

博 士 論 文

フラーレン C_{60} を作動流体とする
負イオン推進機の実験的研究

(Laboratory Experiment on Negative Ion Propulsion
using Fullerene C_{60})

東京大学大学院工学系研究科
航空宇宙工学専攻

神田 大樹

指導教員 國中 均 教授

2017 年 3 月

Contents

第 1 章	諸言	5
1.1	研究背景	5
1.2	電気推進機の概略	6
1.3	正イオンスラスタの基本原理と構成	8
1.3.1	イオン生成部	8
1.3.2	推進剤とイオン生成方式	8
1.3.3	静電加速部	8
1.3.4	中和器	9
1.4	イオンスラスタの放電方式	11
1.4.1	直流放電式イオンスラスタ	11
1.4.2	RF 放電式イオンスラスタ	11
1.4.3	マイクロ波放電式イオンスラスタ	11
1.5	負イオンの生成方式	14
1.5.1	表面生成方式	14
1.5.2	体積生成方式	16
1.6	スラスタ以外の負イオンビーム源	17
1.6.1	中性粒子入射加熱装置用負水素イオンビーム源	17
1.6.2	フラーレン負イオンビーム源	19
1.7	PEGASES イオンスラスタ	22
1.8	研究目的	23
第 2 章	正負イオンスラスタの性能評価	25
2.1	正イオンスラスタの性能評価	26
2.1.1	推力	26
2.1.2	比推力	26
2.1.3	推進剤利用効率	27

2.1.4	イオン生成コスト	27
2.1.5	電流効率と電圧効率	27
2.1.6	推進効率	27
2.2	正負イオンスラスタの性能評価	28
2.2.1	電子引出による負イオンスラスタの推進効率低下	32
2.3	重分子フラーレンを推進剤としたスラスタの性能評価	34
2.4	フラーレン負イオン+キセノン正イオンスラスタの性能評価	36
第3章	実験装置	39
3.1	真空装置	39
3.2	キセノン正イオンスラスタ	41
3.2.1	マイクロ波放電式プラズマ源	41
3.2.2	マイクロ波系	41
3.2.3	推進剤供給系	41
3.2.4	電源系	41
3.2.5	DC ブロック	41
3.3	フラーレン負イオンスラスタ	43
3.3.1	推進剤供給系	43
3.3.2	電源系	43
3.3.3	直流放電式プラズマ源	43
3.4	計測装置	49
第4章	フラーレン供給装置の開発	53
4.1	フラーレンの特性	53
4.1.1	蒸気圧特性	54
4.1.2	電子電離・電子付着	54
4.1.3	C ₂ 脱離	58
4.1.4	酸化	58
4.2	フラーレンの前処理	59
4.3	供給レートの測定手法	62
4.4	るつぼ型昇華供給装置	64
4.4.1	先行研究	64
4.4.2	るつぼ型供給装置	64
4.4.3	供給レートの測定結果	67
4.5	2段式スクリーブラシ型供給装置	71

4.5.1	1 段スクリューと 2 段スクリューの違い	74
4.5.2	スクリューブラシ型供給装置の供給レート測定	74
4.5.3	長時間昇華供給実験	74
第 5 章	フラレン負イオンのビーム加速	77
5.1	E×B プローブによるイオン種と多価イオンの測定	77
5.1.1	E×B プローブの設計	77
5.1.2	クリプトンイオンとキセノンイオンビームの測定結果	84
5.1.3	フラレン正負イオンビームの測定結果	84
5.2	磁気フィルタ付ファラデープローブによる電子電流測定	88
5.2.1	MFFP の設計	88
5.2.2	キセノンイオンビームの測定結果	90
5.2.3	フラレン正負イオンビームの測定結果	90
5.3	ビームターゲットによる推力測定	93
5.3.1	ビームターゲットの設計	93
5.3.2	キセノンイオンビームの測定結果	93
5.3.3	フラレン正負イオンビームの測定結果	99
第 6 章	正負イオンスラストのビーム中和	103
6.1	正負イオン同時射出時のエミッシブプローブによる空間電位測定	103
6.1.1	エミッシブプローブの設計	103
6.1.2	正イオンビームと負イオンビームを平行に射出したときの測定結果	106
6.1.3	正イオンビームと負イオンビームを交差して射出したときの測定結果	106
6.1.4	正負イオンスラストのビーム挙動に関する考察	110
6.2	正負イオン同時射出時のビームプロファイル測定	110
6.2.1	ファラデープローブの設計	110
6.2.2	ビームプロファイル測定結果	110
第 7 章	フラレン負イオン + キセノン正イオン	
	同時射出デモンストレーション	115
7.1	正負イオンスラスト電気回路図	115
7.2	PID フィードバック制御	117
7.2.1	正負イオンスラストの伝達関数	117
7.2.2	PID コントローラ	119
7.3	正負イオン同時射出デモンストレーション	122
7.3.1	正または負イオン単独射出時のスラスト基準電位	122

7.3.2	正負イオン同時射出時のスラスト基準電位	124
7.3.3	正負イオン同時射出時の $E \times B$ プローブ測定	127
7.4	ビームターゲットによる推力測定	129
7.4.1	ビームターゲットの設計	129
7.4.2	キセノン正イオンビーム測定 (正イオンスラストから加速)	131
7.4.3	キセノン正イオンビーム測定 (負イオンスラストから加速)	133
7.4.4	GND ターゲットによる正負イオン同時射出時の推力測定	135
7.4.5	フロートターゲットによる正負同時射出時の推力測定	136
第 8 章	結論	137
	参考文献	139
	謝辞	145
付録 A	スクリーブラシの作成	147
付録 B	負イオンが存在するときのボーム速度	149

概要

既存の正イオンを推力源とするイオンスラストにおいて中和器は、宇宙機を電気的中性に保つために電子を放出する役割を担うが、推力に寄与しないにも関わらず推進剤と電力を消費している。そこで中和器を排除し、その代替として負電荷を射出する負イオン源を用いた正負イオンスラストが構築できれば、スラストシステム全体としての理想化がおこなえる。本研究では、フラーレン負イオン源を開発し、キセノン正イオン源と組み合わせた正負イオンスラストシステム成立性の実験的検証を行った。本論文は8章から成り、構成は以下となっている。

第1章では、既存の正イオンスラストの構成や、地上で用いられる負イオン源、さらには正負イオンスラストシステムに関する先行研究を説明し、本研究の位置づけを行い、最後に研究目的を明示している。

第2章では、既存のキセノン正イオンスラストと、フラーレン負イオン源とキセノン正イオン源を用いた正負イオンスラストの性能評価を、理論式を用いた比較を行った。

第3章では、本研究で使われた真空装置等の地上実験の設備や、キセノン正イオン源、そしてフラーレン負イオン源の構成を図表とともにまとめた。フラーレン負イオン源は、フィラメントを用いた直流放電型イオン源であり、負電荷である電子の引き出しを抑制するため、負イオン源に磁気フィルタと電子収集電極を用いることによりグリッド上流の電子密度を減衰させている。

第4章では、フラーレンの供給装置の開発について述べられている。これまでに研究されてきたフラーレン供給装置は、容器内にフラーレンを入れ、容器を加熱し昇華を行うるつぼ型で、本研究も同様な供給器を用いた。さらに本研究ではフラーレンを長時間かつ低電力で供給することが可能な螺旋ブラシを用いた独自のフラーレン供給システムの開発を行った。電子天秤を用いた供給レートの測定結果より、従来のるつぼ型供給器は温度調節により昇華量を制御するのに対し、螺旋ブラシを用いた供給器は、その回転速度に依存する移送量に呼応して長時間安定的にフラー

レンを供給できることを実験的に実証した。

第5章では、フラールレン負イオンビーム引き出しの実証として、 $E \times B$ プローブ、磁気フィルタ付ファラデープローブ、ビームターゲット法の3つの手法によりビーム測定を行っている。結果として本研究で開発したフラールレン負イオン源は、電子ビームを含まないサブ mA 級のフラールレン負イオンビームを噴射し、推力を発生することを示した。

第6章では、正負イオンスラスタのビーム中和についての考察を得るため、エミッシブプローブによるビーム中の空間電位の測定と、ファラデープローブによるビームプロファイルの測定結果について述べている。正負イオン同時射出時のビーム中の空間電位測定の結果、正または負イオン単独射出と比べて空間電位の緩和が見られたが、正イオンビームの電子による中和と比べて局所的な電位の上昇が認められた。この局所的な電位構造は、正負イオンのビーム交差を誘発する電場となっていることが分かった。さらにビームプロファイル測定の結果、正負イオン同時射出時のビーム発散角は、正または負イオン単体射出時と比べて大幅に減少していることが分かった。

第7章では、正負イオン同時射出のデモンストレーションについて述べている。負イオンスラスタと正イオンスラスタを電氣的に結合し、宇宙機搭載を模擬したフロート状態で中和器を用いずに正負イオンの加速を行った。結果として正負イオンスラスタシステムにおけるスラスタ基準電位は、フィードバック制御により長時間かつ安定的に 0[V] に維持することが可能であるとわかった。また同時射出時の $E \times B$ プローブ測定により、ビーム中にフラールレン負イオンとキセノン正イオンが混在していることを実験的に示した。さらにビームターゲットを用いた推力測定を行い、正負イオンスラスタシステムはビーム電流と加速電圧から求められる推力と同程度の推力を発生していることを示した。

第8章では、本研究の成果をまとめ、正負イオンスラスタシステムの成立性の実験的検証に成功したと結論づけた。

1

諸言

1.1 研究背景

イオンスラスタは、電気推進の中でも高比推力であるため推進剤消費量が少なく、惑星間航行、衛星の南北制御などに有利となる。実際、JAXAの小惑星サンプルリターンを成し遂げた「はやぶさ」や、NASAの複数小惑星ランデブーを行った「Dawn」は主推進器としてイオンスラスタを用いている。これらの既存のイオンスラスタは、高速で正イオンを射出し推力を発生する正イオンスラスタヘッドと、宇宙機を中性に保つために電子を放出する中和器を用いるシステムである。しかし、中和器は推力に寄与しないにもかかわらず推進剤と電力を消費している。このことから、中和器使用によりシステム全体の推進効率は、正イオンスラスタヘッド単体とくらべて低下する。そこで、中和器を排除し、その代替として負電荷を射出する負イオンビームスラスタを用いた正負イオンビームスラスタシステムが構築できれば、システム全体としての理想化がおこなえる。さらに負イオンの推進剤として重分子であるフラーレンを用いることにより、さらなる推進効率の上昇が見込まれる。

負イオンスラスタを用いた類似の研究として、フランスで研究されているPEGASESスラスタが存在する。PEGASESスラスタは1つのイオン源から正負イオンを交互に射出することが特徴であるが、加速電圧は ± 350 [V]程度に留まり、加速電圧の低下により推進効率の低下を招いている。そこで本研究では正負イオン源を分けてそれぞれのイオンに特化したスラスタを構築することにより、宇宙機の帯電が発生せず、イオンスラスタとして有用な1[kV]以上の正負イオンの加速を行うことができると考えられる。このようなスラスタの研究は世界でも行わ

れておらず，本研究は正負イオンスラストシステムの先駆けとなるものである。

1.2 電気推進機の概略

本研究が対象とするイオンスラストは電気推進の一種である [1]。電気推進とは，推力発生に化学反応を利用する化学推進と異なり，推進剤の加熱・加速に電気を用いる推進方式である。化学推進は高推力・低比推力という特徴を持っている。燃料を燃焼し発生した高温高圧のガスをノズルにより勢いよく噴射して推力を得る。化学推進は比較的排気速度が小さいが，排気質量が極めて大きく，大きな推力を得ることができる。大気中・真空中のいずれでも作動が可能であり，地上からの打ち上げや宇宙空間での姿勢制御など，瞬発力を要する場面で幅広く利用されている。しかし，作動時間が数十分程度と短く，比推力が低いという欠点がある。これは化学推進が，推進剤自身が持つ化学エネルギーのみを運動エネルギーへ変換して推力を得ているため，その発生推力は推進剤の化学エネルギー密度（単位質量の推進剤から取り出せる化学エネルギー）に限定されるためである。

一方で，電気推進は低推力・高比推力という特徴を持っている。電気推進は，推進剤を作動流体として用い，電気エネルギーによって推進剤に運動エネルギーを与えて推力を得ている。瞬発力を要求される場面では不向きであるが，化学推進の数倍の燃費を有する。宇宙空間に出た後では，ロケットに要求される推力は小さく，かつ低燃費が期待されるため，電気推進は宇宙空間での航行に適している。電気推進を用いることで，推進剤の消費量の低減しペイロード重量を増加させることが可能となる。電気推進は推力発生機構の違いにより，電熱加速型・静電加速型・電磁加速型の 3 種類がある。これらの特徴と代表例を表 1.1 に示す。本研究で取り上げるイオンスラストは静電加速型に分類される，電気推進機のなかでも特に比推力が高いことが特徴である（図 1.1）。

表 1.1: 電気推進の種類と特徴

方式	特徴	代表的なスラスト
電熱加速型	電氣的加熱を利用し空気力学的加速を行う	DC アークジェット
静電加速型	粒子を電離し静電力を直接作用し加速を行う	イオンスラスト, ホールスラスト
電磁加速型	粒子を電離し電磁力を直接作用し加速を行う	ホールスラスト, MPD アークジェット

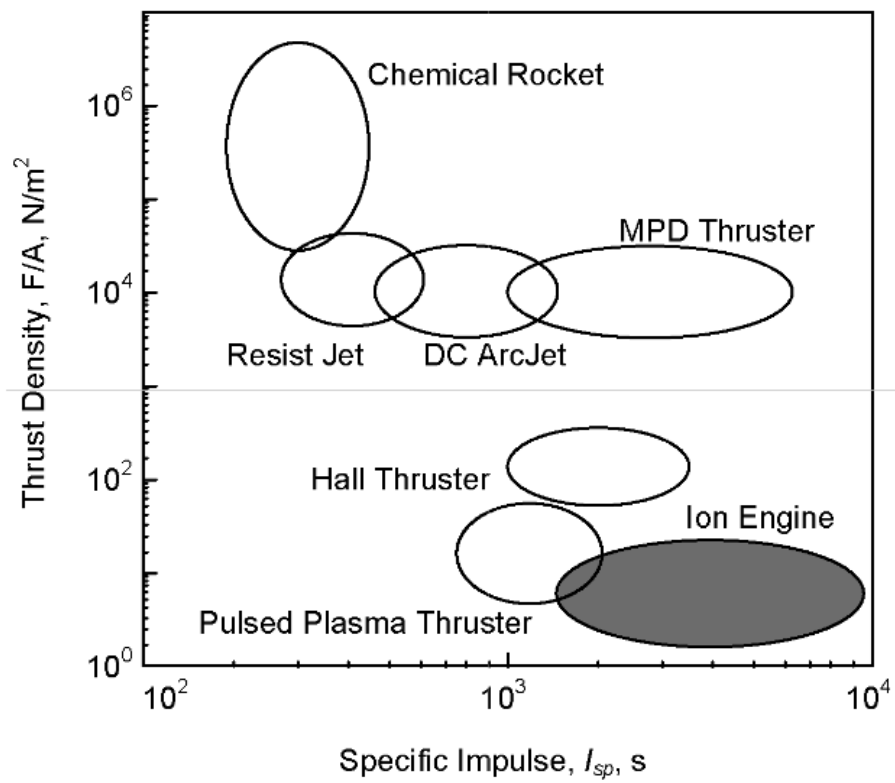


図 1.1: 各種推進機の推力密度と比推力の関係

1.3 正イオンスラストの基本原理と構成

ここでは一般的な正イオンスラストの基本原理について述べる。

1.3.1 イオン生成部

イオン生成部は推進ガスを電離し、イオンを生成するという作動流体への変換部で、その生成方法は大きく分けて接触電離反応を用いるものと電子衝突電離反応を用いるものがある。現存するイオンスラストでは後者の電子衝突電離反応を用いたものイオン生成が一般的であり、その生成方法は（１）電子を生成・加速して電離能力を持った高エネルギー電子を、（２）損失しないように閉じ込め、（３）中性粒子に衝突させイオンを生成し、（４）これを静電加速部に供給する、という過程を踏む。ここで消費する電力は推力に直接貢献する事はないため、イオン生成部におけるイオン生成は低電力であること、つまりイオンを高効率に生成し、かつイオン損失を抑制する必要がある。さらに投入された中性ガスをなるべく効率イオン化し、静電加速部へ供給する事が求められる。

1.3.2 推進剤とイオン生成方式

イオンスラストの推進剤としては、かつてはプラズマ生成や貯蔵性を考慮して水銀やセシウムが使用されてきた。しかし、近年は推進性能や取扱性を考慮してアルゴンやキセノンが一般的である。イオン生成方式としては、水銀やセシウム等の電離電圧の低い推進剤を仕事関数の高い金属で接触電離させる接触電離型、直流放電による推進剤ガス粒子に電子を衝突させイオン生成する直流放電型、イオン源の耐久性の向上を図るために高周波放電を採用した高周波放電型がある。さらに直流放電型ではイオンや電子の閉じ込めに用いる磁場形状により **Kaufman** 型とカプス磁場型に分類される。接触放電型は 1960 年頃に盛んに研究されたが、効率や耐久性に問題があった。現代では直流放電型が主流になっている。その一方で、高周波放電型も直流放電型と比較して効率がやや劣るが、その優れた耐久性や、運用性が注目され、RF 放電型はドイツ、マイクロ波放電型は日本で盛んに研究され、宇宙運用に成功している。

1.3.3 静電加速部

加速グリッドは、イオン源で生成したイオンを静電的に加速噴射して推力を発生させる多孔状電極である。加速グリッドによるイオン抽出・加速の概念図を図 1.2 に示す。典型的な加速グリッドはイオンが通過する直径数 mm の孔が多数あけられた 2 枚の電極が数 mm の間隔で配置されている。イオン源側に配置されるグリッドはスクリーングリッドと呼ばれており、通

常 1[kV] 程度の正電圧を印加される。イオン源で生成されたプラズマは、基準電位に対してスクリーン電圧にイオン源の放電電圧を加えた分の電位を持っている。そのため、スクリーングリッドはプラズマに対して放電電圧相当の負電位を有する事になり、イオンを引き寄せ、イオンシースを形成する事により、イオン放出面を整える役目をする。スクリーングリッドの下流に配置されるアクセルグリッドは、通常-300[V] から-500[V] の負電位が印加され、スクリーングリッドとの電位差によりイオンを加速噴射する。また、高電圧の負電位を与えることにより、中和器からの電子の逆流を防止している。スクリーングリッド下流では高速イオンと低速の中性ガス粒子の電荷交換衝突で発生した低速イオンが負電位のアクセルグリッドに衝突し、その表面を侵食する。そこで電荷交換イオンによるアクセルグリッドの浸食を低減するため、グランド電位のディセルグリッド追加した 3 枚式グリッドシステムも盛んに採用されている。グリッド材質としては熱膨張率が低く、イオンによるスパッタ率の低いモリブデンやチタンが使用されているが、C/C 複合材製の加速グリッドも実用化されつつある。

1.3.4 中和器

プラズマから一方的に正イオンのみを抽出すると、スラスタや宇宙機自体が負に帯電してしまい抽出イオンが引き戻されイオン加速が即座に中断してしまう。そこで、スラスタの下流に中和器と呼ばれる電子源を配置し、イオンビームと同時に電子をビーム中に注入して宇宙機中に堆積された負電荷を機外へ排出する事によって、宇宙機の帯電を防止している（負電荷放出）。さらに射出イオンを中性化して安定なプラズマ状態とし、イオン電荷によるビームの空間電位の上昇と、それから起こるイオンの減速、拡散による推力低減を防ぐ役割も担う（ビーム中和）。中和器としては一般的にホローカソードと呼ばれる熱陰極が使用されるが、マイクロ波放電を利用した中和器も開発されている。中和器からの電子放出は、イオンビームと中和器間に生じる電位差により自動的に行われ、放出された電子は速やかにイオンビームに吸引される。イオンビームの空間電荷による半径方向のビーム拡散を抑制するために、ビームの中和は中和器にイオンビームが直撃せず、かつ、出来るだけグリッド近傍で速やかに行う事が望ましい。また、中和器で使用される電力や推進剤は直接推力には寄与しないため、出来るだけ少ない電力や作動ガスで大きな電子電流が供給される事が要求される。

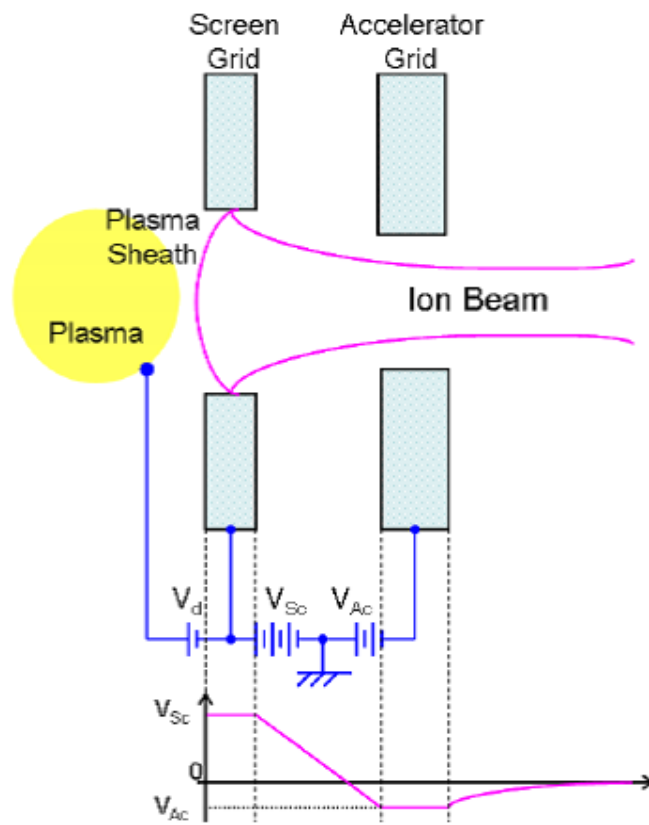


図 1.2: イオン抽出・加速の概念図

1.4 イオンスラストの放電方式

イオンスラストのプラズマ生成方式には、主に直流放電式、RF 放電式、マイクロ波放電式が存在する。

1.4.1 直流放電式イオンスラスト

直流放電式イオンスラストでは、放電室内の主陰極としてはフィラメントを用いることがあるが、現在ではホローカソードを用いることが一般的である。直流放電式では一様な高密度プラズマを得やすいため、優れた推進性能を得やすいことが特徴である。一方でホローカソードを用いているため、その構成や取り扱いがやや難しい。また、スラストの耐久性もホローカソードの耐久性に大きく依存する。図 1.3 に直流放電式イオンスラストの構成を示す。

1.4.2 RF 放電式イオンスラスト

RF 放電式には容量結合型と誘導結合型が存在するが、高いイオン密度を達成することができる誘導結合型が一般的にイオンスラストには用いられる。高周波放電式イオンスラストのイオン生成部は、誘電体で製作された放電室の外壁にインダクションコイルが巻き付けられた構成となっている。このコイルに交流電流を導入することにより、放電室軸方向に磁場が誘起される。この誘導された磁場により放電室周方向に誘導電場が発生し、この電場により電子にエネルギーが供給され、推進剤を電離してイオンを生成する。このようにコイルとプラズマが変圧器の1次コイルと2次コイルのように誘導結合することによりエネルギーの享受が行われる。適切な周波数の変動磁場を加えることにより、電子は電離に必要な加速を受け、往復運動により壁面への損失が低減される。この周波数領域は0.8~10MHz程度に存在するためRF放電式と呼ばれる。図 1.4 にRF放電式イオンスラストの構成を示す。

1.4.3 マイクロ波放電式イオンスラスト

マイクロ波放電式イオン源は、その内側にリング状永久磁石列を配置した単純構造となっている。ここに推進剤を注入し、マイクロ波を投入する。投入されたマイクロ波によって永久磁石表面近傍で電子サイクロトン共鳴 (ECR : Electron Cyclotron Resonance) 放電を起こし、プラズマを生成する。マイクロ波による無電極プラズマ生成を採用しているため、耐久性に優れている。スラストの構成も比較的シンプルであるため、信頼性や運用性に優れている。しかし、マイクロ波のカットオフという物理的な制約を受けるので生成プラズマ密度が比較的薄く、さらに一様な密度でプラズマ生成をすることが難しい。また、発電した直流電力をマイク

口波電力に変換する都合上，電力効率も比較的低い．高電圧を扱うイオンスラストでは各部の高電圧絶縁が必要になる．直流放電式では加速グリッド間の絶縁と推進剤ガス系を絶縁するガスアイソレータのみでよいが，マイクロ波放電型ではこれらに加えてマイクロ波系を絶縁するDCブロックが必要となる．図 1.5 にマイクロ波放電式イオンスラストの構成を示す．

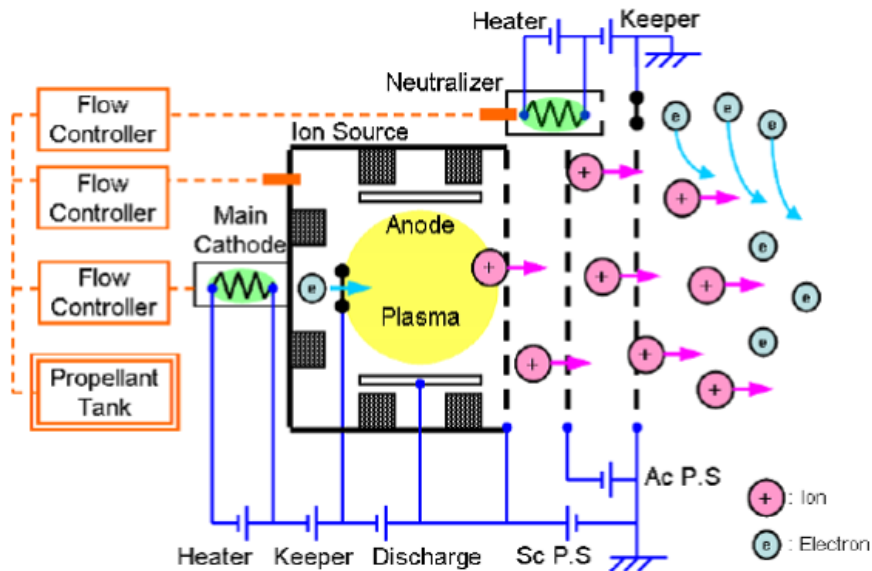


図 1.3: 直流放電型イオンスラストの概念図

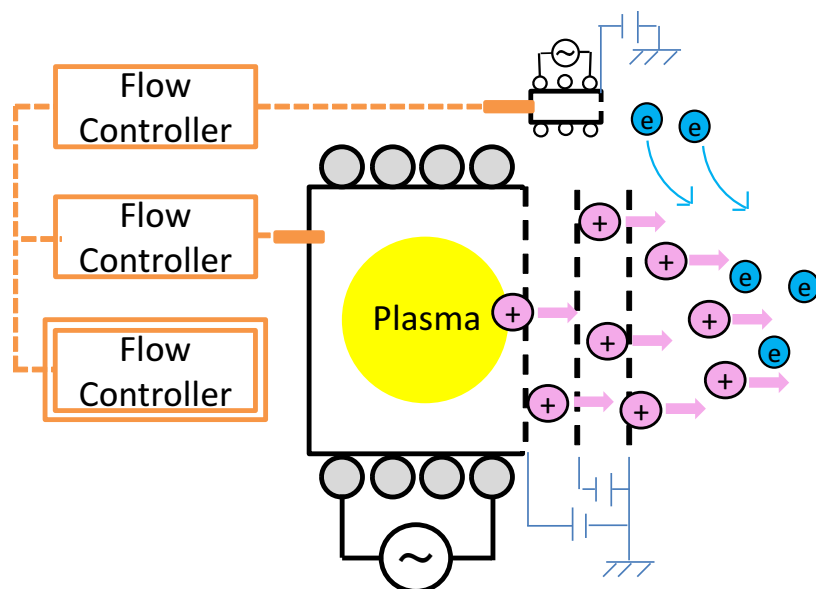


図 1.4: RF 放電式イオンスラストの概念図

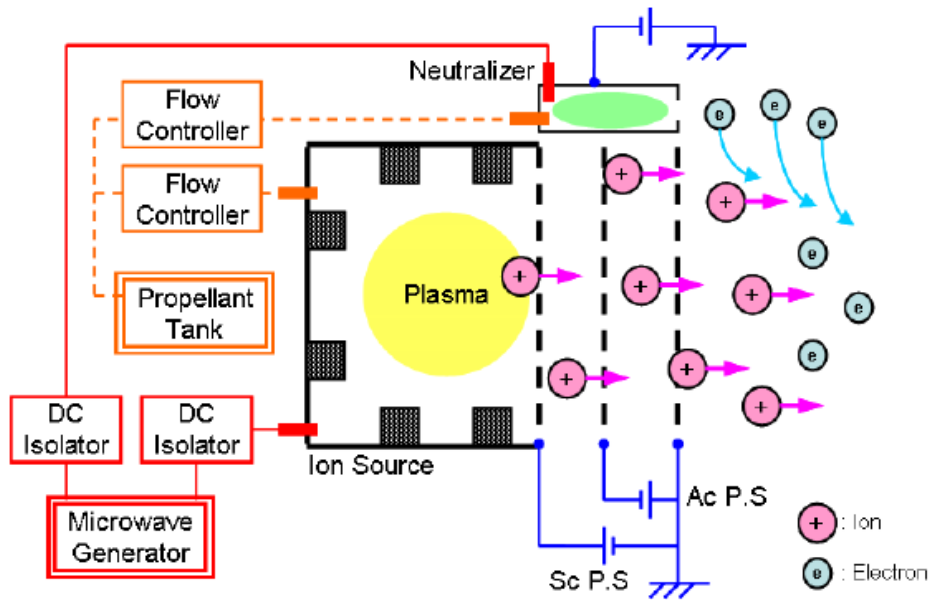


図 1.5: マイクロ波放電型イオンスラスタの概念図

1.5 負イオンの生成方式

負イオンの生成方法は，表面生成方式と体積生成方式に大別される。

1.5.1 表面生成方式

表面生成方式は，図 1.6 に示すようにプラズマ中に設置した仕事関数の低い金属表面に正イオンが入射し，表面での相互作用により負イオンに変換する方式である．金属表面近傍に原子が位置するとき，電子に対するエネルギー障壁は図 1.7 のようになる [2]．電離過程において，仕事関数，電子親和力，電離電圧，表面電界，粒子放出速度がどのようにかわるかによって，電離機構及びその名称が表 1.2 のように異なる．表面生成方式は，プラズマ中のスパッタターゲットの材料を変えることによって，さまざまな種類の負イオンを作成することが可能である [3]．

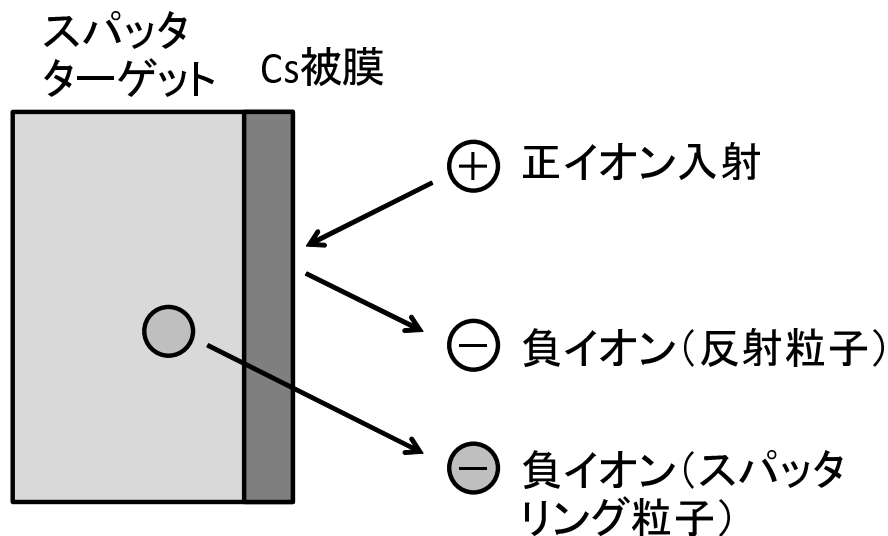


図 1.6: 表面生成方式負イオン源

表 1.2: 表面効果を利用した種々のイオン生成法と主要な物理量の関係 [2]

電離機構	イオンの種類 (正・負)	金属の仕事関数 Φ	電子親和力 E_a	電離電圧 V_i	表面電界 E	粒子放出速度 v
表面電離	正	より高く	---	$V_i \leq \Phi$	$\cong 0$	$\cong 0$
	負	より低く	$E_a \leq \Phi$	---	$\cong 0$	$\cong 0$
二次イオン放出	負	より低く	より高く	---	$\cong 0$	より速く
$\eta^- \cong \frac{2}{\pi} \exp\left(\frac{-\pi(\Phi - E_a)}{2av_1}\right)$						

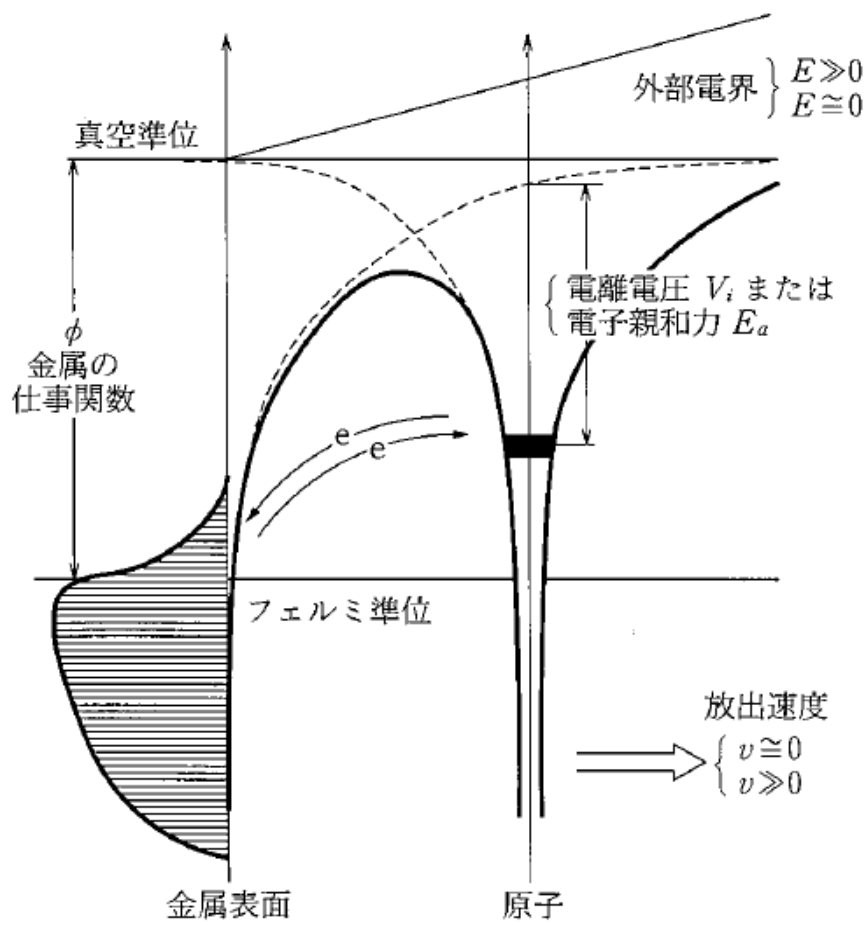
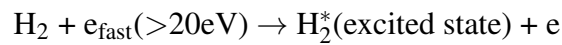


図 1.7: 金属表面近傍における電子のエネルギー障壁 [2]

1.5.2 体積生成方式

体積生成方式は、主に水素のような振動励起分子の負イオン生成に用いられる。図 1.8 に示すようにプラズマ中にグリッドと平行な数十 G 程度の横磁場（磁気フィルタ）を設け、20[eV] 以上の電子温度の高い領域と数 eV 程度の電子温度の低い領域にプラズマを分離する。電子温度の高い領域での電子衝突により分子を振動励起状態とし、電子温度の低い領域で電子が解離性付着することによって負イオンが生成される。



水素分子の解離性付着衝突断面積は励起振動順位によって異なるが、表 1.3 に示すように、 $4.3 \times 10^{-16} [\text{cm}^2]$ 程度の値をとる [4].

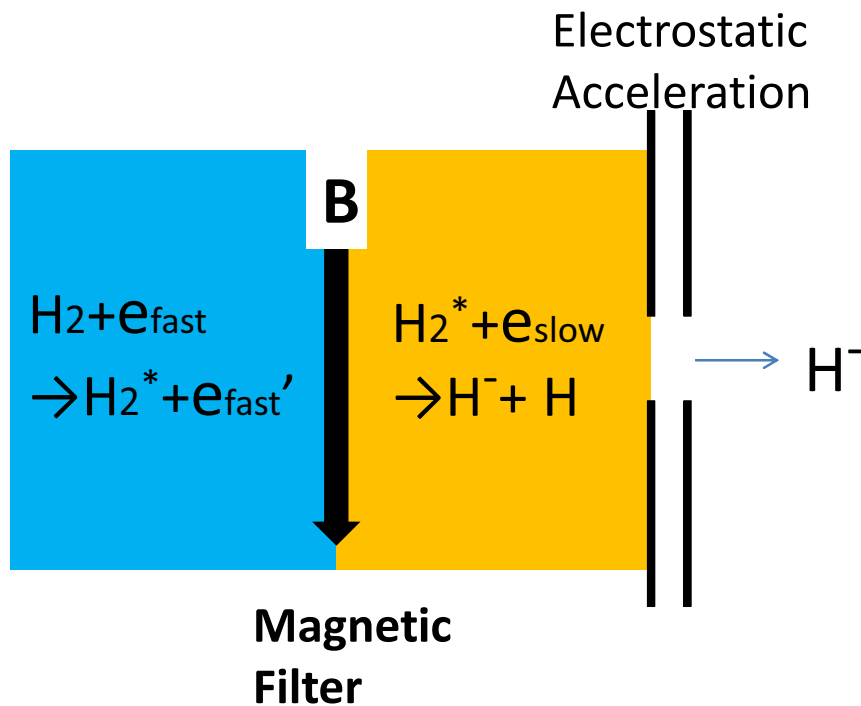


図 1.8: 磁気フィルタにより電子温度の異なる 2 空間を形成する体積生成方式

1.6 スラスタ以外の負イオンビーム源

1.6.1 中性粒子入射加熱装置用負水素イオンビーム源

世界的に広く研究されている負イオンビーム源として、ヘリカル型やトカマク型核融合プラズマの加熱源である中性粒子入射加熱装置 (NBI: Neutral Beam Injector) 用の負水素イオンビーム源が存在する [5–8]. トカマク型核融合実験装置に使用されている JT-60U の負水素イオンビーム源は、エネルギーが 500[keV], 10[MW] のビーム源を目指した研究が行われている [9].

静電場で加速されたイオンビームを強磁場である核融合プラズマに入射するには、中性ビームに変換する必要がある。しかし正イオンビームを電荷交換衝突を用いて中性ビームに変換する場合、図 1.9 に示すように 100[keV] 以上では 20 % 以下と効率が低いことがわかる [10, 11]. そのため、近年は高いビームエネルギーでも電荷交換衝突確率が高い負イオンビームを用いることが一般的となった。負イオン生成方式は主に体積生成型が用いられ、負イオン密度を増加させるためにグリッド表面に Cs 添加が行われることが多い。安定した負イオン生成を行うためにはグリッド表面の温度を調節し、セシウム原子層厚みを平均 0.6 層程度に制御する必要がある [12].

表 1.3: 水素分子の電子付着衝突断面積 [4]

ν	$E(eV)$	$\sigma_{DA}(cm^2)$
0	3.75	2.8×10^{-21}
1	3.23	8.3×10^{-20}
2	2.75	1.0×10^{-18}
3	2.29	7.5×10^{-18}
4	1.86	3.8×10^{-17}
5	1.46	1.2×10^{-16}
6	1.08	2.9×10^{-16}
7	0.74	4.3×10^{-16}
8	0.42	3.2×10^{-16}
9	0.14	4.3×10^{-16}

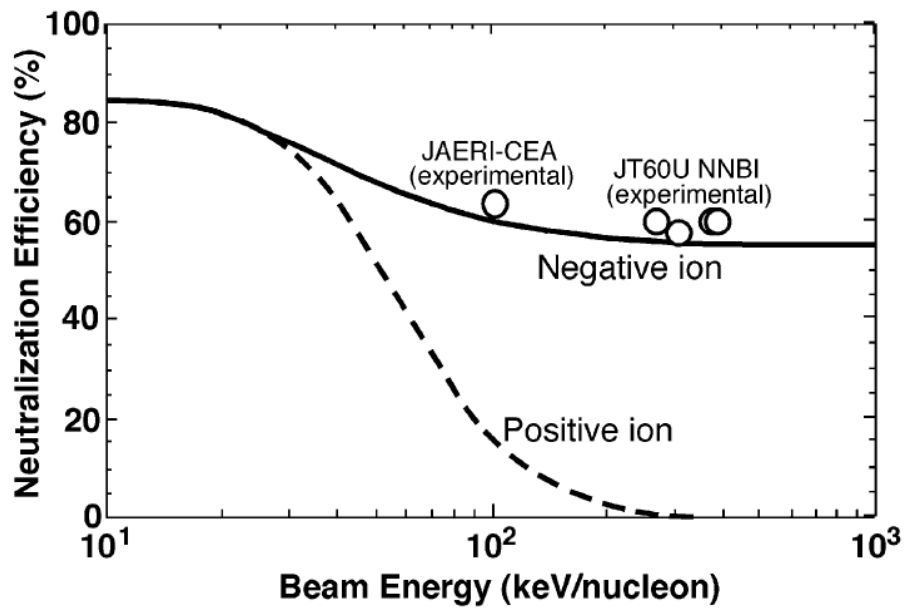


図 1.9: 正負水素イオンに対する中性化効率のビームエネルギー依存 [10]

1.6.2 フラーレン負イオンビーム源

フラレンの負イオンビーム源については、二次イオン質量分析 (SIMS:Secondary Ion Mass Spectrometry) 用ビーム源や、加速器用ビーム源、さらにはスパッタリングへの適用などの研究が存在する。これは、フラレン負イオンビームは下記に示す特徴を有するためである。

1. 絶縁体や絶縁された金属・半導体へのビーム照射を行ってもチャージングが発生しにくい
2. 薄膜や中性ガスに照射することにより、負イオンから正イオンに変換が可能
3. ターゲットの高い表面脱離効率
4. ターゲットの高いエッチング収率
5. ターゲットのラテラルスパッタ効果

このうち 1 と 2 はビームが負イオンであることの効果である。1 に関して、正イオンの場合はビームを絶縁体や絶縁された金属・半導体に照射すると、ターゲットはイオンビームの加速電圧程度まで正に帯電（チャージング）し照射が正常に行えなくなる（図 1.10）[13, 14]。電荷のない中性粒子ビームを用いても二次電子放出により数十 V に帯電する。しかし負イオンビームの場合は、ターゲットにビームが衝突したとき放出される二次電子が負の帯電を抑制するためにチャージングがほとんど発生しない。この帯電電位は、ターゲットに入射する負イオンビーム電流と二次電子放出電流が等しくなる下記の平衡条件から求めることができる。

$$\gamma \int_{eV_c}^{E_{max}} N(E) dE = 1 \quad (1.6.1)$$

ここで V_c は絶縁されたターゲットの帯電電位、 γ はターゲットの二次電子放出比、 $N(E)$ は二次電子放出エネルギー分布である。図 1.11 に示すように、測定した二次電子放出比と二次電子放出エネルギー分布から帯電電位を数値計算により求めたものは、電極の帯電を直接測定した実測と一致する [15]。帯電電位は負イオンのエネルギーの 1/2 乗にほぼ比例する関係がある。

2 に関して、負イオンビームが薄膜や中性ガスに衝突すると電子が脱離し正イオンに変換される性質を利用し、タンデム加速器などのビーム源として負イオンを用いることができる [16, 17]。

3 から 5 はフラレンがクラスター粒子であることの効果である [18]。入射粒子として原子イオンを用いる SIMS に代わって、サイズの大きな入射粒子を用いる SIMS、すなわちクラスター SIMS が開発されている [19]。入射粒子のサイズが大きくなるにつれて、ターゲットの脱離効率が非線形的に著しく増大する。原子イオンとクラスターイオンのターゲット照射の比較例として、図 1.12 に、15[kV] の Ga^+ および C_{60}^+ イオンを $\text{Ag}\{111\}$ 表面に衝突した場合の

動力学シミュレーション結果を示す [20]. Ga^+ イオン衝突の場合, 入射したイオンが資料内部に侵入し, 内部構造が破壊されて層構造の乱れ (interlayer mixing) が生じ, 入射粒子の運動エネルギーが主にターゲット内部で消費されるので, 表面からの脱離原子数は少ない. 一方, C_{60}^+ イオン衝突の場合, 衝突粒子のサイズが大きくなるために, 原子イオン照射に比べて表面近傍へのエネルギー付与の割合が増え, 表面からの脱離原子数が Ga^+ イオンと比べてけた違いに大きくなる.

カリフォルニア大学で開発された SIMS 用フラレン負イオンビーム源は, タングステンフィラメント直流放電型プラズマ源で, 負イオンビーム電流は 200 [nA] である [21]. また日本原子力開発機構で開発されたタンデム加速器用のフラレン負イオンビーム源は平均 50[pA] 程度であり, 近年開発した SNICS2 のスパッタロッドを小型オープンロッドに置き換えた電子付着方式による負イオン生成法でも従来の 1000 倍程度のビーム強度である [22]. しかし一般的なイオンスラストのビーム電流は mA 級と, 上記のフラレン負イオンビーム源の 1000 倍以上のビーム電流が必要となり, 新たなイオン源の開発が必要である.

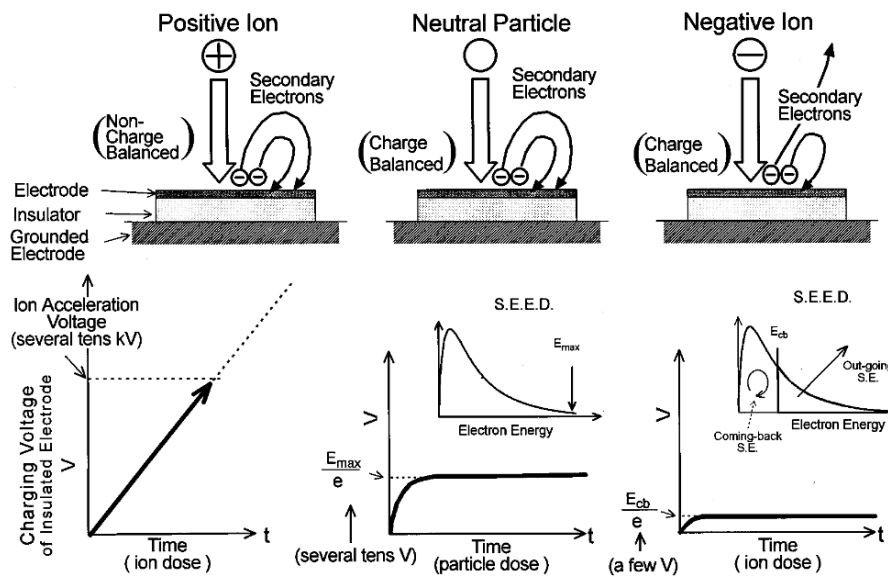


図 1.10: 絶縁された電極に正イオン, 中性粒子, 負イオンを照射したときの帯電機構 [13]

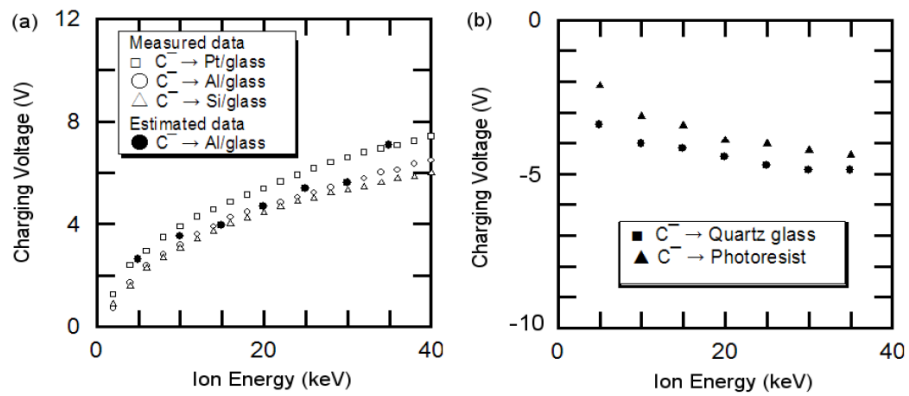


図 1.11: 負イオンを (a) 絶縁された物体表面と (b) 絶縁体の表面に照射したときの帯電電位 [15]

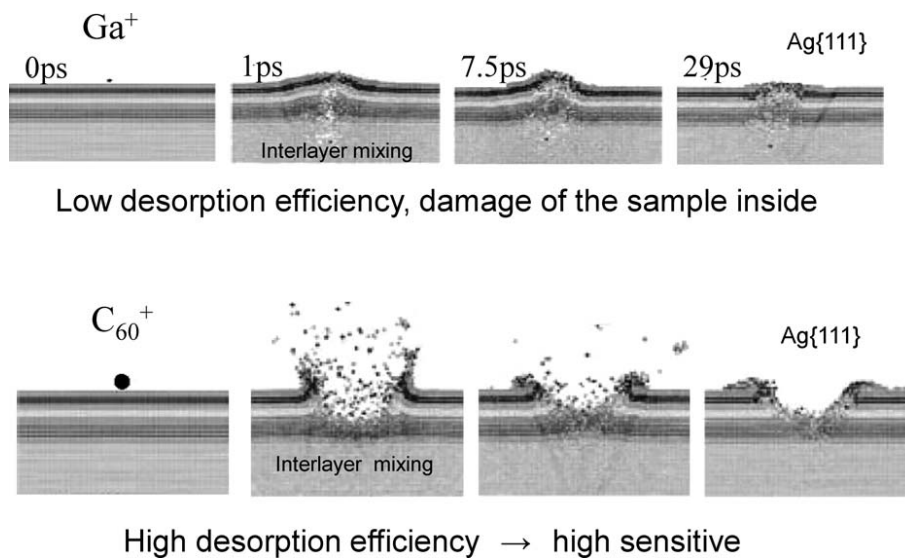


図 1.12: 15kV の Ga^+ および C_{60}^+ イオンを $\text{Ag}\{111\}$ 表面に衝突した場合の動力学シミュレーション結果 [20]

1.7 PEGASES イオンスラスタ

本研究の類似の研究として、フランスの LPP(Laboratoire de Physique des Plasmas) で研究されている PEGSES スラスタが存在する [23–27]. PEGASES スラスタは図 1.13 に示すように RF 放電方式を用いたスラスタで、推進剤に SF_6 を用いており、1つのイオン源から正負イオンをおよそ 200[kHz] で交互に射出している. PEGSESE スラスタは正負イオンを1つのイオン源から引き出すことでシステムが複雑になり、加速電圧は $\pm 350[\text{V}]$ 程度の加速しか行えておらず、加速電圧の低下は推進効率の低下を招いている. さらに図 1.13 からわかるように、加速電源は GND と接続されているが、宇宙機は静電容量がせいぜい数百 pA 程度の孤立導体であり、正負イオンを単独で射出している間に宇宙機のチャージアップが瞬時に発生し、イオンの加速はほとんど行えないと考えられる. またこれまでに推力測定を行ったという報告もない.

本研究におけるスラスタシステムは、正イオンと負イオンをそれぞれ別のイオン源としているため、正負両電荷の射出量を常時等しくすることにより宇宙機のチャージアップは発生しないと考えられる. また正イオン源、負イオン源それぞれに最適化したイオン源を用いることができ、加速電圧も既存スラスタと同じ数 kV の加速が行えることが考えられる.

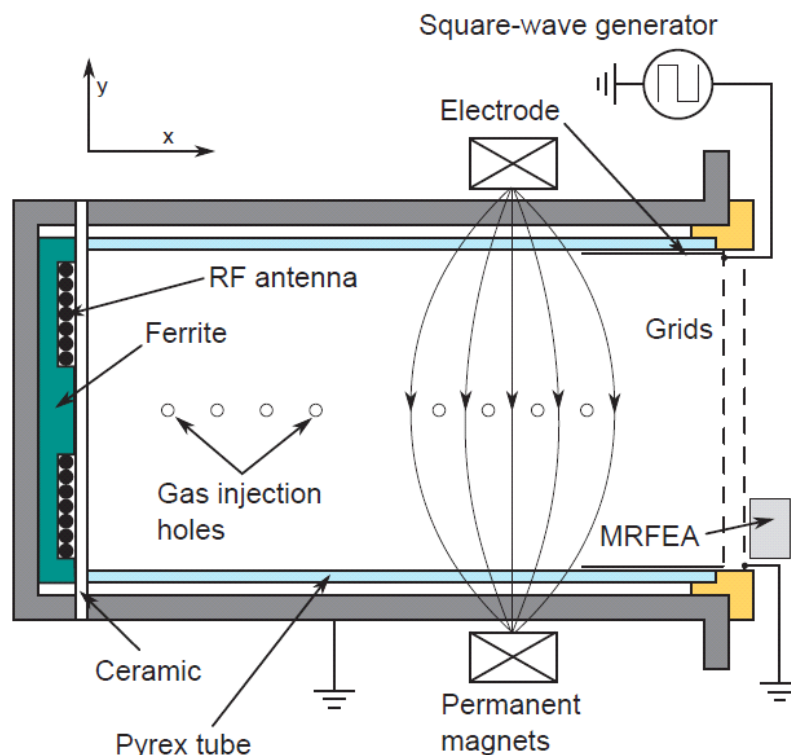


図 1.13: PEGASES イオンスラスタの概念図 [23]

1.8 研究目的

本研究は、図 1.14 に示すように、中和器の代替として負電荷を射出する負イオンスラスタを提案した。すでに成熟し、さらなる性能向上が見込まれない既存のキセノン正イオンスラスタに対して、斬新な工夫を施した新たな挑戦である。負イオンスラスタの推進剤として、キセノンの 5.5 倍の質量であるフラーレン C_{60} を用いることによって、電圧効率の上昇も見込まれる。正イオン源と負イオン源を分けることにより、それぞれのイオンに特化したスラスタ設計が可能で、さらに定常的に正負両イオンを射出するため宇宙機の帯電も発生しないと考えられる。このようなイオンスラスタシステムは世界にも例がなく、本研究はその先駆けとなるものである。

本研究の目的は、フラーレン負イオンスラスタを用いた正負イオンスラスタシステムの成立性の実験的検証である。提案システムの実証のため、はじめにフラーレン負イオンスラスタの構築を行う。次に、フラーレン負イオンビームの加速実証のため、構築した負イオンスラスタから負電荷を射出し、 $E \times B$ プローブ、磁気フィルタ付ファラデープローブ、ビームターゲットの 3 つの異なるビーム測定を行う。次に、正負イオンスラスタのビーム中和についての知見を得るため、正負イオン同時射出時のファラデープローブによるビームプロファイル取得と、エミッシブプローブによる空間電位測定を行う。最後に正負イオンスラスタシステムの成立性検証のため、構築したフラーレン負イオンスラスタとキセノン正イオンスラスタを電氣的に接続し、フロート状態を模擬して同時噴射のデモンストレーションを行う。

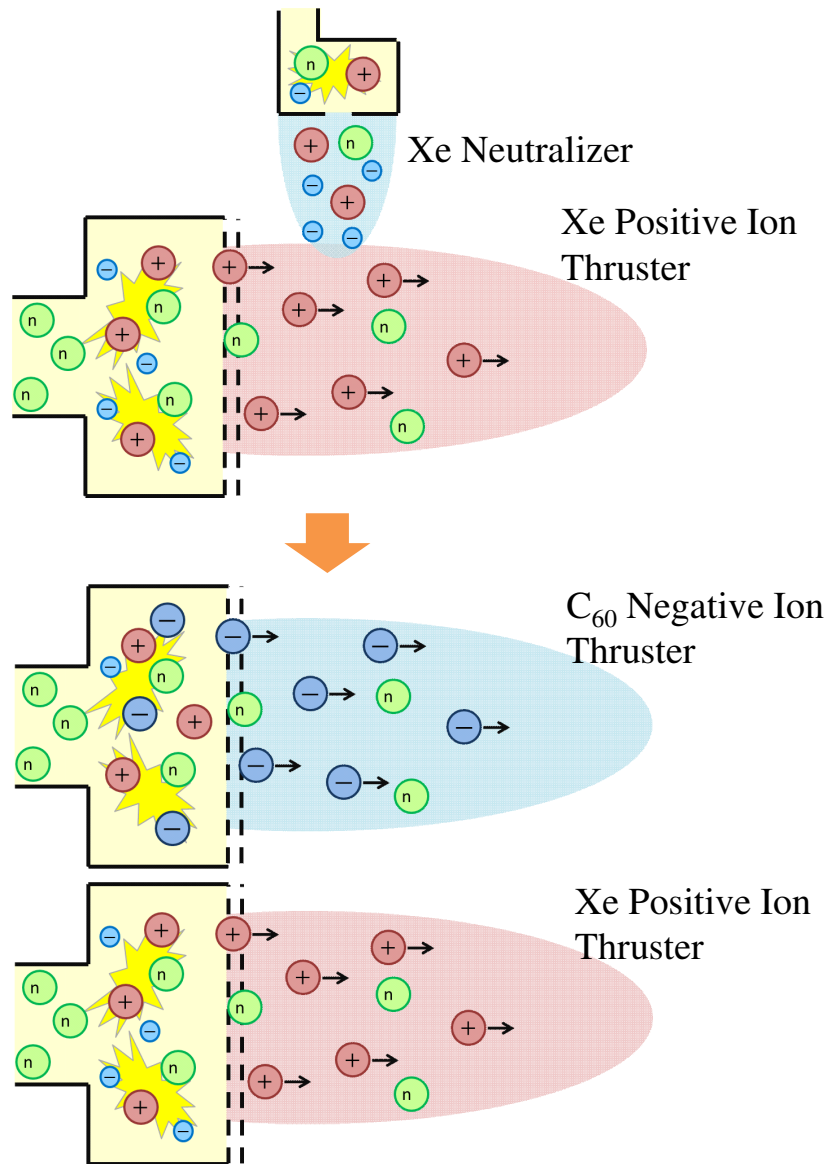


図 1.14: 提案した C₆₀ 負イオン +Xe 正イオンスラストシステムの概念図

2

正負イオンスラストの性能評価

本章は、はじめに一般的な正イオンスラストシステムの性能評価について述べ、そののちにフラーレンを負イオンスラストに用いた正負イオンスラストシステムの性能評価について述べる。以下に各パラメータの定義と計算式を示す。

記号

C_i	: イオン生成コスト	M	: イオン質量
C_n	: 中和コスト	P	: 投入電力
e	: 電荷素量	P_i	: 放電電力
F	: 推力	v	: イオンビーム速度
g	: 海面での重力加速度	V_s	: 加速電圧
I_a	: アクセル電流	η	: 推進効率
I_b	: ビーム電流	η_{div}	: ビーム発散効率
I_s	: スクリーン電流	η_I	: 電流効率
I_{sp}	: 比推力	η_{multi}	: 多価イオン効率
\dot{m}	: 推進剤流量	η_u	: 推進剤利用効率
\dot{m}_b	: ビーム電流のイオン質量流量換算	η_{nu}	: 中和器推進剤利用効率
\dot{m}_{bi}	: イオン質量流量	η_V	: 電圧効率

2.1 正イオンスラストの性能評価

ここでは既存のシステムである正イオンスラストヘッドと中和器を用いたイオンスラストシステムの性能評価を行う。

2.1.1 推力

イオンスラストがイオン噴射により発生する推力は次式で与えられる。

$$F = \eta_{div} \eta_{multi} \dot{m}_b v = \eta_{div} \eta_{multi} I_b \sqrt{\frac{2MV_s}{e}} \quad (2.1.1)$$

これからわかるように、推力はビーム電流に比例するが、次式で表される空間電荷制限則により抽出できるイオンビーム電流密度には制限がある。

$$J_{si} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{M}} \frac{V_s^{3/2}}{L_s^2} \quad (2.1.2)$$

例えば、1 価のキセノンイオンを電位差 1,500V、電極間距離 1mm で加速させた場合、空間電荷制限電流密度は約 28mA/m² となる。従って、大推力化するにはイオン放出面積を大きくするのが一般的である。また、イオン質量が大きな推進剤を用いることも有利となる。

イオンスラストの推力は極めて微小であるため、推力を精度よく直接計測することは困難であり、イオンビーム電流から計算により求めることが一般的である。運用を通じて実際の推力とほぼ一致することが確認されている。

2.1.2 比推力

消費推進剤流量に対する推力をの大小を表す指標であり、次式で表される。

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m}g} = \frac{\eta_{div} \eta_{multi} \eta_u}{g} v = \frac{\eta_{div} \eta_{multi} \eta_u}{g} \sqrt{\frac{2eV_s}{M}} \quad (2.1.3)$$

比推力に重力加速度を乗じれば、推進剤の平均排気速度として考えることもできる。式 (2.1.1) より推力一定のもと、排気速度が高ければ、必要となる推進剤流量が低減できるので、ペイロードが限られる宇宙推進機関としては重要な性能指標の 1 つである。イオンスラストの場合は、加速電圧とイオン質量により決まるので、推進剤には希ガスの中で分子量が高いキセノンが主に用いられる。

2.1.3 推進剤利用効率

供給推進剤の全粒子に対する，推力に寄与した粒子の割合で，次式で表される。

$$\eta_u = \frac{\dot{m}_b}{\dot{m}} = \frac{MI_b}{e\dot{m}} \quad (2.1.4)$$

この値が低いと比推力が低下し，電荷交換反応が増大して，アクセルグリッドの侵食量を増大させる。実際の宇宙機搭載時においては，推進剤に大きく影響をあたえるため，実用上，重要なパラメータとなる。

2.1.4 イオン生成コスト

イオン1個あたりの生成に要する電力で，次式で表される。

$$C_i = \frac{P_i}{I_s} \quad (2.1.5)$$

イオン生成コストは直流放電式イオンスラスタでは総消費電力に占めるイオン源での放電電圧の割合であり，放電損失とも呼ばれる。推進に直接寄与しないので推進剤利用効率との兼ね合いを考慮しながら，できるだけ抑えたほうが良い。

2.1.5 電流効率と電圧効率

電流効率 η_I と電圧効率 η_V は次式で表される。

$$\eta_I = \frac{I_b}{I_s} \quad (2.1.6)$$

$$\eta_V = \frac{V_s}{V_s + C_i + C_n + \frac{I_a}{I_s}(V_a - C_n)} \approx \frac{V_s}{V_s + C_i + C_n} \quad (2.1.7)$$

最適化されたイオンエンジンの場合，アクセル電流はスクリーン電流に比べて少ないため，式2.1.7の近似が成り立つ。

2.1.6 推進効率

電気推進機に投入した電力がどれだけ推力発生の運動エネルギーに変換されたかを表す指標であり，次式で表される。

$$\eta = \frac{F^2}{2\dot{m}P} = \frac{FgI_{sp}}{2P} = \eta_{multi}^2 \eta_{div}^2 \eta_u \eta_V \eta_I \quad (2.1.8)$$

式からわかるように，一定電力で推進効率が不変とすると，推力は比推力に反比例していることがわかる。

2.2 正負イオンスラスタの性能評価

正負イオンスラスタシステムは，中和器に使用していた推進剤と電力消費がなくなるため，システム全体の推進剤利用効率と電圧効率の上昇が見込まれる．以下では正負イオンスラスタシステムにおける正イオンスラスタのパラメータに \square^+ を，負イオンスラスタのパラメータに \square^- を，正負両イオンスラスタで同じ値のパラメータに \square^\pm の上付き文字をつける．正負イオンスラスタシステム全体の値を示すパラメータには上付き文字をつけない．

イオンスラスタの推進効率 η は，

$$\eta = \frac{F^2}{2\dot{m}P} \quad (2.2.1)$$

と表すことができるが，正負イオンスラスタの全推力 F は，

$$F = \eta_{multi}^+ \eta_{div}^+ \dot{m}_b^+ v^+ + \eta_{multi}^- \eta_{div}^- \dot{m}_b^- v^- \quad (2.2.2)$$

と表すことができる．また全推進剤流量 \dot{m} は，

$$\dot{m} = \dot{m}^+ + \dot{m}^- \quad (2.2.3)$$

$$= \frac{\dot{m}_b^+}{\eta_u^+} + \frac{\dot{m}_b^-}{\eta_u^-} \quad (2.2.4)$$

となる．さらに全消費電力 P は，

$$P = I_s^+(V_s^+ + C_i^+) + I_s^-(V_s^- + C_i^-) \quad (2.2.5)$$

$$= (I_b^+ + I_a^+)(V_s^+ + C_i^+) + (I_b^- + I_a^-)(V_s^- + C_i^-) \quad (2.2.6)$$

と表される．

ここで，単純化を行い

$$M^\pm \equiv M^+ = M^- \quad (2.2.7)$$

$$\eta_{div}^\pm \equiv \eta_{div}^+ = \eta_{div}^- \quad (2.2.8)$$

$$V_s^\pm \equiv V_s^+ = V_s^- \quad (2.2.9)$$

$$v^\pm \equiv v^+ = v^- \quad (2.2.10)$$

$$I_a^\pm \equiv I_a^+ = I_a^- \quad (2.2.11)$$

とする．宇宙機が帯電しないためには，正イオンビーム電流と負イオンビーム電流が等しいことが必要であるため，

$$I_b^\pm \equiv I_b^+ = I_b^- \quad (2.2.12)$$

である．よって

$$\dot{m}_b^\pm \equiv \dot{m}_b^+ = \dot{m}_b^- \quad (2.2.13)$$

となる。また、エネルギー保存則より、

$$\frac{1}{2}M^{\pm}v^{\pm 2} = eV_s^{\pm} \quad (2.2.14)$$

であるため、推力 F は、

$$F = 2 \frac{\eta_{multi}^{+} + \eta_{multi}^{-}}{2} \eta_{div}^{\pm} \dot{m}_b^{\pm} \sqrt{\frac{2eV_s^{\pm}}{M^{\pm}}} \quad (2.2.15)$$

$$= 2 \frac{\eta_{multi}^{+} + \eta_{multi}^{-}}{2} \eta_{div}^{\pm} \sqrt{2V_s^{\pm} \dot{m}_b^{\pm} I_b^{\pm}} \quad (2.2.16)$$

となる。また、推進剤流量 \dot{m} は、

$$\dot{m} = \dot{m}_b^{\pm} \left(\frac{1}{\eta_u^{+}} + \frac{1}{\eta_u^{-}} \right) \quad (2.2.17)$$

$$= \dot{m}_b^{\pm} \frac{\eta_u^{+} + \eta_u^{-}}{\eta_u^{+} \eta_u^{-}} \quad (2.2.18)$$

さらに消費電力 P は

$$P = (I_b^{\pm} + I_a^{\pm})(2V_s^{\pm} + C_i^{+} + C_i^{-}) \quad (2.2.19)$$

以上より正負イオンスラストの推進効率、

$$\eta = \frac{F^2}{2\dot{m}P} \quad (2.2.20)$$

$$= \frac{[2 \frac{\eta_{multi}^{+} + \eta_{multi}^{-}}{2} \eta_{div}^{\pm} \sqrt{2eV_s^{\pm} \dot{m}_b^{\pm} I_b^{\pm}}]^2}{2\dot{m}_b^{\pm} \frac{\eta_u^{+} + \eta_u^{-}}{\eta_u^{+} \eta_u^{-}} (I_b^{\pm} + I_a^{\pm})(2V_s^{\pm} + C_i^{+} + C_i^{-})} \quad (2.2.21)$$

$$= \left(\frac{\eta_{multi}^{+} + \eta_{multi}^{-}}{2} \right)^2 \eta_{div}^{\pm 2} \frac{2\eta_u^{+} \eta_u^{-}}{\eta_u^{+} + \eta_u^{-}} \frac{2V_s^{\pm}}{2V_s^{\pm} + C_i^{+} + C_i^{-}} \frac{I_b^{\pm}}{I_b^{\pm} + I_a^{\pm}} \quad (2.2.22)$$

$$= \eta_{multi}^2 \eta_{div}^2 \eta_u \eta_V \eta_I \quad (2.2.23)$$

となる。ここで、

$$\eta_{multi} = \frac{\eta_{multi}^{+} + \eta_{multi}^{-}}{2} \quad (2.2.24)$$

$$\eta_u = \frac{2\eta_u^{+} \eta_u^{-}}{\eta_u^{+} + \eta_u^{-}} = \frac{2\dot{m}_b^{\pm}}{\dot{m}^{+} + \dot{m}^{-}} \quad (2.2.25)$$

$$\eta_V = \frac{2V_s^{\pm}}{2V_s^{\pm} + C_i^{+} + C_i^{-}} \quad (2.2.26)$$

とおいた。

正負イオンスラストの推進剤利用効率の式 2.2.25 には中和器の推進剤流量が含まれておらず、さらに電圧効率の式 2.2.26 に中和コストが含まれていないことがわかる。以上のことか

ら，正負イオンスラスタシステムは中和器に使用されていた推進剤と電力の消費がなくなり，既存のシステムと比べて推進効率が上昇することがわかる．直観的な説明としては，図 2.1 に示すようにスラスタ 2 台分の推力を発生するとき，正負イオンスラスタシステムは既存の正イオンスラスタシステムより，中和器 2 台分の推進剤と電力の消費分効率が上昇する（正負両イオンスラスタが同じ性能と仮定）．

図 2.2 に，推進剤をキセノン程度の質量としたときの正負イオンスラスタと，既存のキセノン正イオンスラスタ（ μ 10）+中和器の推進効率の比較を示す．図 2.3 に推進剤をキセノン程度の質量としたときの正負イオンスラスタと，既存のキセノン正イオンスラスタ（ μ 10）+中和器の推力電力比の比較を示す．なお，比較に用いたスラスタのパラメータを表 2.2 に示す [28]．図より中和器を排除したことにより，負イオン生成コストが 500[W/A] 程度でも既存のキセノン正イオンスラスタ+中和器システムより推進効率が高くなることわかる．

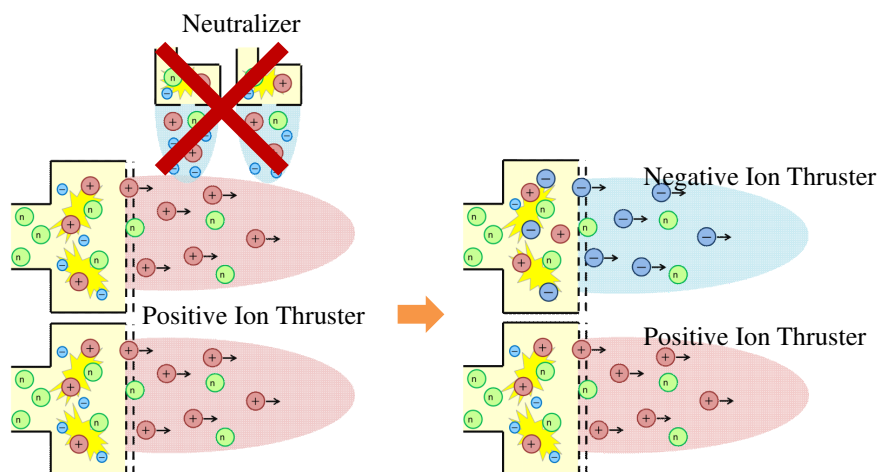


図 2.1: 正負イオンスラスタシステム効率上昇の概念図

表 2.2: 推進効率と推力電力比の計算に用いたスラスタパラメータ内訳 [28]

η_{div}^2	94 %
η_{multi}^2	92 %
η_I	99 %
C_i^+	200[W/A]
η_u^+	90 %
C_n^+	80[W/A]
η_{mu}^+	400 %
η_u^-	90 %

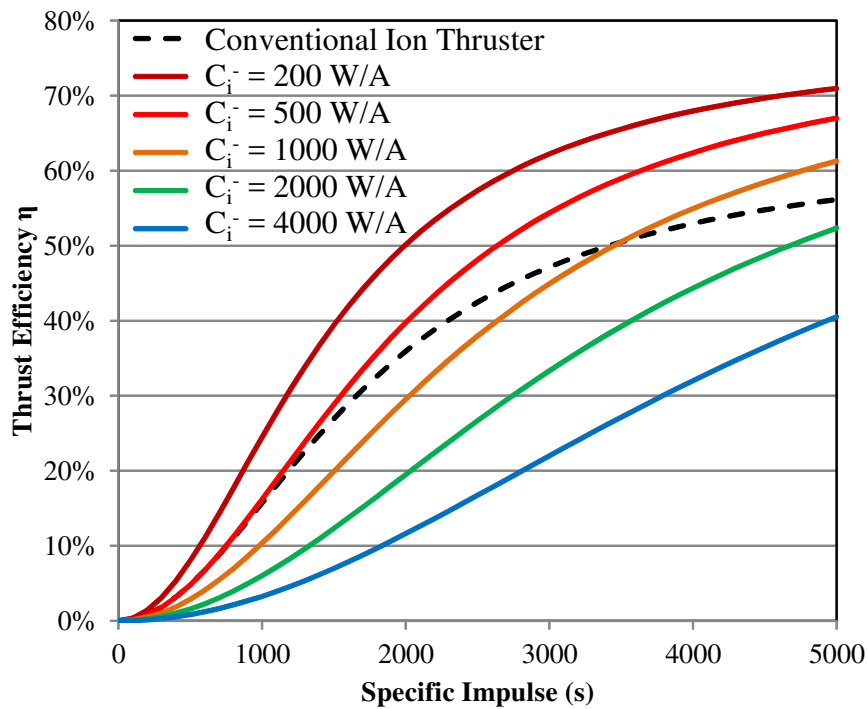


図 2.2: 正負イオンスラスタの推進効率

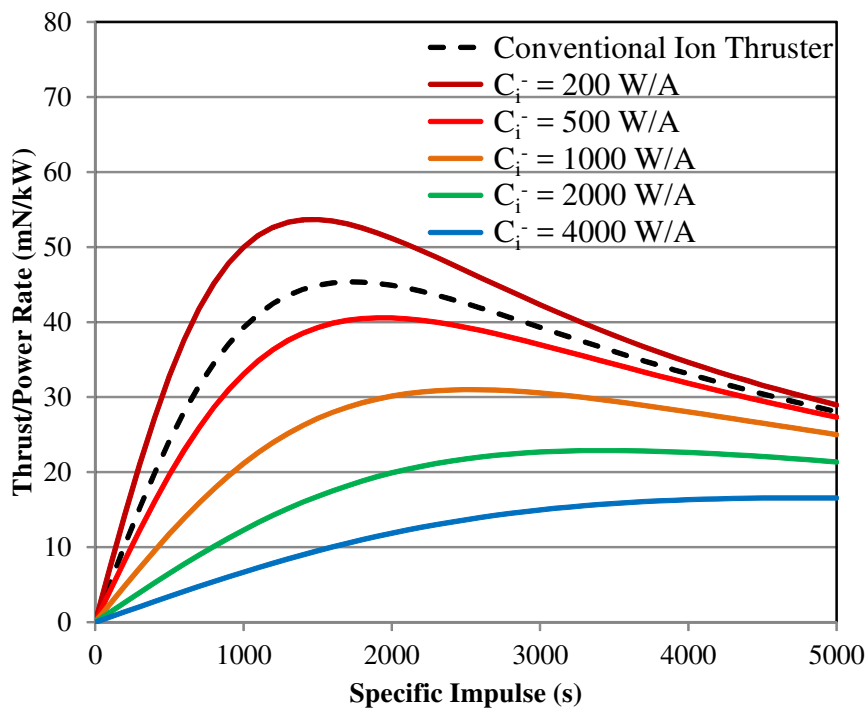


図 2.3: 正負イオンスラスタの推力電力比

2.2.1 電子引出による負イオンスラストの推進効率低下

負イオンスラストは負電荷である電子も原理的に加速されてしまう。電子は質量がイオンと比べて極端に小さいため、電子加速による推力はほとんど発生せず、電子を加速したエネルギーはすべて損失となる。負イオンビーム電流を I_{bi} とし、負電荷ビーム電流に含まれる負イオンの割合 η_{bi} を、

$$\eta_{bi} \equiv \frac{I_{bi}}{I_b} \quad (2.2.27)$$

と定義する。イオン質量流量 \dot{m}_{bi} は、正イオンスラストの場合の場合は

$$\dot{m}_{bi} = \dot{m}_b = M \frac{I_b}{e} \quad (2.2.28)$$

となるが、負イオンスラストの場合はビーム電流中に電子電流も含まれるため、ビーム電流のイオン質量流量換算 \dot{m}_b とイオン質量流量 \dot{m}_{bi} は異なり、

$$\dot{m}_{bi} = \dot{m}_b \eta_{bi} = M \frac{I_b}{e} \eta_{bi} \quad (2.2.29)$$

となる。よって負イオンスラスト単体の推力 F は、

$$F = \eta_{multi} \eta_{div} \dot{m}_{bi} v \quad (2.2.30)$$

$$= \eta_{multi} \eta_{div} \sqrt{2V_s \dot{m}_{bi} I_b \eta_{bi}} \quad (2.2.31)$$

となる。よって負イオンスラスト単体の推進効率 η は、

$$\eta = \frac{F}{2\dot{m}P} \quad (2.2.32)$$

$$= \frac{\eta_{multi}^2 \eta_{div}^2 (2V_s \dot{m}_{bi} I_b \eta_{bi})}{(I_b + I_a)(V_s + C_i) \frac{\dot{m}_{bi}}{\eta_u}} \quad (2.2.33)$$

$$= \eta_{multi}^2 \eta_{div}^2 \eta_u \eta_V \eta_I \eta_{bi} \quad (2.2.34)$$

となり、負イオンスラストの推進効率の式には η_{bi} の項が増えることとなる (図 2.4)。

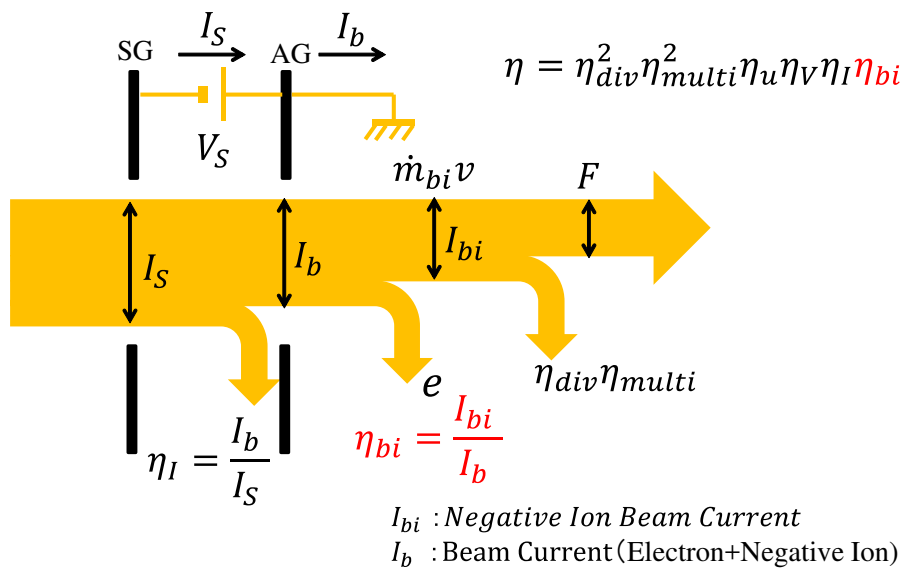


図 2.4: 電子引き出しによる推進効率の低下

2.3 重分子フラーレンを推進剤としたスラスタの性能評価

イオンスラスタやホールスラスタの推進剤として、現在広く用いられている元素は希ガスのキセノンである。これは、以下の理由によるものである [28].

1. 高比推力推進では粒子質量が重いほど高い推力電力費が得られる。
2. 一般に重い粒子ほど電離電圧が低い。
3. 重い粒子は速度が遅いため、中性気体の閉じ込め効率が高い。
4. キセノンは貯蔵タンクへの充填効率が高い。
5. 漏えいしたキセノンは気体状態で宇宙機に付着せず、汚染することがない。
6. 毒性がない。

これらの理由のうち、1 から 3 が言及しているように、重い粒子ほど有利であることがわかる。表 2.3 に示すように、フラーレンはキセノンの 5.5 倍の質量を持つことから、キセノンスラスタと比べてさらなる性能向上が見込まれる。実際、1990 年代にはフラーレンを推進剤とした正イオンスラスタの研究が NASA-JPL (アメリカ航空宇宙局ジェット推進研究所)、BUSEK Corporation, 東京都立科学技術大学 (現: 首都大学東京) および The Aerospace Corporation において研究されていた [29–43].

フラーレン C_{60} を推進剤としたときのスラスタヘッド単体の電圧効率 η_V は、イオン生成コスト C_i をキセノンと同じ 200[W/A] とし、比推力をパラメータとすると図 2.5 のようになる。比推力 2000s においては、電圧効率はキセノン 60% に対しフラーレンは 90% と、1.5 倍の性能向上が見込まれることがわかる。これは、イオンスラスタヘッド単体の電圧効率は

$$\eta_V = \frac{V_s}{V_s + C_i} \quad (2.3.1)$$

と表されるが、加速電圧 V_s は比推力を用いて表すと、

$$V_s = \frac{Mg^2}{2e} I_{sp}^2 \quad (2.3.2)$$

となり加速電圧は分子量 (原子量) に比例するため ($\eta_{div} = \eta_{multi} = \eta_U = 1$ と単純化している)、相対的にイオン生成コストの寄与が小さくなり電圧効率が上昇する。電圧効率の上昇により、推進効率や推力電力比が上昇する。

しかし、キセノンと違いフラーレンは常温で固体であり、900[K] のとき蒸気圧が 1[Pa] 程度と高温で昇華する必要がある。これはイオンスラスタの研究初期に開発された、セシウム (~400[K]) や水銀 (~300[K]) と比べても非常に高い温度である。よって、フラーレンをスラスタに供給するための昇華装置やスラスタ壁面の加熱が必要となり、推進効率の低下を引き起こす。さらに、気体状態のフラーレンが宇宙機に付着し汚染することも考えられる。

表 2.3: フラーレンとキセノンの特性比較

Property	C ₆₀	Xe
Ionization energy [eV]	7.61	12.13
Electron affinity [eV]	2.65	—
Weight [g/mol]	720.7	131.3
State of matter	Solid	Gas

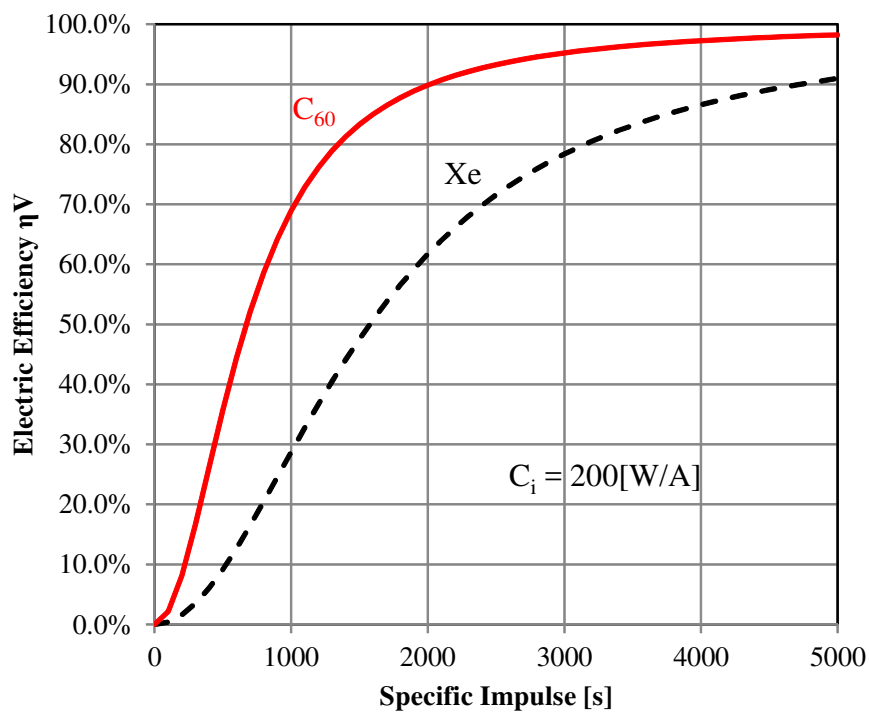


図 2.5: フラーレンとキセノンを推進剤としたときの電圧効率の比較

2.4 フラーレン負イオン + キセノン正イオンスラスタの性能評価

フラーレンを用いた負イオンスラスタシステムは、これまでに述べたように下記の利点がある。

- 中和器の排除による電圧効率 η_V と推進剤利用効率 η_u の上昇
- 重分子フラーレンを推進剤に用いることによる電圧効率 η_V の上昇

このことより、フラーレン負イオン+キセノン正イオンスラスタシステムの推進効率は、図 2.6 のようになる。さらに、推力電力比は図 2.7 のようになる。図 2.6 より、負イオン生成コストが 2000[W/A] であっても、従来のスラスタシステムより推進効率が上昇することが見込まれる。また図 2.7 より、負イオン生成コストが 1000[W/A] であっても、従来のスラスタシステムより推力電力比が上昇することが見込まれる。

以上より、フラーレン負イオンスラスタを用いたスラスタシステムは既存のキセノン正イオンスラスタシステムと比べて飛躍的な性能向上が見込まれることがわかる。

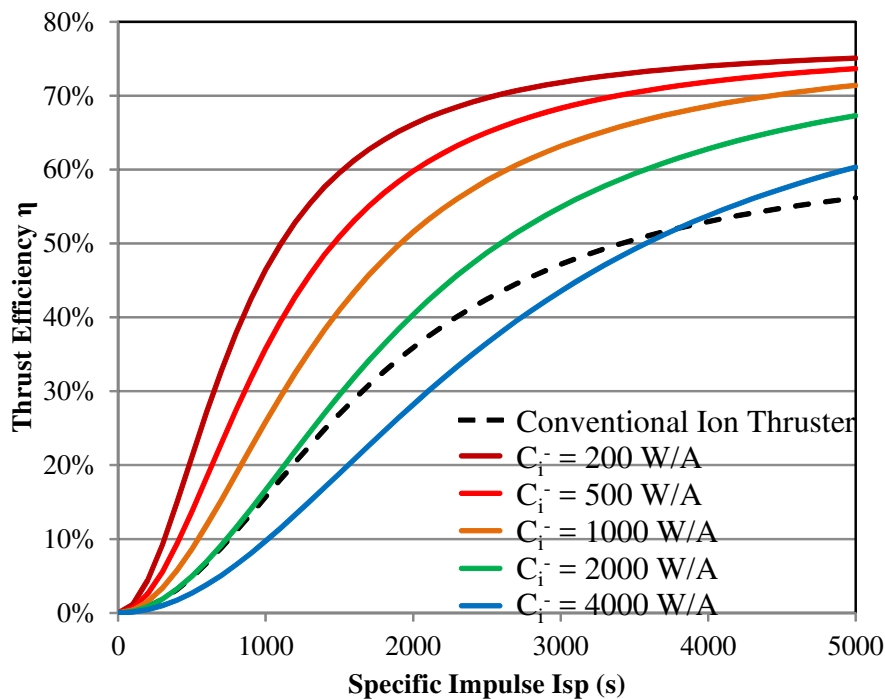


図 2.6: フラーレン負イオン + キセノン正イオンスラスタシステムの推進効率

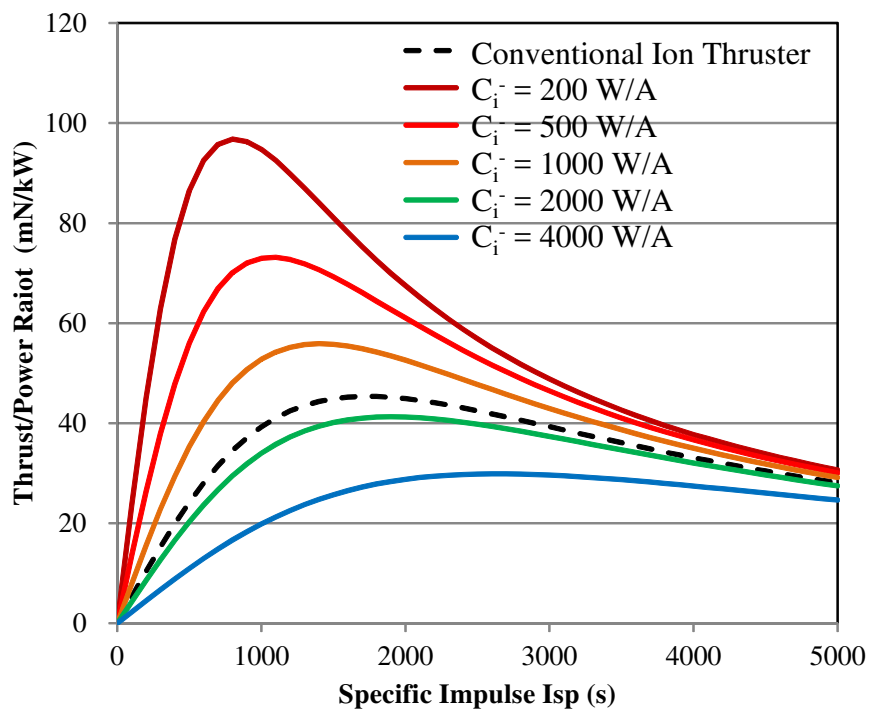


図 2.7: フラールン負イオン + キセノン正イオンスラスタシステムの推力電力比

3

実験装置

本章は，本研究で使用したスラスタや真空装置等の実験装置について述べる．

3.1 真空装置

真空槽排気系配管図を図 3.1 に，外観の写真を図 3.2 に示す．真空槽は一辺が 40[cm] の長方形型をしており，イオンスラスタやビーム計測器を真空槽に直置きすることが可能である．真空槽は 1 台の油拡散ポンプと，1 台のターボ分子ポンプ，粗引きで 3 台のロータリーポンプを用いており，到達真空度は 1×10^{-4} [Pa] である．各ポンプの仕様を表 3.1 に示す．キセノンを 1[sccm] 導入した時の真空度は 2×10^{-3} [Pa] である．一般的に推進機作動時に真空槽内圧が 1×10^{-3} [Pa] を超えた場合，推進機外に放出された推進剤の再利用を考慮して推進剤利用効率を補正する必要があるが，本研究ではスラスタシステムの実証が目的であり，もともと推進剤利用効率の低いスラスタを用いているため考慮しない．真空槽内の圧力は B-A ゲージを用いて測定している．

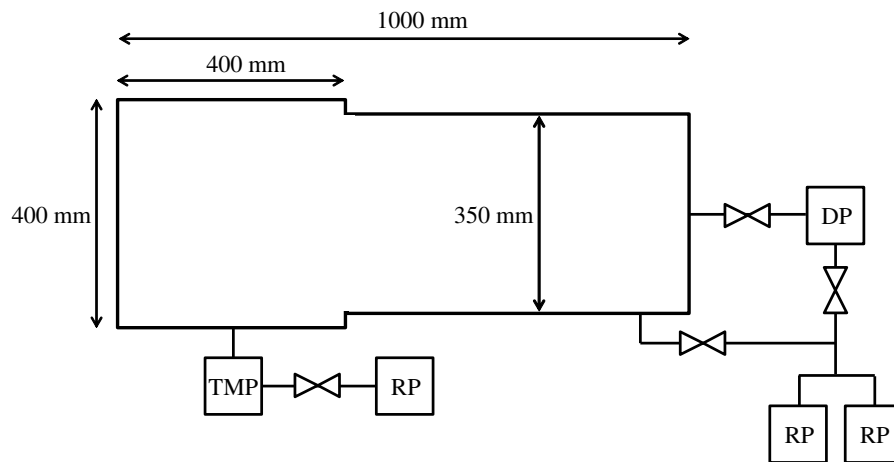


図 3.1: 真空装置概念図

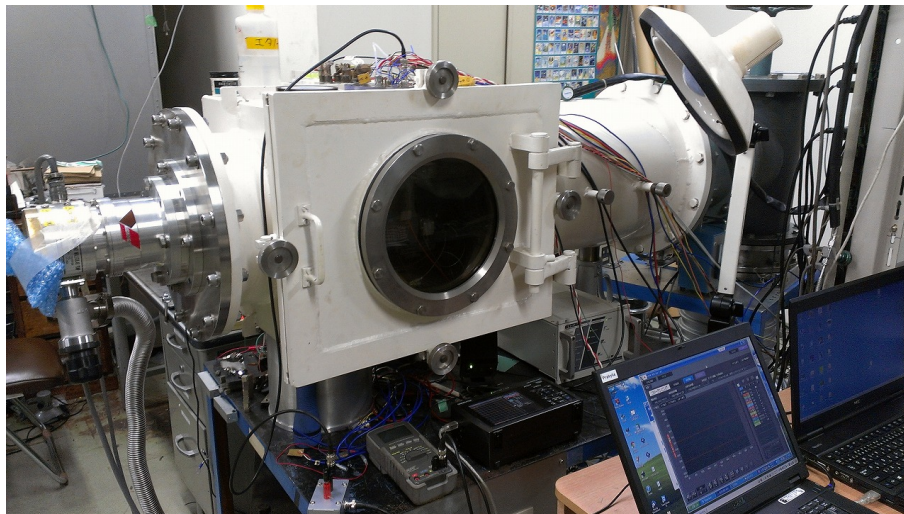


図 3.2: 真空装置写真

表 3.1: 真空装置

モデル			排気速度
ロータリーポンプ	芝浦エレテック	DRP-360YLL	300 [L/min]
ターボ分子ポンプ	大阪真空	TG220F	210 [L/s]
油拡散ポンプ	アルバック	ULK-10A D-11 (水冷バッフル付)	1600 [L/s]

3.2 キセノン正イオンスラスタ

3.2.1 マイクロ波放電式プラズマ源

プラズマ源は、イオンスラスタ $\mu 10$ の中和器として用いられるマイクロ波放電式プラズマ源を用いた。同軸ケーブルに直結されたアンテナから入力されたマイクロ波と、永久磁石の作る磁気回路磁極により、電子サイクロトロン共鳴 (ECR:Electron Cyclotron Resonance) によって偶存電子を加速・加熱し、プラズマ生成を行う形態をとる。写真を図 3.3 に示す。

3.2.2 マイクロ波系

マイクロ波発振器 (4.25[GHz]) より発振されたマイクロ波はマイクロ波アンプへと導入・増幅され、スタブチューナーにより反射マイクロ波を調整し、DC ブロックを介してプラズマ源のアンテナに導入される。マイクロ波アンプは 0~20[W] までの出力があり、反射電力も同時にモニターできる。DC ブロックを経てアンテナに投入されるため、マイクロ波電力はアンプを出た直後と比較すると減衰するので、パワーメータなどにより定期的に計測し、校正する必要がある。マイクロ波電力はビーム電流が 0.5[mA] のときおよそ 1[W] である。

3.2.3 推進剤供給系

推進剤にはキセノンを用いている。キセノンはガスボンベから最大流量 1sccm のマスフローコントローラーを介して流量制御を行う。コントローラ・放電室間はガスチューブでつながれており、ガスアイソレータにより高電位のエンジンから絶縁を保ち、放電が起こらないようにしている。推進剤流量は 0.75sccm である。

3.2.4 電源系

加速電源供給系は、スクリーン用電源、アクセル用電源からなる。各電源における最大電圧・最大電流は、スクリーン用電源が 3000[V]・33[mA]、アクセル用電源が 600[V]・500[mA] となっている。アクセル電圧は-200[V] 固定で、スクリーン用電源は実験によって異なり主に +500[V] もしくは +700[V] である。

3.2.5 DC ブロック

GND 電位のマイクロ波アンプから 1kV 程度に印加されたスラスタにマイクロ波を投入するにあたり、図 3.4 に示すような DC ブロックを用いる。DC ブロックは誘電体により絶縁を保

しながらマイクロ波を低損失で伝送する役割を担っており，マイクロ波放電式イオンスラスタにおいては必要不可欠な部品である．DC ブロックの伝送効率の向上がスラスタの推力電力比の向上にもつながるため，DC ブロックの改良が試みられてきた．本研究では NEC 製の改良 DC ブロックを用いた．

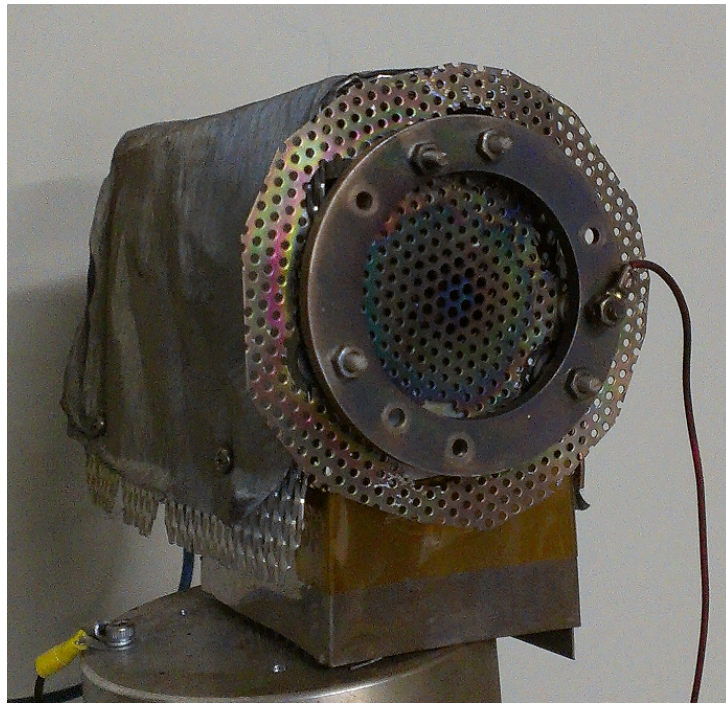


図 3.3: マイクロ波放電式キセノン正イオンスラスタ



図 3.4: DC ブロック（上：改良タイプ，下：従来タイプ）

3.3 フラーレン負イオンスラスト

3.3.1 推進剤供給系

本研究で用いたフラーレンは主に C_{60} から成るフラーレンを用いており、存在比は ($C_{60} : C_{70} : \text{higher}$) = (70 % : 28 % : 2 %) である。フラーレンは供給穴の開いた加熱容器で昇華され、気体状態でスラスト内部に導入される。供給器はスラスト壁面と電気的に接続されている。フラーレン供給器の詳細は次章で述べる。フラーレン以外のガス導入口も設けており、キセノン等のガス導入も可能である。キセノンはガスボンベから最大流量 5[sccm] のマスフローコントローラーを介して流量制御を行い導入する。コントローラ・放電室間はガスチューブでつながれており、ガスアイソレータにより高電位のスラストから絶縁を保ち、放電が起こらないようにしている。フラーレンプラズマ生成時にキセノンは導入せず、純フラーレンプラズマである。フラーレンの供給レートはおよそ 1[mg/s] とした。

3.3.2 電源系

加速電源供給系は、スクリーン用電源、アクセル用電源からなる。加速用電源の写真を図 3.5 に示す。各電源における最大電圧・最大電流は、スクリーン用電源が 1500[V]・100[mA]、アクセル用電源が 500[V]・100[mA] である。負電荷加速時のアクセル電圧は +200[V] 固定で、スクリーン電圧は実験によって異なり、主に -500[V] もしくは -700[V] である。正電荷加速時のアクセル電圧は -200[V] 固定で、スクリーン電圧は実験によって異なり、主に +500[V] もしくは +700[V] である。

プラズマ生成用電源は、フィラメント加熱用電源、アノード用電源、電子収集電極用電源、スクリーングリッドバイアス用電源からなる。プラズマ生成用電源の写真を図 3.6 に示す。各電源における最大電圧・最大電流は、フィラメント加熱用電源が 60[V]・10[A]、アノード用電源が 60[V]・5[A]、電子収集電極用電源が 110[V]・1.5[A]、グリッドバイアス用電源が 110[V]・1.3[A] である。供給器加熱用電源はフラーレン昇華供給器のヒータ加熱に用い、最大電圧・最大電流は 350[V]・3[A] である。プラズマ生成用電源と供給器加熱用電源は、耐圧 5[kV]・定格容量 3[kVA] の高耐圧絶縁トランスにより GND から絶縁した。

3.3.3 直流放電式プラズマ源

フラーレン負イオンスラストには ϕ 0.23 の 2 % トリア添加タングステンフィラメントを電子源とした直流放電式プラズマ源を開発した。これは、フラーレン正イオンスラストの先行研究において、RF 放電など電子源が存在しないプラズマ源ではフラーレンの電子付着確率が高

く電子を吸収してしまうため、プラズマを維持することが困難であったためである [41, 44]. 本研究で開発したスラストの写真を図 3.7 に、回路図を図 3.8 に示す. スラストは 7×7 [cm²], 長さが 14 [cm] の直方体のステンレス製である. スラスト内部スクリーングリッド近傍の電子密度を抑制するために、磁気フィルタと電子収集電極を使用している. 磁気フィルタの磁場はネオジウム磁石により最大磁場強度 24 [mT] の磁場を生成しており、電子の移動度を抑制している. 電子収集電極は、電極電位がプラズマ電位を上回った時に磁気フィルタにトラップされた電子が収集されて電子密度を抑制する. 抑制できずに加速された電子はアクセルグリッドに電氣的に接続された磁気フィルタに吸収される. スクリーングリッドとアクセルグリッドは厚さ 0.8 [mm] の SUS 製 $\Phi 3$ ピッチ 5 [mm] の 60°千鳥型で、開口率は 32.6 % のものを用いた. 各電源の設定値を表 3.2 に示す.

スラスト内外部の 2 次元磁場を有限要素法磁場解析ソフト「Finite Element Model Magnetics」を用いて解析した. 結果を図 3.9 に示す. スラスト内部の最大磁場は実測で 24 [mT] と、解析結果とほぼ等しい. またアクセルグリッドに接続された磁気フィルタの最大磁場は 15 [mT] である.

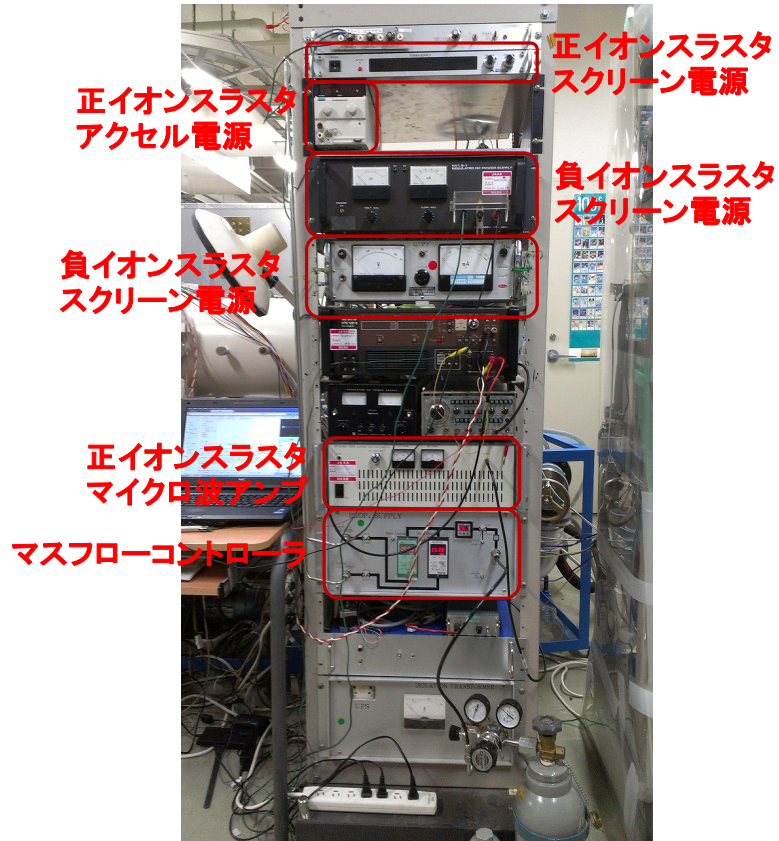


図 3.5: 正負イオンスラスト加速用電源

表 3.2: 電源の設定値

Param.	Set Value	
I_{Fil}	7 [A]	($V_{Fil} \approx 6$ [V])
V_A	40 [V]	($I_A \approx 200$ [mA])
$V_{E.col}$	50 [V]	($I_{E.col} \approx 10$ [mA])
$V_{ScrBias}$	25 [V]	($I_{ScrBias} \approx 1$ [mA])
$ V_{Scr} $	700 [V]	($ I_{Scr} \approx 1$ [mA])
$ V_{Acc} $	200 [V]	($ I_{Acc} \approx 1$ [mA])



図 3.6: 負イオンスラストプラズマ生成用電源

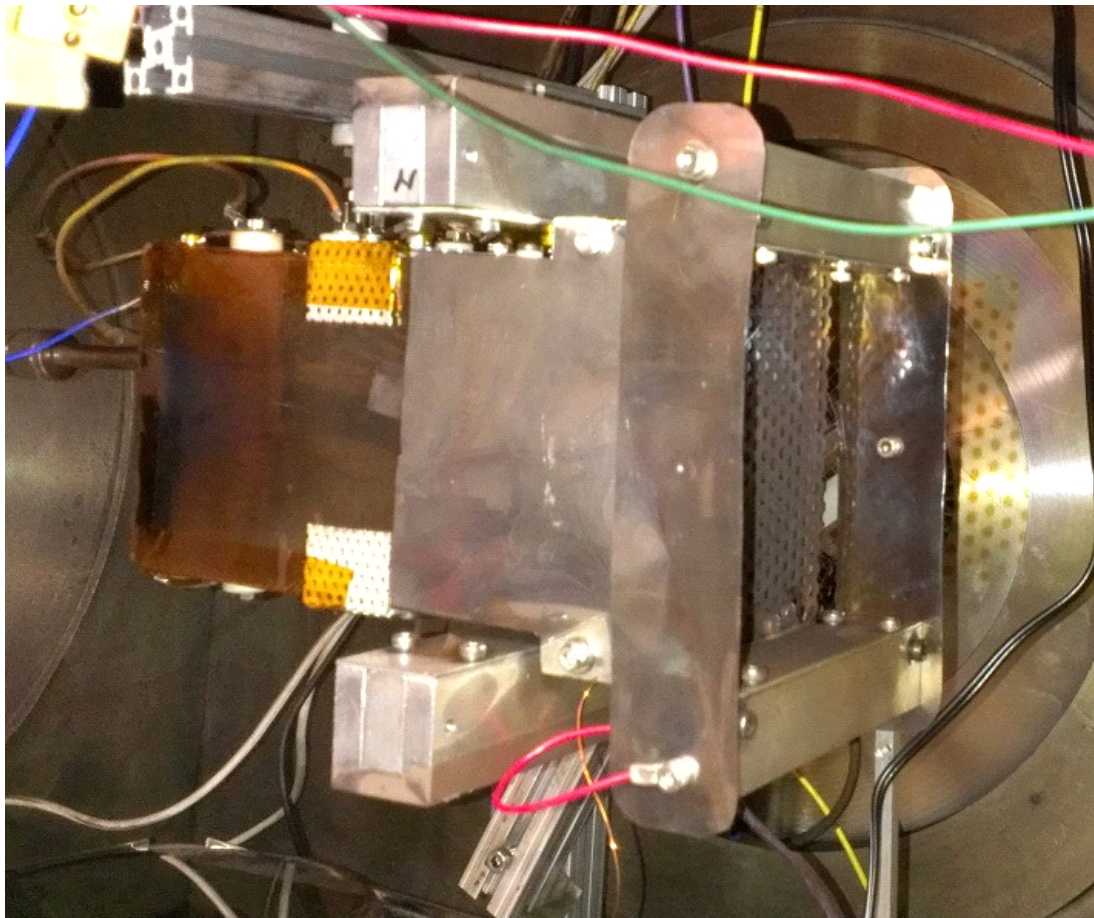


図 3.7: 負イオンスラストの写真

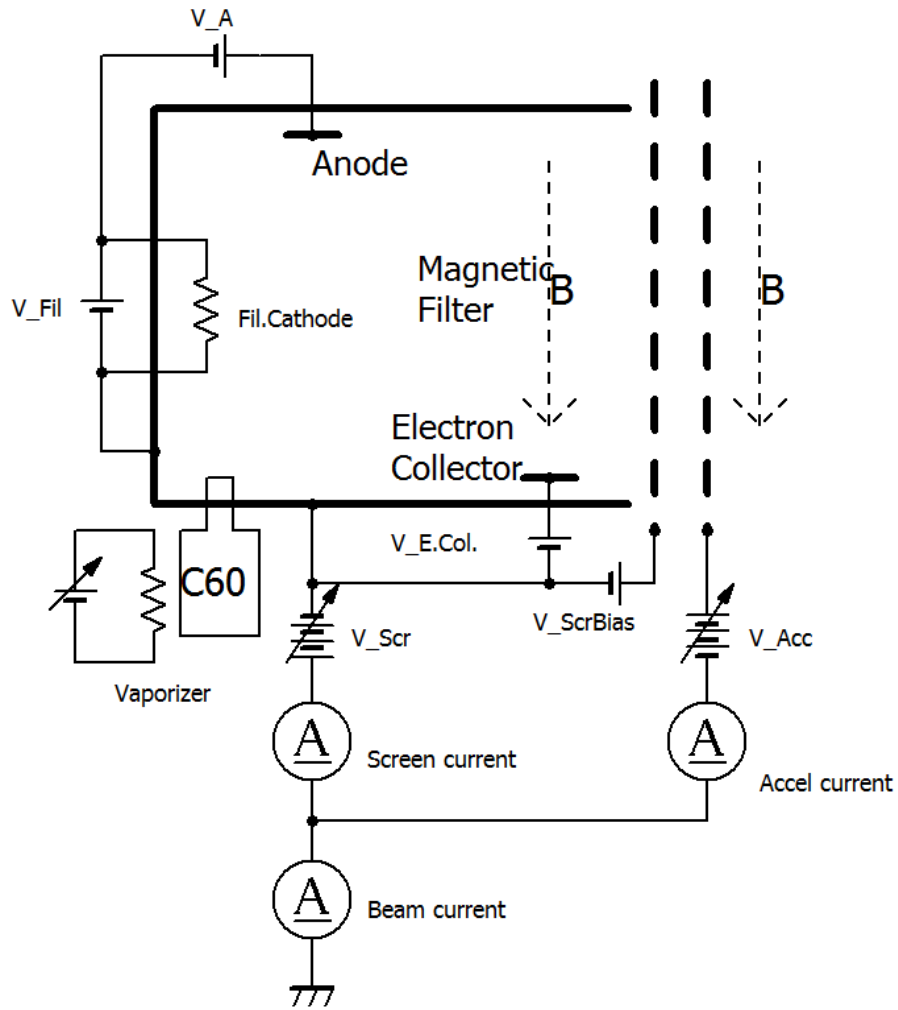


図 3.8: 負イオンスラスタの回路図

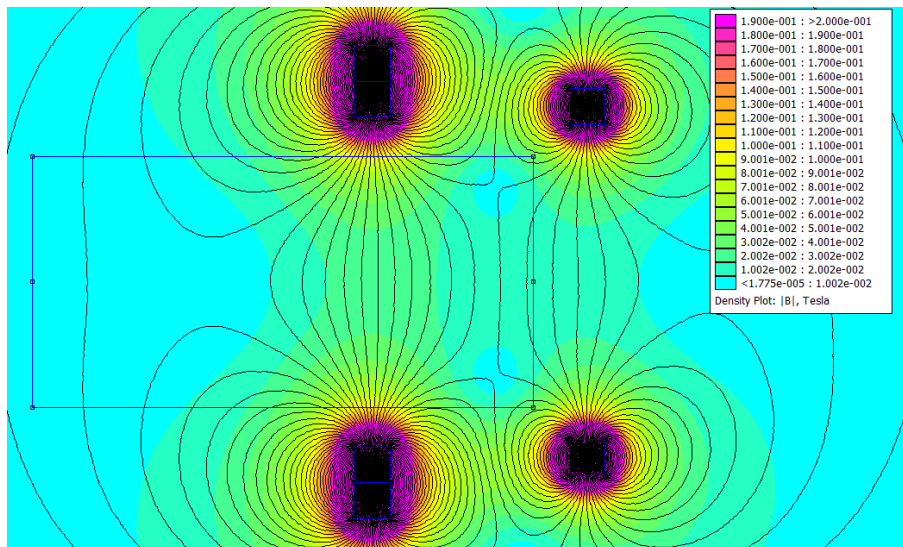


図 3.9: スラスタ内部の磁場解析

ラングミュアプローブによるスラスタ内部計測

磁気フィルタや電子収集電極，フラーレン供給量のプラズマへの影響を調べるため，スラスタにフラーレンを導入し，プラズマを点火した状態でスラスタ内部のラングミュアプローブ計測を行った．プローブの先端部電極は長さ 8[mm] の ϕ 0.2 タングステン線を使用し，アルミナ性の絶縁管で覆ったものを製作した．測定位置はスラスタ内部のグリッド上流 10[mm] 程度で磁場強度が 15[mT] の箇所で測定を行った．なお電子のラーマ半径は電子温度 3[eV] とすると 0.3[mm] である．

図 3.10 が電子収集電極電圧を変化させたときのラングミュアプローブ測定結果である．フラーレン流量はおよそ 1[mg/s] で一定とした．電子収集電極が 45[V] 以上になると電子飽和電流とイオン飽和電流の割合が 10 以下まで減少していることが分かる．これは，電子収集電極電圧がプラズマ電位以上になると，磁気フィルタにトラップされた電子が電子収集電極に吸収されるためグリッドまで到達する電子密度が減少するためと考えられる．電子が存在しない電子フリープラズマのプローブ曲線は，イオン飽和電流と電子飽和電流（負イオン飽和電流）が等しくなる点対称な曲線となる [45–47]．しかし電子収集電極電圧が 55[V] においてもイオン飽和電流と電子飽和電流の比は 5 程度と，電子フリープラズマは達成していないことが分かる．

図 3.11 がフラーレン流量を変化させたときのラングミュアプローブ測定結果（電子収集電極電圧 55[V] 一定）である．フラーレン流量は，電子天秤にフラーレン供給器を置きリアルタイム測定を行った．フラーレン流量が大きくなると電子飽和電流は減少し，2.3[mg/s] 程度の流量ではノイズが発生しているが，電子フリープラズマを示す点対称なプローブ曲線となっていることが分かる．

以上より，磁気フィルタと電子収集電極，フラーレン流量の調節により，電子フリーなフラーレンプラズマを達成した．しかし，フラーレン流量が 2[mg/s] 以上と大流量のときはイオン加速を行うと放電が多発するため，イオン引き出しを行うときは 1[mg/s] 程度のフラーレン流量とする．

3.4 計測装置

フラーレン負イオンスラスタの放電電圧・電流，フィラメント電圧・電流，電子収集電極電圧，グリッドバイアス電圧，フラーレン供給器温度は GRAPHTEC 製 GL820 を用いて 200[ms] のサンプリングレートで測定した．フラーレン負イオンスラスタのスクリーン電流，アクセル電流，正イオンスラスタのスクリーン電流，アクセル電流，GND からの帰還電流，スラスタ基準電位，プローブ電流は GRAPHTEC 製 GL900 を用いて 10[ms] のサンプリングレートで測定した．E × B プローブの微小電流測定には，KEITHLEY 製 Model 6487 ピコアンメータ

を用いた.

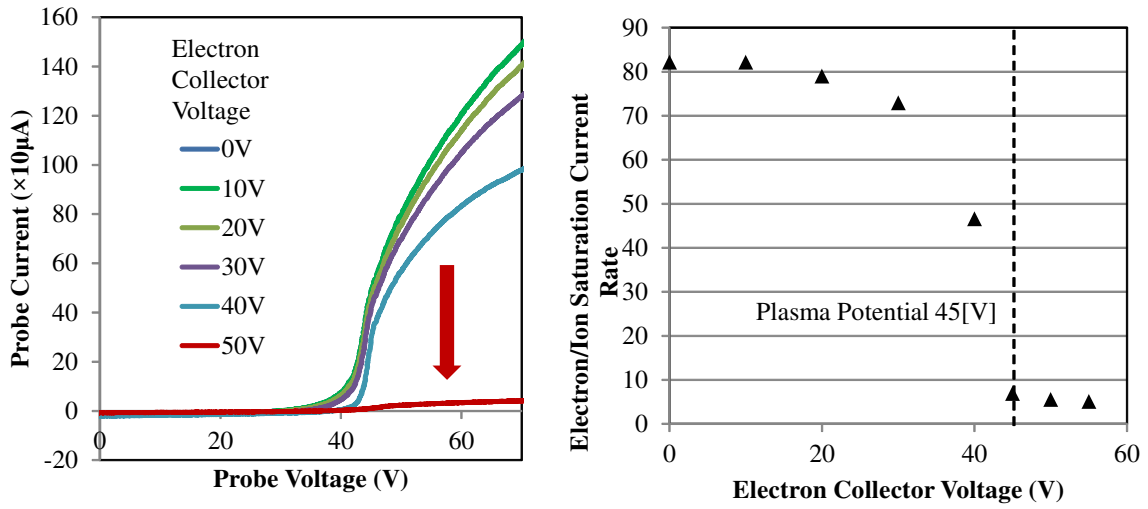


図 3.10: 電子収集電極電圧を変化させたときのラングミュアプローブ測定結果

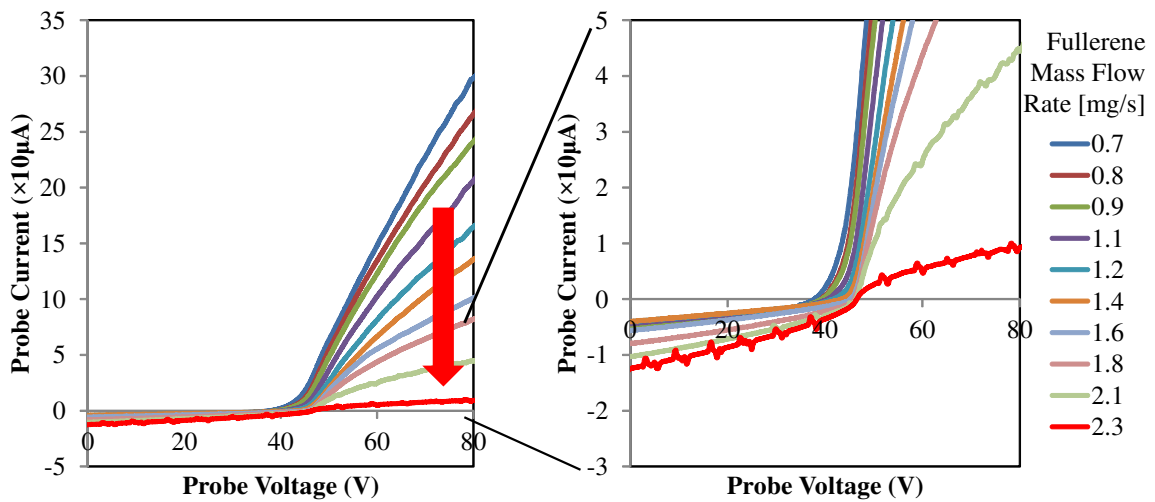


図 3.11: フラーレン流量を変化させたときのラングミュアプローブ測定結果（電子収集電極電圧 55[V] 一定）

4

フラーレン供給装置の開発

本章は、負イオンスラストの推進剤であるフラーレンの昇華供給装置の設計・製作・評価について述べる。

4.1 フラーレンの特性

C_{60} は 1985 年に発見された分子で、図 4.1 に示すように 12 個の 5 員環と 20 個の 6 員環からなる 20 面体 60 頂点を持つサッカーボール形状をしている。 C_{60} よりも炭素数の多い高次フラーレン (多いのは C_{70}) も存在し、 C_{60} は真球に近いが、 C_{70} は球を押しつぶしたような形である。

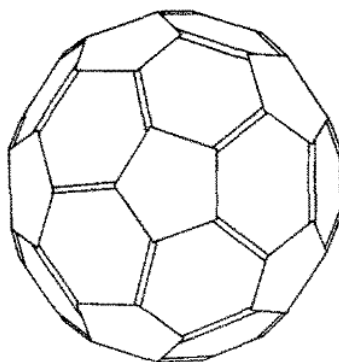


図 4.1: フラーレン C_{60}

4.1.1 蒸気圧特性

フラーレンは常温で固体の昇華性を持つ物質である。フラーレン C₆₀ の蒸気圧式は文献 [48] によると

$$p[\text{Pa}] = 1.0133 \times 10^5 \times \exp\left(15.202 - \frac{23160}{T}\right) \quad (4.1.1)$$

また文献 [49] によると,

$$p[\text{mTorr}] = 4 \times 10^{10} \times \exp\left(-\frac{38000}{RT}\right) \quad (4.1.2)$$

ここで, R は気体定数で 1.987[Cal/mol] である。図 4.2 にフラーレン C₆₀ の蒸気圧曲線を示す。文献 [48] と [49] の蒸気圧式は異なるが, ほぼ同じ曲線を描くことがわかる。イオンスタの内圧はおよそ 0.1[Pa] であるため, フラーレン昇華温度は 500 °C 以上必要であることがわかる。

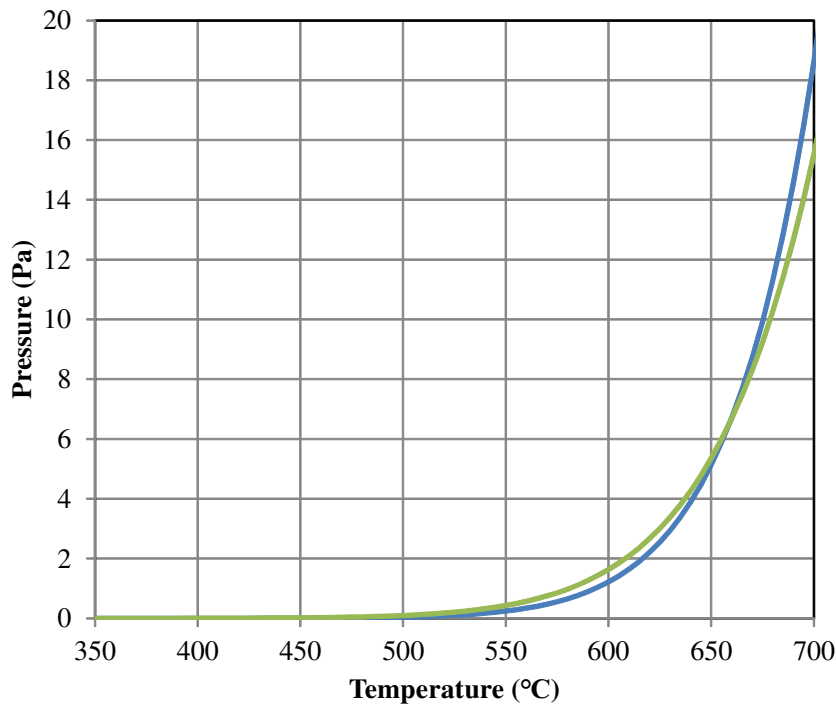


図 4.2: フラーレン C₆₀ の蒸気圧曲線。青線：文献 [48], 緑線：文献 [49]

4.1.2 電子電離・電子付着

フラーレン C₆₀ の第 1 イオン化エネルギーは 7.58[eV], 第 2 イオン化エネルギーは 11.5[eV] であり [50,51], キセノン (第 1 イオン化エネルギー:12.1[eV]) と比べて低い値をとる。C₆₀ の

電離衝突断面積を図 4.3 に示す [52]. また, キセノンの電離衝突断面積を図 4.4 に示す [53]. 図より, C_{60} の電離衝突断面積はキセノンと比べて 10 倍程度の高い値をとることがわかる.

電子親和力は 2.65[eV] と, ハロゲン元素相当の高い値である [54]. C_{60} の電子付着断面積を図 4.5 に示す [55–57]. また, PEGASES スラスタに使用されている六フッ化硫黄 SF_6 の電子付着断面積を図 4.6 に示す [58]. 図 4.5 より, C_{60} は 1[eV] から 10[eV] までの広い範囲で $10^{-18}[m^2]$ 程度の断面積であることがわかる. 一方, SF_6 は 0[eV] 近傍で断面積が大きな値をとるが, 電子エネルギーが大きくなるにつれて著しく減少していることが分かる.

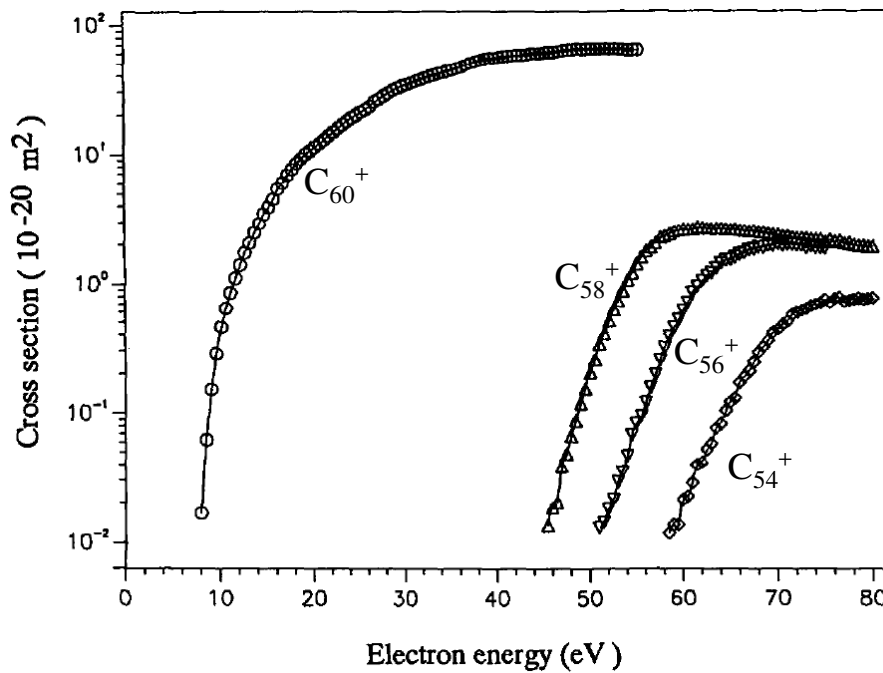


図 4.3: フラーレン C_{60} の電離衝突断面積 [52]

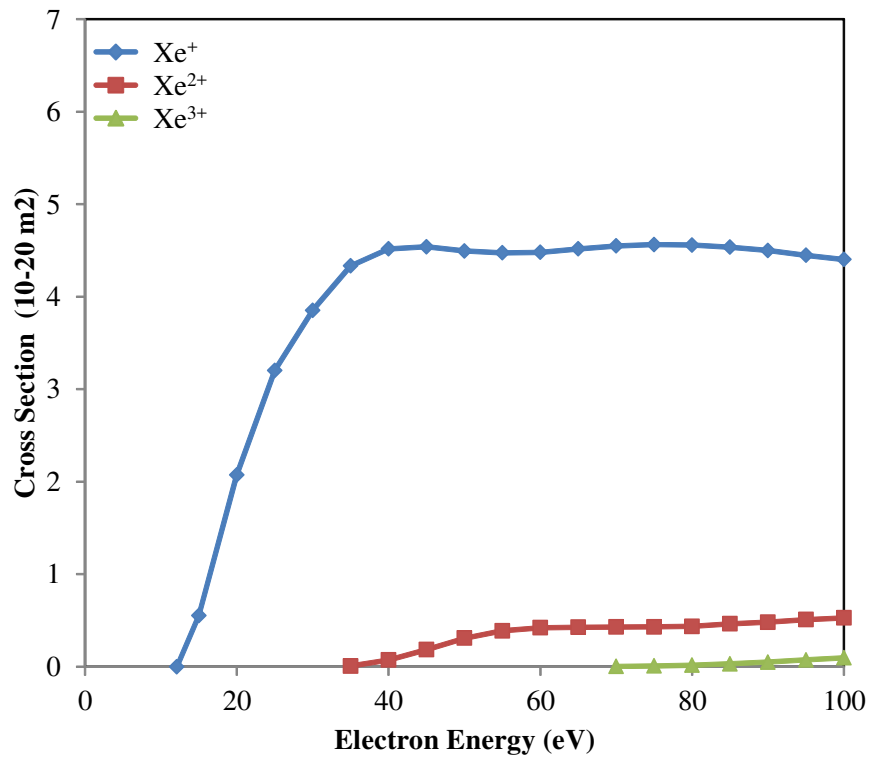


図 4.4: キセノンの電離衝突断面積 [53]

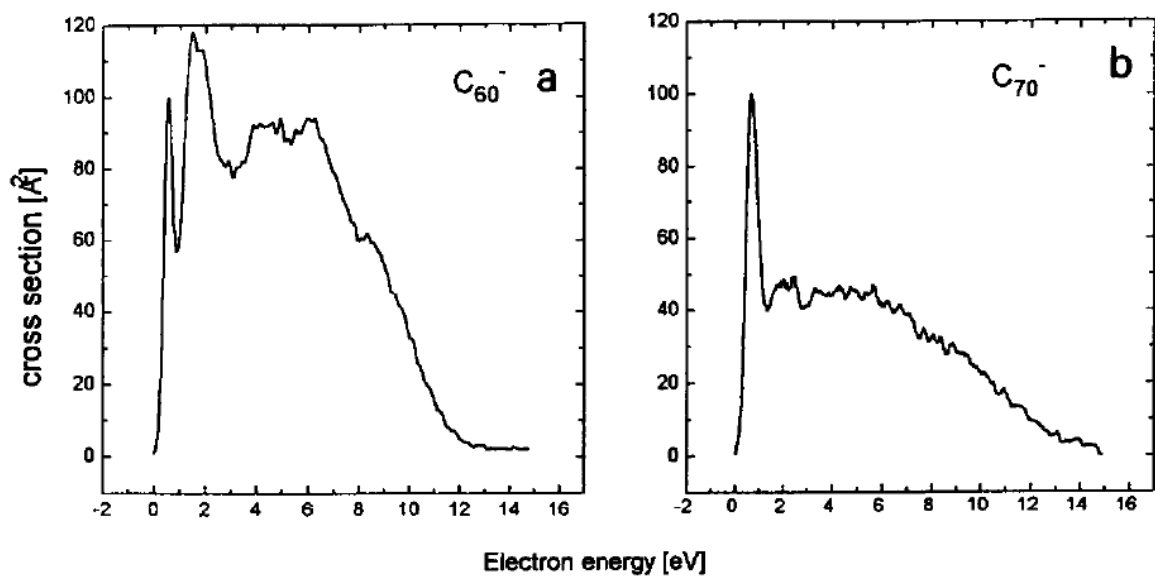
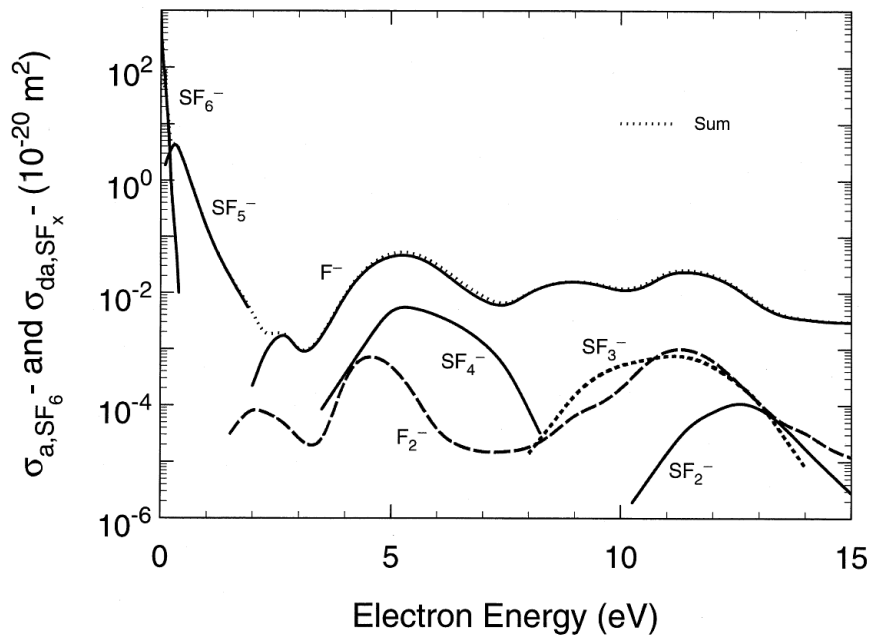
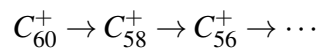


図 4.5: フラレン C₆₀ の電子付着断面積 [55]

図 4.6: SF₆ の電子付着断面積 [58]

4.1.3 C₂ 脱離

フラーレンは電子衝突やレーザ光照射により、C₂-loss と呼ばれる C₂ ユニットでの脱離が発生することが知られている [59,60]. この時生成される C₂ は、昇華温度が C₆₀ よりも高く、電子親和力および電離電圧が大きい（すなわち負イオンの生成は容易であるが正イオンの生成は容易ではない）。



C₂-loss は、C₄-loss や C₆-loss よりも効率が高い。C₆₀⁺ から C₂-loss に必要な最低エネルギーは 4.6[eV] [61] から 11.1[eV] [62] の間と見積もられている。しかしフラーレンの中性粒子から脱離反応が発生するのは電子エネルギーが 45[eV] 以上のときであり、これはフラーレンが大きなエネルギーを内包できることに起因すると考えられている [63]。実際、フラーレン正イオンスラストの先行研究においても、アノード電圧が 35[V] では脱離反応は見られず、アノード電圧が 40[V] の時に発生していた（電子エネルギーはフィラメント電圧約 10[V] も加わる） [44]。

一方、C₆₀ の固体表面との衝突による C₂-loss 等の分解反応は、250[eV] 以上の衝突エネルギーが必要である [64]。これは、C₆₀ が固体表面に衝突すると非常に大きな変形を受け、衝突エネルギーの大部分は表面の加熱につかわれるためである [65]。

4.1.4 酸化

フラーレンは単位質量あたりの表面積が大きいので、活性炭と同様に気体分子を吸着する。室温でも、光があれば酸素分子と物理吸着するが、真空中あるいは不活性雰囲気（180[°C] 以上）で加熱すれば、ほとんどの酸素を除去でき、このとき溶媒分子であるトルエンも除去できる。不活性雰囲気ならば 900[°C] までは分解せずに安定して存在する [66]。しかし酸素を含む雰囲気では C₆₀ を加熱（～200[°C] 以上）すると、C₆₀-O のアダクト（adducts, 付加体）の形成が始まり、エポキシド様の弱い結合から C-O 一重結合の強い結合まで形成され、さらに温度を上げると ～400[°C] で分解が始まり CO と CO₂ となって蒸発する [67]。本研究では当初、恒温槽を用いた空気中でのベーキング（290[°C]・24 時間以上）を行ったフラーレンの使用を試みた。しかし空気中でベーキング処理したフラーレンを真空中で加熱すると 460[°C] で急激に蒸発する現象が見られ、発生した気体をスラストに導入してプラズマを点火し、Quadrupole Mass Spectrometer(QMS) による質量電荷比の測定を行うと、質量電荷比 28(CO or N₂), 44(CO₂) が多量に含まれていた。これは空気中でのベーキングによりフラーレンが酸素と結合し、さらなる加熱により CO や CO₂ に分解したためと考えられる。

4.2 フラーレンの前処理

購入したフラーレン粉体はフレーク状の塊となっており，さらに溶媒であるトルエンや酸素が混入していることが考えられる．よってこれらの影響をなくすための前処理が必要となる．前処理として，

1. フレーク状の塊をなくすためにすり鉢ですりつぶし，粒径を小さくする
2. フラーレンを加熱容器に入れ，真空中で 400[°C]・1 時間のベーキング処理

を行う．前処理 1 を行っていないと，フレーク状の塊は加熱容器との接触面積が小さいため，加熱昇華後にも供給容器内に塊が残ってしまう．さらに前処理 1 を行っていない状態で真空引きを行うと，フラーレンが容器から噴出する現象が見られた．図 4.7 が前処理 1 を行っていないフラーレンを真空中に放置したときに発生する噴出現象の瞬間の写真である．

前処理 2 については，空気中で行うとフラーレンが酸化するため，必ず真空中（又は不活性ガス中）で行う必要がある．フラーレンを真空中で 290[°C] でベーキング中の放出ガスを QMS で測定した結果を図 4.8 に示す．図 4.8 の質量電荷比 92 に大きなピークが見られるが，これはフラーレンの溶媒であるトルエン ($C_6H_5CH_3$) であると考えられる．他にもさまざまな質量電荷比のピークが見られるが，これらはトルエンが分解したものや多価イオンであると考えられる．真空中で 290[°C] 1 時間程度のベーキングを行った後，さらに温度を上昇させて 400[°C] でベーキング中の放出ガスにも若干ながらトルエンが含まれていたため，前処理は 400[°C] 1 時間のベーキングを行うこととした．

前処理 1, 2 を行ったフラーレンを供給器に入れ，685[°C] まで昇温てスラストに供給し，プラズマを点火した時の QMS による質量電荷比測定結果（QMS の電離フィラメントは OFF）を図 4.9 に示す．結果より，質量電荷比 18(H_2O)，28(CO or N_2)，44(CO_2) が存在しているが，トルエンは存在していない．質量電荷比が 0 近傍の信号は純クリプトンでプラズマを点火した時も発生したため，このような質量電荷比のイオンは存在しないと考えられる．本研究で使用した QMS の測定限界は質量電荷比 200 までであるため，QMS によるフラーレンの測定はできていない．

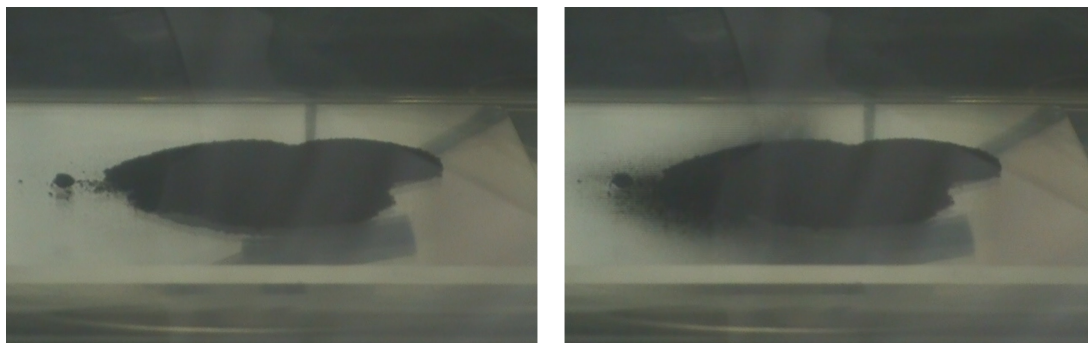


図 4.7: フラーレンのすりつぶしをせず真空引きを行ったときに発生するフラーレンの噴出現象の前（左）と噴出現象の瞬間（右）の写真

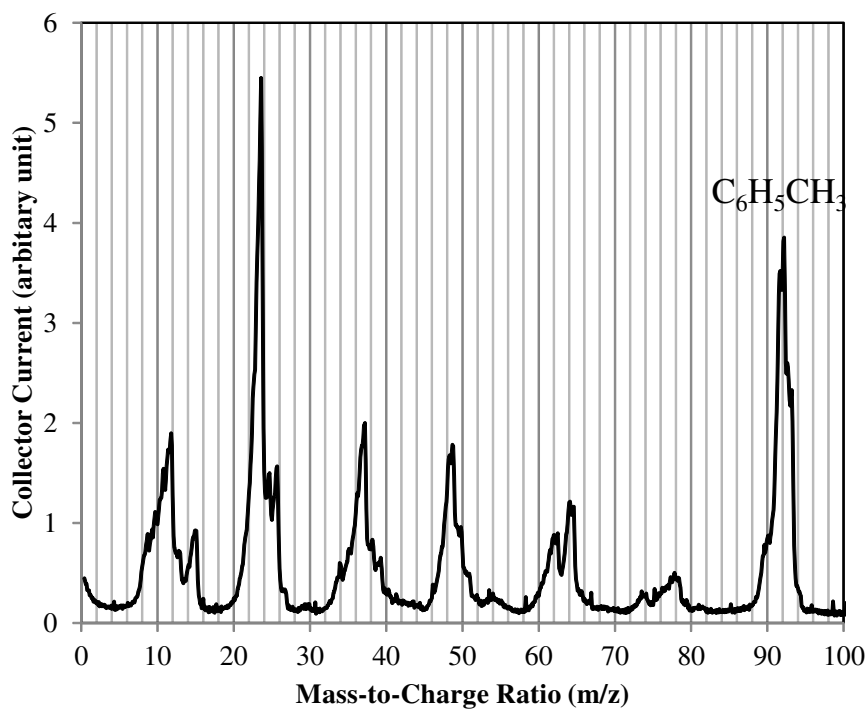


図 4.8: フラーレンを 290[°C] ベーキング中の QMS による放出ガス測定

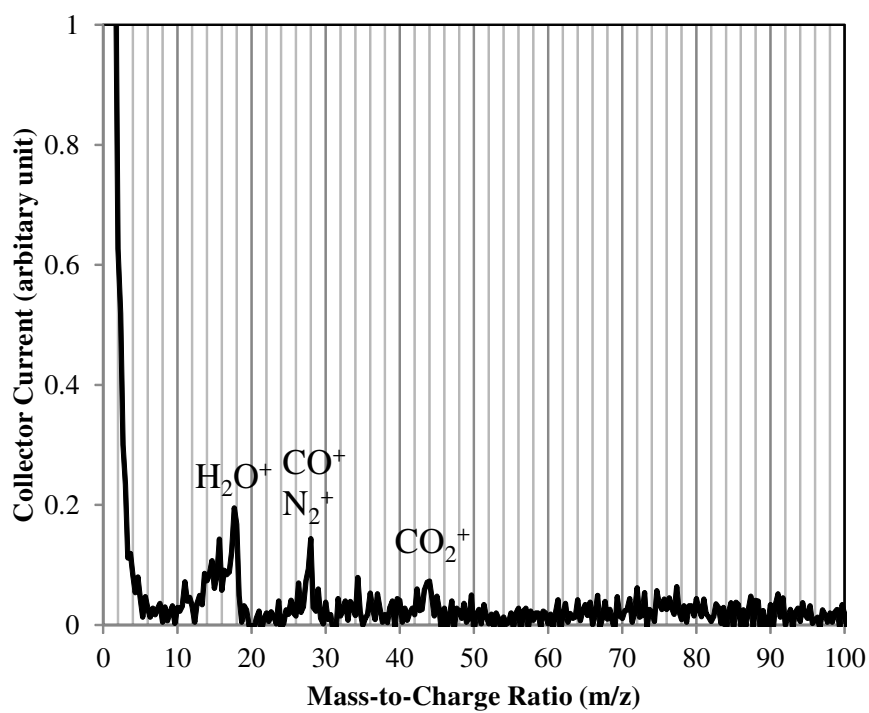


図 4.9: 純フラームプラズマを点火したときの, QMS によるイオン種の測定

4.3 供給レートの測定手法

供給レートの測定には電子天秤を用いた。電子天秤は A & D 製 EK610i もしくは新光電子株式会社製 AJII-620 を用いたが、主に最小表示が小さい AJII-620 を使用した。AJII-620 の最小表示は 0.001[g] であり、目標供給レートは 1[mg/s] 程度であるため十分測定が可能である。電子天秤 AJII-620 は真空環境における動作保証はメーカーではされていないが、真空環境における質量測定に支障がないことは確認されており、推力測定装置にも使用されている [68]。

フラールンの電子天秤による供給レート測定手法は以下の 2 つが考えられる。

1. 電子天秤にフラールン供給器を直接乗せ、フラールンが昇華して減少した質量を測定する (図 4.10(a))
2. 電子天秤にフラールン再凝固用の容器を乗せ、フラールン供給器から昇華したフラールンを再凝固容器内に導入し質量増加量を測定する (図 4.10(b))

1 の手法は、フラールンをスラスタに供給している時もリアルタイムで供給レートを測定できるメリットがあるが、ヒータに電力を供給するための配線が熱膨張し、測定値のドリフトが発生するため測定精度が低いデメリットがある。図 4.11 に 1 の手法により測定したフラールン供給レート結果の例を示す。このとき使用した電子天秤は EK610i である。測定結果例より、昇華したフラールン質量はリアルタイム測定では 0.99[g](595.54[g]→594.55[g]) であるが、ヒータ電力用配線を外した状態で実験前後に測定した昇華フラールン質量は 0.87[g] であった。この結果より、配線の影響でドリフトが発生するため測定精度が低いことがわかる。

一方 2 の手法は、電子天秤に乗っている再凝固容器は何とも接触していないため、精度の高い測定ができるメリットがあるが、スラスタへの供給時のリアルタイム測定が行えないデメリットがある。この手法はフラールンが再凝固容器で再凝固せずに気体のまま外部に出ていく可能性も存在する。しかし再凝固用の容器温度は 200[°C] にも達せず、フラールンの蒸気圧は 200[°C] で 1.5×10^{-8} [Pa] であり、気体として外部に出ていくフラールン量は無視できる程度である。実際に、昇華前後の供給器内フラールン質量の差から求められるフラールン昇華量が 2.446[g] のとき、再凝固容器の質量増加量は 2.392[g] (真空中でのリアルタイム測定では 2.396[g]) であった。よって 98 % は容器に再凝固したことがわかり、気体として外部に出ていくフラールンはほぼ存在しないと考えられる。

以上のことを踏まえて、フラールン供給装置の供給特性の取得には、2 の手法を用いることにした。

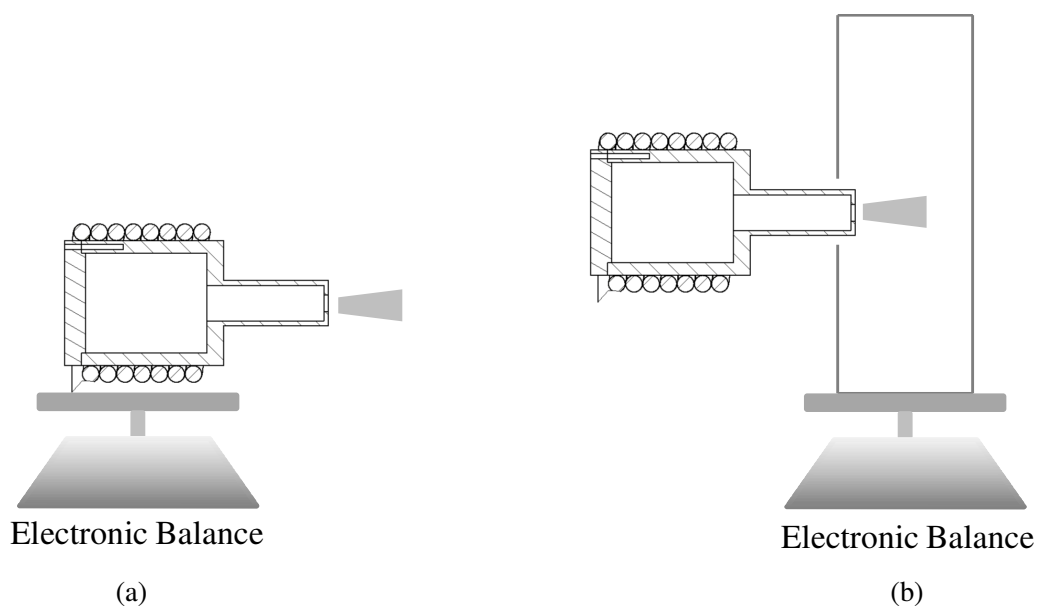


図 4.10: 電子天秤による供給レート測定手法. (a) 電子天秤にフローレン供給器を乗せる手法
(b) 電子天秤に再凝固用の容器をのせる手法

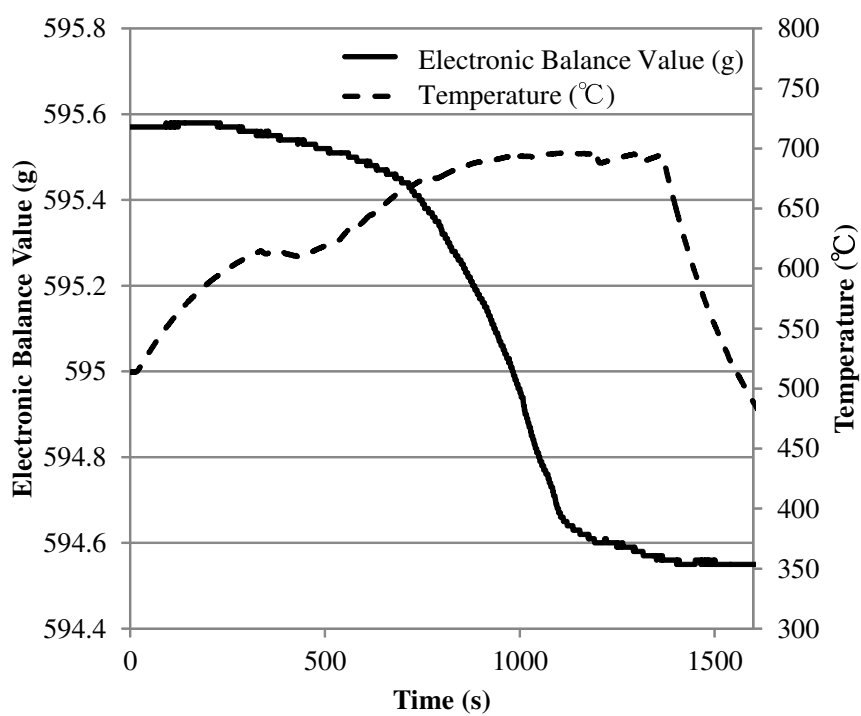


図 4.11: 電子天秤にフローレン供給器を乗せる手法による測定結果例

4.4 るつぼ型昇華供給装置

4.4.1 先行研究

常温で粉末状の固体であるフラーレンをスラスタに供給するためには、昇華装置が必要である。昇華方法として、紫外線や電子ビームにより直接加熱する方法と、電気加熱による方法があるが、前者は大型の装置が必要となる。電気加熱の方式には、抵抗加熱、アーク加熱、誘導加熱、赤外線加熱などがあるが、本研究では取り扱いが容易で先行研究も豊富な抵抗加熱方式を用いた。

首都大学東京では、図 4.12 に示すような外部ヒータ加熱型昇華供給器を使用している [44]。供給量は、フラーレンを入れた供給器を電子天秤に乗せてリアルタイム測定を行っており、結果を図 4.13 に示す。50[W] でおよそ 1[mg/s] の供給量だが、供給レートが安定していない。

JPL は水晶容器を用いた昇華装置を用いており、水晶振動子により供給レートをリアルタイム測定している [69]。図 4.14 が JPL が作成した昇華装置の供給レートの結果であるが、供給レートは最大で 0.25[mg/s] 程度であり、安定していない。ヒータ電力は 300[W] である。

BUSEK は図 4.15 に示す内容量 850[cm³] のフラーレン昇華容器を用いていた [40]。投入電力は最大 1500[W] で 750[°C] に昇温可能である。図 4.16 が BUSEK が作成した昇華装置の供給レートを示すが、供給器温度と蒸気圧曲線から求めた計算値であり、実測値ではない。

4.4.2 るつぼ型供給装置

本研究では、図 4.17 に示すような銅容器と外部ヒータを用いたるつぼ型供給装置を開発した。フラーレン蒸気圧は温度に対して対数的に増加するため、容器の温度の均一性が重要となり、融点が高く熱伝導性の高い銅を容器に用いた。銅容器は旋盤加工により製作したもので、Φ 4 の穴が開いており、ここからフラーレンが供給される。フラーレンは最大 2.5[g] 程度内包可能で、供給レートが 1[mg/s] のとき供給可能時間は 2500[s] 程度に制限される。

ヒータは河合電機製作所チューブラカートリッジヒータに Φ 30 巻き付け加工を施したものを使用しており、最高使用可能温度は 750[°C] である。熱伝導性を高めるためにヒータと銅容器との間に炭素シートを入れ、ヒータの周りには熱放射を抑えるため 0.01[mm] 厚のステンレス箔を三重にまいている。供給器温度を測定するため、銅容器外壁に K 型熱電対を取り付けている。フラーレンの供給量は供給器温度を調節することにより変更可能である。

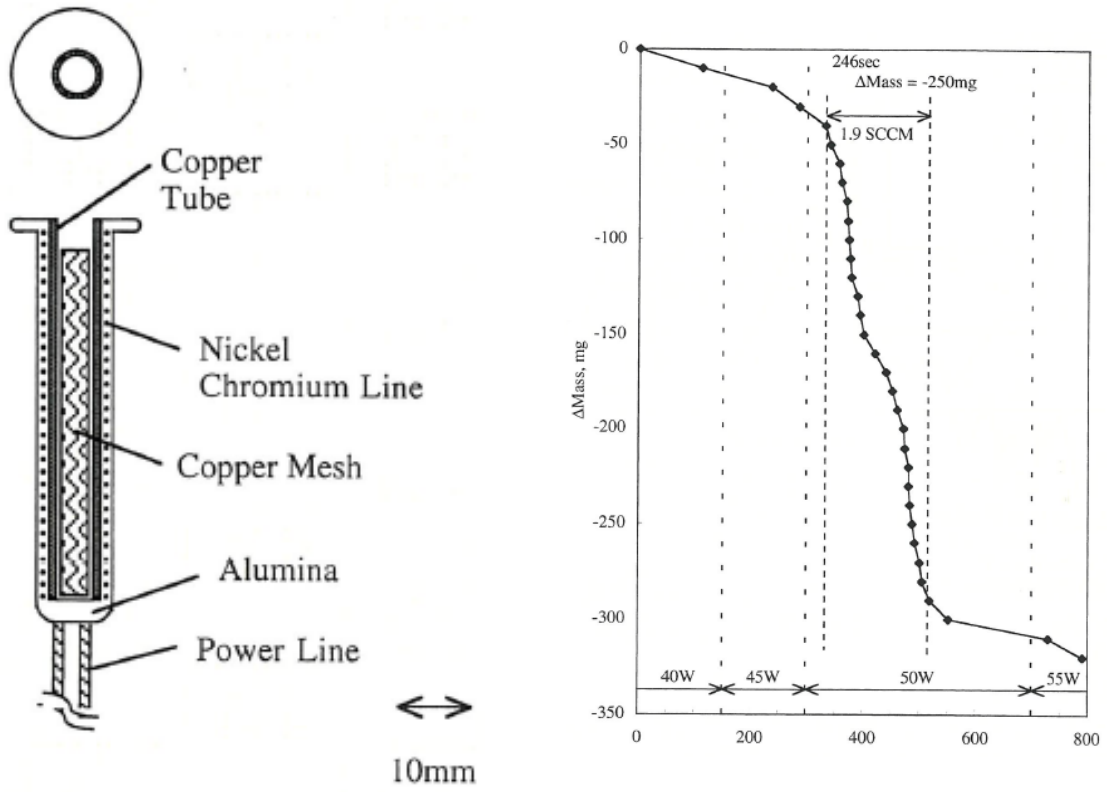


図 4.13: 首都大学東京のフラーレン供給レート

図 4.12: 首都大学東京のフラーレン供給器概
念図

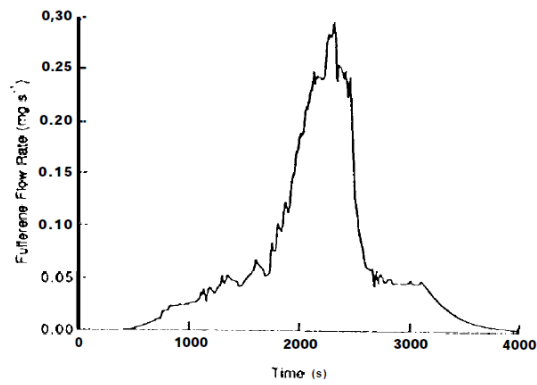


図 4.14: JPL のフラーレン供給レート測定結果

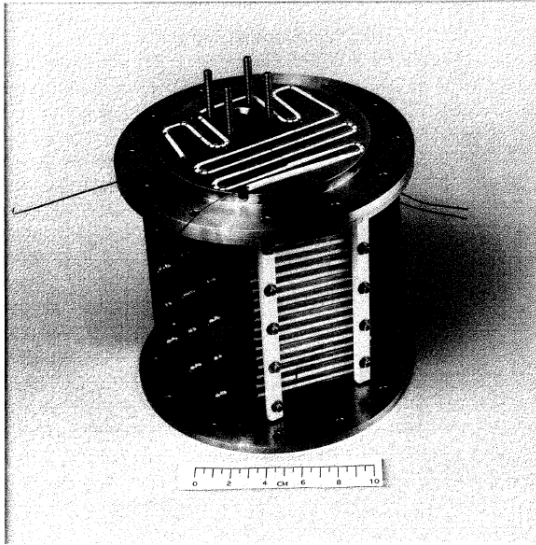


図 4.15: BUSEK のフラーレン供給器

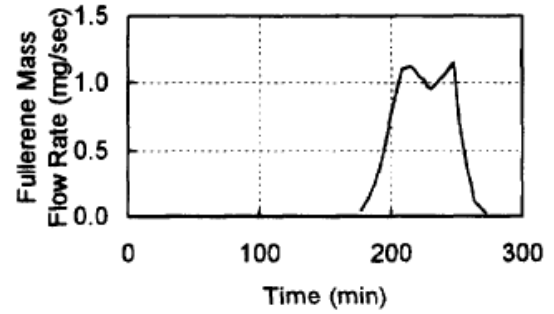


図 4.16: BUSEK のフラーレン供給レート測定結果

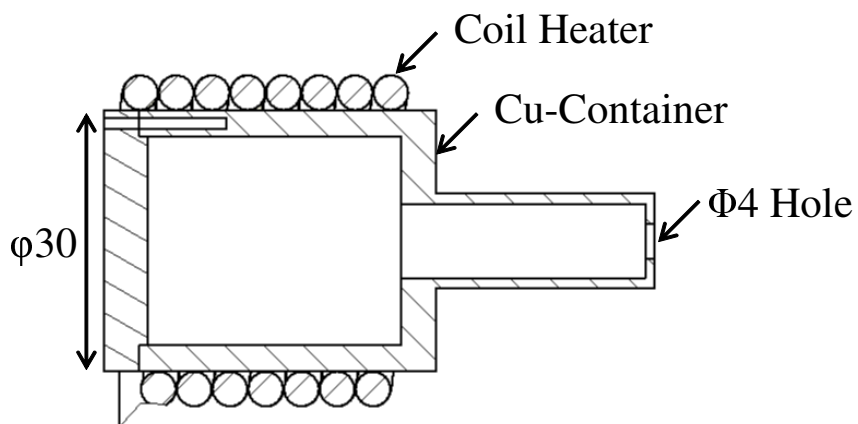
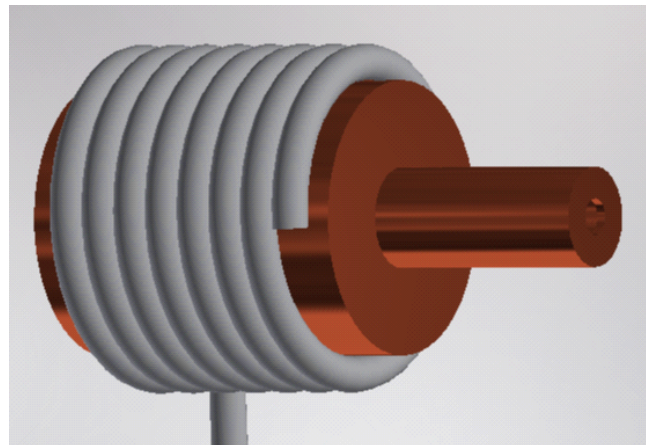


図 4.17: 本研究で使用するるつぼ型フラーレン供給器

4.4.3 供給レートの測定結果

供給レートの測定には，4.3 節で述べた手法 2 を用いた．温度制御には，PID 回路を内蔵した温度制御器を用いるものと，温度変化に応じてヒータ電力を手動で制御する 2 通りを行った．再凝固用容器には $\Phi 20$ の穴が開いたアルミ容器を用いた．

図 4.18 に，温度制御器を用いて供給容器を加熱したときの供給器温度とフラーレン昇華量の測定結果を，図 4.19 に，ヒーター電力を手動で制御をして供給器を加熱したときの供給器温度とフラーレン昇華量の測定結果を示す．また図 4.20 に，温度制御器を用いたときの供給レートの理論値との比較を，図 4.21 に，ヒーター電力を手動で制御した時の供給レートの理論値との比較を示す．

結果として温度制御器を用いた場合とヒータ電力を手動で制御した場合，どちらも同様の供給レートとなることがわかる．理論値と比べて実験値は若干大きな値をとるが，温度に対してどちらも対数特性をとっていることがわかる．しかし，図 4.22 と図 4.23 に供給レートが $1[\text{mg/s}]$ 程度 (温度が $685[^\circ\text{C}]$) のときの供給レートの時間変化を示しているが，供給レートの変動が激しく安定していないことがわかる．供給レートが $1[\text{mg/s}]$ 程度のときの 1000 秒間の供給レートの変動係数は，温度制御器使用時が 26%，手動制御が 33% である．

ヒータ電力を制御したときの温度と電力値の関係を表 4.1 に示す．供給レートが $1.06[\text{mg/s}]$ ($658[^\circ\text{C}]$) のとき $49[\text{W}]$ であり， C_{60} の昇華熱が $45[\text{kcal/mol}]$ [49] であるのでエネルギー効率は 0.57% である．これは首都大学東京の供給器と同程度，JPL や BUSEK と比べると 10 倍以上の効率である．

表 4.1: 容器温度とヒータ電力の関係

Temperature [$^\circ\text{C}$]	Electric Power [W]
550	25
600	34
650	42
685	49

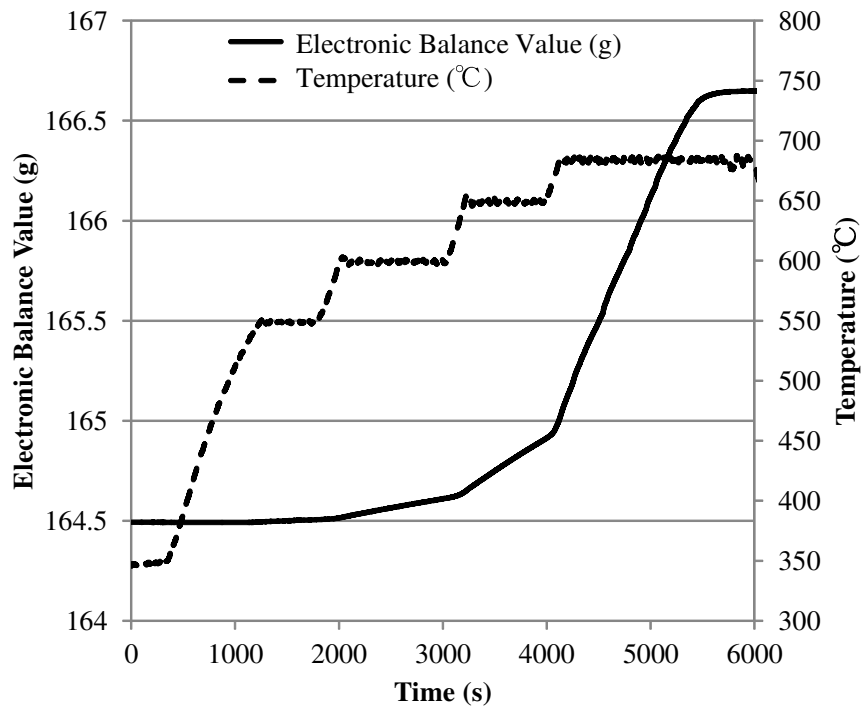


図 4.18: 温度制御器を用いて加熱を行った時の昇華量測定値結果

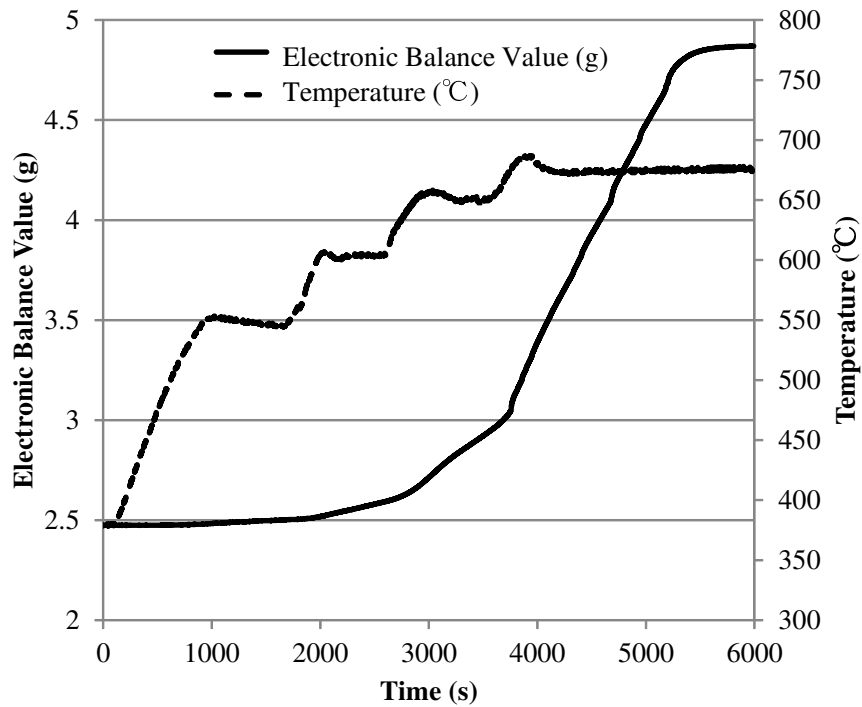


図 4.19: ヒータ電力を手動で制御して加熱を行った時の昇華量測定値結果

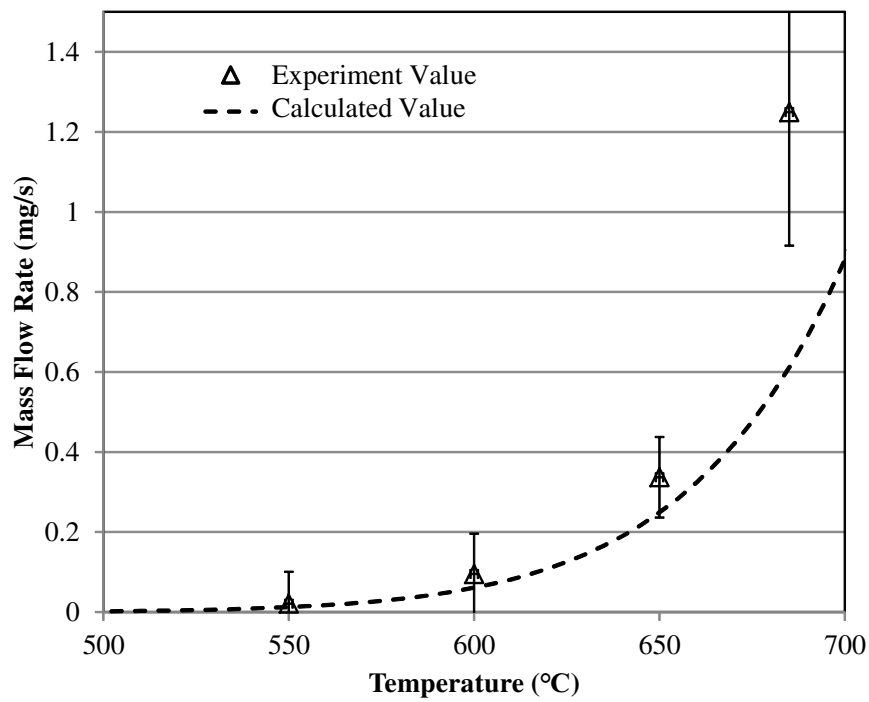


図 4.20: 温度制御器を用いたときのフラーレン供給レートまとめ

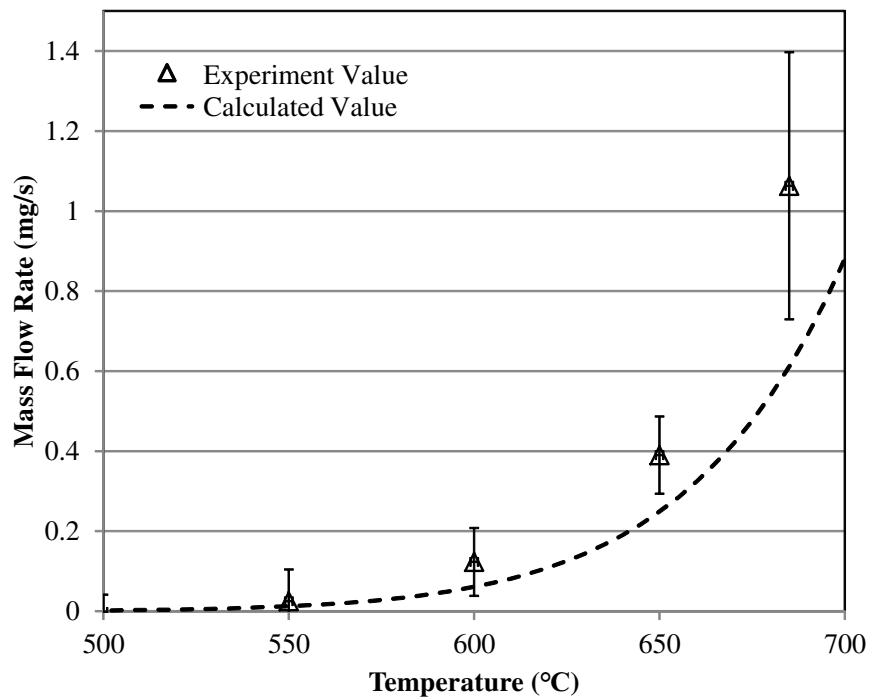


図 4.21: ヒータ電力を手動で制御をしたときのフラーレン供給レートまとめ

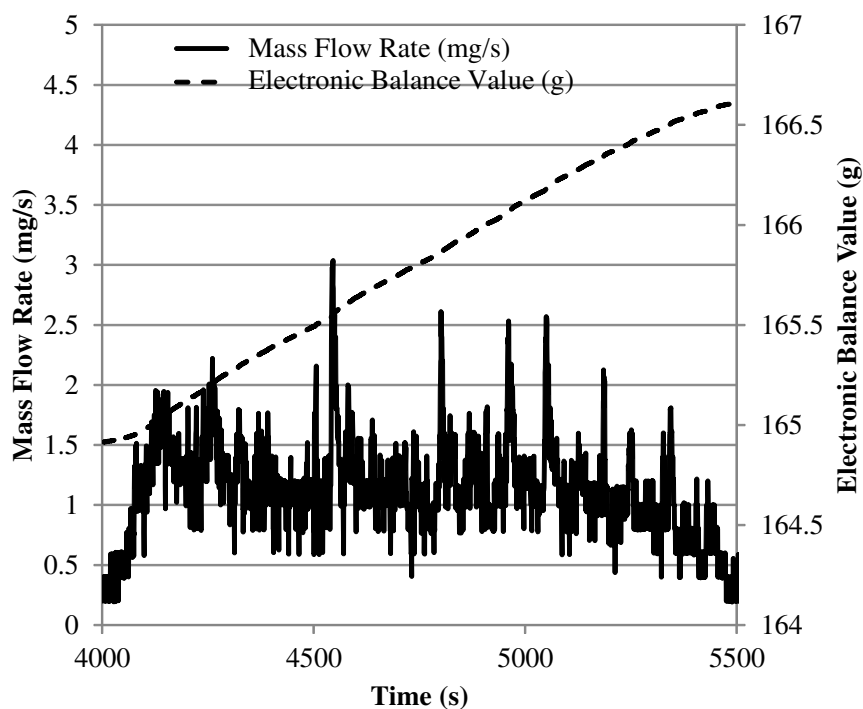


図 4.22: 温度制御器を用いたときのフラレン供給レートの時間変動

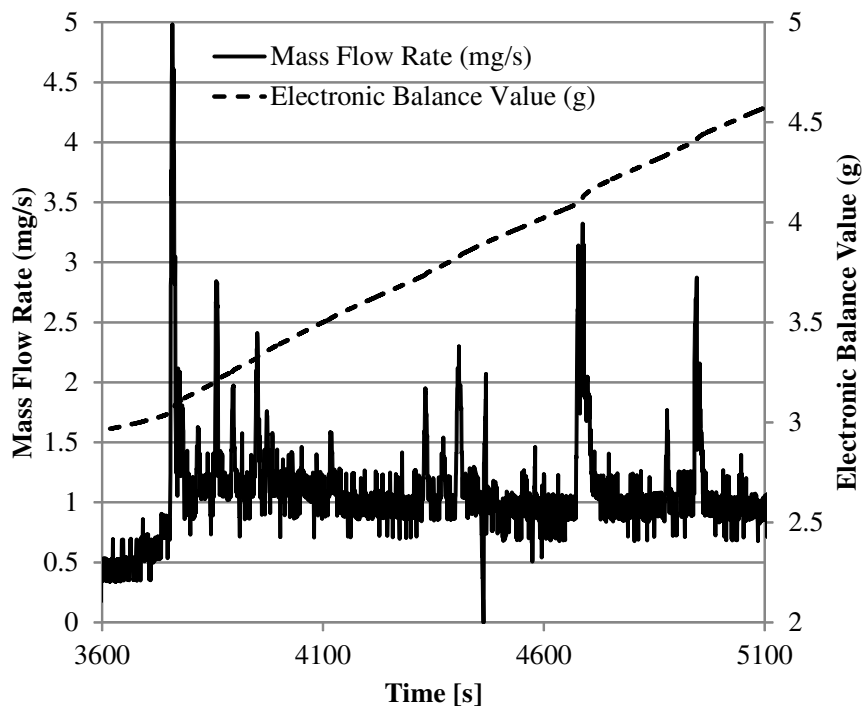


図 4.23: ヒータ電力を手動で制御したときのフラレン供給レート時間変動

4.5 2段式スクリーブラシ型供給装置

るつぼ型供給装置は、取扱いやベーキング処理が簡便であるが、供給レートが大きいときに安定した供給が行えず、さらに容器の大きさの制限から長時間の供給が行えないことが問題であった。長時間の供給を行うには供給器体積を大きくすればよいが、BUSEKの昇華装置で1500Wもの電力が必要であったことからわかるようにヒータ電力が大きくなってしまいう問題が発生する。

そこで、本研究では低電力で長時間、安定供給が可能なスクリーブラシを用いた供給装置を提案した。図4.24が構築した2段式スクリーブラシ型供給装置の概念図、図4.25が1段のみ（2段とも同様）の写真である。初段のスクリーブラシを低速で回転させて、その速度に呼応した粉体がリザーバから掻き出される。推進剤の供給量はこの初段の回転速度により制御される。特に供給量が少ない場合は、粉体が“だま”になって送られるため供給が間欠的になる。そこで、初段のスクリーブラシで送り込まれた“だま”状の粉体を2段目のスクリーブラシを高速回転させて滑らかに加熱容器に供給する。加熱容器は700[°C]と十分高温になっており、供給されたフラーレンは直ぐ昇華してガス状で安定供給される。

スクリーブラシは図4.26に示すように直径が4[mm]程度で、軸をΦ0.75のモリブデン、ブラシをΦ0.2のタングステンから作成している。フラーレン粉体が供給途中で詰まることを抑制するため、供給器に振動子を取り付けて約180[Hz]で振動させている。ヒータ電力は50[W]程度である。

この方式は重力を利用しているため宇宙空間では使用できないが、地上実験や、フラーレンイオン源の地上応用のためのフラーレン安定供給源として有用である。

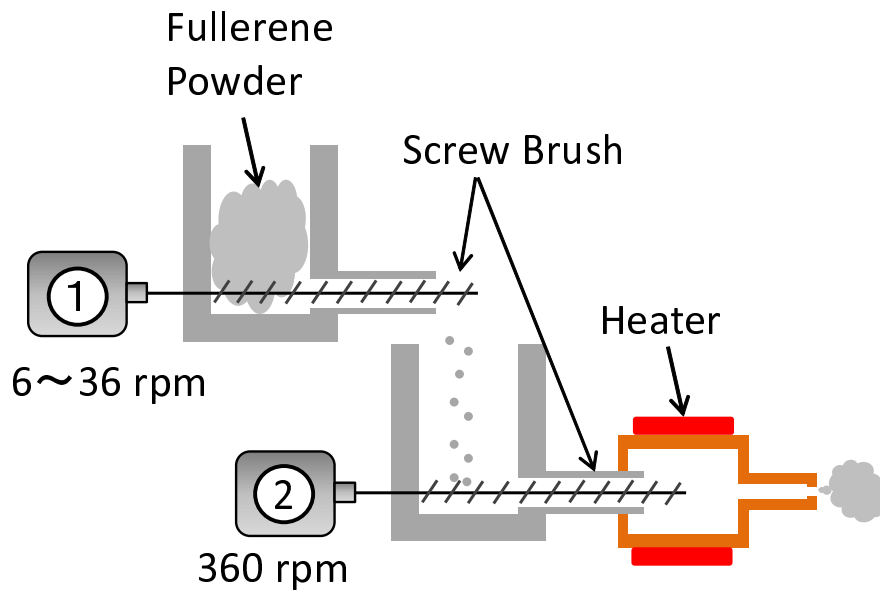


図 4.24: 2 段式スクリーブラス型供給装置の概念図

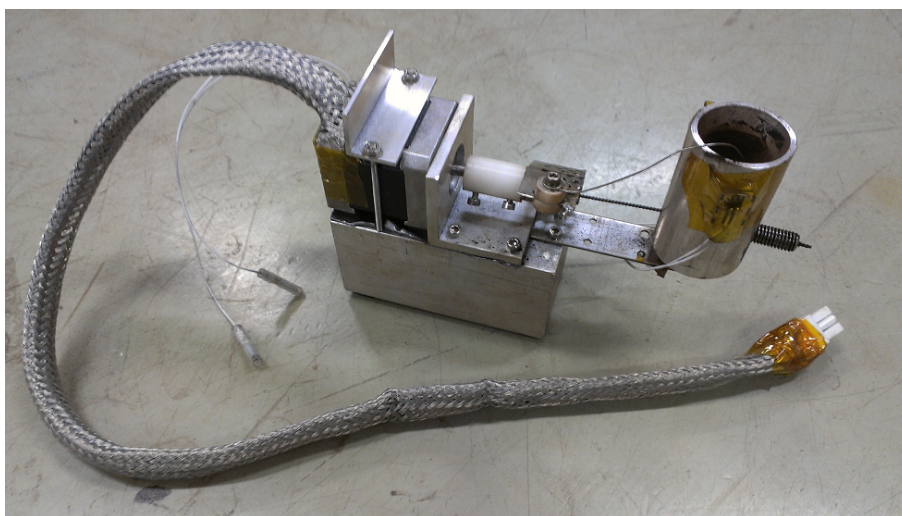


図 4.25: 2 段式スクリーブラス型供給装置の 1 段目

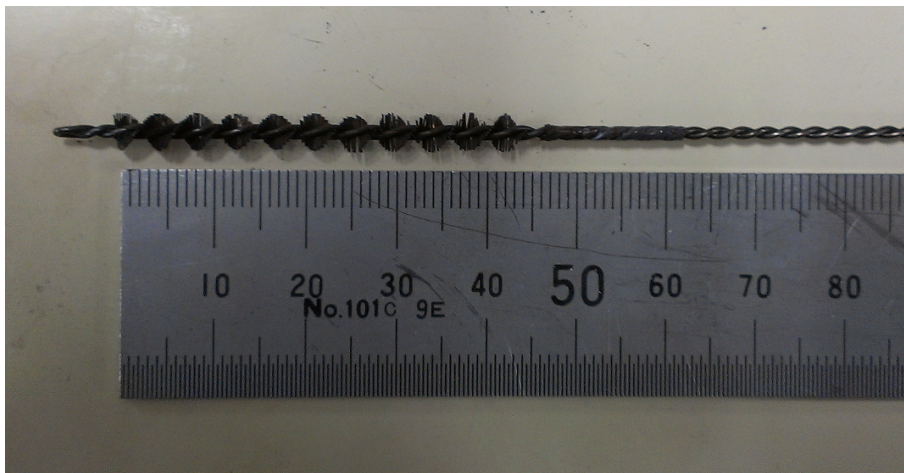


図 4.26: 使用したスクリーブブラシ

4.5.1 1段スクリーューと2段スクリーューの違い

2段式スクリーューブラシ型供給装置の1段目は低速で回転させ、供給レートを調節する役割を果たす。回転速度は数～数十[rpm]と低速であるため、スクリーューの回転と同期して供給量が増減する問題が発生する。図4.27がスクリーューブラシを1段のみとしたフラレン供給器を用いてフラレンをスラストに供給し、プラズマを生成したときのアノード電流の時間履歴である。スクリーューブラシの回転速度は3.6[rmp]（この実験ではスクリーューブラシの径は5[mm]）であり、それと同期したアノード電流の増減が見られる。またプラズマの消失も頻繁に発生する。そのため、2段目のスクリーューブラシは360[rpm]と高速で回転させることにより1段目の供給むらをなくし、バッフルとして機能する。図4.28が2段式スクリーューブラシ供給システムを用いてプラズマを生成したときのアノード電流の時間履歴である。この結果からわかるように、2段目のスクリーューブラシがバッフルの役目を果たし、安定したフラレン供給が行えていることがわかる。

4.5.2 スクリーューブラシ型供給装置の供給レート測定

供給レートは1段目のスクリーューブラシの回転速度により調節することができる。図4.29は1段目スクリーューブラシの回転速度を変化させたときの供給レートの測定結果である。なお、この実験では昇華はしておらず、2段目スクリーューブラシ下流から供給されるフラレン粉体の質量を電子天秤で測定したものである。この結果より、フラレンの供給レートは回転数に応じて変化していることがわかる。1度目と2度目の施行で若干の供給レートの違いがあり、供給レートの精度はおよそ10%程度である。

4.5.3 長時間昇華供給実験

開発した2段式スクリーューブラシ型供給装置を用いて、長時間フラレンを昇華/供給した時の供給レートの測定を行った。1段目スクリーューブラシの回転速度は30[rpm]とした。2段式スクリーューブラシ型供給装置を用いたフラレン昇華供給レートの測定結果を図4.30に示す。

結果からわかるように、るつぼ型供給装置（図4.22, 図4.23）と比べて、供給レートの変動が小さく、安定した供給ができていることが分かる。供給レートが1[mg/s]程度のときの1000秒間の供給レートの変動係数は、るつぼ型は温度制御器使用時が26%、手動制御が33%であったのに対し、スクリーューブラシ型は12%と1/2以下の変動となっている。また供給時間も1時間以上と長時間の供給が行えており、リザーバのフラレンがなくなるまで供給可能と考えられる。さらに、スクリーューブラシの回転をストップすると供給がすぐに止まっていることもわかる。これは、加熱容器に供給されたフラレンは直ちに昇華していることを意味

し、供給レートは加熱容器の温度ではなく、スクリーブラシにより送られた量で制御されていることがわかる。

以上のことより、2段式スクリーブラシ型供給装置は、低電力で長時間安定したフラーレン供給が可能であることがわかる。

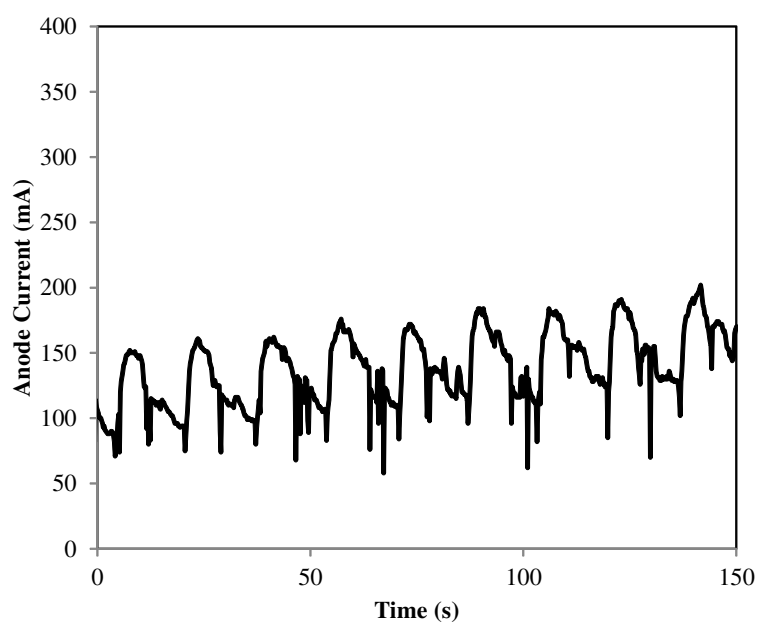


図 4.27: 1 段式スクリーブラシ型供給装置を用いたときのアノード電流

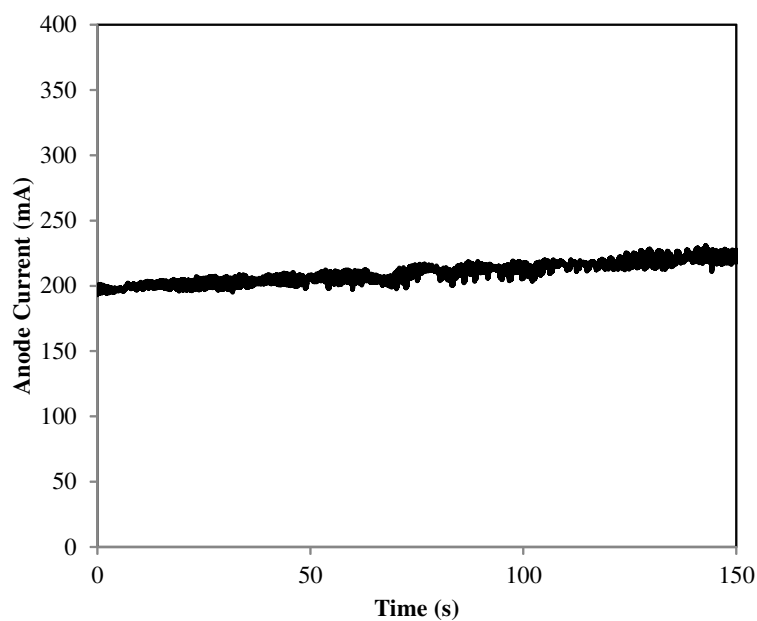


図 4.28: 2 段式スクリーブラシ型供給装置を用いたときのアノード電流

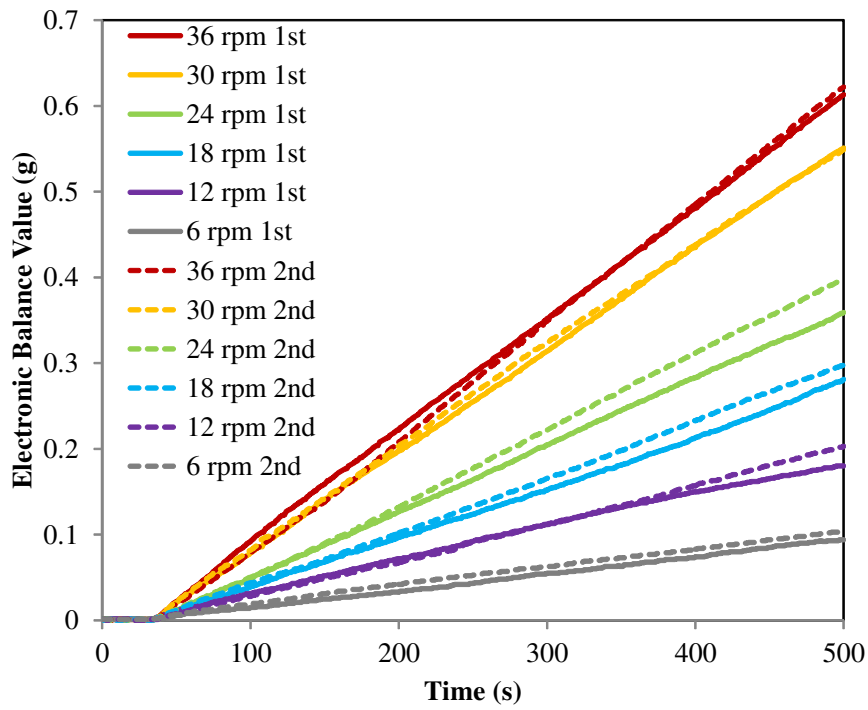


図 4.29: 1 段目回転速度を変化させたときの供給レートの違い

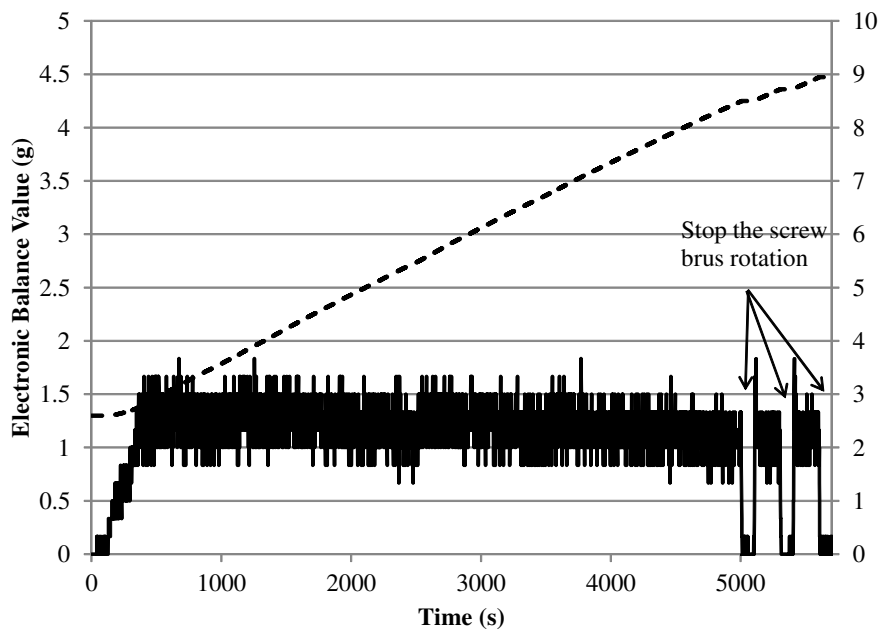


図 4.30: 2 段式スクリーブラス型供給装置を用いたフラレンの長時間昇華供給

5

フラーレン負イオンのビーム加速

本章は、構築したスラスタから荷電粒子を引き出し、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ プローブ、磁気フィルタ付ファラデープローブ、ビームターゲットと3つの異なる手法によるビーム測定によりフラーレン負イオンビームの加速実証を行う。

5.1 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ プローブによるイオン種と多価イオンの測定

$\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ プローブは、図 5.1 に示すような直交電磁界中に一定の電圧で加速された荷電粒子を入射すると、質量電荷比に応じて軌道が異なる性質を利用した質量測定器である [70–72]。本研究では重粒子であるフラーレンの測定に適した $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ プローブを作成し、スラスタから加速されるイオン種や多価イオンの同定を行った。

5.1.1 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ プローブの設計

静電界 \mathbf{E} および一様磁界 \mathbf{B} 中において荷電粒子（電荷 q ）が受ける力 \mathbf{F} は、ベクトルで

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E} + q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (5.1.1)$$

とあらわされる。ここで図 5.1 に示すような直交電磁界中に初速度 v_0 の荷電粒子が入射したとき、その荷電粒子には z 軸方向に

$$F = qE - qv_0B = q(E - v_0B) \quad (5.1.2)$$

であらわされる力が働く．この式より，荷電粒子が直交磁界中で偏向を受けずに直進させるには， $E = v_0 B$ の電界及び磁界を与えればよい．速度 v_0 は，同じ加速電圧でも分子量や価数が異なると変化するため，分子量や価数の異なったイオンの測定が可能である．

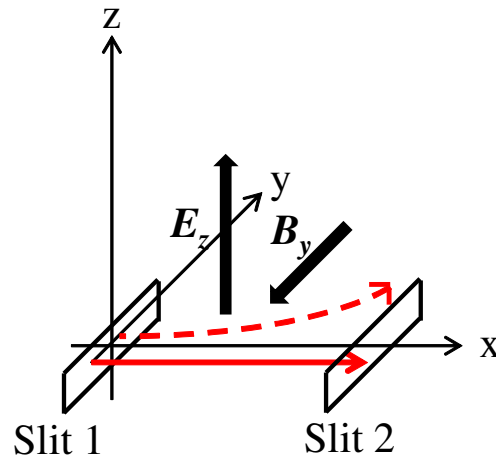


図 5.1: 直交電磁界

要求される $E \times B$ プローブの仕様

ここでは目的とする測定を定めて，要求される磁場・電場強度 (B , E)，直交電磁界距離 (L)，スリット幅 (d_{sl}) を求める．

グリッドで加速電圧 V_s で加速された分子量 M の荷電粒子は，アボガドロ数を N_A とすると

$$v_0 = \sqrt{\frac{2qN_A V_s}{M}} \quad (5.1.3)$$

の速度で直交電磁場に侵入する．そして $E = v_0 B$ の条件を満たした，分子量が

$$M = \frac{2qN_A V_s B^2}{E^2} \quad (5.1.4)$$

の粒子のみが Slit2 を通過し，コレクタに補足される．

ここで分子量の同定誤差 ΔM を評価する．荷電粒子が直交電磁界中によって偏向する角度が小さい場合，その荷電粒子の速度 v は与えられた直交電磁界中で v_0 と考えることができる．このことより分子量 M のイオンが直進するように与えられた電界 E および磁界 B に，分子量 $M + \Delta M$ のイオンが侵入したとすると，要求される最狭スリット幅 (d_{sl}) は

$$d_{sl} = \frac{L^2 B \sqrt{2qN_A} \left| \frac{1}{\sqrt{M + \Delta M}} - \frac{1}{\sqrt{M}} \right|}{4\sqrt{V_s}} \quad (5.1.5)$$

であらわされる．ここで L は直行電磁界距離を表す．

スリット幅 d_{sl} の変更は、S/N 比と質量分解能のトレードオフの関係にあり、測定目的に応じて調節可能であるが、フラレンの分子量同定を目的とした場合、最小の ΔM は C_{60} と C_{58} の同定である（フラレンは C_2 ずつ解離する）。これらの同定分離を可能にするには、 $M=720.7[\text{g/mol}]$ に対し、 $\Delta M=12.0 \times 2[\text{g/mol}]$ を式に代入する。しかし L 及び d_{sl} は真空層の大きさおよび加工精度、測定可能電流量によって制約される。したがって、大分子量である C_{60} を同定するには磁界 B を大きくかつ一様にしなければならない。例として磁束密度を $190[\text{mT}]$ 、イオンの加速電圧を $500[\text{V}]$ 、直交電磁界距離 L を $15[\text{cm}]$ として式 5.1.5 に代入すると、 d_{sl} は $0.4[\text{mm}]$ となる。

磁場の設計

磁場は図 5.2 に示すような磁気回路をネオジウム磁石と電磁軟鉄を用いて構築する。イオンが通過する方向は紙面垂直方向であり、イオンビームが通過するスリットは図 5.2 の中心の赤線の方に開いている。中心線での磁場の強さを図 5.3 に示す。図より磁束密度は $190[\text{mT}]$ 程度で、磁束密度の差異は 1% に収まっている。

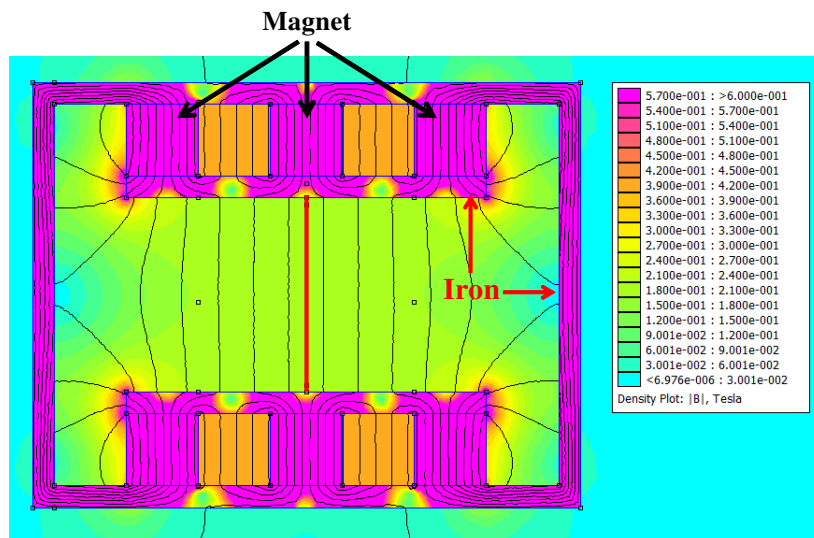


図 5.2: 磁場設計

電場の設計

電場は磁場方向と直交した方向に平面電極を用いて生成する。図 5.4 に示すように平面電極 ($25 \times 25[\text{mm}]$ のアルミ角材) を設置する。電極電圧を $\pm 5[\text{V}]$ として前節と同様にスリット線上の電場の強さを図 5.5 に示す。図より電場の強さは $2500[\text{V/m}]$ 程度で、電場強度の差異は中心付近 $20[\text{mm}]$ では 1% に収まっている。

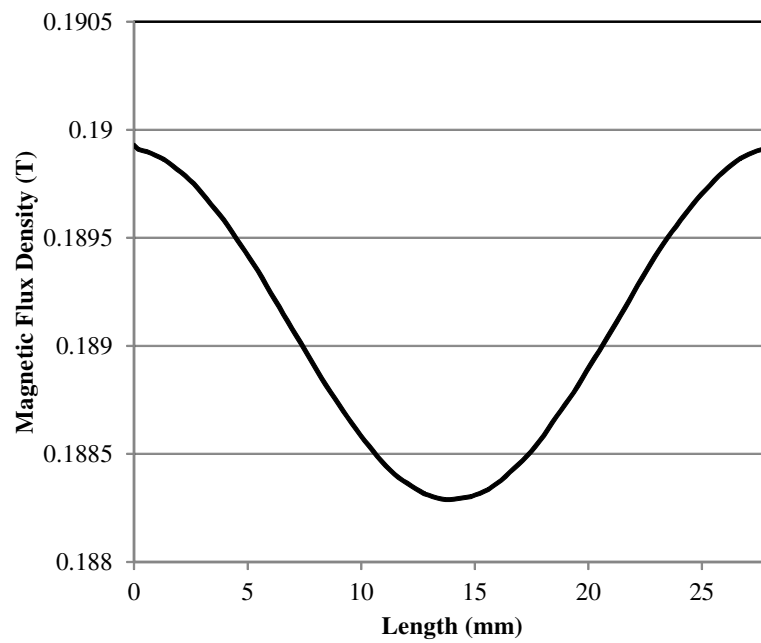


図 5.3: 磁束密度

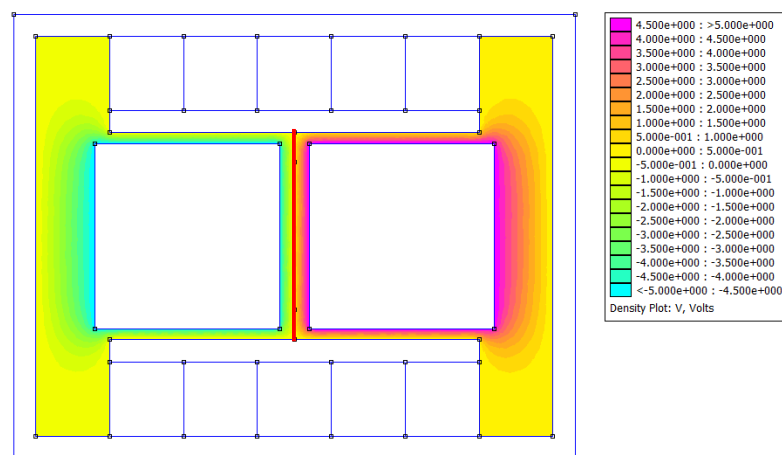


図 5.4: 電場設計

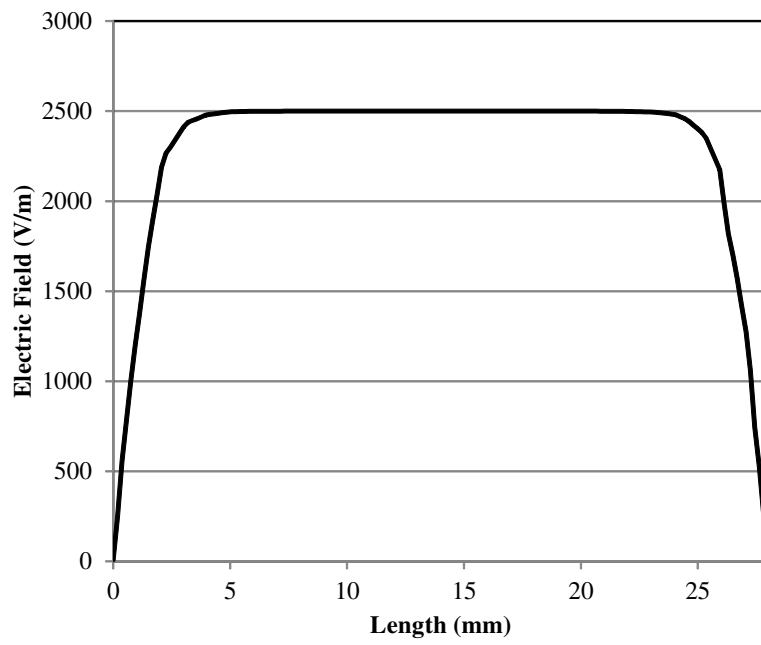


図 5.5: 電場の強さ

E × Bプローブの設計図

直交電磁界距離は 15[cm] とした。磁場の実測値は 176[mT] で、電極間距離を 4[mm]、コリメータ長さは 15[cm] に設定した。スリット幅は 2[mm] で、 C_{60}^+ と C_{60}^{2+} (または C_{60}^- と C_{60}^{2-}) を分離して測定することができる設定とした。加速電圧は正イオン引出が +700[V]、負イオン引出が -700[V] とした。

図 5.6 に設計した E × B プローブの CAD 図を、図 5.7 に断面図を、図 5.8 に内部の写真を示す。図 5.6 に示すように、プローブはコリメータ部、E × B 部、コレクタ部からできており、必要に応じてコレクタ部を延長して自由飛行部を追加できる。プローブ電流はピコアンメーターを用いて測定を行う。

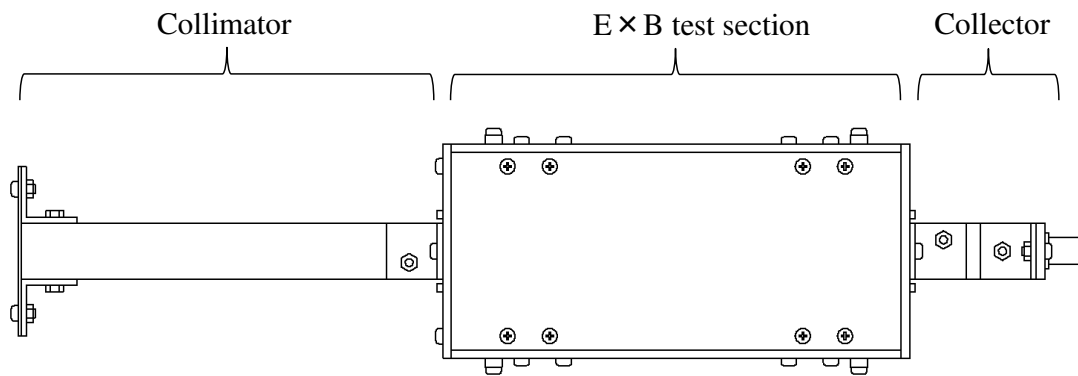


図 5.6: E × B プローブの CAD 図

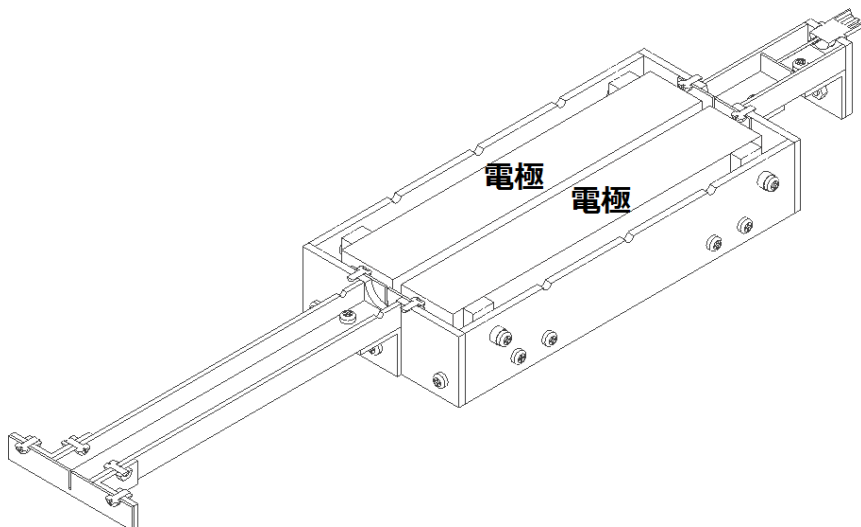


図 5.7: E × B プローブ断面図

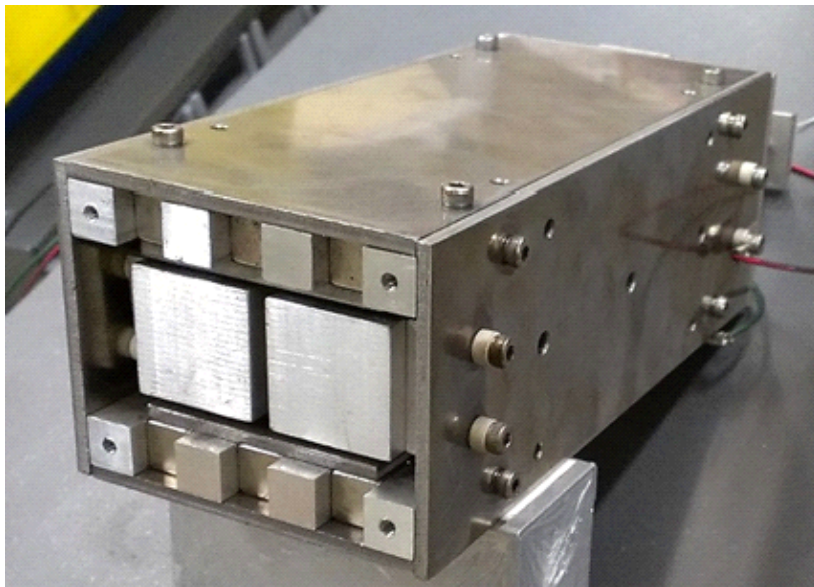


図 5.8: E × B プローブ内部写真

5.1.2 クリプトンイオンとキセノンイオンビームの測定結果

作成した E×B プローブが正常に質量分析可能かを検証するため、イオンスラストにクリプトン、又はキセノンを導入して正イオンの測定を行った。

図 5.9 がクリプトンプラズマとキセノンプラズマから引き出された正イオンの測定結果である。プラズマ電位（ともに +45[V]）を考慮したときのプローブ電圧の理論値は、それぞれ 29.1[V], 23.3[V] であるため、ほぼ理論通りのプローブが製作できていることがわかる。

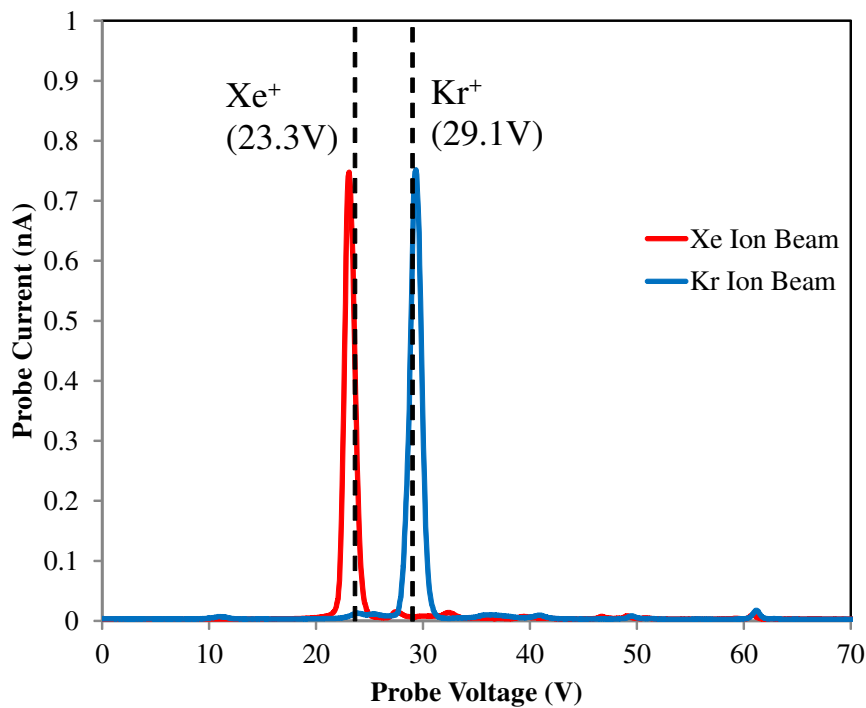


図 5.9: クリプトンイオンビームとキセノンイオンビームの E×B プローブでの測定結果

5.1.3 フラーレン正負イオンビームの測定結果

フラレン正イオンビームの測定結果

図 5.10 が純フラレンプラズマから正イオンを引き出したときの E×B プローブの測定結果で、図 5.11 がその拡大図である（加速電圧 +700[V], プラズマ電位 +45[V]）。結果から C₆₀ の 2 価イオンが存在することがわかる。2 価イオンの 1 価イオンとのピーク電流比は 3.7% である。CO⁺（もしくは N₂⁺）や CO₂⁺, H₂O⁺ が若干存在するが、C₆₀⁺ に比べて電流値は小さい。

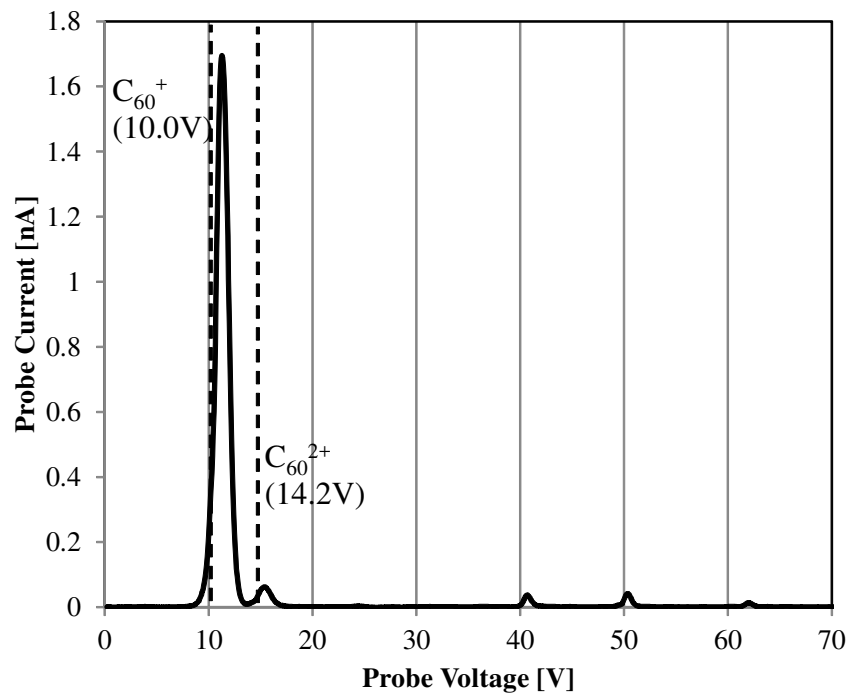


図 5.10: フラーレン正イオンビームの測定結果

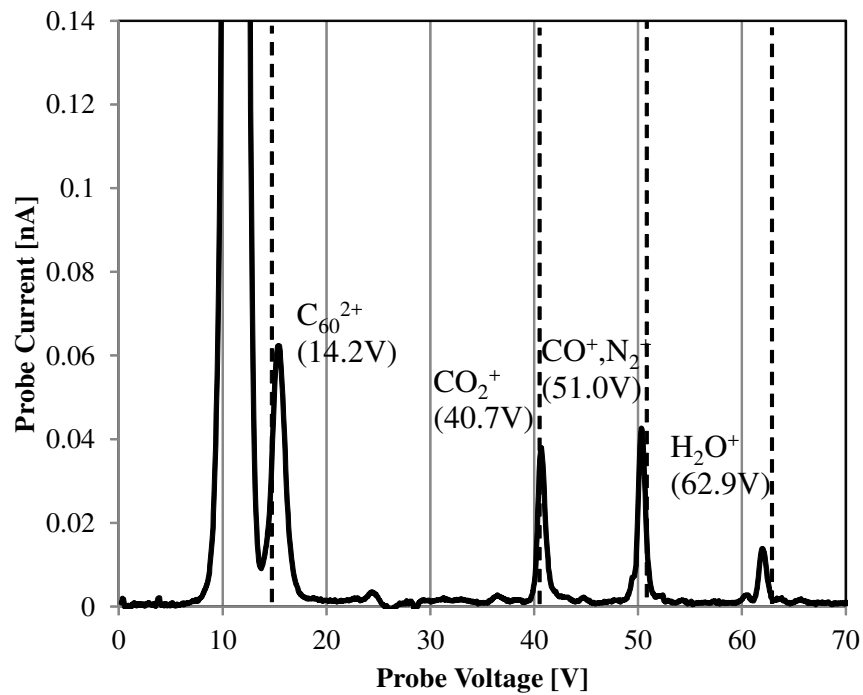


図 5.11: フラーレン正イオンビームの測定結果の拡大図

フラレン負イオンビームの測定結果

図 5.12 が純フラレンプラズマから負イオンを引き出したときの $E \times B$ プローブの測定結果で、図 5.13 がその拡大図である（加速電圧-700[V]，プラズマ電位 +45[V]）。結果から、負イオンは C_{60}^- が電流値の大半を占め、 C_{60} の 2 価イオンは存在しないことがわかる。51[V] に見られるピークはフラレンが解離した C_2^- であると考えられるが、 C_{60}^- と比べて電流比は 0.5% 程度と無視できる値である。よって、フラレン負イオンスラストの多価イオン効率 η_{multi} は 1 となる。

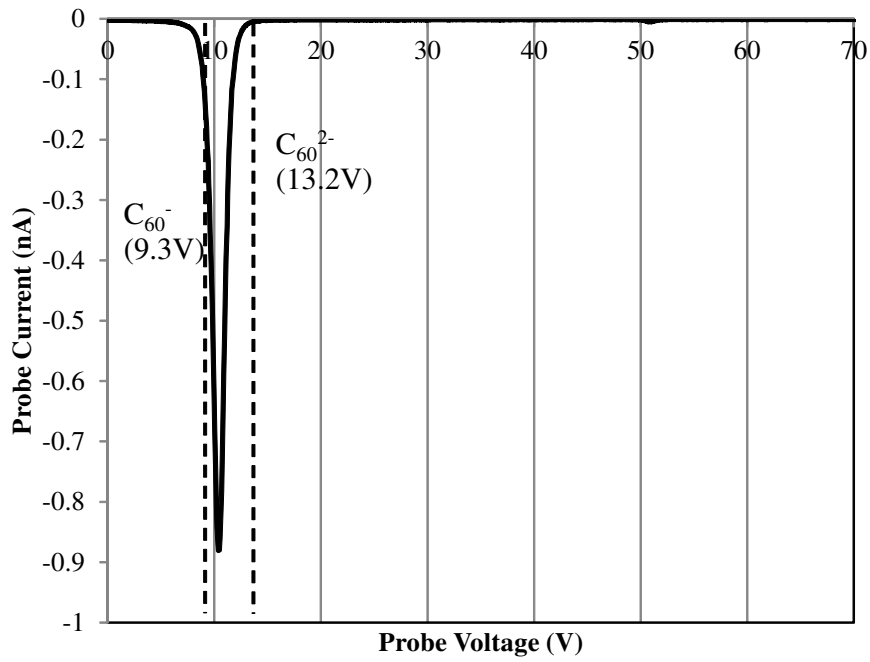


図 5.12: フラーレン負イオンビームの測定結果

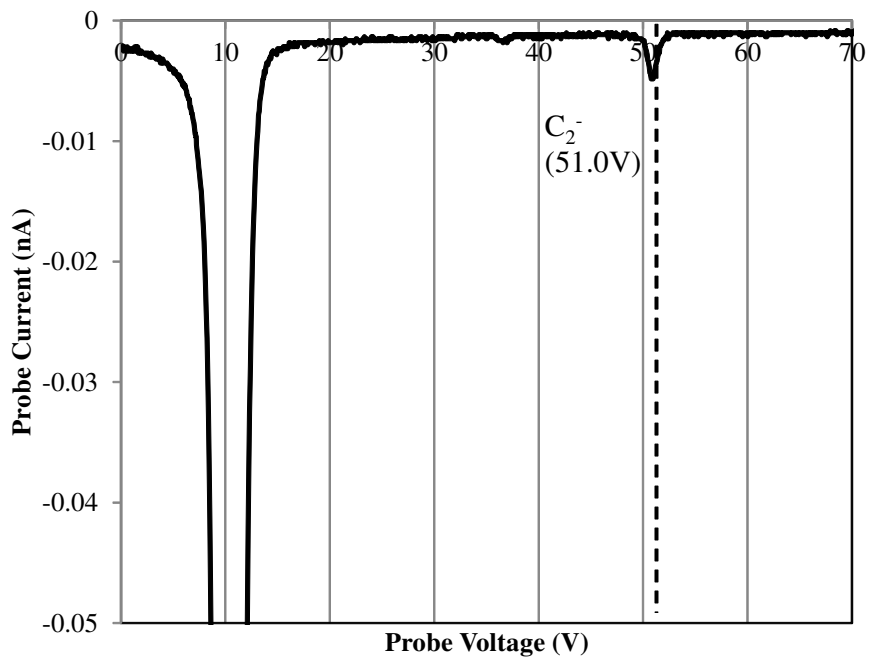


図 5.13: フラーレン負イオンビームの測定結果の拡大図

5.2 磁気フィルタ付きファラデープローブによる電子電流測定

負電荷ビーム中に電子ビームがどの程度の割合で存在するかを磁気フィルタ付きファラデープローブ (MFFP : Magnetically Filtered Faraday Probe) [73] により計測した。原理的には $E \times B$ プローブによる計測も可能だが、イオンと比べて軽い電子を測定するにはプローブ電圧が 11[kV] 程度の高電圧が必要であるため MFFP を用いた。

5.2.1 MFFP の設計

MFFP の概念図を図 5.14 に、写真を図 5.15 に示す。図 5.14 に示すように、MFFP はファラデープローブ前面に磁気フィルタが存在し、磁気フィルタの有無はコイル電流により外部操作が可能である。磁気フィルタはイオンビームを通過させ、電子ビームを選択的に排除することが可能で、磁気フィルタの ON/OFF でファラデープローブの測定電流値に変化があれば、電子ビームが存在すると判断できる。MFFP の磁気フィルタの磁場強度は 15[mT] で、700[V] で加速された電子のラーマ半径は 6.0[mm] となる。有効コレクタ面積は 1.5[cm] × 4[cm] 程度である。MFFP はアクセルグリッド下流 7[cm] で磁場強さが 1[mT] 以下の箇所に設置している。

図 5.16 に、電子ビームを MFFP で測定した結果を示す。測定結果より、MFFP の磁気フィルタは正常に作動し、電子ビームを遮断できていることと、負電荷ビームは電子のみから成ることがわかる。

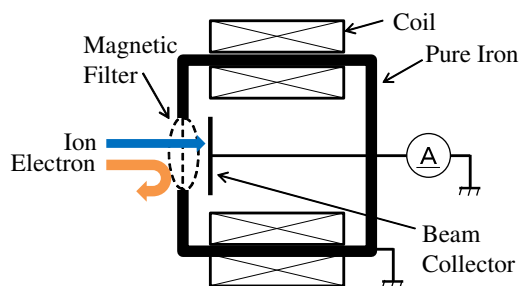


図 5.14: MFFP の概念図

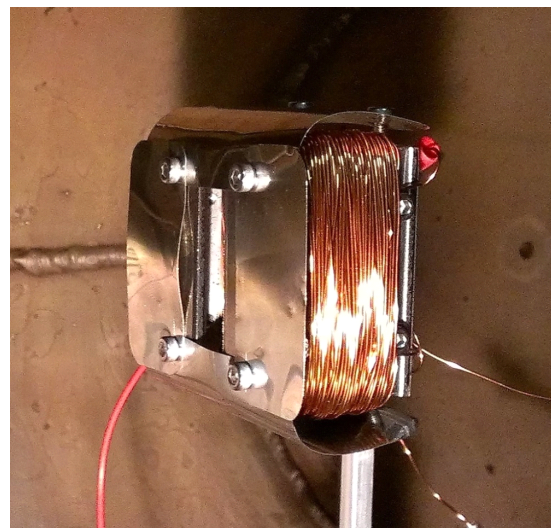


図 5.15: MFFP の外観

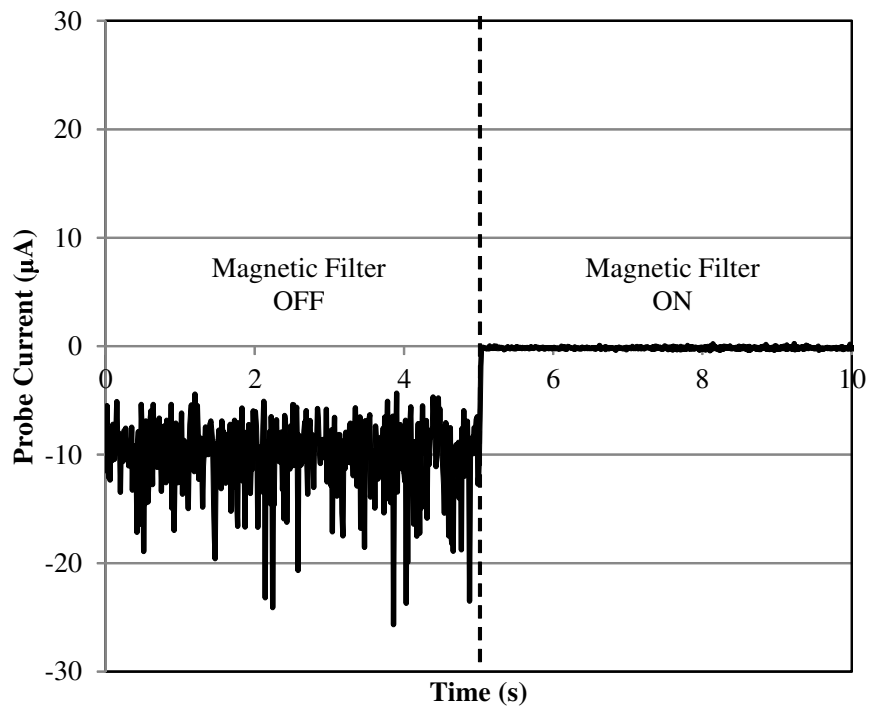


図 5.16: MFFP による電子ビームの測定結果

5.2.2 キセノンイオンビームの測定結果

構築したイオンスラストで純キセノンプラズマを生成し、正電荷を引き出したときの MFFP によるビーム測定結果を図 5.17 に、負電荷を引き出したときの MFFP によるビーム測定結果を図 5.18 に示す。図より、正イオンビームは MFFP 磁気フィルタの有無でほぼ測定電流に変化はないため、MFFP の磁気フィルタはイオンビーム測定に影響を与えないことが分かる。また負電荷電流は正電荷電流と比べて小さく、イオンスラストからの電子ビームの引き出しはほぼ存在しないことがわかる。

5.2.3 フラーレン正負イオンビームの測定結果

次に、純フラレンプラズマから正電荷を引き出した時の MFFP によるビーム計測結果を図 5.19 に、負電荷を引き出した時の MFFP によるビーム計測結果を図 5.20 に示す。

結果より、フラレン正イオンビームは MFFP 磁気フィルタの有無で測定電流に変化は見られず、負電荷電流も同様である。図 5.20 は図 5.18 と異なり負電荷電流が存在することから、この電流はすべて負イオンによるものであることがわかる。なお、この実験における正電荷引出時のスクリーン電流は $+0.51[\text{mA}]$ 、アクセラ電流は $-0.01[\text{mA}]$ 、負電荷引出時のスクリーン電流は $-1.88[\text{mA}]$ 、アクセラ電流は $+1.37[\text{mA}]$ であった。負電荷引出時にスクリーン電流に含まれる負イオンビーム電流は 27 % である。負電荷引出時にアクセラ電流が大きいのは、グリッド下流に設置されたアクセラ電圧と電氣的に接続されたフィルター磁場が、トラップした電子を収集しているためと考えられる。

以上の結果より、電子ビーム抑制磁気フィルタ下流では電子ビームがほとんど存在せず負イオンビームのみから成るイオン源を構築できているとわかる。フラレン負イオンビーム電流は $0.5[\text{mA}]$ 程度と、これまでに開発されたフラレン負イオンビーム源の 1000 倍程度のビーム電流である。

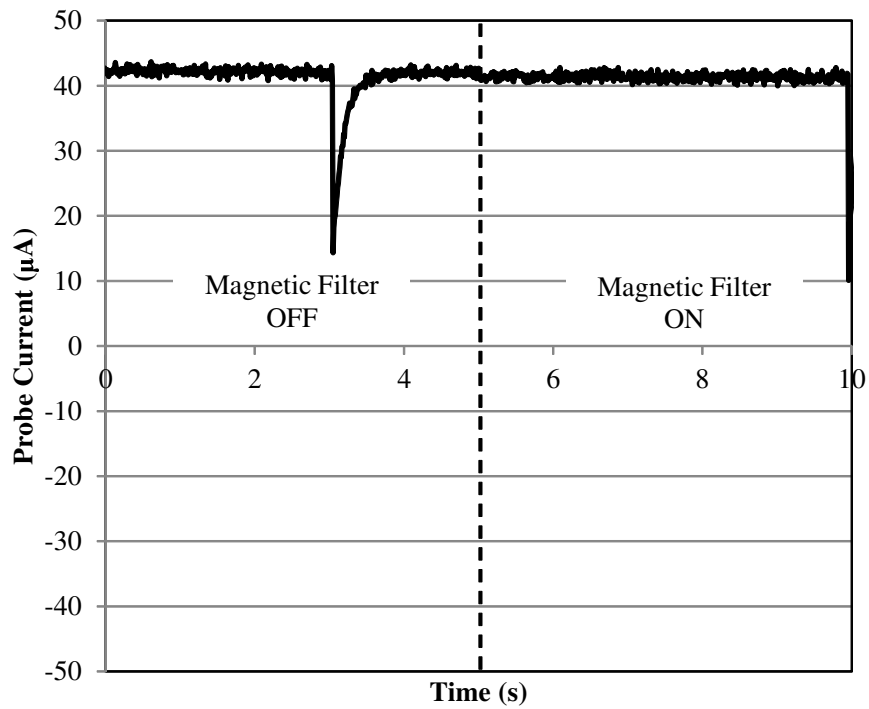


図 5.17: 純キセノンプラズマから正電荷を引き出した時の MFFP による測定結果

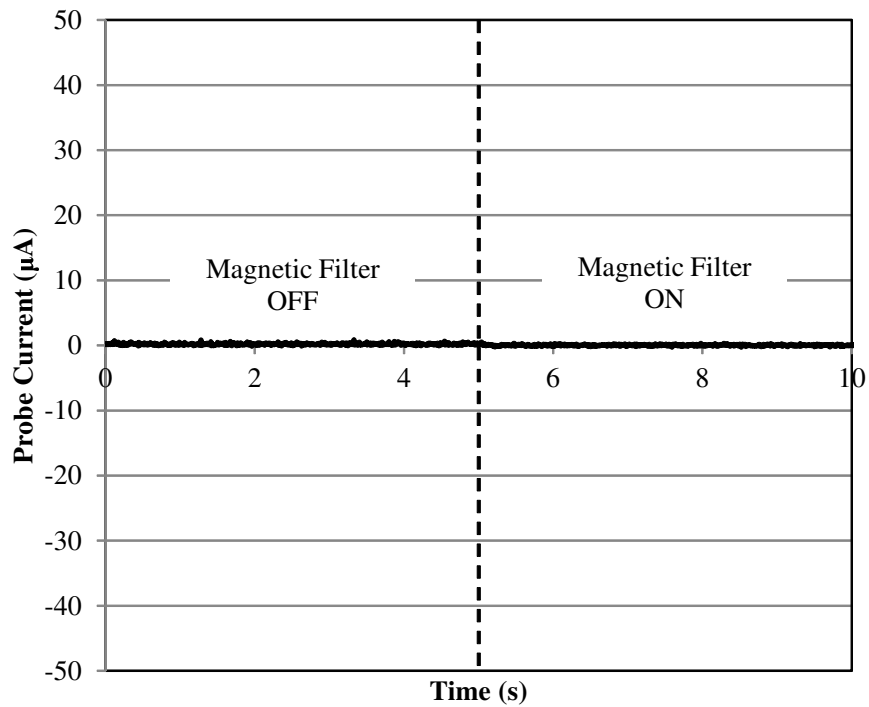


図 5.18: 純キセノンプラズマから負電荷を引き出した時の MFFP による測定結果

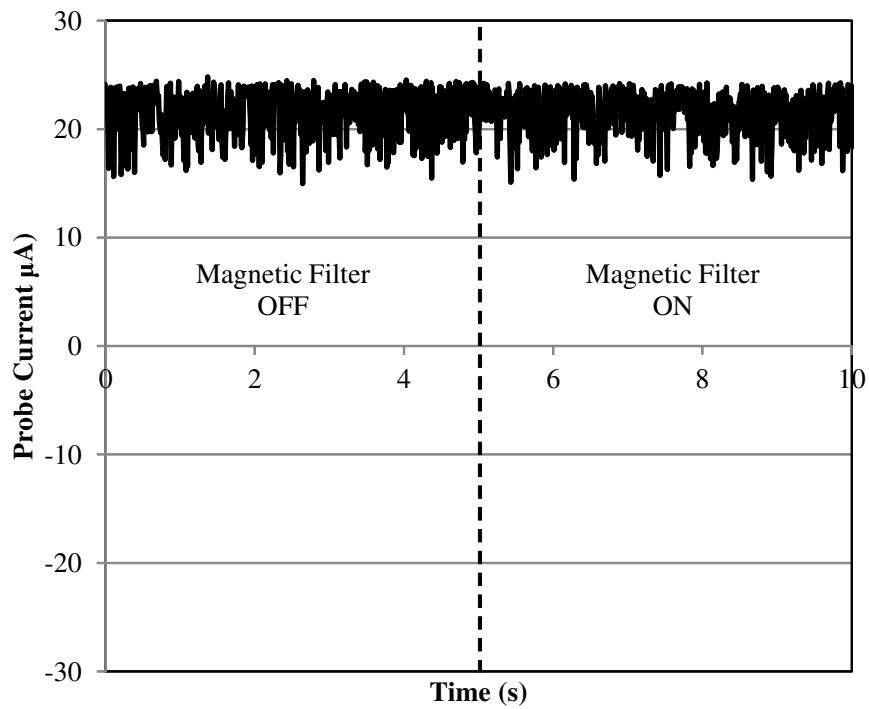


図 5.19: 純フラールンプラズマから正電荷を引き出した時の MFFP による測定結果

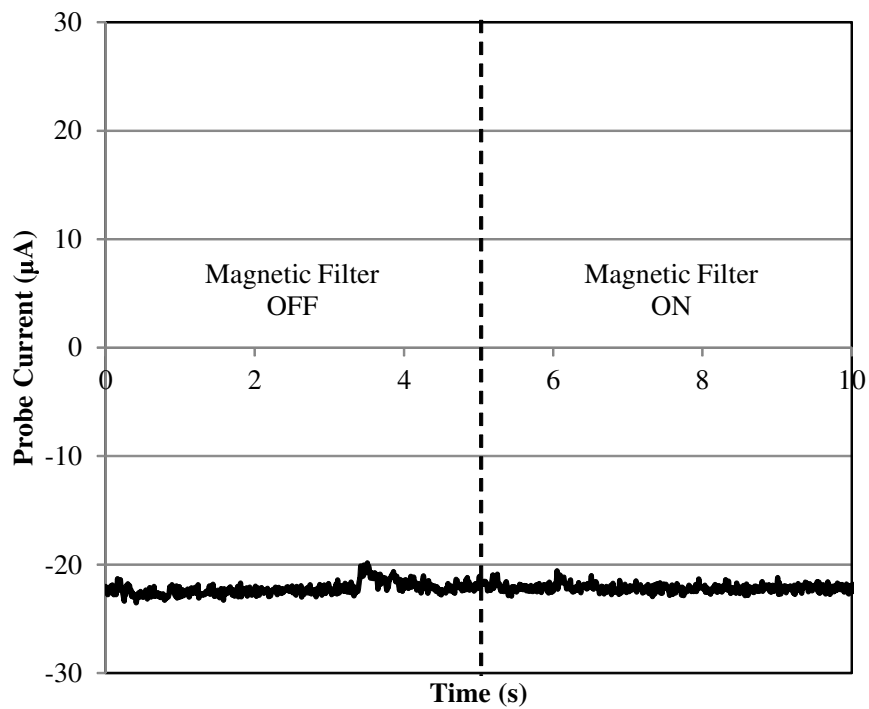


図 5.20: 純フラールンプラズマから負電荷を引き出した時の MFFP による測定結果

5.3 ビームターゲットによる推力測定

負イオンビームの測定として、 $E \times B$ プローブによる分子量測定、MFFP によるイオンビーム測定を行ったが、さらに負イオンビームである証拠を得るため、ビームターゲットによる推力測定を行った。

5.3.1 ビームターゲットの設計

今回の実験は負イオンビームの存在証明のための推力測定であり、スラスタの全推力を測定する事を目的としていない。よってビームターゲットは全イオンビームをカバーする面積ではなく、またターゲットは単純な平板を用いた。図 5.21 に示すようにビームターゲットにはアルミ箔を用いて作成した。図 5.22 に写真を示す。アルミ箔を用いたのは、導電体であり、予想される推力は高々数十 μN 程度なため、できるだけ軽量である必要があるためである。帯電によるクーロン力発生を防ぐためビーム照射面は全てアルミ素材とした。振り子棒は竹ひごにアルミ箔を巻いて作成し、湾曲が発生しないようにした。ターゲットの変異量はレーザ変位計(出力 1.6[V/mm])を用いて測定した。ターゲットは抵抗を介して GND と接続しており、抵抗の両端電圧を測定してターゲット電流を求めている。

振り子棒を含むビームターゲットの全質量は 0.634[g]、支点から重心までの距離は 155[mm]、支点からビームターゲットのビームが当たる中心までの距離が 175[mm]、支点からレーザ変位計測定点までの距離は 205[mm] である(インパルスではなく定常力なので、つり合いの式から求めればよく慣性モーメントは必要としない)。レーザ変位計から推定される推力は、ターゲットのビーム反発係数を 0 と仮定した場合、レーザ変位計変位量 1[V] のとき 16.8[μN] である。レーザ変位計変位量とは、ビーム加速 OFF \rightarrow ON 時に変化した変位量、またはビーム加速 ON \rightarrow OFF 時に変化した変位量である。よって、1 回のビーム照射測定で 2 つのレーザ変位計変位量が求められる。

5.3.2 キセノンイオンビームの測定結果

キセノンプラズマから負電荷加速

はじめに、ビームターゲットが変位しないと想定される、キセノンプラズマを点火し、スラスタに -700[V] の負電圧を印加した時の結果を図 5.23 に示す。レーザ変位の計出力電圧がビーム加速の有無にかかわらずドリフト傾向がみられるが、これはビームターゲットが熱により変形した影響であると考えられる。結果より、ビームターゲットの変位はほとんど見られず、ターゲット電流はせいぜい 0.01[mA] 程度である。若干見られるターゲットの変位方向は、ビーム照射による推力発生方向とは反対方向であり、アクセルグリッドに電圧を印加したのみ

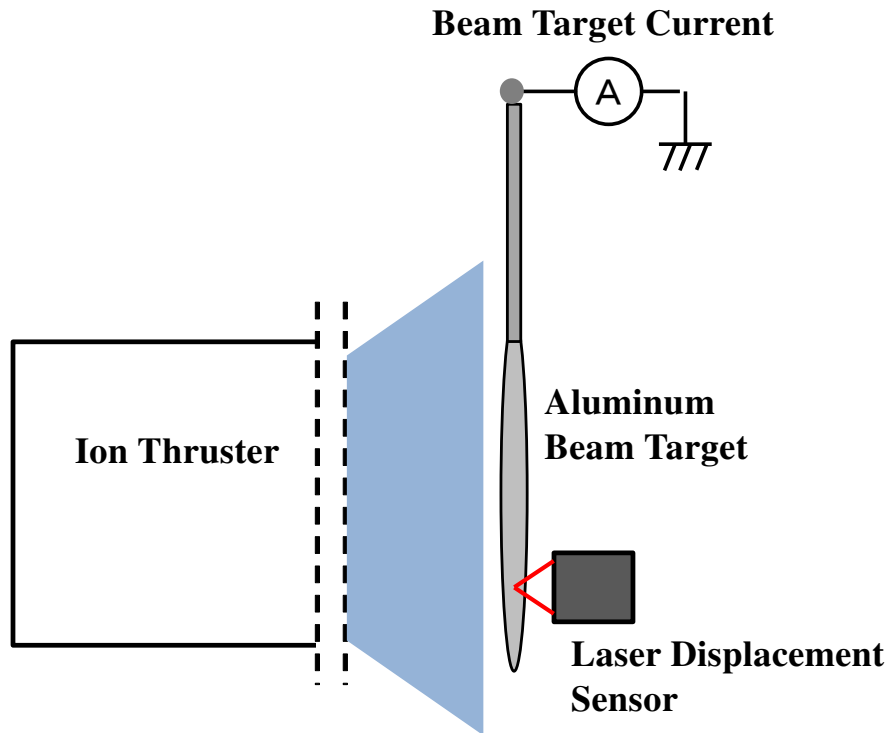


図 5.21: ビームターゲットの概念図

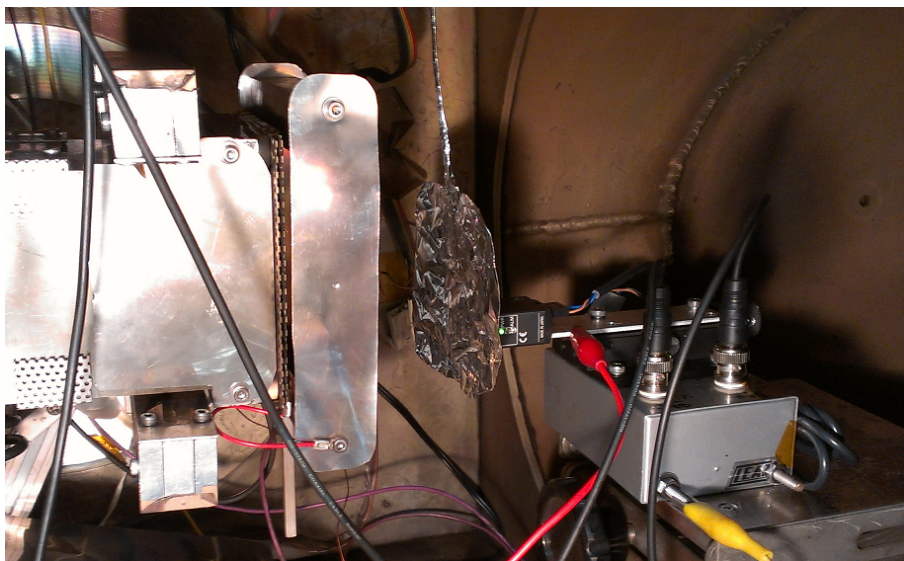


図 5.22: ビームターゲットの写真

の場合も同様の結果となるため、アクセルグリッドの静電気力でターゲットが若干引っ張られていると考えられる。しかし以下に示すイオンビームを照射したときのターゲット変位と比べて無視できるレベルである。

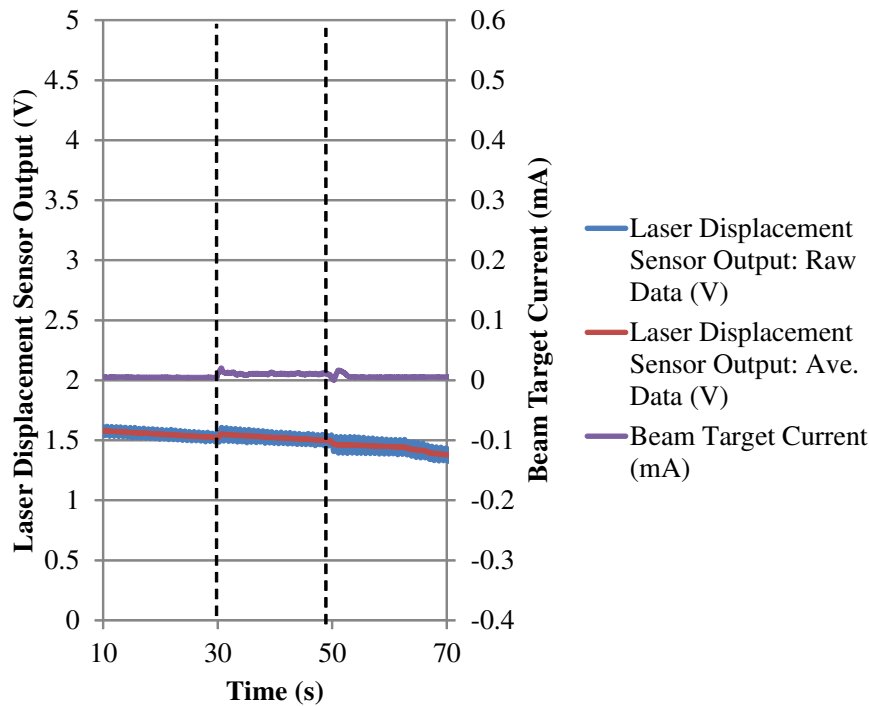


図 5.23: キセノンプラズマを点火しスラストに負荷印加時のビームターゲット変位

キセノンプラズマから正電荷加速（ビーム電流変化）

キセノン正イオンを加速電圧 +700[V] で加速し、フィラメントカソード電流を変えることによりビーム電流を変化させたときの、ビームターゲットによる推力測定を行なった。レーザ変位計出力電圧とターゲット電流の測定結果を図 5.24 に示す。ビームターゲットは 1 周期約 0.8[s] で振動するが、ビームターゲットにはダンパを使用しておらず減衰するまでの時間が長い。レーザ変位計出力電圧の生データに 0.8[s] の移動平均をとったものをビームターゲットの移動量とする。また、横軸をターゲット電流と加速電圧から推定される推力、縦軸をレーザ変位計変位量としたときの結果を図 5.25 に示す。

結果より、ターゲット電流と加速電圧から推定される推力とレーザ変位計変位量は比例していることがわかる。なお、レーザ変位計変位量から推定される推力は、レーザ変位計変位量 1V のとき 16.8[μ N] であり、ターゲット電流と加速電圧から推定される推力にほぼ一致することがわかる。

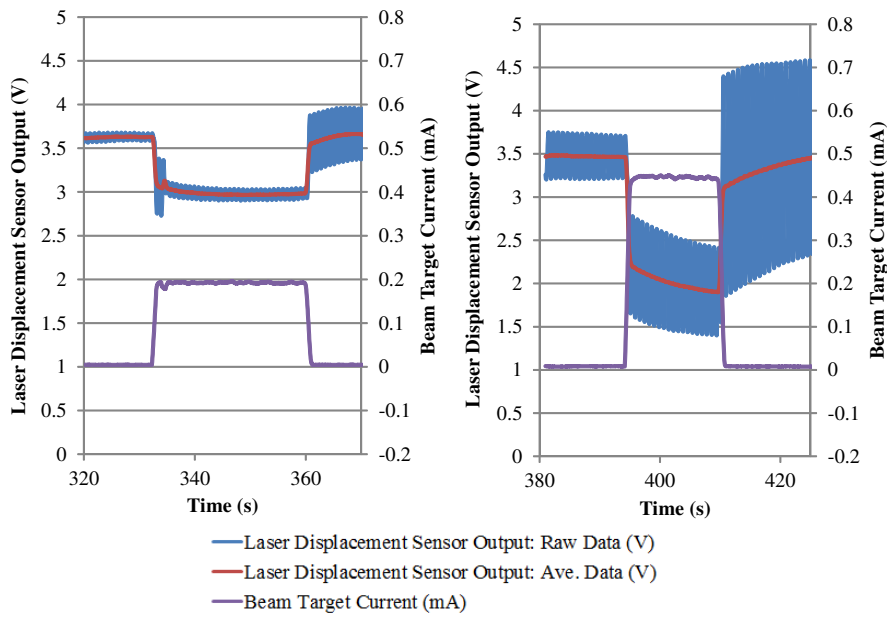


図 5.24: キセノン正イオンのビーム電流を変化させたときのビームターゲットによる推力測定結果

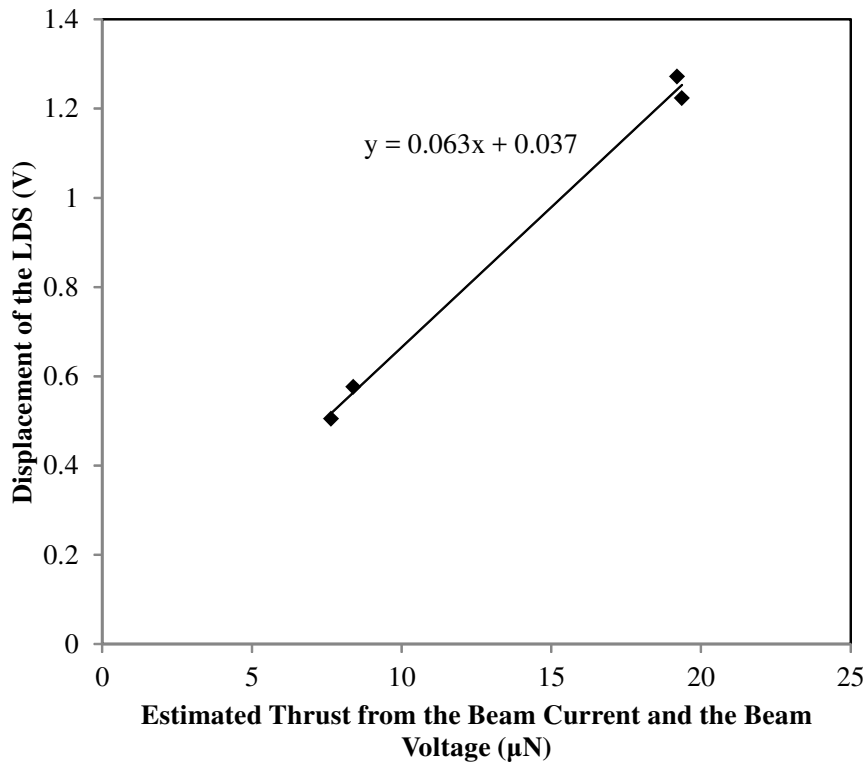


図 5.25: キセノン正イオンのビーム電流を変化させたときのビームターゲットによる推力測定まとめ

キセノンプラズマから正電荷加速（加速電圧変化）

キセノン正イオンを，ビーム電流はほぼ一定で加速電圧を 250[V] から 1[kV] まで変化させたときの，ビームターゲットによる推力測定を行なった．レーザ変位計出力電圧とターゲット電流の測定結果を図 5.26 に示す．また，横軸をターゲット電流と加速電圧から推定される推力，縦軸をレーザ変位計変位量としたときの結果を図 5.27 に示す．

結果より，ターゲット電流と加速電圧から推定される推力とレーザ変位計変位量は比例していることがわかる．また比例係数も 0.06 程度で図 5.25 の結果と近い値となる．

以上の結果より，ビームターゲットによる推力測定は正常に行われていると考えられる．

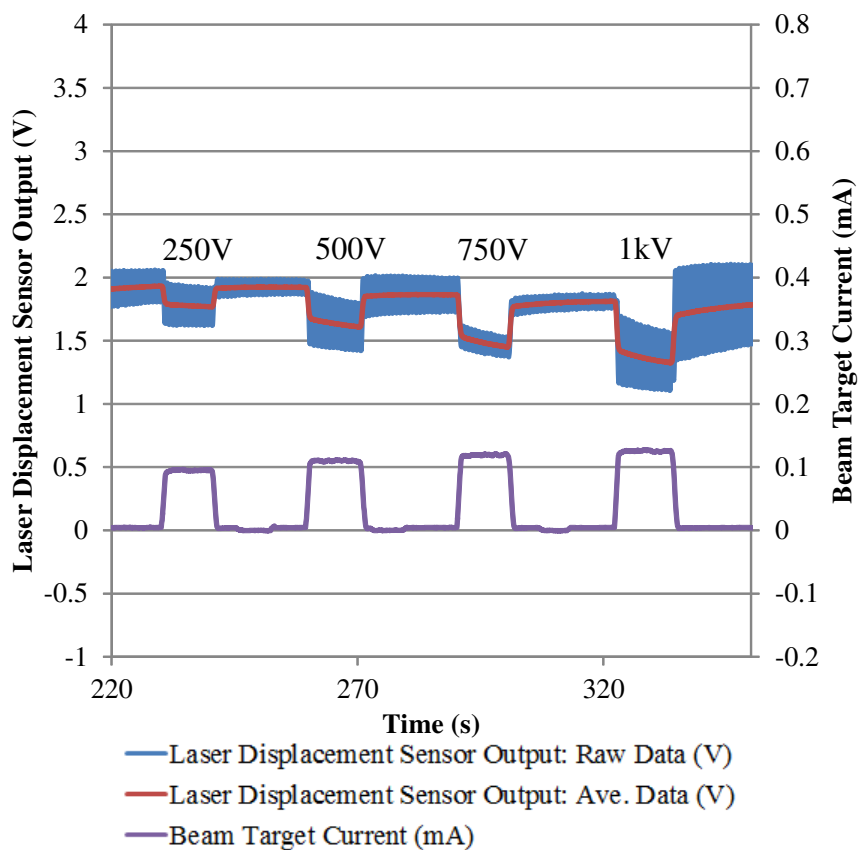


図 5.26: キセノン正イオンビームの加速電圧を変化させたときのビームターゲットによる推力測定結果

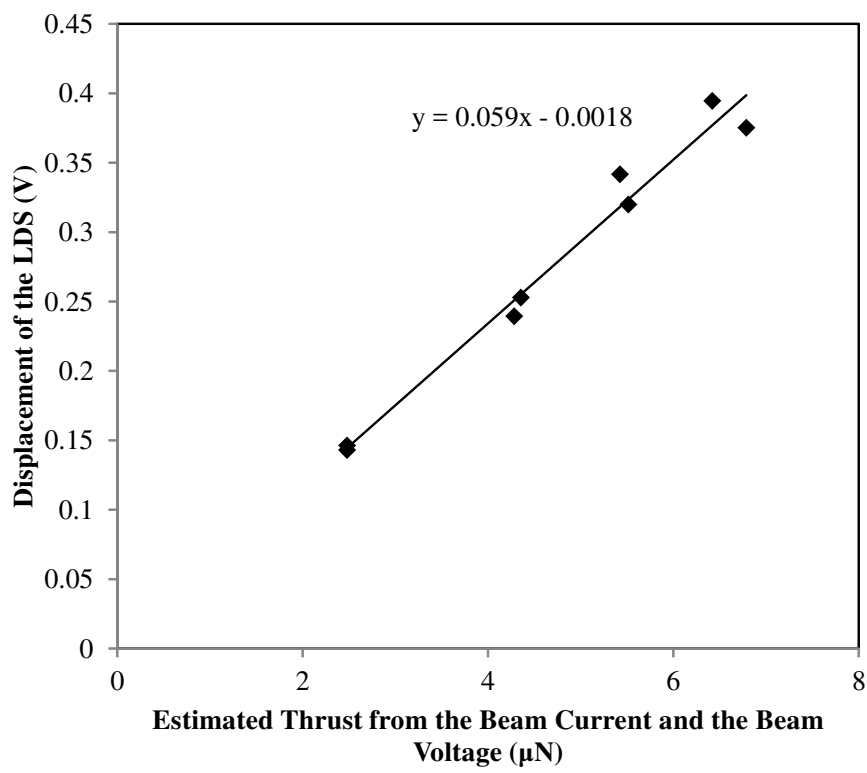


図 5.27: キセノン正イオンビームの加速電圧を変化させたときのビームターゲットによる推力測定まとめ

5.3.3 フラーレン正負イオンビームの測定結果

ビームターゲットによる推力測定が正常に行われていることがわかったため、フラーレンの正負イオン加速による推力測定を行った。フラーレン正イオンは加速電圧 700[V] 固定、フラーレン負イオンは加速電圧-700[V] 固定で、フィラメントカソード電流を変えることによりビーム電流を変化させた。フラーレン正イオンを加速した時のレーザ変位計出力電圧とターゲット電流の測定結果を図 5.28 に、フラーレン負イオンを加速した時のレーザ変位計出力電圧とターゲット電流の測定結果を図 5.29 に示す。また、横軸をターゲット電流と加速電圧から推定される推力、縦軸をレーザ変位計変位量としたときの結果を図 5.30 に示す。

結果より、レーザ変位計変位量はターゲット電流と加速電圧から推定される推力に比例しており、フラーレン正負イオンビームが引き出されていることを実証している。フラーレン負イオンビームの測定において、ターゲット電流値やレーザ変位計出力電圧値が時間変動しているが、これは負イオンビーム引き出し時に発生していたスラスト内部のプラズマの変動に起因すると考えられる。

また、フラーレン正負イオンビームとキセノン正イオンビームのビームターゲットによる測定結果をまとめたものを図 5.31 に示す。結果より、すべてのイオンがほぼ一直線上にのっていることがわかる。

以上の結果より、フラーレン負イオンのビーム加速に成功し、フラーレン負イオンビームはキセノン正イオンやフラーレン正イオンビーム同様に推力を発生することがわかる。

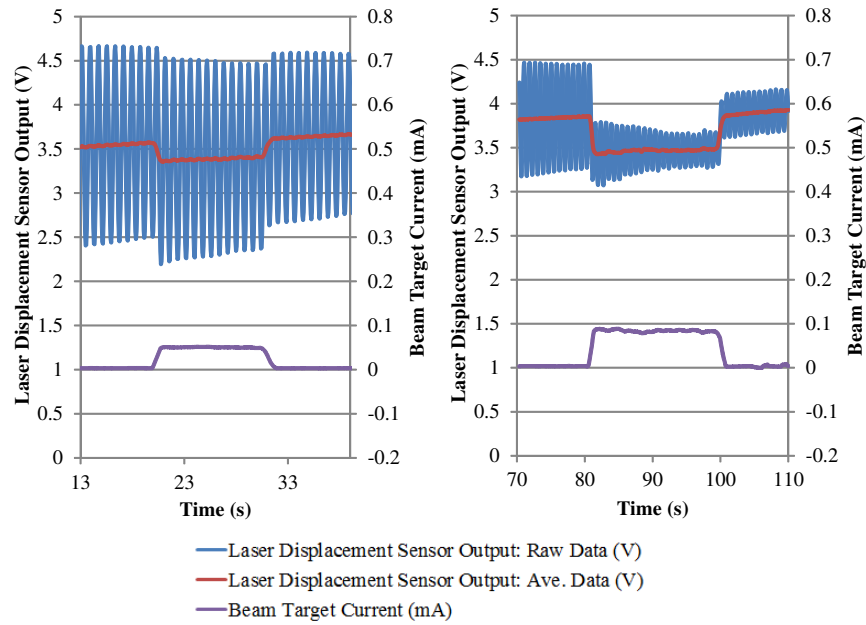


図 5.28: フラールン正イオンビームの電流を変化させたときのビームターゲットによる推力測定結果

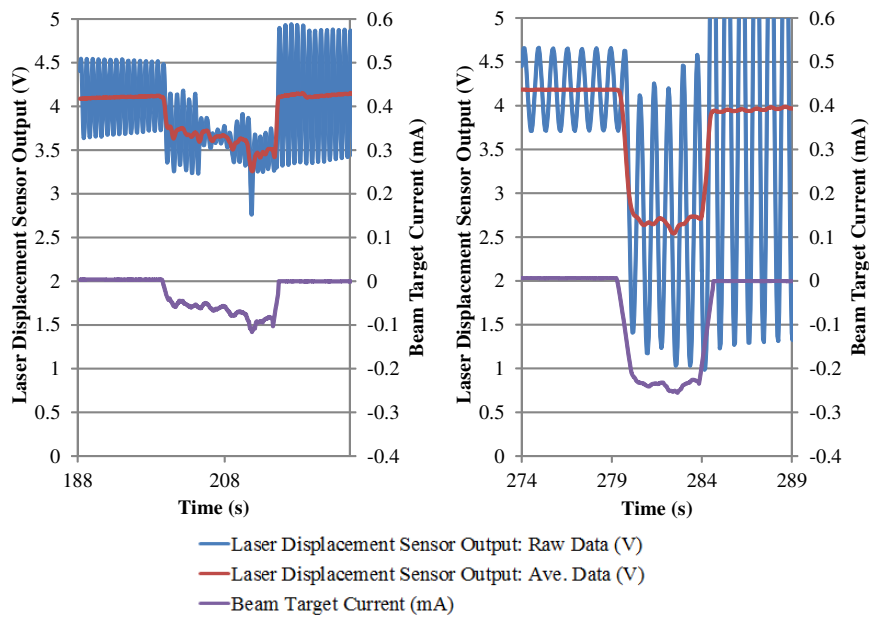


図 5.29: フラールン負イオンビームの電流を変化させたときのビームターゲットによる推力測定結果

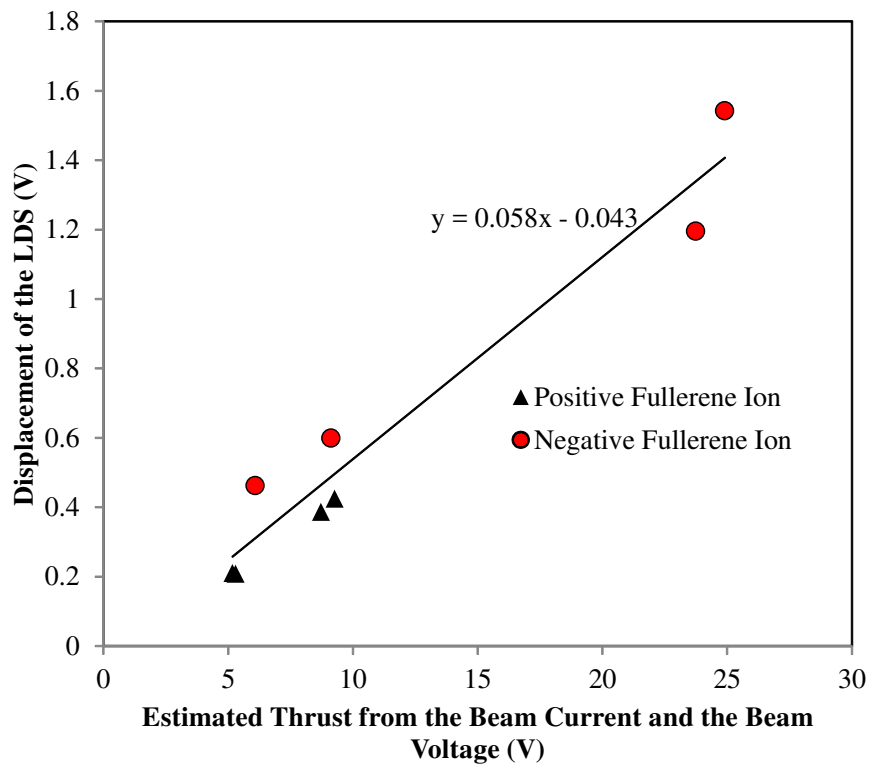


図 5.30: フラーレン正負イオンのビームターゲットによる推力測定まとめ

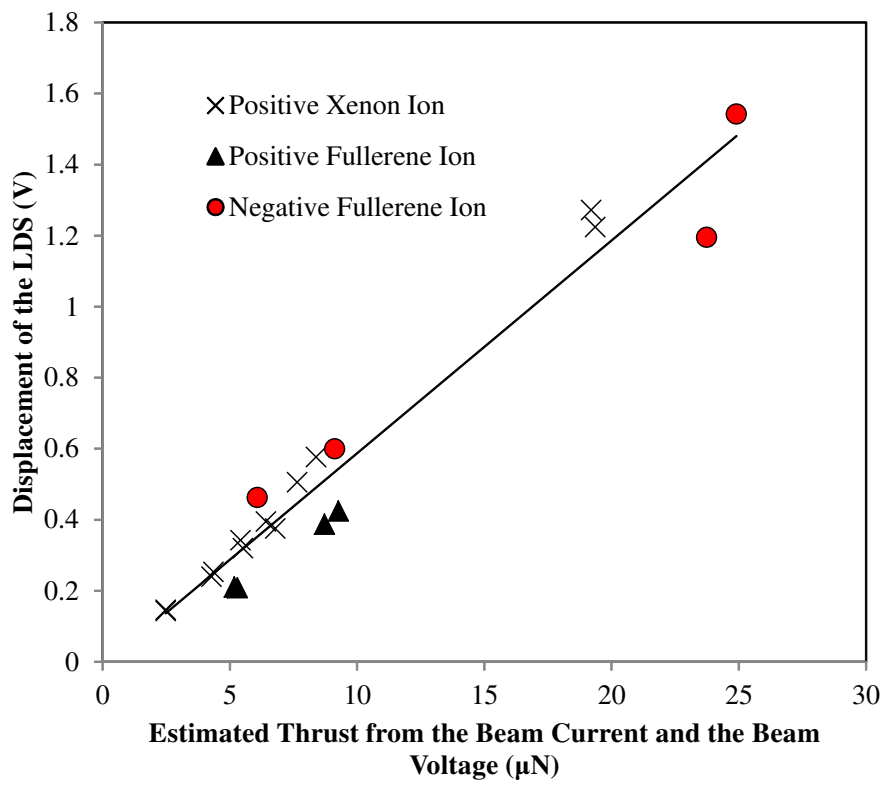


図 5.31: ビームターゲットによる推力測定まとめ

6

正負イオンスラスタのビーム中和

本章は、正負イオンスラスタにおけるビーム中和についての知見を得るため、ビーム中の空間電位とビームプロファイルの測定を行う。

6.1 正負イオン同時射出時のエミッシブプローブによる空間電位測定

正イオンスラスタシステムにおいて中和器は、射出イオンを中性化して安定なプラズマ状態とし、イオン電荷によるビームの空間電位の上昇と、それから起こるイオンの減速、拡散による推力低減を防いでいる（ビーム中和）。しかし中和器の存在しない正負イオンスラスタでは、ビーム中に移動度の大きい電子がほとんど存在しないと考えられるため、ビーム中和の可否は不明である。そこでビームの空間電荷がどの程度中和されているか検証するため、エミッシブプローブを用いた空間電位の測定を行った。

6.1.1 エミッシブプローブの設計

プローブには $\Phi 0.05$ の1%トリア添加タングステン線を、絶縁管に2つ穴のアルミナ管を用いた。図6.1が本実験で使用したエミッシブプローブの写真、図6.2がプローブの回路図となっている。このような回路を用いたのは以下の理由による。

- 空間に移動度の大きい電子がほとんど存在せず，移動度の小さい負イオンにより空間電荷が負となる可能性がある
- 想定される空間電荷の最小値は $-500[V]$ 程度，最大値は $+500[V]$ である（負イオンの加速電圧が $-500[V]$ ，正イオンの加速電圧が $+500[V]$ であるため）
- プローブのエミッション電流がビームの中和に影響を及ぼさない（スラストのビーム電流は $500[\mu A]$ 程度で，エミッション電流は $10[\mu A]$ 以下）
- プローブに入射するイオンビーム電流が測定に影響しない（実測で最大 $130[nA]$ ）

プローブの掃引には自作のアクチュエータを用いており，掃引スピードは $15[mm/s]$ である。

なお本実験において，正イオンのみを加速した場合にビーム中で放電が頻繁に発生し，図6.3に示すようにエミッシブプローブ測定値が急激に減少するため，放電前の値をビーム加速中の空間電位とした。



図 6.1: 使用したエミッシブプローブ

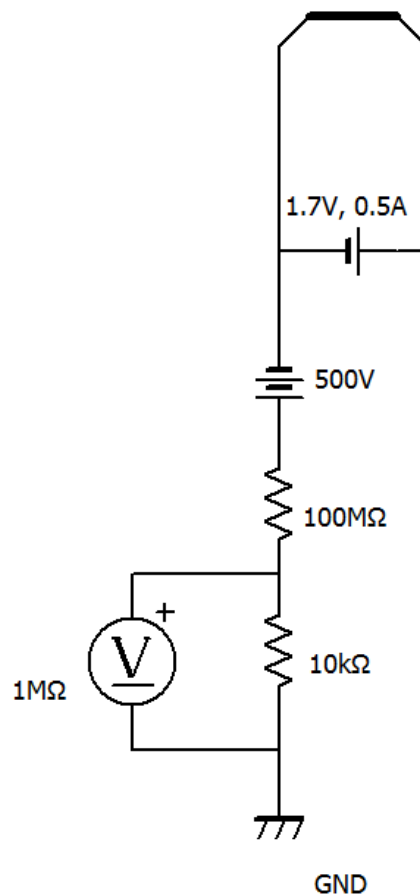


図 6.2: エミッシブプローブの測定回路図

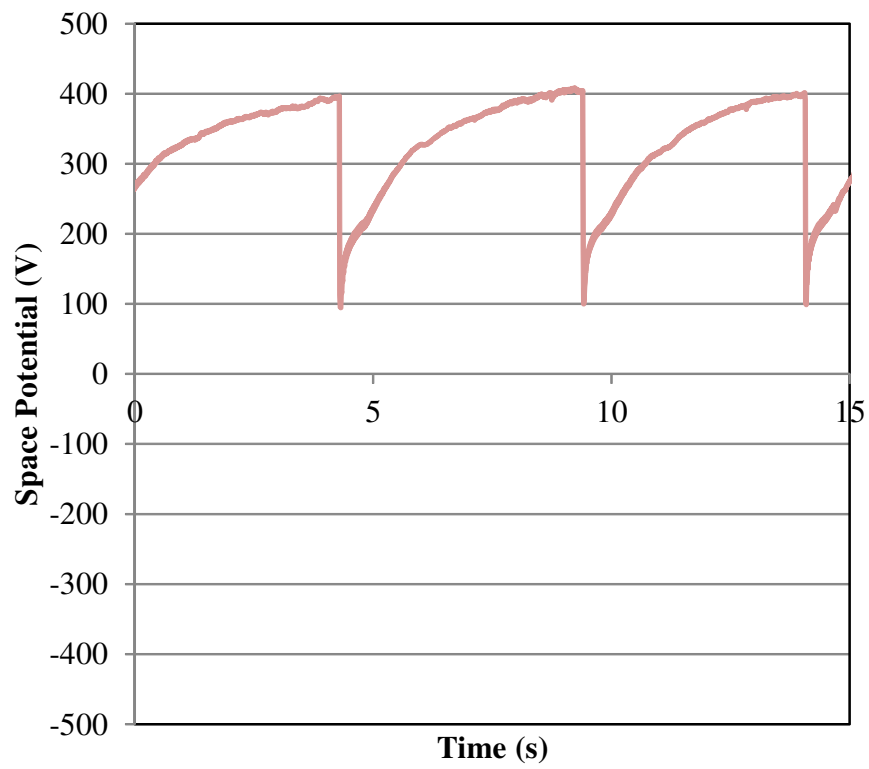


図 6.3: 正イオンのみ加速した場合に発生する放電による空間電位の急激な減少

6.1.2 正イオンビームと負イオンビームを平行に射出したときの測定結果

正イオン源と負イオン源はビーム射出方向が平行になるように設置し、中心軸間距離は10[cm]とした。プローブはアクセルグリッド下流10[cm]の位置を掃引した。正負イオン同時射出時のイオン源は、次章に述べるように電氣的に接続してフロート状態を模擬し、正イオンビーム電流と負イオンビーム電流が等しくなるように正イオンビーム電流をフィードバック制御を行った状態で測定を行った。正または負イオンビームのみ射出時のビーム測定においては、加速電源の一端をGND接続し、スラストの帯電が発生しない条件でイオンを加速した。正イオンスラストのスクリーン電圧は+500[V]、アクセル電圧を-200[V]とし、負イオンスラストのスクリーン電圧は-500[V]、アクセル電圧を+200[V]とした。加速電圧を500[V]としたのは、イオンビーム照射による壁面からの二次電子放出によるビーム中和の影響を軽減するためである[74]。

図6.4が測定結果である。正イオンのみ加速した場合はビーム下流での放電が頻繁に発生し測定値が変動するため、放電発生前の値を直線でつなげた。また、対照実験として正イオンビームをフィラメント中和器で中和した結果を図6.5に示す。

結果より、正イオンまたは負イオン単独射出では ± 300 [V]以上の空間電位が発生しているのに対して、正負イオン同時射出時は電位が緩和されていることがわかる。しかし、フィラメントによる正イオンビームの中和においてはプローブ掃引位置全体でほぼ同電位の値となっているが、正負イオン同時射出時の空間電位は場所により大きく異なることが分かる。このことは、正イオンまたは負イオンビームは反対電荷のイオンにより中和されるが、移動度の大きい電子による中和と比べて完全なものではないといえる。

6.1.3 正イオンビームと負イオンビームを交差して射出したときの測定結果

正負イオンビームをを平行に射出した場合、ビームの中和が完全には行えていなかったことから、よりビーム中和が行われると考えられるビームを交差した状態での空間電位の測定を行った。図6.6に示すように正イオン源と負イオン源の中心軸角度は45度とし、10[cm]離れた距離に設置した。プローブはそれぞれのアクセルグリッドからおよそ13[cm]下流の位置を掃引した。そのほかは前節と同じ条件である。

図6.7が正負イオン源を交差させてビーム加速をした時のエミッシブプローブによる測定結果である。また、対照実験として正イオンビームをフィラメント中和器で中和した結果を図6.8に示す。

結果として、正負イオン同時射出の空間電位は掃引位置すべてにおいて+100[V]程度の正電位であった。しかし、これは正イオンのみを加速したときの空間電位より低い値である。こ

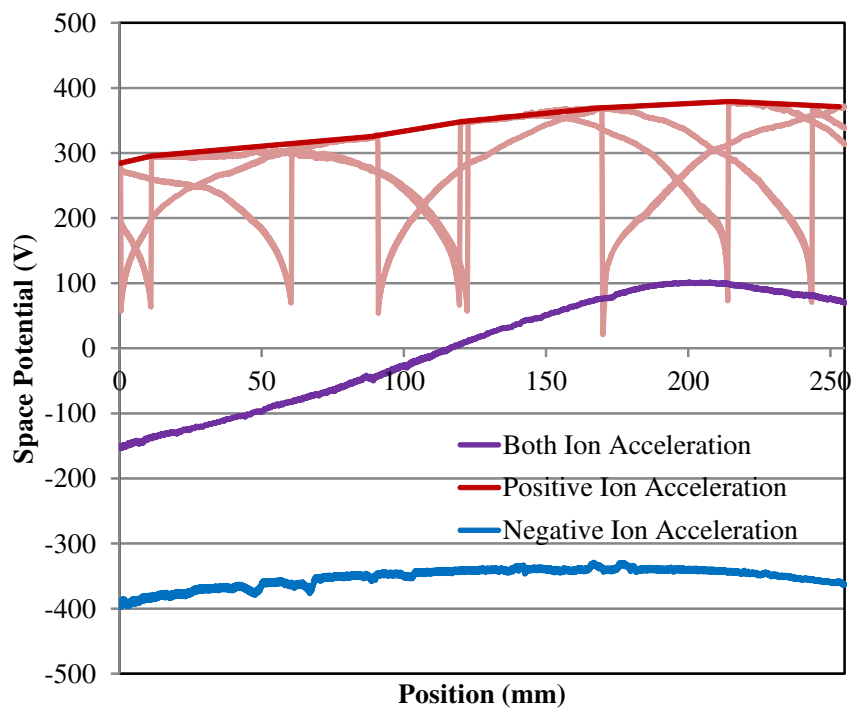


図 6.4: エミッシブプローブによる測定結果 (正負イオン平行射出)

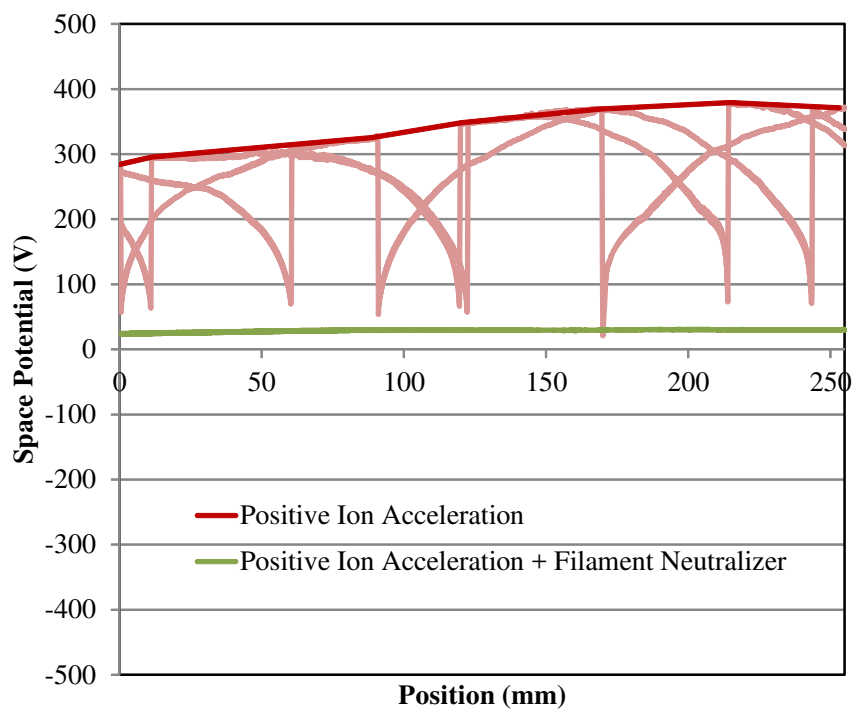


図 6.5: 正イオンビーム + フィラメント中和器エミッシブプローブによる測定結果 (正負イオン平行射出)

のことより，平行射出時と同様ビーム中和は完全ではないが電位が緩和されていることが分かる。

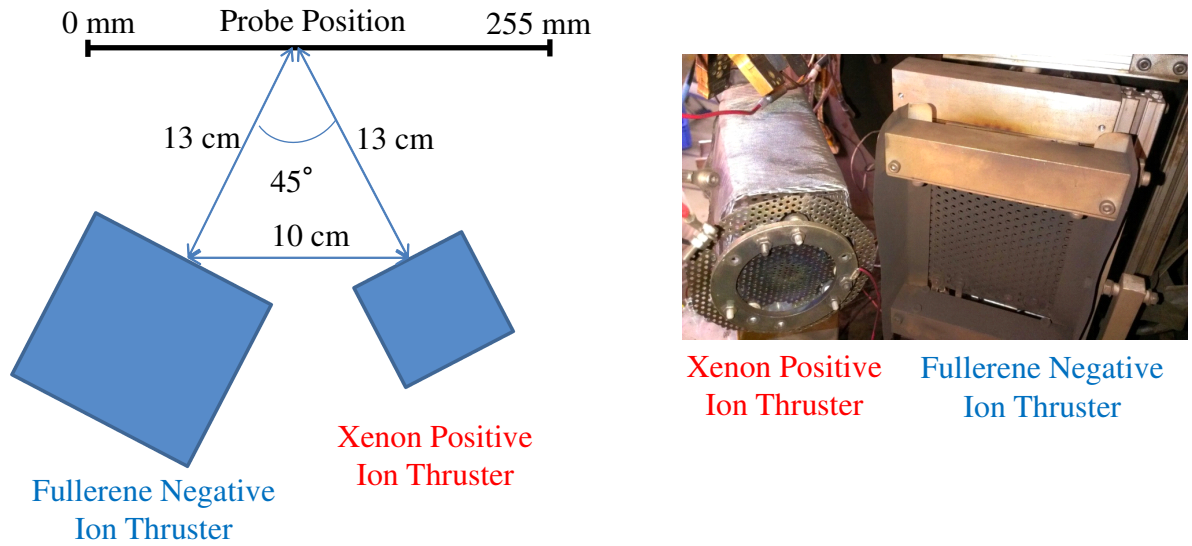


図 6.6: エミッシブプローブのセットアップ (正負イオン交差射出)

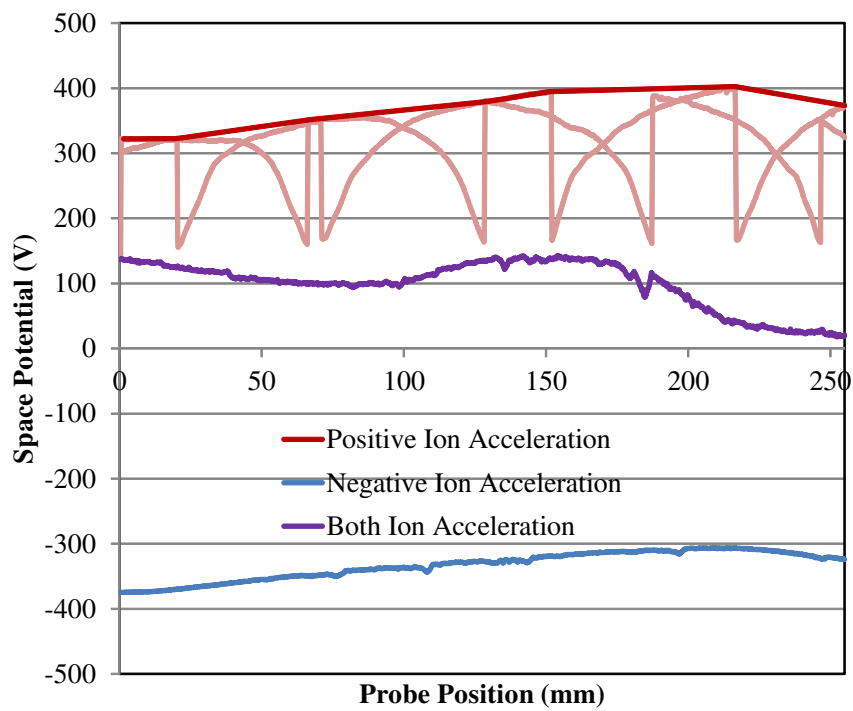


図 6.7: エミッシブプローブによる測定結果 (正負イオン交差射出)

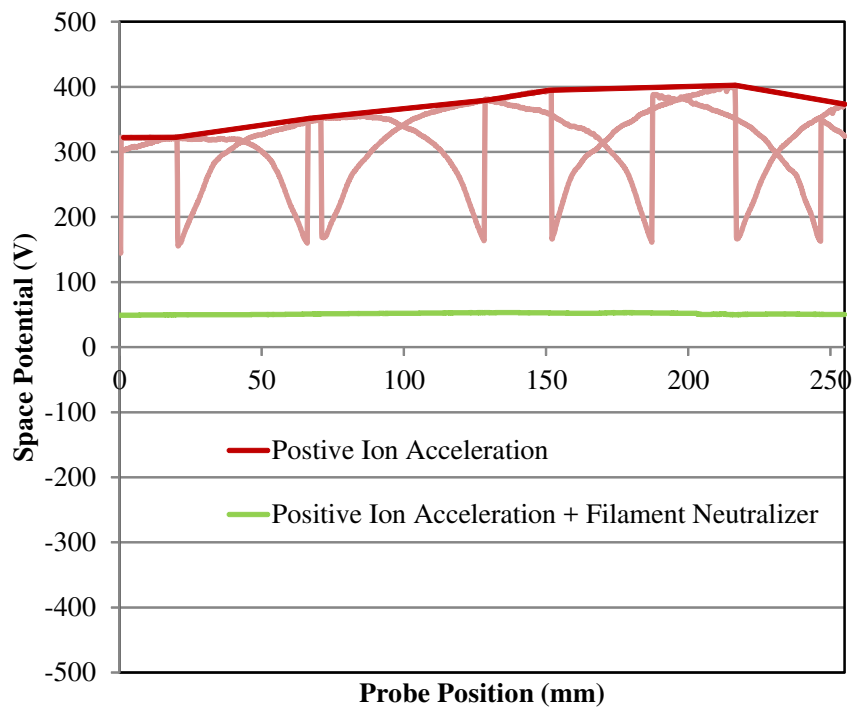


図 6.8: 正イオンビーム + フィラメント中和器エミッシブプローブによる測定結果 (正負イオン交差射出)

6.1.4 正負イオンスラスタのビーム挙動に関する考察

正負イオンスラスタの不完全なビーム中和が、ビーム挙動にどのように影響するかを考察する。一般的な正イオン源を推力源とするイオンスラスタにおいては、不完全なビーム中和は空間電位を上昇を誘発し、ビーム発散角増加により推力が低下する。一方、正負イオンを平行に射出したときのビーム中の空間電位は図 6.4 のようになっており、正イオンビームと負イオンビームが引き合う方向の電場を形成していることがわかる。この電場は約 1000[V/m] であり、正負イオン源の中心軸間距離は 10[cm] であるため、イオンビームがおよそ 30[cm] 下流で交差する程度の値である。このように正負イオンスラスタでは、不完全なビーム中和による空間電位の上昇は、ビーム交差を誘発することが考えられる。よって正負イオンスラスタにおいては、不完全なビーム中和による空間電位上昇は、ビーム発散角増加に加え、ビーム交差が発生することにより推力が低下すると考えられる。

6.2 正負イオン同時射出時のビームプロファイル測定

正負イオン同時射出時のビーム発散角を測定するため、ファラデープローブを用いた 1 次元ビームプロファイルを測定した。

6.2.1 ファラデープローブの設計

図 6.9 に示すようにコレクタには長さ 25[cm] の 1/4SUS 管を用いており、アクセルグリッド下流 10[cm] の位置を掃引した。正イオン源と負イオン源はビーム射出方向が平行になるように設置し、中心軸間距離は 10[cm] とした。正負イオン同時射出時のイオン源は、次章に述べるように電氣的に接続してフロート状態を模擬し、正イオンビーム電流と負イオンビーム電流が等しくなるように正イオンビーム電流をフィードバック制御を行った状態で測定を行った。正または負イオンビームのみ射出時のビーム測定においては、加速電源の一端を GND 接続し、スラスタの帯電が発生しない条件でイオンを加速した。正イオンスラスタのスクリーン電圧は +500[V]、アクセル電圧を -200[V] とし、負イオンスラスタのスクリーン電圧は -500[V]、アクセル電圧を +200[V] とした。

6.2.2 ビームプロファイル測定結果

図 6.10 にビームプロファイルの測定結果を示す。この結果より、片方のイオン源のみを加速した場合はビームの発散角が大きいのが、正負イオンを同時に射出するとそれぞれ発散角が小さくなっていることがわかる。特に負イオンビーム単独射出時の発散角は大きく、負イオン

ビーム自身の持つ負電荷による空間電位によりビームが大きく広がってしまっていると考えられる。これは、負電荷の空間電位を緩和する正イオンがほとんど存在せず、さらにキセノンと比べてフラレンの質量が大きく、同じ加速エネルギーではフラレンのほうがビーム中のイオン密度が高くなることに起因すると考えられる。

正負イオン同時射出時に正イオンビーム発散角が減少するのは、負イオンと電子により空間電位を緩和するためと考えられる。特に電子は正イオンビームや負イオンビームがチャンバ壁面に衝突した時の2次電子も存在すると考えられ、宇宙空間では発生しないこれらの電子による影響との切り分けは難しい。

一方、正負イオン同時射出時に負イオンビーム発散角が減少するのは、正イオンが空間電位を緩和するためと考えられるが、この正イオンは、正イオン源から直接射出された高エネルギーイオンに加えて、キセノン正イオンビームと低速のキセノン中性粒子が電化交換衝突によって発生した低エネルギーキセノン正イオンも空間電荷の緩和に貢献していると考えられる。よって負イオンビームの正負イオン同時射出時の発散角の減少は、実際の宇宙空間でのスラスタ作動においても発生する現象であると考えられる。

次に、負イオンスラスタのビーム発散角を求める。発散角は、イオンエンジンのグリッド孔が分布する領域端に置いて、法線に対する角度として定義する。全放出電流の95%を網羅する角度をビーム発散角 θ_{div} として定義することが多い [28]。

$$\theta_{div} = \arctan\left(\frac{r_{95} - r_g}{L}\right) \quad (6.2.1)$$

ここで、 L はグリッドから掃引位置までの距離、 r_g が静電加速部半径、 r_{95} が全電流の95%を網羅する半径である。式 6.2.1 に基づいてフラレン負イオンのビーム発散角を求めると、25[degree] となる。

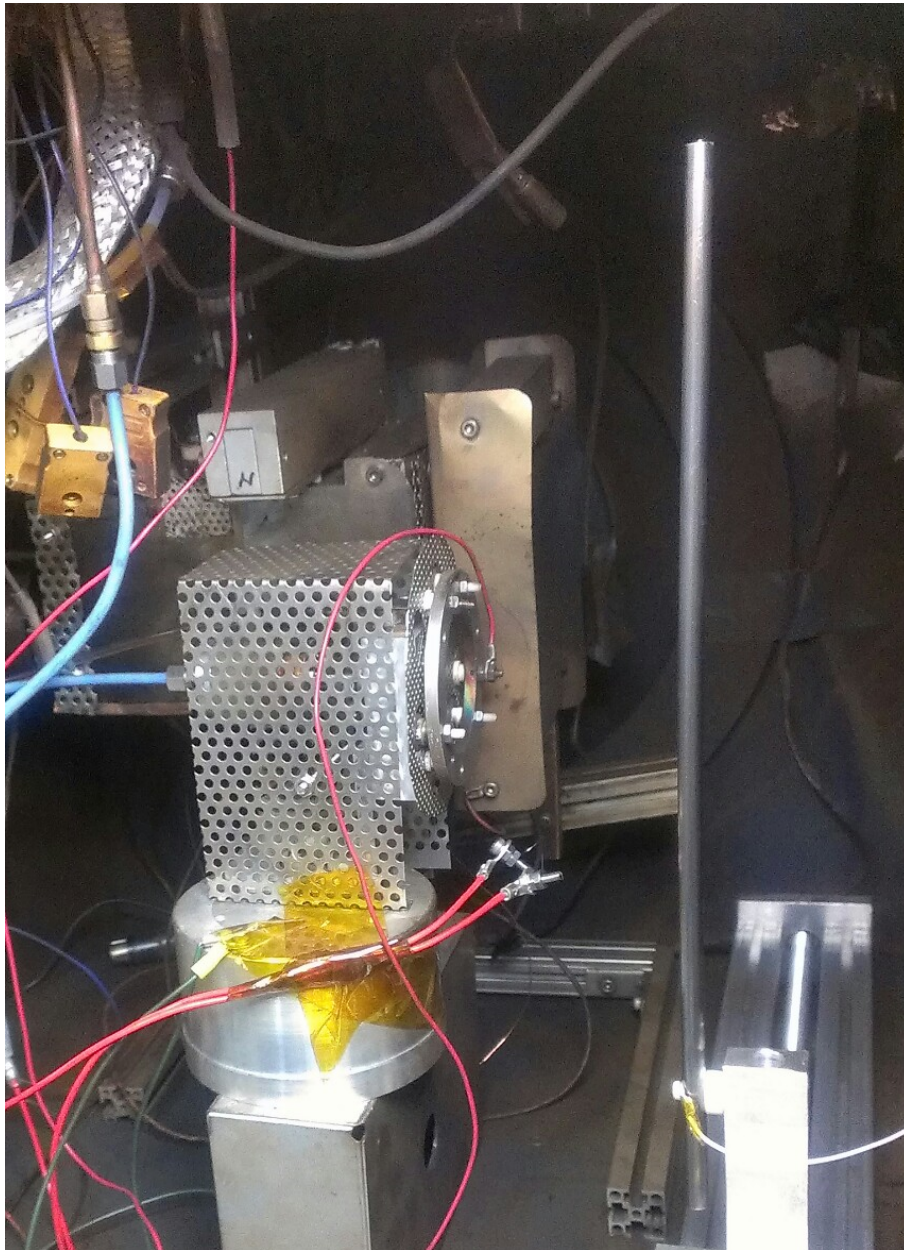


図 6.9: コレクタによるビームプロファイル測定様子

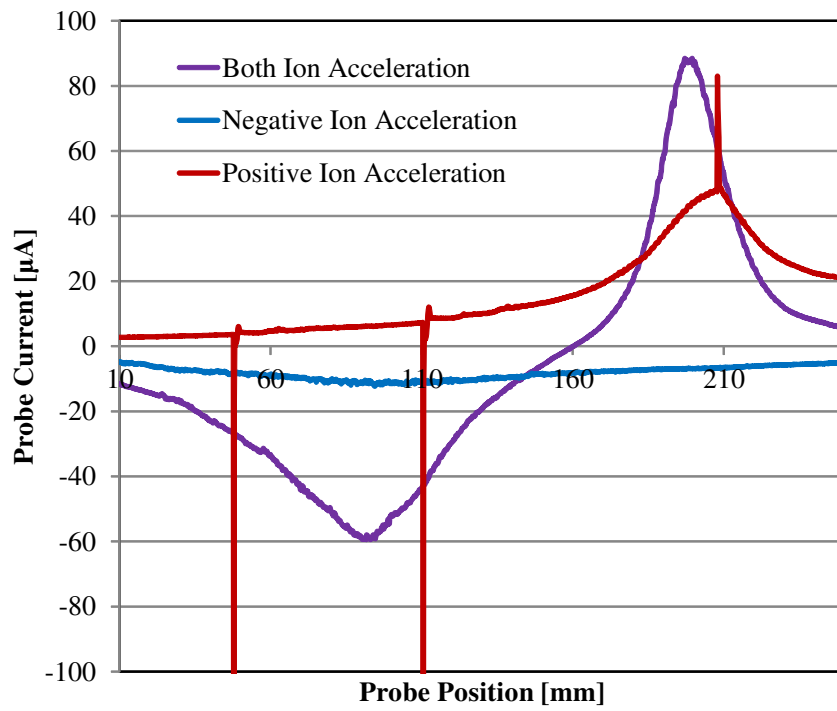


図 6.10: ビームプロファイル測定結果

7

フラーレン負イオン + キセノン正イオン 同時射出デモンストレーション

本章は，正負イオンスラスタシステムの実験的検証として，フラーレン負イオンとキセノン正イオンを電氣的に接続し，フロート状態を模擬して同時射出デモンストレーションを行う。

7.1 正負イオンスラスタ電気回路図

イオンスラスタシステムの作動実証には，孤立導体である宇宙器を模擬するため，絶縁トランスを用いて AC 電源や実験室グラウンドから加速用高電圧電源を絶縁し，電源やイオンスラスタを電氣的フロート状態で動作させる必要がある。図 7.1 に電気回路図を示す。フロート状態を模擬するために，GND とは 100[MΩ] の抵抗のみで接続し，フロート電位（スラスタ基準電位）を測定している。スラスタと GND 間の静電容量は実測で 5[nF] 程度であり，ほとんどは絶縁トランスの静電容量に起因するものと考えられる。

図 7.2 に正負イオンスラスタの写真を示す。正イオンスラスタにはマイクロ波放電式イオンスラスタを用いており，推進剤はキセノンを用いた。推進剤流量は 0.75[sccm] 一定で，マイクロ波電力によりビーム電流を調節可能である。

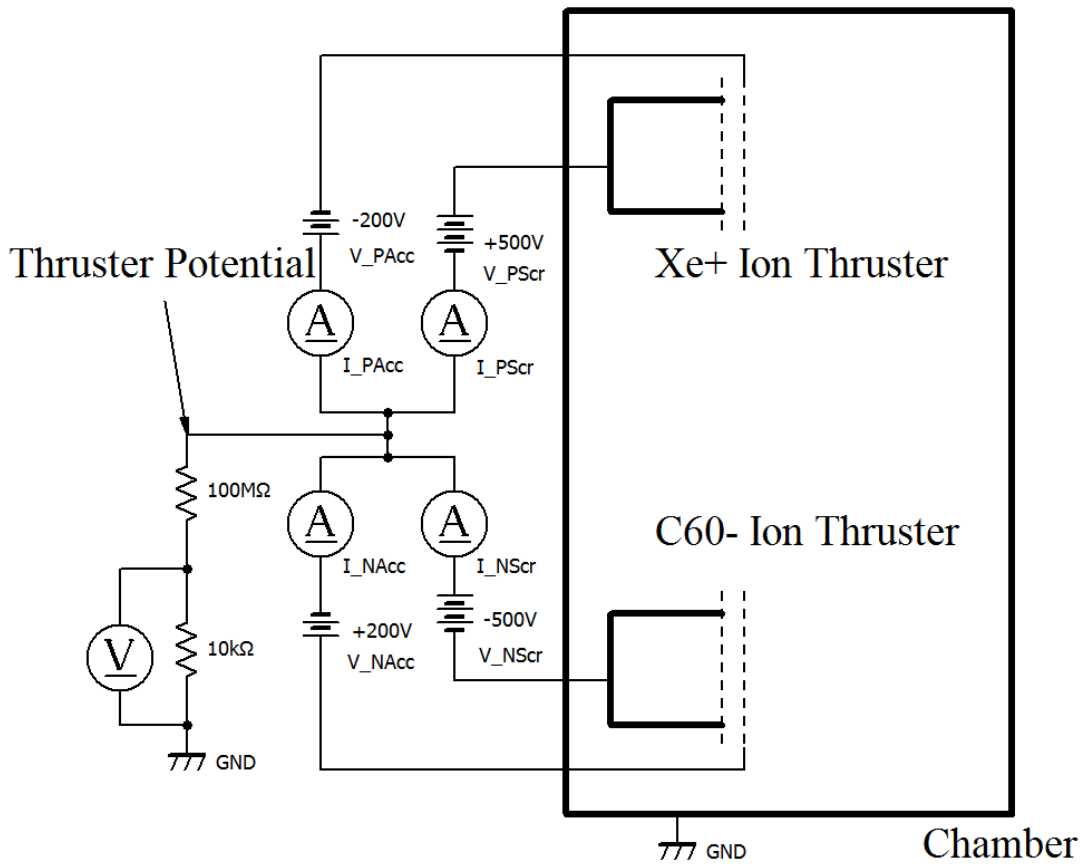


図 7.1: 正負イオンスラスタ同時射出時の電気回路図

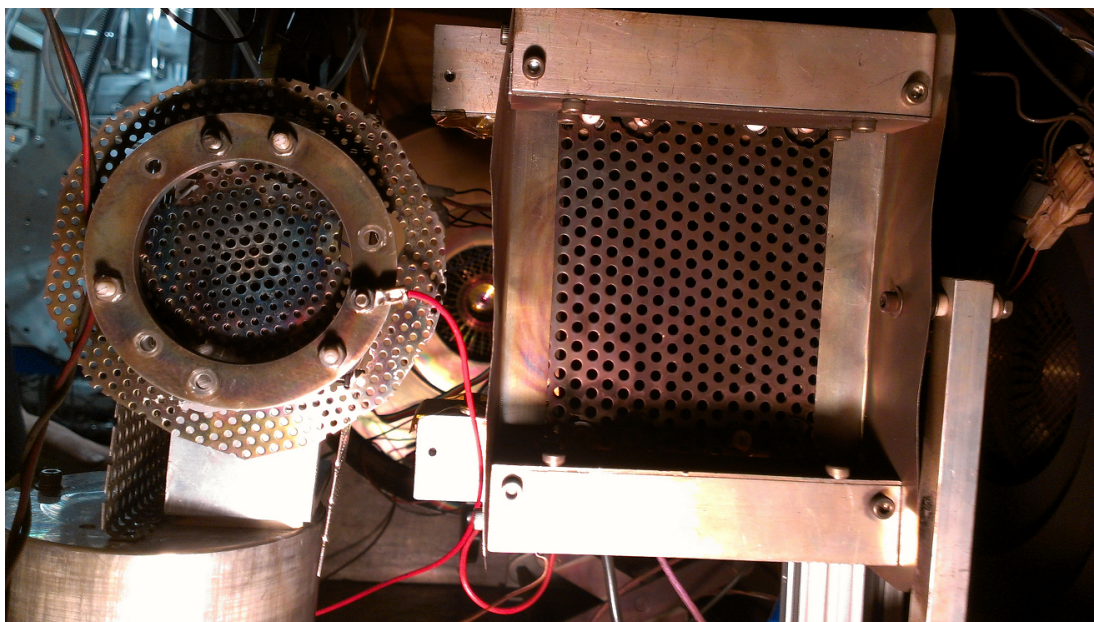


図 7.2: 正負イオンスラスタの写真 (ビーム平行射出)

7.2 PID フィードバック制御

正イオンを推力源とするスラスタシステムにおいて中和器は、常に正イオン電流以上の電子を放出することにより、余分な電子は受動的に宇宙機の GND へ帰還するため、積極的な電流制御を必要としない。しかし正負イオンスラスタにおいてはビーム中に移動度の大きな電子がほとんど存在しないと考えられるため、正イオンビーム電流と負イオンビーム電流を能動的に制御しなければ、高々数百 pF 程度の静電容量の宇宙機は瞬時に帯電してしまう。そこで PID(Proportional-Integral-Derivative) フィードバック制御回路を用いて正イオンスラスタのマイクロ波電力を制御し、スラスタ基準電位の維持を試みた。PID フィードバック制御を用いた正負イオンスラスタシステムのブロック線図を図 7.3 に示す。

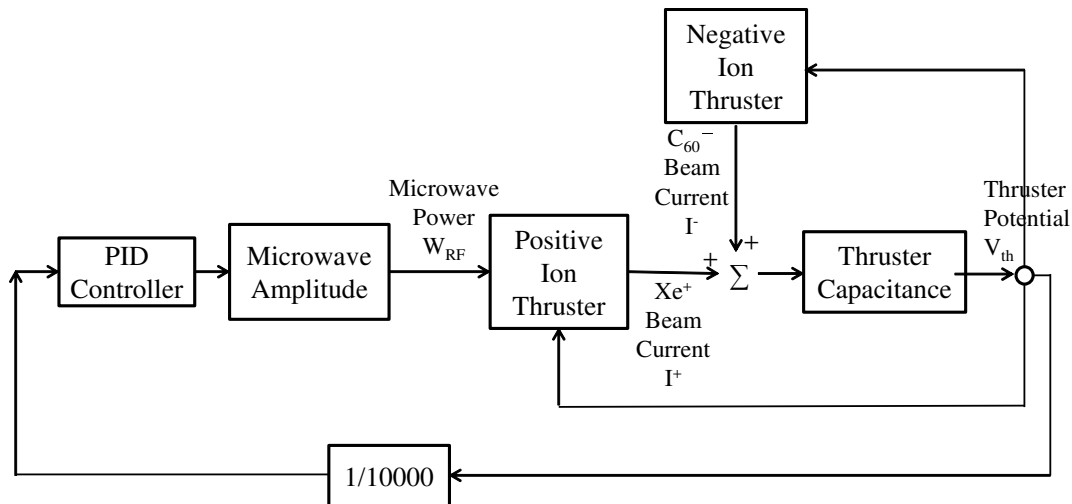


図 7.3: PID フィードバック制御器を用いた正負イオンスラスタのブロック線図

7.2.1 正負イオンスラスタの伝達関数

正負イオンスラスタシステムを図 7.4 のようにモデル化し伝達関数を求めることにより、スラスタの応答性の検証を行う。正負イオンスラスタのビーム電流とスラスタ基準電位の関係は、

$$CV_{th} = - \int_0^t (I^+ + I^-) dt \quad (7.2.1)$$

と表すことができる。ここで C はスラスタシステムの静電容量（実測で 5[nF] 程度）であり、 V_{th} はスラスタ基準電位、 I^+ が正イオンスラスタのビーム電流、 I^- が負イオンスラスタのビーム電流である。 I^+ はマイクロ波電力 W_{RF} とスラスタ基準電位 V_{th} により変動するため、 W_{RF0}

と $V_{th0}(=0[V])$ 周りで1次関数で近似を行うと、

$$I^+ = I^+(W_{RF}, V_{th}) \quad (7.2.2)$$

$$= I^+(W_{RF0} + \Delta W_{RF}, V_{th0} + \Delta V_{th}) \quad (7.2.3)$$

$$\approx I_0^+ + \Delta W_{RF} \frac{\partial I^+}{\partial W_{RF}} + \Delta V_{th} \frac{\partial I^+}{\partial V_{th}} \quad (7.2.4)$$

一方、負イオンビーム電流 I^- はスラスト基準電位により変動する（フラールン流量や放電電力によりも変動するが、ここではそれらを外乱として扱う）ため、

$$I^- = I^-(V_{th}) \quad (7.2.5)$$

$$= I^-(V_{th0} + \Delta V_{th}) \quad (7.2.6)$$

$$\approx I_0^- + \Delta V_{th} \frac{\partial I^-}{\partial V_{th}} \quad (7.2.7)$$

と表すことができる。ここで W_{RF0} を $I_0^+ + I_0^- = 0$ となる時のマイクロ波電力の値とすると、式(7.2.1)は

$$C\Delta V_{th} = - \int_0^t \left((I_0^+ + I_0^-) + \Delta V_{th} \left(\frac{\partial I^+}{\partial V_{th}} + \frac{\partial I^-}{\partial V_{th}} \right) + \Delta W_{RF} \frac{\partial I^+}{\partial W_{RF}} \right) dt \quad (7.2.8)$$

$$= - \int_0^t (a\Delta V_{th} + b\Delta W_{RF}) dt \quad (7.2.9)$$

$$\begin{cases} a = \frac{\partial I^+}{\partial V_{th}} + \frac{\partial I^-}{\partial V_{th}} (> 0) \\ b = \frac{\partial I^+}{\partial W_{RF}} (> 0) \end{cases} \quad (7.2.10)$$

と表すことができる。係数 a は主に負イオンスラストのアクセル電流値の応答により正となることを実験で確認している。

式(7.2.9)をラプラス変換し

$$CV_{th} = -\frac{1}{s}(aV_{th} + bW_{RF}) \quad (7.2.11)$$

を得る。ここで V_{th} を ΔV_{th} のラプラス変換、 W_{RF} を ΔW_{RF} のラプラス変換と置いた。

以上の結果より、正負イオンスラストシステムの伝達関数 $T(s)$ は W_{RF} が入力、 V_{th} が出力であるため

$$T(s) = \frac{V_{th}}{W_{RF}} = \frac{-\frac{b}{a}}{\frac{c}{a}s + 1} \quad (7.2.12)$$

と表すことができる。式(7.2.12)より、正イオンスラストのマイクロ波電力に対する正負イオンスラストの基準電位の応答は1次遅れ系であり [76]、スラスト基準電位はマイクロ波電力により任意に調節できることを示している。

図 7.5 にマイクロ波電力を調節して正イオンスラストのスクリーン電流を変化させたときのスクリーン・アクセル電流とスラスト基準電位の変化を示す。この結果より、スラスト基準電位はマイクロ波電力により任意に調節できていることがわかる。また、スラスト基準電位に対して負イオンアクセル電流の応答性が高いことが分かる。これは、負イオンビームの発散角がスラスト基準電位によって変化し、グリッド下流に設置されたアクセル電圧のフィルター磁場に衝突する負イオンビーム量が増えるためと考えられる。

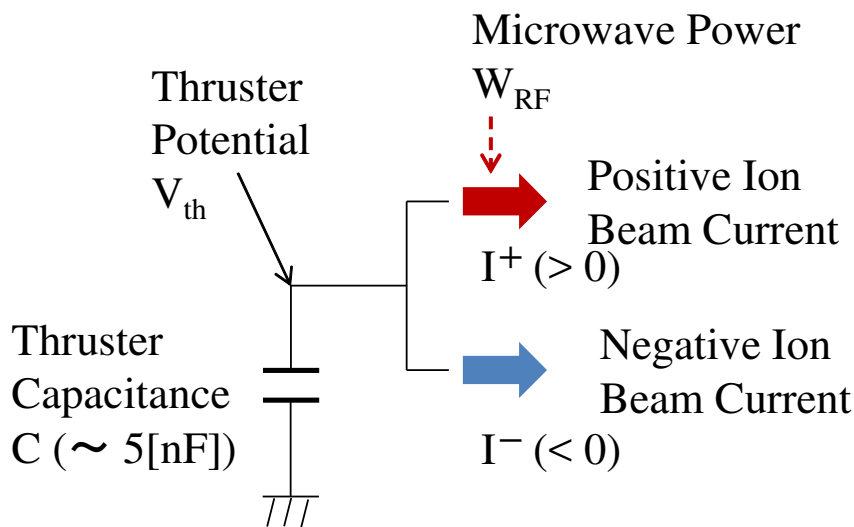


図 7.4: 正負イオンスラストシステムの電気回路モデル

7.2.2 PID コントローラ

入力をスラスト基準電位、出力を正イオンスラストのマイクロ波電力制御電圧とした PID コントローラを作成した。PID コントローラには両極性作動でオフセット調節が可能である TL071 オペアンプを用いた。作成した PID コントローラの写真を図 7.6 に、回路図を図 7.7 に示す。ローパスフィルターのカットオフ周波数は 106[Hz] に設定した。PID コントローラの伝達関数 $C(s)$ の近似式は次式であらわすことができ、各パラメータ値はスラスト基準電位の応答に基づいて設定した。

$$C(s) \approx K_p \left(1 + \frac{1}{T_i s} + T_d s \right) \quad (7.2.13)$$

$$K_p = 100, T_i = 0.05, T_d = 0.001$$

マニュアルコントロールは、正負イオン同時射出前に正イオンスラストのプラズマ点火を行うために用いる。

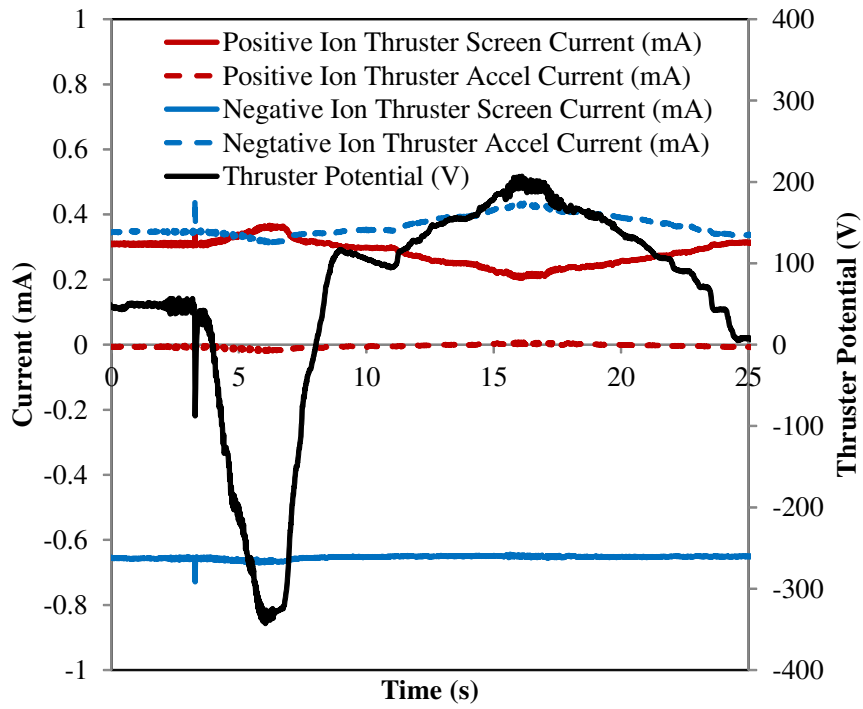


図 7.5: マイクロ波電力を調節して正イオンスラスタのスクリーン電流を変化させたときの、スクリーン・アクセル電流とスラスタ基準電位の変化

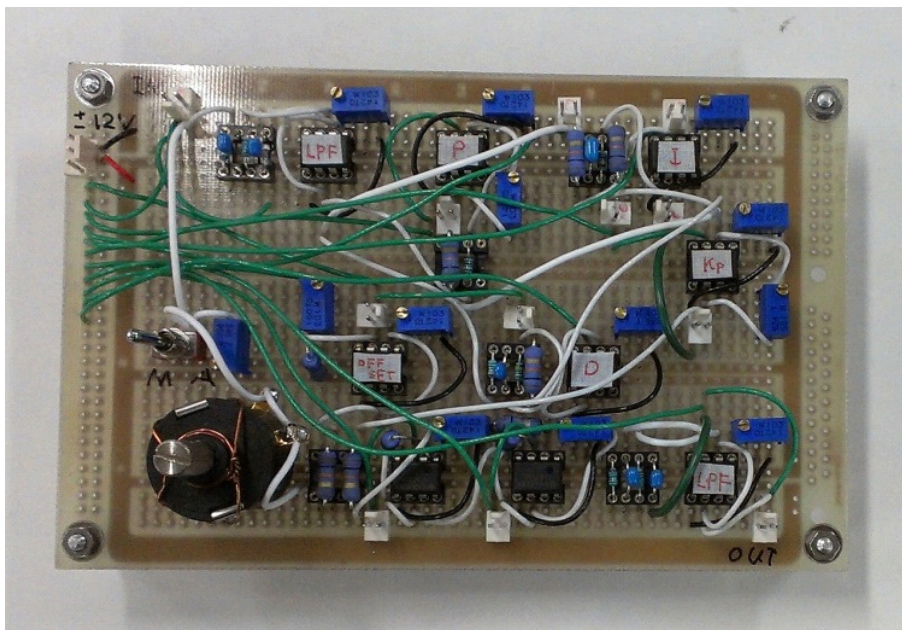


図 7.6: PID コントローラの写真

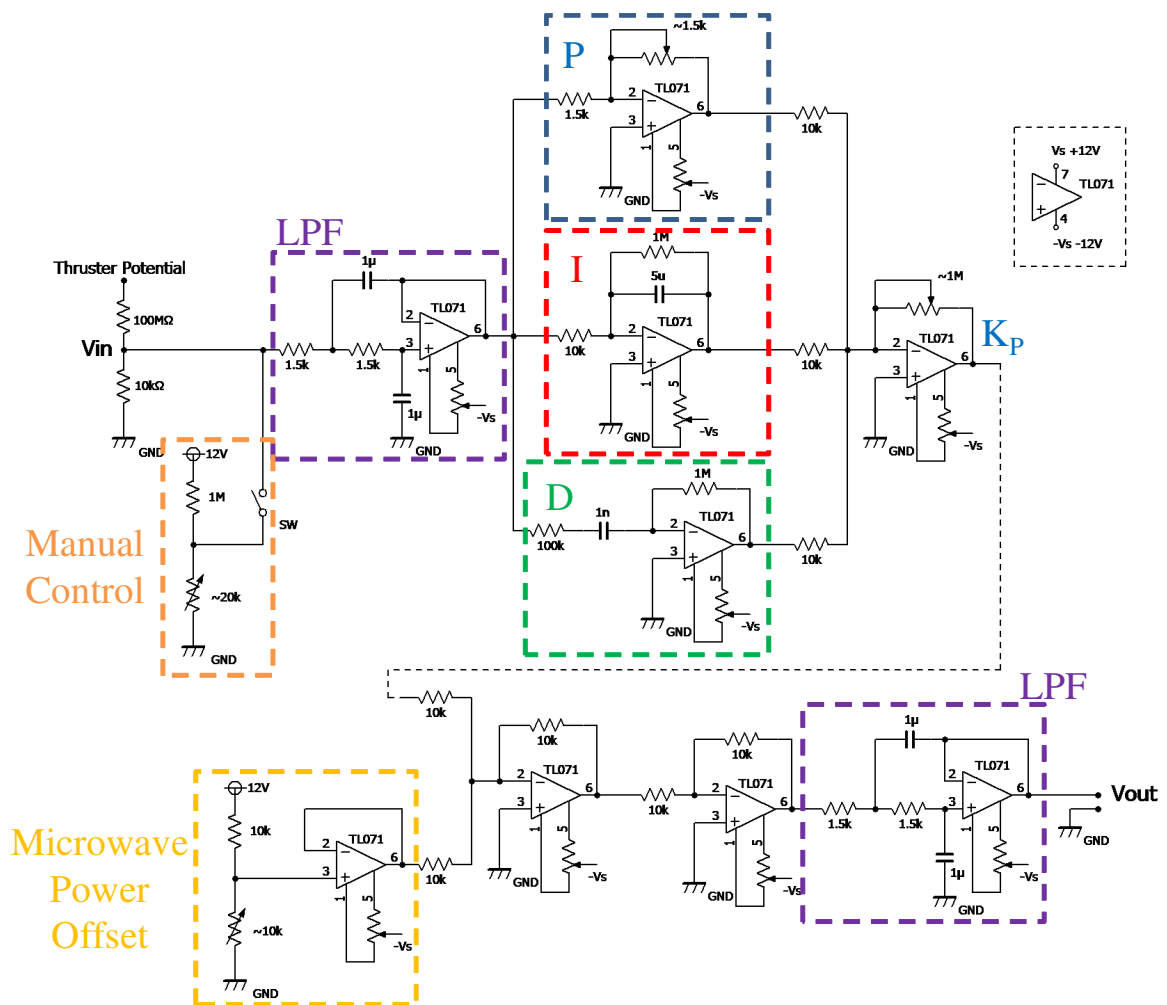


図 7.7: PID コントローラの回路図

7.3 正負イオン同時射出デモンストレーション

正負イオンスラストのデモンストレーションとして、フロート状態を模擬して正イオンと負イオンの同時射出を行った。

7.3.1 正または負イオン単独射出時のスラスト基準電位

正負イオン同時射出を行う前に、正または負イオン単独射出を行った場合のスラスト基準電位の測定を行った。正イオンのみ射出したときの結果を図 7.8 に、負イオンのみ射出した時の結果を図 7.9 に示す。結果より、スラスト基準電位は加速電圧の逆電位となっている。このようにスラストが帯電することにより、宇宙空間では正または負イオンスラストの単独射出では推力がほとんど発生しないと考えられる。

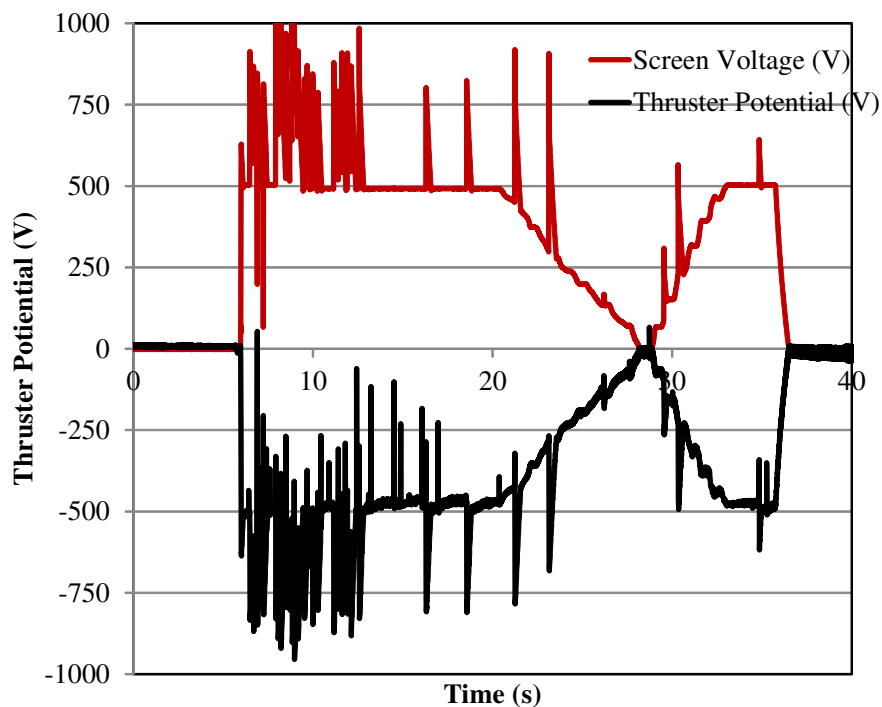


図 7.8: 正イオン単独射出時のスラスト基準電位変化

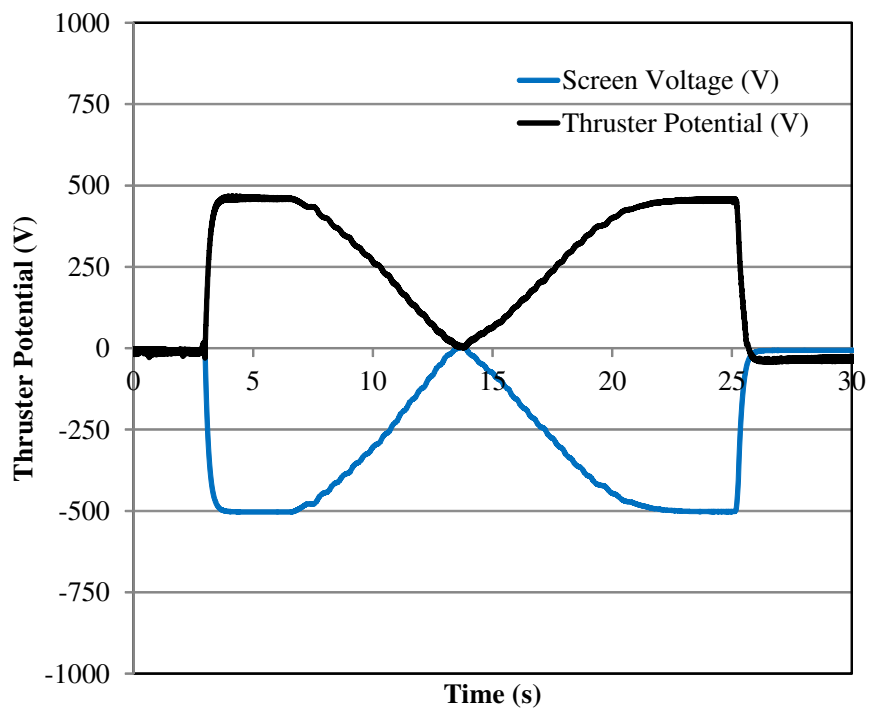


図 7.9: 負イオン単独射出時のスラスト基準電位変化

7.3.2 正負イオン同時射出時のスラスト基準電位

PID コントローラを使用した状態で、キセノン正イオンスラストとフラレン負イオンスラストの同時射出デモンストレーションを行った。加速電圧は正イオンスラストが +500[V]、負イオンスラストが -500[V] で一定とした。図 7.10 がデモンストレーションの結果である。

結果より、2500 秒以上スラスト基準電位を 0[V] に維持できていることがわかる。さらに、負イオンビーム電流はフラレンの供給量変化などの影響により変化しているが、PID フィードバック制御により正イオンビーム電流も負イオンビーム電流に追随して変化していることがわかる。図 7.11 はデモンストレーション中に放電（外乱）が発生したときの PID コントローラの入力（スラスト基準電位）と出力（マイクロ波電力制御電圧）の値である。図 7.12 は同じ時間のビーム電流の変化とスラスト基準電位の回復の様子である。結果からわかるように、PID コントローラにより 0.2[s] 以内にスラスト基準電位が外乱から回復していることがわかる。

一方、対照実験として、正負イオンスラストの推進剤をともにキセノンとしたときの、正負イオンスラスト同時射出時の基準電位の測定結果を図 7.13 にしめす（PID コントローラは不使用）。負イオンスラストの推進剤をフラレンからキセノンとした場合のスラスト基準電位は -500[V] 程度となり、0[V] とすることができなかつたことから、基準電位を 0[V] に維持できるのはフラレン負イオンビームの寄与によるものとわかる。

以上より、宇宙においても空間電位をプローブ等により測定を行えば、フィードバック制御により正負イオン電流を等しく射出することによって、宇宙機を帯電させずに安定的に正負イオンを噴射できると考えられる。

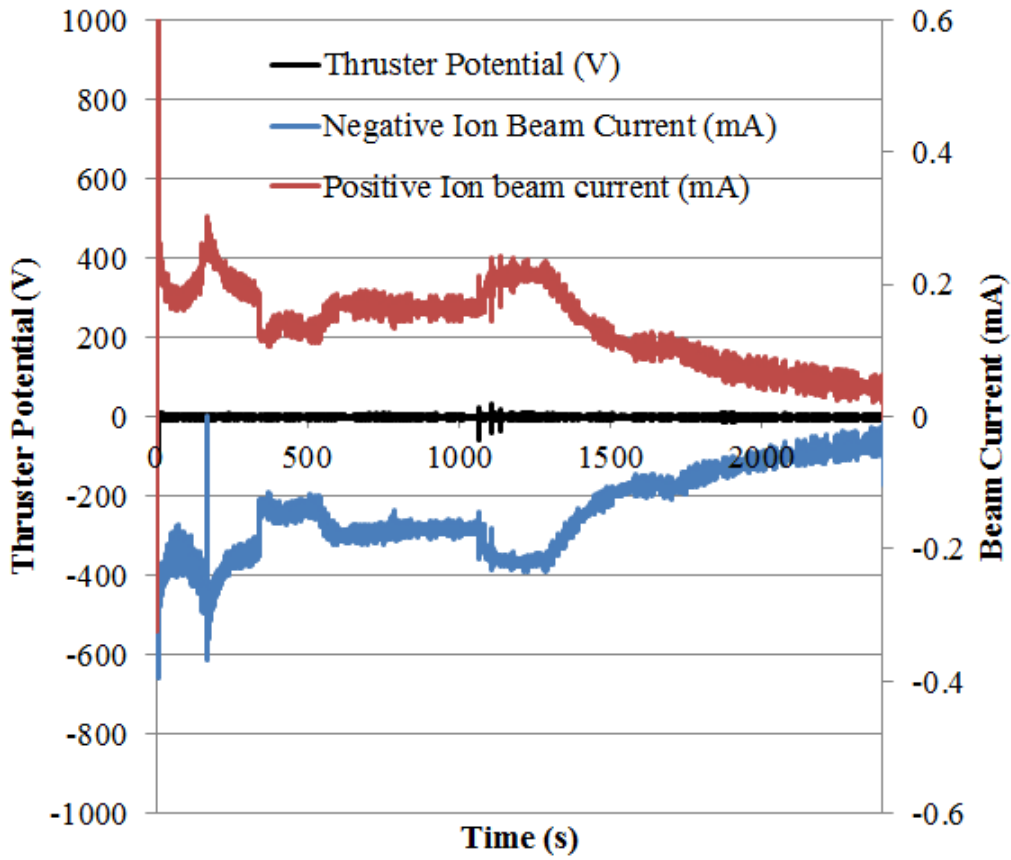


図 7.10: 正負イオン同時射出デモンストレーション時のビーム電流とスラスト基準電位の変化

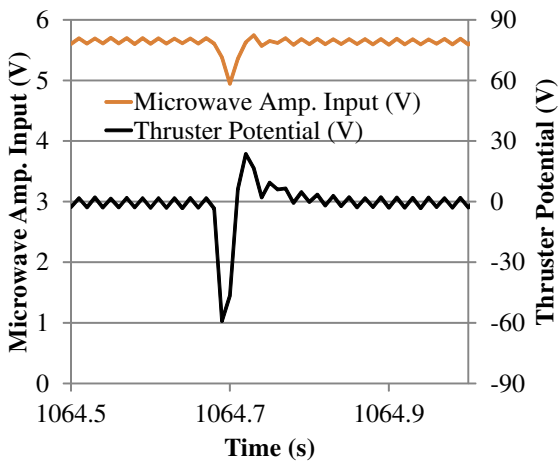


図 7.11: 外乱（放電）が発生した時の PID コントローラの入力と出力関係

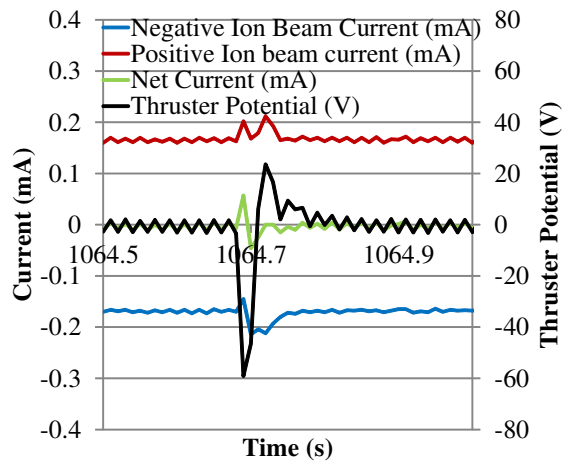


図 7.12: 外乱（放電）が発生した時のビーム電流変化とスラスト基準電位の回復

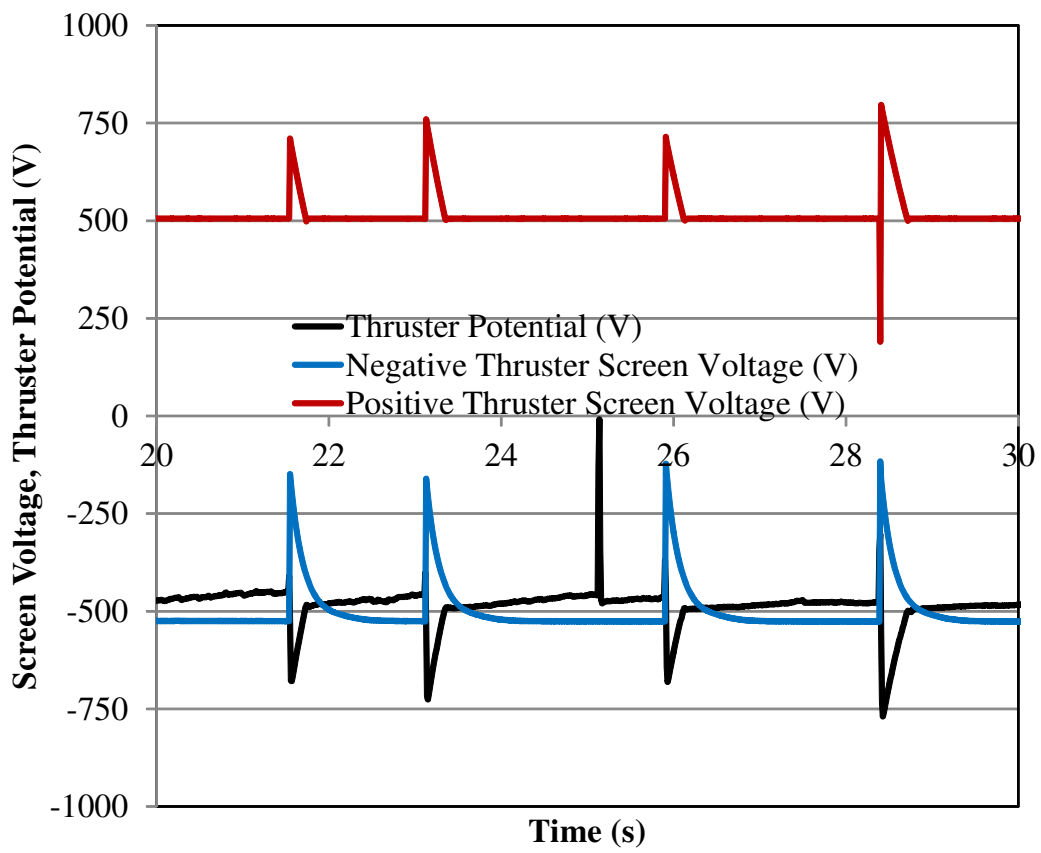


図 7.13: 正負イオンスラスタの推進剤を共にキセノンとしたときの正負イオンスラスタ同時射出時のスラスタ基準電位

7.3.3 正負イオン同時射出時の $E \times B$ プローブ測定

フラーレン負イオンとキセノン正イオンの同時射出時の $E \times B$ プローブによる測定を行った。 $E \times B$ プローブはアクセルグリッドから 60[cm] 程度の距離に設置し、正負イオンビームを図 7.14 に示すように $x-y$ 平面上から入射することにより、正イオンと負イオンの同時測定を可能とした。

結果を図 7.15 に示す。ビームはキセノン正イオンとフラーレン負イオンから構成されていることがわかる。

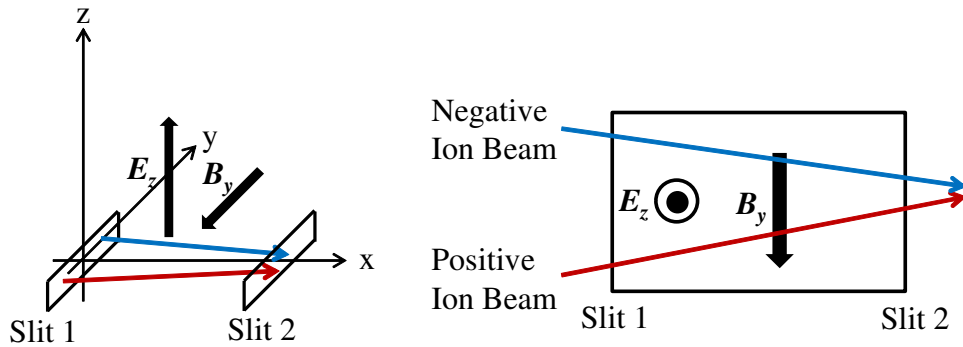


図 7.14: 正負イオンビームの $E \times B$ プローブへの入射方向

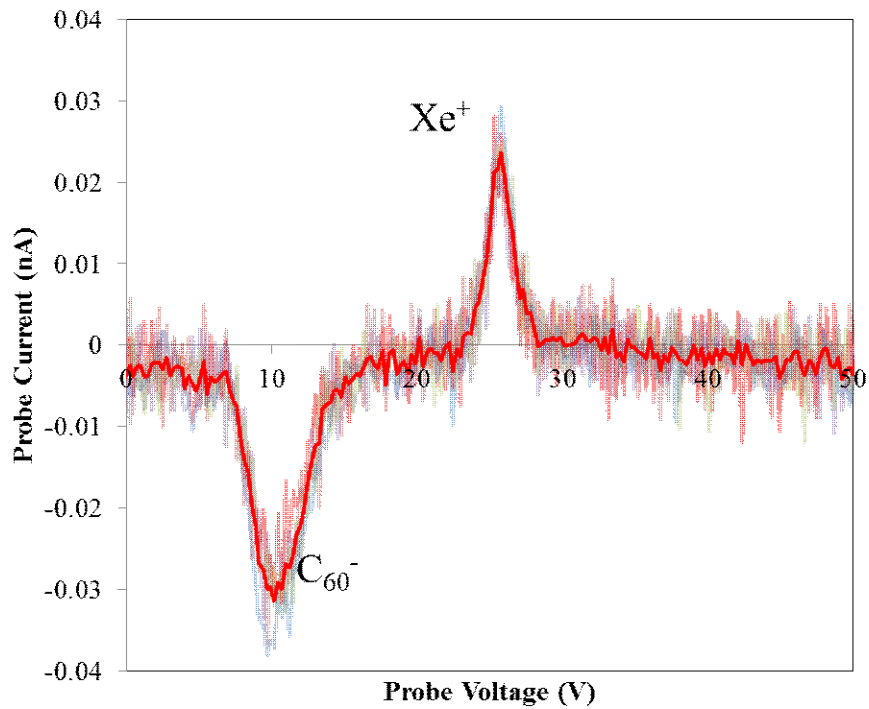


図 7.15: フラールン負イオンとキセノン正イオンの同時射出時の E×B プローブによる測定結果

7.4 ビームターゲットによる推力測定

正負イオンスラスタが推力を発生するか検証を行うため、スラスタをフロート状態として正負イオン同時射出時の推力をビームターゲットにより測定した。

7.4.1 ビームターゲットの設計

正負イオンをビームターゲットに同時照射した場合、正イオン電流と負イオン電流が相殺してしまい、ターゲットに照射されたビーム電流値はターゲット電流で評価ができない。そこでターゲットの面積を大きくすることにより、正負イオンビームの全電流がターゲットに照射される様にした。図 7.16 がビームターゲットのセットアップである。ビームターゲットは 5 章と同様にアルミ箔により作成した。図 7.17 がスラスタとの位置関係を示している。スラスタ間距離は 10[cm] で、中心軸角度を 45 度交差させた状態とした。ビームターゲットはアクセラグリッド下流 15[cm] のところに設置した。加速電圧は正イオン加速は +500[V]、負イオン加速は -500[V] とした。

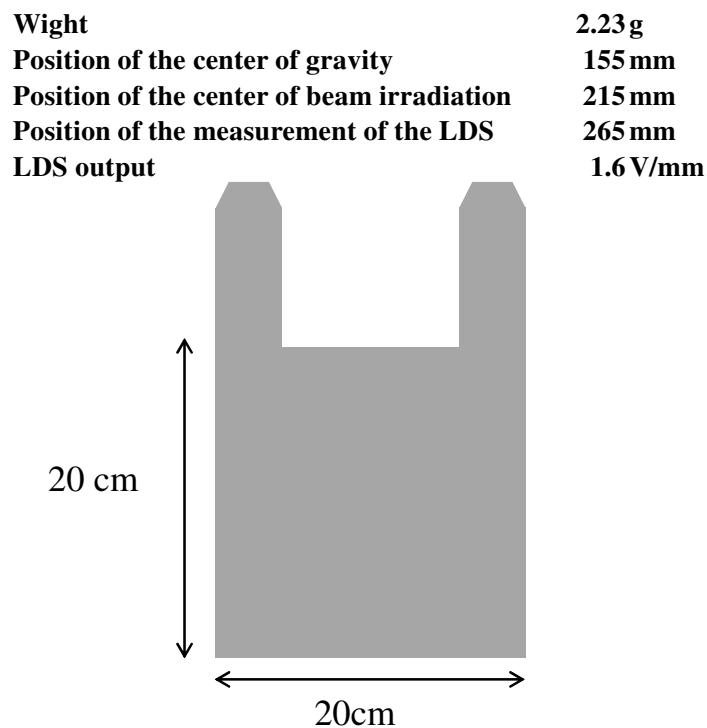


図 7.16: ビームターゲットのセットアップ

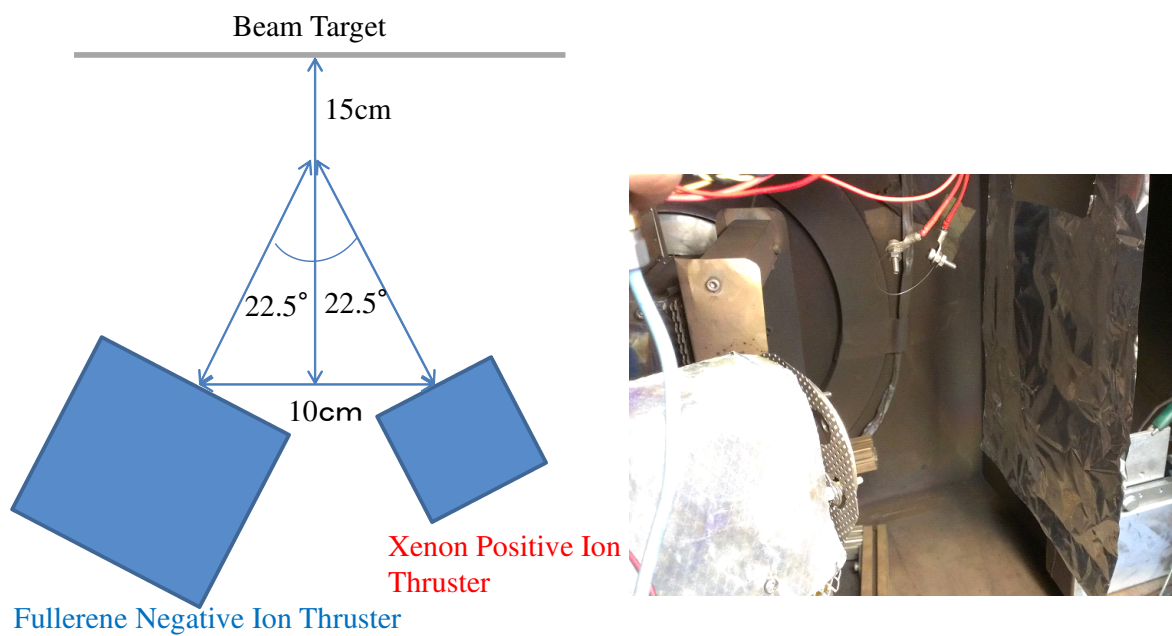


図 7.17: ビームターゲットの配置

7.4.2 キセノン正イオンビーム測定（正イオンスラスタから加速）

正イオンスラスタから射出したイオンビームによるビームターゲットの応答性を検証するため、正イオンスラスタからキセノン正イオンビームを加速し、ビームターゲットの変位量を測定した。

図 7.18 が正イオンスラスタから加速されたキセノン正イオンビームのビームターゲットによる測定結果である。ビーム電流とターゲット電流を比較すると、ビーム電流が大きいときはビーム発散角が大きくなり、すべてのビームがターゲットに照射していないが、6章で述べたように正負イオン同時射出時はビーム発散角が減少するため、大半のビームはターゲットに照射されると考えられる。図 7.19 は、図 7.18 の結果より求められるビームターゲット電流と加速電圧から計算される推力（ビーム照射角度 22.5 度も考慮）と、ビームターゲットの変位量から求められる推力の関係である。図 7.19 から、ターゲット電流と加速電圧から計算される推力より、ビームターゲット変位量から求められる推力が小さいことがわかる。これはビームターゲットのばね定数による影響等が考えられ、補正係数は 1.44 である。

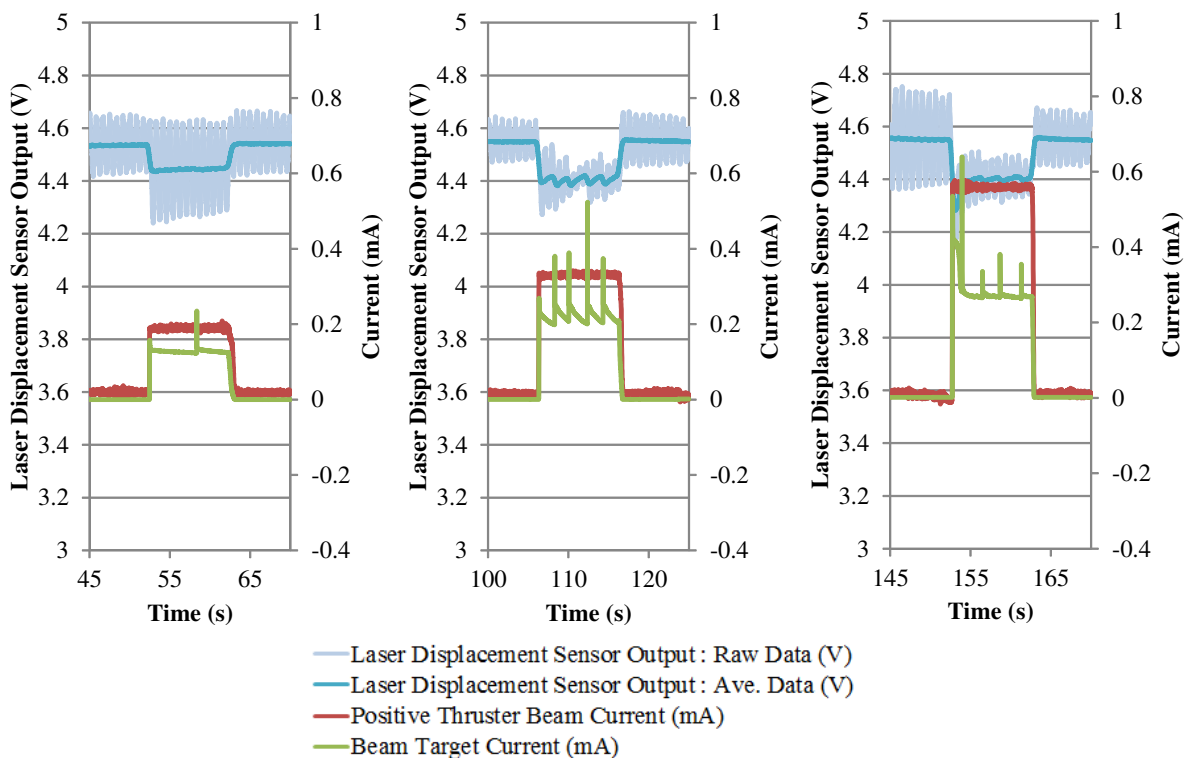


図 7.18: ビームターゲットの測定結果（正イオンスラスタから加速されたキセノン正イオンビーム）

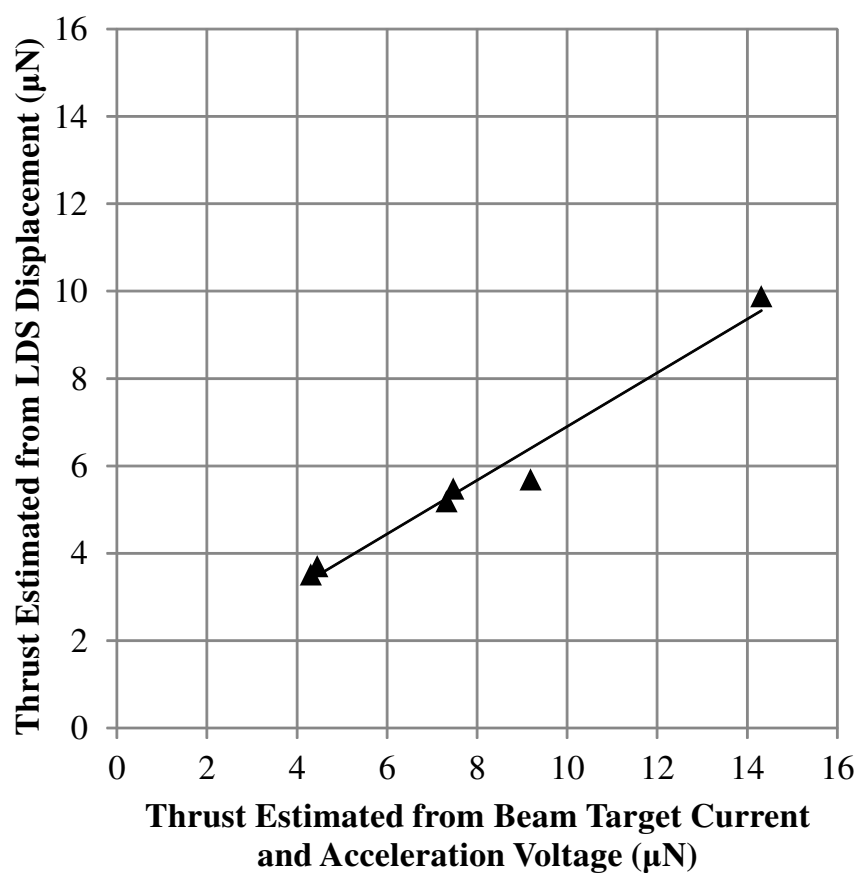


図 7.19: ビームターゲットによる推力測定まとめ (正イオンスラスタから加速されたキセノン正イオンビーム)

7.4.3 キセノン正イオンビーム測定（負イオンスラスタから加速）

負イオンスラスタから射出したイオンビームによるビームターゲットの応答性を検証するため、負イオンスラスタからキセノン正イオンビームを加速し、ビームターゲットの変位量を測定した。

図 7.20 が負イオンスラスタから加速されたキセノン正イオンビームのビームターゲットによる測定結果である。図 7.21 は、図 7.20 の結果より求められるビームターゲット電流と加速電圧から計算される推力（ビーム照射角度 22.5 度も考慮）と、ビームターゲットの変位量から求められる推力の関係である。図 7.21 の結果は図 7.19 と同様に、ビームターゲット変位量から求められる推力が小さいことがわかり、補正係数は 1.26 である。よって、正負イオン同時射出時の補正係数を 1.44 と 1.26 の平均を取り 1.35 とした。

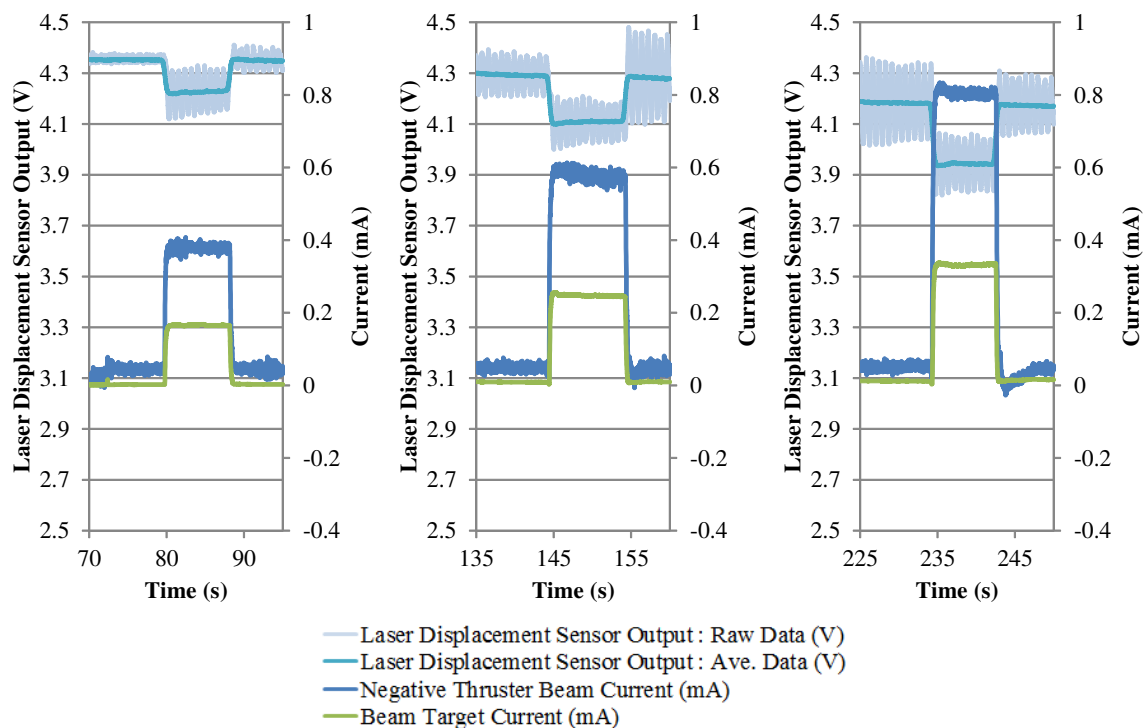


図 7.20: ビームターゲットの測定結果（負イオンスラスタから加速されたキセノン正イオンビーム）

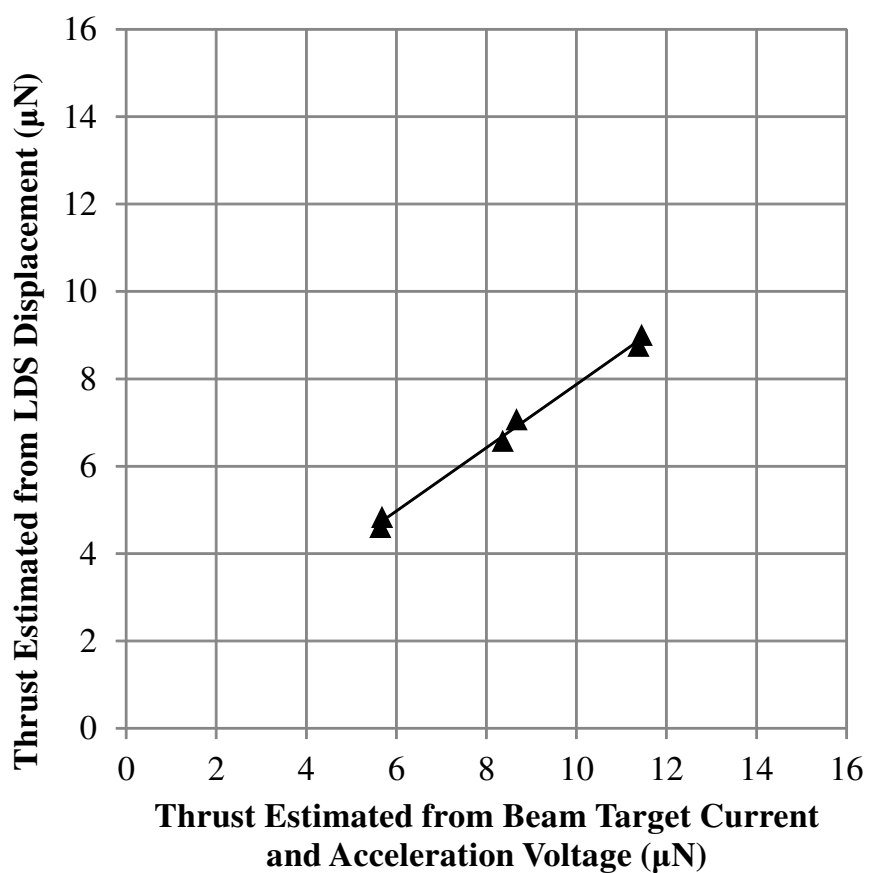


図 7.21: ビームターゲットによる推力測定まとめ (負イオンスラストから加速されたキセノン正イオンビーム)

7.4.4 GND ターゲットによる正負イオン同時射出時の推力測定

図 7.22 がキセノン正イオン，フラーレン負イオン同時射出時のビームターゲットによる測定結果である。正負イオンスラストのビーム電流と加速電圧から推定されるターゲット変位方向の推力は $42[\mu\text{N}]$ である（加速電圧 $500[\text{V}]$ で，全ビーム電流が 22.5 度のビーム照射角度でターゲットに照射していると仮定）。一方，ビームターゲット変位量から推定されるターゲット変位方向の推力は $37[\mu\text{N}]$ である（補正係数を 1.35 とした）。ビームターゲット変位量から推定される推力は，ビーム電流と加速電圧から推定される推力より 12% 程度小さいが，これはビームターゲットに全ビームが照射されていないことが大きな要因と考えられる。以上の結果より，正負イオンスラストは正イオンスラストと同様に推力を発生すると考えられる。

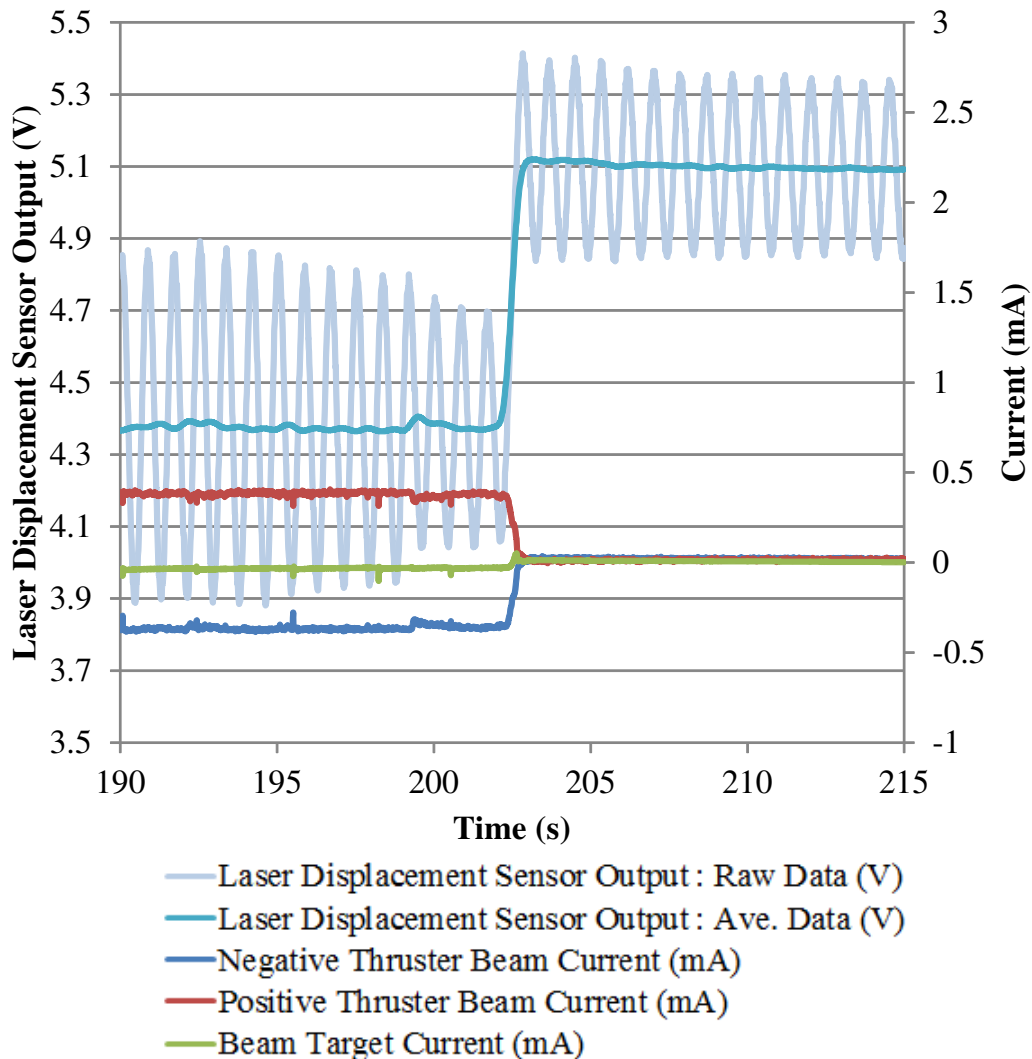


図 7.22: GND 接続されたビームターゲットによる正負イオンビームの推力測定

7.4.5 フロートターゲットによる正負同時射出時の推力測定

ビームターゲットは一般的に GND に接続されているが、GND に接続された 0[V] 電位のターゲットが存在することによる影響で、正負イオンスラスタが見かけ上のみ推力を発生している可能性を排除するため、ターゲットをフロート状態としたときの変位も測定した。図 7.23 がビームターゲットをフロートとしたときのキセノン正イオン、フラレン負イオン同時射出時のビームターゲットによる測定結果である。結果より、GND 接続時の図 7.22 と同様にビームターゲットがフロート状態の時もビームターゲットが変位していることがわかる。なおビームターゲットのフロート電位は +50[V] であった。

以上より、正負イオンスラスタは正イオンスラスタと同様に推力を発生すると考えられる。

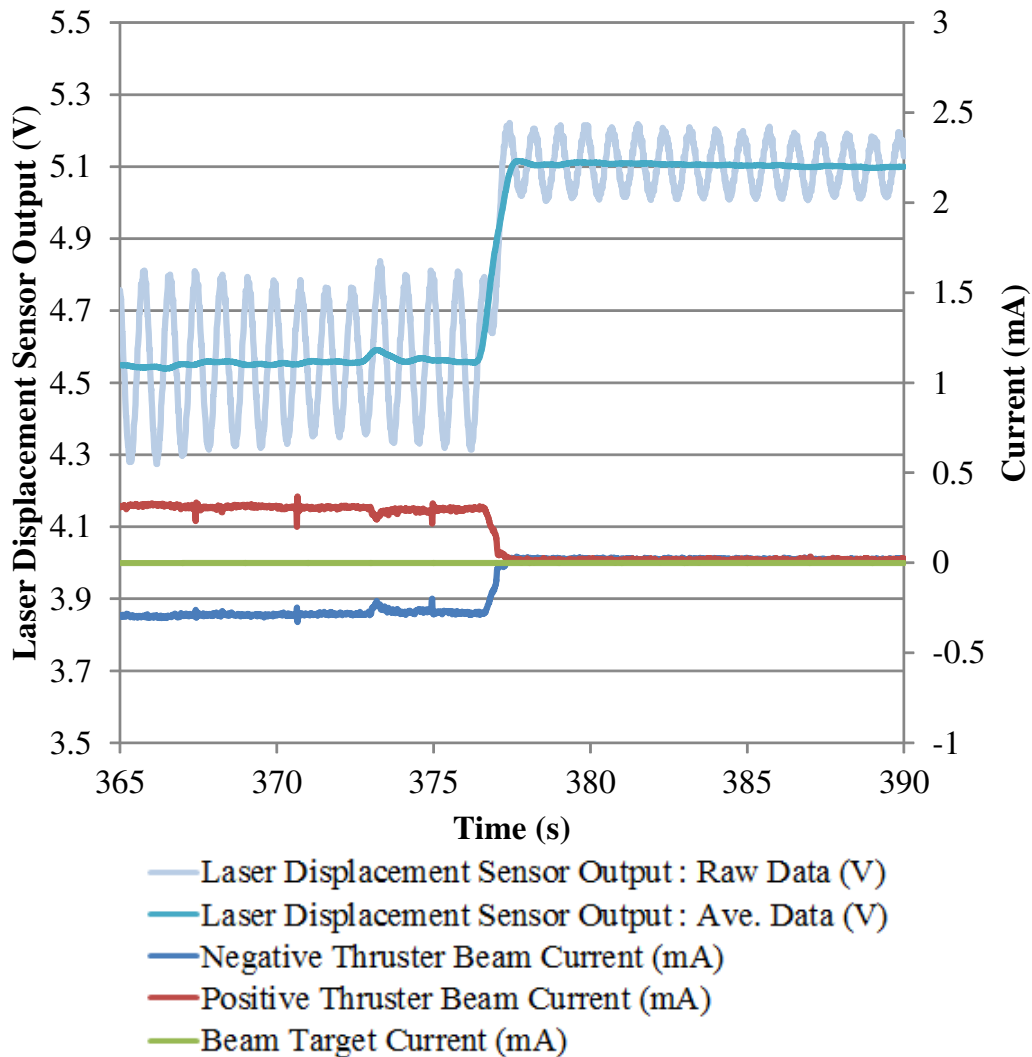


図 7.23: フロートビームターゲットによる正負イオンビームの推力測定

8

結論

本研究では、すでに成熟しており更なる性能向上は見込めない既存の正イオンスラストに対して、中和器の代替として負イオンスラストを用いた正負イオンスラストを提案した。正イオンと負イオンを異なるイオン源を用いて加速したイオンスラストシステムはこれまでに研究されていなかったため、地上実験による正負イオンスラストシステムの成立性の検証を本研究の目的とした。推進剤として電子親和力の大きいフラーレンを用いた負イオンスラストシステムを構築し、ビーム計測や正負イオン同時射出のデモンストレーションを行い、以下の結論を得た。

フラーレン長時間供給システムの構築

るつぼ型フラーレン供給装置では容器内容量による律速を受けるため供給時間に限りがあり、1[mg/s]以上では供給レートが不安定であることがわかった。そこで、2段式スクリーブラシ型供給装置を開発し、1.2[mg/s]程度の供給レートで1時間以上フラーレンを安定供給可能なシステムを構築した。このシステムは地上におけるフラーレンの工学的応用が期待できる。

フラーレン負イオンの加速

フラーレン負イオン源から加速された負電荷ビームを、 $E \times B$ プローブ、MFFP、ビームターゲットにより測定した。その結果、電子ビームをほとんど含まないフラーレン負イオンビームであることを確認した。構築したフラーレン負イオン源は、先行研究より1000倍以上である

0.5[mA] 程度のフラレン負イオン電流の引き出しが可能で、イオンスラスタとしての実証実験が可能なイオン源である。

正負イオンビームの中和

移動度の大きい電子がほとんど存在しない正負イオンビームの中和現象を、エミッシブプローブとファラデープローブによるビーム測定で検証した。その結果、正負イオンビームの中和は正イオンビームの電子による中和と比べて不完全であるが、単一イオン射出時と比べて空間電荷による電位は緩和され、ビーム発散角は大幅に減少することが分かった。

正負イオン同時射出デモンストレーション

本研究で構築したフラレン負イオンスラスタと、マイクロ波放電式キセノン正イオンスラスタを電氣的に結合し、フロート状態を模擬して正負イオン同時射出を行った。その結果、正イオンビームのフィードバック制御を行うことにより、スラスタ基準電位は長時間 0[V] に維持可能であることが分かった。これは宇宙の空間電位を測定すれば、宇宙機が帯電せずに正負イオンを射出可能であることを示す。さらにビームターゲットによる推力測定により、正負イオンスラスタが推力を発生することを確認した。

以上の結果より、中和器の代替として負イオンスラスタを用いた、正負イオンスラスタシステムの成立性の実験的検証に成功したと結論づけた。

参考文献

- [1] 栗木恭一, 荒川義博. 電気推進ロケット入門. 東京大学出版会, 2003.
- [2] 石川順三. 荷電粒子ビーム工学. コロナ社, 2001.
- [3] R. Middleton. A versatile high intensity negative ion source. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, Vol. 214, No. 2, pp. 139 – 150, 1983.
- [4] J. M. Wadehra and J. N. Bardsley. Vibrational- and rotational-state dependence of dissociative attachment in e-h₂ collisions. *Phys. Rev. Lett.* 41, 1795, 1978.
- [5] K. Tsumori Y. Oka M. Osakabe K. Ikeda K. Nagaoka T. Kawamoto E. Asano O. Kaneko, Y. Takeiri and M. Sato. Engineering prospects of negative-ion-based neutral beam injection system from high power operation for the large helical device. *Nuclear Fusion*, Vol. 43, pp. 692–699, aug 2003.
- [6] Y. Okumura, Y. Fujiwara, T. Inoue, K. Miyamoto, N. Miyamoto, A. Nagase, Y. Ohara, and K. Watanabe. High power negative ion sources for fusion at the japan atomic energy research institute (invited). *Review of Scientific Instruments*, Vol. 67, No. 3, pp. 1092–1097, 1996.
- [7] 井上多加志, 花田磨砂也. Nbi 核融合炉に向けた物理工学の進展ー核融合炉用負イオン源加速器の開発の現状. *プラズマ核融合学会誌*, Vol. 81, No. 10, p. 785, 2005.
- [8] 竹入康彦. 粒子ビーム応用その現状と展望ー磁気閉じ込めプラズマにおける加熱中性粒子ビームー中性粒子ビーム装置の開発とプラズマ過熱における特性. *プラズマ核融合学会誌*, Vol. 78, No. 5, p. 391, 2002.
- [9] M. Kuriyama, N. Akino, M. Araki, N. Ebisawa, M. Hanada, T. Inoue, M. Kawai, M. Kazawa, J. Koizumi, T. Kunieda, M. Matsuoka, K. Miyamoto, M. Mizuno, K. Mogaki, Y. Ohara, T. Ohga, Y. Okumura, H. Oohara, F. Satoh, T. Suzuki, S. Takahashi, T. Takayasu, H. Usami, K. Usui, K. Watanabe, M. Yamamoto, and T. Yamazaki. High energy negative-ion based neutral beam injection system for jt-60u. *Fusion Engineering and Design*, Vol. 26, No. 1, pp. 445 – 453, 1995.
- [10] E. Ricci M. I. Wilker E. W. McDaniel E. W. Thomas H. B. Gilbody C. F. Barnett, J. A. Ray. Atomic data for controlled fusion research. *ORNL-6086*, Vol. 1, , 2016.

- [11] Takashi INOUE. Nbi progress in physics and engineering toward fusion reactors 1 background and latest randd achievements. *Journal of Plasma and Fusion Research*, Vol. 81, No. 10, pp. 764–766, 2005.
- [12] P. J. M. van Bommel, J. J. C. Geerlings, J. N. M. van Wunnik, P. Massmann, E. H. A. Granneman, and J. Los. Formation of h- by scattering h+ on a cesiated polycrystalline tungsten surface. *Journal of Applied Physics*, Vol. 54, No. 10, pp. 5676–5684, 1983.
- [13] Junzo Ishikawa. Negative-ion sources for modification of materials (invited). *Review of Scientific Instruments*, Vol. 67, No. 3, pp. 1410–1415, 1996.
- [14] J. Ishikawa. Negative-ion source applications (invited)a). *Review of Scientific Instruments*, Vol. 79, No. 2, 2008.
- [15] Junzo ISHIKAWA. Development of heavy negative-ion sources and their application to ion implantation and ion beam deposition. *J. Korean Phys.Soc.* 48, No. 4, 2006.
- [16] W. T. Diamond, Y. Imahori, J. W. McKay, J. S. C. Wills, and H. Schmeing. Efficient negative-ion sources for tandem injection (invited). *Rev. Sci. Instrum.* 67, 1404, Vol. 67, No. 3, pp. 1404–1409, 1996.
- [17] 松田誠, 長明彦, 阿部信市, 石崎暢洋, 田山豪一, 仲野谷孝充, 株本裕史, 中村暢彦, 沓掛健一, 乙川義憲, 遊津拓洋. 原子力機構東海タンデム加速器の現状. *Proceedings of 12th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan*, pp. 357–360, 2015.
- [18] Lukasz Rzeznik, Bartlomiej Czerwinski, Barbara J. Garrison, Nicholas Winograd, and Zbigniew Postawa. Microscopic insight into the sputtering of thin polystyrene films on ag111 induced by large and slow ar clusters. *The Journal of Physical Chemistry C*, Vol. 112, No. 2, pp. 521–531, 2008.
- [19] Kenzo HIRAOKA. Fundamentals of mass spectrometry. *Journal of the Mass Spectrometry Society of Japan*, Vol. 58, No. 5, pp. 175–184, 2010.
- [20] Zbigniew Postawa, Bartlomiej Czerwinski, Marek Szewczyk, Edward J. Smiley, Nicholas Winograd, and Barbara J. Garrison. Microscopic insights into the sputtering of ag111 induced by c60 and ga bombardment. *J. Phys. Chem. B*, 2004, 108 (23), pp 7831?7838, 2004.
- [21] Qing Ji, Ye Chen, Lili Ji, Sami Hahto, Ka-Ngo Leung, Tae Geol Lee, and Dae Won Moon. Development of c60 plasma ion source for time-of-flight secondary ion mass spectrometry applicationsa). *Review of Scientific Instruments*, Vol. 79, No. 2, 2008.
- [22] 山田 圭介千葉 敦也. フラレーン及び有機高分子の負イオンビーム生成方法. 特開 2015 185233 P2015 185233A, 2015.
- [23] Pascaline Grondein Pascal Chabert Trevor Lafleur, Dmytro Rafalskyi and Ane Aanesland. Proof-of-concept demonstration of the pegases plasma thruster. *IEPC-2015-114*, 2015.
- [24] Dmytro Rafalskyi, Lara Popelier, and Ane Aanesland. Experimental validation of the dual

- positive and negative ion beam acceleration in the plasma propulsion with electronegative gases thruster. *J. Appl. Phys.* 115, 053301, Vol. 115, No. 5, 2014.
- [25] A. Aanesland, J. Bredin, P. Chabert, and V. Godyak. Electron energy distribution function and plasma parameters across magnetic filters. *Applied Physics Letters*, Vol. 100, No. 4, 2012.
- [26] D. V. Rafalskyi and S. V. Dudin. A new grid-type electron filter for volume-production negative-ion source. *EPL (Europhysics Letters)*, Vol. 97, No. 5, p. 55001, 2012.
- [27] Jerome Bredin, Pascal Chabert, and Ane Aanesland. Langmuir probe analysis of highly electronegative plasmas. *Applied Physics Letters*, Vol. 102, No. 15, 2013.
- [28] 荒川義博, 國中均, 中山宜典, 西山和孝. イオンエンジンによる動力航行. コロナ社, 2006.
- [29] S. Leifer and W. Saunders. Electrostatic propulsion using c60 molecules. *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 8, No. 6, pp. 1297–1300, 1992.
- [30] Matossian J N. Williams J. D. Torres, E. R. and M Martinez-Sanchez. Prediction of the performance of an ion thruster using buckminsterfullerene as the propellant. *29th Joint Propulsion Conference, AIAA-93-2494, Monterey, CA, June 28-30, jun 1993.*
- [31] H. Takegahara and Y. Nakayama. C60 molecule as a propellant for electric propulsion. *23rd International Electric Propulsion Conference, IEPC-93-032, Seattle, WA, 1993.*
- [32] J.R. Anderson and D. Fitzgerald. Experimental investigation of fullerene propellant for ion propulsion. *23rd International Electric Propulsion Conference, IEPC-93-033, Seattle, WA, 2016.*
- [33] Martinez-Sanchez M. Bates S. Hruby, V. and D. Lorents. Fullerene fueled electrostatic thrusters - feasibility and initial experiments. *30th Joint Propulsion Conference, AIAA-94-3240, Indianapolis, IN, 1994.*
- [34] Anderson J. R. Anderon M. S. Mueller J. Leifer, S. D. and D. G. Goodwin. Developments in fullerene ion propulsion reseach. *30th Joint Propulsion Conference, AIAA-94-3241, Indianapolis, IN, 1994.*
- [35] Fitzgerald D. Leifer A. Anderson, J. R. and J. Mueller. Design and testing of a fullerene rf ion engine. *31th Joint Propulsion Conference, AIAA-95-2664, San Diego, CA, 1995.*
- [36] H. Takegahara and Y. Nakayama. C60 feasibility study on application to ion thruster preliminary experiments using electron bombardment thruster. *31th Joint Propulsion Conference, AIAA-95-2665, San Diego, CA, 1995.*
- [37] Y. Nakayama and H. Takegahara. Fundamental experiments of c60 application to ion thruster. *24th International Electric Propulsion Conference, IEPC-95-88, 1995.*
- [38] Endo E. Nakayama, Y. and H. Takegahara. Study on c60 application to ion thruster - evaluation of ion production-. *32nd Joint Propulsion Conference, AIAA-96-3211, Lake*

- Buena Vista, FL*, 1996.
- [39] J. R. Anderson and D. Fitzgerald. Fullerene propellant research for electric propulsion. *32nd Joint Propulsion Conference, AIAA-96-3211, Lake Buena Vista, FL*, 1996.
- [40] Monheiser J. Hrby, V and J. Kolencik. Fullerene ion thruster development. *32nd Joint Propulsion Conference, AIAA-96-3211, Lake Buena Vista, FL*, 1996.
- [41] Wilbur P. J. Snyder, J. S. and J. R. Anderson. An investigation of fullerene propellant for rf ion thrusters. *25th International Electric Propulsion Conference, IEPC-97-075, Cleveland, OH*, 1997.
- [42] Y. Nakayama and H. Takegahara. C60 application to ion thruster -inspection of ionized and extracted particles-. *25th International Electric Propulsion Conference, IEPC-97-076, Cleveland, OH*, 1997.
- [43] M. W. Crofton and B. B. Brady. Making fullerene ion engine work. *25th International Electric Propulsion Conference, IEPC-97-176, Cleveland, OH*, 1997.
- [44] 中山宜典. C60 のイオン推進機への適用研究. PhD thesis, 東京都立科学技術大学工学系研究科, 1999.
- [45] W. Oohara, Y. Kuwabara, and R. Hatakeyama. Collective mode properties in a paired fullerene-ion plasma. *Phys. Rev. E*, Vol. 75, p. 056403, May 2007.
- [46] R Hatakeyama and W Oohara. Properties of pair-ion plasmas using fullerenes. *Physica Scripta*, Vol. 2005, No. T116, p. 101, 2005.
- [47] Wataru Oohara and Rikizo Hatakeyama. Pair-ion plasma generation using fullerenes. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 91, p. 205005, Nov 2003.
- [48] C. Pan, M. S. Chandrasekharaiah, D. Agan, R. H. Hauge, and J. L. Margrave. Determination of sublimation pressures of a fullerene (c60/c70) solid solution. *The Journal of Physical Chemistry*, Vol. 96, No. 16, pp. 6752–6755, 1992.
- [49] J. Abrefah, D. R. Olander, M. Balooch, and W. J. Siekhaus. Vapor pressure of buckminsterfullerene. *Applied Physics Letters*, Vol. 60, No. 11, pp. 1313–1314, 1992.
- [50] J. de Vries, H. Steger, B. Kamke, C. Menzel, B. Weisser, W. Kamke, and I.V. Hertel. Single-photon ionization of c60- and c70-fullerene with synchrotron radiation: determination of the ionization potential of c60. *Chemical Physics Letters*, Vol. 188, No. 3, pp. 159 – 162, 1992.
- [51] H. Steger, J. de Vries, B. Kamke, W. Kamke, and T. Drewello. Direct double ionization of c60 and c70 fullerenes using synchrotron radiation. *Chemical Physics Letters*, Vol. 194, No. 4, pp. 452 – 456, 1992.
- [52] M. Lezius, P. Scheier, M. Foltin, B. Dunser, T. Rauth, V.M. Akimov, W. Kratschmer, and T.D. Mark. Interaction of free electrons with c60: ionization and attachment reactions. *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes*, Vol. 129, pp. 49 – 56, 1993.

-
- [53] E Krishnakumar and S K Srivastava. Ionisation cross sections of rare-gas atoms by electron impact. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, Vol. 21, No. 6, p. 1055, 1988.
- [54] Arne Rosen and Bo Wastberg. Calculations of the ionization thresholds and electron affinities of the neutral, positively and negatively charged c60 -fullene-60. *The Journal of Chemical Physics*, Vol. 90, No. 4, pp. 2525–2526, 1989.
- [55] Thomas Jaffke, Eugen Illenberger, Mathias Lezius, Stefan Matejcik, David Smith, and Tilmann D. Mark. Formation of c60- and c70- by free electron capture. activation energy and effect of the internal energy on lifetime. *Chemical Physics Letters*, Vol. 226, No. 1, pp. 213 – 218, 1994.
- [56] Stefan Matejcik, Tilmann D. Mark, Patrik Spanel, David Smith, Thomas Jaffke, and Eugen Illenberger. Formation and decay of c60- following free electron capture by c60. *The Journal of Chemical Physics*, Vol. 102, No. 6, pp. 2516–2521, 1995.
- [57] Patrik Spanel David Smith and Tilmann D. Mark. Electron attachment to c60 at low energies. *Chemical Physics Letters*, Vol. 213, No. 1, pp. 202 – 206, 1993.
- [58] Loucas G Christophorou and James K Olthoff. Electron attachment cross sections and negative ion states of sf6. *International Journal of Mass Spectrometry*, Vol. 205, No. 1, pp. 27 – 41, 2001. Low Energy Electron-Molecule Interactions (Stamatovic honor).
- [59] K. Gluch, S. Matt-Leubner, O. Echt, B. Concina, P. Scheier, and T. D. Mark. High-resolution kinetic energy release distributions and dissociation energies for fullerene ions $c_n^+, 42 \leq n \leq 90$. *The Journal of Chemical Physics*, Vol. 121, No. 5, pp. 2137–2143, 2004.
- [60] S. C. OBrien, J. R. Heath, R. F. Curl, and R. E. Smalley. Photophysics of buckminsterfullerene and other carbon cluster ions. *The Journal of Chemical Physics*, Vol. 88, No. 1, pp. 220–230, 1988.
- [61] Peter P. Radi, Ming-Teh Hsu, Marina E. Rincon, Paul R. Kemper, and Michael T. Bowers. On the structure, reactivity and relative stability of the large carbon cluster ions c^{+62} , c^{+60} and c^{+58} . *Chemical Physics Letters*, Vol. 174, No. 3, pp. 223 – 229, 1990.
- [62] Richard E. Stanton. Fullerene structures and reactions: Mndo calculations. *The Journal of Physical Chemistry*, Vol. 96, No. 1, pp. 111–118, 1992.
- [63] M. Foltin, M. Lezius, P. Scheier, and T. D. Mark. On the unimolecular fragmentation of c60+ fullerene ions: The comparison of measured and calculated breakdown patterns. *The Journal of Chemical Physics*, Vol. 98, No. 12, pp. 9624–9634, 1993.
- [64] H.-G. Busmann, Th. Lill, and I.V. Hertel. Near specular reflection of c60 ions in collisions with an hopg graphite surface. *Chemical Physics Letters*, Vol. 187, No. 5, pp. 459 – 465, 1991.

- [65] R. C. Mowrey, D. W. Brenner, B. I. Dunlap, J. W. Mintmire, and C. T. White. Simulations of buckminsterfullerene (c60) collisions with a hydrogen-terminated diamond 111 surface. *The Journal of Physical Chemistry*, Vol. 95, No. 19, pp. 7138–7142, 1991.
- [66] C.I. Frum, Rolf Engleman, Hartmut G. Hedderich, Peter F. Bernath, Lowell D. Lamb, and Donald R. Huffman. The infrared emission spectrum of gas-phase c60 (buckminsterfullerene). *Chemical Physics Letters*, Vol. 176, No. 6, pp. 504 – 508, 1991.
- [67] 篠原久典, 齋藤弥八. フラーレンとナノチューブの科学. 名古屋大学出版会, 2011.
- [68] 須藤孝宏. 音叉型電子天秤を用いた大電力型電気推進機における推力測定装置の開発. 静岡大学大学院工学系研究科 修士論文, 2016.
- [69] S. Leifer J. R. Anderson, D. Fitzgerald and J. Mueller. Design and testing of a fullerene rf ion engine. *AIAA-95-2664*, 1995.
- [70] J. E. Pollard. Plume angular, energy, and mass spectral measurements with the t5 ion engine. *AIAA-95-2920*, 2016.
- [71] A. Ansesland P. Chabert. E × b probe investigation of the pegases thruster ion beam in xe and sf6. *IEPC-2013-130*, 2013.
- [72] R. P. Vahrenkamp. Measurement of double charged ions in the beam of a 30-cm mercury bombardment thruster. *AIAA PAPER No.73-1057*, 1973.
- [73] Joshua L. Rovey, Mitchell L. R. Walker, Alec D. Gallimore, and Peter Y. Peterson. Magnetically filtered faraday probe for measuring the ion current density profile of a hall thruster. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 77, No. 1, 2006.
- [74] 田中太中山宜典. イオンエンジンの計測評価: 推進剤数密度および中和現象. 平成 24 年度宇宙輸送シンポジウム: 講演集録, 2013.
- [75] H. Takegahara, Y. Kasai, Y. Gotho, K. Miyazaki, and S. Hayakawa. Beam characteristic evaluation of ets-vi xenon ion thruster. *IEPC-95-235*, 1995.
- [76] 杉田俊治, 藤田政之. フィードバック制御入門. コロナ社, 1999.
- [77] John R. Anderson. Investigation of the feasibility of fullerene propellant for ion thrusters. *Jet Propulsion Laboratory Final Contractor Report*, 1998.

謝辞

この場を借りて、博士論文を執筆するにあたってお世話になった方々に感謝を申し上げます。

初めに、指導教官である國中先生にはこのような研究の機会を与えていただいたことに、心からお礼申し上げます。6年間という長い研究生活において、どのようなお忙しい時でも私たち学生に対してご指導していただいたおかげで、研究をここまで進めることができました。ありがとうございました。

西山先生には輪講で何度も鋭いご指摘をしていただき、研究をより深いものに昇華することができました。また研究に対してどのような論理的考察を行えばよいかを教えていただきました。

小泉先生には研究室に入って間もないころ、実験器具の使い方やプラズマに関する事など、どのような質問に対しても明確な説明やアドバイスを返していただきました。豊富な知識量と経験を持ち、それでいて学生が目線にも寄り添っていただける先生は、私の理想とする教育者です。

清水さん、細田さんには、JAXAの職員として、学生にはない宇宙の現場に関する知識と経験をお話ししていただき、宇宙の研究開発に対するモチベーションを高めることができました。

船田さんには、物品の発注から私生活の相談まで、研究室の母のような存在として大変お世話になりました。

6年間共に過ごした先輩である月崎さんは、私にはない思い立ったらすぐに行動する積極性を持ち、どのような人が成功していくのかを教えていただける存在です。助教になられてからも、レポートや論文の書き方、日常に関する知識まで多くのことを教わりました。

久本さん、大道さん、伊勢さんは、頼れる先輩であり、たわいもない会話で研究室を明るい場所にしていただきました。研究に関しても、先輩方との多くのディスカッションを通じて前に進むことができました。

同期である田窪君、泉君、班君、足立君は、プライベートでも共に過ごすことができた大切な仲間です。博士課程に残ったのは私だけでしたので寂しくなりましたが、様々な個性がそ

ろっていた2年間はとても充実したものでした。

後輩である木下君，杉田君，杉本君，兵頭君，西山一平君，谷君，吉川君，須藤君，吉田君，山本君，井出君，岡君，Giulio，森田君には，研究では先輩として，日常生活では気軽に話せる仲間として楽しく過ごせました。ホームパーティーは良い思い出です。

妻であるあかりと娘の遥の2人の存在がなければ，このように充実した生活と安らぎを得ることができませんでした。今後とも末永くよろしく願いいたします。

最後に，今の私の姿を見せることはかないませんでした，6年前に他界した両親に感謝を申し上げたいと思います。

2017年3月

博士（工学） 神田 大樹



スクリーブラシの作成

特に 2 段目のブラシは加熱容器内に挿入されるため 700[°C] 程度の高温となるため、高温でも硬さを維持するためにブラシに Φ 0.2 のタングステン線を、軸棒には曲げても割れにくい Φ 0.75 のモリブデンを用いた。下記にブラシの作成手順を示す。

まず Φ 0.2 のタングステン線を 10[mm] 程度に切る。次に図 A.1 に示すようにタングステン線の長さを作成したいブラシ径にそろえる。そして図 A.2 に示すように 1 本のモリブデン線を折り曲げて 2 本にした間にタングステン線を重なりがないように入れていく。このときアララライト接着剤の硬化剤を用いてタングステン線を仮止めする。次に図 A.3 に示すようにモリブデン線をテンションをかけながらねじり、螺旋を作成すると図 A.4 のようになる。最後にアララライト接着剤の硬化剤をバーナーを用いて蒸発させる。

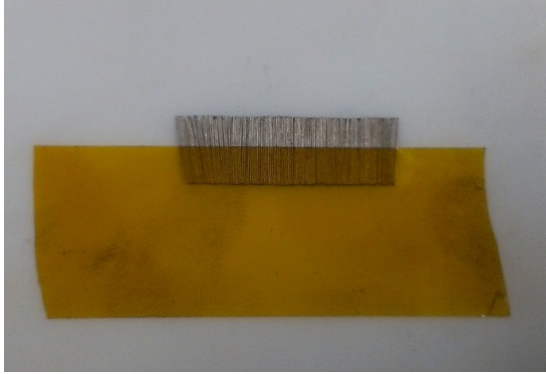


図 A.1: 長さをそろえたφ 0.2 タングステン線

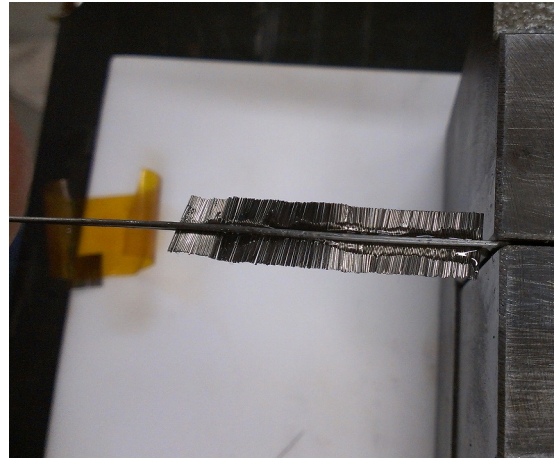


図 A.2: φ 0.75 モリブデン線の上に重なりがないように、切りそろえたφ 0.2 タングステン線を挿入する

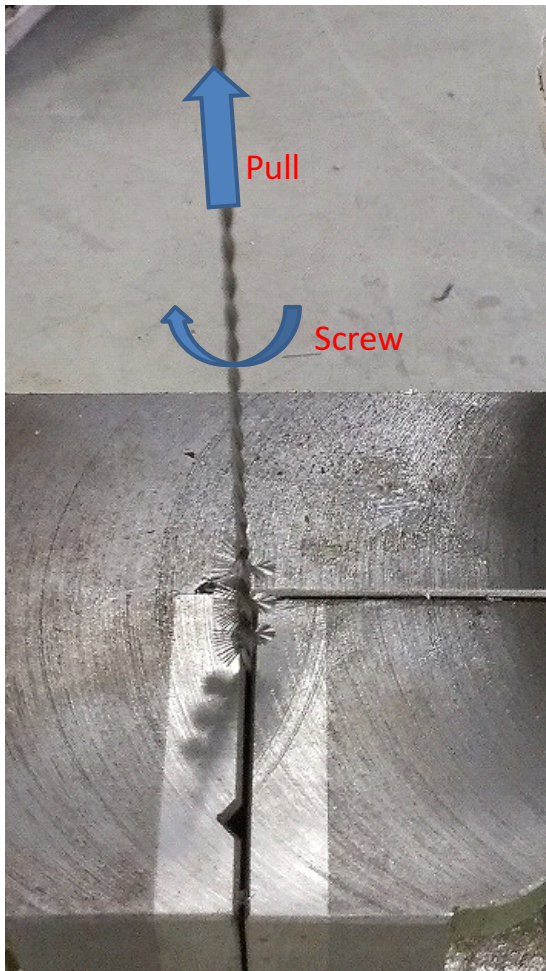


図 A.3: モリブデン線を引っ張りながらねじる



図 A.4: スクリューブラシの写真

B

負イオンが存在するときのボーム速度

負イオンが存在しない正イオンと電子からなるプラズマでは，ボームのシース条件は

$$u_s = \sqrt{\frac{k_B T_e}{M}} \quad (\text{B.0.1})$$

とあらわされ，正イオンはボーム速度 u_s より大きな速度でシース領域に流入する．ボーム速度は電子温度に依存する．

一方，負イオンが存在するプラズマでは，

$$u_s = \sqrt{\frac{k_B T_e}{M}} \times \sqrt{\frac{1 + \alpha_s + \beta_s}{1 + \gamma \alpha_s + 1/2 \gamma_p \beta_s}} \quad (\text{B.0.2})$$

となる [77]．ここで， $\alpha_s \equiv \frac{n_{-s}}{n_{es}}$ (シース端における負イオン密度/熱電子密度)， $\beta_s \equiv \frac{n_{ps}}{n_{es}}$ (シース端における一次電子密度/熱電子密度)， $\gamma \equiv \frac{T_e}{T_-}$ (熱電子温度/負イオン温度)， $\gamma_p \equiv \frac{k_B T_e}{\epsilon_p}$ (熱電子温度/一次電子エネルギー) である．式 B.0.2 の第 2 項 (Bohm Factor) は， $\beta_s = 0.1$, $\gamma = 43$, $\gamma_p = 0.065$ とすると，図 B.1 のようになる．直流放電式プラズマ源におけるフラールプラズマでは，ボーム速度は電子温度 T_e ではなく負イオン温度 T_- に依存し，

$$u_s \approx \sqrt{\frac{k_B T_-}{M}} \quad (\text{B.0.3})$$

となり，負イオンが存在しない時と比べて 15% ほどに低下する．また負イオンのボーム速度は正イオン温度 T_+ に依存する．

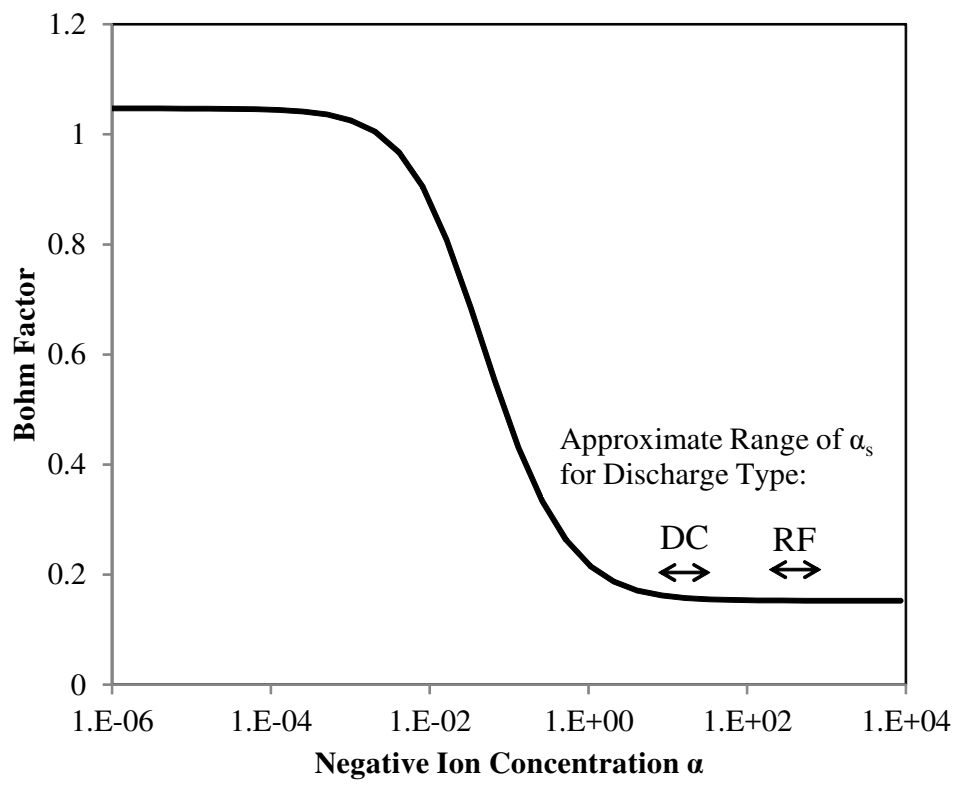


図 B.1: 負イオン割合による Bohm Factor 変化