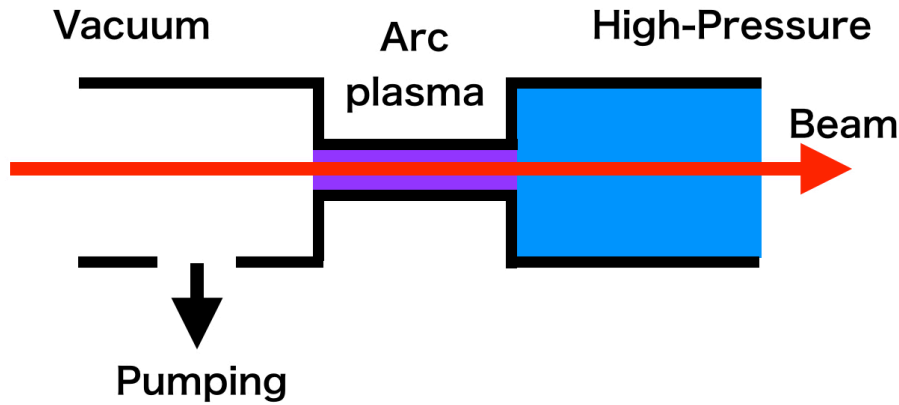


図 1.8: プラズマウィンドウによる圧力保持

PW による圧力保持は，主に次の2つの効果によって説明される [31]. アークプラズマによってガスが室温（300 K）から 12,000 K まで加熱された場合を考える．このとき，理想気体の状態方程式より，密度を一定とすると圧力は室温での値の 40 倍となる．

$$p = \frac{\rho}{m} kT \quad (1.20)$$

ここで， ρ は質量密度 [kg/s] である．

もう一つは，粘性の効果である．円管を流れる粘性流は Hagen-Poiseuille の式 1.18 で記述されるが，質量流量の単位で改めて書くと式 1.21 のようになる．

$$Q = \frac{\pi r^4 \rho}{8\eta L} \Delta P \quad (1.21)$$

ΔP は管の上流，下流の圧力差を表す．ここで，ガスの粘度は図 1.9 のように約 12,000 K までは温度とともに上昇する [32]. したがって，高温のアークプラズマによってチャンネル内の流量が抑えられる．いずれの場合も，プラズマ温度が重要である．

式 1.20, 1.21 を用いると，微小区間 dz において式 1.22 のように書ける．

$$\frac{dp}{dz} = \frac{8\eta Q}{\pi r^4} \frac{kT}{mp} \quad (1.22)$$

この積分を実行することで、式 1.23 が得られる.

$$P_1^2 - P_2^2 = \frac{16\eta kT}{\pi m} \frac{QL}{r^4} \quad (1.23)$$

$P_1^2 \gg P_2^2$ であるとして P_2^2 を無視すると、上流圧力 (i.e. 保持圧力) P_1 を求める式が得られる [33][34].

$$P_1 \simeq \sqrt{\frac{16\eta kT}{\pi m} \frac{\sqrt{QL}}{r^2}} \quad (1.24)$$

PW を用いた大気中での電子ビーム溶接は既に実証されており [35], ビーム窓として魅力的なデバイスであるため, 中性子源用の重水素ガス標的 [36] や, ADS におけるビームラインと LBE 標的を分離するビーム窓 [37] などへの応用も検討されている. しかし, その際に最もネックとなっているのは, PW の直径である. Hershcovitch が開発したオリジナルの PW の直径は 2.36 mm であるのに対し, 加速器施設におけるビームサイズは数 10 mm 以上のオーダーである. したがって, 粒子加速器に PW を応用するにはその直径を数 10 mm まで拡大せねばならない.

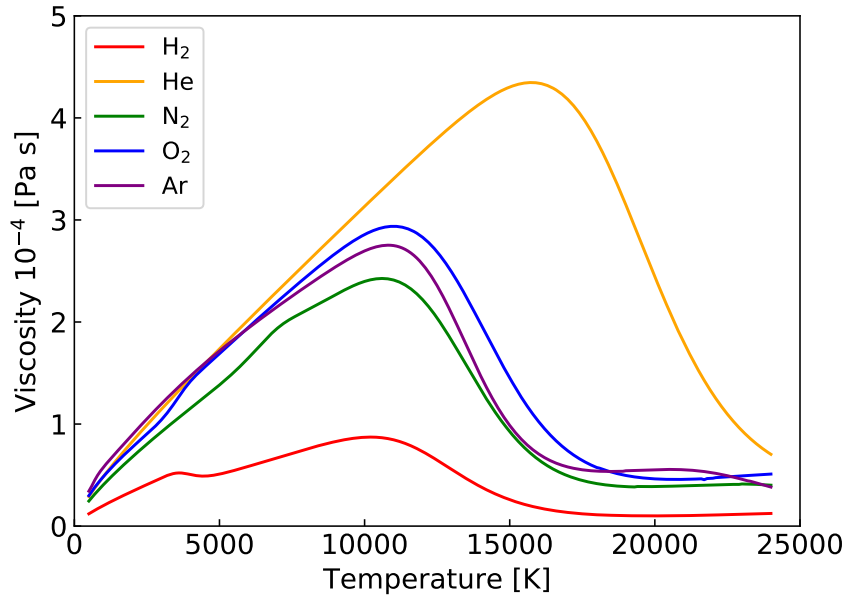


図 1.9: 大気圧における各ガス種の粘度

1.4 PWの応用例

1.4.1 理化学研究所 RIBF

本節では、PWを大強度加速器のビーム窓に適用する場合に要求されるパラメータについて、サイクロトロンを採用している加速器施設として、理化学研究所 仁科加速器科学研究センターの重イオン加速器施設、RIBF (Radioactive-isotope beam factory) を例にとり検討する。

RIBFは、サイクロトロンによる多段加速という特徴を有し、複数のリニアックやサイクロトロンを使い分けることで、水素からウランまでの全核種を加速することができる。その中でも特にウランビームは、前節で述べた重元素合成過程の解明に必要な中性子過剰核のビームや、核変換の基礎データ測定に必要なLLFP核種のビーム等が得られ、極めて有益な実験を行うことが出来るため、RIBFの最重要ビームとして位置づけられている。RIBFにおけるウランビームは、図1.10のようなスキームで加速される[38]。まず、最上流に位置する28GHz超伝導ECRイオン源[39]で $^{238}\text{U}^{35+}$ イオンを生成し、RFQ (radio frequency quadrupole), DTL (drift tube linac) で構成される入射器 RILAC2[40] によって0.68 MeV/uまで加速される。その後、RRC (RIKEN ring cyclotron), fRC (fixed-frequency ring cyclotron), IRC (intermediate-stage ring cyclotron), SRC (superconducting ring cyclotron) の4つのサイクロトロンで順次加速され、345 MeV/uに達したのち、後段の超伝導RIビーム生成分離装置であるBigRIPSへと送られる。この途中で、2回荷電変換を行っており、RRC下流に位置するHeガスストリッパ[41] (0.7 mg/cm²) によって35から64価へ、fRC下流に位置するグラファイトストリッパ[43] (14 mg/cm²) によって64から86価へそれぞれ変換される。

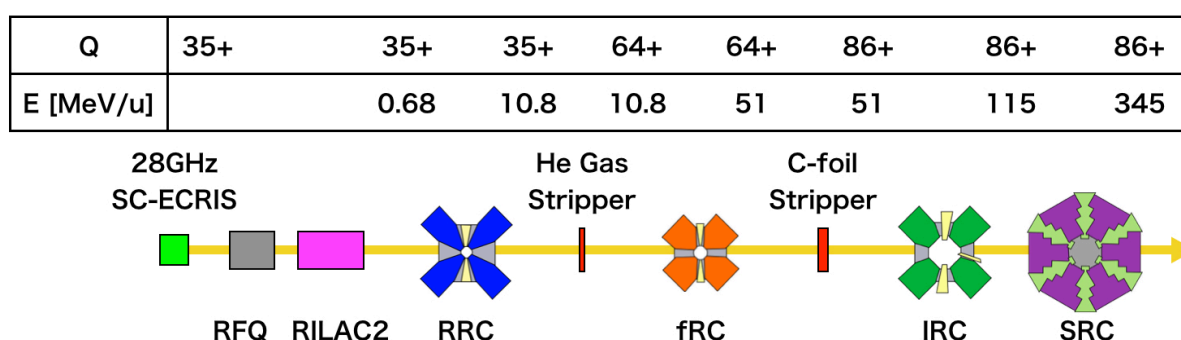


図 1.10: RIBF における ^{238}U の加速スキーム [38]

BigRIPS では、図 1.11 に示す入射核破碎法によって RI ビームが生成される [44]。加速されたウランビームは、Be 標的に衝突させられることで核分裂が生じ、核分裂片として様々な核種が生成される。その中から、実験の目的に応じた 1 つの核種のみを選別・分離する必要がある。複数の偏向磁石、スリット、エネルギー減衰板で構成される fragment separator と呼ばれる装置によって、この核種分離が実現される。磁場中を運動する荷電粒子の曲率半径は、その運動量と電荷の比である磁気剛性 (magnetic rigidity) で決まる。

$$B\rho = \frac{\gamma mv}{q} \quad (1.25)$$

ここで、 B は磁束密度 [T]、 ρ は電磁石の曲率半径 [m]、 γ はローレンツ因子、 m は荷電粒子の質量 [kg]、 v は荷電粒子の速度 [m/s]、 q は荷電粒子が持つ電荷 [C] である。核破碎片は、1 次ビームとほぼ同じ速度を有しているため、曲率半径 ρ の磁石によって、まずは質量電荷比で磁気分析される。次に、それらをエネルギー減衰板に通して、価数に応じたエネルギー損失を生じさせ、再度磁気分析することで、2 次ビームとして所望の RI のみを得ることができる。

この手法は、RIBF だけでなく、アメリカのミシガン州立大学 [45] や、フランスの GANIL [46] など世界中の主要な重イオン加速器施設で採用されている。この手法では、所望の RI より重い核種を 1 次ビームとして使う必要があるため、質量の大きな RI が欲しければ、U のような重イオンを加速する必要がある。また、生成確率の低い希少な RI をより多く得たい場合や、実験時間を短縮するために RI ビームの強度を上げたい場合、1 次ビームの強度を上げることが必須となる。つまり、U のような重いイオンビームを如何に大強度で生成、加速するかが重要なポイントとなり、これまで様々な技術開発が続けられてきた。

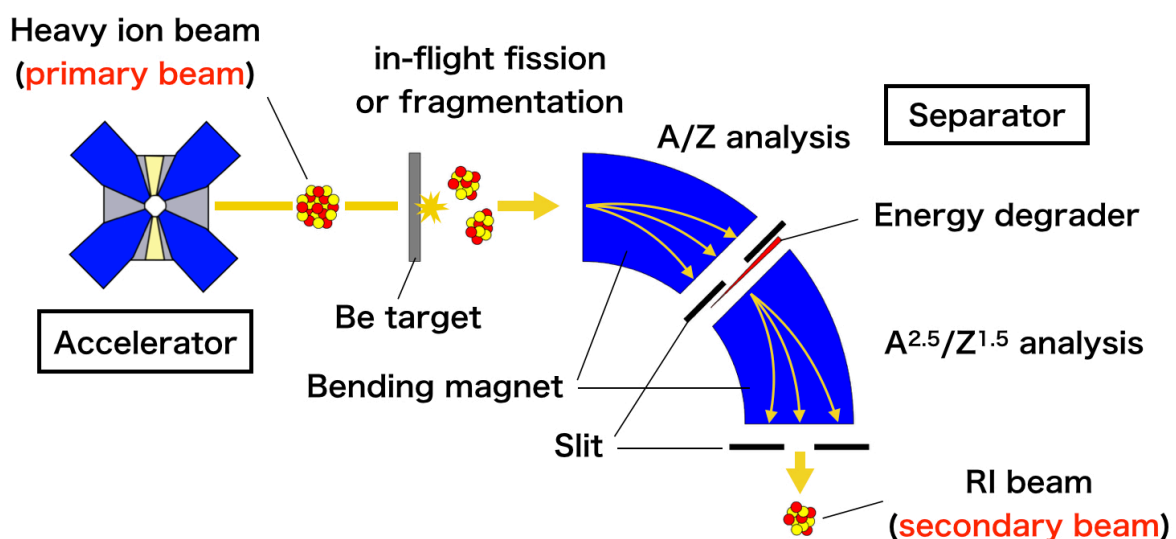


図 1.11: RI ビームの生成方法

1.4.2 水素ガス荷電変換装置で要求される保持圧力

ここで、RIBF 運転開始以来のビーム強度の変遷を図 1.12 に示す [47]. RIBF では、2006 年の運転開始以来、大強度な多価重イオンビームを生成可能な 28GHz 超伝導 ECR イオン源 [39], そしてそのような大強度ビームに耐えられる He ガスストリッパー [41], 回転グラフアイトストリッパー [43] など、様々な技術開発が行われてきた. それによって、現時点での ^{238}U ビーム強度は約 100pnA に達しており、これは世界最大の強度である. しかし、ビーム強度が上がればより有益な実験が可能となるため、今後 U ビームを他の中質量ビームと同等の 1000pnA まで大強度化したいという要求がある [49].

図 1.13 に、イオン源でのビーム強度を 1 とした場合の、加速器の各位置における ^{238}U のビーム強度を示す [48]. これは、荷電変換効率（ストリッパーを通すことで価数がばらけ、通常収率は 2~3 割になる）は除いた、純粋な加速器の通過効率を表している. この図より、特に入射器であるリニアックや RRC といった、比較的低エネルギー領域でのビームロスが顕著であることが分かる. これを改善するためには、大強度だけでなく高品質な、つまり高輝度な入射系を用いることが 1 つの解として挙げられる.

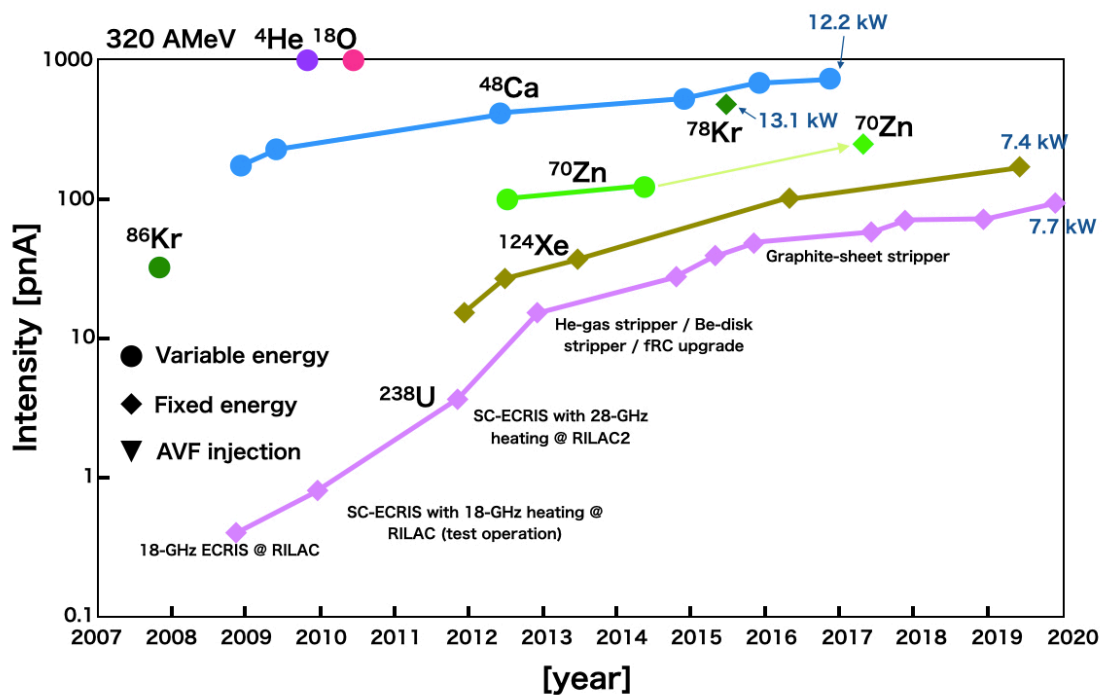
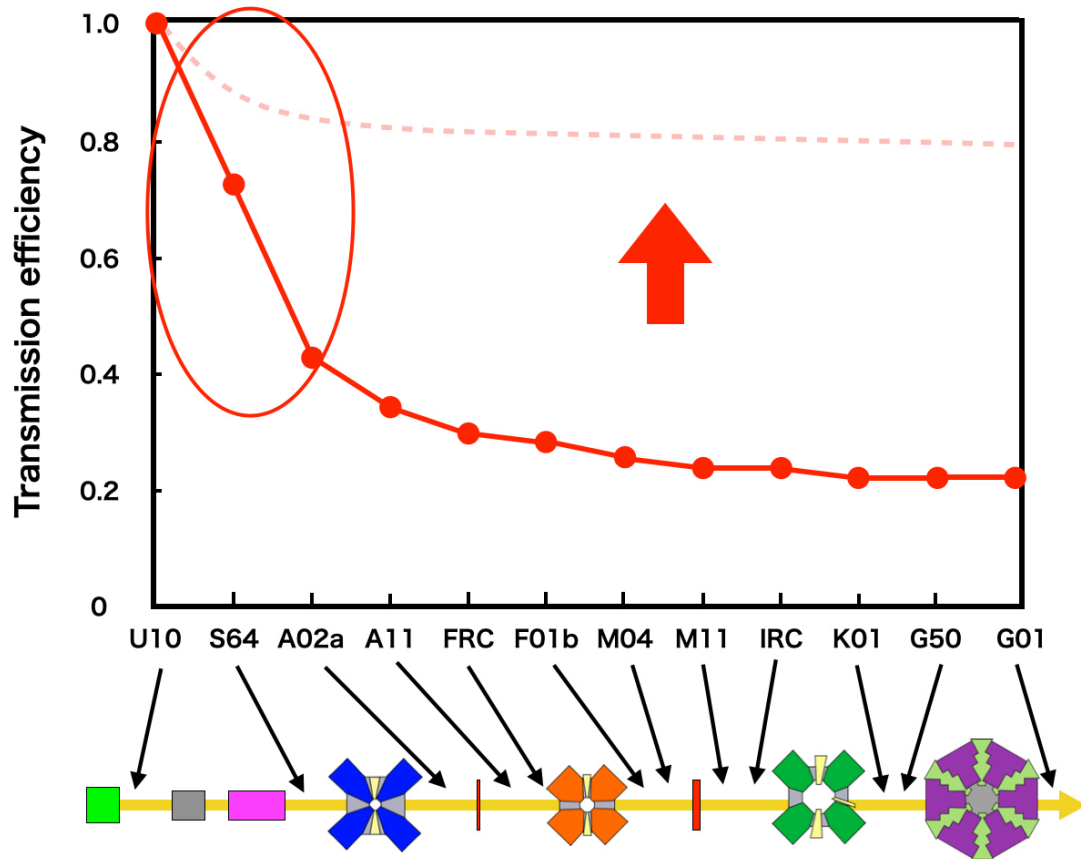


図 1.12: RIBF におけるビーム強度の変遷 [47]

図 1.13: ^{238}U ビームの通過効率 [48]

そこで、高輝度な重イオンビーム入射系を実現するために、次のような新しいスキームが検討されている。新しい入射スキームの概要を図 1.14 に示す。まずイオン源として、DC ビームを生成可能であり、ECR イオン源に比べてエミッタンスが低い電子ビームイオン源 (Electron beam ion source, EBIS) を採用する (付録 A)。EBIS によって、価数は 10 価と低くて良いので低エミッタンスなビームを生成し、加速勾配の大きい超伝導リニアックによって加速する。なお、RFQ 前段のプリバンチャーには、粒子の収集効率の高いマルチハーモニックバンチャーを採用する (付録 B)。RRC への入射に必要な 35 価を荷電変換で得るために、一旦 1.8 MeV/u まで加速するが、その後 RRC で受け入れられるエネルギーである 0.68 MeV/u まで減速する。荷電変換には、高価数が得られ大強度ビームにも耐えうる low-Z ガスである水素が用いられる。しかし、限られたスペースで、圧力保持を行うのが難しい low-Z ガスを蓄積しつつ、ビームロスを抑えるために大きなアクセプタンスを実現しなければならない。そのため、水素ガス荷電変換装置のガス閉じ込めに、PW が有力である。

SRC 出口のビーム強度を、目標である $1 \text{ p}\mu\text{A}$ として、イオン源で必要な強度を逆算した。加速器の通過効率は 100% として、途中の 3 つのストリッパでの収率をそれぞれ 2~3 割と仮定すると、イオン源では $70 \text{ p}\mu\text{A}$ の U^{10+} が必要となる。

Q	10+	10+	35+	35+	35+	64+	64+	86+	86+	86+
E [MeV/u]		1.8	1.8	0.68	10.8	10.8	51	51	115	345
I [pμA]	70	70	15	15	15	15	3	1	1	1

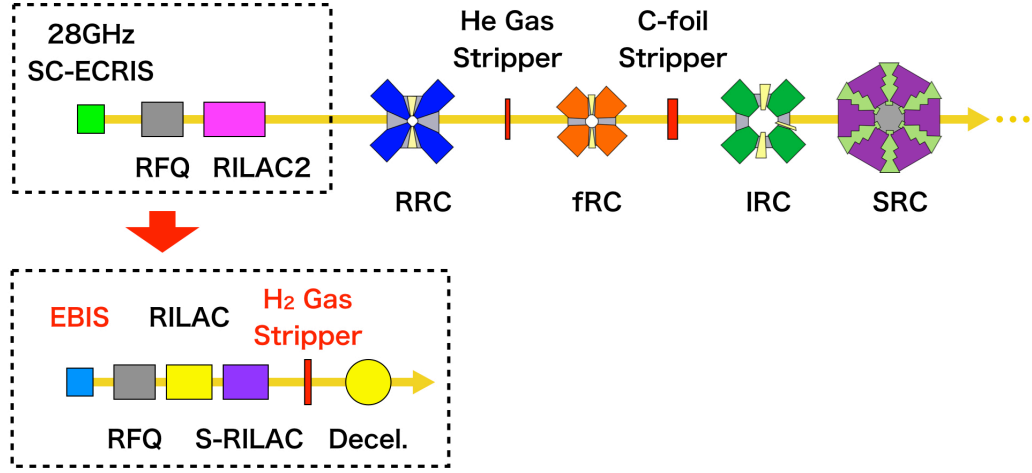


図 1.14: 新しい加速スキーム

以下に、水素ガスストリッパーにおける圧力インターフェースとしてPWを応用する際の要求パラメータについて検討する。

まず、重要な要求パラメータの1つである閉じ込め圧力を求める。そもそも、荷電変換装置 (charge stripper) とは、物質中にビームを通過させることでイオンから電子を剥ぎ取り、価数を上げる装置である。イオンビームが物質中に入射したとき、衝突電離によりイオンの価数が上がる反応と、逆にイオンが物質の軌道電子を捕獲して価数が下がる反応が起こる。これらが競合するプロセスが平衡した点が、平衡価数となる (図 1.15)。

電離断面積の計算には、式 1.26 の Binary Encounter Model[50] が用いられる。

$$\sigma_{ion} = \sum_n N_n \pi \left(\frac{Ze^2}{U_n} \right)^2 G(V) \quad (1.26)$$

ここで、 σ_{ion} は電離断面積 [cm²]、 N_n は n 殻の電子の数、 U_n は結合エネルギー、 Z は標的の原子番号である。 V はビームの速度 v_p と軌道電子の速度 v_n の比である。

$$V = \frac{v_p}{v_n} \quad (1.27)$$

$G(V)$ は、 $V > 0.206$ のとき次式で表される。

$$G(V) = \frac{\alpha^{3/2}}{V^2} (1 - \beta)(1 - \beta^{1+V^2}) \left\{ \alpha + \frac{2}{3}(1 + \beta) \ln(2.7 + V) \right\} \quad (1.28)$$

このとき、 α 、 β はそれぞれ、

$$\alpha = \frac{V^2}{1 + V^2} \quad (1.29)$$

$$\beta = \frac{1}{4V(1+V)} \quad (1.30)$$

である。また、 $V < 0.206$ のとき次式で表される。

$$G(V) = \frac{4V^2}{15} \quad (1.31)$$

一方、電子捕獲断面積の計算には式 1.32 の Schlechter Model[51] が用いられる。

$$\sigma_{cap} = 1.1^{-8} q^{3.9} Z^{4.2} E^{-4.8} \quad (1.32)$$

ここで、 σ_{cap} は電子捕獲断面積 [cm^2], q はイオンの電荷 [C], E はビームのエネルギー [keV/u] である。

以上のように、平衡価数は、入射エネルギーと物質の原子番号に依存する。式 1.27, 1.32 を用いて計算した、1.8 MeV/u のウランビームを水素に入射した際の電離、および電子捕獲断面積を図 1.15 に示す。平衡価数は 35+ となっている。

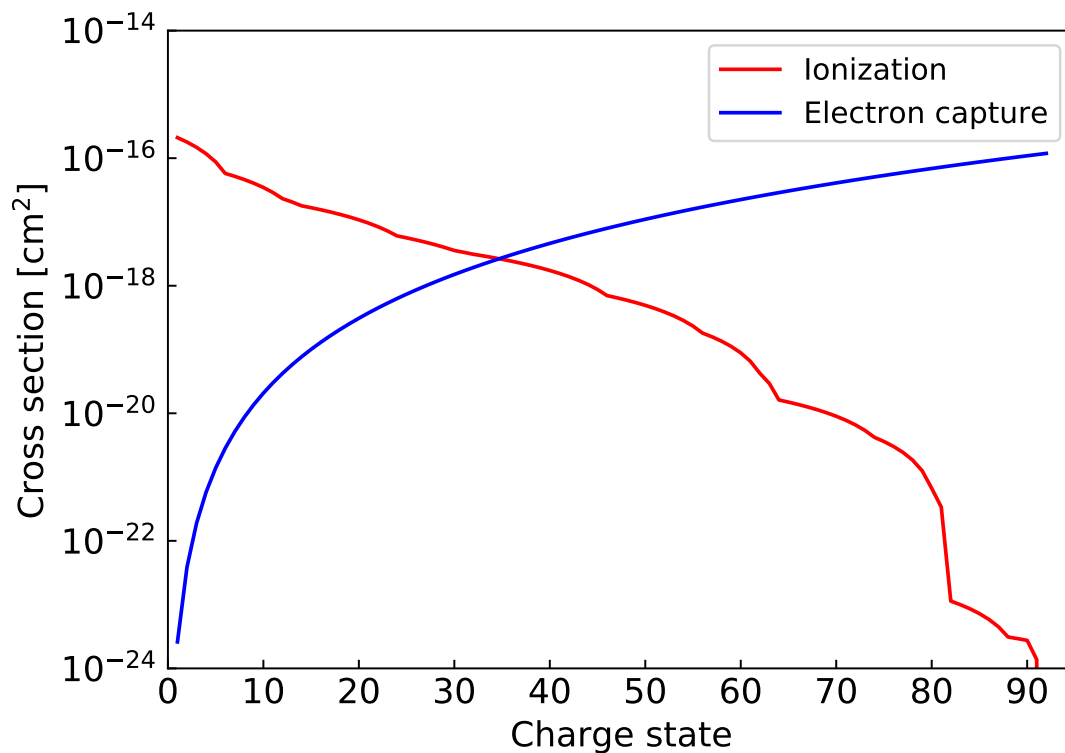


図 1.15: 水素ガスに対する 1.8 MeV/u のウランビームの平衡価数

これらの断面積を用いて，以下のレート方程式を解くことで，価数が平衡に達する標的厚さを求めることができる [52].

$$\frac{df_q}{d\delta} = n (f_{q-1}\sigma_{q-1}^{ion} - f_q\sigma_q^{ion} - f_{q+1}\sigma_{q+1}^{cap} - f_q\sigma_q^{cap}) \quad (1.33)$$

ここで， δ は標的の厚さであり，物理的な長さに質量密度をかけた面密度 δ [g/m²] の次元で表現している．また， f_q は価数 q の収率， n は単位質量あたりのストリッパー物質の原子数を表す．式 1.33 の計算結果を図 1.16 に示す．10 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 未満で平衡に達することがわかる．

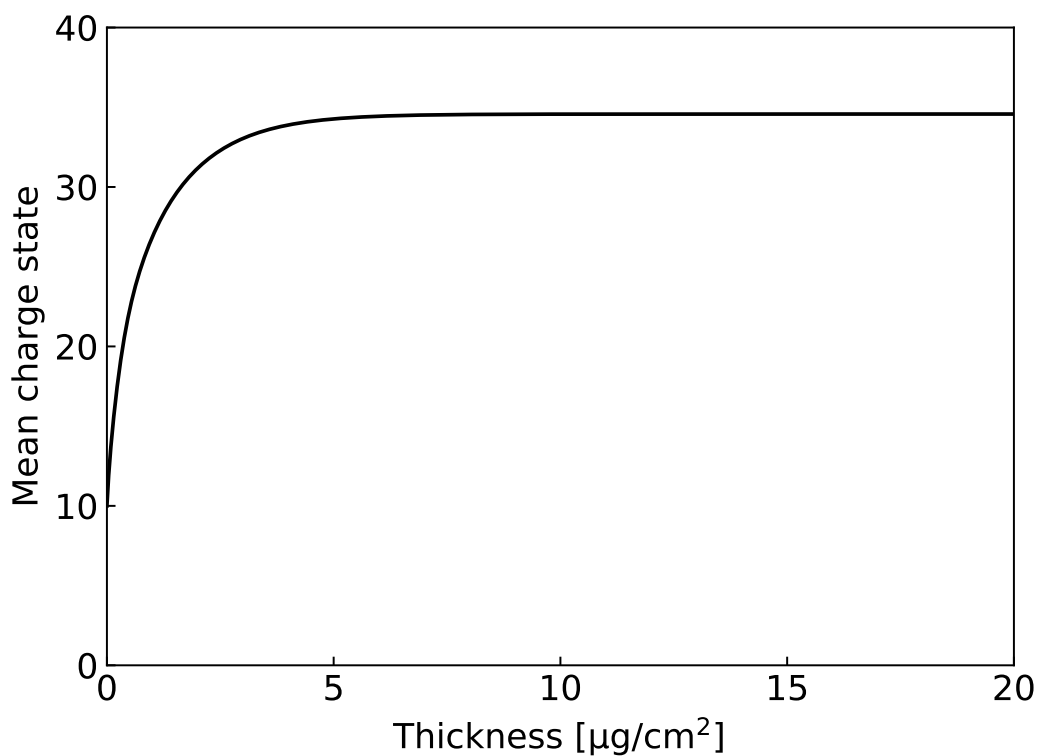


図 1.16: 水素ガス中での 1.8 MeV/u のウランビームの価数発展

以上より，標的厚さを 10 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ，標的の長さを 10 cm，水素ガスの温度を 300 K とすると，水素ガスの閉じ込め圧力は 2.5 kPa と見積もられる．

1.5 本研究の目的・概要

PW を大強度粒子加速器のビーム窓に応用するには、その大口径化が重要な開発課題となる。本研究では、直径を 6, 10, 15, 20mm まで可変できる PW を製作し、大口径化した際の圧力保持性能について調査した。本研究の目的は、大口径 PW の特性を理解し、最適な運転条件を得るための指針を明らかにすることである。

本論文の構成は次のようになっている。1 章では、粒子加速器の重要性、そしてその要素技術としてのビーム窓について述べ、新たなビーム窓技術の 1 つである PW を理研 RIBF に応用する場合の要求パラメータを例に示した。2 章では、アーク放電の理論と、アーク放電の発展型である器壁安定化カスケードアーク放電の特徴について述べた。3 章では、大口径プラズマウィンドウの開発と、実験セットアップの構築について述べた。4 章では、圧力および電流-電圧特性の測定、電子温度の分光計測の結果についてまとめた。5 章では、各章の総括を行い、大口径 PW の特性に関して得られた知見についてまとめた。

第 2 章

アーク放電の理論

2.1 直流放電の理論

本節では、直流放電の過程とその最終形態であるアーク放電について説明する。まず、図 2.1 に示すような放電管を考え、持続放電に至る過程を考える。

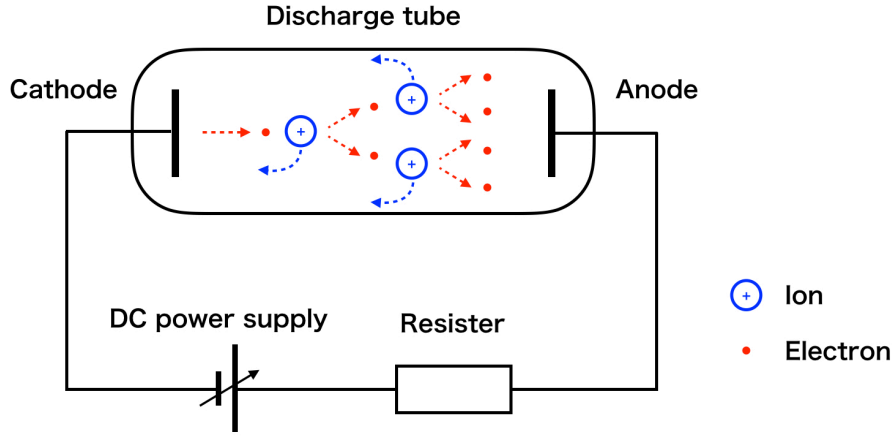


図 2.1: 直流放電の模式図

まず、電極間に存在する初期電子が、電場によって加速され、中性粒子を衝突電離する効果を考える。これを α 作用と呼ぶ。このとき、加速された1個の電子が単位長さ進む間に行う電離の数を α とすると、ギャップ長 d だけ進んだ時の電子フラックス n_e [$1/\text{m}^2 \cdot \text{s}$] は、式 2.1 のように指数関数的に増加する。

$$n_e = n_0 e^{\alpha d} \quad (2.1)$$

ここで、 n_0 は初期の電子数である。

さらに、この α 作用によって生じたイオンが電場で加速され、カソードに衝突して二次電子を生じる効果を考慮する。これを γ 作用と呼ぶ。 γ 作用によって生じる電子フラックス n_γ も考慮すると、式 2.1 は次のように書き直される。

$$n_e = (n_0 + n_\gamma) e^{\alpha d} \quad (2.2)$$

α 作用で生成されるイオンは全て1価と仮定すると、そのフラックス n_i はギャップ間での電子の増分に相当するので、

$$n_i = n_e - (n_0 + n_\gamma) \quad (2.3)$$

これらが全てカソードに入射したとき、イオン1個あたりに放出される二次電子の数を γ とすると、二次電子フラックス n_γ は、

$$n_\gamma = \gamma n_i = \frac{\gamma}{1 + \gamma} (n_e - n_0) \quad (2.4)$$

結局、アノードに到達する電子フラックス n_e は、次のように書ける.

$$n_e = n_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (2.5)$$

フラックスに素電荷 e [C] と電極面積 S [m²] をかけて、2.5 を電流に書き直すと、

$$I_e = I_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (2.6)$$

このとき、式 2.7 であれば $I \rightarrow \infty$ となり、初期電子がなくとも電流が流れ続けることを表す.

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (2.7)$$

これを、Townsend の火花条件 (sparking criterion) と呼び、放電の持続条件を表す [53, 54].

次に、火花条件を得るために必要な電圧を求める. そのために、まずは α 係数の電場依存性を考える. 電子が電場 E で加速されて z だけ進んだ時に得るエネルギーは eEz であり、これが電離電圧 ϕ_i より大きいと必ず電離が起これと仮定する.

$$z = \frac{\phi_i}{E} \quad (2.8)$$

ここで、気体中を進む電子数 N は、気体分子による散乱によって距離とともに指数関数的に減少していく.

$$N = N_0 \exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right) \quad (2.9)$$

N_0 , λ はそれぞれ初期電子数, 平均自由行程である. したがって, z より長い自由行程を持っている電子の割合は、式 2.8, 2.9 より、

$$\frac{N}{N_0} = \exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right) = \exp\left(-\frac{\phi_i}{\lambda E}\right) \quad (2.10)$$

これを平均自由行程で割れば、単位長さ当たりの電離の数 α が得られる.

$$\alpha = \frac{N}{N_0} \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda} \exp\left(-\frac{\phi_i}{\lambda E}\right) \quad (2.11)$$

平均自由行程は圧力に反比例するため, λ' を定数として $\lambda = \lambda'/p$ と表すと、

$$\alpha/p = \frac{1}{\lambda'} \exp\left(-\frac{\phi_i}{\lambda' E/p}\right) \quad (2.12)$$

さらに $A = 1/\lambda'$, $B = \phi_i \lambda'$ とそれぞれおくと、

$$\alpha/p = A \exp\left(-\frac{B}{E/p}\right) \quad (2.13)$$

ここに、式 2.7 の火花条件を代入し、 $E = V/d$ とおくことで、式 2.14 の火花電圧が得られる。これを Paschen の法則と呼び、火花電圧は圧力 p とギャップ d の積に依存する [53, 54].

$$V = \frac{Bpd}{\ln Apd + C} \quad (2.14)$$

ここで、定数 C は式 2.15 のようにおいた、

$$C = -\ln \ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right) \quad (2.15)$$

ガス種による係数 A , B を表 2.1 に示す [55]. また、係数 C を求めるのに必要な、金属の二次電子放出比の最大値 γ_m と、その γ_m を与える一次電子の最大エネルギー E_m を表 2.2 に示す [53]. ガス種を Ar, カソードの材質を W とした時の Paschen カーブを図 2.2 に示す。 pd 積が約 0.1 の時に火花電圧が極小となることがわかる。以上が、直流放電の基本的な過程である。

表 2.1: 係数 A , B の値 [55]

Gas	A [$\text{Pa}^{-1}\text{m}^{-1}$]	B [$\text{V}\cdot\text{Pa}^{-1}\text{m}^{-1}$]
H ₂	3.8	93
He	2.1	26
N ₂	9.3	257
Ar	10.2	176
Air	11	274

表 2.2: 金属の二次電子放出の特性値 [53]

Material	γ_m	E_m [eV]
Ni	1.35	550
Cu	1.3	600
Mo	1.25	375
Ag	1.47	800
Ta	1.3	600
W	1.35	650
Pt	1.8	700
Au	1.45	800

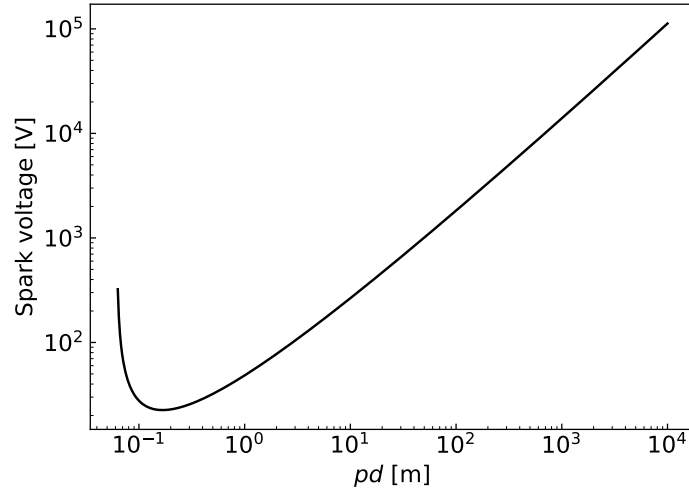


図 2.2: Ar ガス, W カソードの場合の Paschen カーブ

このような直流放電は、大きくグロー放電とアーク放電に大別される。グロー放電は、数 kPa 以下、数 10mA 以下の低圧、低電流で得られる放電であり [56]、さらに放電電流を増加させることで、最終的にアーク放電に移行する (図 2.3[57])。

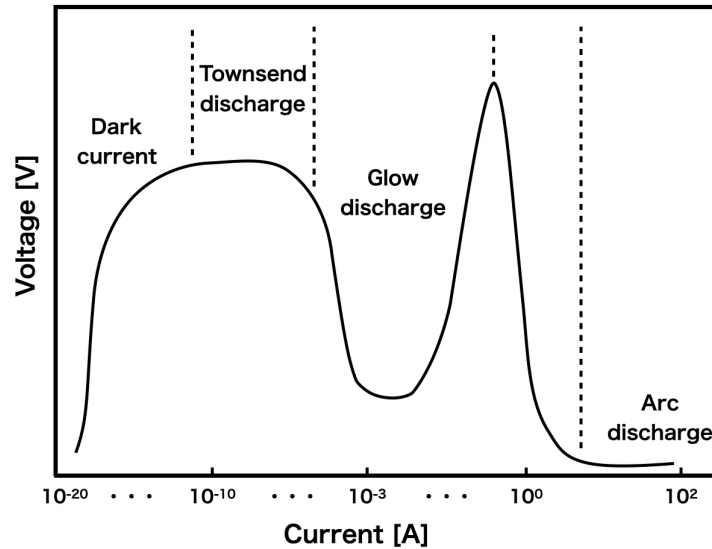


図 2.3: 電流に対する放電形態の変化 (圧力: 0.1 kPa) [57]

グロー放電の状態から放電電流を増加させると、カソードが加熱されて熱電子放出が生じる。熱電子放出による電流密度 J は、Richardson-Dushman の式で与えられ [59]、カソード温度に強く依存する。このように、アーク放電では熱電子放出によって電子が供給されるため、放電電圧は大幅に低下する。

$$J = 1.20 \times 10^6 T^2 \exp\left(-\frac{eW}{kT}\right) \quad (2.16)$$

ここで, k は Boltzmann 定数, W [eV] は仕事関数である. いくつかの物質の仕事関数を以下に示す.

表 2.3: 仕事関数 [58]

Material	Work function [eV]
W	4.52
Ta	4.2~4.35
LaB ₆	~2.7
BaO	1.0~1.5

以上のように, 電子の供給メカニズムが, カソードへのイオン衝突による二次電子放出 (γ 作用) の場合をグロー放電, 熱電子放出による場合をアーク放電と呼ぶ [59].

また, アーク放電では, その大きな電流密度により高温のプラズマが生成される. したがって, 電離エネルギーよりも大きな熱エネルギーを有する重粒子 (中性粒子とイオン) が存在し, 重粒子同士の衝突によっても電離が生じる. 電子衝突電離 (α 作用) に対して, これを熱電離 (thermal ionization) と呼ぶ. アーク放電における電極間の気体分子の電離メカニズムは, 熱電離が支配的となる [56].

高圧のアーク放電では, 粒子間の衝突が極めて多く, それらはほぼ熱平衡となる. このようなプラズマを熱プラズマと呼ぶ. ここで, プラズマを構成する粒子が熱平衡となる条件を求める.

プラズマ中では, 電子が電場から得たエネルギーが, 衝突を介して重粒子に移行する. 重粒子温度を T_h , 電子温度を T_e とすると, 1 回の衝突で電子から重粒子に移行するエネルギーは, 式 2.17 で書ける.

$$\frac{3}{2}k(T_e - T_h)\kappa \quad (2.17)$$

ここで κ は損失係数と呼ばれ, 質量 m_1 の粒子が質量 m_2 の粒子に衝突したとき, m_1 から m_2 に移行する運動エネルギーの割合である.

$$\kappa = \frac{2m_1m_2}{(m_1 + m_2)^2} \quad (2.18)$$

$m_1 \ll m_2$ の場合は, $\kappa \approx 2m_1/m_2$ となる. 一方, 電子が衝突の間に電場から得るエネルギーは, 式 2.19 となる.

$$eEv_{ed}\tau_{eh} = \frac{\pi}{8kT_e}(eE\lambda_{eh})^2 \quad (2.19)$$

ここで, v_{ed} , τ_{eh} はそれぞれ電場による電子のドリフト速度, 電子-重粒子の平均衝突時間であり, 式 2.20, 2.21 で表される.

$$v_{ed} = \frac{e\tau_{eh}}{m_e}E \quad (2.20)$$

$$\tau_{eh} = \frac{\lambda_{eh}}{\bar{v}_{et}} \quad (2.21)$$

λ_{eh} は、電子-重粒子の平均自由行程である。また、 \bar{v}_{et} は電子の平均熱速度である。

$$\bar{v}_{et} = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \quad (2.22)$$

式 2.17, 2.19 を等しく置くと,

$$\frac{T_e - T_h}{T_e} = \frac{\pi}{24} \frac{m_h}{m_e} \left(\frac{eE\lambda_{eh}}{kT_e} \right)^2 \propto \left(\frac{E}{p} \right)^2 \quad (2.23)$$

が得られる。ここで、先ほどと同様に λ'_{eh} を定数として $\lambda_{eh} = \lambda'_{eh}/p$ と置いた。以上より、熱平衡の度合いは、実効電場 (E/p) に依存する。つまり、熱平衡になるには、電子が衝突の間に電場から得る運動エネルギーよりも、電子自身の熱運動のエネルギーが十分大きくなければならない。電流一定の場合の、 T_h , T_e のガス圧依存性の例を図に示す [57]。

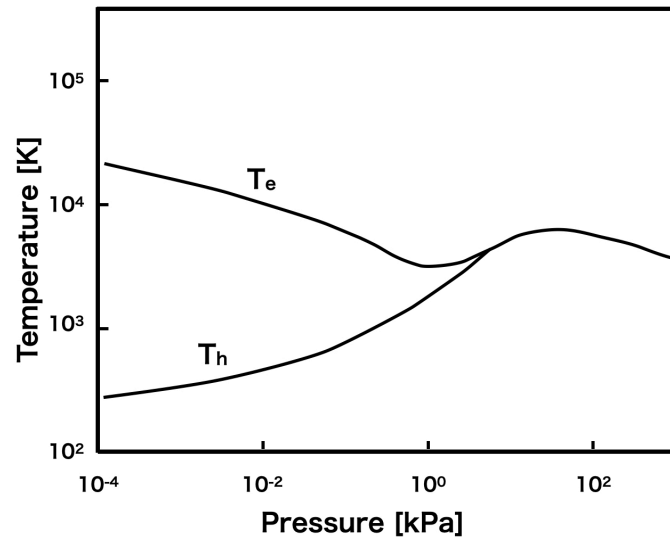


図 2.4: T_h , T_e のガス圧依存性 (電流一定) [57]

最後に、プラズマの導電率について説明する。プラズマに直流電場が加わると、イオンは電場の向き、電子は電場と逆向きに加速され、ドリフトする。電子はイオンに比べてはるかに軽いため、プラズマ中の電流は主に電子が担う。この電子はイオンや中性粒子との衝突で減速もされるが、定常状態ではこれらの加速と減速が釣り合い、電子は電界強度に比例した一定の速度をもつ。いま、中性粒子の存在しない完全電離プラズマを考え、イオンに対する電子の相対速度を u とすると、定常状態での電子の運動方程式は、

$$\frac{du}{dt} = -\frac{eE}{m_e} - \frac{u}{\tau_{ei}} = 0 \quad (2.24)$$

ここで, τ_{ei} は電子とイオンの衝突時間である. したがって,

$$u = -\frac{e\tau_{ei}E}{m_e} \quad (2.25)$$

一方, 電流密度は $j = -en_e u$ であるから, プラズマの導電率は,

$$\sigma = \frac{j}{E} = \frac{n_e e^2 \tau}{m_e} \quad (2.26)$$

ここで, Braginskii が求めた電子-イオンの衝突時間 τ_{ei} は式 2.27 のように書ける.

$$\tau_{ei} = \frac{6\pi\sqrt{2\pi}\varepsilon_0^2 m_e^{1/2} (kT_e)^{3/2}}{n_i Z_i^2 e^4 \ln \Lambda} \quad (2.27)$$

ここで, ε_0 は真空の誘電率, $\ln \Lambda$ は Coulomb 対数, n_i , Z_i はそれぞれイオン密度, イオンの価数である. いま, 1 価電離を仮定して $n_i = n_e$, $Z_i = 1$ とし, 式 2.27 を式 2.26 に代入すると,

$$\sigma = \frac{6\pi\sqrt{2\pi}\varepsilon_0^2 (kT_e)^{3/2}}{e^2 m_e^{1/2} \ln \Lambda} \quad (2.28)$$

が得られる. これを Spitzer の式と呼ぶ. さらに, 電子の速度分布を考慮することで, 以下のように近似される [53].

$$\sigma \approx 2 \times 10^4 \frac{T_e^{3/2}}{\ln \Lambda} \quad (2.29)$$

以上のように, プラズマの導電率は電子温度に依存する.

2.2 自由燃焼アーク

これまで、アーク放電の概要について述べたが、以下の節では、いくつかのアーク放電装置の形態とその特徴について述べる。

まず、最も基本的な形態として、図 2.5 のようにアノード、カソードのみから構成される自由燃焼アーク (free burning arc) がある。このように、拘束のないアークでは自由対流が許され、高温部分は外側に広がろうとする。その結果、アーク電流を増やしてもアーク柱が広がるだけで電流密度を大きくすることができず、より高い温度を得ることができない [60]。

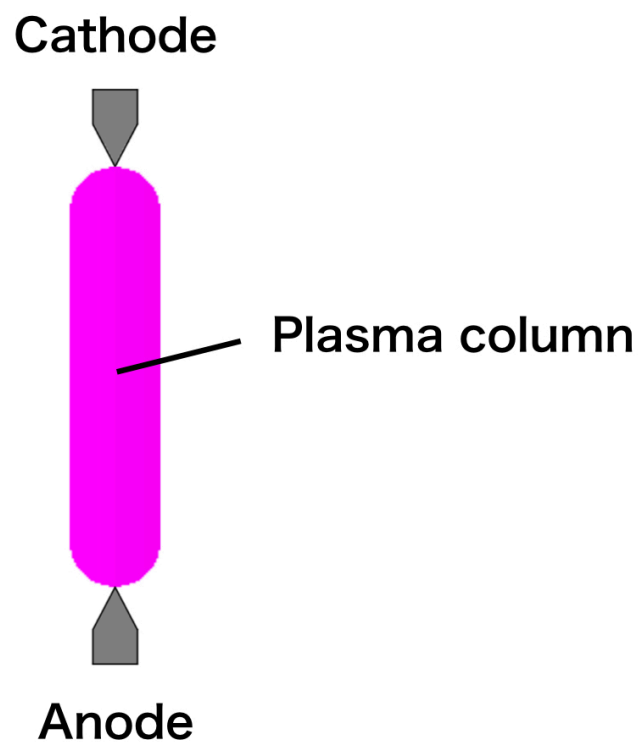


図 2.5: 自由燃焼アーク

2.3 器壁安定化アーク

前述の問題を解決するために考案されたのが、器壁安定化アーク (wall stabilized arc) である。器壁安定化アークは、図 2.6 のように、アノード、カソードに加えて、アーク柱を囲む壁で構成される。この壁によって周辺部のプラズマを冷却することで、式 2.29 より導電率が下がり、中心の高温部にのみ電流が集中する。これを熱ピンチ (thermal pinch) 効果と呼ぶ。熱ピンチによって、比較的大きな電流密度が達成され、高温アークを得ることができる [57]。壁として石英管を用いたものが、光源などの用途に利用されてきた [57]。

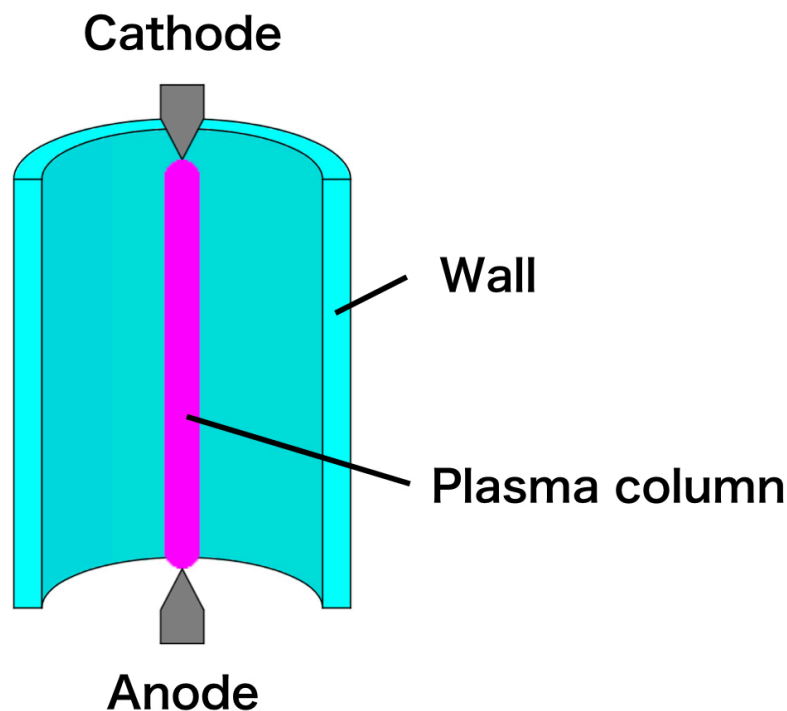


図 2.6: 器壁安定化アーク

2.4 器壁安定化カスケードアーク

器壁安定化アークの発展型として、器壁安定化カスケードアーク (wall stabilized-cascaded arc) が Maecker によって 1956 年に考案された [61]。器壁安定化カスケードアークでは、より大きな壁への熱流束に耐えるため、その材質として水冷された金属（銅）電極を採用した。そして、アノード-カソード間の電氣的な絶縁については、絶縁体を挟みながら銅電極をスタックすることで解決した。

このように、カスケードアークではプラズマへの投入密度エネルギー密度を高め、安定な高温プラズマを得られるという特徴をもち、電力遮断器で発生するアークの消弧に関する基礎研究 [62, 63] から、光源 [64, 65]、ナノ粒子の合成 [66]、ダイヤモンド薄膜などの高速成膜 [67]、核融合炉におけるダイバータプラズマ模擬装置 [33, 68] まで、様々な用途に応用されてきた。PW も、この器壁安定化カスケードアーク放電を採用している。

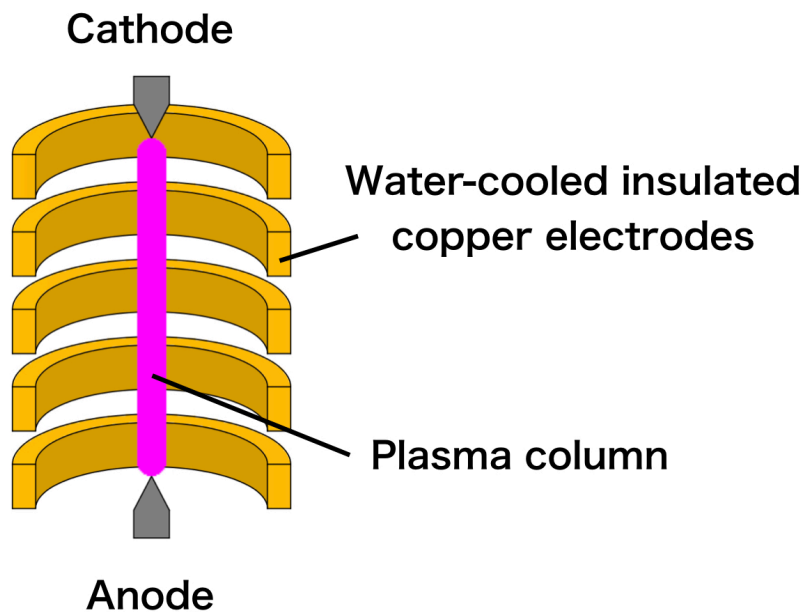


図 2.7: 器壁安定化カスケードアーク

第 3 章

大口径プラズマウィンドウの開発と実験 セットアップの構築

3.1 大口径プラズマウィンドウの開発

本研究では、PWの直径を数10mm オーダーまで拡大した際の特性について調査するが、そのような直径は現在達成されていない。そこで、大口径に対応し、かつ系統的にデータを測定するために容易に直径を変更できるPWを開発した。

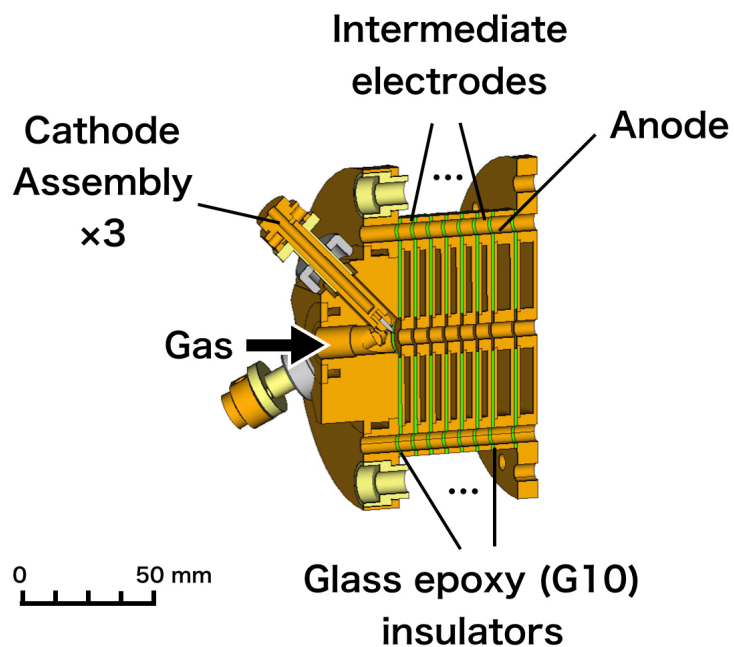
まず、従来のPWを図3.1に示す。PWは、主にカソード、絶縁された7枚の中間電極、アノードから構成される。

カソード材料としては、先端をペンシル状に研磨したW溶接棒が用いられ、これを水冷されたホルダで支持する形となっている。このカソードが、放電チャネルを囲むように円周上に3本設けられており、その中心にビームを通すことができる。また、アーク電流を分散してカソードの熱負荷を抑えられる利点もある。

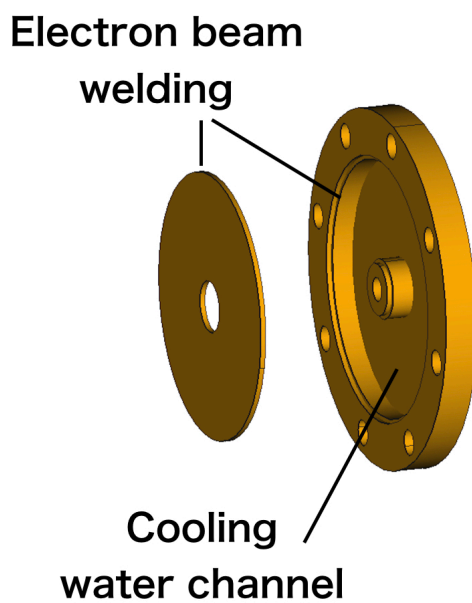
中間電極は外径89 mm、厚み5 mmの円板であり、この中心に $\phi 6$ mmのアーチャーが設けられている。但し、最もアノード側（真空チェンバー側）の電極のみ厚さ8 mmである。これらの電極を、Oリングを挟んで気密を保ちながらスタックすることで、円管状の放電チャネルを形成する。それぞれの中間電極の間には絶縁体が挿入され、電氣的に絶縁されている。絶縁体はOリングの外側と内側で異なる材料が使用されている。Oリングの外側には、厚さ1.2 mmのG10ガラスエポキシ、Oリングの内側（プラズマに近い側）には、耐熱材料である窒化ホウ素（boron nitride, BN）が使用される。これらの電極は、全て内部に冷却水路を持ち、水冷される。この冷却水路は、円板に対して切削で水路を設けた後、電子ビーム溶接で蓋をする構造になっており、製作にコストがかかる。

アノードは中間電極と同じ構造を有し、厚さ8 mmである。これらを全て組み立てた際の、カソード-アノード間の距離は約56 mmである。

なお、カソードホルダや中間電極、アノードの材質は、高温の水素プラズマを生成した場合の水素脆化を防ぐために、純度99.9999%の無酸素銅（oxygen free copper, OFC）が使用されている [69]。



(a) 全体図



(b) 中間電極の構造

図 3.1: 従来のプラズマウィンドウ

第3章 大口径プラズマウィンドウの開発と実験セットアップの構築

次に、本研究で新たに開発したPWについて説明する。本装置は、核融合科学研究所で開発された、直線型プラズマ実験装置TPD (test plasma by direct-current discharge) [68]がベースとなっている。TPDは、条件のそろったプラズマを長時間にわたって定常的に生成し、核融合炉におけるプラズマ-壁相互作用や、壁から発生した不純物の原子・分子の挙動などを研究するために開発された。しかし、そのプラズマ発生原理はPWと同じくカスケードアーク放電であり、広島大学の難波らによって、大気中で電子ビーム溶接の実用化や、軟X線レーザーの大気中への取り出しを目的としてPWへの応用がなされてきた[70, 71]。

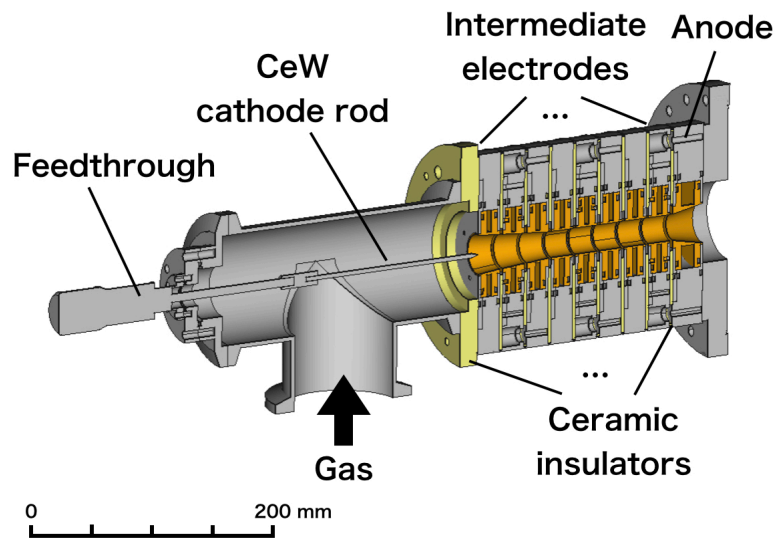
本研究では、TPDを元に広島大学で開発されたPWに、さらに改良加えることで、最大20 mmの大口径に対応し、かつ直径を可変できるPWを開発した。大口径PWを図3.2に示す。

このPWは、先ほどと同様にカソード、絶縁された8枚の中間電極、アノードから構成される。

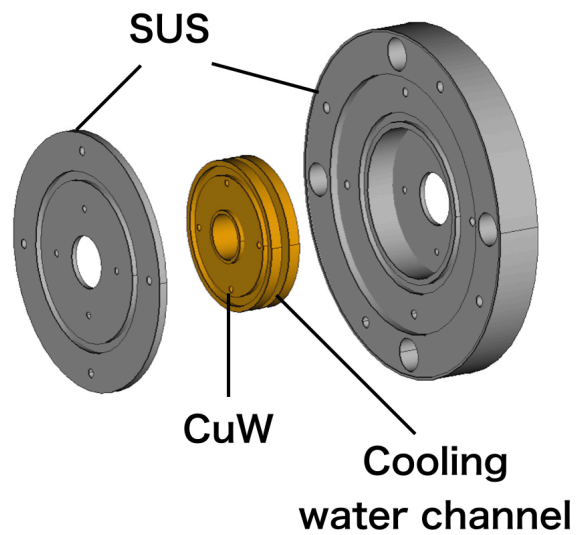
カソードには、先端をペンシル状に研磨したCeW溶接棒が用いられる。本研究ではPWの特性を調べることを目的としており、実際にビームを通過させることは想定していないため、1本のカソードのみをビーム軸状に配置している。

中間電極は従来型と同様に円板形であるが、外径150 mm、厚み19 mmとやや大型である。従来型のPWと大きく異なる点は、中間電極が一体ではなく、外側と内側の2つの部品から構成される点である。外側電極の材質はステンレスである。アークプラズマに接する内側電極は、広島大学のPWではMoなのに対し、本装置では銅タングステン合金(CuW, Cu:30%, W:70%)を選定した。CuWは、Wの多孔質体にCuを含浸することで、高融点と高熱伝導率という両者の特性を複合した材料である。CuWはアークによる損耗が少なく(耐アーク性が高い)、アーク損傷が問題となる部分の材質に適している[72]。これら2つの間に冷却水を流すことで中間電極が冷却される。また、内側電極を交換することで直径を変更できる構造とした。従来型と同様に、この中間電極をスタックすることで放電チャンネルを形成する。中間電極の間の絶縁体には、厚さ2.5 mm アルミナ(Al_2O_3)を使用した。

アノードは中間電極と同じ構造であるが、最も熱負荷が集中する箇所であるため、26 mmと厚く、かつ内側電極をテーパ状にすることで表面積を広げている。これらを全て組み立てた際の、カソード-アノード間の距離は約200 mmである。



(a) 全体図



(b) 中間電極の構造

図 3.2: 本研究で開発した大口径プラズマウィンドウ

3.2 実験セットアップ

次に、構築した実験セットアップを図 3.3 に示す。

本研究では、動作ガスとして、不活性で扱いやすい希ガスのうち、電離電圧が低いためプラズマ点火が容易で、安価な Ar を用いた。Ar ガスは、マスフローコントローラー (MKS Instruments, 1579A) を用いて PW 上流側から導入される。PW を取り付けた真空チェンバーは、メカニカルブースターポンプ (Edwards, EH500, 排気速度 ~ 200 L/s), およびそのバックポンプであるロータリーポンプ (Edwards, E2M80) によって排気される。上流圧力 P_1 は、圧力に応じてキャパシタンスマノメータ (MKS Instruments, 727A), ピラニゲージ (Pfeiffer Vacuu, TPR010) でモニタされる。また、下流圧力 P_2 は、ピラニコールドカソードコンビネーションゲージ (Pfeiffer Vacuum, PKR360) でモニタされる。

カソード-アノード間には、400 V, 37 A の直流電源 (TDK Lambda, ESS-400-37-2-D) が3つ並列に接続され、トータルで最大 100 A のアーク電流を供給する。また、各電源とカソードの間には、安定回路としてコイル (東京変圧器, 0.6 mH), 抵抗 (松栄電子工業, 1 Ω) がそれぞれ挿入されている。以下、各電源のメーター読みの電流値の和を「アーク電流」、各電源のメーター読みの電圧値から、抵抗器での電圧降下 ($I \times R$) を差し引き、3つの平均を取った値を「放電電圧」とそれぞれ称する。

PW の点火は以下の手順で行う。まず、カソードに約 300 V の電圧を印加し、下流圧力 P_2 が約 500 Pa となるようにガス流量を調整する。そして、高周波発生器 (Electro-Technic Products, Model DB-10AS) を用いて放電をトリガする。放電が開始すれば、放電電圧は 160 V 以下まで降下する。

製作した PW の写真を図 3.4 に示す。また、図 3.3 のビューポートから観察した、プラズマ点火時の典型的なアークジェットの様子を図 3.5 に示す。

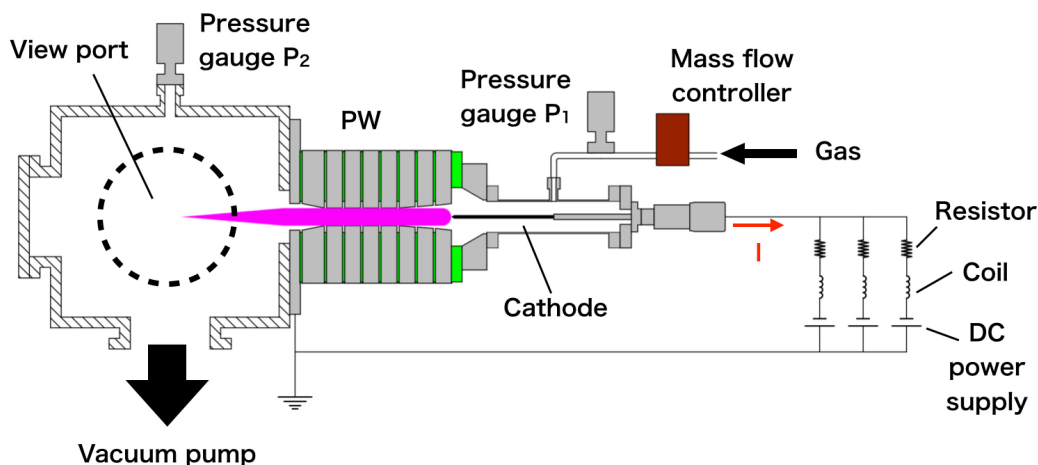


図 3.3: プラズマウィンドウの実験セットアップ



図 3.4: プラズマウィンドウの写真

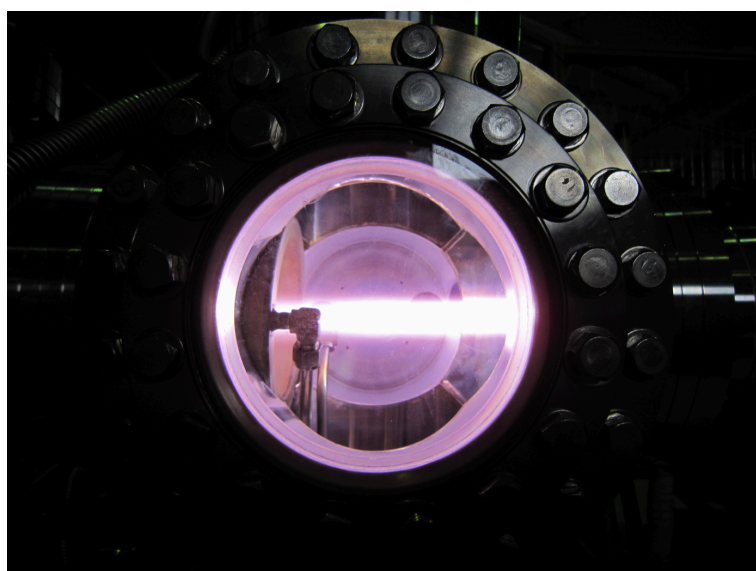


図 3.5: 点火時のアークジェットの写真

3.3 分光計測系

プラズマの特性を表す量としてその温度、密度があるが、特にPWでは温度が重要なパラメータであることは1章で述べた。そのため、可視光分光による電子温度計測系を構築した。

電子温度は、Boltzmann plot 法によって計測する。プラズマからの線スペクトルの強度は、上準位密度 n_u 、自然放射の遷移確率 A_{ul} を用いて以下のように書ける。 u, l はそれぞれ上準位、下準位を表す。

$$I_{ul} = n_u A_{ul} \quad (3.1)$$

ここで、熱平衡を仮定すると、2つの準位の占有密度とそれらのエネルギー差は、Boltzmann 分布に従う。ここで、 g は統計的重みを表す。

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u}{g_l} \exp \left\{ \frac{E_u - E_l}{kT_e} \right\} \quad (3.2)$$

いま、下準位 l として基底準位 (0 で表す) を選ぶと、上式は以下のように書ける。

$$\frac{n_u}{g_u} = \frac{n_0}{g_0} \exp \left\{ \frac{E_u - E_0}{kT_e} \right\} \quad (3.3)$$

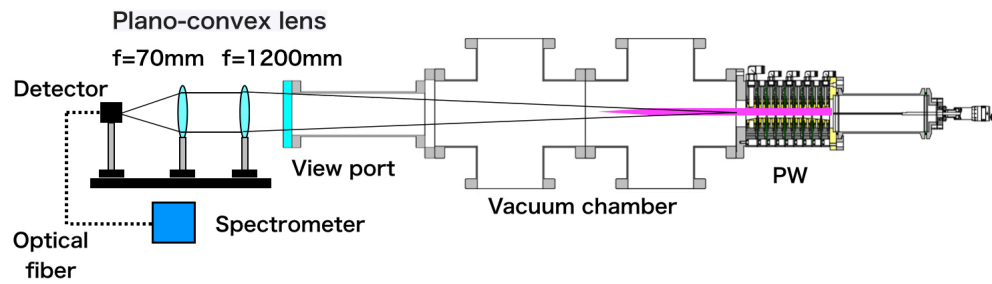
$$\propto \exp \left\{ \frac{E_u}{kT_e} \right\} \quad (3.4)$$

以上より、横軸を励起準位のエネルギー E_u 、縦軸を n_u/g_u として片対数プロットすると、その傾きから電子温度を決定できる [73]。 A, g の値は NIST [74] で得られるので、線スペクトルの強度比が分かれば電子温度が計算できる。

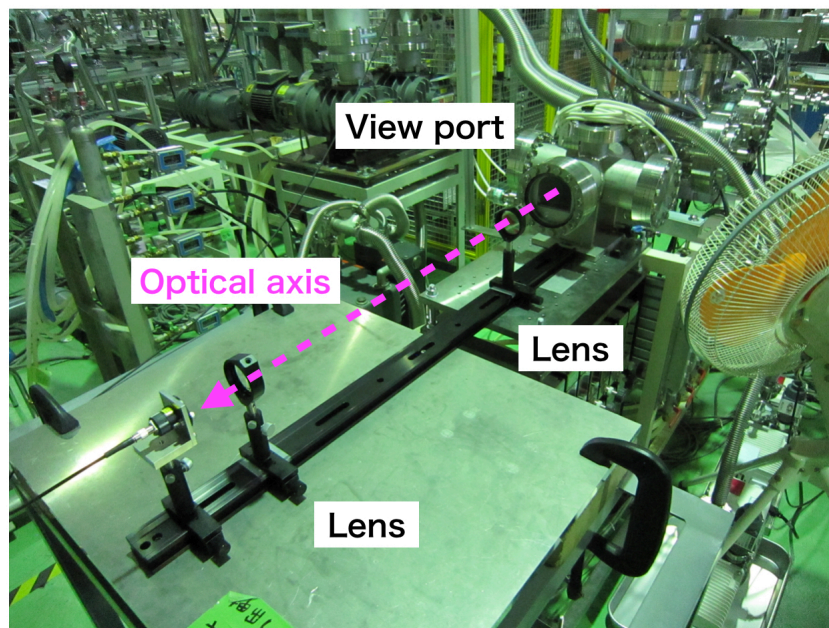
構築した分光計測系を図 3.6 に示す。PW の正面に石英ビューポートを設け、そこから PW 中心軸上の光を測光する。2つの平凸レンズ (焦点距離はそれぞれ 70 mm, 1200 mm) を用いて、PW のアノード出口の光を受光器に結像する。受光器に入射した光は、光ファイバーで分光器まで伝搬される。光軸は、HeNe レーザーを用いてアライメントした。使用した分光器の諸元を表 3.1 に示す。

表 3.1: 分光器諸元

Manufacture	StellarNet Inc.
Model	BlueWave UVN
Range [nm]	250~1100
Grating [g/mm]	600
Slit [μ m]	14
Resolution [nm]	0.8



(a) 光学系の模式図



(b) 光学系の写真

図 3.6: 可視光分光のための光学系

第 4 章

実験結果と考察

4.1 測定条件一覧

実験条件を表 4.1 に示す。PW のチャンネル直径は 6, 10, 15, 20 mm の 4 通りで変化させた。さらに各直径に対し、アーク電流 I を 0 A（プラズマ無し）から 100 A まで、20 A 刻みで変化させた。さらに各電流に対し、マスフローコントローラーによってガス流量 Q を 2~20 L/min まで 2 L/min 刻みで変化させた。以上のすべての条件で、上流圧力 P_1 、下流圧力 P_2 、放電電圧 V を測定した。

ただし、表 4.1 で—となっているところは、プラズマが安定に点火できず全くデータが測定できなかったことを示している。同様に、例えば（15 mm , 20 A）の条件で 6~20 L/min と書かれている箇所は、2 L/min, 4 L/min で点火できず、それらのデータが欠損していることを表している。この様に、より大口径、低電流、低ガス流量の条件ほど、点火が難しくなる傾向が見られた。

表 4.1: チャンネル直径, アーク電流, ガス流量の実験条件一覧

		PW channel diameter			
		6 mm	10 mm	15 mm	20mm
Arc current	0 A	2~20 L/min	2~20 L/min	2~20 L/min	2~20 L/min
	20 A	2~14 L/min	—	6~20 L/min	—
	40 A	2~20 L/min	2~20 L/min	6~20 L/min	12~20 L/min
	60 A	2~20 L/min	2~20 L/min	4~20 L/min	8~20 L/min
	80 A	2~20 L/min	2~20 L/min	2~20 L/min	8~20 L/min
	100 A	2~20 L/min	2~20 L/min	2~20 L/min	6~20 L/min

4.2 圧力測定

P_1 , P_2 の測定結果を, 図 4.1, 4.2 にそれぞれ示す. 図 4.1 より, P_1 はいずれの直径でも, ガス流量とアーク電流のとともに増加している. アーク電流 100 A, ガス流量 20 L/min の条件で, $\phi 6$, 10, 15, 20 mm の各直径に対して, それぞれ 81.11, 22.40, 6.63, 2.54 kPa の最大保持圧力が達成された.

一方で, 図 4.2 より, P_2 はいずれの直径でもガス流量とともに増加するが, アーク電流に対しては大きな変化はないことが分かる. これは, P_2 はガス流量とポンプの排気速度のみで決定されるためである.

以上をまとめると, アーク電流を増加させると, いずれの直径でも下流圧力 P_2 はほぼ一定に保たれたまま, 上流圧力 P_1 が増加している. この結果より, 大口径 PW におけるプラズマによる圧力保持効果の増加が実証された.

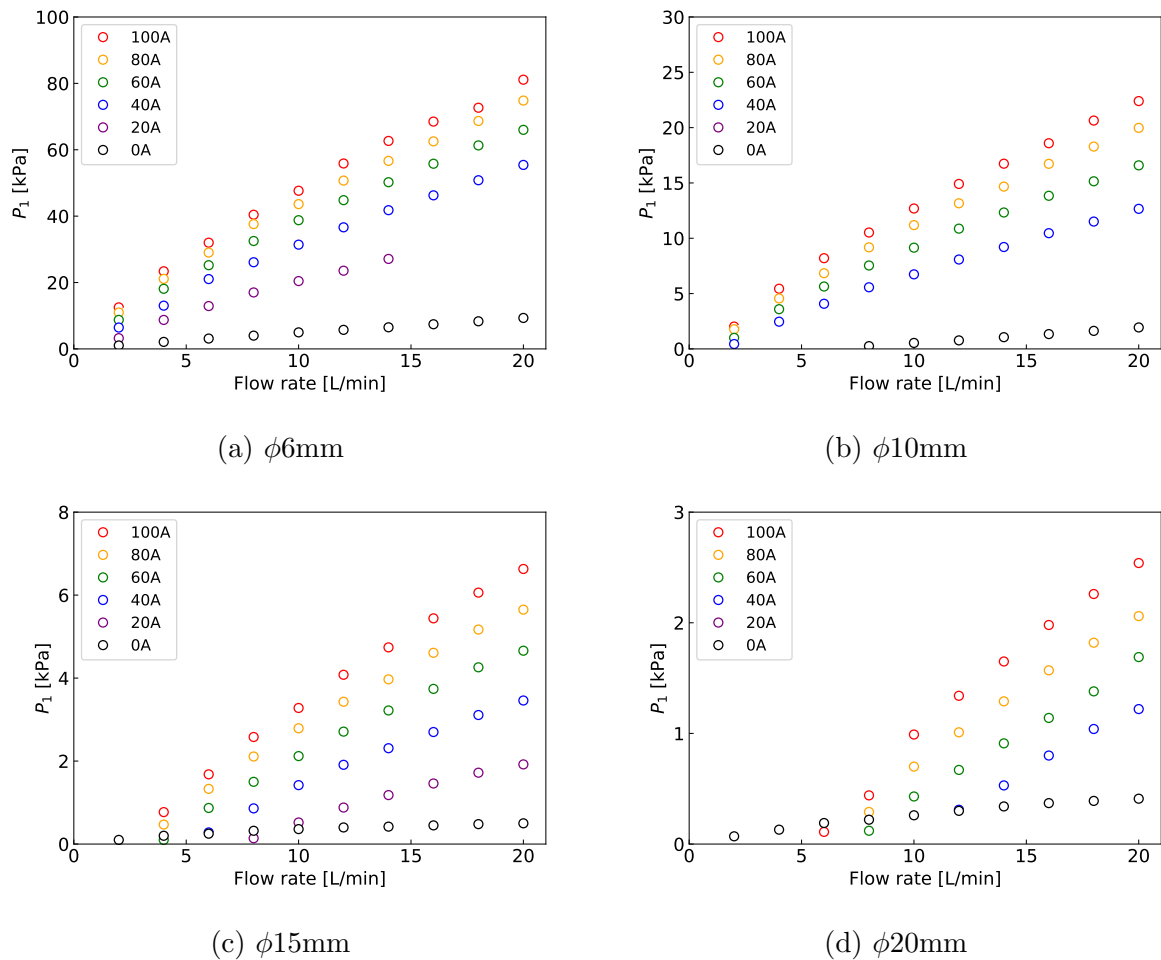
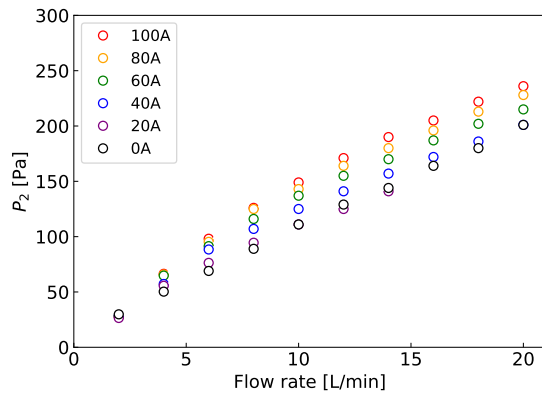
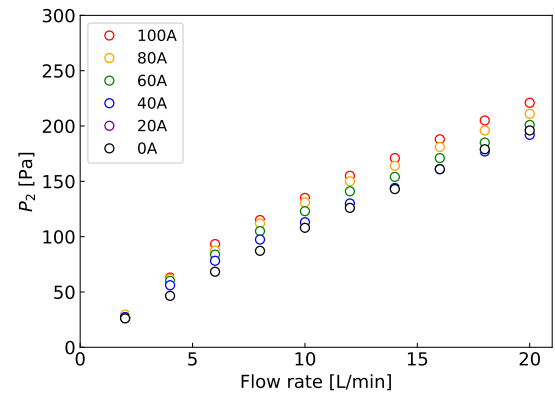


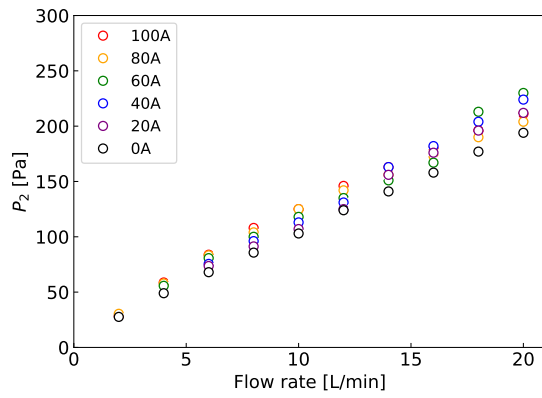
図 4.1: 各直径での P_1 の測定結果



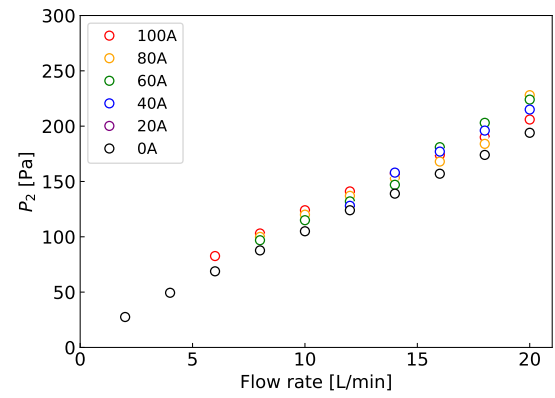
(a) $\phi 6\text{mm}$



(b) $\phi 10\text{mm}$



(c) $\phi 15\text{mm}$



(d) $\phi 20\text{mm}$

図 4.2: 各直径での P_2 の測定結果

4.3 電流-電圧特性

各直径での放電電圧のアーク電流依存性（ $V-I$ 特性）を，図 4.3 に示す．直径 10 mm を境に $V-I$ 特性の傾きが正から負に転じているのは，プラズマ導電率の電流に対する依存性が異なるためと考えられる．この $V-I$ 特性から，プラズマの平均導電率，さらに電子温度の情報を得ることができる．

まず， $R = V/I$ よりプラズマの抵抗を求め，式 4.1 の関係からプラズマの平均導電率 $\bar{\sigma}$ を求めた．

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{R} \frac{L}{\pi r^2} \quad (4.1)$$

ここで， L はチャネル長で 200 mm， r はチャネル半径で 3, 5, 7.5, 10 mm である．さらに， $\ln \Lambda = 10$ と仮定して Spitzer の式 2.29 から電子温度を見積もった．

各直径でのプラズマ抵抗，プラズマの平均導電率，電子温度を図 4.4, 4.5, 4.6 にそれぞれ示す．

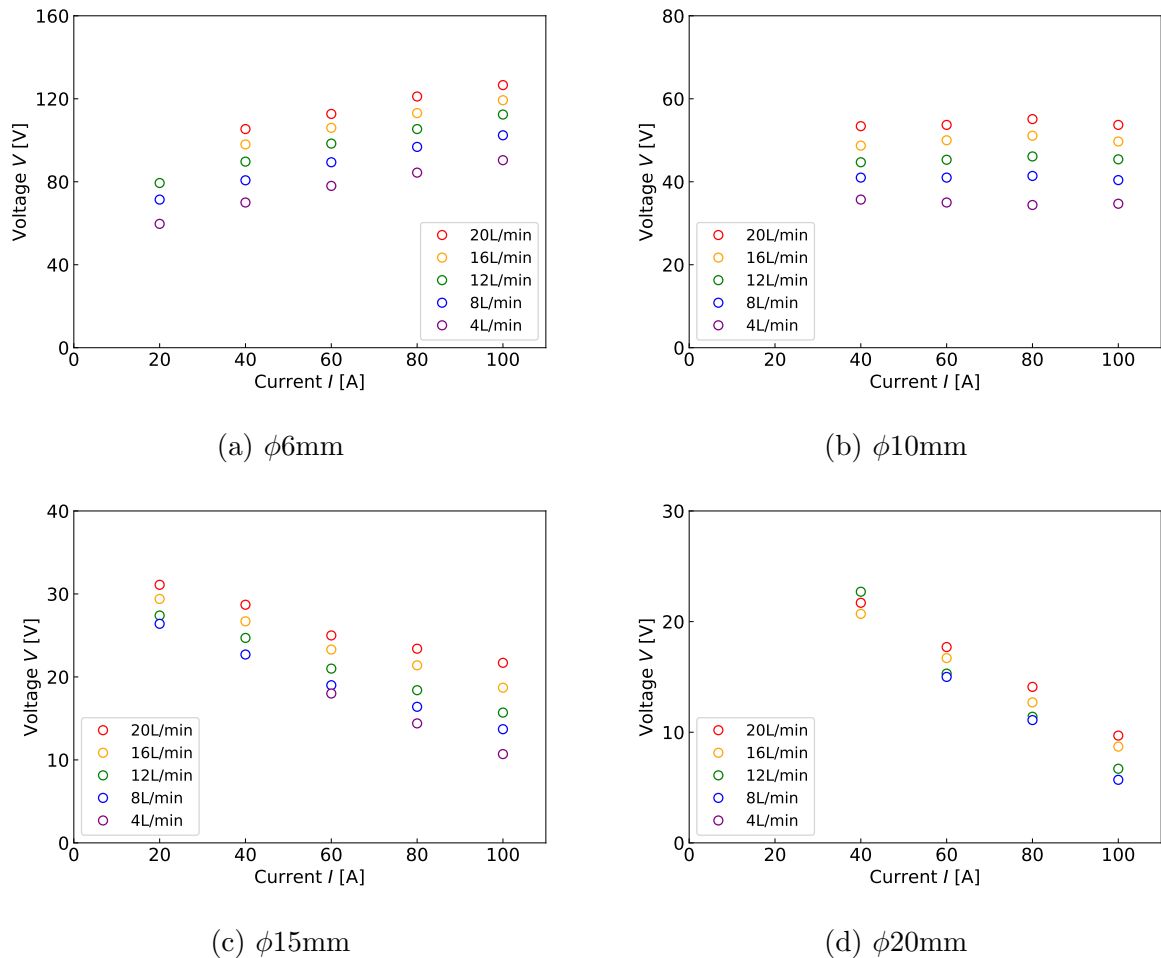
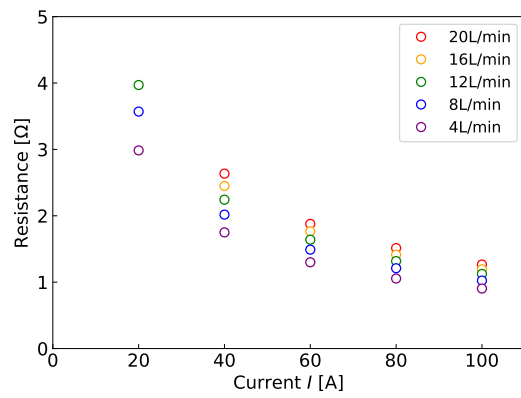
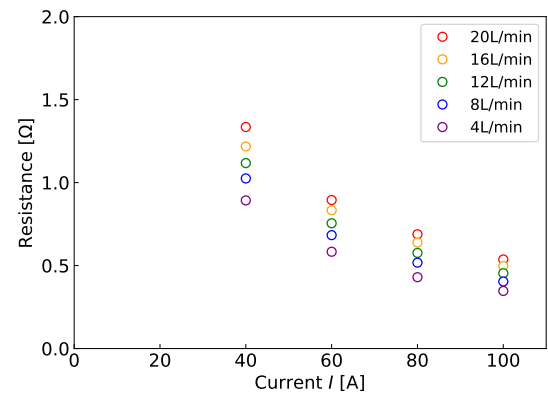


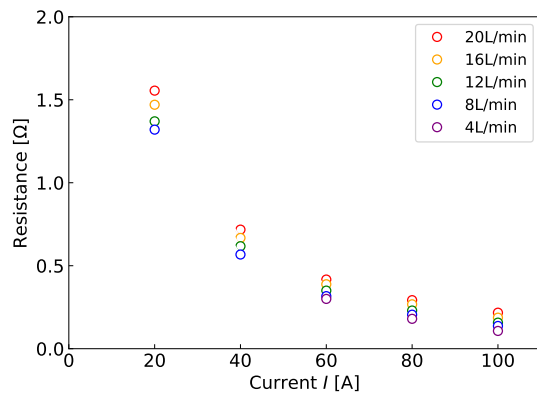
図 4.3: 各直径での電圧-電流特性



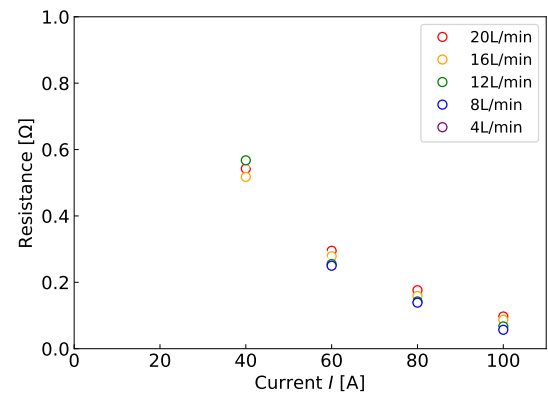
(a) $\phi 6\text{mm}$



(b) $\phi 10\text{mm}$

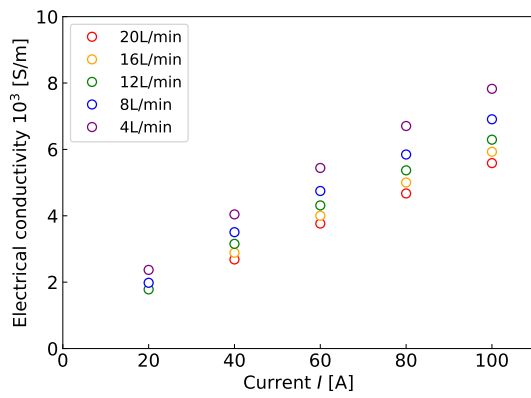


(c) $\phi 15\text{mm}$

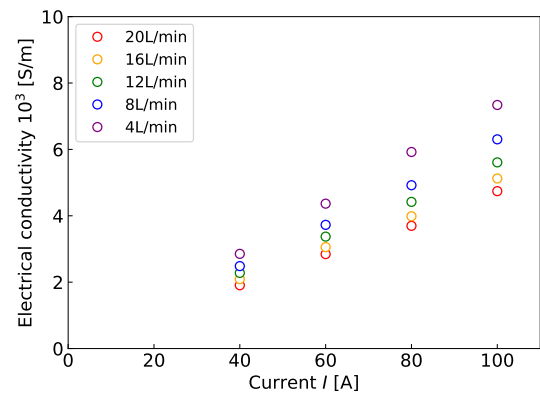


(d) $\phi 20\text{mm}$

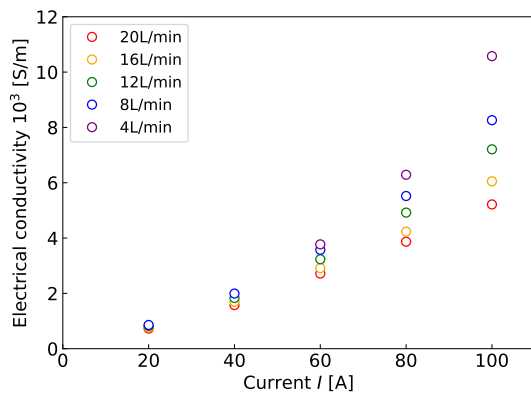
図 4.4: 各直径でのプラズマ抵抗



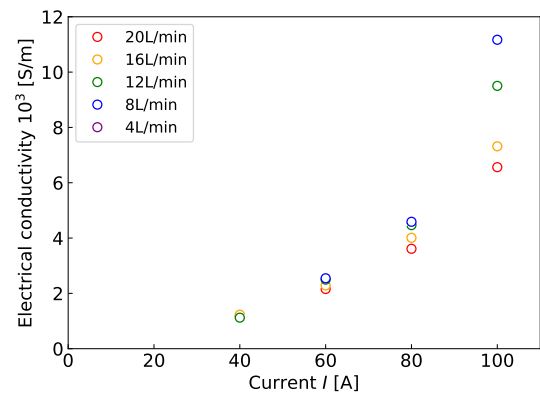
(a) $\phi 6\text{mm}$



(b) $\phi 10\text{mm}$

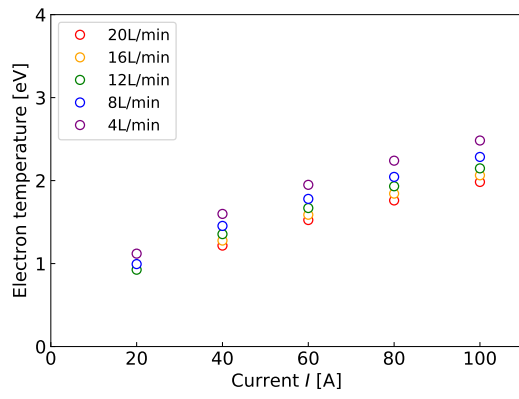


(c) $\phi 15\text{mm}$

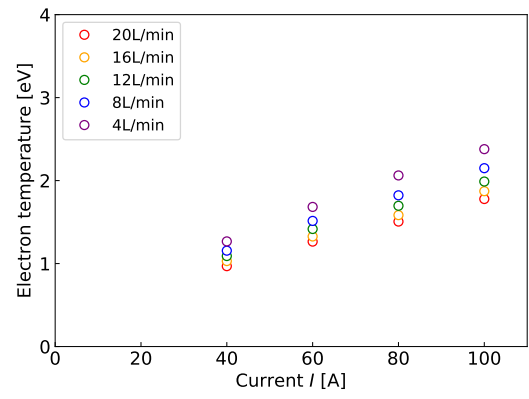


(d) $\phi 20\text{mm}$

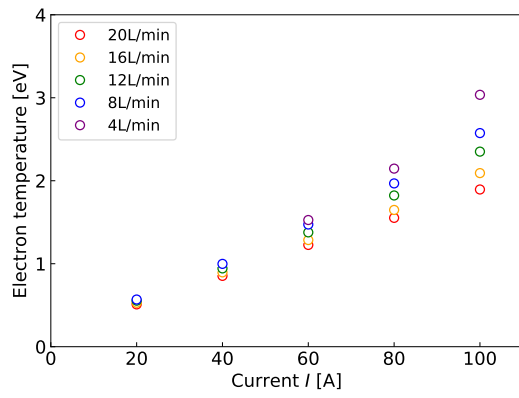
図 4.5: 各直径でのプラズマ導電率



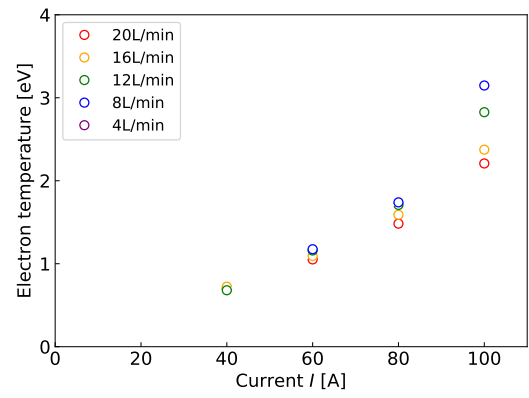
(a) $\phi 6\text{mm}$



(b) $\phi 10\text{mm}$



(c) $\phi 15\text{mm}$



(d) $\phi 20\text{mm}$

図 4.6: 各直径での電子温度

図 4.6 より，電子温度は，いずれの直径でも電流が大きくガス流量が少ないほど高くなる傾向を示している．一方で，100 A，20 L/min の条件での T_e の直径依存性を図 4.7 に示すが，直径に対しては大きな変化は見られなかった．

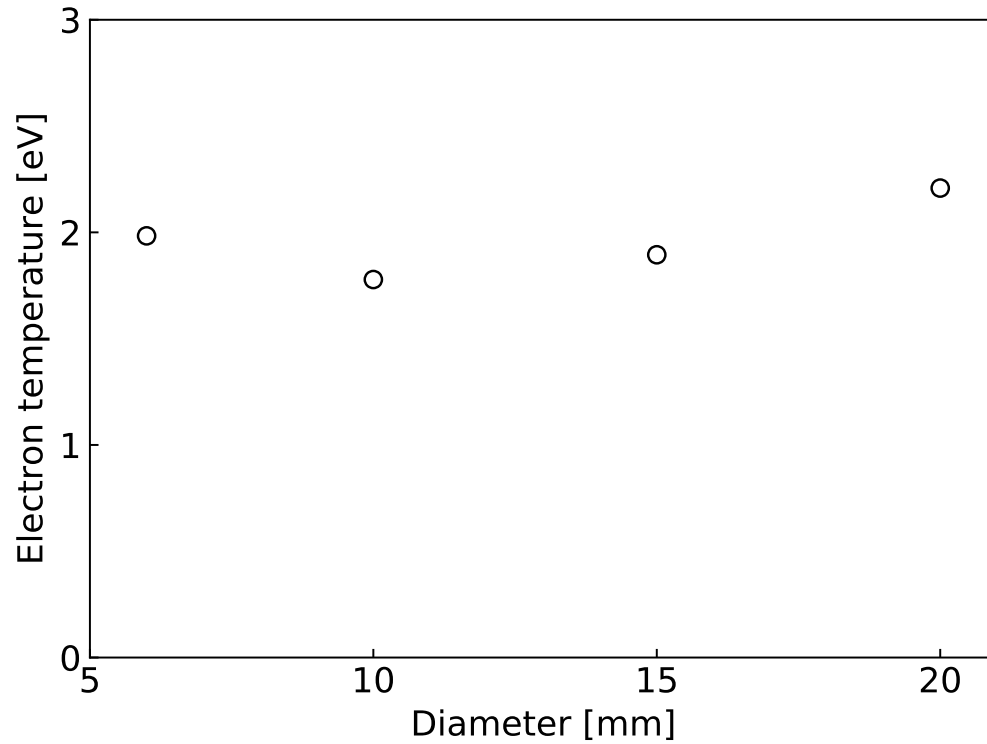


図 4.7: 電子温度の直径依存性 (100 A, 20 L/min)

4.3.1 投入電力密度の見積もり

ここで、プラズマへの投入電力密度を見積もった。まず $W = VI$ よりプラズマへの投入電力 W を求め、式 4.2 の関係から投入電力密度 w を求めた。

$$w = \frac{W}{\pi r^2 L} \quad (4.2)$$

ここで、 L はチャネル長で 200 mm, r はチャネル半径で 3, 5, 7.5, 10 mm である。各直径での投入電力、および投入電力密度を図 4.8, 4.9 に示す。

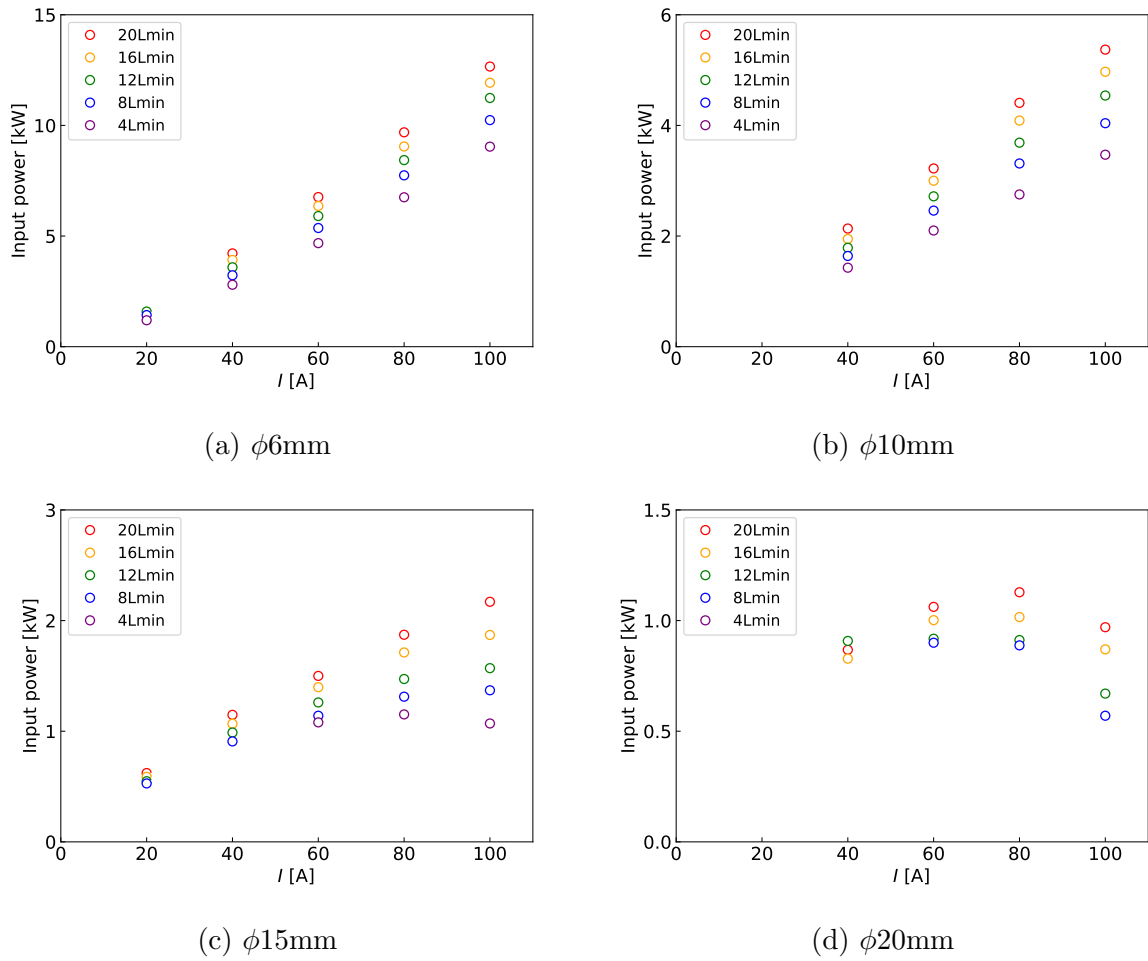


図 4.8: 各直径での投入電力

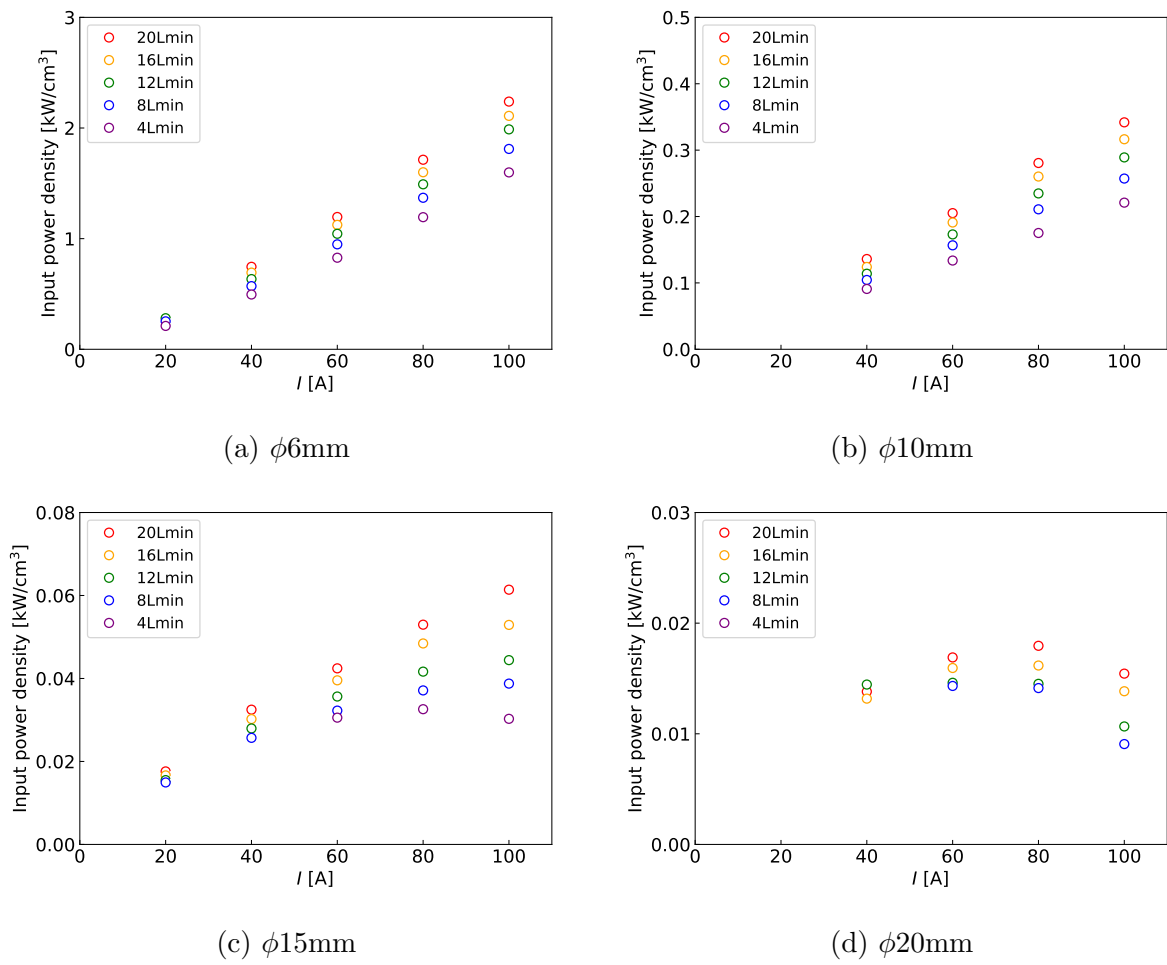


図 4.9: 各直径での投入電力密度

100 A, 20 L/min での投入電力密度の直径依存性を図 4.10 に示す. 図 4.10 より, 直径が大きくなるのに伴い投入電力密度は大幅に低下している.

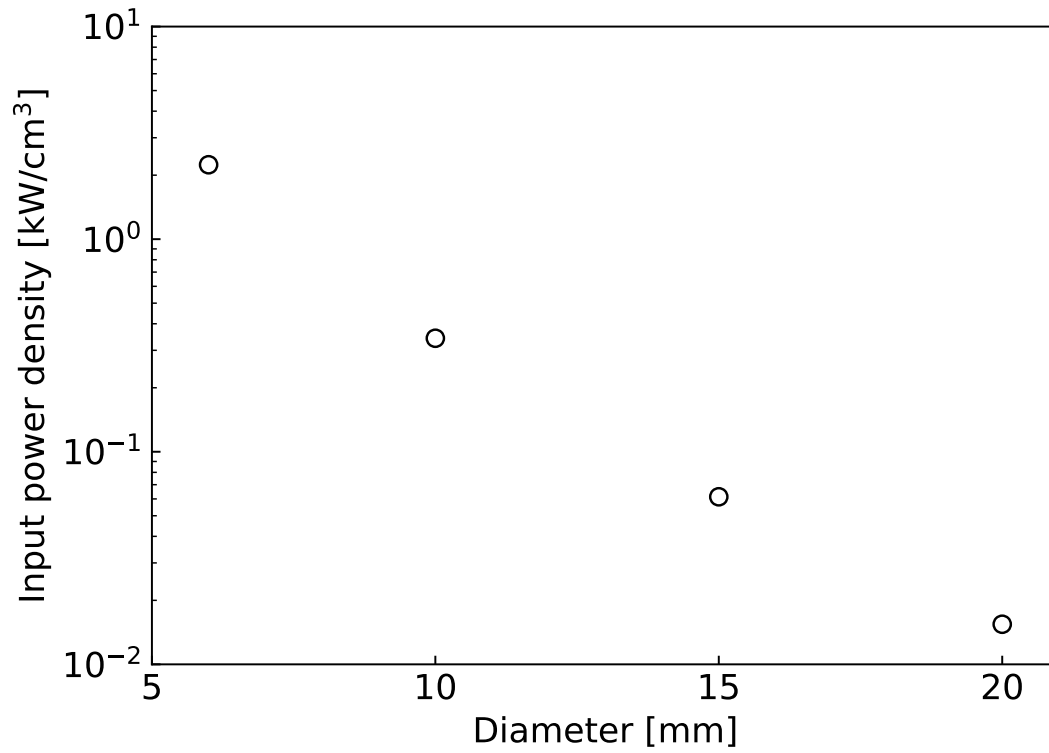


図 4.10: 投入電力密度の直径依存性 (100A, 20 L/min)

4.4 可視光分光による電子温度計測

3.3節で説明した分光計測系を用いて、電子温度の直径依存性を測定した。アーク電流は100 A、ガス流量12 L/minの条件で実験を行った。ガス流量が大きくなるとアークジェットが伸びて、PW正面に位置する測光用のピューポート（図3.6参照）が破損したため、12 L/min以上のガス流量では分光計測を行うことができなかった。

まず、標準光源（StellarNet, SL1-CAL）を用いて光学系の相対感度較正を行った。本光源はタングステンハロゲンランプであり、400～800 nmを較正した。図4.11aに標準光源の公称スペクトルと実測スペクトルの比較、図4.11bに、公称値/実測値から求めた較正係数をそれぞれ示す。

図4.12a, 4.12bに、感度較正前後の、各直径でのプラズマの発光スペクトルを示す。図中の凡例に示した T_{exp} は、露光時間を表している。

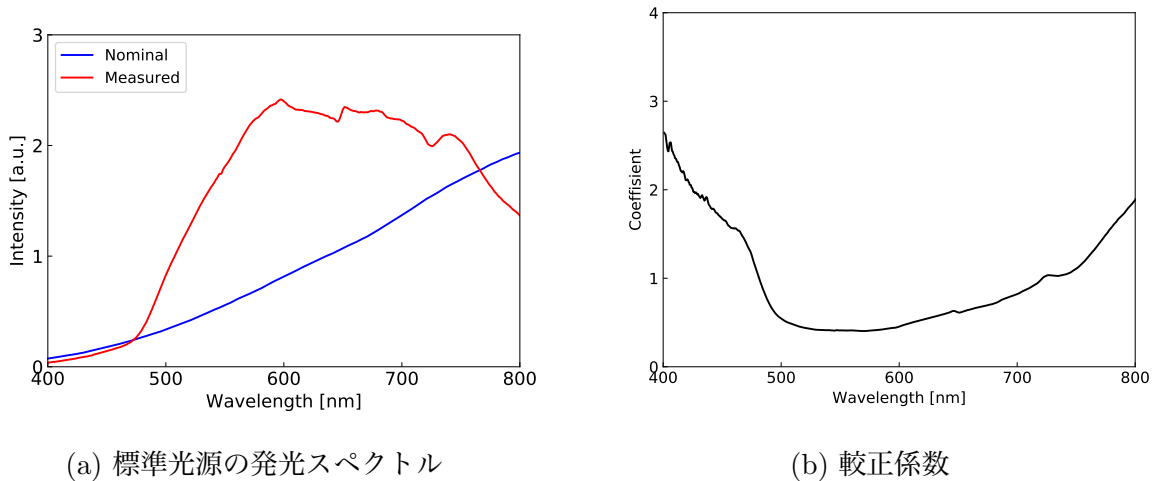


図 4.11: 標準光源を用いて求めた較正係数

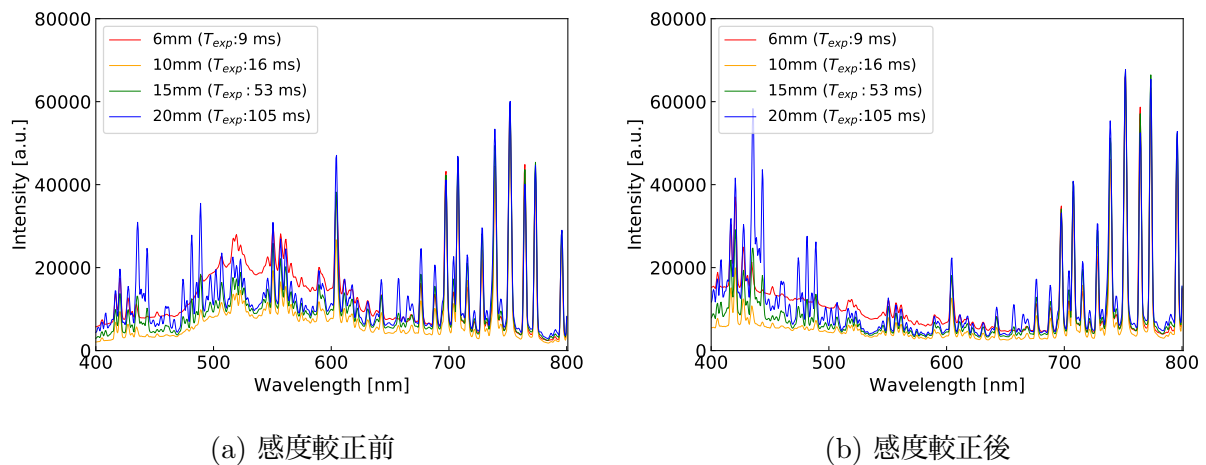


図 4.12: 各直径でのプラズマの発光スペクトル (100 A, 12 L/min)

図 4.12b で得られた Ar プラズマの発光スペクトルのうち、隣り合う遷移がなく分離の容易な表 4.2 のラインを選択した [70]。これらのラインを Gauss 関数でフィッティングし、積分することでスペクトル強度を求めた。

表 4.2: Ar 原子の励起準位の遷移と関連する係数

λ [nm]	g	A [10^6s^{-1}]	Transition	E [eV]
794.8	3	18.6	$3s^23p^5(^2P_{1/2})4s - 3s^23p^5(^2P_{1/2})4p$	13.283
763.5	5	24.5	$3s^23p^5(^2P_{3/2})4s - 3s^23p^5(^2P_{3/2})4p$	13.172
727.3	3	1.83	$3s^23p^5(^2P_{3/2})4s - 3s^23p^5(^2P_{1/2})4p$	13.329
720.7	3	2.48	$3s^23p^5(^2P_{1/2})4p - 3s^23p^5(^2P_{3/2})4d$	15.022
696.5	3	6.39	$3s^23p^5(^2P_{3/2})4s - 3s^23p^5(^2P_{1/2})6s$	13.328
675.3	5	1.93	$3s^23p^5(^2P_{3/2})4p - 3s^23p^5(^2P_{3/2})4d$	14.743
641.6	5	1.16	$3s^23p^5(^2P_{3/2})4p - 3s^23p^5(^2P_{3/2})6s$	14.839

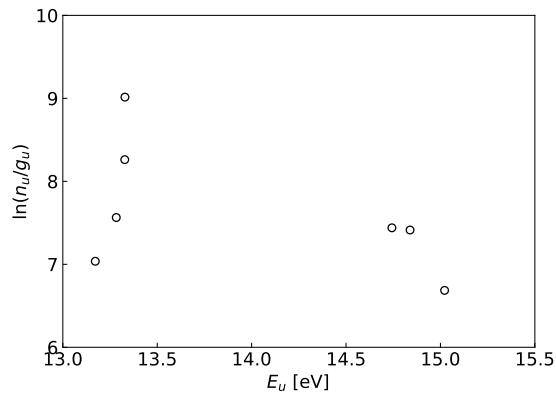
Boltzmann plot の結果を図 4.13 に示すが、いずれの直径でも、励起エネルギーとスペクトル強度の関係は直線に乗っていない。

この原因として、プラズマの光学的厚さの影響が考えられる。物質中を通過する光束 I は、4.3 に示す Lambert の法則のように、距離 x とともに指数関数的に減少する。

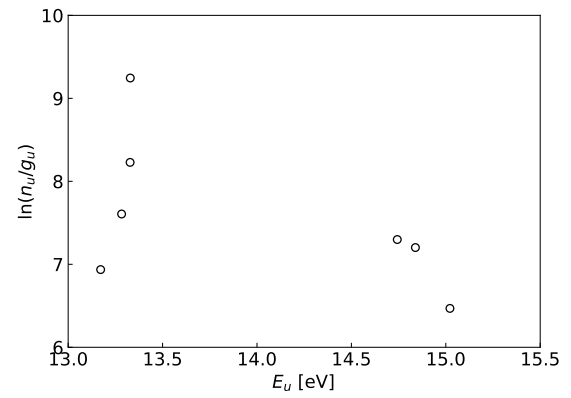
$$I = I_0 e^{-\kappa x} \quad (4.3)$$

κ [1/m] は吸収係数と呼ばれ、単位長さあたりの減衰を表す。ここで、 $\kappa x \ll 1$ のとき、「光学的に薄い」、 $\kappa x \gg 1$ のとき、「光学的に厚い」とそれぞれ表現する。光学的に厚いと、プラズマから放出された光は自己吸収によって黒体放射に近づく。アルゴン熱プラズマの吸収係数は、10,000K において約 100 [1/m] であるから [77]、光学的に薄いと言えるのは、1 [cm] 以下である。このため、測定した発光スペクトルは、PW 内のプラズマではなくその最下流部分、すなわち、真空チェンバー内に膨張した再結合プラズマの影響を強く受けている可能性がある。

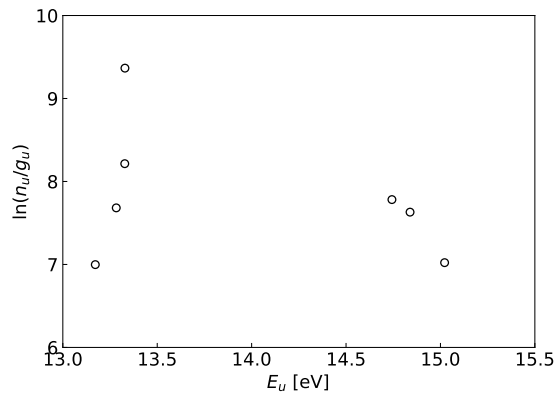
表 4.2 に示したラインのうち、 A 係数の大きな 794.8, 763.5, 696.5 nm を除外して、再度 Boltzmann plot を行った。その結果を図 4.14 に示す。また、求めた電子温度の直径依存性を図 4.15 に示すが、いずれの直径でもほぼ同じ温度である。Spitzer の式から見積もった電子温度の結果 (図 4.7) と比較すると、傾向は一致している。電子温度の絶対値は図 4.7 と比べると小さいが、これは Spitzer の式は完全電離を仮定した計算であるため、電子温度を過大評価しているためと考えられる。



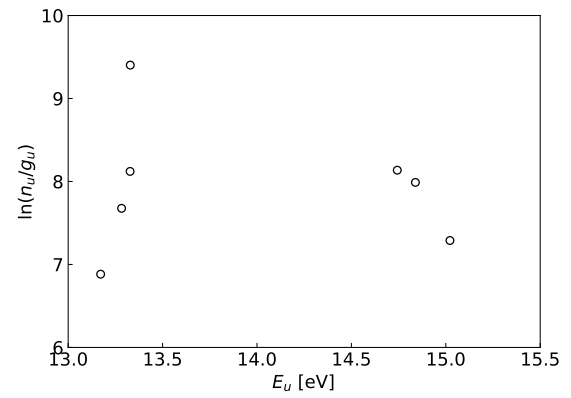
(a) $\phi 6\text{mm}$



(b) $\phi 10\text{mm}$



(c) $\phi 15\text{mm}$



(d) $\phi 20\text{mm}$

図 4.13: 各直径での Boltzmann plot 結果 (100 A, 12 L/min)

なお、誤差は次のように評価した。測定データ x , y に対して、 $y = ax + b$ でフィッティングを行うとき、測定値 y にのみ誤差があり、それが Gauss 分布に従うとすると、傾き a の誤差 σ_a は式 4.4 となる。

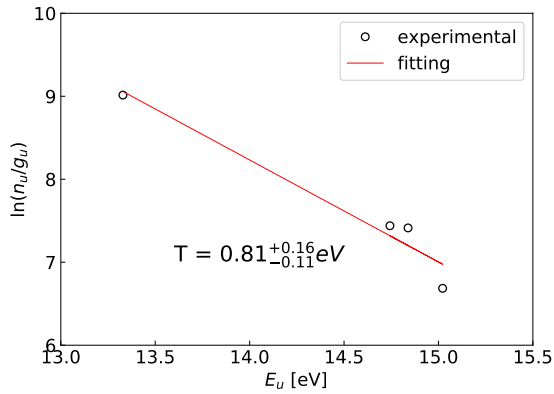
$$\sigma_a = \sigma_y \sqrt{\frac{N}{\Delta}} \quad (4.4)$$

σ_y , Δ はそれぞれ式 4.5, 4.6 で表される。

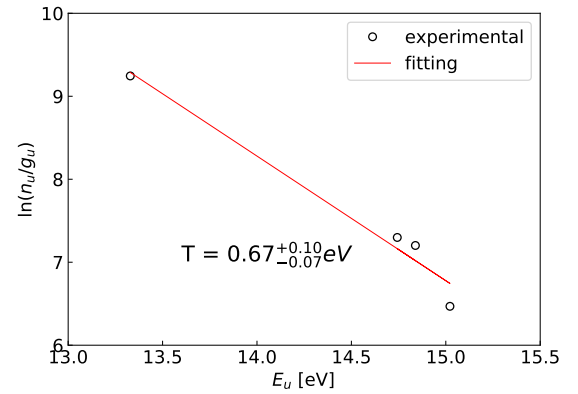
$$\sigma_y = \sqrt{\frac{1}{N-2} \sum_{i=1}^N (ax_i + b - y_i)^2} \quad (4.5)$$

$$\Delta = N \sum x_i^2 - \left(\sum x_i \right)^2 \quad (4.6)$$

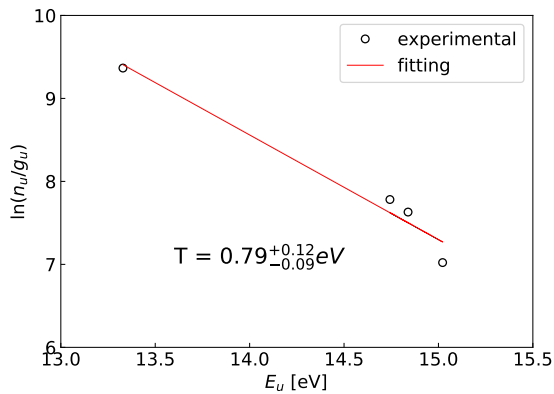
ここで、 N はデータ数である。



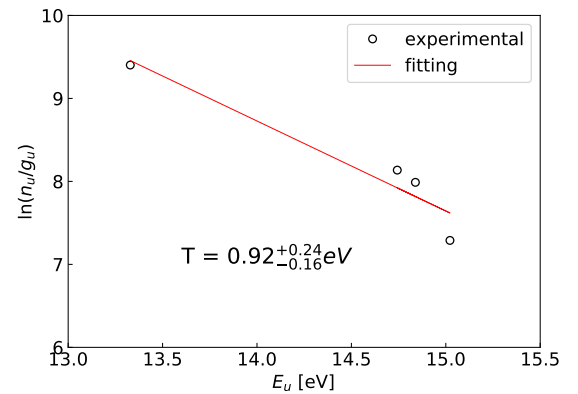
(a) $\phi 6\text{mm}$



(b) $\phi 10\text{mm}$



(c) $\phi 15\text{mm}$



(d) $\phi 20\text{mm}$

図 4.14: 各直径での Boltzmann plot 結果 (100 A, 12 L/min)

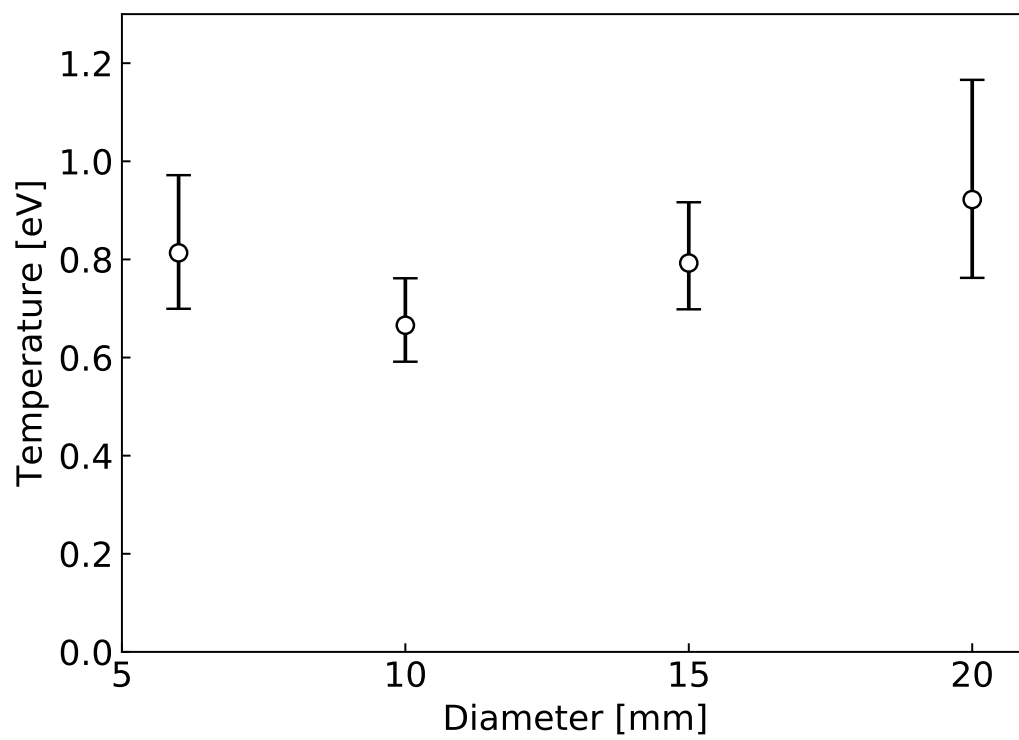


図 4.15: Boltzmann plot から求めた電子温度の直径依存性 (100 A, 12 L/min)

4.5 保持圧力の理論式との比較

アーク電流、ガス流量をそれぞれ 100 A, 12 L/min で固定した場合の各直径での P_1 の測定値を、式 1.24 で与えられる理論式と比較し、図 4.16 にプロットした。 L はチャネル長で 200 mm, r はチャネル半径で 3, 5, 7.5, 10 mm である。ガス流量は 12 std L/min であるため、質量流量に換算すると 0.32 g/s である。温度としては、可視分光によって得られた電子温度の値を用い、対応するアルゴン 熱プラズマの粘度は文献 [32] より得た。図 4.16 より、 $\phi 10$ mm を境に実測値が理論値を下回り、直径とともにそれらの不一致も大きくなっている。以上の結果より、大口径では Hagen-Poiseuille の式に基づき理論式が成り立たないことが明らかになった。

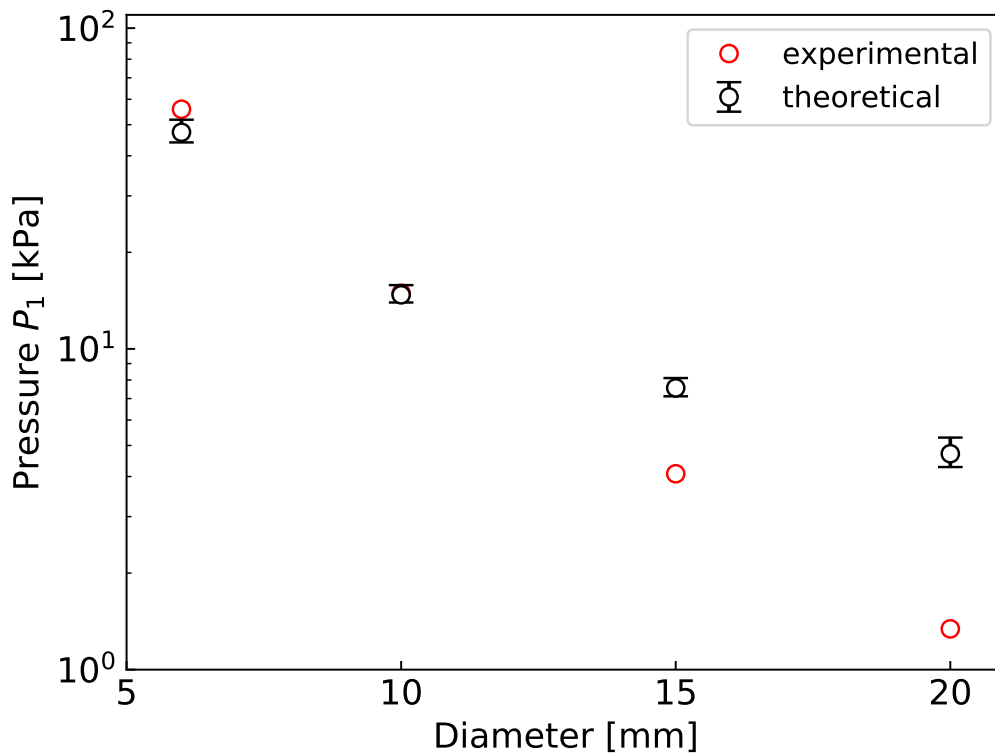


図 4.16: P_1 の理論値と実測値の直径依存性の比較 (100A, 12 L/min)

以下に, Hagen-Poiseuille の式が適用できない理由について考察した. 式 1.24 では, チャネル形状, 温度, ガス流量は実測値を用いて計算している. 一方, 粘度は文献 [32] より得ているが, これは大気圧での計算値である. ここで, 粘度は流体分子の運動量の交換を表す量である. 気体の粘性は温度依存性を持ち, 温度だけが高く電離度が低いプラズマ (小口径 PW に相当) では, 図 4.9 のように, 室温の数 10 倍まで粘性が上がる. 一方で, プラズマでは主に質量の大きいイオンが運動量の交換を担うが, イオン同士の衝突は断面積の大きな Coulomb 衝突のため, イオンが動きにくく, 粘性係数が減少する [78]. このため, 温度, 電離度ともに高いプラズマ (大口径 PW に相当) では, 粘度が減少した可能性がある.

この仮説を検証するために, 実測した上流圧力 P_1 と, Boltzmann plot から求めた電子温度を用いて, Saha の式 4.7 より, 各直径での電離度を求めた.

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha} = \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{n_0 h^3} \frac{2g_i}{g_0} \exp\left(-\frac{eV_i}{kT}\right) \quad (4.7)$$

計算結果を図 4.17 に示す. 直径 (コンダクタンス) が大きくなり, プラズマの圧力が低くなることで, 電離度はおよそ 1% から 30% まで上昇することが分かる. 以上より, Hagen-Poiseuille の式が実測の圧力と合わなかったのは, 電離による粘性減少を考慮していないためと考えられる.

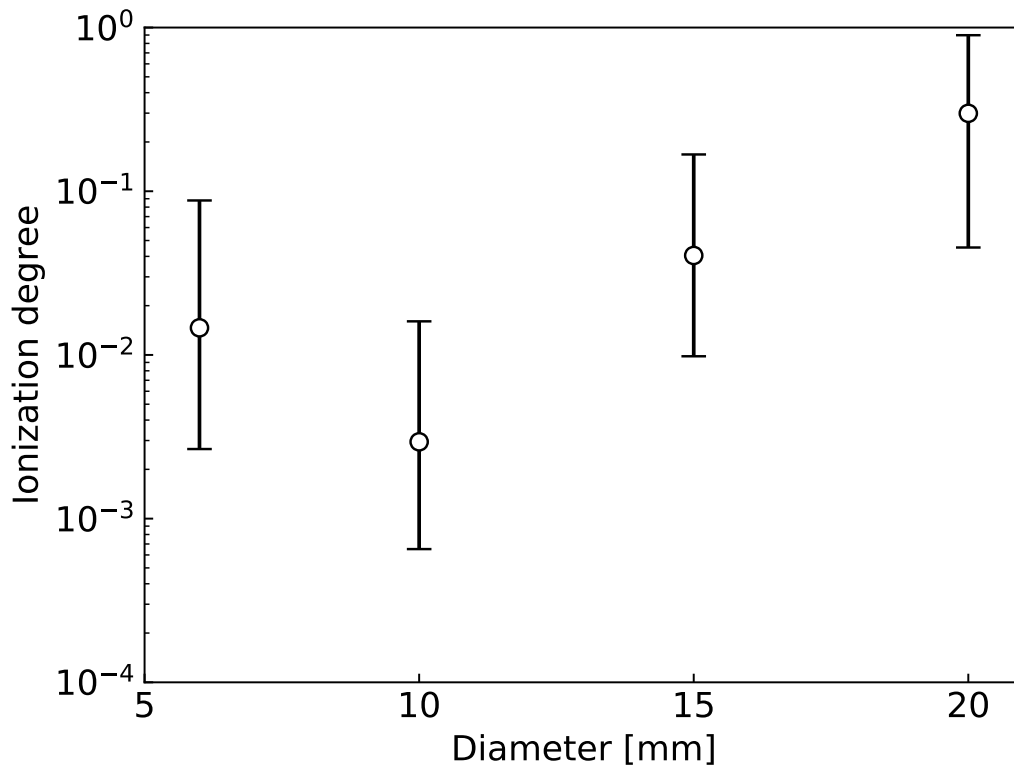


図 4.17: 電離度の直径依存性 (100A, 12 L/min)

4.6 4章総括

本章では、3章で述べた実験セットアップを用いて、大口径プラズマウィンドウの特性について調べた。まず、各条件でのPWの保持圧力の結果を行った。次に、 $V-I$ 特性の測定からは、以下の結論が得られた。

- Spitzerの式より見積もった電子温度は、直径に対して大きく変化しない。

また、可視光分光による電子温度の測定結果からは、以下の結論が得られた。

- Boltzmann plotにより見積もった電子温度の直径依存性は、Spitzerの式より見積もった傾向と一致する。

実測した電子温度を元に保持圧力の理論式を計算し、保持圧力の測定結果と比較した。その結果、以下の結論が得られた。

- 直径が大きくなるほど、保持圧力の実測値は理論値を下回り、Hagen-Poiseuilleの式に基づく理論式が適用できなくなることを明らかにした。

この原因として、気体では温度とともに粘性が上がるが、プラズマでは主に質量の大きいイオンが運動量の交換を担い、イオン同士による断面積の大きなCoulomb衝突が支配的となり、粘度が減少するためであると考えられる。このため、温度、電離度ともに高いプラズマ（大口径PWに相当）では、粘度が減少したと考えられる。以上より、Hagen-Poiseuilleの式が実測の圧力と合わなかったのは、電離による粘性減少を考慮していないためと考えられる。

第 5 章

結論

現代では、物理学のみならず原子力、医療分野をはじめとして粒子加速器の社会的な重要性が増している。様々な加速器の高度化が進められる中で、大強度化が1つの重要なテーマとなっている。そのような状況において、大強度ビームに耐えうるビーム窓技術の1つとして、PWがあるが、粒子加速器に応用するためには、その大口径化が求められている。

そこで本研究では、直径を最大 20 mm まで可変できる PW を開発し、プラズマによる圧力保持性能の増加を実証するとともに、大口径 PW の特性を調査することを目的とした。

直径、アーク電流、ガス流量を系統的に変化させ、PW の上流、下流の圧力測定、放電電圧測定、可視光分光による電子温度測定を実施し、以下の結論を得た。

- 直径 20 mm の実機スケールの PW による、圧力保持を初めて実証した。
- Spitzer の式より見積もった電子温度は、直径に対して大きく変化しない。
- Boltzmann plot で測定した電子温度も、直径に対して大きく変化しない。
- 直径が大きくなるほど、保持圧力の実測値は理論値を下回り、Hagen-Poiseuille の式に基づく理論式が適用できなくなることを見出した。

この原因として、気体では温度とともに粘性が上がるが、プラズマでは主に質量の大きいイオンが運動量の交換を担い、イオン同士による断面積の大きな Coulomb 衝突が支配的となり、粘度が減少するためであると考えられる。このため、温度、電離度ともに高いプラズマ（大口径 PW に相当）では、粘度が減少したと考えられる。

つまり、大口径かつ高保持力の PW を設計するには、作動流体を高温のガスとして温度だけを考えるのではなく、プラズマとして取り扱い、電離度に対する粘度の減少を考慮しなければならないことを明らかにした。

理研・RIBF における He ガスストリッパの作動排気系では、 $\phi 12 \sim 16$ mm のオリフィスを用いている。本研究で開発した PW の直径は 20 mm であり、上記のような用途に十分適用可能な直径を達成している。一方で、加速器は、一般的に数ヶ月に渡って安定に動作することが求められる。PW を数ヶ月に渡って連続運転させることを考えたとき、最も課題となるのはカソードの損耗である。PW のカソードには、仕事関数を低くして点火を容易にするために La_2O_3 や ThO_2 を $\sim 2\%$ 程度含有させたタングステンが使用されている。長時間（ ~ 10 時間）の運転により、それらの含有物が先端から蒸発して仕事関数の高い純タングステンのみが残り、カソードスポットがカソードのより根元側に移動していく現象が報告されている [81]。この現象が進行すると、最終的にはカソードのハウジングなど予期しない点からアークが飛んでしまい、機器の損傷につながる。このため、直熱型、あるいは傍熱型の純タングステンカソードの採用が検討されている。このほかにも、複数のカソードを用いて 1 本あたりの電流を分散させることも有効と考えられる。以上のように、今

後，長時間運転に対する耐久性を研究することで，加速器システムの中で PW の実用化が期待される．

Appendix

A 電子ビームイオン源

EBIS は、1965 年に Donets によって発明されたイオン源である。その模式図を図 A.1 に示す [79]。EBIS は、主に電子銃、ドリフトチューブ、コレクタ、超伝導ソレノイドで構成される。ドリフトチューブの周囲には超伝導ソレノイドが配置され、軸方向の強磁場を形成する。電子銃から放出された電子ビームは、ドリフトチューブに向けて加速されるとともにソレノイドが形成する軸方向の強磁場によって径方向に圧縮され、ドリフトチューブ通過後はコレクタで減速、回収される。ドリフトチューブ内の電子ビームは、その空間電荷により式 A.2 のようなポテンシャルを形成する。

$$V_e(r) = \begin{cases} \frac{U_e r^2}{r_c^2} - U_0 & (r \ll r_e) \\ U_e \left(2 \ln \frac{r}{r_e} + 1 \right) - U_0 & (r \gg r_e) \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

$$U_e \left(2 \ln \frac{r}{r_e} + 1 \right) - U_0 \quad (r \gg r_e) \quad (\text{A.2})$$

ここで、 r_e は電子ビーム半径、 r_w はドリフトチューブ内壁の半径である。 U_e , U_0 はそれぞれ式 A.3, A.4 で表される。

$$U_e = \frac{I_e}{4\pi\epsilon_0 v_e} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sqrt{\frac{m_e}{2}} \frac{I_e}{\sqrt{E}} \quad (\text{A.3})$$

$$U_0(r) = U_e \left(2 \ln \frac{r_w}{r_e} + 1 \right) \quad (\text{A.4})$$

また、ドリフトチューブは3つ以上の円筒電極から構成されており、両端が高電位となる井戸型ポテンシャルを形成している。ここに入射されたイオンは、電子ビームの空間電荷により径方向に、そしてドリフトチューブが形成するポテンシャルにより軸方向にトラップされる。

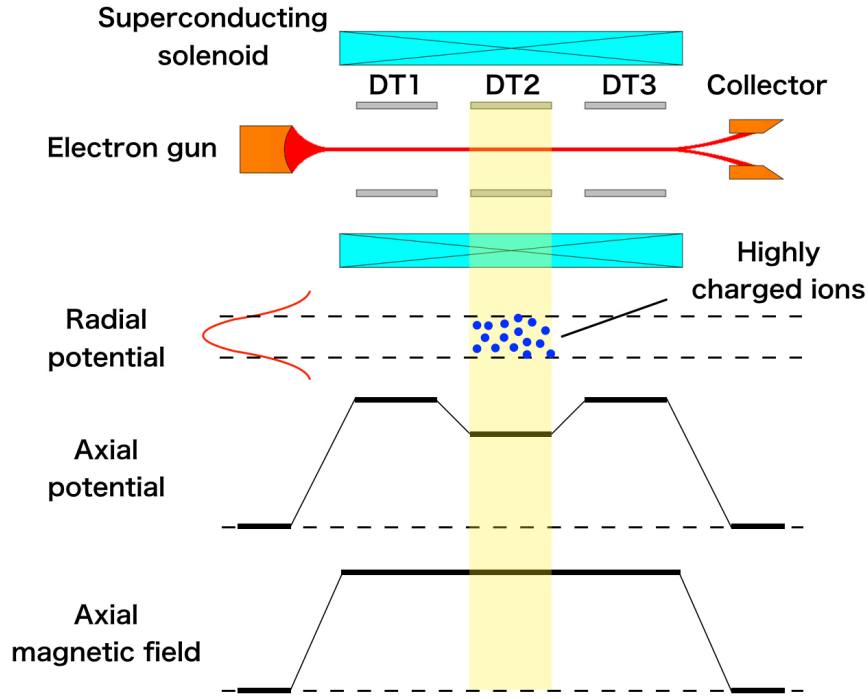


図 A.1: EBIS の模式図

トラップされたイオンは、電子衝突により逐次電離され、多価イオンとなる。電子衝突による電離断面積 σ^{ion} は、Lotz の半実験式 [80] によって与えられる。

$$\sigma^{ion} = \sum_{i=1}^n a_i q_i \frac{\ln(E/I_n)}{EI_n} \{1 - b_i \exp[-c_i(E/I_n - 1)]\} \quad (\text{A.5})$$

ここで、 E , n , q_i , I_n はそれぞれ、電子ビームのエネルギー [eV], 軌道, その軌道に存在する電子数, その軌道の電離エネルギー [eV] である。また、 a_i , b_i , c_i はそれぞれ定数で、多価イオンに対しては、 $a_i = 4.5 \times 10^{-14} \text{cm}^2 \text{eV}^2$, $b_i = c_i = 0$ である。EBIS で生成される最高価数は、電子ビームエネルギーで決定される。

電離のみを考慮した場合、価数 q のイオンの数を n_q とすると、その時間発展は以下のレート方程式で記述できる。

$$\frac{dn_q}{d(j \cdot t/e)} = n_{q-1}(t) \sigma_{q-1}^{ion} - n_q(t) \sigma_q^{ion} \quad (\text{A.6})$$

σ_q^{ion} は、価数 q での電離断面積である。ここで、 $j \cdot t$ は電離因子 (ionization factor) と呼ばれる EBIS の動作を決定する重要な因子で、特に、ある価数が最大収率となる時間を特性時間 τ とおくと、次のように書ける。

$$\frac{j \cdot \tau}{e} = \sum_{i=1}^q \frac{1}{\sigma_{i-1}^{ion}} \quad (\text{A.7})$$

すなわち，ある価数が最大収率となる時間は，電子ビームの電流とトラップ時間の積に依存する．

トラップ領域における電子の電荷量，すなわち Trap capacity は，次のように書ける．

$$Q = \frac{IL}{v_e} \quad (\text{A.8})$$

ここで， I ， v_e ， L ，はそれぞれ，電子ビームの電流，速度，トラップ長である．EBIS で生成されうるイオン量は，トラップの長さで電子ビームエネルギーが一定の場合，電子ビーム電流に依存する．

電子ビームは，ローレンツ力による収束力と，クーロン力と遠心力による発散力がつりあったとき，半径一定のまま輸送される．このような状態を得るための磁束密度 B は，Brillouin 条件より求まる．

$$B = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{I}{\pi \epsilon_0}} \left(\frac{2m_e^3}{Ee^2} \right)^{1/4} \quad (\text{A.9})$$

EBIS は，電位障壁の操作によって，図 A.2 に示す 3 つの動作モードに分類される [80]. 1 つ目が，下流の電位障壁を周期的に On/Off する pulse モードである．下流の電位障壁によって，典型的には数 ms まで長時間イオンをトラップし，閉じ込め時間 t を稼ぐことで，高い価数が得られる．パルスではあるが， μA 級の大電流ビームが得られる．次が，下流の電位障壁を低く設定する leaky モードである．電子ビームからのクーロン散乱によって，電位障壁を乗り越えられるまで加熱されたイオンが連続的に取り出される．多価イオンにとっては電位障壁が高く感じられるため，取り出される価数は低～中価数が支配的となり，エネルギーのそろった nA 級の DC ビームが得られる．最後が，下流に電位障壁を作らず，軸方向のトラップを行わない transmission モードである．滞在時間 t が短いので価数は低いが， μA 級の大強度 DC ビームが得られる．

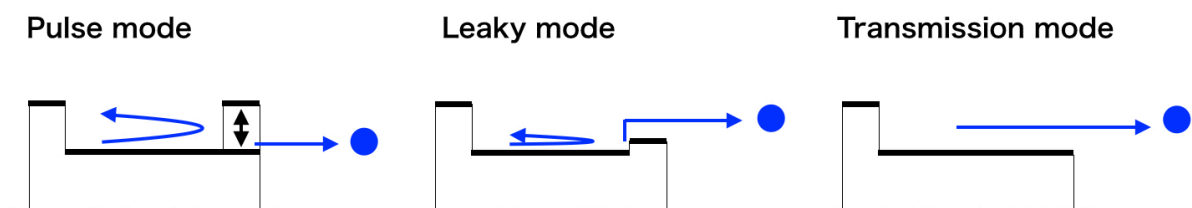


図 A.2: EBIS の動作モード

EBIS では，イオン生成のために高温のプラズマを経由せず，ビーム径も数 $100\mu\text{m}$ オーダーであるため，ECR イオン源などに比べてエミッタンスが非常に小さいという特徴を持つ．一方で，大強度のイオンを生成するには，トラップキャパシティの要求から大電流の電子ビームが必要になるため，それを如何に緩和するかが開発の重要項目となる．

そこでRIBFのイオン源としての応用に向けて、以下の構成により、大電流（～mA）のDCビームを生成可能なEBISが検討されている。まず、後段のサイクロトロンに入射するために、動作モードはtransmissionモードとする。そして、価数は荷電変換によって後段で上げることができるため、EBISでは比較的低い価数（～10+）を生成する。これにより、トラップキャパシティの要求を緩和できる。次に、EBISへの試料の導入は、外部イオン源からではなく、電子ビームの軌道上にガスセルを配置し、電子ビーム自身の衝突によって1価イオン生成することとする。これにより、低エミッタンスのイオンビームを効率良く生成できることが期待される。さらに、内部に「中間引き出し電極」を設けて1価イオンを引き出し、多価イオンを生成するためのドリフトチューブ領域に導く。ビーム電流 I は、電荷量 q 、数密度 n 、速度 v 、断面積 S を用いて $I = qnvS$ と書けるから、イオンビームを加速することで、同じ電流量でも線電荷密度 qnS を小さくできる。これによっても、トラップキャパシティの要求を緩和できると期待される。このようなEBISでは、ドリフトチューブ内の飛行時間がトラップ時間に相当する。

このような構造を持つEBISを図A.3に示す。

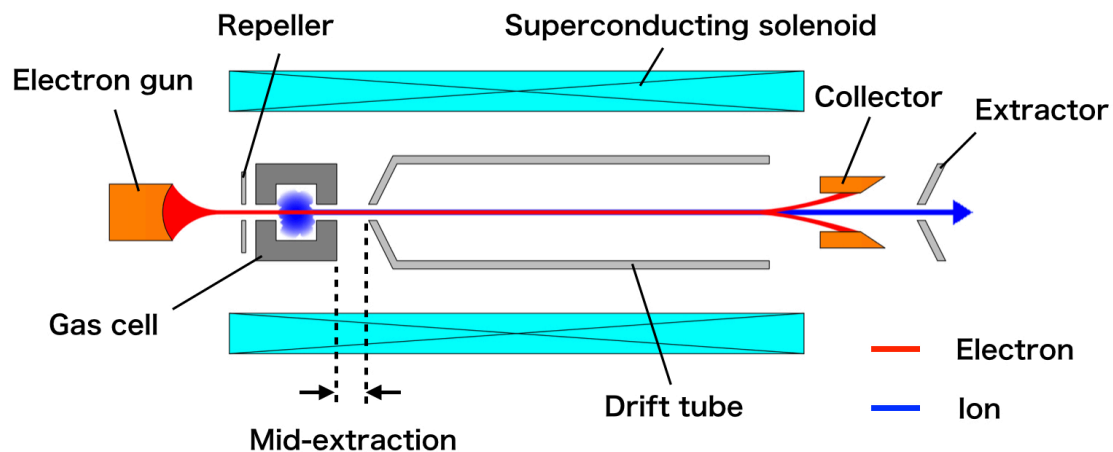


図 A.3: 中間引き出し電極を持つ EBIS の模式図

B マルチハーモニックバンチャー

粒子ビームはイオン源から DC で引き出されるが、高周波電場を用いる RF 加速器では、電場が加速位相の時に粒子を入射しなければ加速されない。そのため、ビームに速度変調を与え、DC ビームをバンチ化する必要がある。電極ギャップ間に正弦波電圧を印加することで、先にギャップに到達した粒子は減速され、後からやって来た粒子は加速される。このように速度変調が与えられた粒子群は、ある距離だけドリフトしたところで一点に集束する。このような働きをする装置をバンチャーと呼ぶ。

いま、初期ビームは $z=0$ を中心にある空間的幅 l で分布しており、各位置にいる粒子は $t=0$ で式 B.10 のようリニアな速度分布を持っているとする (図 B.4)。

$$v(z) = -\frac{2\Delta v}{l}z + v_0 \quad (\text{B.10})$$

この幅 l を持ったビームが、 $z=L$ において一点に集まるものとする。 v_0 は、 $t=0$ で $z=0$ にいる粒子の速度、すなわち中心速度である。 $t=0$ でのビームの空間的幅 l は、式 B.11 のように、光速 c に対する中心速度の比 β_0 と、バンチャーに印加する高周波電圧の波長 λ で記述できる。

$$l = v_0 T = \beta_0 \lambda \quad (\text{B.11})$$

ここで、 T は高周波電圧の周期である。以上より、このような速度変調を受けた粒子群が集束する距離 L は、式 B.10, B.11 を用いて、式 B.12 のように書ける。

$$\begin{aligned} L &= v(z)t - z \\ &= -\frac{2\Delta v}{\beta_0 \lambda} zt + v_0 t - z \\ &= v_0 t - z \left\{ \frac{2\Delta v}{\beta_0 \lambda} t - 1 \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

したがって、初期位置 z とは無関係に、どの粒子も L に集まる条件は

$$t = \frac{\beta_0 \lambda}{2\Delta v} \quad (\text{B.13})$$

であり、結局、粒子群が集束する距離 L は式 B.14 のように書ける。

$$L = v_0 \frac{\beta_0 \lambda}{2\Delta v} \quad (\text{B.14})$$

改めて、粒子が空間上の一点に集束するための条件は、式 B.15 となる。

$$\frac{\Delta v}{v_0} = \frac{\beta_0 \lambda}{2L} \quad (\text{B.15})$$

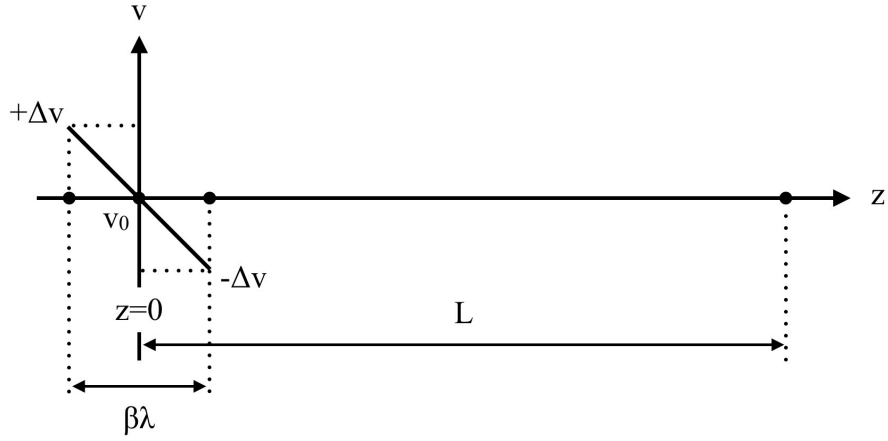


図 B.4: バンチャーの原理

次に、イオン源の引き出し電圧 V_{ext} とバンチャー電圧 V_{bun} の関係を求める。粒子がバンチャーで受ける力積は、運動量の変化分と等しいから、

$$F\Delta t = m\Delta v \quad (\text{B.16})$$

粒子の電荷量、質量をそれぞれ q , m とすると、粒子が受ける力 F 、粒子がギャップ（間隔 d ）を通過するのに要する時間 Δt は、それぞれ次のように書ける。

$$F = qE = q\frac{V_{bun}}{d} \quad (\text{B.17})$$

$$\Delta t = \frac{d}{v_0} \quad (\text{B.18})$$

式 B.17, B.18 を式 B.16 に代入すると、

$$\Delta v = \frac{F\Delta t}{m} = \frac{qV_{bun}}{mv_0} \quad (\text{B.19})$$

したがって、式 B.20 が得られる。

$$\frac{\Delta v}{v_0} = \frac{qV_{bun}}{mv_0^2} \quad (\text{B.20})$$

ここで、イオン源の引き出し電圧 V_{ext} は

$$V_{ext} = \frac{1}{2}mv_0^2/q \quad (\text{B.21})$$

と書けるから、式 B.20, B.21 より、B.22 の関係変えられる。

$$\frac{\Delta v}{v_0} = \frac{V_{bun}}{2V_{ext}} = \frac{\beta_0\lambda}{2L} \quad (\text{B.22})$$

以上より，イオン源の引き出し電圧 V_{ext} ，バンチャー電圧 V_{bun} ， $\beta_0\lambda$ ，集束距離 L の関係は B.23 となる．

$$\frac{V_{bun}}{V_{ext}} = \frac{\beta_0\lambda}{L} \quad (\text{B.23})$$

ここで，バンチャーの設計において重要なパラメータに，Transit Time Factor (TTF) がある．図 B.5 のように， $t=0$ で，ギャップ中心 $z=0$ にいる速度 v の粒子を考える．ギャップに式 B.24 の電界がかかっており，粒子は力を受けるとする．

$$E_z(t) = E_0 \cos(\omega t + \phi) \quad (\text{B.24})$$

このとき，粒子がギャップを通過するのに要する時間は，式 B.25 となる．

$$t(z) = \int_0^z \frac{1}{v(z)} dz \quad (\text{B.25})$$

従って，このギャップを通過することによる粒子の Energy Gain は，式 B.26 と表される．

$$\Delta W = qE_0 \int_{-d/2}^{d/2} \cos\{\omega t(z) + \phi\} dz \quad (\text{B.26})$$

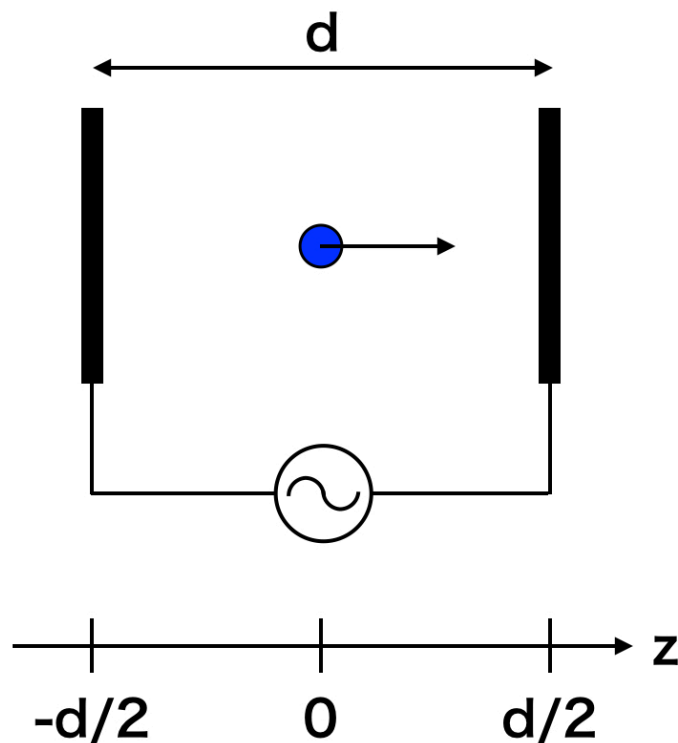


図 B.5: バンチャーの電極ギャップと粒子

ここで、ギャップ通過中の粒子の速度変化は十分小さく、

$$t = \frac{z}{v} \quad (\text{B.27})$$

であるとする、

$$\omega t = \omega \frac{z}{v} = \frac{2\pi c}{\lambda} \frac{z}{c\beta} = \frac{2\pi z}{\beta\lambda} \quad (\text{B.28})$$

これを式 B.26 に代入して積分すると、

$$\Delta W = qV_0 \frac{\sin(\pi d/\beta\lambda)}{(\pi d/\beta\lambda)} \cos \phi \quad (\text{B.29})$$

ここで、transit time factor を

$$TTF = \frac{\sin(\pi d/\beta\lambda)}{(\pi d/\beta\lambda)} \quad (\text{B.30})$$

とおくと、式 B.29 は、

$$\Delta W = TTF \times qV_0 \cos \phi = TTF \times \Delta W_{DC} \quad (\text{B.31})$$

と書ける。すなわち TTF は、直流電界と交流電界による Energy Gain の比を表す。また、式 B.30 から明らかなように、TTF は RF の波長に依存する。

これまでバンチングに用いる電圧波形は正弦波を考えていたが、その基本周波数に加えて 2 次、3 次高調波を加えて鋸歯状波電圧に近づけることで、より理想的に近い速度変調を与え、粒子の集束率を上げることができる。このようなバンチャーを、マルチハーモニックバンチャー (multi-harmonic buncher, MHB) と呼ぶ。先ほど述べたとおり TTF は周波数ごとに異なるため、高次高調波を用いる MHB では、それを考慮して各周波数の電圧の振幅を設定する必要がある。

謝辞

本研究をまとめるにあたり，終始ご指導，ご鞭撻を賜りました指導教員の菊池崇志准教授に深く感謝申し上げます。また，日頃から有益なご意見を賜りました原田信弘先生，佐々木徹准教授，高橋一匡助教に感謝申し上げます。先生方からは，研究者としてだけでなく社会人としての姿勢まで多くを学ばせていただきました。

お忙しいなか本論文の審査をして頂いた長岡技術科学大学 江偉華教授，和歌山工業高等専門学校 竹下慎二准教授に深く感謝申し上げます。

理化学研究所 仁科加速器科学研究センター 加速器高度化チーム 奥野広樹チームリーダーには，加速器のに関して全くの素人であった修士時代から，RIBF の将来計画や ImPACT に関わる重要な仕事を数多く任せて頂き，大変貴重な経験を積むことができました。同じく加速器高度化チーム 三宅泰斗様，低温技術チーム 高橋護様に感謝いたします。これまで先輩と一緒に作業する機会の少なかった私にとって，お二人の仕事ぶりを間近で見てお手本にできたことは，自分の研究を遂行するにあたって極めて貴重な経験でした。

広島大学 難波慎一教授には，大口径プラズマウィンドウの製作から分光計測まで数多くご指導いただきました。また広大での実験の際に御協力頂いた難波研の学生の皆様にも感謝申し上げます。

同じく専攻科出身者である同期の内田雄大君とは，修士の時から苦楽を共にしました。理研での作業をサポートして頂いた佐々木大志君，志熊良樹君どうもありがとうございます。

最後に，これまでご支援いただいた家族に感謝いたします。

研究業績

本研究に関する業績

学術論文

1. Naoya Ikoma, Yasuto Miyake, Mamoru Takahashi, Hiroki Okuno, Shinichi Namba, Kazumasa Takahashi, Toru Sasaki, and Takashi Kikuchi, "Demonstration of plasma window with 20 mm diameter and pressure separation for accelerator applications", Plasma and Fusion Research, **14**, 1206148 (2019)
2. Naoya Ikoma, Yasuto Miyake, Mamoru Takahashi, Hiroki Okuno, Shinichi Namba, Kazumasa Takahashi, Toru Sasaki, and Takashi Kikuchi, "Characteristics of plasma window with various channel diameters for accelerator applications", Review of Scientific Instruments, **91**, 053503 (2020).

国際会議

1. Naoya Ikoma, Hiroo Hasebe, Hiroshi Imao, Takashi Nagatomo, Hiroki Okuno, Osamu Kamigaito, Yasushige Yano, Hironori Kuboki, and Takashi Kikuchi, "Development of plasma window with large aperture", 7th International Particle Accelerator Conference, THPMY020 (2016)
2. Naoya Ikoma, Takashi Kikuchi, Jun-ichi Ohnishi, Tamaki Watanabe, Hiroshi Imao, Hiroki Okuno, "Fundamental experiments toward development of plasma charge stripper", The 5th International GIGAKU Conference in Nagaoka, P-89 (2016)

国内学会

1. 生駒直弥, 奥野広樹, 難波慎一, 菊池崇志, "重イオン加速器における大強度標的への応用に向けた大口径プラズマウィンドウの開発と放電電流特性の測定", 第14回日本加速器学会年会, WEP121 (2017)

その他

1. Naoya Ikoma, Takashi Kikuchi, Hironori Kuboki, Hiroo Hasebe, Hiroshi Imao, Takashi Nagatomo, Hiroki Okuno, and Osamu Kamigaito, "Study of plasma window for larger

- aperture ” , RIKEN Accelerator Progress Report, **49**, 140 (2016)
2. Naoya Ikoma, Taishi Sasaki, Hiroki Okuno, Shinichi Namba, and Takashi Kikuchi, “Measurement of electron density and temperature in plasma window with diameter of 10 mm ” , RIKEN Accelerator Progress Report, **51**, 144 (2018)
 3. Naoya Ikoma, Yasuto Miyake, Mamoru Takahashi, Hiroki Okuno, Shinichi Namba, and Takashi Kikuchi, “Pressure measurement of plasma window with large diameter” , RIKEN Accelerator Progress Report, **52**, 118 (2019)

参考文献

- [1] J. D. Cockcroft, and E. T. S. Walton, "Experiments with high velocity positive ions I. Further developments in the method of obtaining high velocity positive ions", Proceedings of the Royal Society A **136**, 619 (1932)
- [2] J. D. Cockcroft, and E. T. S. Walton, "Experiments with high velocity positive ions II. The disintegration of elements by high velocity protons", Proceedings of the Royal Society A **137**, 229 (1932)
- [3] 櫻井博儀, "元素はどうしてできたのか 誕生・合成から「魔法数」まで", 株式会社 PHP 研究所 (2013)
- [4] 和南城伸也, "超新星爆発と中性子星合体 - r プロセス元素の起源として", 天文月報, **107**, 7 (2014)
- [5] 谷畑勇夫, "不安定核ビームを用いた研究", 核データニュース **42**, 24 (1992)
- [6] C. Wrede, "The Facility for Rare Isotope Beams", EPJ Web of Conferences **93**, 07001 (2015)
- [7] 関井康雄, 脇本隆之, "改訂新版 エネルギー工学", 電気書院 (2012)
- [8] "分離変換技術総論", 日本原子力学会 (2016)
- [9] Impulsing Paradigm Change through Disruptive Technologies Program ImPACT, <https://www.jst.go.jp/impact/index.html>, accessed: January 10, 2020
- [10] 前川藤夫, "加速器駆動核変換システム (ADS)", 高エネルギー加速器セミナー OHO (2018)
- [11] H. Wang, H. Otsu¹, H. Sakurai¹, D. Ahn, M. Aikawa, T. Ando, S. Araki, S. D. Chen, N. Chiga, P. Doornenbal, N. Fukuda, T. Isobe, S. Kawakami, S. Kawase, T. Kin, Y. Kondo, S. Koyama, S. Kubono, Y. Maeda, A. Makinaga, M. Matsushita, T. Matsuzaki, S. Michimasa, S. Momiyama, S. Nagamine, T. Nakamura, K. Nakano, M.

- Niikura, T. Ozaki, A. Saito, T. Saito, Y. Shiga, M. Shikata, Y. Shimizu, S. Shimoura, T. Sumikama, P. A. Söderström, H. Suzuki¹, H. Takeda, S. Takeuchi¹, R. Taniuchi, Y. Togano, J. Tsubota, M. Uesaka, Y. Watanabe¹, Y. Watanabe, K. Wimmer, T. Yamamoto, and K. Yoshida, "Spallation reaction study for the long-lived fission product ^{107}Pd ", Progress of Theoretical and Experimental Physics **2017**, 021D01 (2017)
- [12] H. Wang, H. Otsu, N. Chiga, S. Kawase, S. Takeuchi, T. Sumikama, S. Koyama, H. Sakurai, Y. Watanabe, S. Nakayama, D. S. Ahn, H. Baba, S. D. Chen, K. Chikaato, M. L. Cortés, N. Fukuda, A. Hirayama, R. Hosoda, T. Isobe, S. Kawakami, Y. Kondo, S. Kubono, Y. Maeda, S. Masuoka, S. Michimasa, I. Murray, R. Nakajima, T. Nakamura, K. Nakano, M. Nishimura, T. Ozaki, A. Saito, T. Saito, H. Sato, Y. Shimizu, S. Shimoura, P. A. Söderström, Y. Soudo, X. H. Sun, J. Suwa, D. Suzuki, H. Suzuki, H. Takeda, M. Takechi, Y. Togano, T. Tomai, H. Yamada, M. Yasuda, and K. Yoshida, "Enhancement of element production by incomplete fusion reaction with weakly bound nucleus deuteron", Communications Physics **2**, 78 (2019)
- [13] 奥野広樹, "核変換における液体リチウムターゲット", Journal of Plasma and Fusion Research **94**, 449 (2018)
- [14] H. Okuno, H. Sakurai, Y. Mori, R. Fujita, and M. Kawashima, "Proposal of a 1-ampere-class deuteron single-cell linac for nuclear transmutation", Proceedings of the Japan Academy, Series B **95**, (2019) 430.
- [15] 原田久, "加速器医療応用 1 重イオンビーム 1", 高エネルギー加速器セミナー OHO (2012)
- [16] 秋山浩, "加速器医療応用 2 陽子ビーム", 高エネルギー加速器セミナー OHO (2012)
日本放射線腫瘍学会誌 **6**, 63 (1994)
- [17] 辻井博彦, "陽子線治療の進歩と展望",
- [18] 石川仁, 大西かよ子, 水本斉志, 大城佳子, 奥村敏之, 櫻井英幸, "粒子線治療 (陽子線治療, 重粒子線治療)", 肺癌 **21**, 917 (2014)
- [19] 辻井博彦, "重粒子放射線によるがん治療の現状", バイオメカニズム学会誌 **21**, 108 (1997)
- [20] 太田一郎, "Boron Neutron Capture Therapy (BNCT) ホウ素中性子捕捉療法", 耳鼻と臨床 **60**, 44 (2014)

- [21] 古林徹, "加速器 BNCT 照射システムの特徴と将来性 - BNCT の原理からの発想 -", *RADIOISOTOPES* **64**, 13 (2015)
- [22] 林崎規託, "医療における液体リチウムターゲット", *Journal of Plasma and Fusion Research* **94**, 453 (2018)
- [23] "我が国における放射性同位元素の安定供給体制について", 日本学術会議, 基礎医学委員会・総合工学委員会合同 放射線・放射能の利用に伴う課題検討分科会 (2008)
- [24] 理化学研究所, 生命機能科学研究センター, 短寿命 RI 核医薬品開発プロジェクト, <https://www.bdr.riken.jp/jp/research/cross/ri.html>, accessed: January 10, 2020
- [25] 羽場 宏光"理研 RI ビームファクトリーにおける応用研究用ラジオアイソトープの製造", *加速器* **12**, 206 2015
- [26] 亀井亨, 木原元央, "加速器科学", 丸善株式会社 (1993)
- [27] C. R. Ader, M. Alvarez, J. S. Batko, R. Campos, M. W. McGee, and A. Watts, "Accelerator vacuum windows: A review of past research and a strategy for the development of a new design for improved safety and longevity for particle accelerators", *Proceedings of the 10th International Particle Accelerator Conference, WEXXPLS2* (2019)
- [28] 中山勝矢, "新版 真空技術実務読本", オーム社 (1994)
- [29] 千田裕彦, "粘性流領域における真空排気の理論計算とその応用", *SEI テクニカルレビュー* **176**, (2010)
- [30] 松尾一泰, "圧縮性流体力学 -内部流れの理論と解析-", オーム社 (1994)
- [31] A. Hershcovitch, "High-pressure arcs as vacuum-atmosphere interface and plasma lens for nonvacuum electron beam welding machines, electron beam melting, and nonvacuum ion material modification", *Journal of Applied Physics* **78**, 5283 (1995)
- [32] M. I. Boulos, P. Fauchais, and E. Pfender, "*Thermal Plasmas: Fundamentals and Applications*", (Plenum, New York, 1994)
- [33] W. A. J. Vijvers, C. A. J. van Gils, W. J. Goedheer, H. J. van der Meiden, D. C. Schram, V. P. Veremiyenko, J. Westerhout, N. J. Lopes Cardozo, and G. J. van Rooij, "Optimization of the output and efficiency of a high power cascaded arc hydrogen plasma source", *Physics of Plasmas* **15**, 093507 (2008)

- [34] S. Huang, K. Zhu, Y. R. Lu, S. Z. Wang, A. Hershcovitch, L. Yang, and X. Y. Zhang, "Quantitative characterization of arc discharge as vacuum interface", *Physics of Plasmas* **21**, 123511 (2014)
- [35] A. Hershcovitch, "Non-vacuum electron beam welding through a plasma window", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* **241**, 854 (2005)
- [36] A. de Beer, A. Hershcovitch, C. B. Franklyn, S. van Straaten, and J. Guzek, "Performance of a plasma window for a high pressure differentially pumped deuterium gas target for mono-energetic fast neutron production - Preliminary results", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* **170**, 259 (2000)
- [37] S. Ben-Liang, H. Sheng, Z. Kun, L. Yuan-Rong, "Experimental study of plasma window", *Chinese Physics C* **38**, 018201 (2014)
- [38] O. Kamigaito, T. Dantsuka, M. Fujimaki, N. Fukunishi, H. Hasebe, Y. Higurashi, E. Ikezawa, H. Imao, M. Kase, M. Kidera, M. Komiyama, K. Kumagai, T. Maie, T. Nagatomo, T. Nakagawa, M. Nakamura, J. Ohnishi, H. Okuno, K. Ozeki, N. Sakamoto, K. Suda, S. Watanabe, T. Watanabe, Y. Watanabe, K. Yamada, and H. Yamasawa, "Present status and Future plan of RIKEN RI beam factory", *Proceedings of the 7th International Particle Accelerator Conference, TUPMR022* (2016)
- [39] Y. Higurashi, T. Nakagawa, J. Ohnishi, H. Haba, E. Ikezawa, M. Fujimaki, Y. Watanabe, M. Komiyama, M. Kase, A. Goto, O. Kamigaito, T. Aihara, M. Tamura, and A. Uchiyama, "Deveropments of RIKEN new superconducting ECR ion source", *Proceedings of the 7th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, THSH07* (2010)
- [40] N. Sakamoto, M. Fujimaki, N. Fukunishi, Y. Higurashi, O. Kamigaito, H. Okuno, K. Suda, T. Watanabe, Y. Watanabe, K. Yamada, and R. Koyama, "Performance of new injector RILAC2 for RIKEN RI-beam factory", *Proceedings of the 27th International Linear Accelerator Conference, THPP116* (2014)
- [41] H. Imao, H. Okuno, and H. Kuboki, "Development of gas charge stripper for intense heavy ion beam", *Proceedings of the 7th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, MOOTA2* (2010)
- [42] H. Imao, H. Okuno, H. Kuboki, S. Yokouchi, N. Fukunishi, O. Kamigaito, H. Hasebe, T. Watanabe, Y. Watanabe, M. Kase, and Y. Yano, "Charge stripping of ^{238}U ion

- beam by helium gas stripper”, *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* **15**, 123501 (2012)
- [43] H. Hasebe, H. Okuno, H. Kuboki, H. Imao, N. Fukunishi, M. Kase, and O. Kamigaito, ”History of solid disk improvement for rotating charge stripper”, *Proceedings of the 13th International Conference of Heavy Ion Accelerator Technology*, MOA1C01 (2015)
- [44] 中村隆司, 久保敏幸, ”不安定核ビーム生成装置 RIPS”, *IONICS* **20**, 99 (1994)
- [45] Facility for Rare Isotope Beams at Michigan State University, <http://www.frib.msu.edu>, accessed: January 10, 2020
- [46] Grand Accelérateur National d’Ions Lourds, <http://www.ganil-spiral2.eu>, accessed: January 10, 2020
- [47] N. Fukunishi, private communication
- [48] H. Okuno, T. Dantsuka, M. Fujimaki, N. Fukunishi, H. Hasebe, Y. Higurashi, E. Ikezawa, N. Ikoma, H. Imao, O. Kamigaito, M. Kidera, M. Komiyama, K. Kumagai, T. Maie, M. Nagase, T. Nagatomo, T. Nakagawa, M. Nakamura, J. Ohnishi, K. Ozeki, N. Sakamoto, K. Suda, A. Uchiyama, S. Watanabe, T. Watanabe, Y. Watanabe, K. Yamada, and H. Yamasawa, ”Present status of and recent developments at RIKEN RI beam factory”, *14th International Conference on Heavy Ion Accelerator Technology*, TUYAA01 (2018)
- [49] Y. Yano, ”The RIKEN RI beam factory project: A status report”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* **261**, 1009 (2007)
- [50] M. Gryzinski, ”Classical theory of atomic collisions. I. Theory of inelastic collisions”, *Physical Review* **138**, A305 (1965)
- [51] A. S. Schlachter, J. W. Stearns, W. G. Graham, K. H. Berkner, R. V. Pyle, and J. A. Tanis, ”Electron capture for fast highly charged ions in gas targets: An empirical scaling rule”, *Physical Review A* **27**, 3372 (1983)
- [52] H. Okuno, N. Fukunishi, A. Goto, H. Hasebe, H. Imao, O. Kamigaito, M. Kase, H. Kuboki, Y. Yano, S. Yokouchi, and A. Herscovitch, ”Low-Z gas stripper as an alternative to carbon foils for the acceleration of high-power uranium beams”, *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, **14**, 033503 (2011)

- [53] 高村秀一, "プラズマ理工学入門", 森北出版株式会社 (1997)
- [54] 花岡良一, "高電圧工学", 森北出版株式会社 (2007)
- [55] 山本修, 濱田昌司, "高電圧工学", オーム社 (2013)
- [56] 堤井信力, "プラズマ基礎工学 増補版", 内田老鶴圃 (1997)
- [57] M. N. Hirsh, and H. J. Oskam, "*Gaseous electronics*", (Academic Press, 1978)
- [58] 高木俊宜, "電子・イオンビーム工学", 電気学会 (1995)
- [59] 行村建, "放電プラズマ工学", オーム社 (2008)
- [60] 堀江忠男, 石村勉, 中島良昭, 名倉卓行, 大塚正元, 沢田昌雄, 白岩俊男, "プラズマジェット発生装置の試作と分光学的研究 (1)", 応用物理 **29**, 438 (1960)
- [61] H. Maecker, "Ein zylindrischer Bogen für hohe Leistungen", Zeitschrift für Naturforschung A **11**, 457 (1956)
- [62] 鬼頭幸生, 宮地巖, 足立敏治, "器壁安定化空気アーク陽光柱の電界の強さ", 電気学会論文誌A **96**, 280 (1976)
- [63] 松村年郎, 鬼頭幸生, "軸方向強制対流を伴う安定化定常空気アークモデル", 電気学会論文誌A **104**, 241 (1984)
- [64] 稲葉次紀, 楠茂幸, 遠藤正雄, "大電流器壁安定化アークの放射パワーに及ぼす電流と半径パラメータの試算", 電気学会論文誌A **116**, 1150 (1996)
- [65] 稲葉次紀, 楠茂幸, 岩尾徹, 遠藤正雄, "大電流器壁安定化アークの放射パワーに及ぼす電流と電力パラメータの解析的試算", 電気学会論文誌A **118**, 10 (1998)
- [66] B. Bora, N. Aomoa, and M. Kakati, "Characteristics and temperature measurement of a non-transferred cascaded DC plasma torch", Plasma Science and Technology **12**, 181 (2010)
- [67] J. J. Beulens, A. J. M. Buuron, D. C. Schram, "Carbon deposition using an expanding cascaded arc d.c. plasma", Surface and Coatings Technology **47**, 401 (1991)
- [68] S. Nambaa, M. Goto, H. Tsuboi, T. Oda, and K. Sato, "Spectroscopic study of ionizing and recombining plasma in a stationary plasma source", Journal of Applied Physics **88**, 3182 (2000)

- [69] H. Kuboki, H. Okuno, A. Hershcovitch, T. Dantsuka, H. Hasebe, K. Ikegami, H. Imao, O. Kamigaito, M. Kase, T. Maie, T. Nakagawa, and Y. Yano, "Development of Plasma Window for gas charge stripper at RIKEN RIBF", *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, **299**, 1029 (2014)
- [70] S. Namba, T. Endo, S. Fujino, C. Suzuki, and N. Tamura, "Development of a cascade arc discharge source for an atmosphere-vacuum interface device", *Review of Scientific Instruments* **87**, 083503 (2016)
- [71] S. Namba, Y. Iwamoto, Y. Asano, T. Shugyo, K. Fukuyama, N. Ikoma, H. Okuno, N. Tamura, and T. Endo, "High-density cascade arc plasma sources for application to plasma windows for virtual vacuum interfaces", *Physics of Plasmas* **25**, 113511 (2018)
- [72] 伊藤義康, 須山章子, 安藤秀泰, 新藤尊彦, "タングステン/銅複合コーティング皮膜のプラズマ加熱による耐熱性評価", *日本金属学会誌*, **69**, 825 (2005)
- [73] 山本学, 村山精一, "プラズマの分光計測", 学会出版センター (1995)
- [74] National Institute of Standards and Technology, <https://www.nist.gov>, accessed: January 10, 2020
- [75] 佐々木浩一, 上杉喜彦, 大野哲靖, 大坂侑吾, "燃焼科学とプラズマ科学の融合 - プラズマ支援燃焼 -", *日本燃焼学会誌* **51**, 259 (2009)
- [76] 小島彰, 国枝正典, "放電加工アークプラズマの熱平衡に関する分光学的研究", *電気加工学会誌* **41**, 56 (2007)
- [77] 岩尾徹, "熱プラズマ放射特性の制御", *Journal of Plasma and Fusion Research* **87**, 528 (2011)
- [78] 神沢淳, "プラズマの熱物性", *熱物性*, **4** 3 (1990)
- [79] 中村信行, 清水宏, 大谷俊介, "電子ビームイオントラップを用いた多価イオンの研究", *Journal of the Mass Spectrometry Society of Japan* **49**, 229 (2001)
- [80] G. Zschornacka, M. Schmidt, and A. Thorn, "Electron Beam Ion Sources", CERN Yellow Report CERN-2013-007, (2013)
- [81] B. F. Bohlender, A. Michel, J. Jacoby, M. Iberler, and O. Kester, "Characterization of a plasma window as a membrane free transition between vacuum and high pressure", *Physical Review Accelerators and Beams* **23**, 013501 (2020)