

博士論文

中性粒子ビーム入射装置用負イオン源における
水素同位体効果

Hydrogen Isotope Effect in a Negative Ion Source
for Neutral Beam Injector

総合研究大学院大学
物理科学研究科
核融合科学専攻

2021 年度

正木 伸吾

目次

第 1 章 序論	4
1.1 エネルギー問題と核融合発電	4
1.1.1 エネルギー消費と地球温暖化	4
1.1.2 核融合発電	6
1.2 中性粒子ビーム入射装置	9
1.3 負イオン源内プラズマ中での負イオンの生成消滅過程	11
1.3.1 体積過程	11
1.3.2 表面過程	15
1.3.3 負イオン源	18
1.4 NBI 用負イオン源の現状	21
1.5 本研究の目的	25
参考文献	27
第 2 章 実験装置とプラズマ計測法	30
2.1 NIFS-研究開発用負イオン源	30
2.1.1 負イオン源の構造	30
2.1.2 負イオンビーム引き出し系	33
2.1.3 光学系	35
2.2 プローブ計測法	37
2.3 キャビティリングダウ分光法	41
2.4 レーザー光脱離法	44
2.4.1 レーザー光脱離法の原理	44
2.4.2 Cs 添加プラズマ中における負イオン密度の推定	47
2.5 まとめ	49
参考文献	50
第 3 章 荷電粒子密度の空間分布計測	51
3.1 分布計測実験のセットアップ	51
3.2 負イオン密度の分布計測	56

3.3	正イオン密度の分布計測.....	60
3.4	電子密度の空間分布	63
3.5	正イオン密度に対する負イオン密度	67
3.6	フィルター磁場構造と荷電粒子の密度分布	75
3.7	まとめ	82
	参考文献.....	84
第4章	流れ計測用方向性プローブの開発.....	85
4.1	従来型の方方向性プローブ.....	85
4.2	新型方向性プローブの構造	88
4.2.1	プローブ先端部.....	89
4.2.2	モーターチャンバー部.....	91
4.3	荷電粒子の流れ評価	93
4.3.1	流れの速度	93
4.3.2	流れの方向	95
4.3.3	新型方向性プローブによる流れの導出	97
4.4	新型方向性プローブによる初期データ	101
4.5	まとめ	104
	参考文献.....	105
第5章	荷電粒子の流れ計測.....	106
5.1	流れ計測実験のセットアップ	106
5.2	正イオンの流れ計測	108
5.2.1	正イオンの流れと両極性拡散.....	108
5.2.2	バイアス電圧による正イオンの流れへの影響	112
5.3	負イオンの流れ計測	119
5.3.1	定常状態における負イオンの流れ.....	119
5.3.2	外部電圧印加による負イオンの流れへの影響	120
5.4	まとめ	124
	参考文献.....	126
第6章	総括.....	127

6.1 本論文のまとめ	127
6.2 今後の課題および展望	129
謝辞	130

第 1 章 序論

1.1 エネルギー問題と核融合発電

1.1.1 エネルギー消費と地球温暖化

近年の世界における人口増加に伴い、全世界のエネルギー消費量は増加の一途をたどっている。図 1.1 にエネルギー資源別のエネルギー供給量の年次推移を示す[1]。原子力を除いた各エネルギー資源による供給量は年々増加しており、2018 年時点での全エネルギー供給量の約 8 割を構成する石油、石炭、天然ガス(化石燃料)は直近 10 年間で 15%増加している。他方、世界のエネルギー供給量の大半を占めている化石燃料は、燃焼する際に二酸化炭素を排出する。図 1.2 に化石燃料の燃焼による世界の二酸化炭素排出量の年次推移を示す[2]。世界のエネルギー供給に伴う大量の二酸化炭素排出によって、地球全体における二酸化炭素の大気中濃度は 2000 年時点の 370 ppm から 2020 年現在の 410 ppm のように年々増加し続けている[3]。この二酸化炭素を始めとした温室効果ガスの大気中濃度の増加は地球温暖化の要因となっていると考えられており、2100 年までの 100 年間で世界の平均気温は最大 4.8°C増加し、平均海面水位は最大 0.82 m 上昇すると予測されている[4]。更に、地球温暖化による気候変動に伴って、生態系の破壊や食料の不足などが懸念されている。したがって、二酸化炭素の排出を抑えた、化石燃料に代わるエネルギー供給源が望まれている。現在、二酸化炭素を排出しない発電方法として、原子力と再生可能エネルギーが用いられる。原子力発電はウラン燃料の核分裂反応によって生じるエネルギーを利用して発電するため二酸化炭素を排出しない一方で、安全面などの観点から国際的に縮小傾向にあるのが現状である。再生可能エネルギーは太陽光、風力、水力などを利用するためエネルギー資源は枯渇せず、発電時に二酸化炭素を排出しない。他方、天候などの自然環境に影響されるため、産業ベースで必要とされる一定のエネルギーを長期にわたり供給することが困難である。以上より、二酸化炭素を排出せず、かつ安定的にエネルギーを供給できる新たな発電方法として、核融合発電が有用であると考えられる。

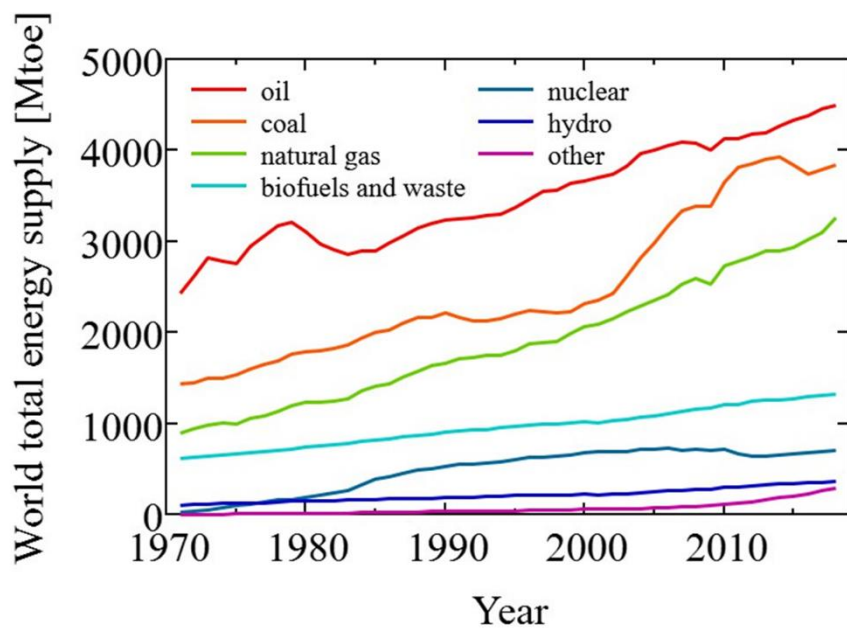


図 1.1 エネルギー資源別のエネルギー供給量の年次推移 [1]

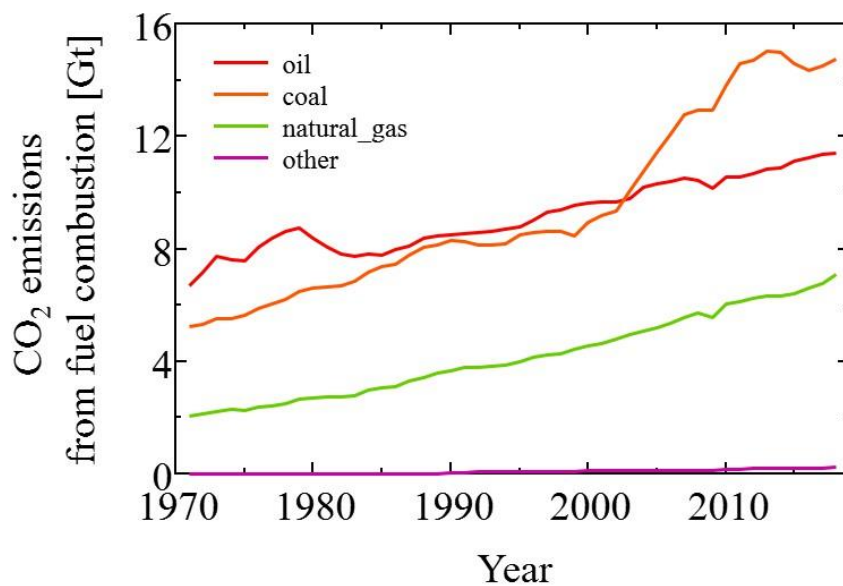
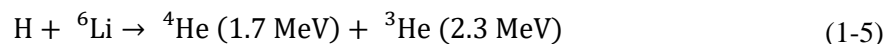
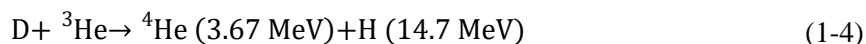
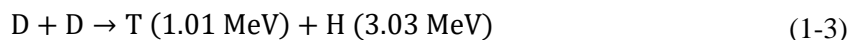
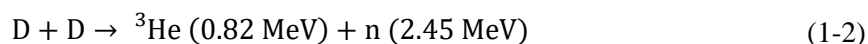
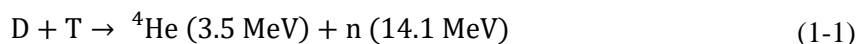


図 1.2 化石燃料の燃焼による世界の二酸化炭素排出量の年次推移 [2]

1.1.2 核融合発電

核融合発電とは、核融合反応によって生じるエネルギーを取り出して発電する手法である。核融合反応は、2つの原子核同士が十分に近づいた際、原子核同士を結び付けようとする核力が、斥力として働くクーロン力を上回ることによって融合して、重い原子核になる核反応である。この核融合反応により生じた原子核と中性子の質量の合計が、反応前の原子核の質量の合計より軽い場合、すなわち核融合反応によって質量欠損が生じた場合、質量差に相当するエネルギー($E = mc^2$)が生成された原子核および中性子の運動エネルギーとして現れる。以下に核融合反応の例を示す[5]。



核融合反応は、核種とエネルギーによって反応率が異なり、その指標として反応断面積が用いられる。図 1.3 に核融合反応断面積を示す[6]。図のように、重水素(D: deuterium)と三重水素(T: tritium)による核融合反応断面積が最も大きいため、核融合発電ではこの重水素と三重水素による D-T 反応((1-1)式)の利用が想定されている。燃料となる重水素は水素(H: hydrogen)の安定同位体であり、自然界では水素の数密度に対し 0.0115%の比率で存在し、海水から抽出することが可能である。一方、三重水素は不安定であり自然界には微量しか存在しないため、(1-6)式と(1-7)式に示す反応で生成される。核融合炉においては、核融合プラズマを取り囲む壁部分に備えられるブランケットと呼ばれる反応室内にリチウム(Li: lithium)を充填して三重水素の生成が行われる。また、ブランケットは三重水素の生成と同時に、中性子の遮蔽や熱交換の役割を担っている。



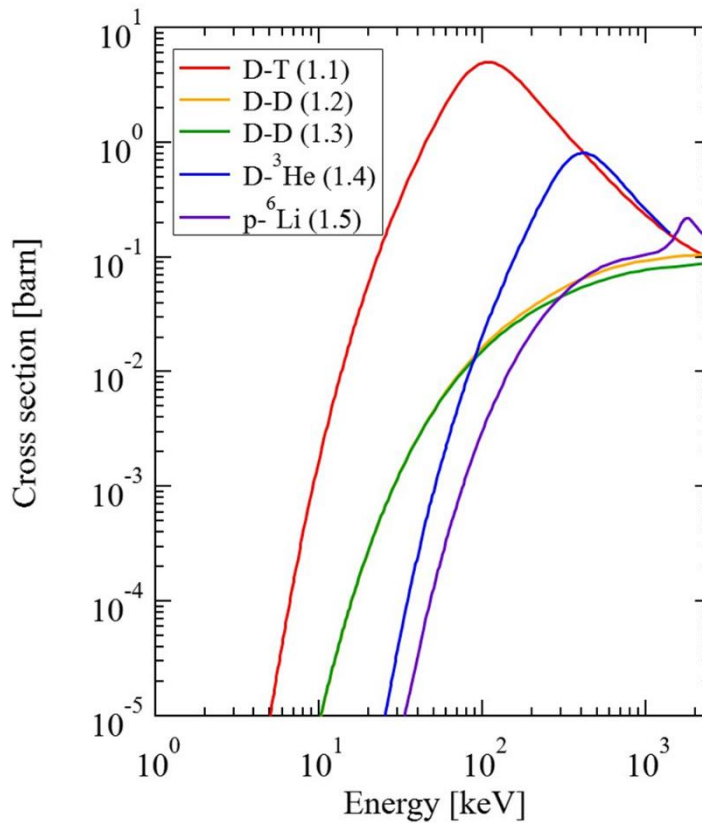


図 1.3 核融合反応断面積 [6]

反応断面積の大きい D-T 反応においても、10 keV またはそれ以上の高いエネルギーが要求される。D あるいは T を吸蔵させた固体燃料にイオンを衝突させ核融合反応を起こす場合、入射されるイオンのエネルギーの大半は固体燃料に含まれる電子との相互作用によって消費されてしまう。そのため、燃料となる重水素などの原子が原子核(イオン)と電子に分かれて運動するプラズマ状態とした後、さらに、イオンと電子の熱エネルギーを 10 keV 程度まで加熱することで、熱運動によってイオン同士を衝突させ核融合反応を発生させる(熱核融合反応)。しかし、このような高エネルギー状態では重水素イオンは 1000 km/s の速度で運動するため、イオン同士の衝突頻度を上げるために核融合炉の容器内に核融合プラズマを閉じ込める必要がある。核融合プラズマの閉じ込め方式として、慣性閉じ込め方式と磁場閉じ込め方式が挙げられるが、ここでは要求されるプラズマの密度が低い磁場閉じ込め方式による核融合について言及する。図 1.4 に磁場閉じ込め型核融合炉の概略図を示す。

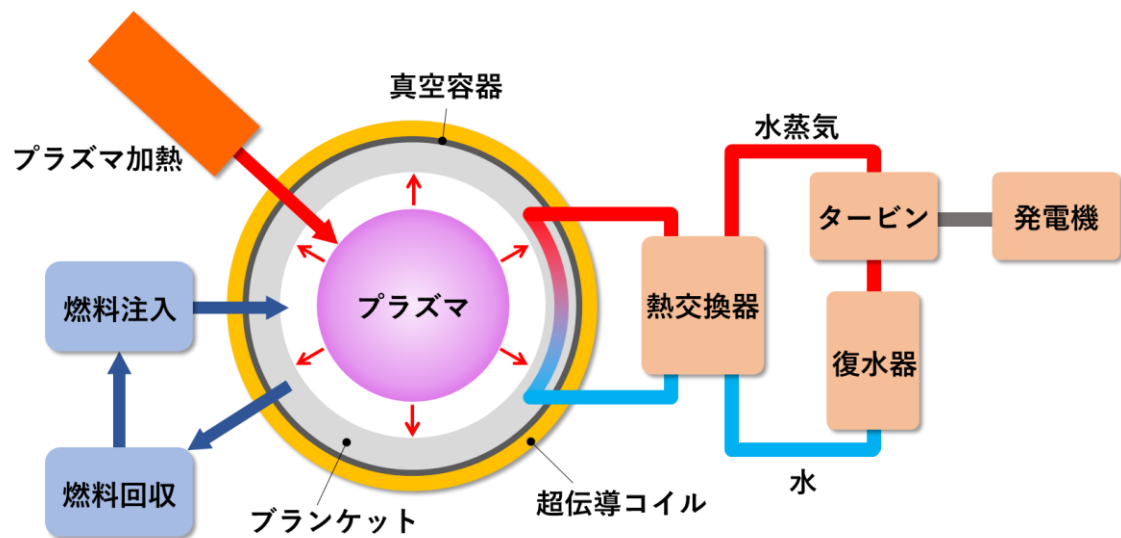


図 1.4 磁場閉じ込め型核融合炉の概略

核融合反応を継続的に生じさせるためには、核融合反応によってプラズマ中より生じるエネルギーが、プラズマの加熱に必要とされる熱エネルギーを上回らなければならない。すなわち、核融合プラズマの維持には、プラズマの密度 n と閉じ込め時間 τ の積 $n\tau$ が一定の値以上である必要がある。これはローソン条件と呼ばれ、以下のように表される。

$$n\tau > 10^{20} \text{ s/m}^3 \quad (1-8)$$

核融合反応率はイオン温度に依存し、要求される $n\tau$ は数十 keV のイオン温度で最小となる。したがって、核融合炉のローソン条件を満足させるため、核融合プラズマを 10 keV 以上まで加熱する必要がある。

1.2 中性粒子ビーム入射装置

核融合プラズマの主な加熱手段として、電子サイクロトロン共鳴加熱(ECRH: Electron Cyclotron Resonance Heating), イオンサイクロトロン周波数帯加熱(ICRF: Ion Cyclotron Range of Frequencies Heating), そして中性粒子ビーム入射(NBI: Neutral Beam Injection)加熱が挙げられる。本章では中性粒子ビーム入射加熱について述べる。

NBI 加熱は高速の中性粒子(原子)ビームをプラズマに入射して加熱する手法である。NBI では荷電粒子であるイオンのビームが生成されるが、イオンビームはプラズマ閉じ込め磁場によってビーム軌道が曲げられてしまうため、磁場閉じ込め型核融合炉に入射される前に磁場の影響を受けない中性粒子ビーム(原子ビーム)に変換する必要がある。図 1.5 に NBI の概略図を示す。まず、イオン源と呼ばれる真空容器内で生成されたプラズマ中のイオンが、プラズマ電極と引出電極に印加された電位差によってイオン源からビームとして静電的に引き出される。引き出されたイオンビームは引出電極と接地電極間に与えられた電位差によって加速された後、中性化セルを通過することで中性粒子ビームとなる。中性粒子ビームはビーム中に残留したイオンをイオン偏向磁場によって取り除いた後、核融合プラズマに入射される。

核融合炉において、NBI はプラズマ加熱だけでなく電流駆動やプラズマ診断などの役割も担っている。トカマク型の核融合炉では、トーラスに沿った方向の磁場であるトロイダル磁場と、トーラスに巻き付き方向の磁場であるポロイダル磁場を組み合わせることで螺旋状の磁力線を生成し、プラズマを閉じ込める。ポロイダル磁場はトーラスに沿った方向に流れるプラズマ電流によって発生する。そのため、トーラスの接線方向に中性粒子ビームを入射することによってプラズマ電流を駆動し、ポロイダル磁場を生成することが可能である。また、核融合反応で生成された後にエネルギーを失ったヘリウム灰を計測する荷電交換分光法(CXRS: Charge exchange recombination spectroscopy)では、100 keV の中性粒子ビームが用いられる。

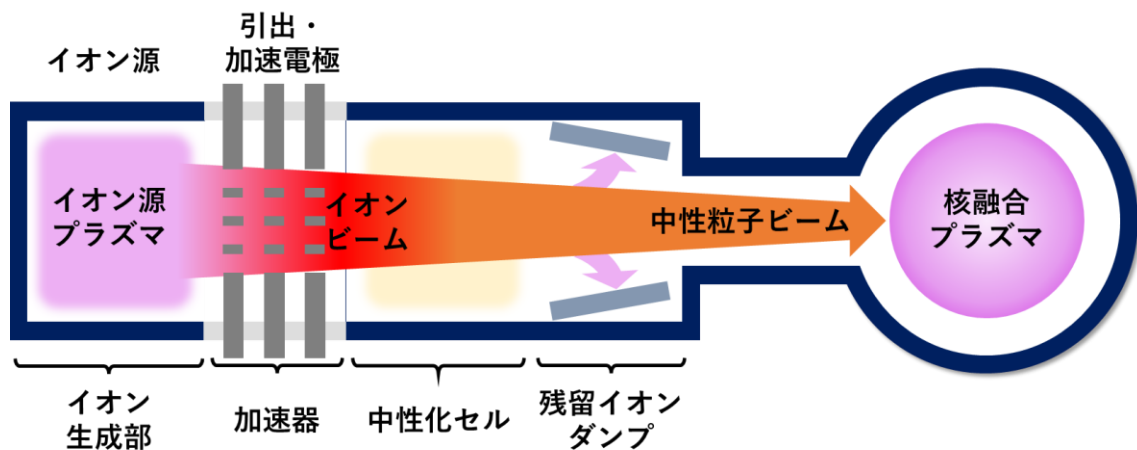


図 1.5 NBI の概略図

現在，国際的に研究開発が進められている国際熱核融合実験炉(ITER: International Thermonuclear Experimental Reactor)計画では重水素と三重水素の D-T 反応による核融合実験が想定されており，1 MeV の重水素ビーム NBI 加熱が用いられる．イオンビームを中性粒子ビームへ変換する中性化効率はビームエネルギーに依存し，図 1.6 に示すように，300 keV 以上のエネルギーでは正イオンの中性化効率はおよそ 0 にまで低下する．他方，負イオンは高エネルギー領域においても 60% 程度の中性化効率が維持される[7]．そのため，ITER 等の核融合プラズマ加熱には負イオン型の NBI (N-NBI)が採用されることとなった．

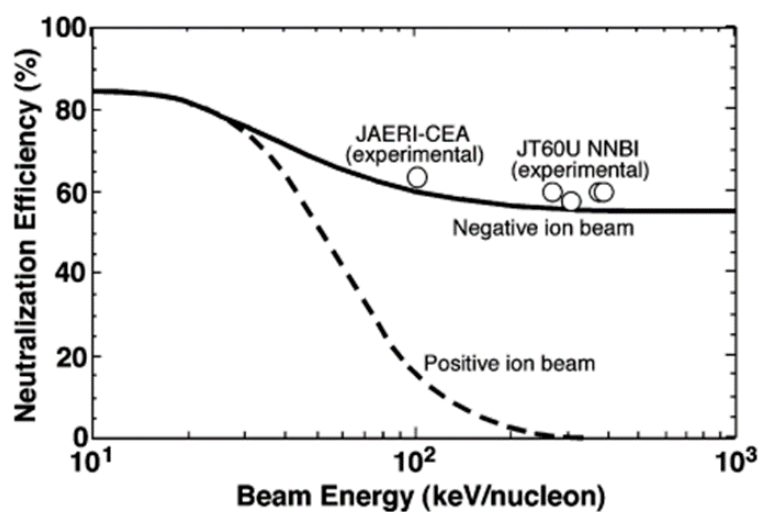


図 1.6 ビームエネルギーに対する正負イオンの中性化効率 [7]

© 2005 IEEE.

1.3 負イオン源内プラズマ中での負イオンの生成消滅過程

中性原子に余剰な電子が付着した負イオンは、負イオン源内部での原子・分子過程を経て生成される。水素負イオンの生成過程は大別して、体積生成過程と表面生成過程の2つが挙げられる。

1.3.1 体積過程

体積生成過程では、水素負イオンは水素の振動励起分子($H_2(v'')$, Vibrationally excited molecule)に電子が付着することで生成される。振動励起分子は、基底状態の分子と高速電子の衝突により、電子が一重項状態に励起された分子が、真空紫外放射することで生成される((1-9)式)。

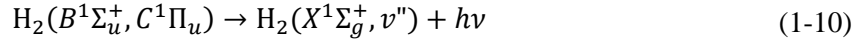
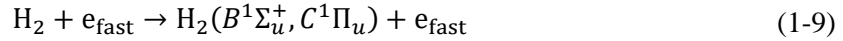
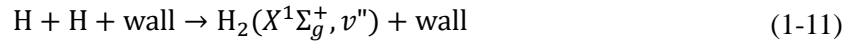


図 1.7 に水素分子のポテンシャルエネルギーを示す[8]。 $H_2(X^1\Sigma_g^+, v'')$ は水素分子の振動励起状態を示し、 $h\nu$ は脱励起に伴って放出される Lyman 帯 ($B^1\Sigma_u^+ \rightarrow X^1\Sigma_g^+$)、および Werner 帯 ($C^1\Pi_u \rightarrow X^1\Sigma_g^+$) の真空紫外光(VUV: Vacuum Ultraviolet)を示す。

負イオン源の壁における水素原子の再結合脱離反応(RD: Recombinative Desorption)でも振動励起分子は生成される。



以上の過程を経て生成された振動励起分子は、低速電子との解離性付着反応(DA: Dissociative Attachment)によって、負イオンと原子に解離する[9]。



解離性付着反応の断面積は電子温度ならびに分子の振動量子数 v'' に依存する[10,11]。特定の振動量子数に対して閾値以上の電子温度で解離性付着反応が生じるが、閾値付

近で断面積は最大となる。図 1.8 に振動量子数($v'' = 0$ から 9)に対する閾値付近の電子温度および反応断面積を示す。振動量子数が増加するに従って反応断面積も増加し、閾値となる電子温度は低下する。体積生成過程による水素負イオン密度は低速電子密度に比例する[12]ため、負イオン生成量の増加にはプラズマ中の電子のエネルギーを 1 eV 以下に抑えることが重要となる。

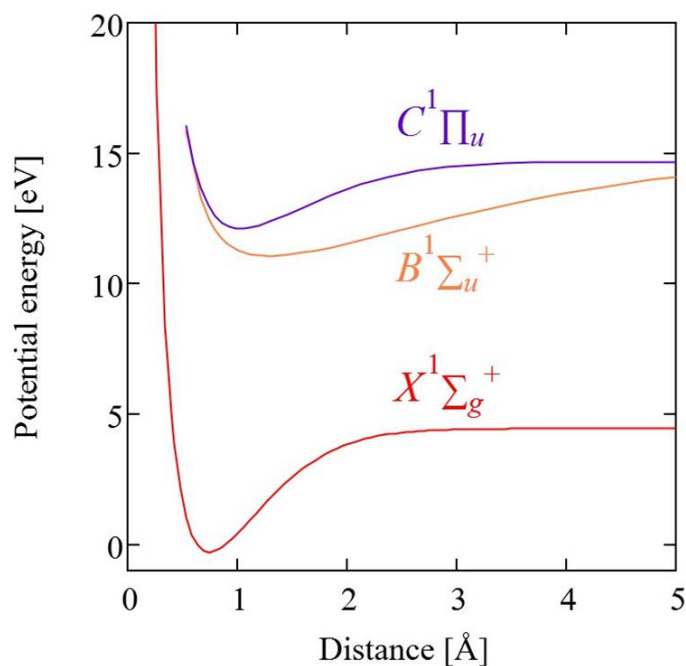


図 1.7 水素分子のポテンシャルエネルギー [8]

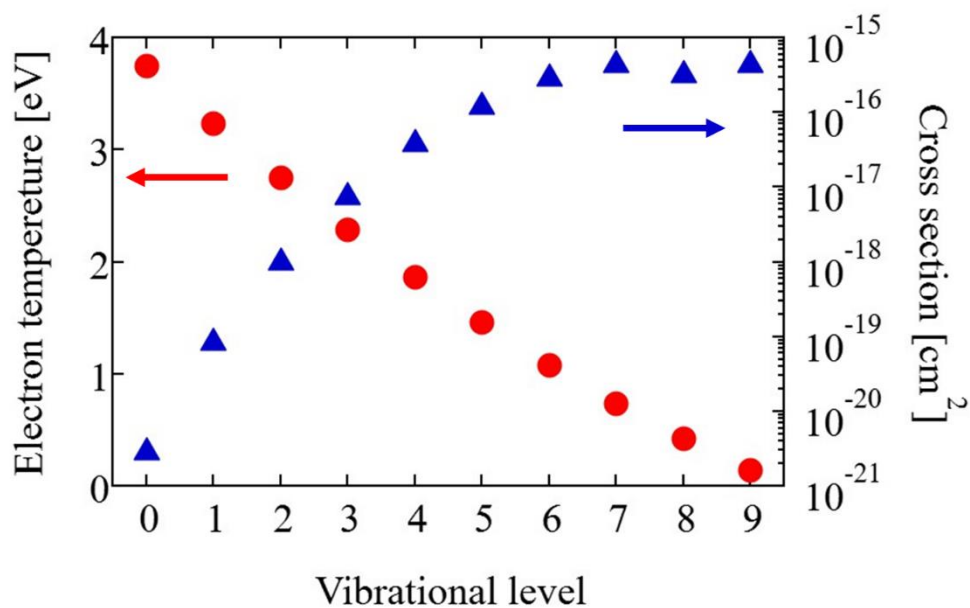


図 1.8 振動量子数に対する閾値付近の電子温度および反応断面積 [11]

負イオン中の余剰電子は中性原子の電子親和準位に捕捉されている。しかしながら、水素原子のイオン化エネルギー13.6 eVと比較して水素の電子親和力は0.754 eVと圧倒的に低いため、生成された負イオンは様々な粒子との衝突によって容易に消滅する。以下に水素負イオンの消滅過程の反応の例を示す。



(1-13)式は電子との反応により負イオンから余剰電子が脱離する電子脱離(ED: Electron Detachment)反応である。図 1.9 に電子のエネルギーに対する電子脱離反応断面積を示す[13]。電子脱離の反応断面積は電子のエネルギーに依存し、特に 1 eV 以上のエネルギーに対して高い反応断面積を示す。したがって、電子による負イオン消滅量を低減させるには、負イオンが存在するプラズマ中における電子エネルギーを 1 eV 以下まで抑制する必要がある。(1-14)式、(1-15)式、(1-16)式はそれぞれ水素原子による結合性脱離(AD: Associative Detachment)、正イオンによる相互中性化(MN: Mutual Neutralization)、水素分子によるストリッピングロス(Stripping Loss)による負イオン消滅反応を示す。これらの反応による負イオン消滅を抑制するためには、ガス圧等の負イオン源運転パラメータを調整する必要がある。

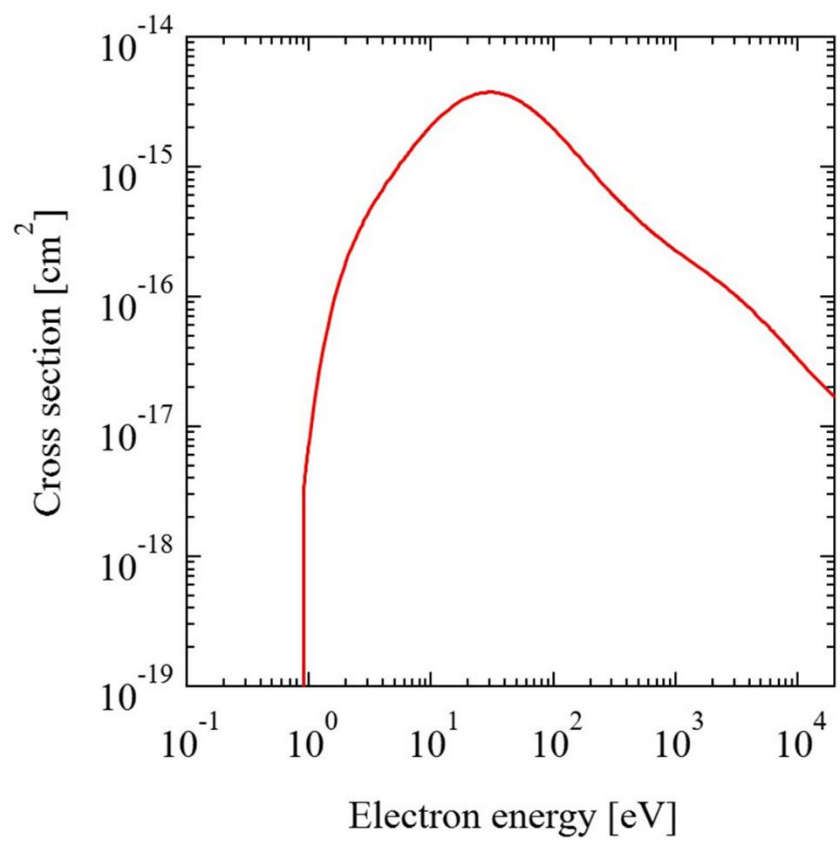


図 1.9 電子のエネルギーに対する電子脱離反応断面積 [13]

1.3.2 表面過程

表面生成過程は、金属表面に入射した水素原子(H)および正イオン(H⁺, H₂⁺, H₃⁺)が反射してプラズマ中へ戻る際に、金属表面から電子を受け取って負イオンを形成する生成過程である。金属表面における負イオン生成過程を表す理論として、表面効果モデルと呼ばれるものがある。

図 1.10 に表面効果モデルにおける金属表面近傍ポテンシャルの一次元分布図を示す。ここで z は金属表面からの距離を表す。真空準位に対する金属表面のフェルミ準位は仕事関数 ϕ 分低く、電子のポテンシャルは鏡像力による電位分布 $V_i(z)$ の影響で低下する。したがって、原子の電子親和力 E_a のエネルギー準位とフェルミ準位が等しくなるまでの金属表面からの距離を z_c は以下のように表される。

$$V_i(z_c) = -(\phi - E_a) \quad (1-17)$$

$$z_c = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0(\phi - E_a)} \quad (1-18)$$

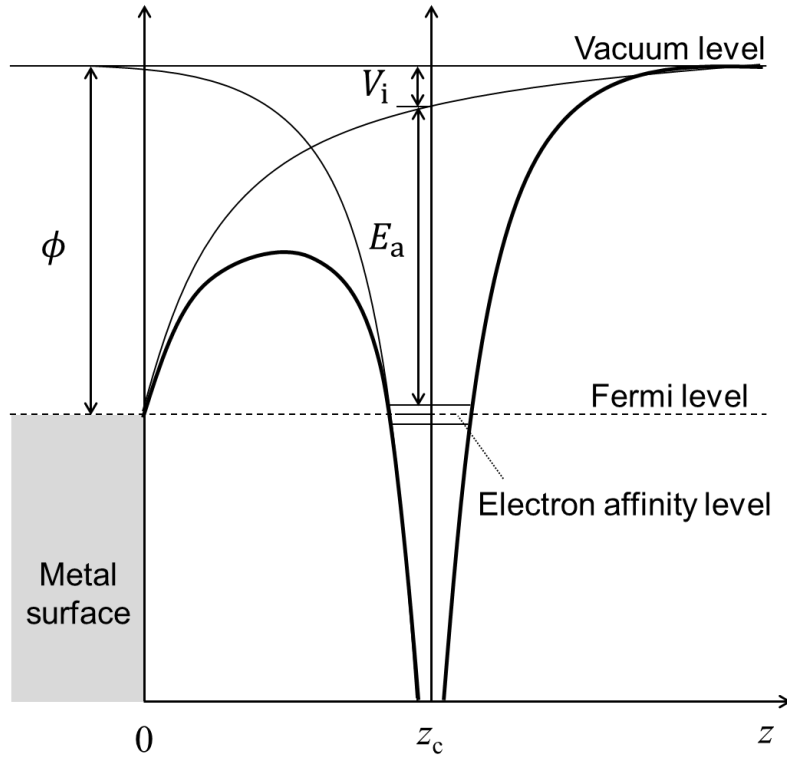


図 1.10 表面効果モデルにおける金属表面近傍ポテンシャルの一次元分布図

原子が z_c より金属表面近傍 ($0 < z < z_c$) に存在する場合、金属中の電子は原子へ容易に遷移できるため、 z_c は負イオンの生成と消滅の境界となる臨界距離である[14].

金属表面から z_c の距離で電子親和準位に金属からの電子を捕獲した負イオンが表面から無限遠方に離れていく際に、電子親和準位に占有された電子が再び金属の伝導帯へ戻ることなく負イオンとして生き残る確率 β は以下のように表される[15].

$$\beta^- \approx \exp \left\{ -\frac{B^2 \Gamma^2 (1 - \lambda)}{2 v_z z_c} \cdot \sqrt{\frac{\phi}{U_0}} \cdot e^{-\frac{1}{2\gamma}} \cdot \left(\frac{z_c}{2\lambda}\right)^{2\lambda} \cdot e^{-2\gamma z_c} \right\} \quad (1-19)$$

$$z_c = \frac{1}{4(\phi - E_a)}, \quad \lambda = \frac{1}{4\sqrt{2\phi}}, \quad \frac{\gamma^2}{2} = E_a$$

ここで B は負イオンに含まれる電子の波動関数に関する係数、 Γ はガンマ関数、 v_z は金属表面から遠ざかる粒子の速度、 U_0 は真空準位から金属中の伝導帯の底までのエネルギー差を表す。また、水素負イオンの生存確率は Rasser らによって以下の式に簡略化された[16].

$$\beta^-(v_z) \cong \frac{2}{\pi} \exp \left\{ -\frac{\pi(\phi - E_a)}{2av_z} \right\} \quad (1-20)$$

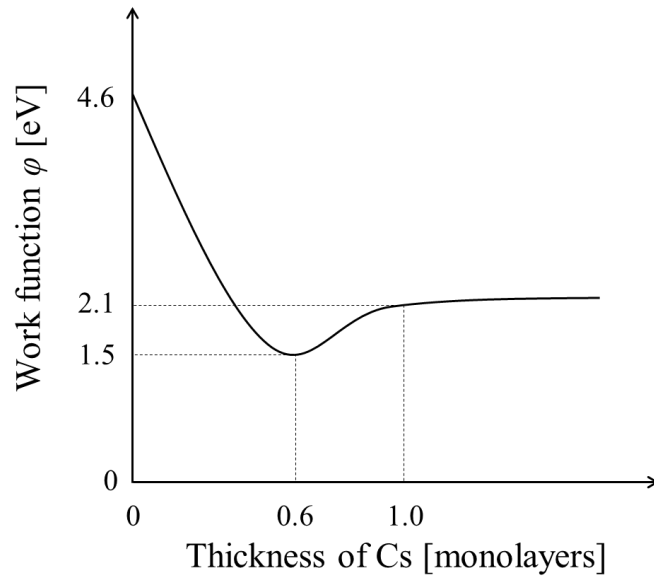


図 1.11 Mo 表面に蒸着した Cs の厚さに対する金属表面の仕事関数

a は遠距離における遷移率の定数である。以上の式より、負イオンの生存確率は表面から飛び出す粒子の速度が速く、表面の仕事関数が低いほど高くなる。金属表面の仕事関数を低下させる方法として、表面にアルカリ金属を吸着させる手法がある。特に、NBI用負イオン源ではセシウム(Cs)をプラズマ中に添加することで負イオンの表面生成量を増加させる手法が用いられている。プラズマ中に蒸気として添加された Cs 原子は負イオン源内部の壁面および電極に吸着し、表面の仕事関数を低下させる。Cs による仕事関数の低下は、金属表面に吸着した Cs 原子層の厚さに依存する。図 1.11 にモリブデン(Mo)表面に吸着した Cs の厚さに対する金属表面の仕事関数を示す。Cs の吸着層の厚さが増加するにしたがい、Mo 表面の仕事関数は 4.6 eV から減少し、0.6 層で最小値の 1.5 eV となる[17]。さらに蒸着が進むと仕事関数は増加し、1.0 層で Cs の仕事関数である 2.1 eV となる。Cs の添加により、負イオン源から引き出される負イオンビーム電流量は Cs 非添加時と比較して大幅に増加する[18]。また、負イオンと共に引き出される電子電流は減少する[19]。

1.3.3 負イオン源

負イオン源内のプラズマはフィラメントアークによる直流放電，高周波放電(RF: Radio Frequency)，電子サイクロトロン共鳴(ECR: Electron Cyclotron Resonance)等の放電方式によって生成される．ここでは例として図 1.12 にフィラメントアーク型負イオン源の概略図を示す．タングステン等の高温でも低い蒸気圧を有する金属で作られた熱陰極フィラメントからの熱電子放出によって，放電容器(陽極)との間でプラズマが生成される．イオン源の外壁に取り付けられた永久磁石が形成するカスプ磁場によって，イオン源内部のプラズマは閉じ込められる．プラズマ生成部では電子温度が数 eV 以上と高いため，水素負イオンの体積生成に必要な振動励起分子が生成される．他方，負イオンの体積生成には振動励起分子を低速電子(~ 1 eV)と衝突させる必要があり，生成された負イオンは高速電子との衝突によって電子脱離反応により容易に消滅してしまう．すなわち負イオン密度の向上には，電子温度の高いプラズマ生成部と，電子温度の低い負イオン生成部の 2 つの領域を用意する必要がある．そのため，負イオン源にはフィルター磁場と呼ばれる横磁場が用いられている．高速電子はフィルター磁場で磁化されているため，プラズマ中の他の粒子と衝突を繰り返すことで徐々にエネルギーを落としながらフィルター磁場内を拡散していく一方，電荷が中性である振動励起分子は磁場の影響を受けずにフィルター磁場の領域を横切って拡散する．したがって，負イオン源内部はフィルター磁場によってプラズマ生成領域と負イオン生成(引出)領域の 2 つに空間的に分離することが可能となる．このような方式の負イオン源はタンデム型と呼ばれる．フィルター磁場の形成には負イオン源の外部に永久磁石を取り付ける方式や，プラズマ領域とビーム領域を隔てるプラズマ電極に直流の大電流を流すことで生じる磁場を用いる方式がある[20]．

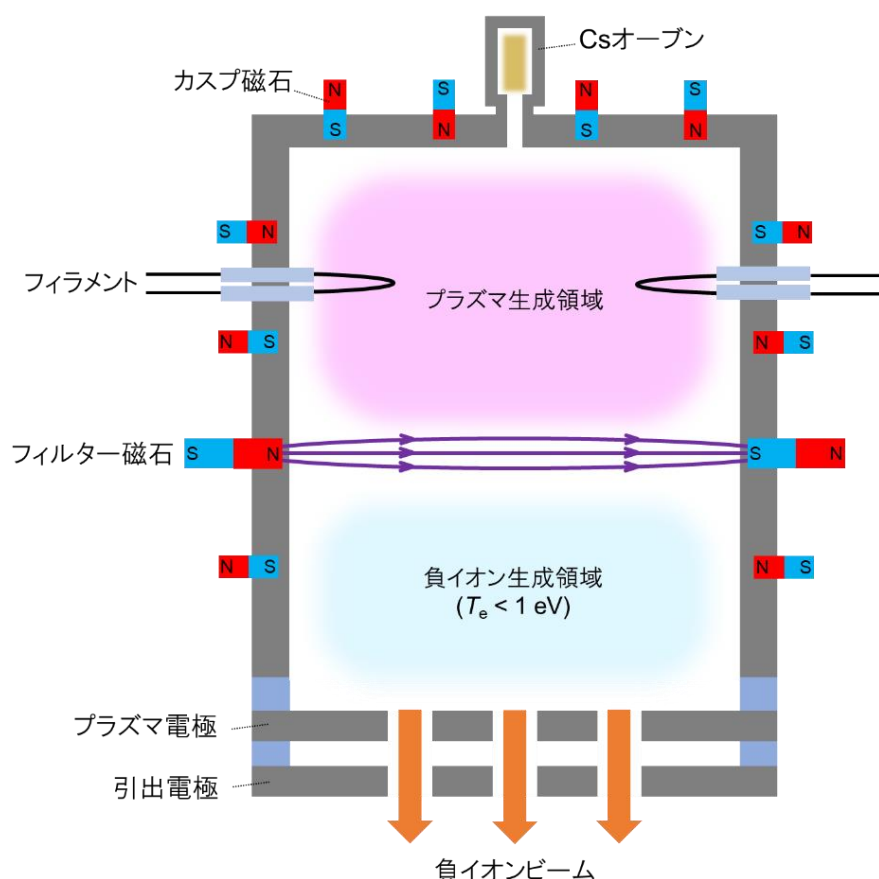


図 1.12 フィラメントアーク型負イオン源の概略図

イオン源内で生成された荷電粒子は外部電場によって静電的に引き出される。負イオン源の場合、引出電極に数 kV の引出電圧をプラズマ電極に対して正に印加することで、負イオンがプラズマ電極および引出電極の引出孔を通して引き出され、負イオンビームとなる。この際、負イオンと同様に負の電荷を持つ電子も引き出されるが、加速域にはイオン源の磁場が漏れ出しており、電子軌道が曲げられる。その結果、加速された電子は電極やビームライン内の機器に衝突し、溶損等の重大な問題を引き起こす。そのため、負イオン型の NBI では負イオン源より引き出される負電荷粒子を負イオン成分と電子成分に分割し、負イオンのみをビームとして加速させる。図 1.13 に負イオンビーム引き出し時において負イオンと電子を選別する機構の概略図を示す。引出孔の各列を挟んで極性が交互となるように引出電極内部に埋め込まれた永久磁石によって、引出孔近傍に電子偏向磁場(EDM: Electron Deflection Magnetic Field)が形成される。プラズマ電極近傍の負イオンおよび電子は引出電極に印加された引出電圧によって引き出される際、電子偏向磁場によるローレンツ力の影響で軌道が曲げられる。

電子は引出電極に衝突し、電子電流として吸収される一方で、電子の約 1840 倍の質量を持つ水素負イオンは電子偏向磁場の影響をほとんど受けず、引出電極を通過し負イオンビーム電流として引き出される。

負イオンビームと共に引き出される電子電流は引出電極への熱負荷となるため、大電流の電子電流は電極損傷の要因となる。そのため、NBI 用負イオン源では Cs 添加および負イオン源の放電容器に対してプラズマ電極に印加するバイアス電圧によって電子電流量を低減させている。後者に関しては、負イオンビーム電流量および電子電流量はバイアス電圧に依存する[21]ため、負イオン源の運転では電子電流量に対する負イオンビーム電流量の比が高くなるプラズマ電極電圧が用いられる。

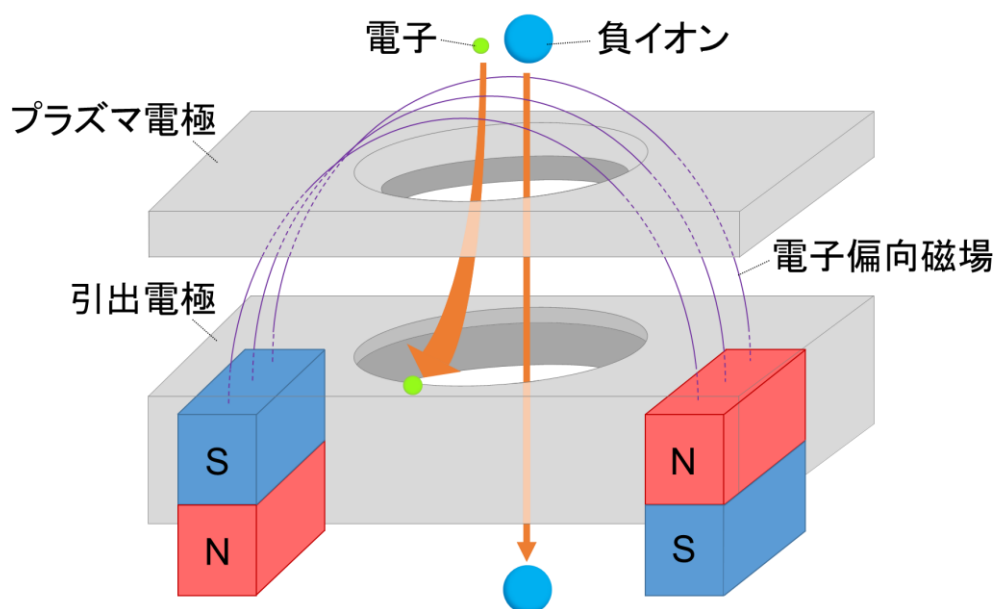


図 1.13 電子偏向磁場による負イオンと電子の選別

1.4 NBI 用負イオン源の現状

負イオンビームを用いた NBI は、ITER を始めとした大型磁場閉じ込め装置における核融合炉プラズマの加熱および電流駆動に有効な手段である。わが国では核融合科学研究所(NIFS: National Institute for Fusion Science)の大型ヘリカル装置(LHD: Large Helical Device)と量子科学技術研究開発機構(QST: National Institute for Quantum Science and Technology)の JT-60U にフィラメントアークによる直流放電型負イオン源を用いた NBI が実装され、負イオン源および負イオンビームに関する研究が行われてきた[22,23]。また、ドイツのマックスプランク・プラズマ物理研究所(IPP: Max Planck Institute for Plasma Physics)では ITER NBI 用の試験装置 ELISE(Extraction from a Large Ion Source Experiment)において、ITER の 1/2 の大きさを有する RF 駆動型負イオン源を用いた大電力負イオンビームの生成・引き出し実験が行われており[24]、イタリアの Consorzio RFX では ITER が推進する性能試験装置(NBTF: Neutral Beam Test Facility)に ITER 実機と同規模の RF 型負イオン源(SPIDER: Source for Production of Ion of Deuterium Extracted from RF Plasma)が導入され、2018 年より運転が開始されている[25,26]。

表 1-1 に ITER の NBI に対する要求値ならびに NIFS, QST, IPP それぞれにおける負イオンビームの実績値を示す。ITER の NBI では 2 本のビームラインを用いて 33 MW(1 本あたり 17 MW)の電力を 1 時間入射することが求められており、負イオン源 1 機あたりビームエネルギー 0.87 MeV、電流値 46 A の軽水素負イオン(H⁻)ビーム、および 1 MeV、40 A の重水素負イオン(D⁻)ビームが必要となる[27,28]。電流密度換算では H⁻で 230 A/m²、D⁻で 200 A/m²が要求値であり[29]、ビーム加速中におけるストリッピングロスによって負イオンビーム電流が 30%減少する[30]ことを考慮した場合、必要な引出電流密度はそれぞれ 329 A/m² (H⁻)、286 A/m² (D⁻)となる[31]。また、負イオンと共に引き出される電子電流による電極への負荷を考慮して、負イオン電流量に対する電子電流量は 1 未満であることが要求されている[32]。

表 1-1. ITER の要求値と NIFS, QST, IPP の負イオンビーム実績値. フィラメントアーク型放電方式を DC と表記. 電子電流比は負イオンビーム電流に対する比率である.

機関	放電方式	イオン種	引出電流 密度 [A/m ²]	加速電流 密度 [A/m ²]	電子電流 比	パルス幅 [s]	ビーム エネルギー [MeV]
ITER (要求値)	RF	H ⁻	329	230	< 1	3600	0.87
		D ⁻	286	200	< 1	3600	1
NIFS	DC	H ⁻		368	< 0.25	1.5	0.18
		D ⁻		233	< 0.8	1.5	0.18
QST [33]	DC	H ⁻		190		60	0.97
IPP	RF	H ⁻	290	237	< 1	1000	0.07
		D ⁻	194	154	< 1	2700	0.07

NIFS の LHD-NBI では軽水素運転においてビーム電流 40 A, 電流密度 368 A/m² の負イオンビーム生成を達成[34]しており, 2017 年より LHD で開始した重水素実験に合わせて重水素での NBI 運転が開始された. 図 1.14 に LHD-NBI における軽水素および重水素運転時の, 負イオン源プラズマ放電電力に対する負イオンビーム電流と電子電流/負イオンビーム電流の特性を示す[35].

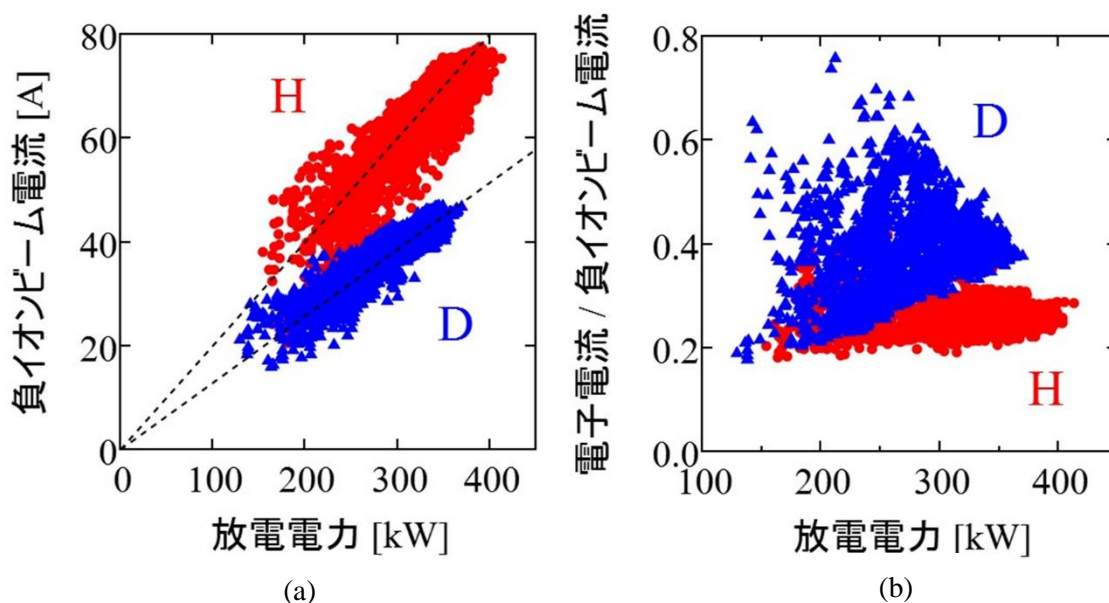


図 1.14 LHD-NBI における軽水素・重水素運転 [35]

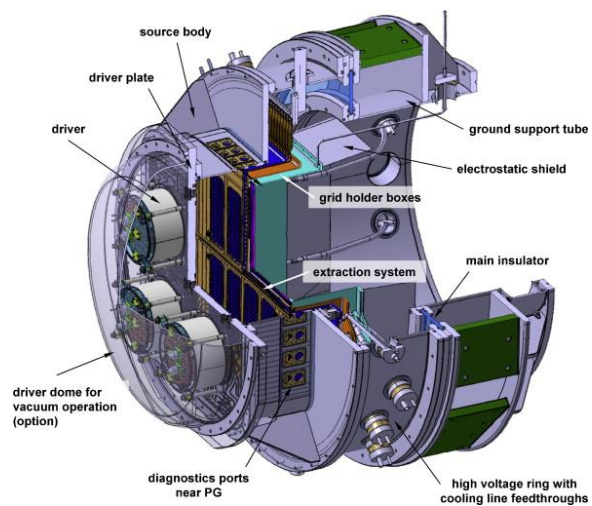
- (a) 負イオンビーム電流の放電特性,
(b) 電子電流/負イオンビーム電流の放電特性

同じ放電電力に対する重水素運転時の負イオンビーム電流は、以下に示す Child-Langmuir 則により軽水素運転時と比べて約 2/3 程度に低下している。

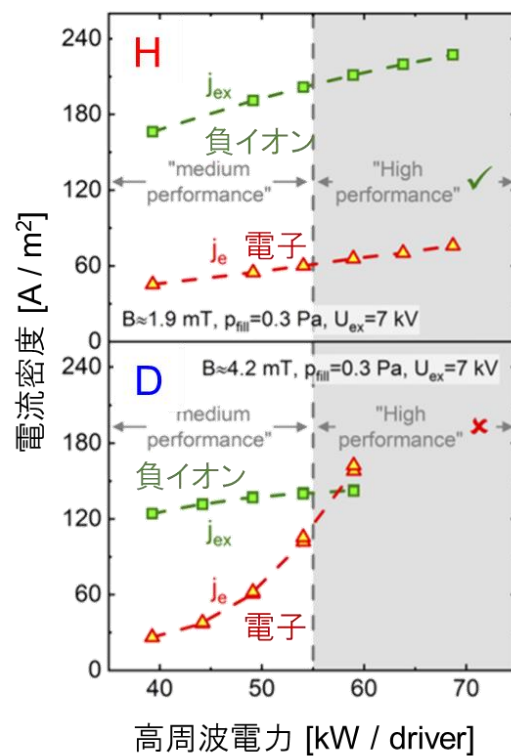
$$j = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{M}} \frac{V^{3/2}}{d^2} \quad (1-21)$$

j は電流密度、 e は電気素量、 M は粒子の質量、 V は引出電圧、 d は電極間距離である。他方、負イオンビーム電流に対する電子電流の比率は、軽水素運転時は放電電力に依らず一定の値(~ 0.3)を示しているのに対して、重水素運転時は放電電力の上昇に伴って増加し、同一の放電電力では軽水素運転時より高い値となっている。LHD-NBI では引出電極の損傷を避けるため、電極の熱負荷に許容範囲を設けて負イオン源の運転を行っている。そのため、重水素運転時では電子電流の増加によって放電電力が制限され、負イオンビーム電流増加の妨げとなっている。また、重水素運転では Cs 消費量が増加するという問題もみられている[36]。

RF 駆動型の負イオン源はフィラメントアーク放電型と比較して、フィラメントの寿命に伴う交換のメンテナンスや、Cs の消費量が少ないという利点が挙げられる[37]。そのため、ITER の NBI では RF 駆動型の負イオン源が採用され、8 つの RF ドライバーを用いてプラズマが生成される。IPP の ELISE では ITER の 1/2、合計 4 つの RF ドライバーによって負イオン源プラズマが生成され、軽水素運転では 1000 秒間のイオン源プラズマ維持と、その間の断続的な 237 A/m^2 の負イオンビームの加速に成功している[31,38]。他方、重水素運転では軽水素運転と比較して、負イオンビーム電流密度が減少し、電子電流密度が増加するという現象が生じている(図 1.15)[39]。結果として、重水素運転時では RF 駆動型負イオン源においても、電子電流の増加を避けるため放電電力が制限されている[40]。



(a)



(b)

図 1.15 IPP-ELISE における軽水素・重水素運転

(a) ELISE の概略図 [24],

(b) 電子電流/負イオンビーム電流の放電特性 [39]

1.5 本研究の目的

NBI は磁場閉じ込め型核融合炉におけるプラズマ加熱および電流駆動などの重要な役割を担っている。将来の核融合炉では、核融合反応断面積の大きい重水素と三重水素による核融合が想定されており、ITER では重水素による負イオン型 NBI が用いられる。そのため、核融合炉を目指したプラズマ閉じ込め装置では、NBI における入射ビーム種をこれまで高い実績を残してきた軽水素から重水素に置き換える必要がある。他方、重水素ビーム入射では軽水素ビームと比較して、①負イオンビーム電流の減少、②負イオンと共に引き出される電子ビーム電流の増加、③負イオンの表面生成効率を増加させ、電子ビーム電流を減少させる Cs の消費量増加、といった現象が生じる。特に、過剰な電子電流は引出電極への熱負荷となり、同電極の損傷や電極間のブレイクダウンの原因となるため、重水素運転時における負イオンビーム入射電力向上の障害となっている。しかし、上記の現象は軽水素と重水素の相違(同位体効果)に起因するものであると考えられる一方で、現状ではその機構について負イオン源内部におけるプラズマの計測結果と、その物理解釈がなされていない。

負イオンビームおよび電子ビームは、負イオン源の放電容器内部で生成されたプラズマから多孔型電極によって静電的に引き出される。そのため、負イオン源内のビーム引出孔近傍(負イオン生成・引出領域)における荷電粒子(負イオン、正イオン、電子)の水素同位体による空間分布の相違は、ビームの組成と分布に影響を及ぼす。また、ビームの特性は静的な空間分布のみならず、ビーム引出孔近傍における荷電粒子の運動にも影響される。個々の荷電粒子の運動を捉えることは不可能であるが、巨視的な動的挙動を表す荷電粒子の流れにも同位体効果が現れると考えられる。以上を踏まえて、本研究では負イオン源内の負イオン生成・引出領域中の荷電粒子の空間分布および流れを計測し、それらにおける同位体効果を明らかにすることで、NBI 用負イオン源の重水素運転時に電子ビーム電流が増加する要因を明らかにすることを目的とする。

本論文の構成を以下に示す．第 2 章では，本研究の実験で使用した NIFS の NBI テストスタンド既設の研究開発用負イオン源の構造について説明する．また，本研究のデータ解析で用いた静電プローブ法によるプラズマ計測，キャビティリングダウン分光法による負イオンの線平均密度計測，レーザー光脱離法による局所的な負イオン密度計測の原理等について述べる．第 3 章では，第 2 章で説明した計測法によって得られた荷電粒子の空間分布計測について述べる．第 4 章では，荷電粒子の流れを計測するために新たに設計開発した方向性プローブの構造と，流れ計測の原理について述べる．第 5 章では，新型方向性プローブを用いて計測した荷電粒子の流れ計測について述べる．第 6 章では総括として，本研究のまとめと今後の課題について述べる．

参考文献

- [1] IEA, World total energy supply by source, 1971-2018, IEA, Paris
<https://www.iea.org/data-and-statistics/charts/world-total-energy-supply-by-source-1971-2018>
- [2] IEA (2020), Key World Energy Statistics 2020, IEA, Paris
<https://www.iea.org/reports/key-world-energy-statistics-2020>
- [3] WMO Greenhouse Gas Bulletin (GHG Bulletin) – No.16: The State of Greenhouse Gases in the Atmosphere Based on Global Observations through 2019.
- [4] 気候変動に関する政府間パネル(IPCC)第5次評価報告書
<http://www.env.go.jp/press/files/jp/23096.pdf>
- [5] 近藤育朗, 栗原研一, 宮健三, 「核融合エネルギーのはなし」, 日刊工業新聞社, 1996年, p.13.
- [6] Evaluated Nuclear Data File, IAEA Nuclear Data Services <https://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm>
- [7] R. S. Hemsworth and T. Inoue, IEEE Trans. Plasma Sci. **33**, 6, 1799 (2005).
- [8] T. E. Sharp, Atomic Data and Nuclear Data Tables **2**, 119 (1970).
- [9] M. Bacal, C. Michaut, L. I. Elizarov and F. El Balghiti, Rev. Sci. Instrum. **67**, 1138 (1996).
- [10] J. Horáček, M. Cizek, K. Houfek, P. Kolorenc and W. Domcke, Phys. Rev. A **70**, 052712 (2004).
- [11] J. M. Wadehra and J. N. Bardsley, Phys. Rev. Lett. **41**, 1795 (1978).
- [12] M. Bacal and G. W. Hamilton, Phys. Rev. Lett. **42**, 1538 (1979).
- [13] R. K. Janev, W. D. Langer, K. J. Evans, D. E. J. Post, "Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas" (1987).
- [14] 石川順三, 高木俊宜, 「真空」, 26巻2号, 日本真空学会, 1983年, p.108.
- [15] M. E. Kishinevskii, Sov. Phys. Tech. Phys. **23**, 4, 456 (1979).
- [16] B. Rasser, J. N. M. Van Wunnik and J. Los, Sur. Sci. **118**, 697 (1982).
- [17] D. C. Faircloth, S. R. Lawrie, H. Pereira Da Costa and V. Dudnikov, AIP Conf. Proc. **1655**, 030013 (2015).
- [18] A. Ando, K. Tsumori, Y. Oka, O. Kaneko, Y. Takeiri, E. Aasano, T. Kawamoto, R. Akiyama and T. Kuroda, Phys. Plasmas **1**, 2813 (1994).

- [19] A. Ando, K. Tsumori, Y. Takeiri, O. Kaneko, Y. Oka, T. Okuyama, H. Kojima, Y. Yamashita, R. Akiyama, T. Kawamoto, K. Mieno, T. Kurata and T. Kuroda, AIP Conf. Proc. **287**, 339 (1992).
- [20] R. Nocentini, R. Gutser, B. Heinemann, M. Froeschle, R. Riedl and NNBI-Team, Fusion Eng. Des. **84**, 12, 2131 (2009).
- [21] M. Bacal and M. Wada, Appl. Phys. Rev. **2**, 012305 (2015).
- [22] K. Tsumori, O. Kaneko, Y. Takeiri, M. Osakabe, K. Ikeda, K. Nagaoka, H. Nakano, M. Shibuya, E. Asano, T. Kondo *et al.*, AIP Conf. Proc. **1390**, 517 (2011).
- [23] A. Kojima, N. Umeda, M. Hamada, M. Yoshida, M. Kashiwagi, H. Tobari, K. Watanabe, N. Akino, M. Komata, K. Mogaki *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 063006 (2015).
- [24] B. Heinemann, H. Falter, U. Fantz, P. Franzen, M. Fröschle, R. Gutser, W. Kraus, R. Nocentini, R. Riedl, E. Speth *et al.*, Fusion Eng. Des. **84**, 915 (2009).
- [25] G. Chitarin, G. Serianni, V. Toigo, M. Bigi, M. Boldrin, S. Dal Bello, L. Grando, A. Luchetta, D. Marcuzzi, R. Pasqualotto *et al.*, AIP Conf. Proc. **2052**, 030001 (2018).
- [26] G. Serianni, V. Toigo, M. Bigi, M. Boldrin, G. Chitarin, S. Dal Bello, L. Grando, A. Luchetta, D. Marcuzzi, R. Pasqualotto *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **91**, 023510 (2020).
- [27] R. S. Hemsworth, D. Boilson, P. Blatchford, M. Dalla Palma, G. Chitarin, H. P. L. De Esch, F. Geli, J. Graceffa, D. Marcuzzi, G. Serianni *et al.*, New J. Phys. **19**, 025005 (2017).
- [28] M. J. Singh, D. Boilson, A. R. Polevoi, T. Oikawa and R. Mitteau, New J. Phys. **19**, 055004 (2017).
- [29] R. Hemsworth, H. Decamps, J. Graceffa, B. Schunke, M. Tanaka, M. Dremel, A. Tanga, H. P. L. De Esch, F. Geli, J. Milnes *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 045006 (2009).
- [30] A. Krylov and R. S. Hemsworth, Fusion Eng. Des. **81**, 19, 2239 (2006).
- [31] D. Wunderlich, R. Riedl, F. Bonomo, I. Mario, U. Fantz, B. Heinemann, W. Kraus and the NNBI Team, Nucl. Fusion **59**, 084001 (2019).
- [32] U. Fantz, P. Franzen, W. Kraus, M. Berger, S. Christ-Koch, M. Fröschle, R. Guster, B. Heinemann, C. Martens, P. McNeely *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, B563 (2007).
- [33] A. Kojima, J. Hiratsuka, N. Umeda, M. Hanada, M. Kashiwagi, M. Yoshida, M. Ichikawa, R. Nishikiori, K. Watanabe, H. Tobari *et al.*, Fusion Eng. Des. **123**, 236 (2017).
- [34] NIFS-NBI group, private communication.
- [35] K. Ikeda, K. Tsumori, M. Kasaki, H. Nakano, K. Nagaoka, M. Osakabe, S. Kamio, Y. Fujiwara, Y. Haba and Y. Takeiri, AIP Conf. Proc. **2011**, 060002 (2018).

- [36] K. Ikeda, K. Tsumori, H. Nakano, M. Kasaki, K. Nagaoka, S. Kamio, Y. Fujiwara, Y. Haba and M. Osakabe, Nucl. Fusion **59**, 076009 (2019).
- [37] E. Speth, H. D. Falter, P. Franzen, U. Fantz, M. Bandyopadhyay, S. Christ, A. Encheva, M. Fröschle, D. Holtum, B. Heinemann *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S220 (2006).
- [38] B. Heinemann, D. Wunderlich, W. Kraus, F. Bonomo, U. Fantz, M. Fröschle, I. Mario, R. Riedl, C. Wimmer, Fusion Eng. Des. **146**, A, 455 (2019).
- [39] D. Wunderlich, R. Riedl, I. Mario, A. Mino, U. Fantz, B. Heinemann and W. Kraus, Rev. Sci. Instrum. **90**, 113304 (2019).
- [40] W. Kraus, D. Wunderlich, U. Fantz, B. Heinemann, F. Bonomo and R. Riedl, Rev. Sci. Instrum. **89**, 052012 (2018).

第 2 章 実験装置とプラズマ計測法

2.1 NIFS-研究開発用負イオン源

2.1.1 負イオン源の構造

本研究の計測実験は核融合科学研究所内 NBI テストスタンド既設の研究開発用負イオン源(NIFS-RNIS: NIFS-R&D Negative Ion Source)を用いて行う。図 2.1 に NIFS-RNIS の断面図を示す。放電容器の水平方向の幅は 350 mm, 鉛直方向の高さは 700 mm, ビーム引き出し軸方向の奥行(天板からフィルター磁石の中心まで)は 215 mm である。本研究では上記の各方向に対して x , y , z 軸と定義し, 負イオン源の中心を $x = 0$, $y = 0$, プラズマ電極表面を $z = 0$ としている。天板から 119 mm の位置に左右 6 本ずつ合計 12 本のタングステン(W)製ヘアピン型フィラメントが取り付けられている。フィラメントにフィラメント電圧(V_{fil})を印加し電流を流すことで 2600~3000°C まで加熱し, フィラメント表面から熱電子を放出させる。フィラメントと放電容器の間に印加した放電電圧(V_{arc})によって熱電子を加速させ, 動作ガス分子と衝突させることでガス分子を電離させ, 電子雪崩を起こしプラズマを生成する。負イオン源の外壁に取り付けられた磁石が形成するカスプ磁場によってプラズマを閉じ込めることで, 負イオン源内部のプラズマの密度を増加させている。フィラメントとプラズマ電極の間に設置された一対の磁石によりイオン源の短軸方向に平行なフィルター磁場が形成され, 負イオン源を電子のエネルギーが高い(数 eV)プラズマ生成領域と, 電子のエネルギーが低い負イオン引出領域に空間的に分別している。プラズマ生成領域で水素分子と高速電子との衝突によって生じた振動励起分子と低速電子との解離性付着反応(DA 反応)による負イオンの体積生成量の増加, および負イオンと電子の衝突による負イオンの消滅(ED 反応)を抑えるため, 負イオン引出領域では電子温度が 1 eV 以下となるようフィルター磁場強度を設定している。図 2.2 に負イオン源を取り巻く磁石(カスプ磁石, フィルター磁石, 電子偏向磁石)の 3 次元配置図, 図 2.3 に負イオン源内部におけるフィルター磁場による磁場強度分布を示す。負イオン源の天板にはセシウム(Cs)導入系が取り付けられている。Cs タンクおよび Cs 導入ポートにはオーブンが備わっており, 本研究ではタンク温度を 180~200°C, 導入ポート温度を 280°C まで加熱して負イオン源を運転することで, Cs 蒸気を負イオン源内部に導入する。プラズマ電極に蒸着した Cs は電極

表面の仕事関数を低下させ、表面生成過程による負イオン生成量を増加させる。負イオン引出領域は、領域中でのプラズマ計測を目的として奥行(フィルター磁石の中心からプラズマ電極表面まで)を 46 mm 確保している。

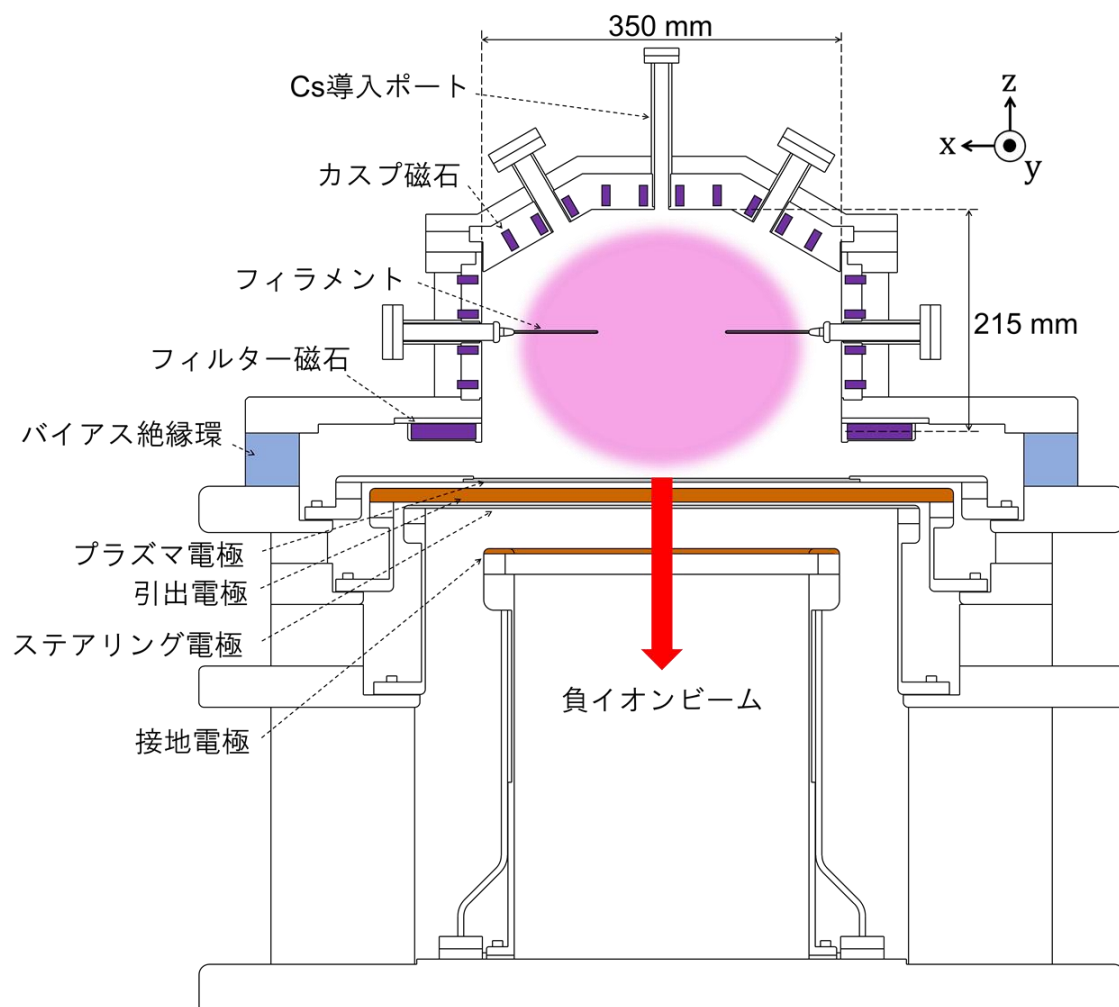


図 2.1 NIFS-研究開発用負イオン源

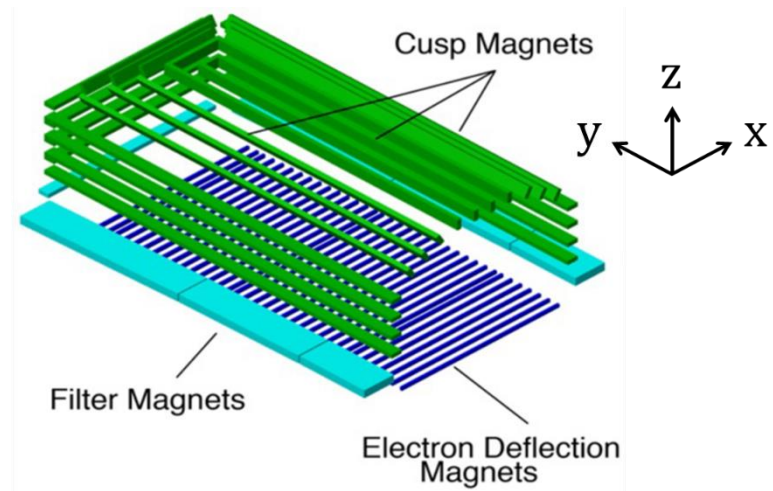


図 2.2 負イオン源における各種磁石の配置

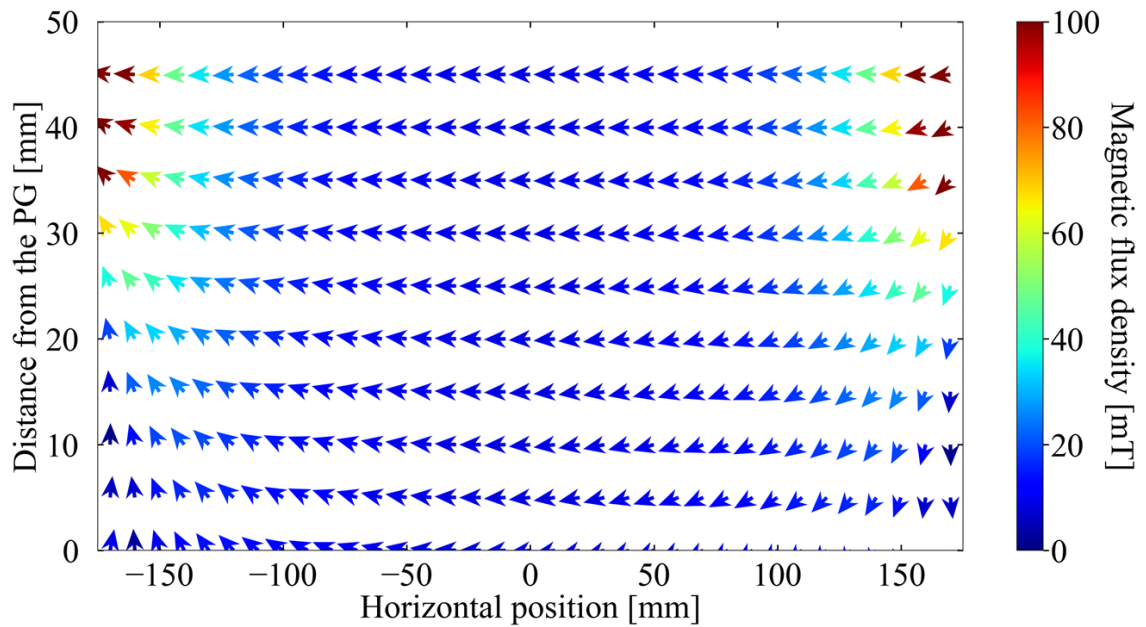


図 2.3 フィルター磁石による磁場強度分布. 図中の矢印は $y = 72$ の zx 平面上の磁場の方向および強度を示す. 負イオン源中心($x = 0$)におけるフィルター磁場強度は 6 mT である.

2.1.2 負イオンビーム引き出し系

本研究では加速器に短段加速方式を用いており，負イオンビームは負イオン源プラズマ中からプラズマ電極，引出電極，ステアリング電極，接地電極を通過し形成される．プラズマ電極は厚さ 3.5 mm のモリブデン(Mo)製で，直径 11 mm の引出孔が x 軸方向(水平方向)に 16.4 mm 間隔で 15 列，y 軸方向(鉛直方向)に 19 mm 間隔で 13 行設けられている．プラズマ電極には，バイアス絶縁環を介して放電容器に対しバイアス電圧(V_{bias})が印加される．本来バイアス絶縁環は FRP 製で厚みが 23 mm であったが，MC ナイロン製で厚み 52 mm の絶縁環に入れ替え，その側壁に計測ポートを設置することでビーム引出領域のプラズマの計測を行っている．これら計測ポートには電子温度やイオン飽和電流などのプラズマパラメーターを計測する静電プローブ，負イオンの線平均密度を計測するキャビティリングダウン分光法(CRD: Cavity Ring-Down spectroscopy)用のミラーマウント，Cs 吸収分光用の光ファイバー端子が取り付けられており，様々な手法による負イオン源内部のプラズマ計測を可能としている．

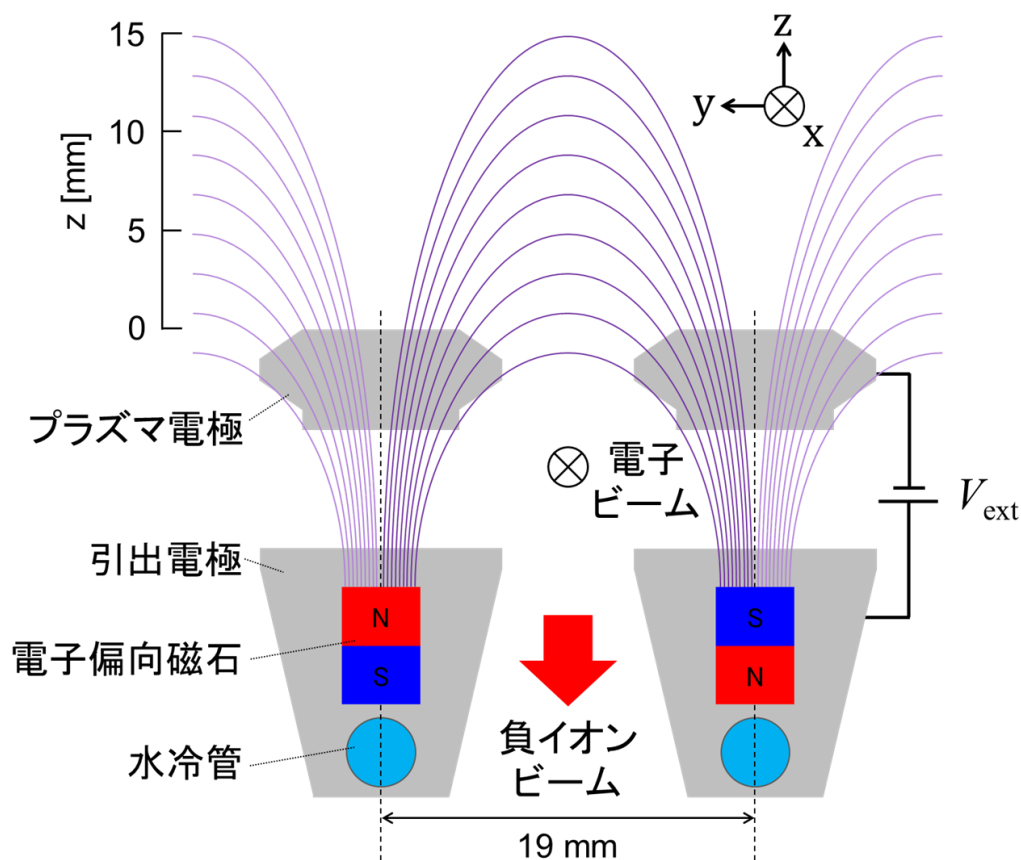


図 2.4 引出電極と電子偏向磁場

プラズマ電極のビーム下流側に導入された引出電極には引出電圧(V_{ext})が印加され、プラズマ中から負イオンおよび電子が引き出される。図 2.4 に引出電極と電子偏向磁場の概略図を示す。引出電極は無酸素銅製で、負イオンと共に引き出される電子ビームを偏向させるための電子偏向磁石が x 方向に平行に埋められている。電子偏向磁場で曲げられた電子は、引出電極に近づくにしたがいラーマー半径が小さくなり電子偏向磁石が作るカスプラインに沿って引出電極へ衝突する。電子ビーム電流は負イオンビーム電流の 25%程度であり、ほぼすべての電子電流は引出電極に流れ込むため、電子のエネルギーは引出電極への熱負荷になる。偏向電子ビームによって運ばれる熱を除去するため、引出電極内部には水冷管が導入されている。負イオンは電子に比べ圧倒的に質量が大きい(H は電子の約 1840 倍)ため引出電極を通過することが可能である一方、電子偏向磁場でビームの軌道が曲げられる。そのため、引出電極と同電位に接続されたステアリング電極で負イオンビームの軌道を調整している[1]。引き出された負イオンビームは引出電極と接地電極の電位差(V_{acc})によって加速される。図 2.5 に負イオン源の放電容器と各種電極間の回路接続図を示す。

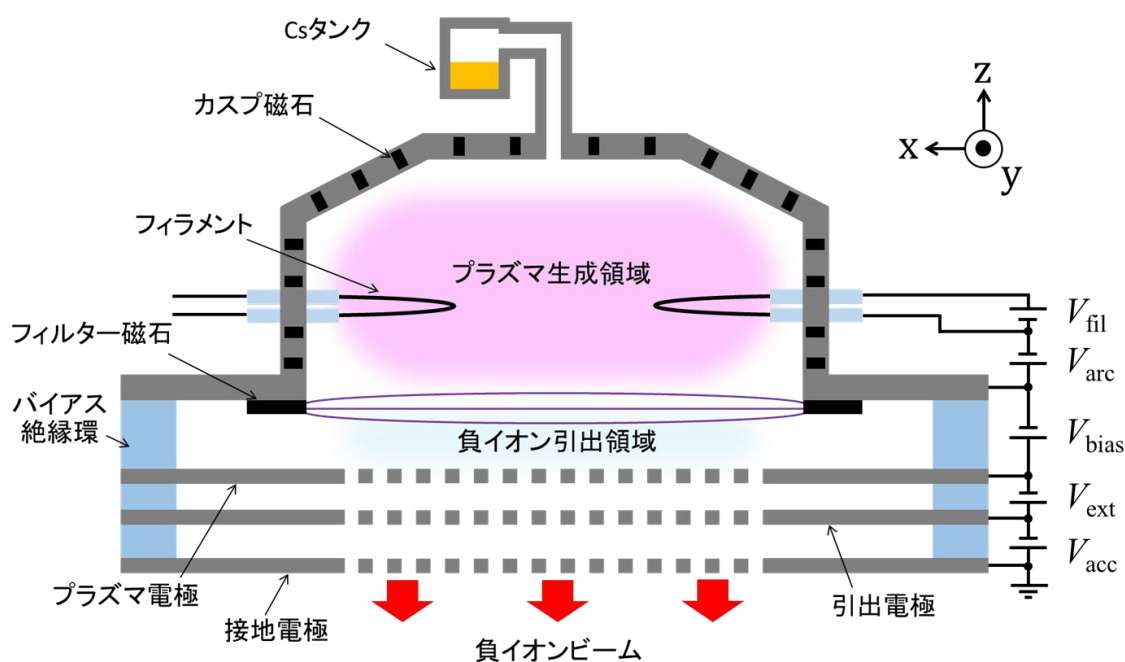


図 2.5 負イオン源放電容器と負イオンビーム引き出し系

2.1.3 光学系

NIFS-RNIS の負イオン引出領域における負イオン密度は、線平均密度を計測する CRD 分光法および局所的な定点密度を計測する光脱離ラングミュアプローブ(PDLP: Photodetachment Langmuir Probe)法によって求められる。これらの計測法では後述のようにレーザー(光子)と負イオンの反応が用いられるため、負イオン源にレーザーを入射する必要がある。NIFS-RNIS では負イオン密度計測用レーザー光源として Nd:YAG レーザーが用いられており、レーザーおよび光学系が負イオン源に隣接して設置・構成されている。図 2.6 に光学系の概略図を示す。Nd:YAG レーザーの仕様は波長 1064 nm(基本波)、パルス繰り返し周波数 20 Hz、パルス幅 5.2 ns、最大出力 550 mJ (11 W) である。ビームスプリッターによってレーザー光路を 2 系統に分岐させており、減衰器(アッテネーター)および ND フィルターを透過させることでそれぞれの系統におけるレーザーのパルスエネルギーを調整することが可能となっている。CRD 分光法および PDLP 法では光軸を最適化してレーザーを負イオン源に入射する必要があるが、Nd:YAG の 1064 nm は近赤外光であるため目視できず、また高出力のパルスレーザーであるため単独では光軸の調整が困難である。そのため、連続発振の赤色半導体レーザー(波長 632.8 nm)を用いて Nd:YAG レーザーの光軸を調整する。光学系上の虹彩絞りと負イオン源の入射ポートもしくは実験室の壁面の 2 点に感光紙を設置して Nd:YAG レーザーの光路を確認した後、脱着式のミラーを用いて半導体レーザーに切り替え、Nd:YAG レーザーと一致するように光軸を調整する。Nd:YAG レーザーの光軸に触れず半導体レーザーの光軸のみを調整できるよう、半導体レーザーの光路が Nd:YAG レーザーと合流する手前に 2 枚のミラーを設置している。半導体レーザーの光軸を Nd:YAG レーザーと一致させた後、半導体レーザーを負イオン源に照射し、入射ポートでの反射光や透過光を参照して光軸調整を行う。

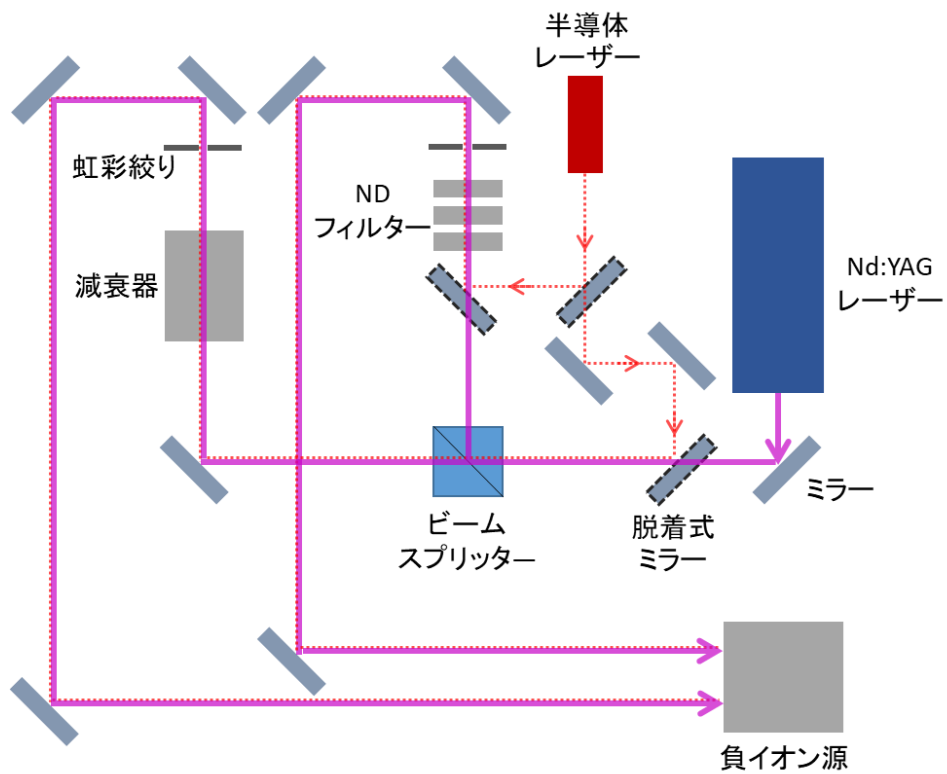


図 2.6 NIFS-RNIS における光学系.
破線で囲まれたミラーは脱着式である.

2.2 プローブ計測法

プラズマ中に直接微小電極を挿入し、電極の印加電圧を変化させることで得られる電流-電圧特性(I - V 特性)より、対象プラズマの電子密度や電子温度などのプラズマパラメーターを計測する手法を静電プローブ法、ラングミュア(Langmuir)プローブ、または探針法と呼ぶ。プローブの電極材料にはタングステン(W)、モリブデン(Mo)などの金属が用いられる。図 2.7 にプローブの I - V 特性の例を示す。プローブ印加電圧(V_p)がプラズマの空間電位(V_s)に対して十分低い領域(正イオン飽和領域)ではプローブの周囲にイオンシースが形成されるため、Bohm のシース条件よりプローブに流入する電流(I_p)はイオン音速 C_s によって決定される。図 2.7 のように、正イオン飽和領域では I_p は V_p に依らずほぼ一定の値となり、同領域の I_p を正イオン飽和電流(I_{is})と呼ぶ。

$$C_s = \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}} \quad (2-1)$$

$$I_{is} = eZn_+S_p \exp\left(-\frac{1}{2}\right) C_s \quad (2-2)$$

ここで k はボルツマン定数、 T_e は電子温度、 M_i は正イオン質量、 Z は電荷数、 n_+ は正イオン密度、 S_p はプローブの表面積を表す。したがって、正イオンの密度は電子温度と正イオン飽和電流によって導出される。

V_p を正イオン飽和領域から上昇させると $I_p = 0$ となる浮遊電位に到達し、さらに V_p の上昇に伴ってプローブに流入する電子電流(I_e)が急激に増加する。この際の電位領域を電子反発領域と呼ぶ。 I_e は空間電位とプローブ電位の差($V_s - V_p$)に依存し、電子のエネルギー分布関数 $F(E)$ を用いて以下のように表される[2]。

$$I_e(V) = \frac{1}{4} en_e S_p \int_{eV}^{\infty} \left(1 - \frac{eV}{E}\right) \sqrt{\frac{2E}{m}} \cdot F(E) dE \quad (2-3)$$

$$E = \frac{1}{2} mv^2, \quad V = V_s - V_p$$

ここで n_e は電子密度、 m は電子の質量を表す。エネルギー分布関数が Maxwell-Boltzmann 分布に従うとき、

$$F(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{mv^2}{2kT_e} \right) \quad (2-4)$$

より, (2-3)式は以下のように書き直される.

$$I_e(V) = \frac{1}{4} en_e S_p \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} \exp \left(-\frac{eV}{kT_e} \right) \quad (2-5)$$

$V = V_s - V_p$ より, (2.5)式の対数をとって V_p で微分すると,

$$\frac{d \log(I_e)}{dV_p} = \frac{1}{\ln(10)} \cdot \frac{e}{kT_e} \quad (2-6)$$

となり, $\log(I_e)$ の V_p に対する変化率より T_e を求めることができる. 図 2.8 に I_e - V_p 特性の片対数プロットを示す. プローブ電流には正イオン(正電荷)成分と電子(負電荷)成分が含まれるため, I_e はプローブ電流から正イオン成分を差し引いた $I_p - I_{is}$ より導出される.

V_p が V_s より高い場合, イオンシースは形成されず熱運動による電子電流がプローブに流入する. この際の電位領域を電子飽和領域と呼び, 流入する電流を電子飽和電流(I_{es})と呼ぶ. $V_s = V_p$ より, I_{es} は(2-5)式を用いて以下の式で表される.

$$I_{es} = \frac{1}{4} en_e S_p \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} \quad (2-7)$$

電子飽和領域ではプローブの周囲に電子シースが形成されるため, V_p の増加に伴って I_p も増加する. そのため, I_{es} を評価する際は図 2.8 のように電子飽和領域における I_p の接線と, 電子反発領域で T_e の評価に用いた接線の交点での値が用いられる. また, V_s はこの交点における V_p で求められる.

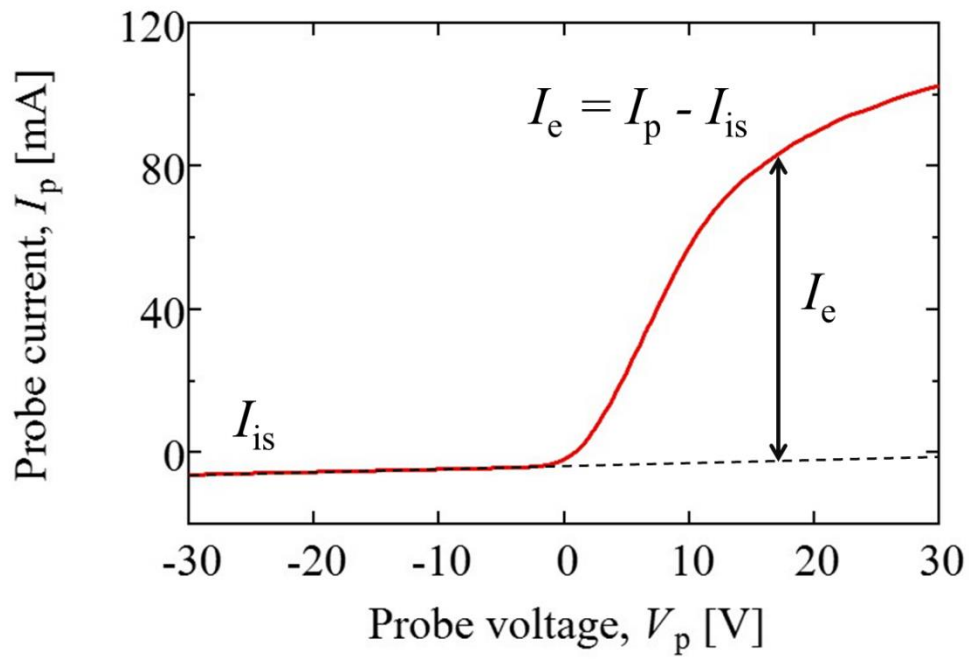


図 2.7 I - V 特性の例

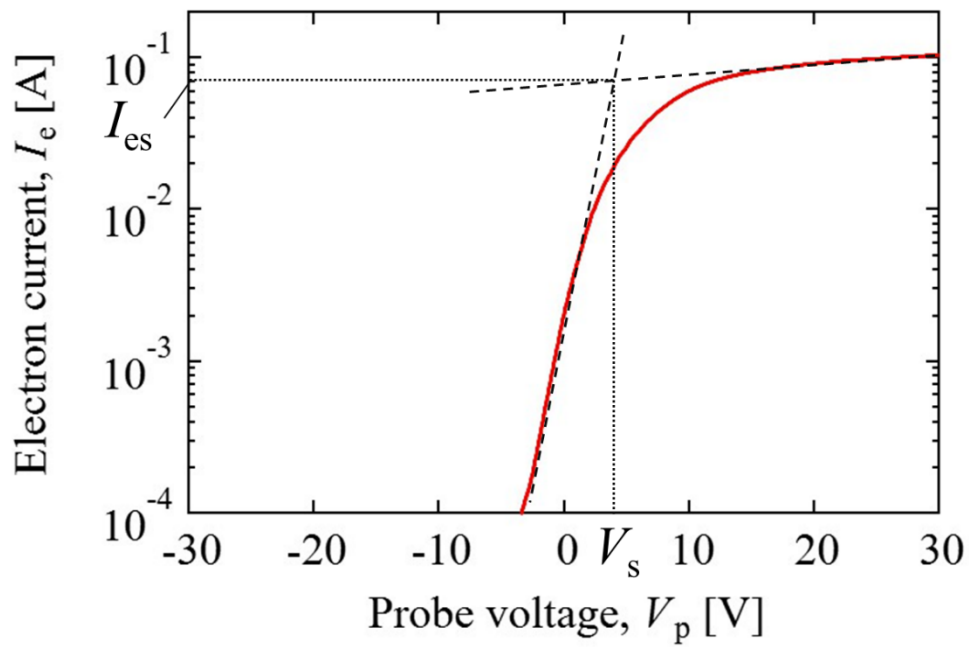


図 2.8 プローブ電圧に対する電子電流の片対数プロット.
接線の交点が電子飽和電流, 空間電位を表す.

NIFS-RNIS におけるプローブ計測の概略図を図 2.9 に示す．プローブはバイアス絶縁環のポートを通して負イオン引出領域に挿入され，同領域中のプラズマパラメータを計測する．任意波形発生器(FG: Function Generator)で生成された 20 Hz の鋸歯状波を，増幅器(Bipolar amplifier)によって放電容器壁の基準電位に対して ± 40 V の電圧に増幅し，プローブに印加する．印加電圧 V_p はプローブと基準電位の間を接続する抵抗分圧回路によって計測される($V_p \approx 100V_1$)．また， I_p はプローブと直列に接続された抵抗を用いて計測される($I_p \approx V_2/100$)．

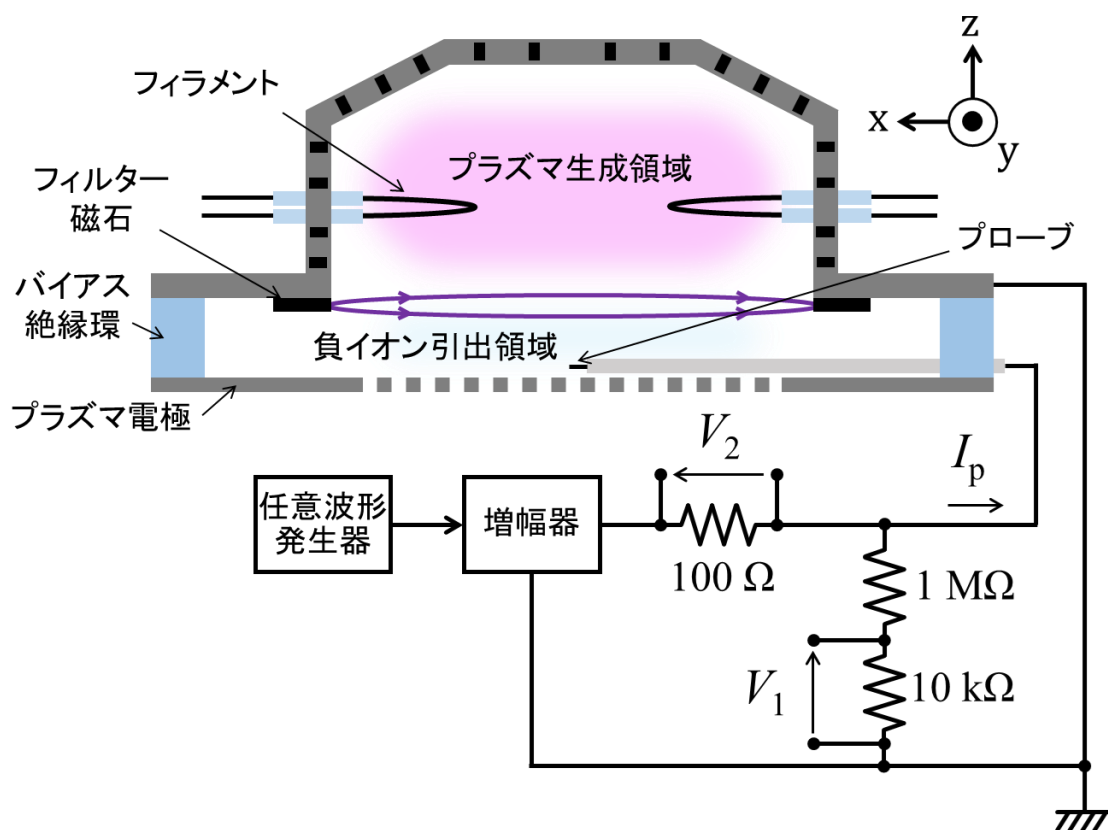


図 2.9 NIFS-RNIS におけるプローブ計測系

2.3 キャビティリングダウン分光法

キャビティリングダウン(CRD)分光法は従来の吸収分光法より高い感度を有し、様々な分野で応用されている計測法である[3]。負イオン源では負イオン密度計測に用いられている[4,5]。図 2.10 に CRD 分光法の概略図を示す。CRD 分光法では測定対象を 2 枚の高反射ミラーで挟んだキャビティを構築し、レーザー光をキャビティ内に入射する。レーザー光がキャビティ内を往復する際の強度の減衰率はミラーの反射率に依存するが、測定対象によってレーザー光が吸収されている場合、測定対象の密度に応じてレーザー光の減衰速度が増加する。レーザー光はミラーで反射する際にその一部がミラーを透過するため、透過光の強度の時間変化を観測することで測定対象のレーザー光路上における線平均密度を導出することが可能となる。

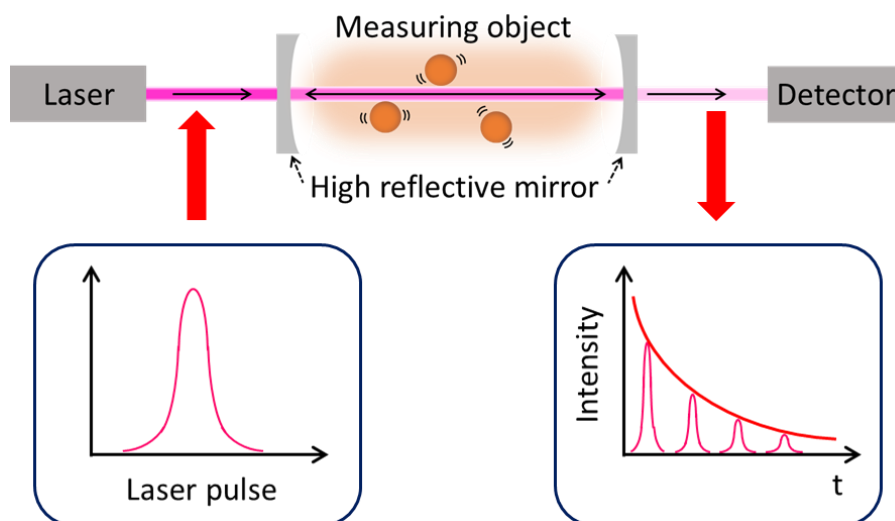


図 2.10 キャビティリングダウン分光法の概略図

キャビティ内に入射されたレーザー光の強度を I_0 とすると、キャビティ内を一度通過してミラーで反射したレーザー光の強度 I_1 はランベルト・ベールの法則より以下のように表される[6]。

$$I_1 = I_0 \exp(-n\sigma L) \quad (2-8)$$

ここで R はミラーの反射率, n , σ , L はそれぞれ測定対象の線平均密度, 吸光反応断面積, レーザー光路上における厚さを表す. したがって, キャビティ内を N 回往復した後のレーザー光の強度 I_{2N} は(2-8)式より,

$$\frac{I_{2N}}{I_0} = R^{2N} \exp(-2Nn\sigma L) \quad (2-9)$$

で表される. (2-9)式はレーザー光が N 回往復するまでの時間 t および減衰の時定数 τ を用いて以下の式に書き直される.

$$\frac{I_{2N}}{I_0} = \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2-10)$$

キャビティ内におけるミラー間の距離(キャビティ長)を d とすると, t は光速 c を用いて $t = 2Nd/c$ となる. したがって, (2-9), (2-10)式より以下の式が得られる.

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{c}{d} n \sigma L \quad (2-11)$$

$$\frac{1}{\tau_0} = -\frac{c}{d} \ln R \quad (2-12)$$

(2-11)式より, n は以下の式より算出される.

$$n = \frac{d}{c \sigma L} \left(\frac{1}{\tau} - \frac{1}{\tau_0} \right) \quad (2-13)$$

(2-11)式の右辺第一項((2-12)式)は計測系による成分, 第二項は測定対象による成分を表している. すなわち, キャビティ内に測定対象が存在する場合と存在しない場合それぞれにおける減衰の時定数(リングダウン時間: ring-down time) τ , τ_0 を計測することで, 密度を求めることが可能となる.

図 2.11 に CRD 信号波形の例, 図 2.12 に NIFS-RNIS における CRD 計測系の概略図を示す. バイアス絶縁環のポートに備え付けられたミラーマウントを通して Nd:YAG レーザー光が負イオン引出領域に入射される. ミラーマウントには反射率 99.994% の高反射ミラーが導入され, 入射側と透過側で 1200 mm のキャビティ長を形成している. 測定対象である負イオンが含まれるプラズマの厚さは 180 mm である. 高反射ミラーから透過したレーザー光は光ファイバーを経由して検出器および A/D 変換器によって強度が計測され, データ収集システムに記録される.

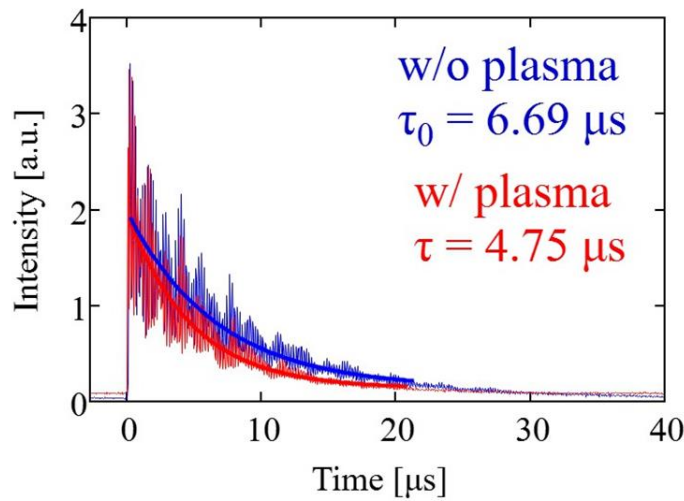


図 2.11 CRD 信号波形の例. 青がプラズマ無し, 赤がプラズマ (負イオン) 有りの場合における透過光の時間発展を表す.

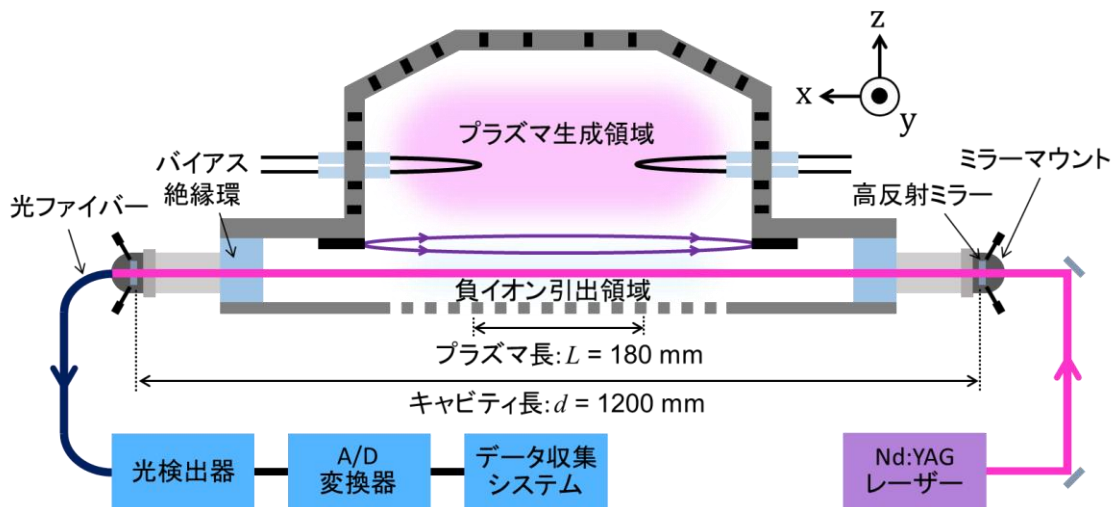


図 2.12 NIFS-RNIS における CRD 計測系

2.4 レーザー光脱離法

2.4.1 レーザー光脱離法の原理

プラズマ中の負イオン密度を評価する手法の一つとして、レーザー光脱離法が用いられている。水素負イオン密度の計測においては、1970 年代より Bacal らによって本手法が適用されている[7,8]。レーザー光脱離法は、



のように、電子親和力以上のエネルギーを持つ光子を負イオンに衝突させることで、負イオンから余剰電子を脱離させる光脱離反応を用いる。図 2.13 に光脱離反応による水素負イオンの電子脱離の概略図を示す。水素負イオンの余剰電子は 0.754 eV の電子親和力(E_a)で束縛されている。そのため、Nd:YAG レーザー(1064 nm: 1.17 eV)など 0.754 eV を上回るエネルギーを有する波長の光子によって光脱離反応が生じる。光脱離の反応断面積は電子親和力が閾値となり、レーザー(光子)の波長に依存する。図 2.14 にレーザーの波長に対する水素負イオンの光脱離反応断面積を示す[9]。また、レーザーの波長および光脱離反応断面積に対する、レーザー光路上の負イオンの光脱離反応による密度変化 Δn_- は以下の式で表される[10]。

$$\frac{\Delta n_-}{n_-} = 1 - \exp\left(-\frac{\sigma_{\text{pd}} E_L}{h\nu S_L}\right) \quad (2-15)$$

ここで σ_{pd} は光脱離反応断面積、 $h\nu$ は光子エネルギー、 E_L はレーザーのエネルギー、 S_L はレーザーの断面積を表す。使用するレーザーによって波長が一意的に定まるため、 σ_{pd} と $h\nu$ は定数である。したがって (2-15) 式より、光路上に存在する負イオンのうち光脱離反応によって消滅する負イオンの割合はレーザーのパルスエネルギー密度に依存する。Nd:YAG レーザーの場合、 $\sigma_{\text{pd}} = 3.5 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ より、 25 mJ/cm^2 のエネルギー密度で 99% の負イオンが光脱離を生じる[11]。

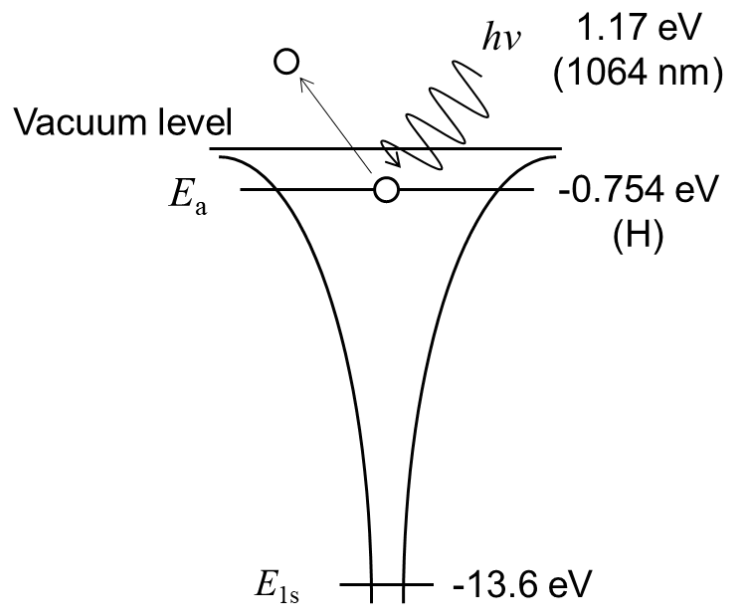


図 2.13 光脱離反応による水素負イオンの電子脱離

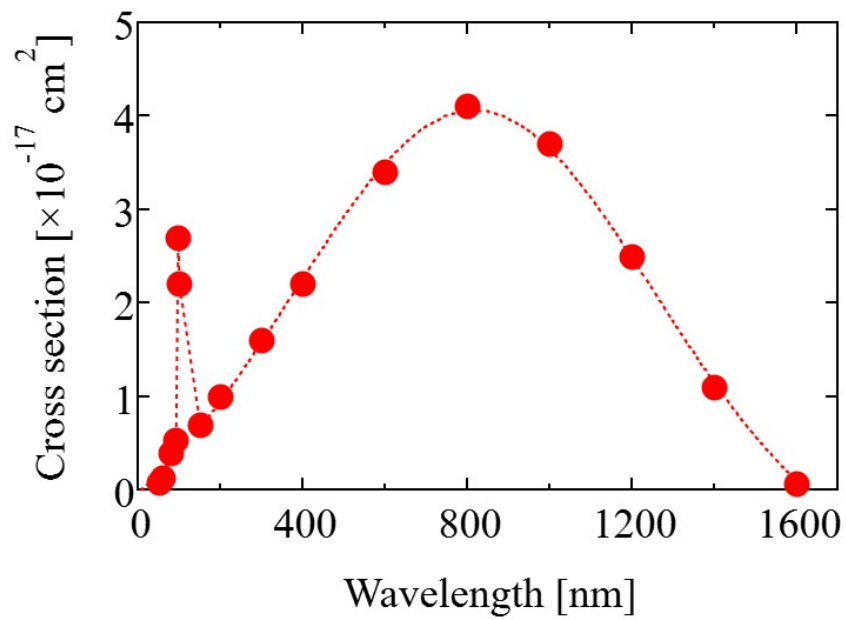


図 2.14 レーザーの波長に対する水素負イオンの光脱離反応断面積 [9]

プラズマ中に照射されたレーザー光によって光路上のほぼ全ての負イオンから余剰電子が脱離したと考えられる場合、光脱離反応によって増加した電子密度を計測することで、負イオン密度を推定することが可能となる。増加した電子密度の計測には静电プローブや干渉計が用いられるが、干渉計では線平均電子密度が計測されるため、局所的な密度を計測する際は静电プローブが用いられる。図 2.15 に光脱離ラングミュアプローブ(PDLP: Photodetachment Langmuir probe)法の概略図を示す。PDLP 法では静电プローブに直接レーザーを照射する。脱離電子は空間電位に対して正に印加されたプローブによって捕集され、電流として検出される。(2-7)式より、プローブに流入する電子飽和電流 I_{es} はプローブ周囲の電子密度 n_e に比例するので、レーザー照射による電子飽和電流の増加分 ΔI_{es} は光脱離反応による電子密度の増加 Δn_e を表す。 Δn_e は光脱離反応によって消滅した負イオンの密度 n_- に相当するため、以下の式より n_- が導出される。

$$\frac{\Delta I_{es}}{I_{es}} = \frac{n_-}{n_e} \quad (2-16)$$

レーザーのパルスエネルギー密度が高すぎる場合、レーザーに照射されたプローブの表面がアブレーションを起こし、光脱離信号が過大評価されるため、エネルギー密度を 50 mJ/cm^2 程度までに抑える必要がある[12]。

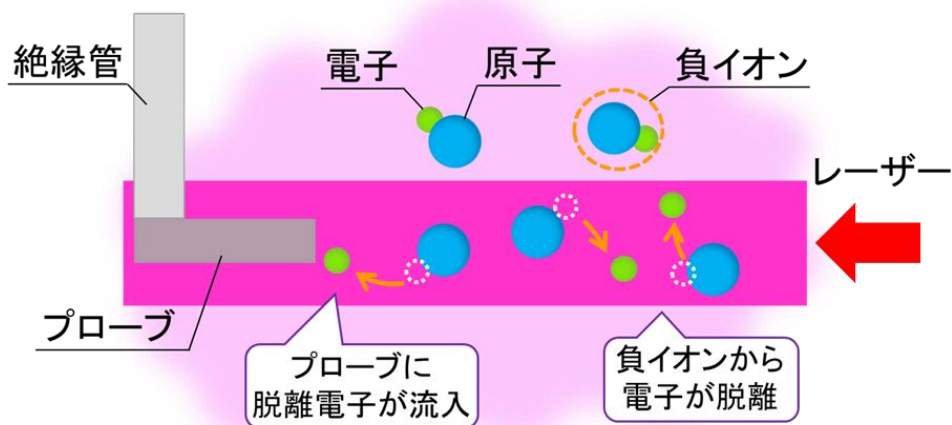


図 2.15 光脱離ラングミュアプローブ法

2.4.2 Cs 添加プラズマ中における負イオン密度の推定

図 2.16 に負イオン源への Cs 導入前および導入後における静電プローブの I - V 特性の変化を示す。通常の PDLP 法では電子密度(n_e)に対して負イオン密度(n_-)が十分に低い正イオン・電子プラズマ($n_+ \approx n_e$, $n_- \ll n_e$)中での負イオン密度計測が想定されており、(2-16)式より密度の評価には図 2.16 の赤い I - V 曲線(w/o Cs の場合)で示すようなイオン飽和電流よりも高い電子飽和電流となる条件が必要となる。他方、Cs 添加型 NBI 用負イオン源では、Cs の効果により電子密度が大幅に低下し、正イオン密度と負イオン密度(n_-)がほぼ等しいイオン性プラズマ($n_+ \approx n_-$)が形成される[13]。図 2.17 にイオン性プラズマにおける I - V 特性の例を示す。イオン性プラズマでは、 I - V 特性の電子飽和領域に相当する電位領域での飽和電流が負イオン成分によって構成される負飽和電流(I_{neg})となり、正イオンによる正飽和電流(I_{pos})と対称的な I - V 特性を示す。このような I - V 特性では I_{neg} から電子成分(電子密度)を評価することが困難となるため、PDLP 法単独では定量的に負イオン密度を評価することができない。したがって、Cs 添加型負イオン源における PDLP 法では、CRD 分光法による線平均負イオン密度計測などの結果と組み合わせることで、局所的な負イオン密度の絶対値を較正する手法が用いられる[14]。

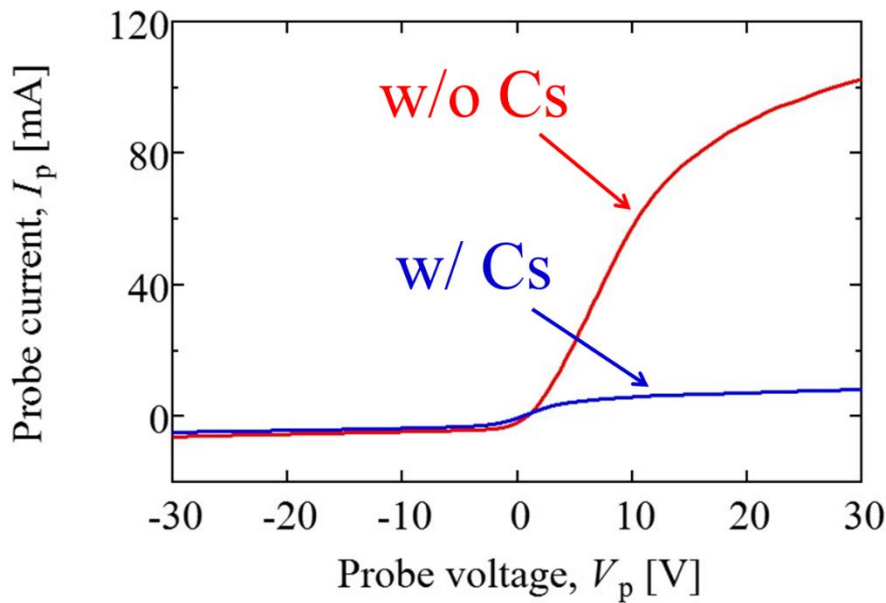


図 2.16 Cs 導入による I - V 特性の変化。
赤が Cs 無し、青が Cs 有りでの I - V 特性の例。

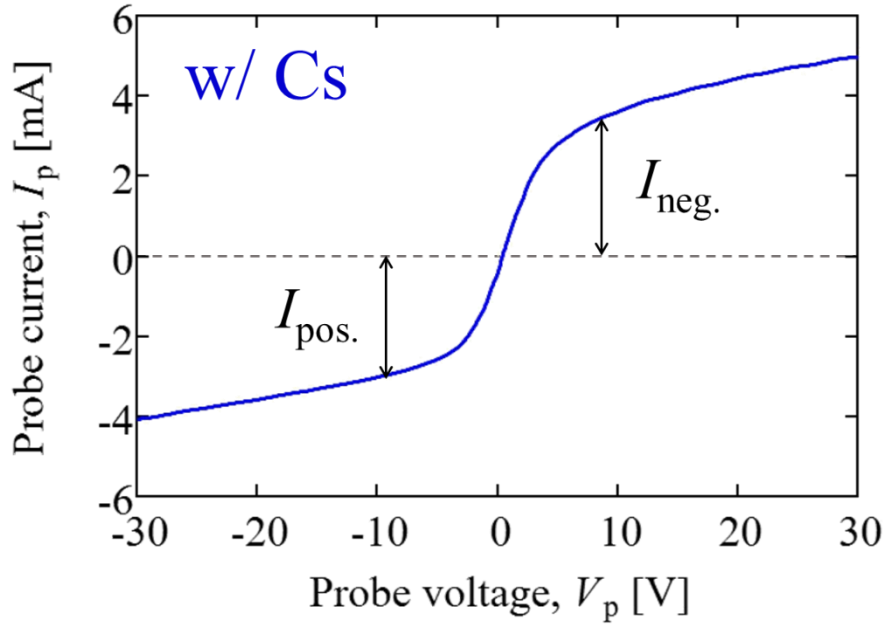


図 2.17 イオン性プラズマにおける I - V 特性.
 $I_{\text{neg.}}$ が負飽和電流, $I_{\text{pos.}}$ が正飽和電流を表す.

CRD 分光法による局所的な負イオン密度較正では, CRD 分光法のレーザーのビーム光路に沿って静電プローブの位置を変えながら光脱離計測を行う. レーザー視線方向を x 軸とし, 計測点 x における光脱離信号を $I_{\text{pd}}(x)$ とする. レーザー視線上の負イオン密度の線積分値は CRD 分光法による線平均負イオン密度 n_{CRD} とプラズマ長 L の積で表されるため, PDLP 法と CRD 分光法は以下の式で関連付けられる[14].

$$k_{\text{pd}} \int I_{\text{pd}}(x) dx = n_{\text{CRD}} L \quad (2-17)$$

ここで k_{pd} [m^{-3}/A] は光脱離信号の線積分値に対する負イオン密度の線積分値の比を表す補正係数である. 局所的な負イオン密度 $n_{-}(x)$ は k_{pd} と $I_{\text{pd}}(x)$ を用いて以下のように求められる.

$$n_{-}(x) = k_{\text{pd}} I_{\text{pd}}(x) \quad (2-18)$$

2.5 まとめ

本研究で使用する NIFS-RNIS はフィラメントアーク型負イオン源であり，フィルター磁場によってプラズマ生成領域と負イオン引出領域の 2 つに空間的に分けられたタンデム型負イオン源である．負イオン引出領域中の負イオンおよび電子はプラズマ電極と引出電極の電位差によって引き出され，引出電極に埋め込まれた磁石による電子偏向磁場(EDM)によって電子ビームのみを引出電極へ衝突させ，負イオンビームと電子ビームを分離している．放電容器とプラズマ電極の間に導入されたバイアス絶縁環の側壁には複数の計測ポートが設置され，負イオン引出領域におけるプラズマ計測が行われる．静電プローブ法による I - V 特性は電子温度や電子密度などのプラズマパラメーター計測に用いられ，キャビティリングダウン分光(CRD)法は負イオンの線平均密度計測に用いられる．負イオンの局所的な密度は光脱離ラングミュアプローブ(PDLP)法によって計測されるが，負イオン源への Cs 添加によって I - V 特性の電子飽和電流が大幅に減少するため，PDLP 法単独では定量的な負イオン密度評価が困難である．そのため，CRD 法による負イオンの線平均密度と PDLP 法を組み合わせることで，局所的な負イオン密度の絶対値を較正する．次章以降では静電プローブ法，CRD 法および PDLP 法を用いた，負イオン引出領域中プラズマの計測結果について述べる．

参考文献

- [1] K. Tsumori, K. Nagaoka, M. Osakabe, Y. Takeiri, K. Ikeda, O. Kaneko, Y. Oka, T. Kawamoto, E. Asano, M. Sato *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **75**, 1847 (2004).
- [2] H. Amemiya, M. Wada, H. Toyoda, K. Nakamura, A. Ando, K. Uehara, K. Oyama, O. Sakai and K. Tachibana, J. Plasma Fusion Res. **81**, 482 (2005).
- [3] M. D. Wheeler, S. M. Newman, A. J. Orr-Ewing and M. N. R. Ashfold, J. Chem. Soc., Faraday Trans., **94**, 337 (1998).
- [4] C. Wimmer, U. Fantz and NNBI-Team, AIP Conf. Proc. **1515**, 246 (2013).
- [5] R. Pasqualotto, E. Gazza, G. Serianni, B. Zaniol, M. Agostini and A. Alfier, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, **623**, 794 (2010).
- [6] H. Nakano, K. Tsumori, K. Nagaoka, M. Shibuya, U. Fantz, M. Kasaki, K. Ikeda, M. Osakabe, O. Kaneko, E. Asano *et al.*, AIP Conf. Proc. **1390**, 359 (2011).
- [7] M. Bacal, G. W. Hamilton, A. M. Bruneteau, H. J. Doucet and J. Taillet, Rev. Sci. Instrum. **50**, 719 (1979).
- [8] M. Bacal and G. W. Hamilton, Phys. Rev. Lett. **42**, 1538 (1979).
- [9] C. F. Barnett, J. A. Ray, E. Ricci, M. I. Wilker, E. W. McDaniel, E. W. Thomas and H. B. Gilbody, "Atomic Data for Controlled Fusion Research", ORNL-5206 (Vol. 1) (1977).
- [10] M. Bacal, Rev. Sci. Instrum, **71**, 3981 (2000).
- [11] S. Christ-Koch, U. Fantz, M. Berger and NNBI Team, Plasma Sources Sci. Technol. **18**, 025003 (2009).
- [12] Z. Kiss'ovski, S. Kolev, S. Müller, T. Paunska, A. Shivarova and T. Tsankov, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 015007 (2009).
- [13] K. Tsumori, H. Nakano, M. Kasaki, K. Ikeda, K. Nagaoka, M. Osakabe, Y. Takeiri, O. Kaneko, M. Shibuya, E. Asano *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **83**, 02B116 (2012).
- [14] S. Geng, K. Tsumori, H. Nakano, M. Kasaki, K. Ikeda, Y. Takeiri, M. Osakabe, K. Nagaoka and O. Kaneko, AIP Conf. Proc. **1655**, 040014 (2015).

第 3 章 荷電粒子密度の空間分布計測

3.1 分布計測実験のセットアップ

荷電粒子の密度分布は NIFS-RNIS の負イオン引出領域に可動型ラングミュアプローブを挿入し、PDLP 法および静電プローブの I - V 特性を用いて計測した。図 3.1 に設計製作した可動型ラングミュアプローブの概略図を示す。可動部の支柱はウィルソンシールによって固定部と接続されており、プローブを最大 245 mm 動かせる構造となっている。本プローブは負イオン源に対して水平方向に取り付けるため、プローブの抜き差しに伴って重心位置の変化による軸ずれが生じる。そのため、軸ずれを防止するための水平保持機構が固定部に取り付けられており、可動部の支柱を 2 箇所嵌合し軸を固定することで、プローブの抜き差しによる軸ずれを 1/200 mm 程度まで抑えている。負イオン密度計測に用いる PDLP 法では、Nd:YAG レーザーをプローブ先端部の電極に照射する必要がある。したがって、図 3.2 に示すように、プローブの後端部にガラスポートを設けることでレーザー光の光軸を確認できるようにしている。プローブ先端部の電極は直径 0.5 mm、長さ 5 mm の円筒型で、アルミナ製の絶縁管を通してプラズマ中に導入される。図 3.3 に負イオン源へ挿入した際のプローブ先端部を示す。

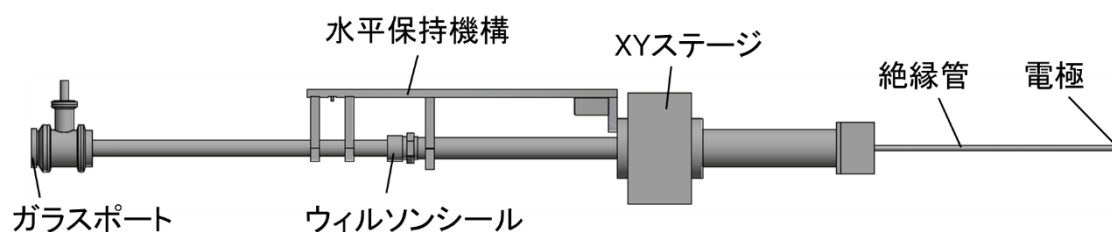


図 3.1 可動型ラングミュアプローブ

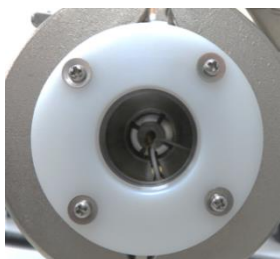


図 3.2 ガラスポート

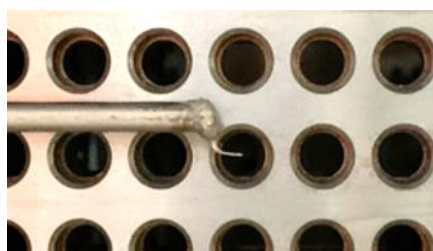


図 3.3 プローブ先端部

図 3.4 に負イオン源に対する荷電粒子密度の分布計測領域を示す．可動型ラングミュアプローブはバイアス絶縁環に備え付けられたポートを通して負イオン引出領域に挿入される．プラズマ電極と平行な方向(x 方向)にプローブ電極の位置を変えながら計測することで，負イオン引出領域における荷電粒子密度の分布を導出する．プローブに取り付けられた駆動機構によって，プラズマ電極と垂直な方向(z 方向)に動かすことも可能となっている．図 3.5 に負イオン源天板側から見た計測領域を示す．負イオンビームおよび電子ビームは，プラズマ電極の引出孔全体を通して負イオン源から引き出されるため，引出孔近傍における荷電粒子の密度がビーム電流に直接影響すると考えられる．したがって，本実験では NIFS-RNIS プラズマ電極に開けられた両端の引出孔の幅 230 mm ($x = \pm 115$ mm)を計測領域として設定した．負イオン密度の計測では，第 2 章で記述したように PDLP 法と CRD 法を組み合わせる絶対値を較正する手法を用いる．そのため，負イオン源内に PDLP 用，CRD 用の 2 本の Nd:YAG レーザーを同時に入射し計測を行う．負イオン源の中心付近では天側と地側で上下対称なプラズマが形成されていると考えられるため，負イオン源の中心に対して天側 75 mm に PDLP 用レーザーおよび可動型ラングミュアプローブ，地側 72 mm に CRD 用レーザーの軸を設定している．

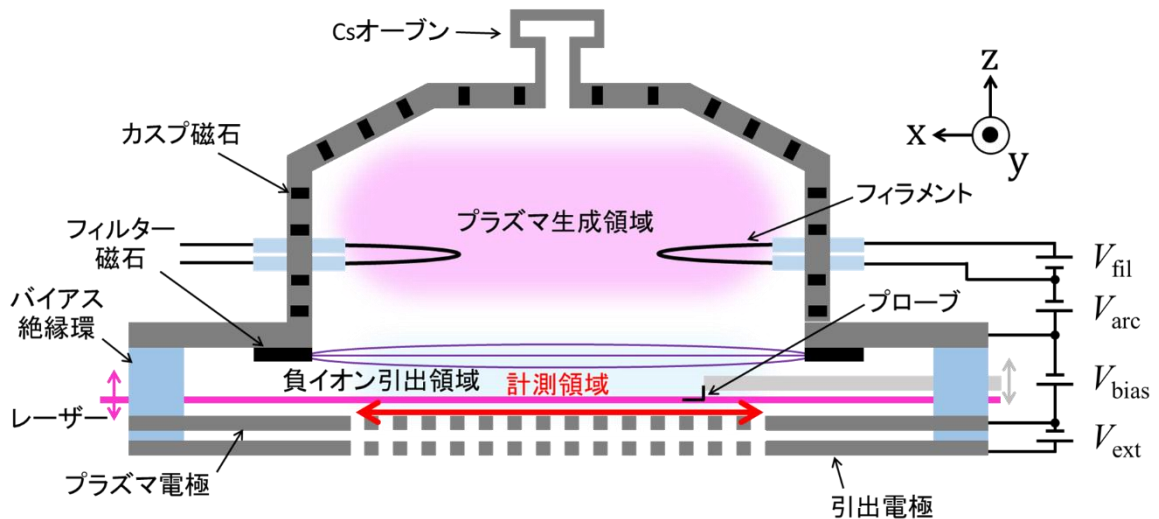


図 3.4 負イオン源の断面図と計測領域

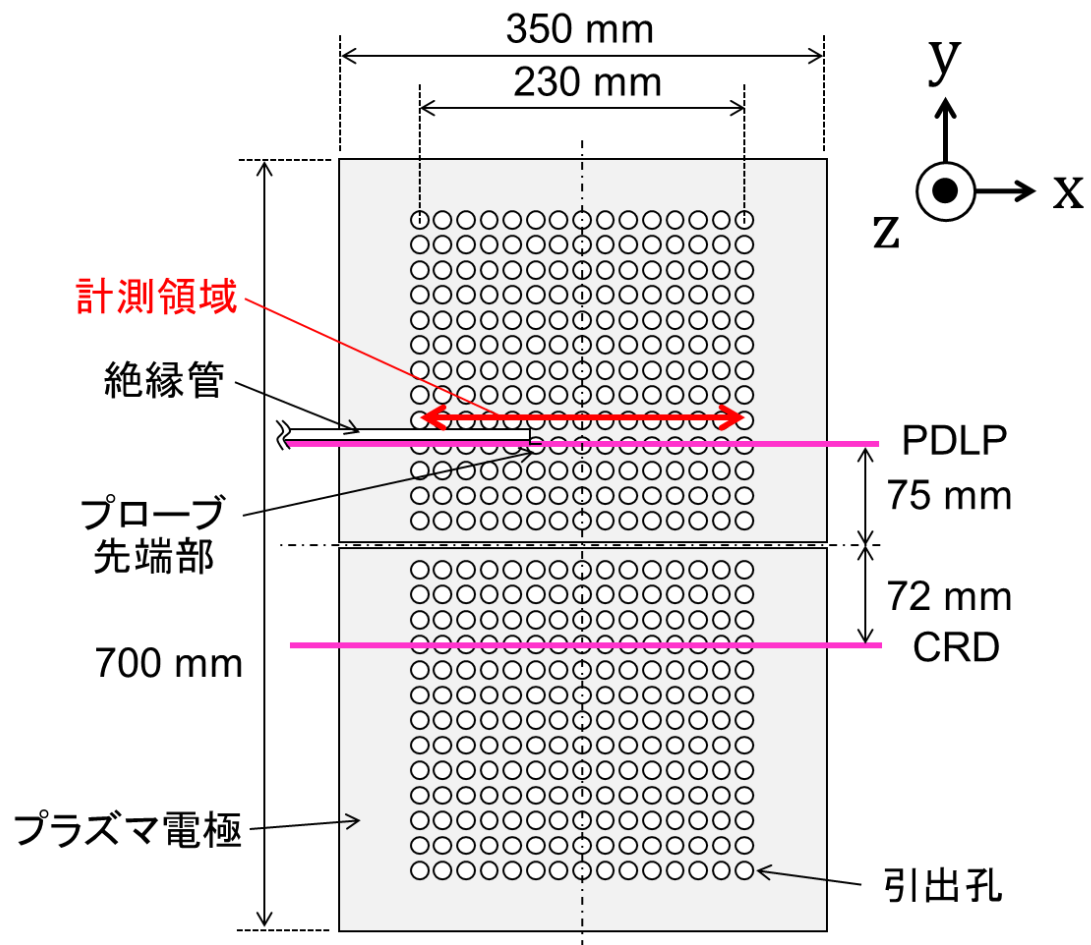


図 3.5 負イオン源天板側から見たプラズマ電極.
負イオン源の幅は 350 mm, 引出孔領域の幅は 230 mm である.

図 3.6 にプラズマ電極へ印加するバイアス電圧の電源系の概略図を示す．バイアス電圧(V_{bias})は，バイアス電源の設定出力電圧($V_{\text{bias_set}}$)とバイアス電流(I_{bias})を用いて以下の式で補正される．

$$V_{\text{bias}} = V_{\text{bias_set}} - I_{\text{bias}} R_{\text{cable}} \quad (3-1)$$

ここで R_{cable} はバイアス電源とプラズマ電極を接続するケーブルの抵抗($17.3 \text{ m}\Omega$)を表す．本研究で用いたバイアス電源の設定出力電圧に対応する，(3-1)式によって補正されたバイアス電圧の値を表 3-1 に示す．以降ではバイアス電圧として，表 3-1 に示した V_{bias} の基準値を用いる．

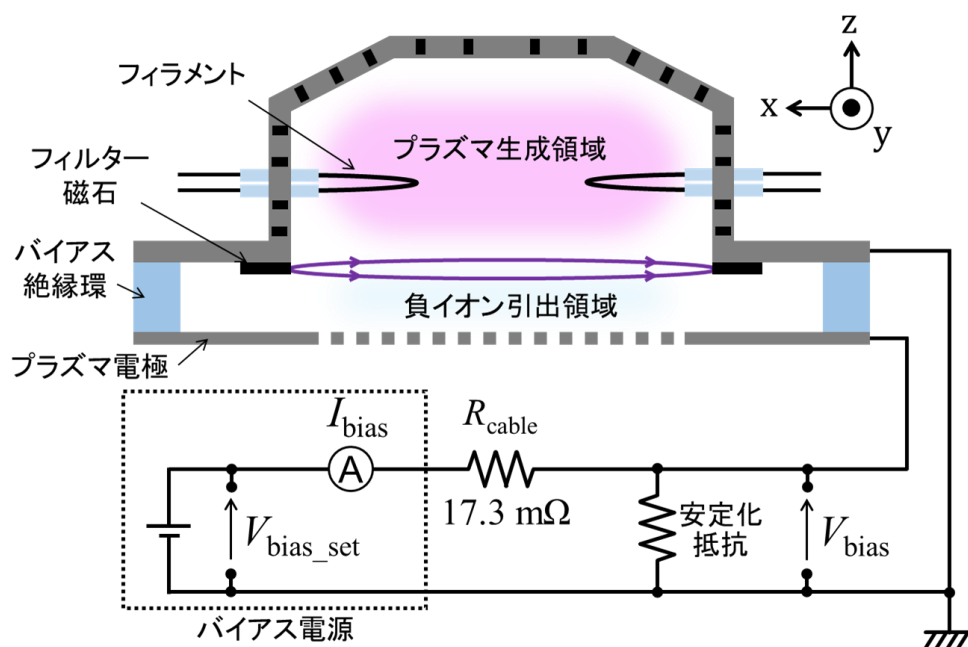
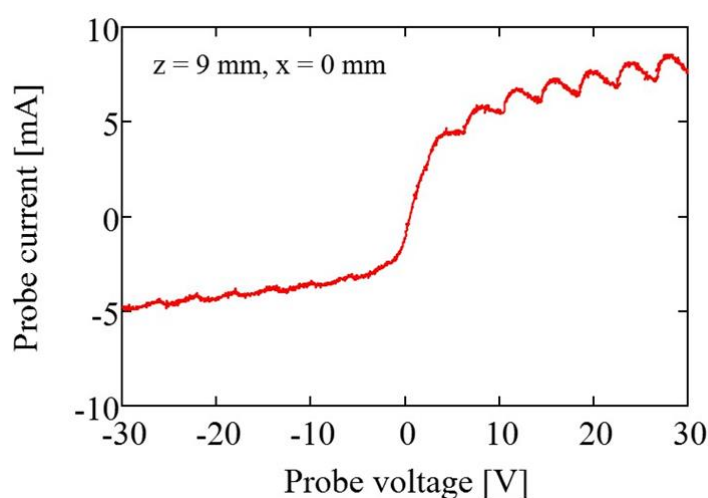


図 3.6 バイアス電圧電源系

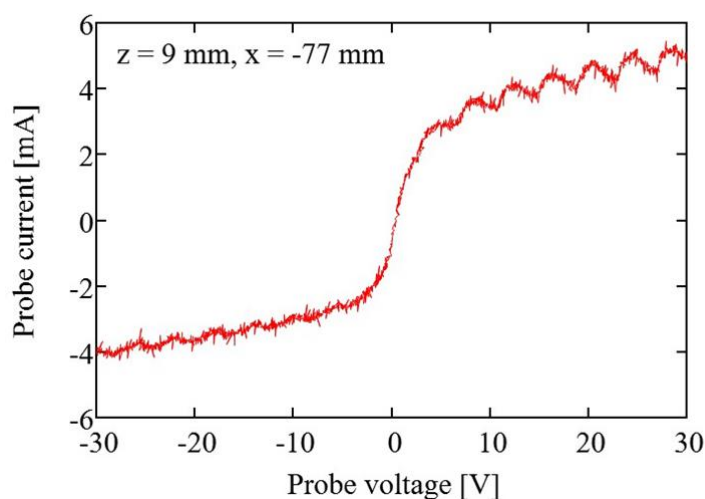
表 3-1. バイアス電圧の補正值

$V_{\text{bias_set}}$ [V]	V_{bias} [V]
0	0 ± 0.3
2.4	0.8 ± 0.5
5.7	2.6 ± 0.4
6.8	2.8 ± 0.2

局所的な負イオン密度を計測する PDLP 法では、空間電位より高い電圧をプローブ電極に印加することで、負イオンから脱離した電子を収集する。そのため、PDLP 計測に先立って負イオン引出領域における I - V 特性を計測し、空間電位の確認を行った。図 3.7 に計測領域の中心部($x = 0$ mm)および周辺部($x = -77$ mm)における、Cs 添加後の軽水素プラズマ中の I - V 特性を示す。負イオン源の運転条件はガス圧力 0.3 Pa, 放電電圧 $V_{\text{arc}} = 80$ V, 放電電力 $P_{\text{arc}} = 50$ kW である。中心部, 周辺部共に負飽和電流は 5 V 以上で飽和していることがわかる。したがって、負イオン密度の分布計測ではプローブ電極に 20 V を印加して PDLP 計測を行った。



(a)



(b)

図 3.7 Cs 添加後の軽水素プラズマ中での $z = 9$ mm における I - V 特性
(a) $x = 0$ mm, (b) $x = -77$ mm

3.2 負イオン密度の分布計測

負イオン源の負イオン引出領域における負イオン密度の空間分布に水素同位体効果を確認するため、軽水素(H)および重水素(D)ガスそれぞれでプラズマを生成し、可動型ラングミュアプローブを用いて負イオン密度の分布計測を行った。計測点は $x = -115, -77, -39, 0, 39, 77, 115$ mm の 7 点である。図 3.8 に負イオン引出領域における磁場の y 方向成分を示す。第 2 章の図 2.3 で示したように、負イオン引出領域にはフィルター磁場(x 方向)が存在する一方で、プラズマ電極表面から 12 mm 以内の領域では電子偏向磁石(EDM)による磁場の影響が大きくなる EDM 領域となっている。そのため、プラズマ電極表面からの距離は EDM 領域の 9 mm とフィルター磁場が支配的な 21 mm の 2 点に設定して計測した。各計測点に対する負イオン源の運転条件は、運転ガス圧力 0.3 Pa, 放電電圧 $V_{\text{arc}} = 80$ V, 放電電力 $P_{\text{arc}} = 50$ kW, バイアス電圧 $V_{\text{bias}} = 0.8$ V である。また、荷電粒子の密度分布は負イオンビームの引き出しを行わず計測したため、引出電圧(V_{ext})および加速電圧(V_{acc})は 0 V である。

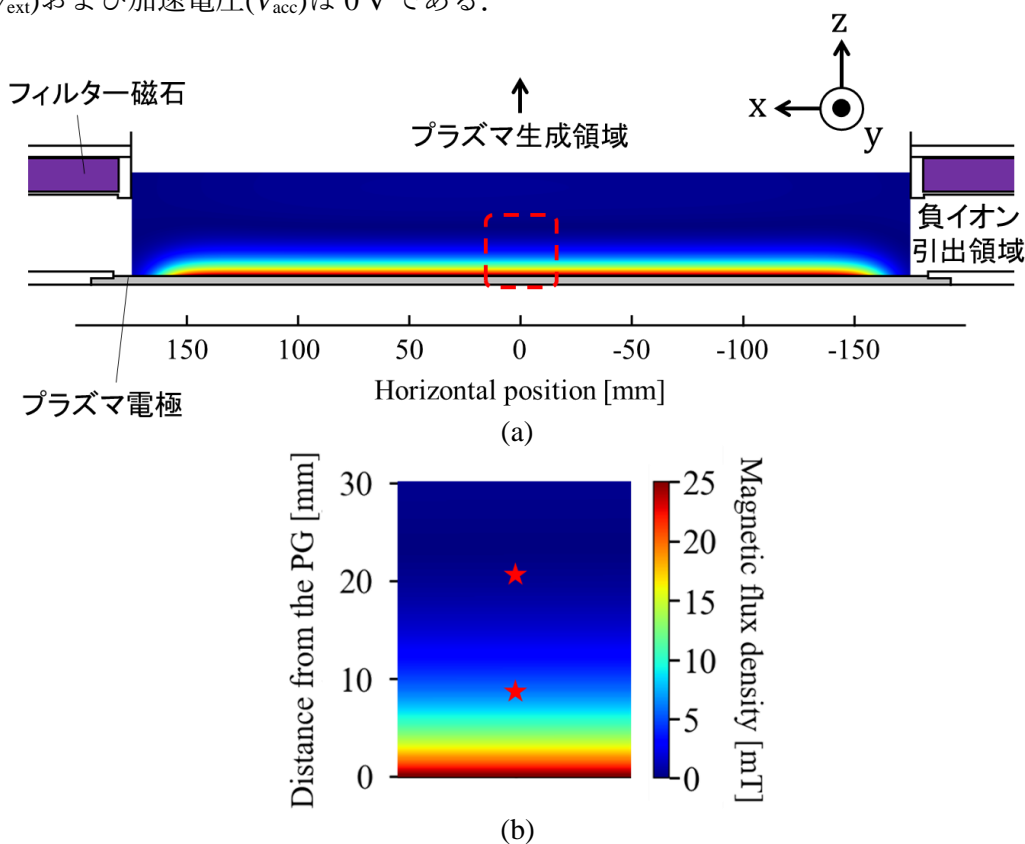


図 3.8 $y = 72$ における zx 平面上の磁場強度の y 方向成分.

図中の星印はそれぞれ $z = 9$ mm と 21 mm の位置を示す.

(a) 負イオン引出領域, (b) 赤破線枠内

負イオン密度の絶対量は、分布計測と同時に計測した CRD 分光法による負イオンの線平均密度 n_{CRD} を基に、(2-17)式および(2-18)式より較正している。光脱離電流の線積分値は、負イオン源の両端における($x = \pm 175$ mm)光脱離電流(負イオン密度)を 0 として、図 3.9 に示すように各プロット点を直線で接続することで導出している。図 3.10 にプラズマ電極表面から 9 mm の距離($z = 9$ mm)において PDLP 法を用いて計測した負イオン密度分布を示す。赤いプロットが軽水素、青いプロットが重水素の結果を表し、図中の黒い破線は負イオン源幅の両端を表している。

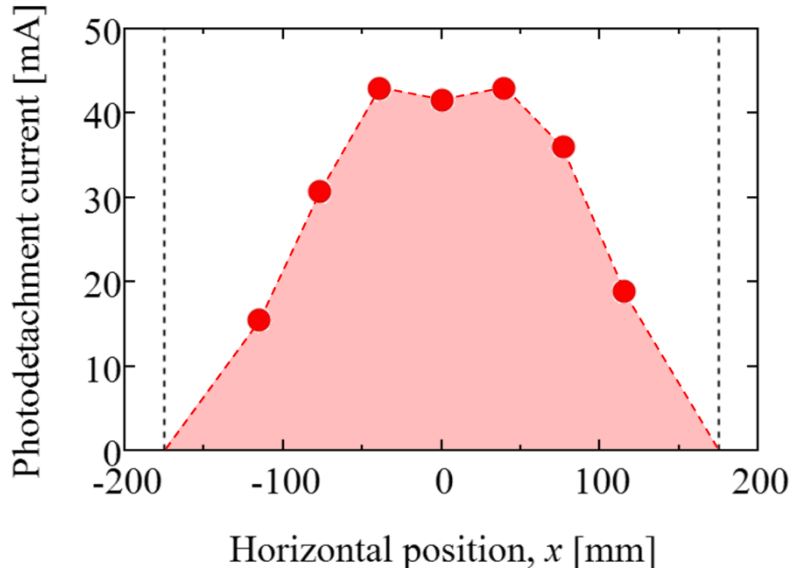


図 3.9 光脱離電流の x 方向分布。
赤い領域が光脱離電流の線積分に相当する。

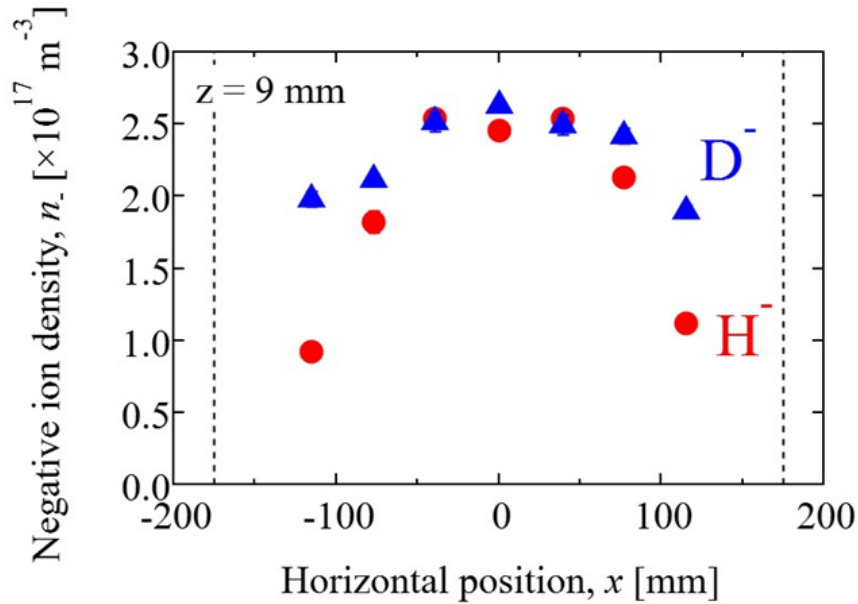


図 3.10 プラズマ電極表面から 9 mm の距離における負イオン密度分布

表 3-2 に負イオン密度分布計測時における n_{CRD} および光脱離信号の線積分値と n_{CRD} を結び付ける補正係数 k を示す。 $z = 9 \text{ mm}$ における負イオンの線平均密度は、軽水素に比べて重水素で約 1.3 倍高い値となっている。 図 3.10 より、軽水素では負イオン源の周辺領域で負イオン密度が低く、中心付近でピークとなる分布形状となっていることが確認できる。 他方、重水素では負イオン密度の最大値は軽水素とほぼ等しいが、周辺領域においても比較的負イオン密度が高く、平坦に近い分布形状が得られた。 以上のことから、重水素では負イオン密度の分布が負イオン源の周辺領域まで広がっているため、軽水素に比べて高い負イオンの線平均密度が得られると考えられる。

計測点をフィルター磁場領域へ移して同様の運転条件で負イオン密度の分布計測を行った。 図 3.11 に $z = 21 \text{ mm}$ における負イオン密度分布、表 3-2 に n_{CRD} および補正係数 k を示す。 $z = 21 \text{ mm}$ では $z = 9 \text{ mm}$ と比較して負イオン密度が低い一方、 $z = 9 \text{ mm}$ と同様に軽水素では中心付近で最大となる分布形状、重水素では平坦な分布形状が得られた。

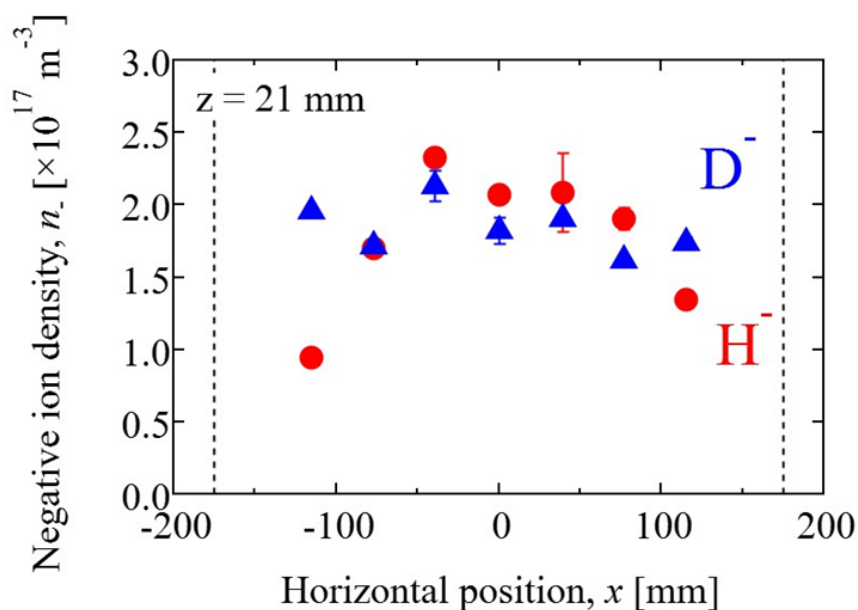


図 3.11 プラズマ電極表面から 21 mm の距離における負イオン密度分布

表 3-2. CRD 分光法による負イオンの線平均密度 n_{CRD} と PDLP 法における補正係数 k . CRD 分光法ではプラズマの厚さ L を 180 mm として負イオン密度を導出している.

z [mm]	Gas	n_{CRD} [m^{-3}]	k [m^{-3}/mA]
9	H	3.0×10^{17}	5.9×10^{15}
9	D	3.7×10^{17}	6.4×10^{15}
21	H	2.8×10^{17}	6.3×10^{15}
21	D	3.0×10^{17}	7.6×10^{15}

負イオン源の水平方向の中心 $x = 0$ mm において, 計測点を $z = 9$ mm から 21 mm まで変化させて負イオン密度を計測した. 図 3.12 に $z = 9$ mm から 21 mm まで 3 mm 間隔で計測した軽水素および重水素プラズマ中の負イオン密度を示す. 密度の絶対値は表 3-2 の軽水素と重水素それぞれ 2 個の補正係数 k の平均値を用いて較正している. 軽水素と重水素共にプラズマ電極から離れるに従って負イオン密度が減少する傾向が確認されたが, 重水素では軽水素に比べて減少率が大きい結果が得られた.

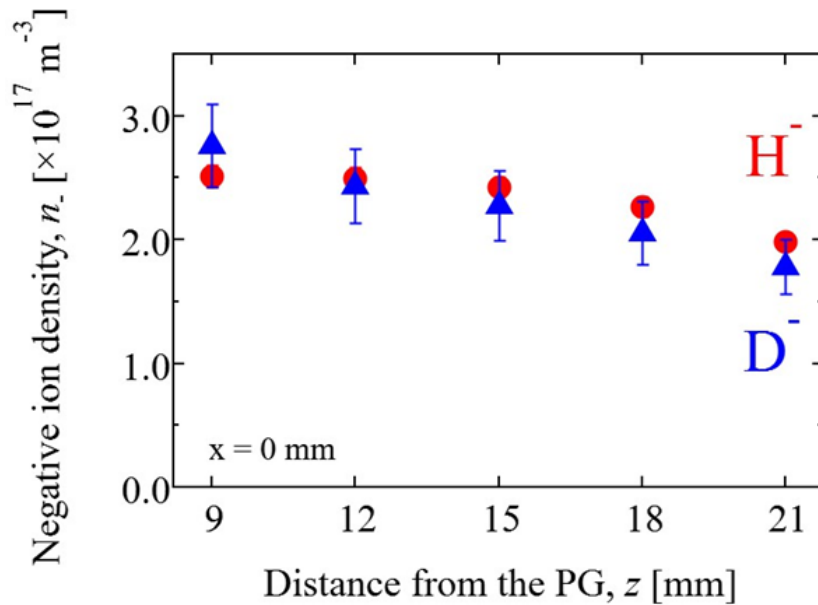


図 3.12 負イオン密度のプラズマ電極(PG)からの距離特性

3.3 正イオン密度の分布計測

3.2 節では負イオン引出領域における負イオンの密度分布が導出されたが、プラズマ全体の分布を理解するためには、準中性条件より負電荷を持つ粒子全体(負イオンと電子)もしくは正電荷を持つ粒子(正イオン)の分布を計測する必要がある。他方、Cs が添加された負イオン源で形成されるイオン性プラズマ中では、図 3.7 のような対称的な I - V 特性となるため、 I - V 特性を用いた局所的な電子密度の定量的な評価が困難である。したがって、正イオンの密度分布を計測することで負イオン引出領域におけるプラズマの分布を調査した。

水素負イオン源では、プラズマ中に存在する単原子正イオンであるプロトン(proton, H^+)および分子正イオン(H_2^+ , H_3^+)が体積過程および表面過程による負イオン生成に関与している[1,2]。他方、静電プローブの正イオン飽和電流では各正イオン種の比率を導出することができず、イオン源ではフィルター磁場の効果により分子正イオンに対するプロトン比が高い[3]ことから、本研究では計測する正イオン飽和電流はプロトン成分のみで構成されていると仮定し、準中性条件よりプロトン(H^+)、負イオン(H^-)、電子(e)の 3 種で議論する。

3.2 節での負イオン密度計測と同様に、運転ガス圧力 0.3 Pa, 放電電圧 $V_{arc} = 80$ V, 放電電力 $P_{arc} = 50$ kW, バイアス電圧 $V_{bias} = 0.8$ V, 引出電圧 $V_{ext} = 0$ V の運転条件で正イオンの密度分布を計測した。なお、イオン性プラズマ中における I - V 特性では負飽和電流から電子成分を評価することが困難であり、 I - V 特性より電子温度を計測することができない。そのため、Cs 添加によって電子温度は変化しないと仮定し、Cs 非添加時における負イオン引出領域中プラズマの電子温度 0.8 eV を正イオン密度計測に用いている。図 3.13 にプラズマ電極表面から 9 mm の距離($z = 9$ mm)における正イオン密度分布を、図 3.14 に $z = 21$ mm における正イオン密度分布を示す。結果より、重水素では軽水素に比べて正イオン密度が 1.6 倍程度高い一方で、軽水素と重水素共に負イオン源の周辺領域で低く、中心付近で最大となる分布形状が得られた。以上のように、重水素の正イオン密度は軽水素に対して分布形状を変えずに増加しており、軽水素に対する重水素の負イオン密度分布における違いと異なった傾向が得られた。分布形状の違いを定量的に評価するために導出した半値全幅(FWHM: Full Width at Half Maximum)を表 3-3 に示す。半値全幅は光脱離信号の線積分と同様に、負イオン源の両端における密度を 0 とし、各プロット点の直線接続より導出している。

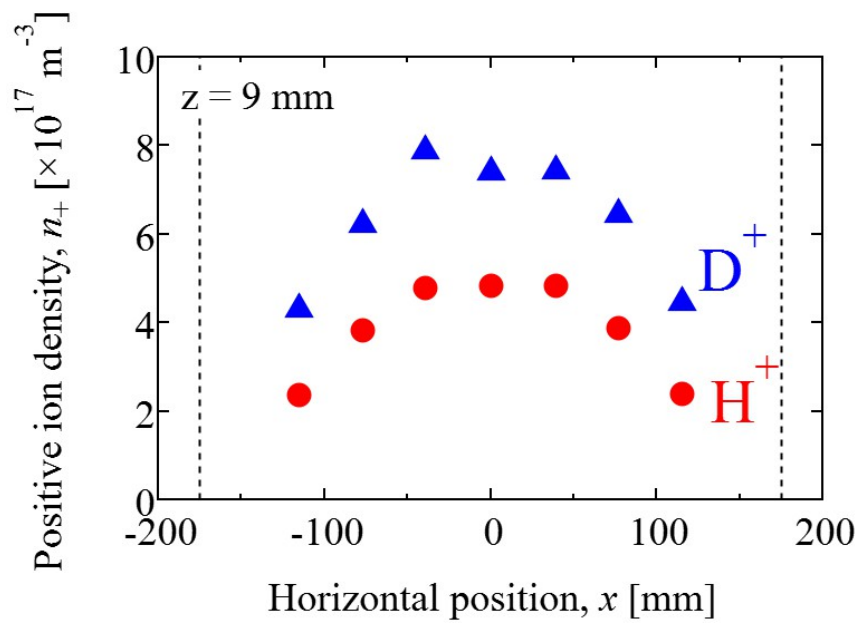


図 3.13 プラズマ電極表面から 9 mm の距離における正イオン密度分布

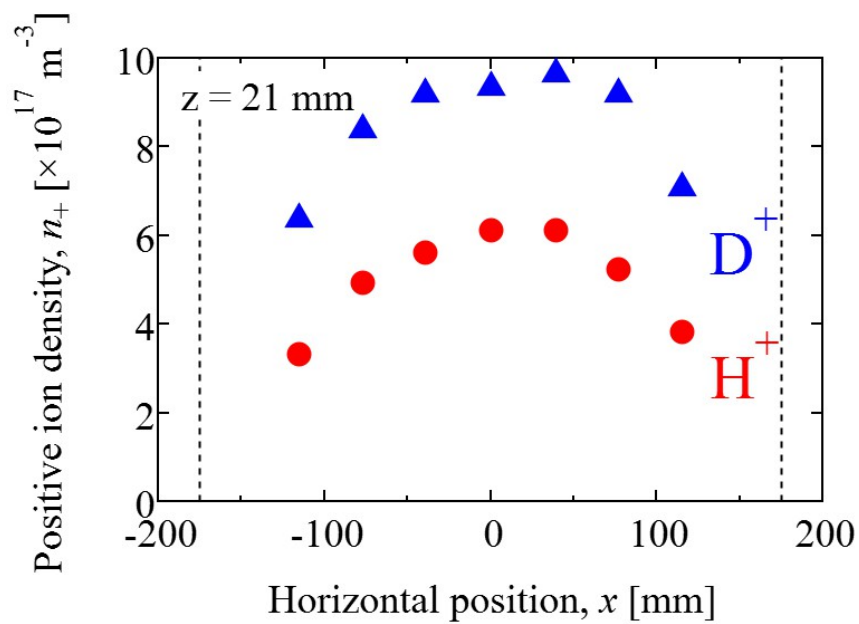


図 3.14 プラズマ電極表面から 21 mm の距離における正イオン密度分布

表 3-3. 負イオン密度(n_-)分布および正イオン密度(n_+)分布の半値全幅
(FWHM)

z [mm]	Gas	FWHM (n_-) [$\times 10^2$ mm]	FWHM (n_+) [$\times 10^2$ mm]
9	H	2.1	2.3
9	D	2.7	2.4
21	H	2.3	2.5
21	D	2.8	2.6

負イオン密度と同様に、 $x = 0$ mm における正イオン密度の、プラズマ電極表面からの距離特性を計測した。図 3.15 に $z = 9$ mm から 21 mm まで 3 mm 間隔で計測した軽水素および重水素プラズマ中の正イオン密度を示す。単調減少する特性が得られた負イオン密度の場合と異なり、正イオン密度は軽水素と重水素共にプラズマ電極から離れるに従って増加する傾向となった。以上の違いから、正イオンはプラズマ生成領域側で生成されてプラズマ電極側へ拡散し、負イオンはプラズマ電極側で生成されてプラズマ生成領域側へ拡散していると予想される。

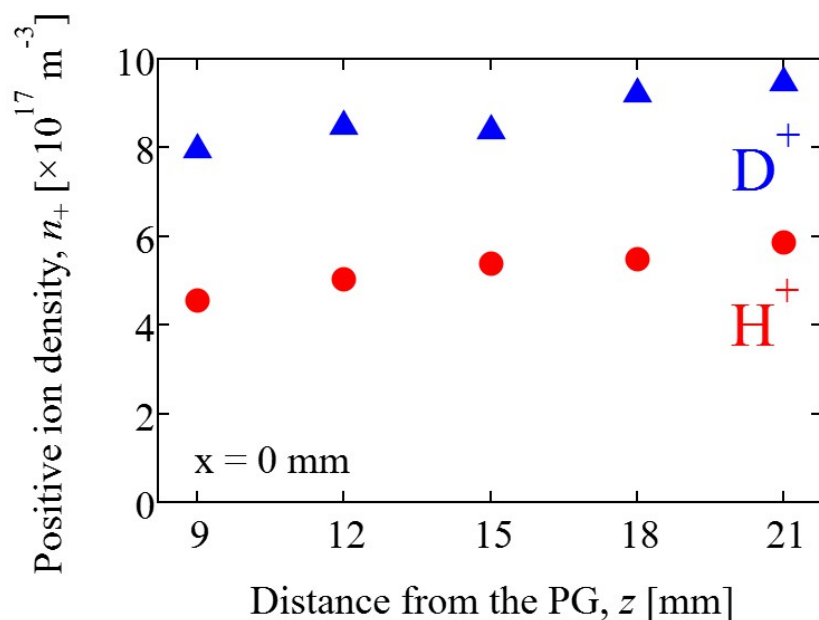


図 3.15 正イオン密度のプラズマ電極(PG)からの距離特性

3.4 電子密度の空間分布

負イオン密度(n_-)が電子密度(n_e)に対して十分に低い($n_- \ll n_e$)場合、電子密度は静電プローブの電子飽和電流より求められる。他方、本実験のように Cs が負イオン源に導入されたプラズマ中では、図 3.7 に示したように正負の飽和電流が対称的な I - V 特性となり、負飽和電流から直接電子密度を評価することが困難である。したがって、ここでは準中性条件を仮定して、以下の式のように正イオン密度(n_+)と負イオン密度の差を用いて電子密度を導出する。

$$n_e = n_+ - n_- \quad (3-2)$$

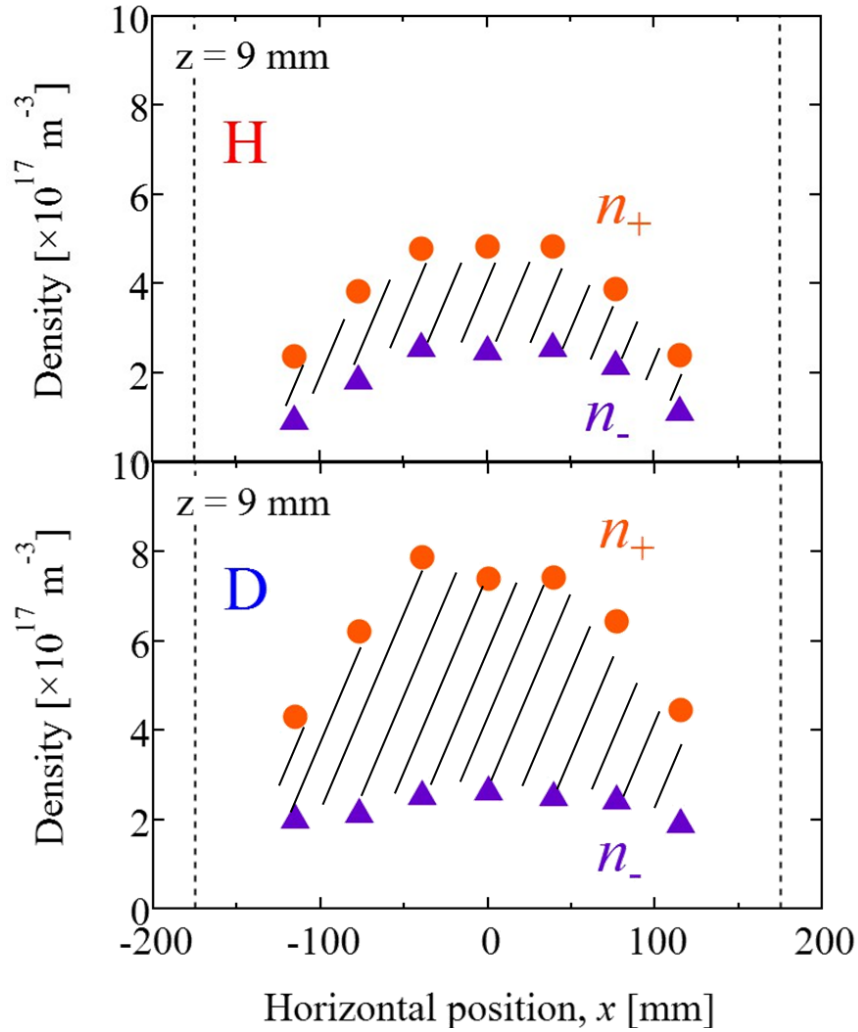


図 3.16 $z = 9$ mm における正・負イオン密度の空間分布。
斜線部は電子密度に相当する。

図 3.16 に 3.2 節, 3.3 節で示したプラズマ電極表面から 9 mm の距離における負イオンおよび正イオンの密度を放電ガス種でまとめた分布を示す。図中の斜線部が電子密度(正イオン密度と負イオン密度の差)に相当する。軽水素と比較して、重水素では負イオン源全体にわたって電子密度が高くなっていることがわかる。

以上の結果より、負イオン源の運転ガス種を軽水素から重水素へ切り替えると、負イオン引出領域では負イオン密度と正イオン密度が増加するが、負イオン密度の増加比(1.3 倍)に対して正イオン密度の増加比(1.6 倍)が大きく、その差分を補う形で電子密度が増加していることが明らかとなった。負イオンビームと共に引き出される電子ビーム電流は負イオン引出孔近傍プラズマの電子密度に依存すると考えられるので、重水素負イオンビーム引き出しにおける電子ビーム電流増加は、軽水素運転時に対する負イオン密度と正イオン密度の増加比の差による電子密度の増加に起因することが示唆された。

図 3.16 の電子密度を数値化してプロットした結果を図 3.17 に、同様にして導出した $z = 21$ mm における電子密度分布を図 3.18 に示す。また、図 3.19 に図 3.12 と 3.15 より導出した電子密度のプラズマ電極からの距離特性を示す。 $z = 9, 21$ mm 共に重水素の方が軽水素に対して電子密度が 2 倍程度高く、特に負イオン源の中心付近で高い分布形状となった。電子密度の分布は負イオン密度と正イオン密度の分布に依存する。正イオン密度分布および軽水素の負イオン密度分布は負イオン源中心付近で最大となる形状であった一方で、重水素の負イオン密度分布は負イオン源全体にわたって平坦な形状であったため、重水素運転時における電子密度は軽水素運転時に比べ、中心付近でよりピークとなる分布形状となることが明らかとなった。局所的な電子密度の増加は負イオンビーム引き出し時における引出電極の局所的な損傷の原因となる。このような荷電粒子の密度分布の違いが生じる要因として、正イオンは負イオンの表面生成過程における親粒子の 1 種であると考えられるため、軽水素と重水素での負イオンの表面生成効率の相違によって、正イオン密度に対する負イオン密度の依存性が異なる、という可能性が挙げられる。そのため、プラズマ電極近傍における正イオン密度に対する負イオン密度の依存性について軽水素と重水素で比較・検討した。次節では正イオン密度に対する負イオン密度の依存性について記述する。

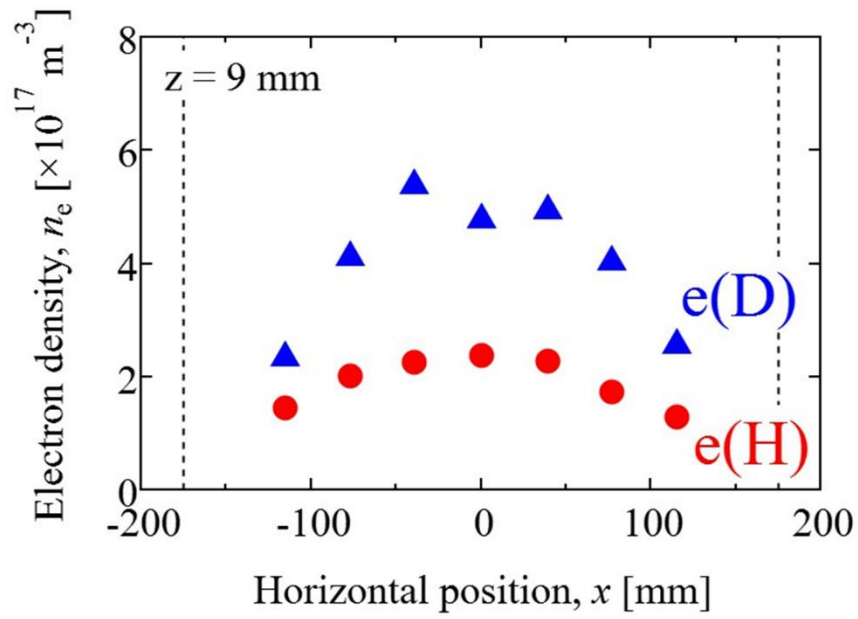


図 3.17 $z = 9 \text{ mm}$ における電子密度の空間分布

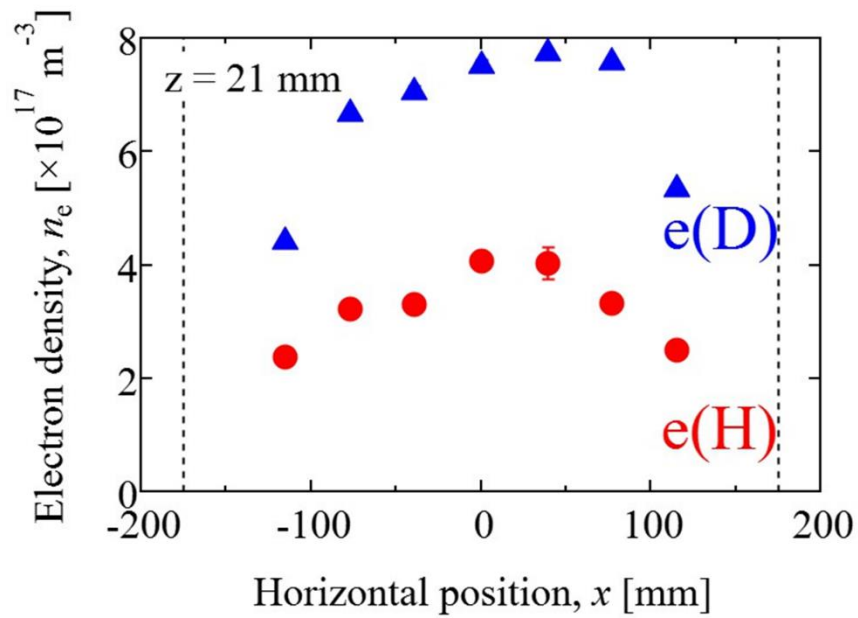


図 3.18 $z = 21 \text{ mm}$ における電子密度の空間分布

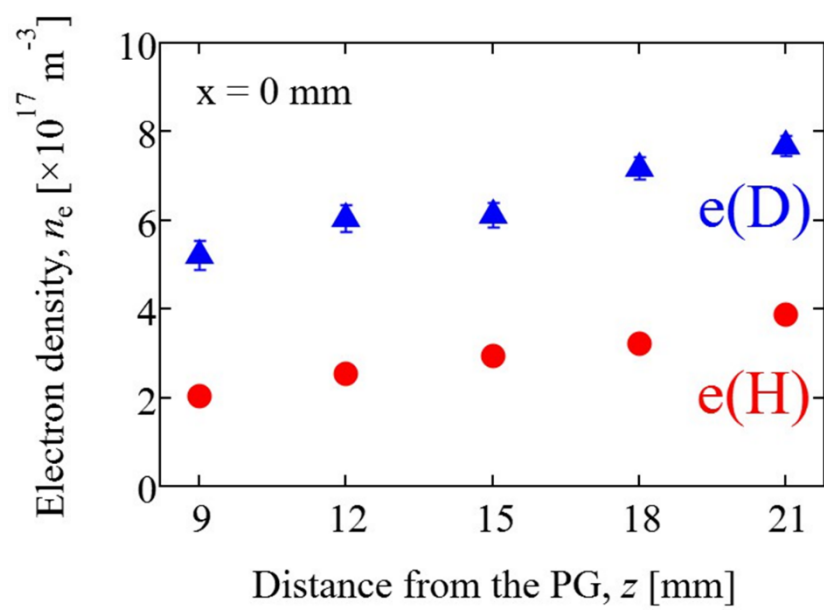


図 3.19 電子密度のプラズマ電極(PG)からの距離特性

3.5 正イオン密度に対する負イオン密度

負イオン源プラズマにおける正イオン密度は，負イオン源プラズマの放電電力(P_{arc})およびプラズマ電極に印加されたバイアス電圧(V_{bias})に依存する．そのため，本実験では3つのバイアス電圧($V_{\text{bias}} = 0, 0.8, 2.6 \text{ V}$)に対して放電電力を0～50 kWの範囲で変化させて計測を行った．図 3.20 に各バイアス電圧に対する軽水素プラズマ中の正イオン密度の放電電力特性，図 3.21 に重水素プラズマ中における正イオン密度の放電電力特性を示す．

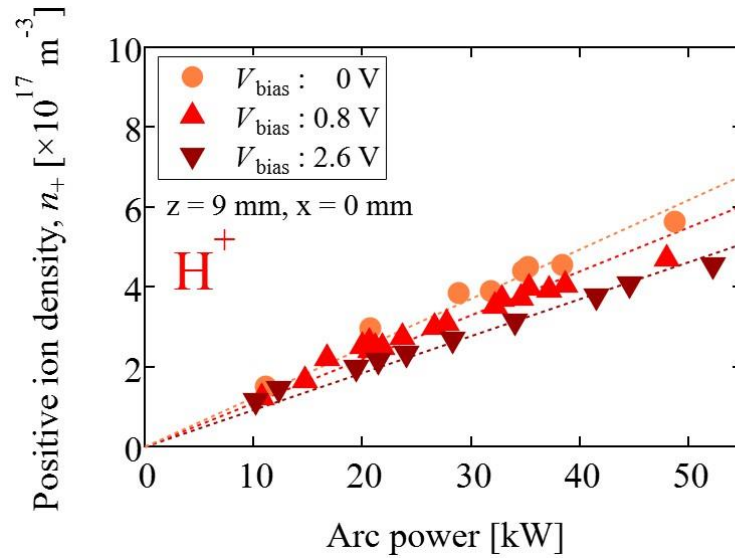


図 3.20 軽水素プラズマ中における正イオン密度の放電電力特性

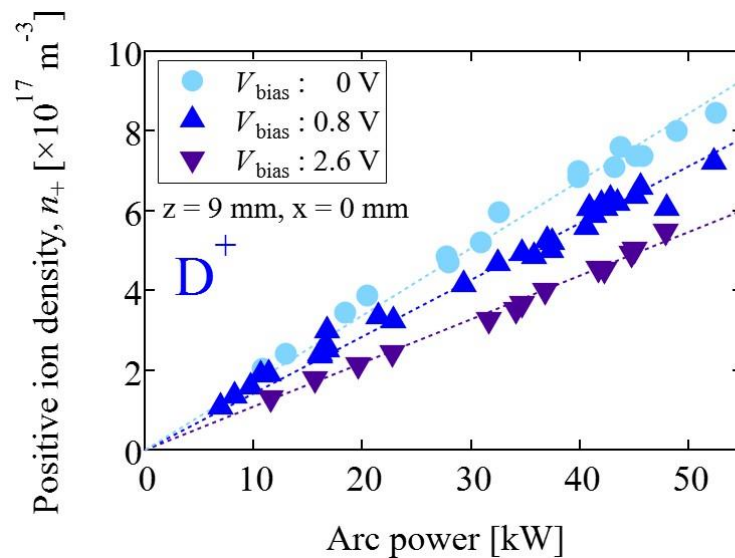


図 3.21 重水素プラズマ中における正イオン密度の放電電力特性

負イオン源の運転条件は運転ガス圧力 0.3 Pa, 放電電圧 $V_{\text{arc}} = 80 \text{ V}$, 引出電圧 $V_{\text{ext}} = 0 \text{ V}$ で, 計測点はプラズマ電極表面から 9 mm 離れた負イオン源水平方向の中心点($x = 0 \text{ mm}$, $z = 9 \text{ mm}$)で固定されている. 軽水素と重水素共に正イオン密度は放電電力に対して単調増加傾向を示した. また, 放電電力を固定した場合, バイアス電圧が低いほど正イオン密度が高く, 同一のバイアス電圧および放電電力に対しては軽水素より重水素の方が高い正イオン密度が得られた. 図 3.20 および 3.21 に示すように, 放電電力に対する正イオン密度特性を直線近似し, 負イオン密度を計測する放電電力と関連付けることで, 負イオン密度の正イオン密度特性を導出した. 図 3.22, 3.23, 3.24 にそれぞれバイアス電圧 0, 0.8, 2.6 V における負イオン密度の正イオン密度特性を示す. 図中の破線は正イオン密度と負イオン密度が一致するラインを表す. 負イオン密度は, 計測した光脱離電流(I_{pd})に表 3-2 で示した $z = 9 \text{ mm}$ における補正係数 k を掛けて導出している ((2-18)式).

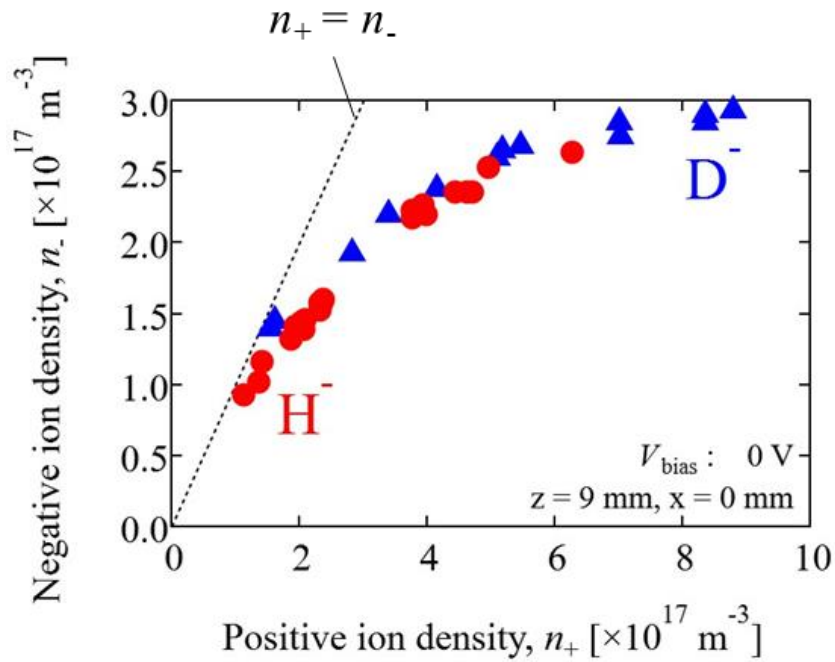


図 3.22 $V_{\text{bias}} = 0 \text{ V}$ における負イオン密度の正イオン密度特性

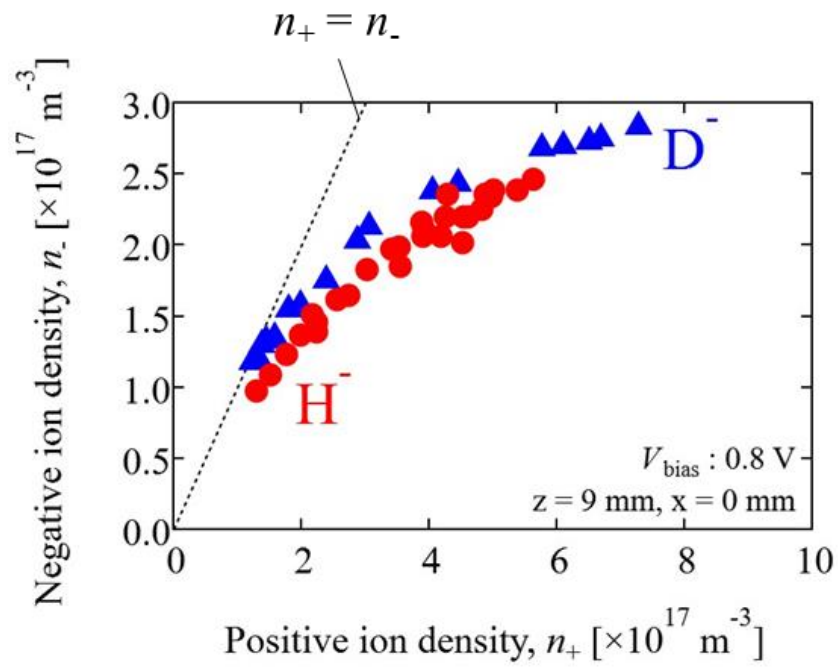


図 3.23 $V_{\text{bias}} = 0.8 \text{ V}$ における負イオン密度の正イオン密度特性

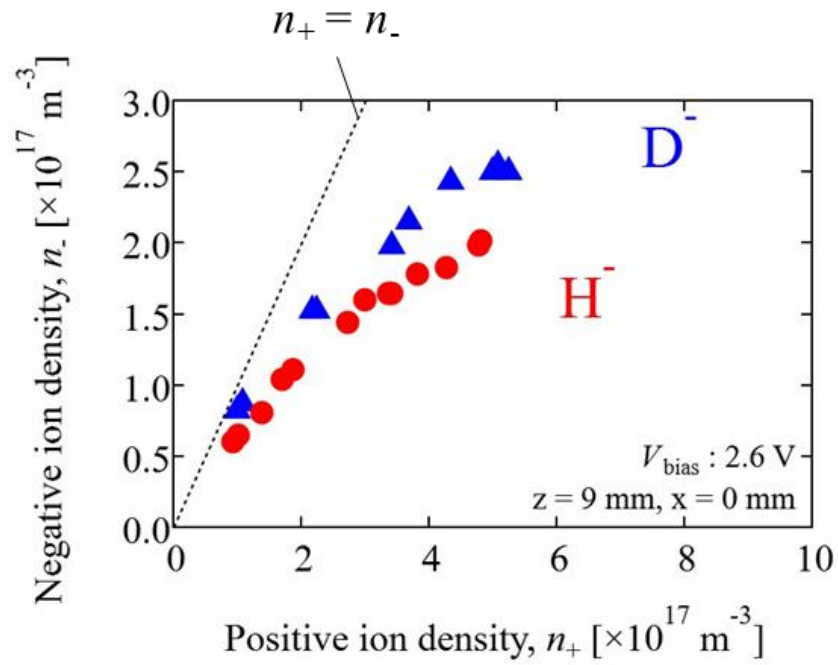


図 3.24 $V_{\text{bias}} = 2.6 \text{ V}$ における負イオン密度の正イオン密度特性

図 3.25 に図 3.10 および図 3.13 より導出した $z = 9 \text{ mm}$ における負イオン密度の正イオン密度特性を，同じバイアス電圧に対する結果である図 3.23 と併せて示す．なお，図 3.23 は負イオン源の中心における結果であるため，負イオン源の中心に近い $x = -77 \sim 77 \text{ mm}$ における正イオン密度・負イオン密度を図 3.25 に示している．図より， $x = -77 \sim 77 \text{ mm}$ における密度特性は負イオン源中心($x = 0 \text{ mm}$)と同様な特性であることがわかる．負イオン密度の正イオン密度特性が x に依存しないと仮定すると，局所的な負イオン密度は正イオン密度によって決定する．図 3.13 で示した正イオン密度は軽水素と重水素共に周辺領域で低く中心付近で高い分布形状となっている一方で，周辺領域と中心付近での正イオン密度の差による負イオン密度の変化量を考慮すると，軽水素では重水素より変化量が大きいことがわかる．この負イオン密度の変化量の差が負イオン密度の分布形状の差として現れると考えられる．したがって，軽水素と重水素共に負イオン密度は正イオン密度の増加に従って飽和傾向を示すことから，図 3.10 で示した軽水素と重水素における負イオン密度分布の違いとして現れていることが示唆された．

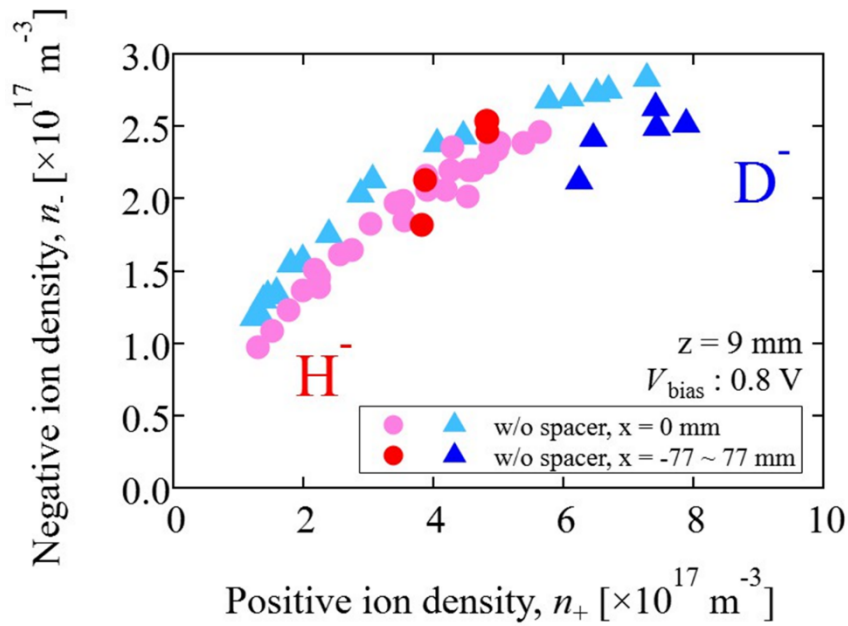


図 3.25 図 3.23 の密度特性(定点計測) と，図 3.10 および図 3.13 より導出した $z = 9 \text{ mm}$ における負イオン密度の正イオン密度特性(分布計測)．色の薄いプロットが定点計測，濃いプロットが分布計測の結果を表す．

図 3.22, 3.23, 3.24 より, 各バイアス電圧に対して負イオン密度は正イオン密度の増加に伴って増加し, 飽和する傾向が明らかとなった. 正イオンは負イオン生成の親粒子の 1 種であり, 準中性条件より負イオンがプラズマ中に存在するためには, 正イオン密度は負イオン密度以上となる. したがって, 負イオン密度は正イオン密度と共に増加する. 他方, 負イオン密度が飽和する要因として, 正イオン密度増加による負イオンの中性化(MN 反応)頻度の上昇が挙げられる. 負イオン密度(n_-)の時間変化は以下に示すレート方程式で表される.

$$\frac{dn_-}{dt} = S - n_-(n_+R_{MN} + n_eR_{ED} + n_nR_{AD}) - \frac{n_-}{\tau} \quad (3-3)$$

$$R_{MN} = \int_0^{\infty} f_+(E)\sigma_{MN}(E)v_+(E)dE \quad (3-4)$$

$$R_{ED} = \int_0^{\infty} f_e(E)\sigma_{ED}(E)v_e(E)dE \quad (3-5)$$

$$R_{AD} = \int_0^{\infty} f_n(E)\sigma_{AD}(E)v_n(E)dE \quad (3-6)$$

ここで S は計測点における負イオンの供給項, n_n は中性原子(H^0)の密度, R_{MN} , R_{ED} , R_{AD} はそれぞれ正負イオンの相互中性化反応(MN 反応), 電子衝突による負イオンの消滅反応(ED 反応), 原子衝突による負イオンの消滅反応(AD 反応)の反応速度係数を表す. τ は負イオンの閉じ込め時間を表す. また, $f(E)$ および $v(E)$ は各粒子種に対するエネルギー分布関数および速度, σ は各反応の断面積[4,5]を示す. (3-3)式より, 定常状態($dn/dt = 0$)における負イオン密度は以下の式で表される.

$$n_- = \tau\{S - n_-(n_+R_{MN} + n_eR_{ED} + n_nR_{AD})\} \quad (3-7)$$

ここでは負イオンの消滅過程に着目して議論する. 電子温度を 0.8 eV, 正イオン温度をフィラメント温度と同等の 0.3 eV, 中性原子の温度を 0.3 eV [6]とする. 図 3.26 に正イオン密度対する MN 反応頻度 f_{MN} ($= n_+R_{MN}$), および電子密度に対する ED 反応頻度

$f_{ED} (= n_e R_{ED})$ を示す．正イオン密度と電子密度が同じ場合，ED 反応頻度に比べ MN 反応頻度の方が 6 倍程度高く，負イオンが含まれるプラズマでは $n_+ > n_e$ であるため，負イオンの消滅過程においては電子より正イオンの方が支配的であると考えられる．3.3 節，3.4 節で計測した $z = 9 \text{ mm}$ ， $x = 0 \text{ mm}$ における正イオン密度と電子密度を用いた場合の負イオン消滅反応頻度を表 3-4 に示す．また，ガス圧力 0.3 Pa に対してガス温度 2000 K ，分子の解離度 0.7 [7]を仮定した場合における AD 反応による負イオンの消滅頻度 $f_{AD} (= n_n R_{AD})$ を同じく表 3-4 に示す．表 3-4 より，正イオンによる MN 反応頻度が最も高いことが認められる．

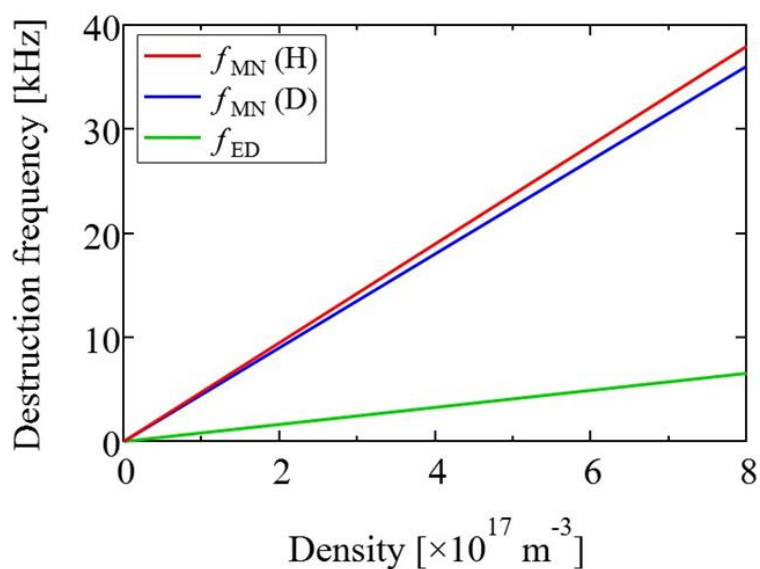


図 3.26 正イオン密度に対する MN 反応頻度，および電子密度に対する ED 反応頻度

表 3-4. $z = 9 \text{ mm}$ ， $x = 0 \text{ mm}$ における負イオン消滅過程の反応頻度．

中性原子の温度は[6]，密度は[7]を参考に設定．

反応名	粒子種	粒子温度 [eV]	粒子密度 [m^{-3}]	反応頻度 [Hz]
ED	電子	0.8	2.3×10^{17}	1.9×10^3
MN	正イオン	0.3	4.8×10^{17}	2.3×10^4
AD	中性原子	0.3	4.5×10^{18}	6.3×10^3

ここで負イオン生成の親粒子を正イオンと仮定すると，生成される負イオンの密度は正イオン密度に比例($n_{-}(\text{生成}) \propto n_{+}$)する．また，負イオンの消滅過程は正イオンによる MN 反応が支配的である場合，消滅する負イオン密度は，負イオン密度と正イオン密度の積に比例する形で表される($n_{-}(\text{消滅}) \propto n_{-}n_{+}$)ため，負イオン密度(n_{-})は以下の式で近似される．

$$n_{-} = \eta n_{+} - \tau n_{-} n_{+} R_{\text{MN}} \quad (3-8)$$

(3-8)式の右辺第 1 項は負イオンの生成効率項，右辺第 2 項は負イオンの消滅項を意味し， η は係数である．ここで消滅項の n_{-} を ηn_{+} に置き換えると，消滅項は正イオン密度の 2 乗に比例する形となる($n_{-}(\text{消滅}) \propto n_{+}^2$)．よって，負イオン密度は正イオン密度の関数として以下の式で表される．

$$n_{-} = \eta n_{+} - \kappa n_{+}^2 \quad (3-9)$$

但し $\kappa = \tau \eta R_{\text{MN}}$ である．ここでは τ は負イオン引出領域の長さ(フィルター磁石の中心からプラズマ電極表面まで) $L = 46 \text{ mm}$ および負イオンの熱速度 v_{th} を用いて $\tau = L/v_{\text{th}}$ とし，負イオン温度は 0.1 eV としている[8,9]．図 3.23 のプロットを n_{+} の 2 次関数として近似した場合における 2 次の係数 κ と，1 次の係数 η および τ ， R_{MN} より導出した κ を表 3-5 に示す．なお，2 次関数近似における切片成分は無視している．表 3-5 より，2 次関数近似およびレート方程式より導出した κ のオーダーが一致していることがわかる．以上より，正イオン密度が低い領域では負イオン生成に寄与する効果(生成効率項の影響)が大きく，正イオン密度の増加に従って正イオンによる負イオン消滅への効果(消滅項の影響)が大きくなるため，負イオン密度は正イオン密度に対して直線でない特性を示すと考えられる．

表 3-5. 2 次関数近似およびレート方程式より導出した κ

ガス種	2 次関数近似	レート方程式
H	4.9×10^{-19}	3.3×10^{-19}
D	4.9×10^{-19}	4.5×10^{-19}

以上では負イオンの表面生成における親粒子を正イオンと仮定した一方で、中性原子も親粒子の 1 種として考えられる。正イオンおよび中性原子はプラズマ生成領域からフィルター磁場を横切って負イオン引出領域へ拡散していると考えられるため、正イオンが横切る磁力線を厚くすることで負イオン引出領域における正イオンの密度が減少すると考えられる。他方、中性原子の拡散は磁場の影響を受けないため密度は変化しないと考えられる。そのため、正イオンが横切る磁力線を厚くして正イオン密度および負イオン密度を計測することにより、負イオン生成の親粒子として正イオンと中性原子のどちらが支配的であるかの検討も行った。次節では正イオンが横切る磁力線を厚くして計測した密度分布について記述する。

3.6 フィルター磁場構造と荷電粒子の密度分布

NIFS-RNIS のフィルター磁場はイオン源内部に設置された永久磁石によって形成されているため、フィルター磁石の強度を変える、もしくは負イオン引出領域の広さを変化させることによって、負イオン引出領域におけるフィルター磁場の構造を変えることが可能である。本実験では、負イオン生成の親粒子として正イオンと中性原子のどちらが支配的であるかについて検討するため、負イオン引出領域を広げることで正イオンが横切る磁力線を厚くして計測を行った。図 3.27 に負イオン引出領域を拡張した場合における負イオン源の断面図を示す。放電容器とバイアス絶縁環の間にアルミ製のスペーサーフランジを導入することで負イオン引出領域(フィルター磁石からプラズマ電極までの距離)を拡張している。スペーサーフランジの厚さは 20 mm であり、フィルター磁石の中心からプラズマ電極表面までの距離は 66 mm である。密度分布計測には可動型ラングミュアプローブを使用し、3.4 節までと同様に幅 230 mm ($x = \pm 115$ mm)が計測領域である。図 3.28 にスペーサーフランジ導入後の負イオン引出領域における zx 平面上の磁場強度分布を示す。

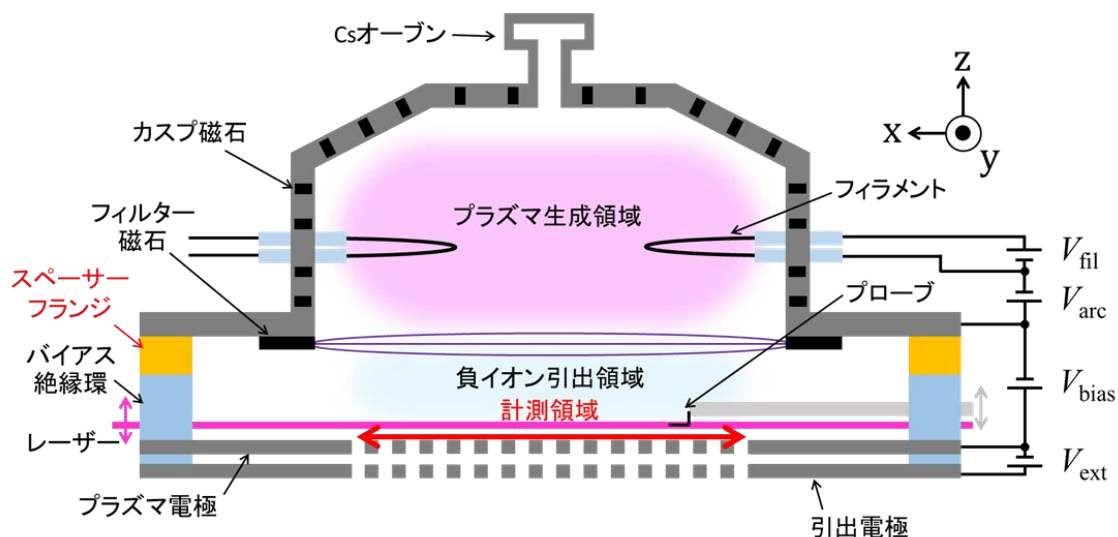


図 3.27 スペーサーフランジによって負イオン引出領域を拡張した負イオン源の断面図と計測領域

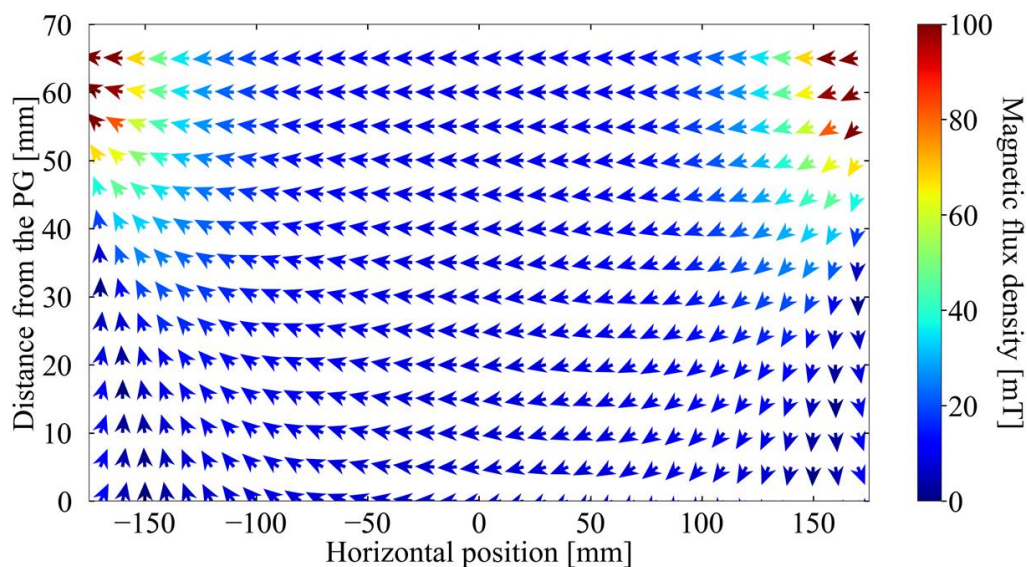


図 3.28 スペーサーフランジ導入後の磁場強度分布.
 $y = 72$ の zx 平面上の磁場の方向および強度を示す.

図 3.29 に $z = 9$ mm における負イオン密度分布, 図 3.30 に $z = 21$ mm における負イオン密度分布を示す. 軽水素と重水素共に $z = 9$ mm では負イオン源中心付近でピークとなる分布形状となり, $z = 21$ mm では平坦な分布形状となっていることがわかる.

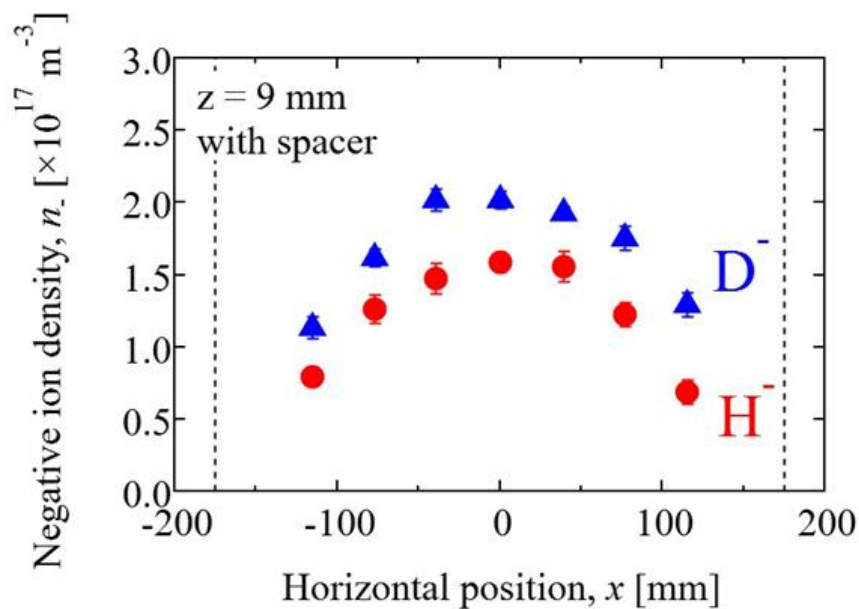


図 3.29 スペーサーフランジ導入後の $z = 9$ mm における負イオン密度分布

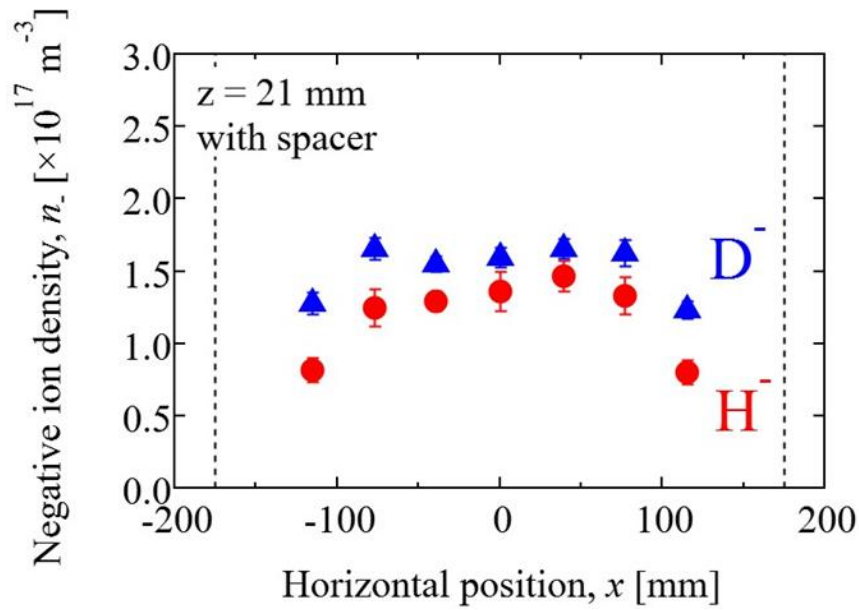


図 3.30 スペーサーフランジ導入後の $z = 21 \text{ mm}$ における負イオン密度分布

図 3.31 に $z = 9 \text{ mm}$ における正イオン密度分布，図 3.32 に $z = 21 \text{ mm}$ における正イオン密度分布を示す． $z = 9, 21 \text{ mm}$ 共に軽水素と重水素それぞれで平坦な分布形状が得られた．また，各分布形状に対する半値全幅を表 3-6 に示す．半値全幅は表 3-3 と同様に，負イオン源両端での密度を 0 と設定した場合における各プロット点の直線接続より導出している．また，比較としてスペーサーフランジ導入前の半値全幅を表 3-6 に併せて示す．

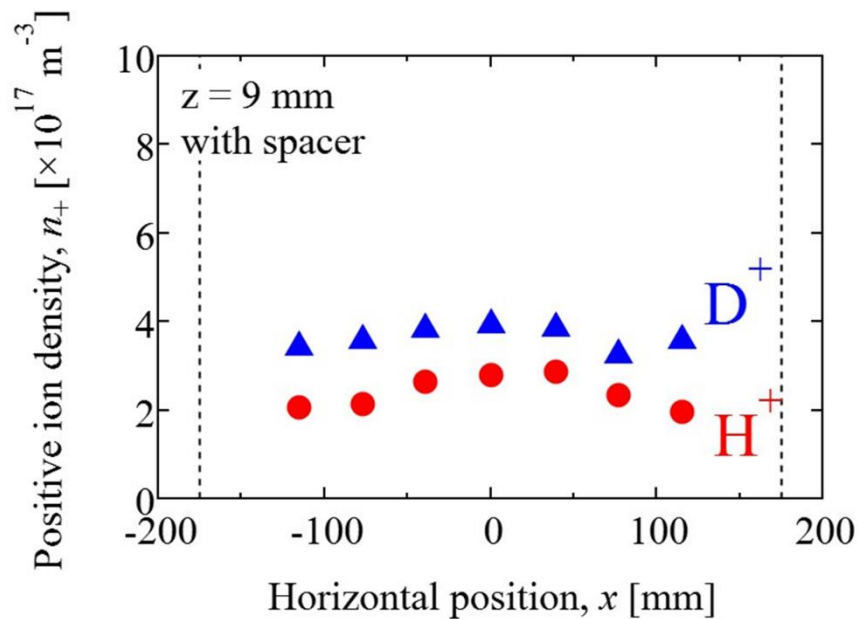


図 3.31 スペーサーフランジ導入後の $z = 9 \text{ mm}$ における正イオン密度分布

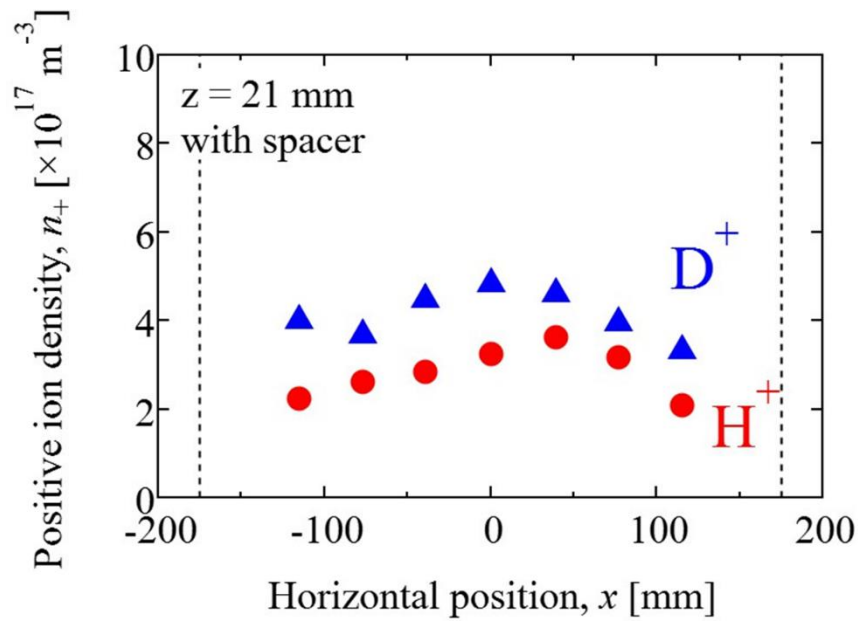


図 3.32 スペーサーフランジ導入後の $z = 21$ mm における正イオン密度分布

表 3-6. スペーサーフランジ導入時における負イオン密度(n_-)分布
および正イオン密度(n_+)分布の半値全幅(FWHM).

括弧内はスペーサーフランジ導入前の半値全幅を示す.

z [mm]	Gas	FWHM (n_-) [$\times 10^2$ mm]	FWHM (n_+) [$\times 10^2$ mm]
9	H	2.2 (2.1)	2.6 (2.3)
9	D	2.5 (2.7)	2.8 (2.4)
21	H	2.4 (2.3)	2.5 (2.5)
21	D	2.7 (2.8)	2.7 (2.6)

軽水素と重水素共に $z = 9$ mm より 21 mm の方が負イオン密度分布の半値全幅が広いことがわかる. 図 3.33 に示す負イオン引出領域における磁場(磁力線)方向分布より, プラズマ電極表面($z = 0$)における負イオン源中心付近($x \approx 0$)から負イオン引出領域($z > 0$)の周辺領域($|x| > 100$)に向かう磁場構造が確認できる. また, 図 3.34 に示す CRD 分光法による負イオン線平均密度のプラズマ電極表面からの距離特性[8]より, プラズマ電極表面($z = 0$)で生成された負イオンは表面近傍で留まらず, 負イオン引出領域($z > 0$)へ拡散していると考えられる. したがって, $z = 9$ mm から 21 mm で負イオン密度分布が広がるのは, 電極表面で生成された負イオンが磁場に沿って電極表面から負イオン引出領域へ拡散しているためであると考えられる.

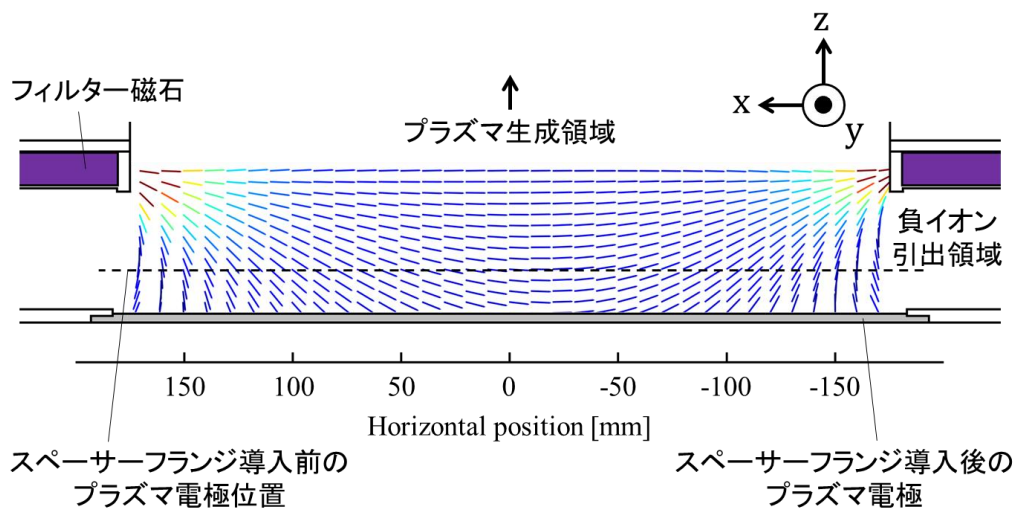


図 3.33 負イオン引出領域における磁場構造

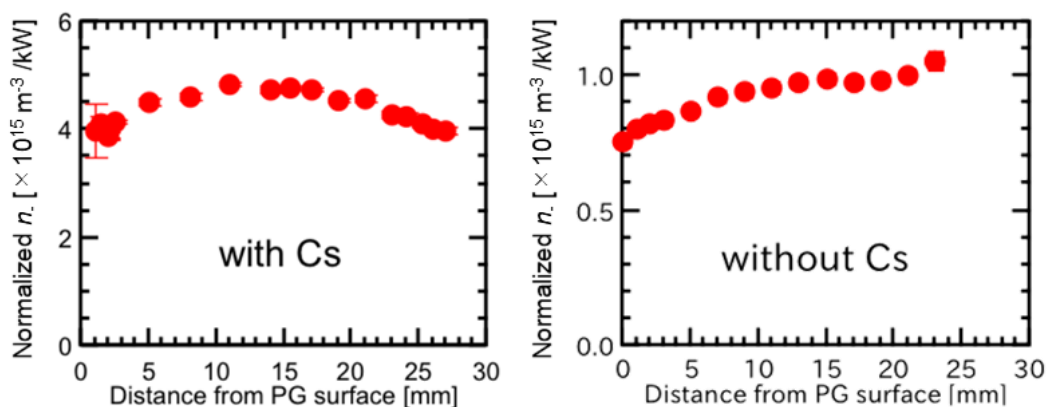


図 3.34 負イオン線平均密度のプラズマ電極表面からの距離特性 [8]

スペーサーフランジ導入前後で比較すると、スペーサーフランジ導入前に比べてプラズマ生成領域から拡散する正イオンが横切る磁力線が増加したため、軽水素では負イオン源中心付近における正イオンの拡散束が減少した結果、正イオンの分布が平坦となり、それに伴って負イオンの分布も平坦な形状となったと考えられる。他方、重水素ではスペーサーフランジ導入前に比べて正イオンの分布は平坦となり、負イオンは負イオン源の中心付近に集まる分布形状となっている。重水素における負イオンの分布形状変化の要因として、プラズマ電極近傍の局所的な負イオン密度が、3.5 節で記述したように正イオン密度によって決定している可能性が挙げられる。

図 3.35 にスペーサーフランジの導入前における $z = 9 \text{ mm}$ での負イオン密度の正イオン密度特性(図 3.25)と、図 3.29 および図 3.31 より導出したスペーサーフランジの導入後における $z = 9 \text{ mm}$ での負イオン密度の正イオン密度特性を示す。なお、図 3.25 と同様に負イオン源の中心に近い $x = -77 \sim 77 \text{ mm}$ での正イオン密度・負イオン密度を図 3.35 に示している。スペーサーフランジの導入によって正イオンが拡散する際に横切る磁力線の厚さが増加したため、軽水素と重水素共に $z = 9 \text{ mm}$ における正イオン密度が減少した。他方、中性原子の拡散は磁場の影響を受けないため、スペーサーフランジ導入前後における中性原子密度は等しいと考えられる。中性原子は負イオンの表面生成過程における親粒子の 1 種であるため、中性原子が表面生成過程において支配的である場合、スペーサーフランジの導入によって負イオン密度は変化せず、正イオン密度のみが減少すると考えられる。しかしながら、スペーサーフランジの導入によって正イオン密度と負イオン密度が共に減少し、スペーサーフランジの導入前の密度特性に従った結果となっていることがわかる。したがって、負イオンの表面生成過程では、中性原子より正イオンの方が親粒子として支配的であることが示唆される。

表面生成過程における負イオンの生存確率は、(1-20)式に示したように生成された負イオンの速度に依存するため、親粒子の速度に依存する。重水素の正イオンの質量は軽水素の 2 倍であるため、正イオンのエネルギーが軽水素と重水素で等しい場合、重水素の正イオンの速度は軽水素の $1/\sqrt{2}$ 倍となり、軽水素と重水素で生成効率に相違が現れると考えられる。他方、図 3.35 に示すように、正イオン密度に対する負イオン密度依存性は軽水素と重水素でほぼ同様である。正イオンはプラズマ生成領域側からプラズマ電極側へ拡散していると考えられ、拡散してきた正イオンの速度を明らかにするには、負イオン引出領域における流れ計測が必要である。そこで、次章以降で正イオンの流れ計測について記述する。

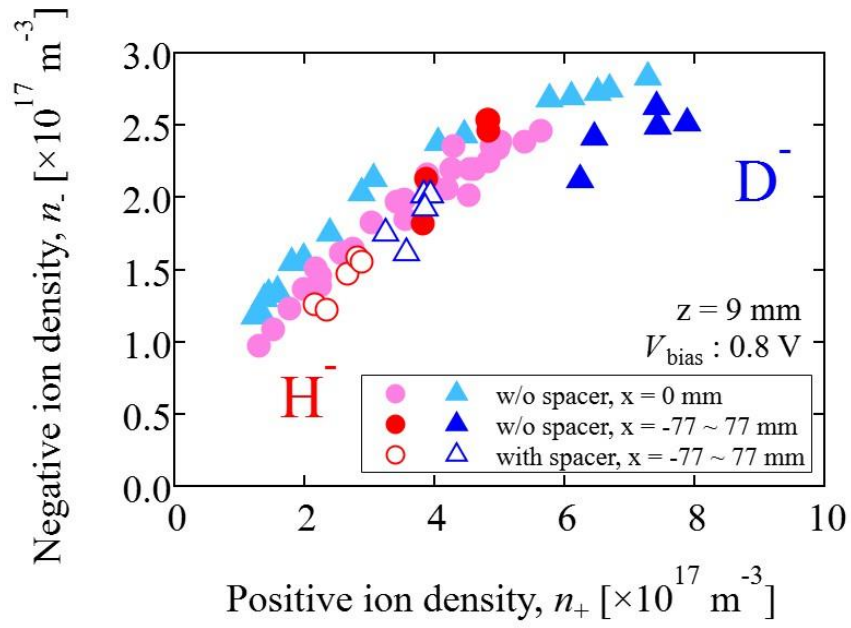


図 3.35 スペーサーフランジの導入前の密度特性 (図 3.25) と、
図 3.29 および図 3.31 より導出したスペーサーフランジの導入後の
負イオン密度の正イオン密度特性。
塗りつぶしプロットが導入前、白抜きプロットが導入後の結果を表す。

3.7 まとめ

可動型ラングミュアプローブを用いて、NIFS-RNIS の負イオン引出領域における荷電粒子の密度分布を計測した。重水素プラズマ中では CRD 分光法による負イオンの線平均密度が軽水素プラズマ中と比較して 1.3 倍高かった一方で、PDLP 法を用いた局所的な負イオン密度計測では、密度の最大値は軽水素と重水素で同程度であった。また、負イオン密度の空間分布を比較すると、軽水素では負イオン源の周辺領域で低く中心付近でピークとなる分布形状が得られ、重水素では負イオン源の水平方向全体にわたって平坦な分布形状が見られた。このことから、負イオン源の運転ガス種を軽水素から重水素へ切り替えた際の負イオン線平均密度の増加は、周辺領域における負イオン密度の増加に起因することを明らかにした。

正イオン密度の分布計測より、重水素プラズマ中では軽水素プラズマにおける正イオン密度分布と形状を変えずに、密度の絶対値が 1.6 倍増加していることを明らかにした。また、準中性条件より、軽水素プラズマと比較して重水素プラズマ中では電子密度が 2 倍増加していることを明らかにした。以上より、重水素負イオンビーム引き出し時における電子ビーム電流増加は、軽水素プラズマと比較した重水素プラズマ中の負イオン密度の増加比に対して、正イオン密度の増加比の方が大きいことによる電子密度増加に起因することを初めて指摘した。

軽水素プラズマと重水素プラズマにおける負イオン密度分布の違いに解釈を与える機構として、正イオン密度に対する負イオン密度の依存性の相違について検討を行った。3 つのバイアス電圧に対して負イオン密度の正イオン密度特性の定点計測を行った。その結果、正イオン密度が低い領域では負イオン密度は正イオン密度に対して単調増加する傾向が示され、ある一定以上の正イオン密度に対して負イオン密度が飽和する特性が得られた。また、分布計測より得られた負イオン密度と正イオン密度の関係が、定点計測による負イオン密度の正イオン密度に対する直線でない依存性に従う結果となったことから、この依存性が軽水素と重水素における負イオン密度の分布の違いとして現れている可能性を指摘した。また、負イオンの消滅過程の議論から、一定以上の正イオン密度に対しては正イオンによる負イオンの相互中性化反応が支配的となる可能性を示した。

上記の正イオン密度に対する負イオン密度の依存性は、正イオンを負イオン生成の親粒子として考察を行った。他方、中性原子も負イオン生成の親粒子の 1 種として挙げられる。そのため、負イオン生成の親粒子として正イオンと中性原子のどちらが支配的であるかについて検討するため、放電容器とバイアス絶縁環の間にスペーサーフランジを導入し、フィルター磁石とプラズマ電極の距離を拡張することで正イオンが横切る磁力線を厚くして密度分布計測を行った。スペーサーフランジ導入前後の比較から、プラズマ電極で生成された負イオンが磁場に沿って負イオン引出領域へ拡散している可能性を指摘した。また、スペーサーフランジの導入によって中性原子密度は変化しないと考えられる一方で、正イオン密度と負イオン密度が共に減少し、スペーサーフランジの導入前における負イオン密度の正イオン密度特性に従う結果となったことから、負イオン生成の親粒子として中性原子より正イオンの方が支配的であることを指摘した。

正イオンが負イオンの表面生成における親粒子であり、正イオンのエネルギーが軽水素と重水素で同等と考ええると、軽水素プラズマと重水素プラズマで負イオンの表面生成効率に相違が現れると考えられる。他方、正イオン密度に対する負イオン密度は軽水素プラズマと重水素プラズマでほぼ同等な依存性を示した。静的な密度計測のみでは荷電粒子の動的な流れを評価することができない。したがって、流れ計測によってプラズマ生成領域から拡散する軽水素および重水素の正イオンの流れの速度を明らかにする。次章以降では荷電粒子の流れ計測の計測法および結果について記述する。

参考文献

- [1] Yu. Belchenko, Rev. Sci. Instrum. **64**, 1385 (1993).
- [2] J. R. Hiskes and A. M. Karo, J. Appl. Phys. **67**, 6621 (1990).
- [3] K. W. Ehlers and K. N. Leung, Rev. Sci. Instrum. **52**, 1452 (1981).
- [4] R. K. Janev, W. D. Langer, K. J. Evans, D. E. J. Post, "Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas" (1987).
- [5] S. M. Nkambule, N Elander, Å. Larson, J. Lecomte and X. Urbain, Phys. Rev. A **93**, 032701 (2016).
- [6] H. Nakano, S. Nishiyama, M. Goto, K. Tsumori, M. Kasaki, K. Ikeda, K. Nagaoka, M. Osakabe, Y. Takeiri, O. Kaneko and K. Sasaki, AIP Conf. Proc. **1655**, 020018 (2015).
- [7] U. Fantz, H. D. Falter, P. Franzen, E. Speth, R. Hemsworth, D. Boilson and A. Krylov, Rev. Sci. Instrum. **77**, 03A516 (2006).
- [8] H. Nakano, K. Tsumori, M. Shibuya, S. Geng, M. Kasaki, K. Ikeda, K. Nagaoka, M. Osakabe, Y. Takeiri and O. Kaneko, JINST **11**, C03018 (2016).
- [9] S. Geng, K. Tsumori, H. Nakano, M. Kasaki, K. Ikeda, M. Osakabe, K. Nagaoka, Y. Takeiri, M. Shibuya and O. Kaneko, Rev. Sci. Instrum. **87**, 02B103 (2016).

第 4 章 流れ計測用方向性プローブの開発

4.1 従来型の方方向性プローブ

プラズマ中における荷電粒子の流れを計測する手法として、静電プローブ法を応用した方向性プローブ(Directional Langmuir probe)、マッハプローブ(Mach probe)が広く用いられてきた[1-3]。これらのプローブでは、プローブの電極および電極の収集面がプラズマの流れの上流側に面した場合におけるプローブの飽和電流密度(j_{up})と、流れの下流側に面した場合の飽和電流密度(j_{down})より流れの速度が導出される[4]。

NIFS-RNIS では、軽水素プラズマ中における正負イオンの流れ(v_f)を計測するために、4 本の探針電極を有する方向性プローブ(以下、4 ピンプローブと呼ぶ)が用いられてきた[5,6]。図 4.1 に 4 ピンプローブの概略図を示す。4 ピンプローブは、プラズマの流れを遮蔽する支柱の周囲に探針が等間隔で 4 方向に配置された構造をしており、4 本の探針が検出した I - V 特性よりプローブの中心における正イオンの流れが導出される。また、4 本の探針それぞれにレーザーを照射し光脱離信号を計測することで、負イオンの流れを求めることが可能である。しかしながら、負イオン源の引出孔近傍ではプラズマ電極に近づくにつれて電子偏向磁場(EDM)の影響が大きくなるため、各探針の位置における磁場の構造および強度に違いが生じる。そのため、探針間距離による荷電粒子の流れや密度の不確かさが現れる可能性がある。他方、探針間距離を短くした場合は、支柱との距離関係から探針にレーザーを照射することが困難となり、負イオンの流れ評価に支障がきたされる。このような複数の探針間の空間的な距離によって生じる問題を解決するためには、1 本の探針で流れ計測が可能となる機構を有する方向性プローブを導入する必要があった。

図 4.2 に新型方向性プローブの概略図を示す。新型方向性プローブは 1 本の探針の周囲に荷電粒子の流れを遮蔽するフラップが装備された構造となっている。探針を中心軸としてフラップを回転させながら I - V 特性および光脱離信号を計測することによって、正負イオンの流れを求めることができる。また、4 ピンプローブを用いた負イオンの流れ計測ではそれぞれの探針にレーザーを照射するため、1 点の計測に対して 4 ショット必要であるが、探針 1 本では 1 ショットで計測可能なため、流れ計測に必要なショット数を低減させることができる。本研究では 4 ピンプローブの問題を解決するため、1 本の探針による荷電粒子の流れ計測が可能となる新型方向性プローブの開発

を行った。表 4-1 に従来型 4 ピンプローブの問題点と、それに対応する新型方向性プローブの解決策を示す。

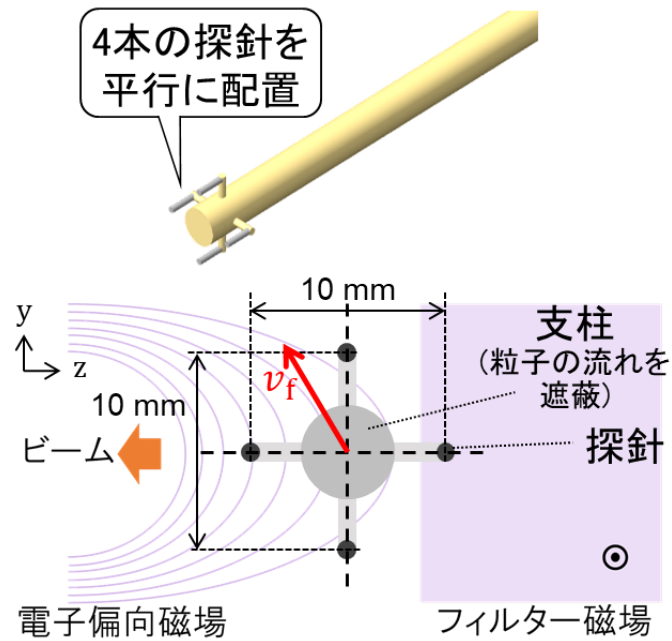


図 4.1 NIFS-RNIS における従来型の方向性プローブの概要

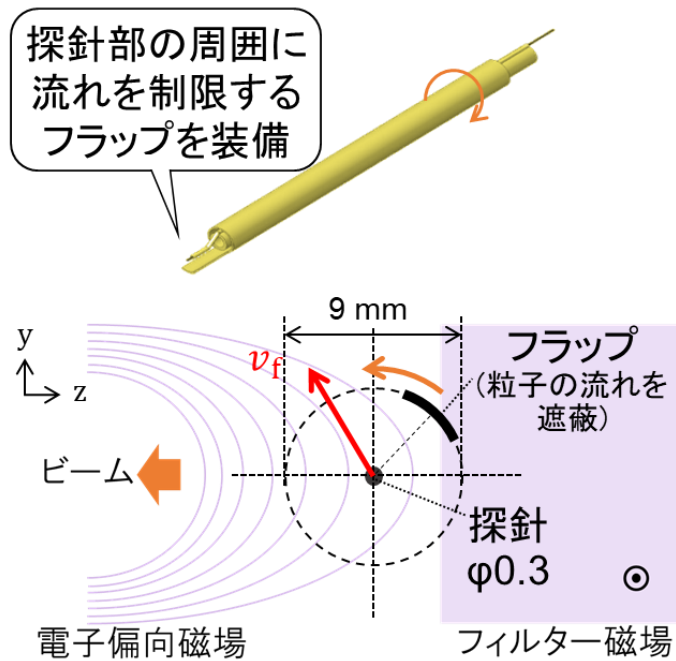


図 4.2 新型方向性プローブの概要

表 4-1. 従来型方向性プローブの問題点と新型方向性プローブによる解決策

従来型方向性プローブの問題点	新型方向性プローブによる解決策
4本の探針の位置における磁場の構造や強度に違いが生じ、流れや密度に不確かさが現れる可能性がある	探針を1本にすることで、探針間距離によって生じる流れや密度の不確かさを解消できる
4本の探針の中心が計測点となるため、計測範囲をプラズマ電極へ近づけることが困難	探針の位置が計測点となるため、計測範囲をよりプラズマ電極へ近づけることが可能
負イオンの流れ計測には、計測点1点につき4ショット必要	1ショットで1点における負イオンの流れ計測が可能

4.2 新型方向性プローブの構造

図 4.3 に製作した新型方向性プローブの全体図を示す。本プローブは大別して①プローブ先端部、②YZ 駆動機構部、③モーターチャンバー部の 3 要素で構成されている。ここでは YZ 駆動機構部の概要について説明し、4.2.1 節でプローブ先端部、4.2.2 節でモーターチャンバー部の概要について記述する。

YZ 駆動機構部は YZ ステージおよび金属溶接ベローズで構成されている。YZ ステージは固定板、Y 方向駆動板、Z 方向駆動板の 3 枚で構成され、ガイドレール型の直線運動軸受で接続されている。また、YZ ステージには治具を介して電動アクチュエーター(DRL42G-04A2PN-KD)が 2 台取り付けられており、Y 方向および Z 方向に独立して駆動することによって、負イオン源内の YZ 平面上でプローブ先端部の探針位置を調整することが可能となる。YZ ステージの固定板には外径 85 mm、内径 60 mm の金属溶接ベローズが接続されており、ベローズの反対側に設けられた接続フランジを用いて負イオン源のバイアス絶縁環ポートに取り付けられる。

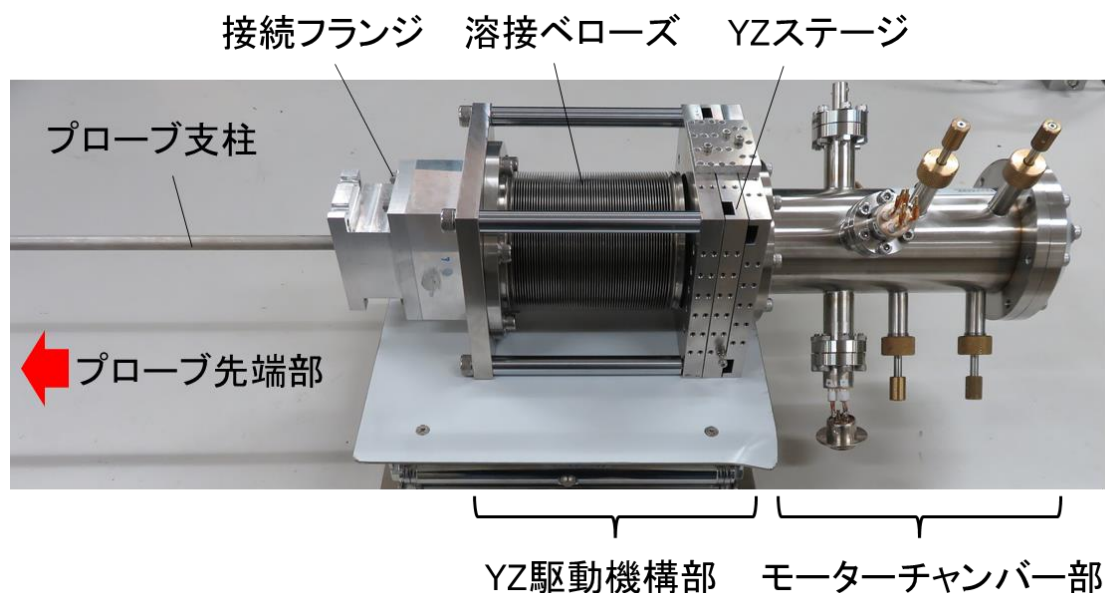


図 4.3 新型方向性プローブの全体図

4.2.1 プローブ先端部

図 4.4 にプローブ先端部の断面図，図 4.5 に斜視図を示す．本プローブの支柱は 2 本の独立したステンレス鋼製の管が同軸に重なった構造となっている．外側の管(outer tube)は外径 9 mm，内径 8 mm，内側の管(inner tube)は外径 7 mm，内径 4 mm である．外側の管に幅 4 mm，長さ 20 mm，厚さ 0.5 mm のフラップが備え付けられており，探針部への流れを遮蔽する．外側の管はモーターチャンバー部に取り付けられた中空モーターと接続されており，外側の管の回転に伴ってフラップが回転する．なお，フラップ表面で負イオンが生成されると負イオンの流れ計測に影響するため，負イオンの流れ計測はフラップ表面にセラミックを塗布して行った．内側の管は固定されており，深さ 1 mm の溝が軸方向に設けられている．アルミナ管に内包されたモリブデン線がモーターチャンバーからプローブ先端部までこの溝に沿って配線され，探針として用いられる．探針は支柱の 2 本の中心軸上に配置されており，直径 0.3 mm，長さ 2 mm の円筒型である．負イオンの流れ計測に用いられる Nd:YAG レーザーは内側の管を通過し，探針に照射される．図 4.6 に Nd:YAG レーザーおよび光軸調整用半導体レーザーの探針照射跡を示す．

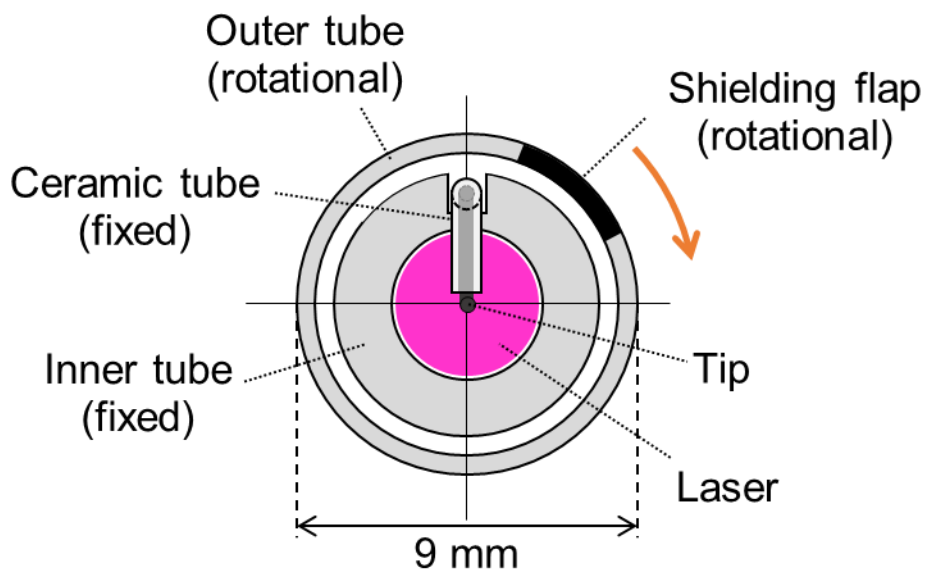


図 4.4 プローブ先端部の断面図．

内側の管は固定されており，外側の管(フラップ)のみが回転する．

図中の矢印はフラップの回転方向を示す．

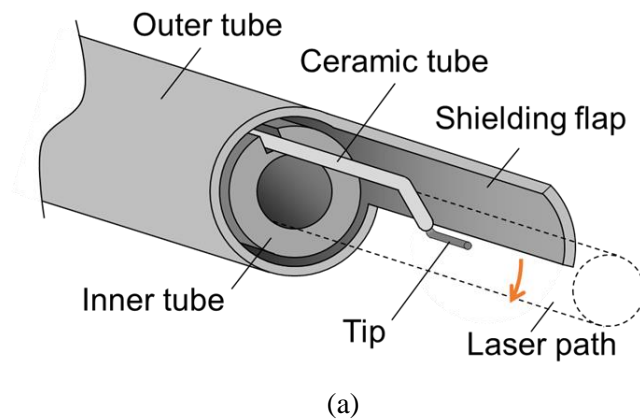


図 4.5 プローブ先端部の斜視図
(a) 概略図, (b) 撮影図, (c) 負イオン源へ取り付け時

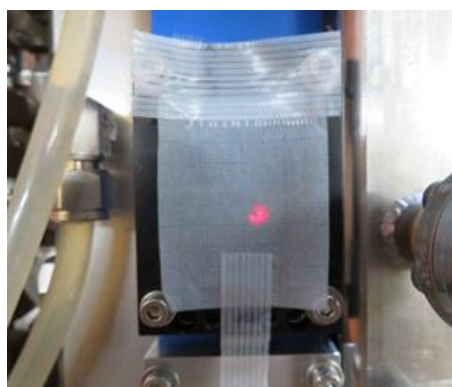


図 4.6 (a)プローブ先端部通過後の半導体レーザーをプローブ取り付け側と反対側のバイアス絶縁環ポートから観察した跡.
(b) 探針部通過直後における感光紙による Nd:YAG レーザーの跡.
(a), (b)共に探針部による影が確認できる.

4.2.2 モーターチャンバー部

図 4.7 にモーターチャンバーの拡大図を示す。モーターチャンバー内部にはプローブ支柱外側の管と接続された中空ステッピングモーターが固定されており、フラップを回転させることが可能となっている。他方、荷電粒子の流れを計測するにはフラップの回転角度をモニターする必要がある。そのため、図 4.8 に示すスリット円板を用いてフラップの角度を計測する。スリット方向がフラップ方向と一致するようにモーターを挟んでフラップ管の反対側にスリット円板が取り付けられている。モーターチャンバーの内壁に設置された L 字型のフォトセンサーによってスリットの通過を検出することで、フラップの角度が導出される。

プローブ支柱外側の管はモーターによって回転する一方、内側の管はプローブ先端部へのモリブデン線の配線に用いるため、回転させずに固定する必要がある。そのため、ニードルピンによって内側の管を固定している。図 4.9 にモーターチャンバーの内部を示す。モーターチャンバーの中心軸に平行する形で支柱内側の管のみが延長されており、120°間隔で 3 方向から 2 点に導入された合計 6 本のニードルピンで内側の管を固定する。また、ニードルピンの長さを調節することで内側の管の角度を調整することが可能である。プローブ探針へ繋がるモリブデン線、モーター駆動用配線、フォトセンサー用配線は、それぞれモーターチャンバー側面に設けられた 3 つの電流導入端子付きフランジを経由してチャンバー外へと接続される。図 4.9 の手前側フランジは、支柱内側の管にレーザーを通すためのガラスポートが組み込まれている。

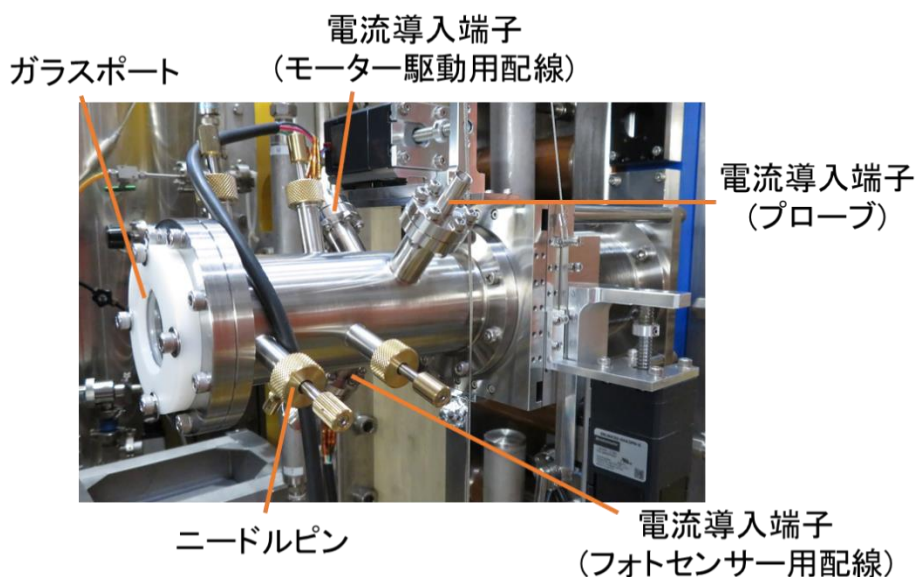


図 4.7 モーターチャンバー

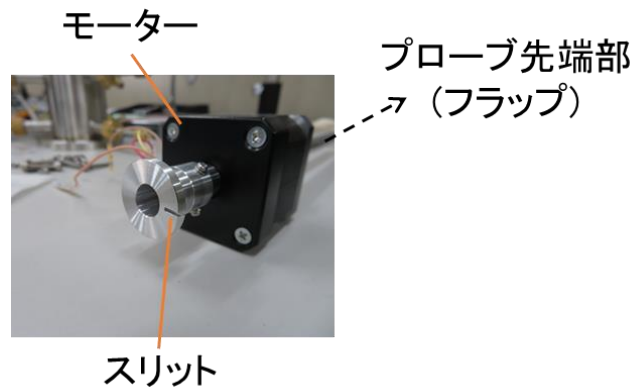


図 4.8 モーター(CSA-BA42D2DHW)に取り付けられたスリット円板.
スリットの方法はフラップの方法と一致させており,
円板の中心をプローブ支柱内側の管が通る.

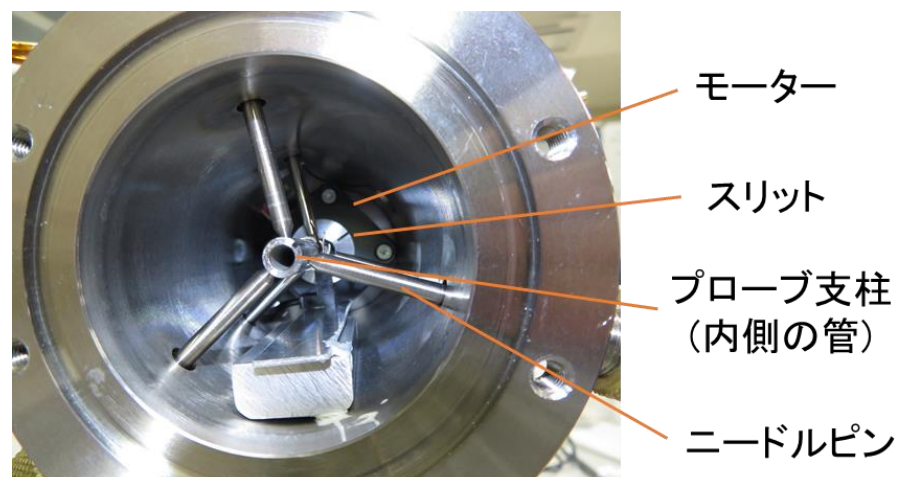


図 4.9 モーターチャンバー内部.
Nd:YAG レーザーは紙面手前側のガラスポートから入射される.

4.3 荷電粒子の流れ評価

4.3.1 流れの速度

正イオンの流れの速度 v_{f+} はマッハプローブの理論に基づいて、マッハ数 M とイオン音速 C_s を用いて以下のように導出される。

$$v_{f+} = MC_s \quad (4-1)$$

ここで $C_s = \sqrt{k(T_e + T_i)/m_i}$ 、 m_i は正イオンの質量であり、イオン音速の計算には電子温度 T_e が必要となる。しかしながら、Cs が添加された負イオン源プラズマは電子密度が大幅に減少し、 I - V 特性より T_e を評価することが困難となる。そのため、Cs 添加によって T_e は変化しないと仮定し、Cs 非添加時における負イオン引出領域中プラズマの電子温度 0.8 eV を用いている。また、正イオン温度 T_i はフィラメントの温度と同等の 0.3 eV を仮定している。マッハ数 M は、プローブが流れの上流側に面した際の正飽和電流密度 j_{up} と下流側に面した際の正飽和電流密度 j_{down} の比 R 、および係数 K を用いて以下のように表される[7]。

$$R = \frac{j_{up}}{j_{down}} = e^{KM} \quad (4-2)$$

係数 K は T_e と T_i を用いて以下のように表される[8]。

$$K = 2 \frac{\sqrt{2(T_e T_i + T_i^2)}}{T_e} \quad (4-3)$$

以上より v_{f+} は正飽和電流密度 j_{up} 、 j_{down} を用いて以下のように導出される。

$$v_{f+} = \frac{T_e}{2} \sqrt{\frac{k}{2m_i T_i}} \ln \left(\frac{j_{up}}{j_{down}} \right) \quad (4-4)$$

負イオンの流れの速度 v_f は光脱離信号の波形より導出される[9]. 図 4.10 に光脱離信号波形の例を示す. プラズマ中へのレーザー照射に伴ってレーザー光路領域の負イオンから脱離した電子がプローブ探針へ捕捉され, 光脱離信号が現れる. その後, レーザー光路領域の外側から領域内へ負イオンが流入することでレーザー照射前の負イオン密度まで回復し, 光脱離電流が 0 となる. レーザー照射時から光脱離電流が 0 に戻るまでの時間を recovery time (τ) とすることで, 負イオンの回復速度 v_r は以下の式で表される.

$$v_r = \frac{(R_L - R_p)}{\tau} \quad (4-5)$$

ここで R_L , R_p はそれぞれレーザー光とプローブ探針の半径を示す. v_r は負イオンの熱速度 v_{th} と流れの速度 v_f に依存すると考えられるため, v_{th} が一定であると仮定すると, 新型方向性プローブではフラップの角度によって v_f が変化する. したがって, フラップの角度を θ , 流れの方向を θ_f とすると, v_r は以下のように表される.

$$v_r(\theta) = v_{th} + v_f \cos(\theta - \theta_f) \quad (4-6)$$

以上より, $v_r(\theta)$ を計測することで負イオンの流れの速度が求められる.

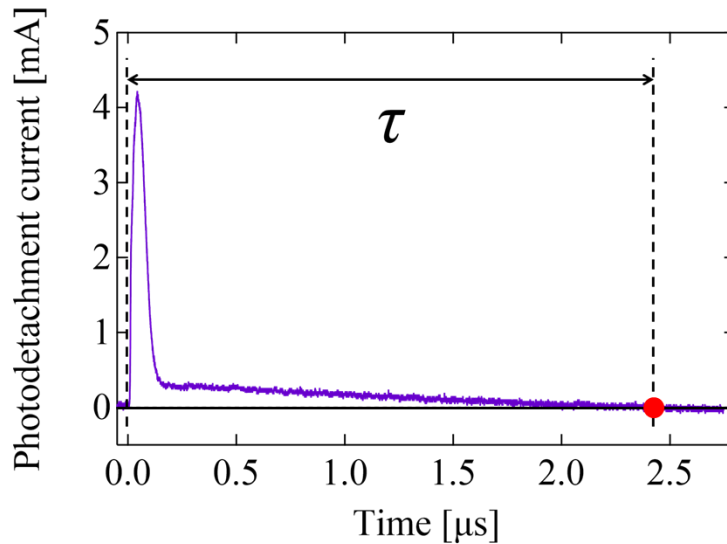


図 4.10 光脱離信号の例.

レーザー照射から光脱離電流が 0 に戻るまでの時間を recovery time (τ) としている.

4.3.2 流れの方向

荷電粒子の流れを計測する負イオン引出領域の引出孔近傍では EDM が正イオンの流れ計測に影響を及ぼす可能性がある．そのため，正イオンの流れの方向は以下に記述する対称性を用いた手法[10]により磁場の影響を取り除いて導出する．

正イオンが磁場中を流れている場合，新型方向性プローブが検出する正イオン飽和電流 I_{sat} は以下の式で表される．

$$I_{\text{sat}}(\mathbf{n}) = I_{\text{sat}}^0 \{1 + F_v(\mathbf{v}, \mathbf{n})\} \{1 + F_B(\mathbf{B}, \mathbf{n})\} \quad (4-7)$$

ここで \mathbf{v} は流れの速度， \mathbf{B} は磁束密度， \mathbf{n} はプローブ探針から見たフラップ方向の単位ベクトルであり， F_v ， F_B はそれぞれ正イオン飽和電流に対する正イオンの流れと磁場による影響を表す補正係数である．図 4.11，4.12 に新型方向性プローブにおける \mathbf{n} と \mathbf{v} ， \mathbf{n} と \mathbf{B} の関係を示す．図 4.11(a) のようにフラップが正イオンの流れの下流に存在する場合 ($\mathbf{n} \parallel \mathbf{v}$)，プローブ探針が検出する正イオン飽和電流は最大となり，(b) のようにフラップが正イオンの流れの上流に存在する場合，フラップによって流れが遮られるため正イオン飽和電流は最小となる．したがって，補正係数 F_v は以下のように表される．

$$F_v = \alpha(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) \quad (4-8)$$

但し α は係数である．磁場による補正係数 F_B は磁力線方向の正イオンの運動を表すため，図 4.12(a) のようにフラップの向きが磁力線と平行な場合に最小となり，(b) のようにフラップの向きが磁力線と垂直な場合に最大となる．したがって， F_B は次式のように表される．

$$F_B = -\beta(\mathbf{B} \cdot \mathbf{n})^2 \quad (4-9)$$

但し β は係数である． F_v は奇関数 ($F_v(\mathbf{n}) = -F_v(-\mathbf{n})$)， F_B は偶関数 ($F_B(\mathbf{n}) = F_B(-\mathbf{n})$) であるため，(4-7) 式の正イオン飽和電流 $I_{\text{sat}}(\mathbf{n})$ と，フラップの向きが逆の場合の正イオン飽和電流 $I_{\text{sat}}(-\mathbf{n})$ の比を用いることで，次式のように F_B の項を削除することが可能となる．

$$\frac{I_{\text{sat}}(\mathbf{n})}{I_{\text{sat}}(-\mathbf{n})} = \frac{I_{\text{sat}}(\theta)}{I_{\text{sat}}(\theta + \pi)} = \frac{1 + \alpha(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n})}{1 - \alpha(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n})} = \frac{1 + \alpha v \cos(\theta - \theta_f)}{1 - \alpha v \cos(\theta - \theta_f)} \quad (4-10)$$

ここで θ は基準軸に対するフラップの角度, θ_f は流れの角度を表す. (4-10)式より θ_f は正イオン飽和電流の逆方向との差($\Delta I_{\text{sat}} = I_{\text{sat}}(\theta + \pi) - I_{\text{sat}}(\theta)$), および平均($\langle I_{\text{sat}} \rangle = \{I_{\text{sat}}(\theta + \pi) + I_{\text{sat}}(\theta)\}/2$)を用いて以下のように導出される.

$$2\alpha v \cos(\theta - \theta_f) = \frac{I_{\text{sat}}(\theta + \pi) - I_{\text{sat}}(\theta)}{\frac{I_{\text{sat}}(\theta + \pi) + I_{\text{sat}}(\theta)}{2}} = -\frac{\Delta I_{\text{sat}}}{\langle I_{\text{sat}} \rangle} \quad (4-11)$$

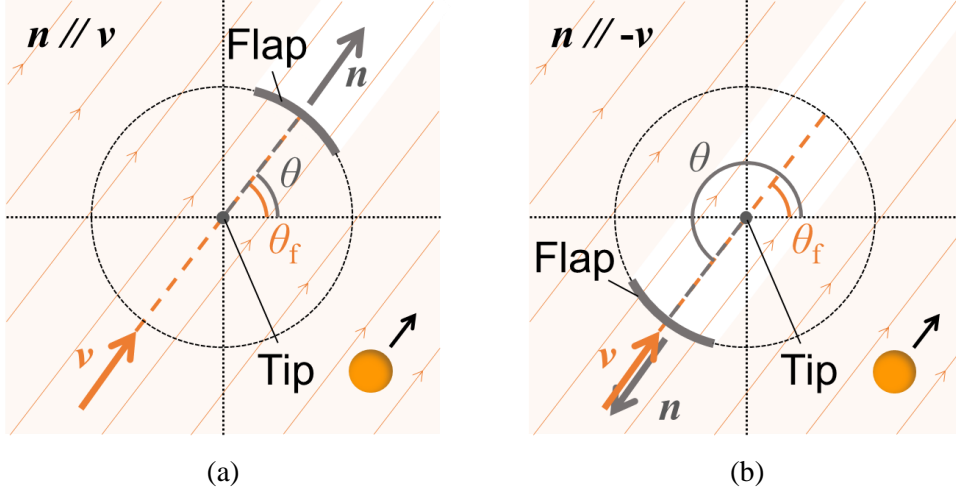


図 4.11 フラップの向きと正イオンの流れ

(a) $\mathbf{n} // \mathbf{v}$, (b) $\mathbf{n} // -\mathbf{v}$

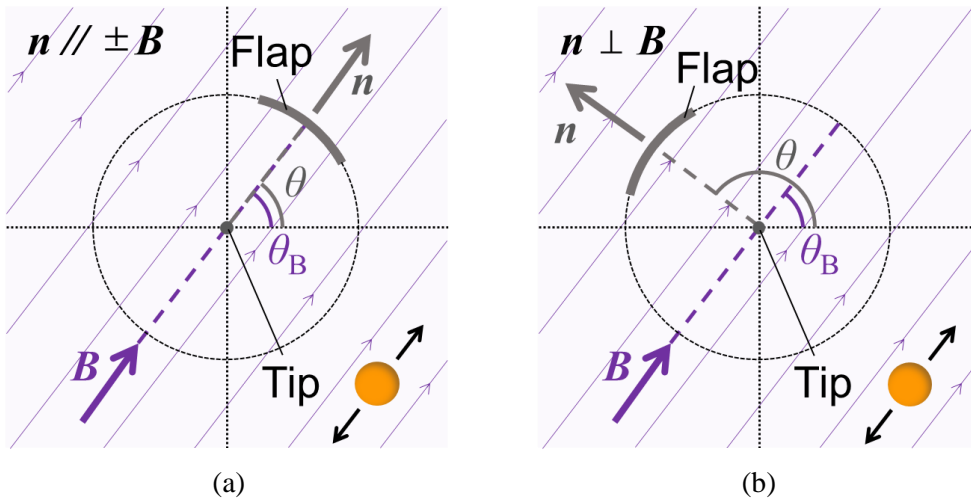


図 4.12 フラップの向きと磁力線方向

(a) $\mathbf{n} // \pm \mathbf{B}$, (b) $\mathbf{n} \perp \mathbf{B}$

4.3.3 新型方向性プローブによる流れの導出

新型方向性プローブは荷電粒子の流れを遮蔽するフラップの回転角度と、静電プローブの信号を組み合わせることで荷電粒子の流れを計測する．図 4.13 にフラップの回転を検知するフォトセンサーの信号波形を示す．フォトセンサーはモーターチャンバー内壁の地側に設置され、流れ計測を行う ZY 平面の Z 軸から -90° の位置をスリットが通過した際に ON となる．スリットとフラップの角度は同期しており、フラップはモーターによって ZY 平面上を反時計回りに回転する．したがって、フォトセンサーの信号波形よりフラップの角度の時間特性は図 4.14 のように求められる．

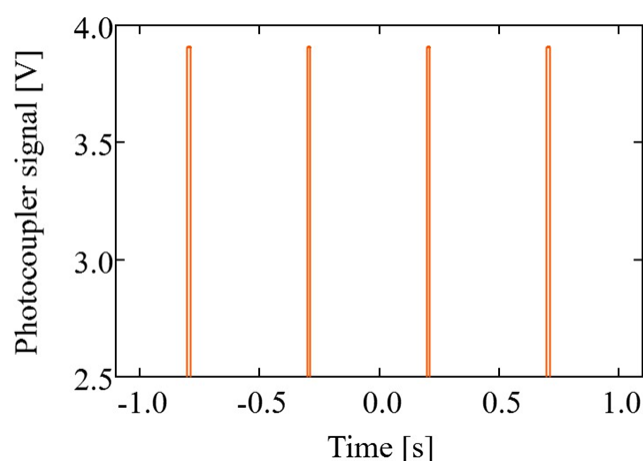


図 4.13 フォトセンサーの信号波形.
スリットの通過を検知して ON となる．

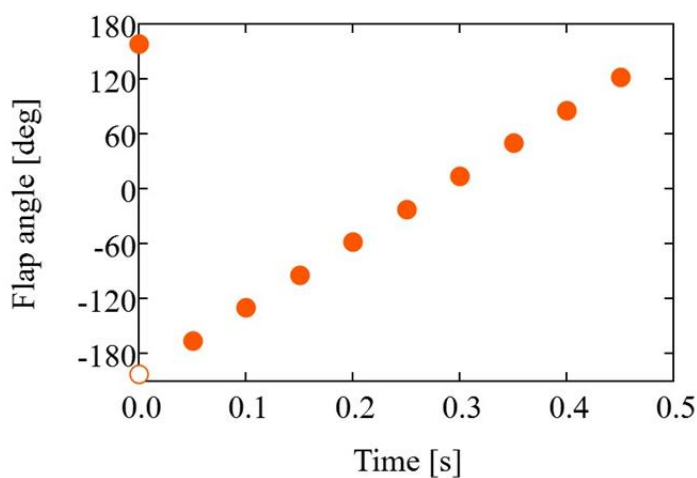
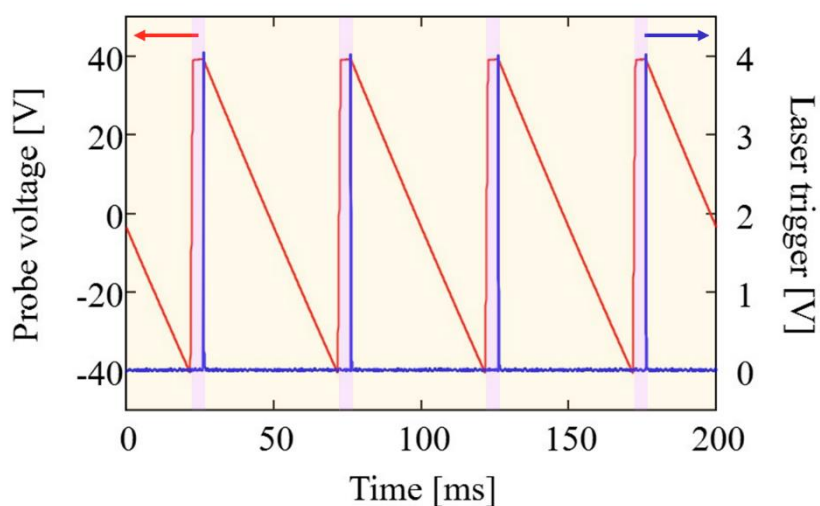
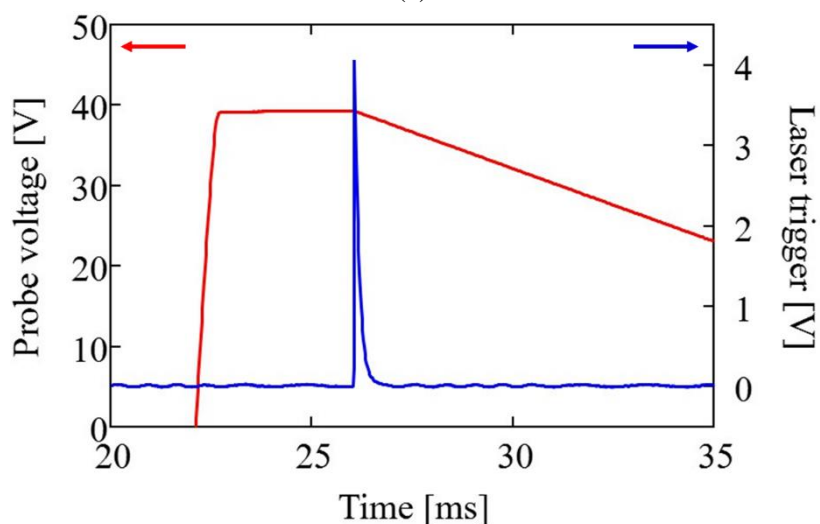


図 4.14 フラップの角度の時間特性.
白抜きプロットは塗りつぶしプロットから 360° 差し引いた角度を示す．

正イオンの流れは正イオン飽和電流より導出するため、静電プローブ法の I - V 特性を計測する。他方、負イオンの流れ計測では光脱離ラングミュアプローブ(PDLP)法を用いるため、プローブ印加電圧が空間電位より高い状態でレーザー光を照射する必要がある。そのため、新型方向性プローブによる流れ計測ではプローブ印加電圧(V_p)の掃引と Nd:YAG レーザーの発振を同期させている。図 4.15 にプローブ印加電圧とレーザー発振トリガーの時間特性を示す。プローブ電圧の掃引とレーザー発振は共に 20 Hz である。レーザー発振前は 40 V がプローブに印加されており、プローブ電圧はレーザー発振トリガーを受けて低下する方向に掃引され、-40 V に到達した後再び 40 V に戻る。



(a)



(b)

図 4.15 (a) プローブ印加電圧(赤)とレーザー発振トリガー(青)の時間特性。ピンクの背景は光脱離計測領域、オレンジの背景は I - V 特性計測領域を表す。

(b) (a)の拡大図。

得られたプローブ電流(I_p)は分配回路によって PDLP 法の光脱離電流(I_{pd})と I - V 特性のプローブ電流に分けられ、光脱離電流はサンプリングレート 2.5 GS/s の高速 ADC、 I - V 特性は 50 kS/s のデータ収集システムによってそれぞれ記録される。また、レーザー発振トリガーおよびフォトセンサー信号は I - V 特性と同じデータ収集システムによって記録される。図 4.16 に計測系の概要図を示す。

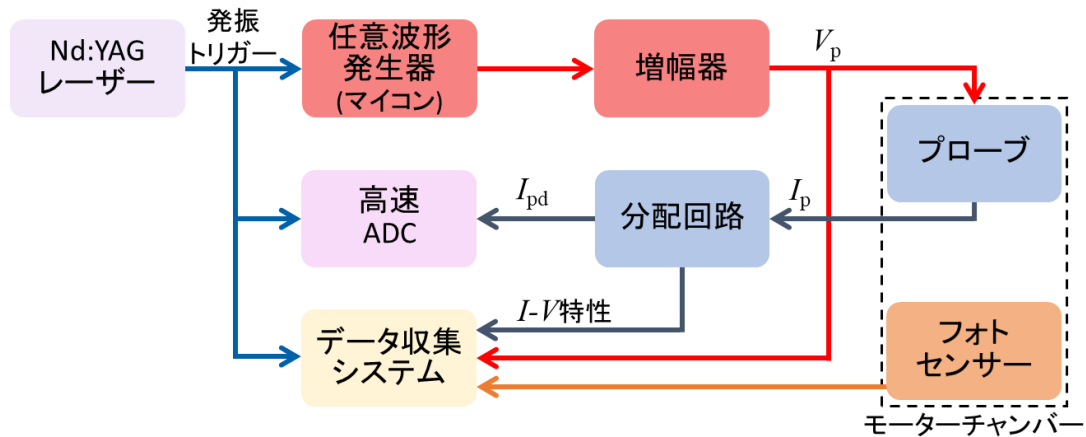


図 4.16 流れ計測系の概要図

正イオンの流れは正イオン飽和電流とフラップの角度の時間特性より導出される。図 4.17 に正イオン飽和電流の時間(t)特性を示す。正イオン飽和電流は $t = 0$ で最大値を示した後、時間の経過と共に減少し $t \approx 0.2$ で最小値を示し、再び増加することがわかる。この時間特性を図 4.14 のフラップの角度と組み合わせることで、図 4.18 に示す正イオン飽和電流の極座標プロットが得られる。同様に負イオンの回復時間とフラップの角度と組み合わせることで、図 4.19 に示す負イオン回復時間の極座標プロットが得られ、負イオンの流れを導出することが可能となる。

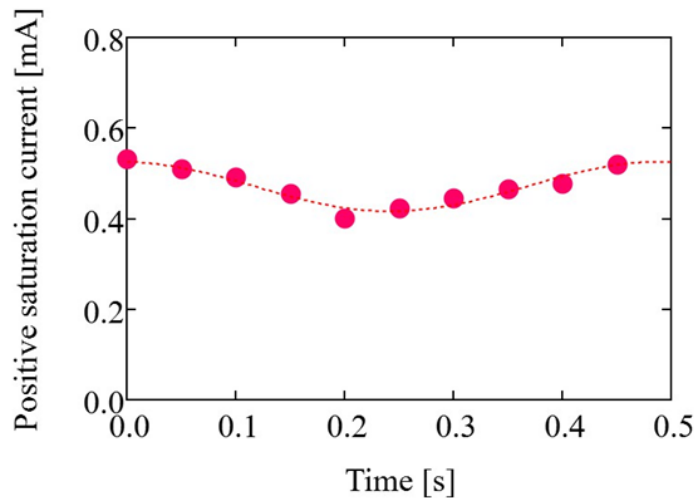


図 4.17 正イオン飽和電流の時間特性

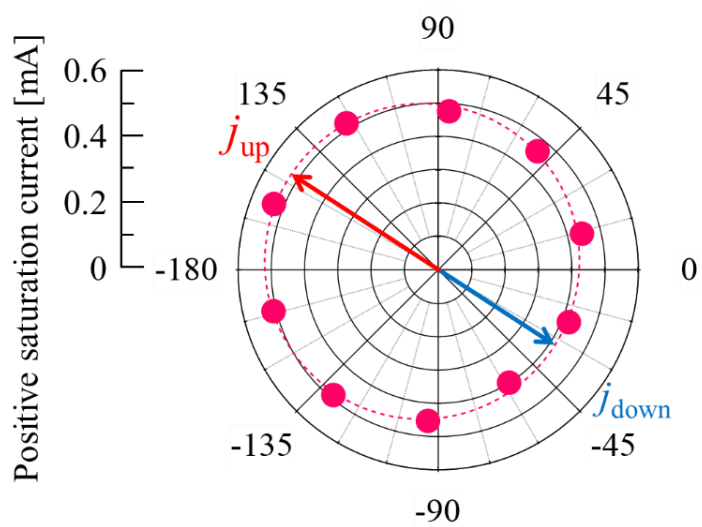


図 4.18 正イオン飽和電流の極座標特性.
赤矢印が正イオンの流れの方向を示す.

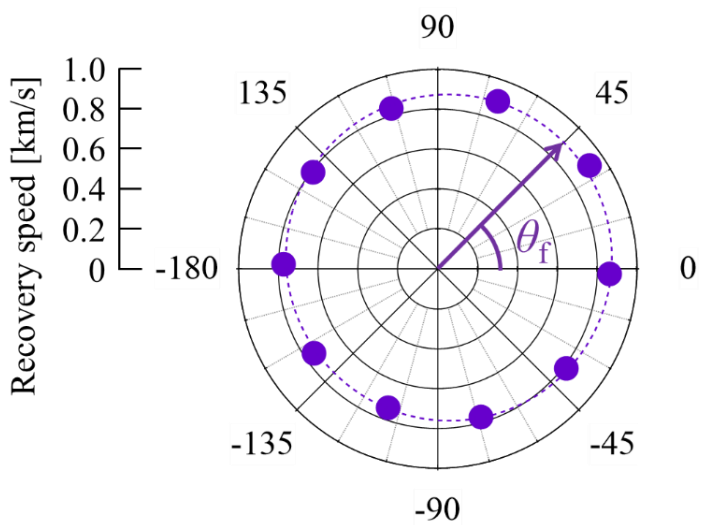


図 4.19 負イオン回復時間の極座標特性.
 θ_f は負イオンの流れの方向を示す.

4.4 新型方向性プローブによる初期データ

荷電粒子の流れ計測実験に先立って，製作した試作型の新型方向性プローブを用いて軽水素プラズマ中における正イオンおよび負イオンの流れの初期データ取得を行った．図 4.20 に初期データの計測範囲を示す．試作型プローブを用いた初期データ計測では，バイアス絶縁環ポートとの関係で計測範囲が $8 \times 4 \text{ mm}$ に制限されている．プラズマ電極表面と引出孔中心の交点を原点と定義し，電極表面から 10 mm 離れた点から z 方向に 8 mm ，負イオン引出孔の中心軸から 6 mm 離れた点から y 方向に 4 mm の $8 \times 4 \text{ mm}$ である．計測範囲 $10 \leq z \leq 18$ ， $6 \leq y \leq 10$ に対して， $2 \times 2 \text{ mm}$ の正方形で分割する格子点を計測点とし，流れのパターンは各計測点で得られたデータを線形補間することで描画している．なお，試作型プローブの支柱外側の管は外径 10 mm ，内径 9 mm ，内側の管は外径 8 mm ，内径 5 mm であり，内側の管は3本のニードルピンと溶接ベローズ内部の管に設置されたニードルベアリングによって保持されている．また，フラップはセラミックが塗布されておらず，浮遊電位となっている．

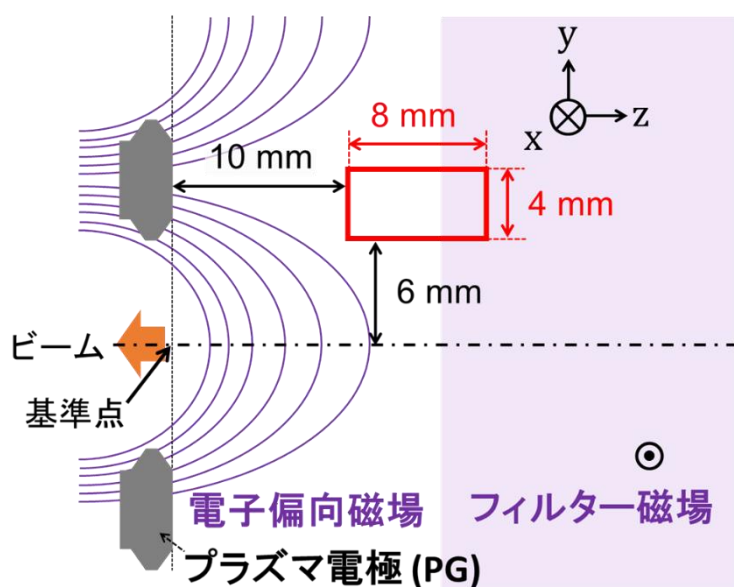


図 4.20 初期データの計測範囲

図 4.21 に新型方向性プローブを用いて計測した各計測点における正イオンの流れ，図 4.22 に図 4.21 より導出した流れのパターンを示す．また，図 4.23 に従来型方向性プローブによる正イオンの流れパターン[11]を示す．図中の赤い点はそれぞれの流れ計測における計測点を表し，図 4.23 の破線は図 4.21，4.22 の計測範囲を示す．なお，流れ

の速度の絶対値はプローブによる不確かさの観点から規格化している。新型プローブと従来型プローブの結果を比較すると、いずれも負イオン源の地側から天側方向へ向かう正イオンの流れが確認され、巨視的な流れの構造は一致することが明らかとなった。

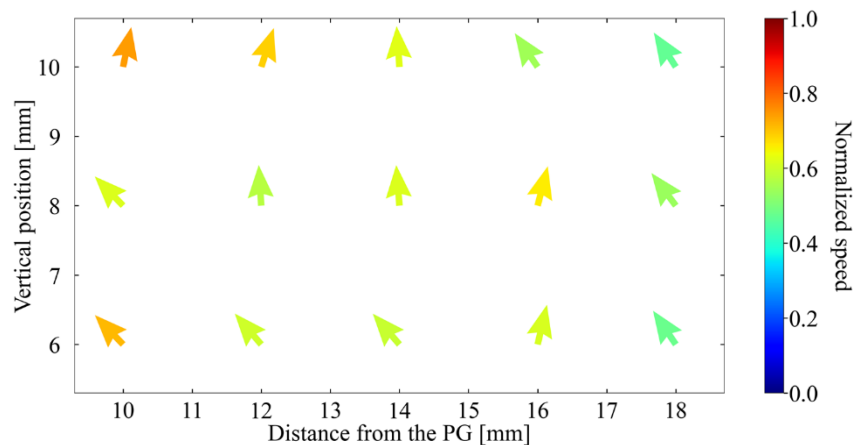


図 4.21 新型方向性プローブによる各計測点での正イオンの流れ(ベクトル図)

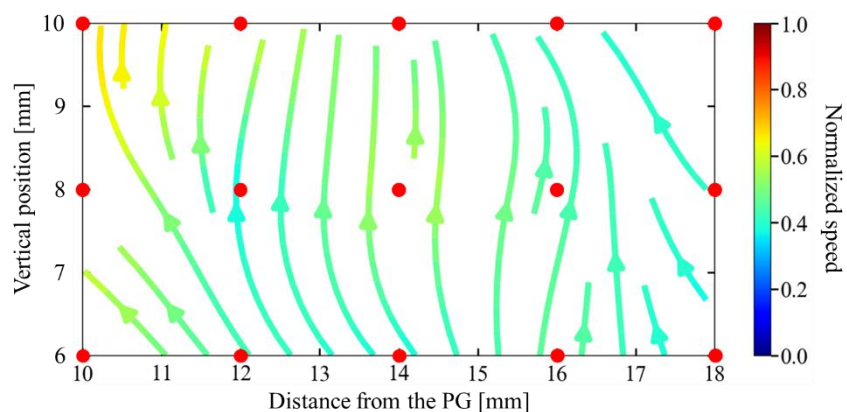


図 4.22 新型方向性プローブによる正イオンの流れパターンの初期データ

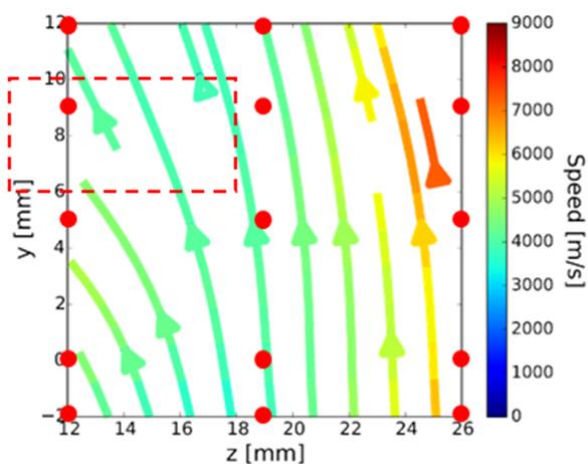


図 4.23 従来型方向性プローブによる正イオンの流れパターン [11]

図 4.24 に新型プローブによる負イオンの流れパターン、図 4.25 に従来型プローブによる負イオンの流れパターン[6]を示す。正イオンの流れパターンと同様に赤い点は計測点を、破線は新型プローブの計測範囲を表す。図 4.24 と 4.25 を比較すると、負イオンがプラズマ電極方向から流れてくるという傾向が一致しており、いずれもプラズマ電極から遠ざかるに従って流れの速さが低下している。以上より、新型方向性プローブを用いて計測した流れのパターンおよび傾向は、正イオン・負イオンともに従来型方向性プローブの結果と矛盾しないことが確認された。また、従来型と比較して新型方向性プローブでは空間分解能の向上がみられた。

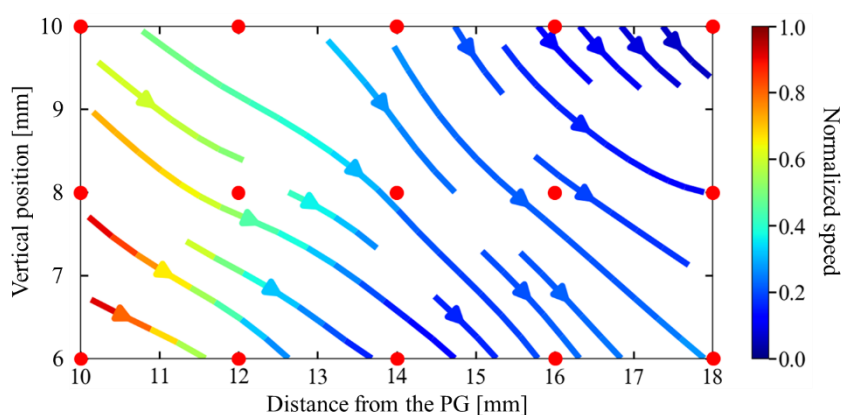


図 4.24 新型方向性プローブによる負イオンの流れパターンの初期データ

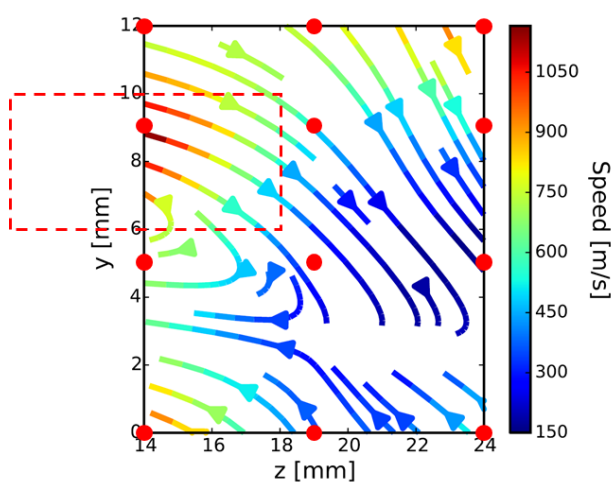


図 4.25 従来型方向性プローブによる負イオンの流れパターン [6]

4.5 まとめ

プラズマ中における荷電粒子の流れを計測する手法として、方向性プローブが用いられる。NIFS-RNIS ではこれまで 4 つの探針を有する方向性プローブを用いた荷電粒子の流れ計測が行われてきたが、探針電極がそれぞれ異なる磁場構造において計測するため、流れデータに不確かさが生じるという問題点があった。本研究ではこの問題を解決するため、1 本の探針のみで荷電粒子の流れを計測する新型方向性プローブを設計・製作した。新型方向性プローブでは、荷電粒子の流れを遮蔽するフラップを、探針を中心軸として回転させながら静電プローブの I - V 特性(正イオン飽和電流)と光脱離信号を計測する。フラップの回転角度はスリット円板とフォトセンサーによって計測され、正イオン飽和電流および光脱離信号と同期させることで、正イオンの流れと負イオンの流れが導出される。新型方向性プローブによる初期データを取得し、従来型方向性プローブの流れデータと比較したところ、正イオン・負イオンともに流れの傾向が一致し、空間分解能の向上がみられた。第 5 章では新型方向性プローブを用いて計測した、負イオン引出領域における荷電粒子の流れについて記述する。

参考文献

- [1] M. Hudis and L. M. Lidsky, J. Appl. Phys. **41**, 5011 (1970).
- [2] K-S. Chung, Plasma Sources Sci. Technol. **21**, 063001 (2012).
- [3] A. Ando, J. Plasma Fusion Res. **83**, 169 (2007).
- [4] A. Ando, T. K. Watanabe, T. Makita, H. Tobari, K. Hattori and M. Inutake, Contrib. Plasma Phys. **46**, 335 (2006).
- [5] S. Geng, K. Tsumori, H. Nakano, M. Kisaki, K. Ikeda, M. Osakabe, K. Nagaoka, Y. Takeiri, M. Shibuya and O. Kaneko, Rev. Sci. Instrum. **87**, 02B103 (2016).
- [6] S. Geng, K. Tsumori, H. Nakano, M. Kisaki, K. Ikeda, M. Osakabe, K. Nagaoka, Y. Takeiri and M. Shibuya, Fusion Eng. Des. **123**, 481 (2017).
- [7] K-S. Chung, I. H. Hutchinson, B. LaBombard and R. W. Conn, Phys. Fluids B **1**, 2229 (1989).
- [8] B. J. Peterson, J. N. Talmadge, D. T. Anderson, F. S. B. Anderson and J. L. Shohet, Rev. Sci. Instrum. **65**, 2599 (1994).
- [9] S. Kado, S. Kajita, T. Shikama, Y. Iida, D. Yamasaki, A. Okamoto and S. Tanaka, Contrib. Plasma Phys. **46**, 367 (2006).
- [10] K. Nagaoka, A. Okamoto, S. Yoshimura and M. Y. Tanaka, J. Phys. Soc. Jpn. **70**, 131 (2001).
- [11] S. Geng, Ph. D. thesis, The Graduate University for Advanced Studies, SOKENDAI (2016).

第 5 章 荷電粒子の流れ計測

5.1 流れ計測実験のセットアップ

荷電粒子の流れ計測実験は、NIFS-RNIS の負イオン引出領域において第 4 章で記述した新型方向性プローブを用いて行った。第 4 章の 4.4 節における試作型の新型方向性プローブを用いた初期データ取得では、プローブ支柱とバイアス絶縁環の関係から計測範囲が 8×4 mm に限定され、計測点もプラズマ電極表面から 10 mm までしか近づけることができなかった。そのため、より広い範囲での流れ計測が可能となるよう新型方向性プローブの支柱に改造を施した。図 5.1 に流れ計測における改造後の計測範囲を示す。計測範囲はプラズマ電極表面から 6 mm 離れた地点から z 方向に 20 mm, 負イオンビーム引出孔の中心から y 方向天側へ 17 mm, 地側へ 3 mm の合計 20 mm, zy 平面上の 20×20 mm の正方形領域である。新型方向性プローブの構造上、フラップが備わった支柱外側の管の半径 4.5 mm まで計測点をプラズマ電極に近づけることが可能であるが、フラップ管とプラズマ電極間における放電や接触を回避するため、本研究では計測範囲の最近接点を 6 mm としている。また、NIFS-RNIS のプラズマ電極引出孔の y 方向間隔は 19 mm であるため、1 列分の間隔をカバーできるよう y 方向に 20 mm 計測範囲を設けている。また、図 5.1 に示すように z 軸はプラズマ電極表面を、 y 軸は負イオンビーム引出孔の中心軸をそれぞれ基準点($z = 0, y = 0$)として設定している。計測点は計測範囲を 4×4 mm の正方形に分割した格子点($z = (6, 10, 14, 18, 22, 26), y = (-3, 1, 5, 9, 13, 17)$)であり、流れのパターンは各点における計測データを線形補間して導出している。

プラズマ電極に対する計測領域を図 5.2 に示す。本実験では、負イオン源鉛直方向(y 方向)の中心から上 4 行目、水平方向(x 方向)の中心の引出孔近傍(計測領域 A)で正イオンの流れ計測を行った。また、 y 方向中心から下 4 行目、 x 方向中心から 2 列目($x = -32.8$ mm)の引出孔近傍(計測領域 B)で正イオンおよび負イオンの流れ計測を行った。計測領域 B は、負イオン源に取り付けられた他の装置との干渉を回避するためにスパーサーを介して新型方向性プローブを NIFS-RNIS に導入したため、 x 方向中心から外れている。他方、第 3 章で示した荷電粒子の密度分布より、 x 方向の分布は中心から ± 40 mm の範囲ではほぼ一様であると捉えることができるため、引出孔 2 列分の計測領域の相違は流れ計測に影響がないとしている。

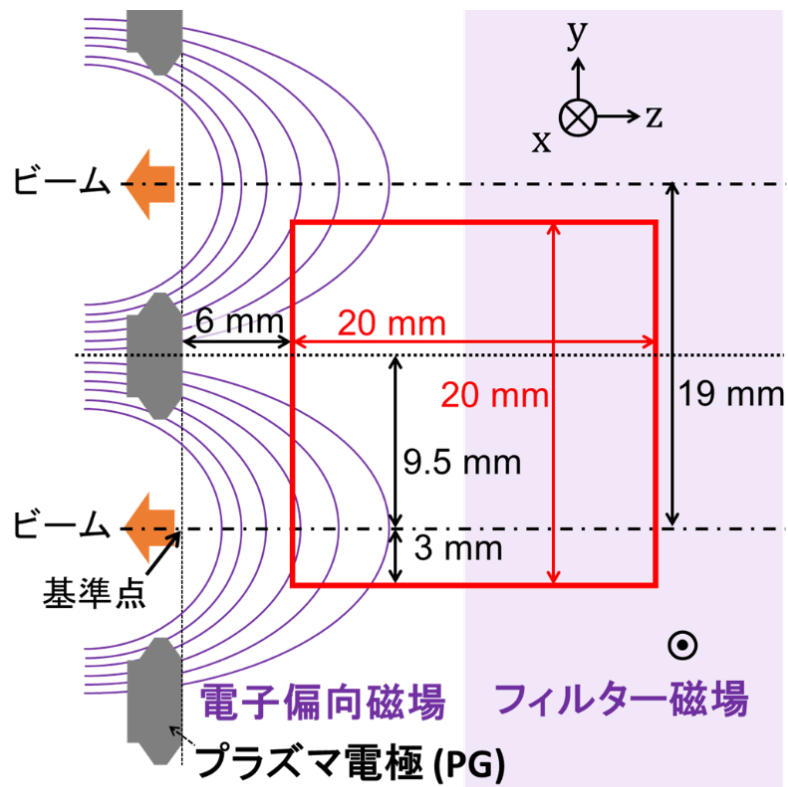


図 5.1 流れ計測の計測範囲

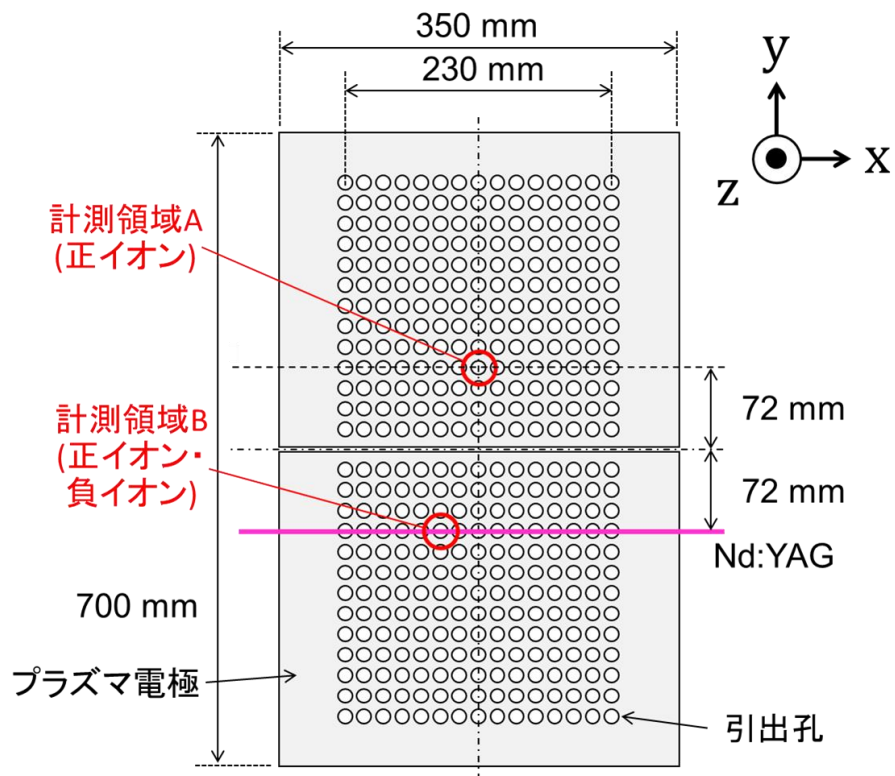


図 5.2 天板側から見た流れ計測の計測範囲

5.2 正イオンの流れ計測

5.2.1 正イオンの流れと両極性拡散

軽水素プラズマと重水素プラズマ中における正イオンの流れを、負イオン源の上半分側および下半分側で計測した。図 5.3 に負イオン源上半分側(計測領域 A)での流れパターン、図 5.4 に負イオン源下半分側(計測領域 B)での流れパターンを示す。負イオン源の運転条件はガス圧力 0.3 Pa, 放電電圧 $V_{\text{arc}} = 80$ V, 放電電力 $P_{\text{arc}} = 50$ kW, 引出電圧 $V_{\text{ext}} = 0$ V である。バイアス電圧は第 3 章と同様の補正を行い, $V_{\text{bias}} = 0.8$ V で統一している。結果より, 軽水素と重水素共にプラズマ生成領域からプラズマ電極へ向かう方向, 負イオン源の地側から天側へ向かう方向へ正イオンが流れていることが明らかとなった。

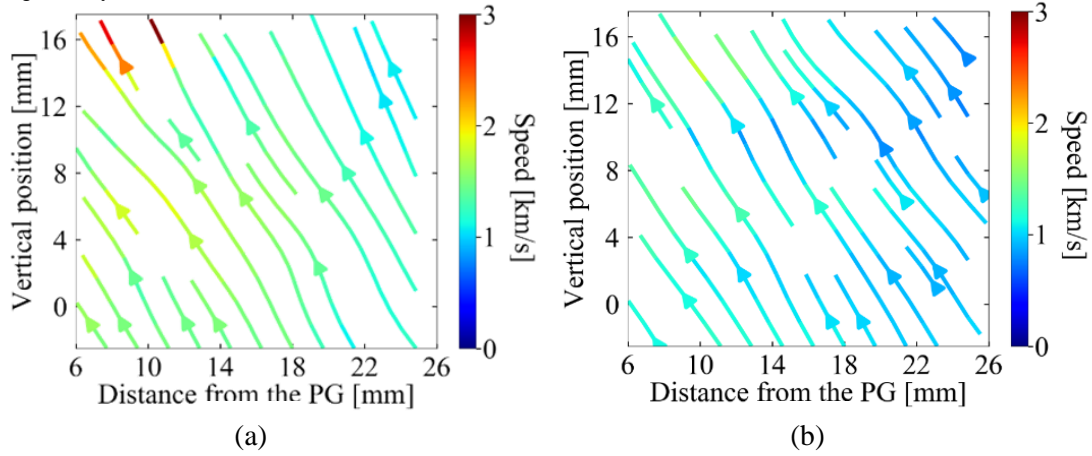


図 5.3 計測領域 A における正イオンの流れパターン

(a)軽水素, (b)重水素

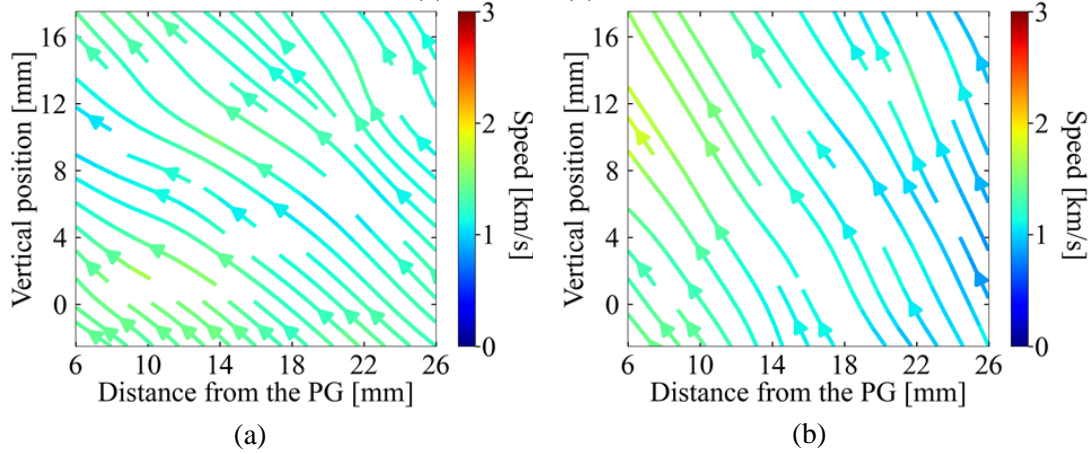


図 5.4 計測領域 B における正イオンの流れパターン

(a)軽水素, (b)重水素

図 5.3 および図 5.4 に示した正イオンの流れの速度における鉛直方向成分(v_y)とプラズマ電極に向かう方向の成分(v_z)の平均値 \bar{v}_y , \bar{v}_z を表 5-1 に示す. 正イオンはプラズマ生成領域で生成されるため, \bar{v}_z は同領域から負イオン引出領域へ拡散する流れを表すと考えられる. 軽水素と重水素で正イオンの運動エネルギーが等しいと仮定すると, 軽水素での \bar{v}_z は重水素の $\sqrt{2}$ 倍となると考えられる. 他方, 表 5-1 に示した \bar{v}_z での重水素に対する軽水素の比($\bar{v}_z(\text{H})/\bar{v}_z(\text{D})$)を計算すると, 計測領域 A では 1.3 倍, 計測領域 B では 1.5 倍となる. したがって, 軽水素プラズマと重水素プラズマ中では, 正イオンは同程度のエネルギーでプラズマ生成領域から負イオン引出領域へ流れていると考えられる.

表 5-1. 正イオンの流れの速度成分: \bar{v}_y , \bar{v}_z

計測領域	Gas	\bar{v}_y [m/s]	\bar{v}_z [m/s]
A	H	$(1.3 \pm 0.6) \times 10^3$	$(-7.3 \pm 3.7) \times 10^2$
	D	$(8.9 \pm 2.0) \times 10^2$	$(-5.5 \pm 1.9) \times 10^2$
B	H	$(8.5 \pm 2.1) \times 10^2$	$(-8.9 \pm 2.3) \times 10^2$
	D	$(1.0 \pm 0.2) \times 10^3$	$(-5.9 \pm 2.0) \times 10^2$

導出した \bar{v}_z より正イオンの拡散係数を求める. プラズマ生成領域からプラズマ電極へ向かう正イオンの粒子束 $\Gamma = n_i v_z$ はフィックの法則より以下の式で表される[1].

$$\Gamma = n_i v_z = -D(\nabla n_i)_z \quad (5-1)$$

図 5.5 に計測領域 A における正イオン密度のプラズマ電極表面からの距離特性を示す. 正イオンの流れが存在する場合, 新型方向性プローブではフラップの回転に伴って正飽和電流が変化するため, 各計測点における正イオン密度は正飽和電流の平均値より導出している. また, 各プロットは計測点($y = (-3, 1, 5, 9, 13, 17)$)における正イオン密度の平均値から導出している. 図 5.5 より求めた正イオンの密度勾配 $(\nabla n_i)_z$, および $z = 26$ mm での密度平均 n_i と \bar{v}_z を用いて導出した拡散係数 D を表 5-2 に示す. 両極性拡散(ambipolar diffusion)係数 D_a は以下に示す電子と正イオンそれぞれの移動度 μ および拡散係数 D を用いて(5-4)式のように表される.

$$\mu_s = \frac{e}{m_s v_{ss}} \quad (5-2)$$

$$D_s = \frac{kT_s}{m_s v_{ss}} \quad (5-3)$$

$$D_a = \frac{\mu_i D_e + \mu_e D_i}{\mu_i + \mu_e} \quad (5-4)$$

ここで s は粒子種(e:電子, i:正イオン)を表し, T は電子温度(0.8 eV)およびイオン温度(0.3 eV), m は質量, v は衝突周波数を表す. 正イオンと電子はプラズマ生成領域から拡散していると考えられるため, 両極性拡散係数の計算に $z = 26$ mm における正イオン密度の平均を用いる. また, 第 3 章の結果より $z = 21$ mm における電子密度は負イオン密度より高い($n_e > n_-$)ため, ここでは電子密度が正イオン密度と等しい($n_e = n_+$)とした. (5-4)式より導出した両極性拡散係数 D_a を表 5-2 に示す.

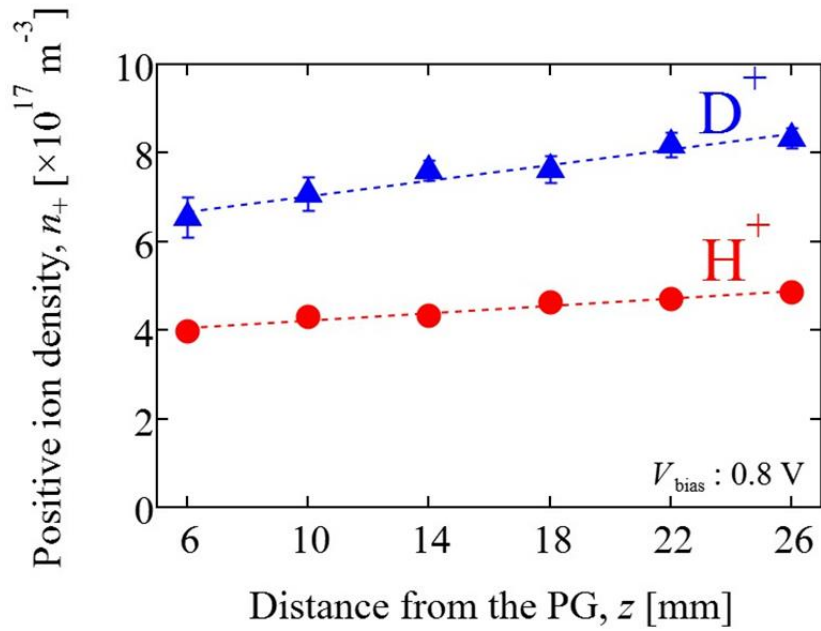


図 5.5 計測領域 A における正イオン密度のプラズマ電極表面からの距離特性. フラップの影響により, 図 3.15 と比較して約 2 割程度低い値となっている.

表 5-2. 正イオンの流れから導出した拡散係数 D と両極性拡散係数 D_a

Gas	D [m^2/s]	D_a [m^2/s]
H	69	74
D	51	32

表 5-2 より，正イオンの流れから導出した拡散係数 D と両極性拡散係数 D_a が同じオーダーで得られた．したがって，プラズマ生成領域側から負イオン引出領域への正イオンの流れは両極性拡散となっていると考えられる．図 5.6 に流れ計測範囲における I - V 特性の正飽和電流 $I_{\text{pos.}}$ に対する負飽和電流 $I_{\text{neg.}}$ の比 ($I_{\text{neg.}} / I_{\text{pos.}}$) の分布図を示す．正イオン密度 n_+ と負イオン密度 n_- がほぼ等しいイオン性プラズマ ($n_+ \approx n_-$) 中では，対称的な I - V 特性が得られるため， $I_{\text{neg.}} / I_{\text{pos.}} \approx 1$ となる．他方，負イオンより移動度が高い電子がプラズマ中に存在すると，飽和電流比は大幅に増加する．図 5.6 に示すように，重水素では軽水素と比較して飽和電流比が高く，プラズマ電極から遠ざかるにつれて飽和電流比が増加している．したがって，軽水素と重水素共に両極性拡散によって正イオンがプラズマ生成領域側から負イオン引出領域へ流れている一方で，軽水素に比べて重水素の方が電子密度が高いため，正イオンと共に電子が負イオン引出領域へ流れていると考えられる．以上より，負イオン源の運転ガス種を軽水素から重水素へ切り替えた際の電子密度の増加は，プラズマ生成領域からの両極性拡散に起因することが示唆された．

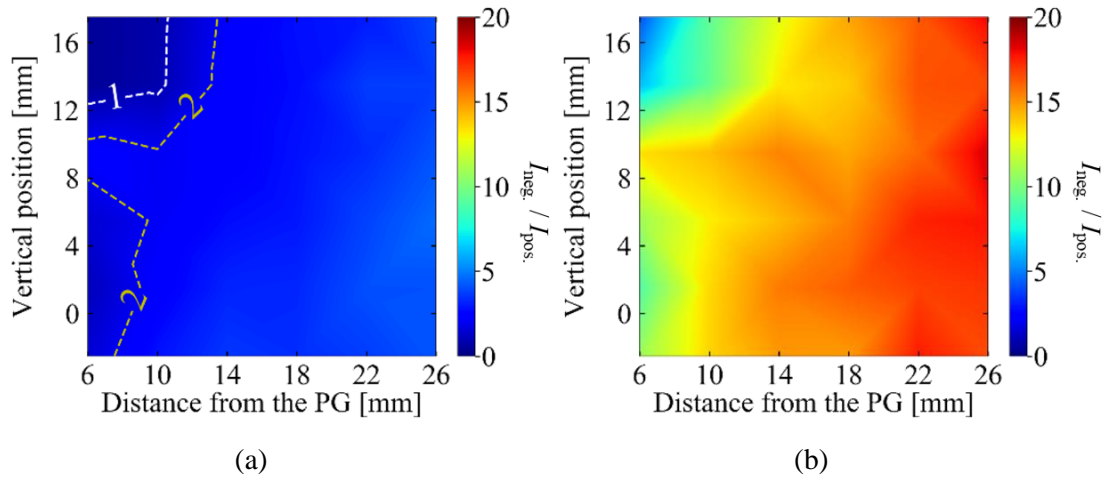


図 5.6 計測領域 A における I - V 特性の飽和電流比の分布
(a)軽水素, (b)重水素

5.2.2 バイアス電圧による正イオンの流れへの影響

5.2.1 節で示した正イオンの流れは、負イオン源の上半分側・下半分側問わず軽水素と重水素共に計測範囲の全域にわたって負イオン源の地側から天側へ向かう傾向が示された。この正イオンの流れにおける鉛直方向成分の原因として、プラズマ中での空間電位勾配 E と磁場 B による $E \times B$ ドリフトが挙げられる。 $E \times B$ ドリフトによる速度ベクトルは以下の式で表される。

$$\boldsymbol{v}_{E \times B} = \frac{\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}}{B^2} \quad (5-1)$$

$E \times B$ ドリフトによる鉛直上向き(y方向)のドリフトは、z方向の E と x方向の B によって生じる。図 5.7 に計測範囲における磁場強度の x 方向成分(B_x)の絶対値を示す。計測範囲における B_x はフィルター磁場が支配的となっており、図のように計測範囲内ではほぼ一様であると考えることができる。なお、計測範囲における磁束密度の平均値 $\overline{B_x}$ は -6.2 ± 0.1 mT (紙面手前方向)である。z方向の空間電位および電位勾配はプラズマ電極のバイアス電圧に依存する[2]。また、正イオンの流れの速度の z 方向成分に対するバイアス電圧の影響を調査するため、バイアス電圧(V_{bias})を 5.2.1 節の 0.8 V から 0 V, 2.8 V に変更して正イオンの流れを計測した。計測位置は負イオンの上半分側で、負イオン源の運転条件はガス圧力 0.3 Pa, 放電電圧 $V_{\text{arc}} = 80$ V, 放電電力 $P_{\text{arc}} = 50$ kW, 引出電圧 $V_{\text{ext}} = 0$ V である。図 5.8 に $V_{\text{bias}} = 0$ V における正イオンの流れパターン、図 5.9 に $V_{\text{bias}} = 2.8$ V における流れパターンを示す。

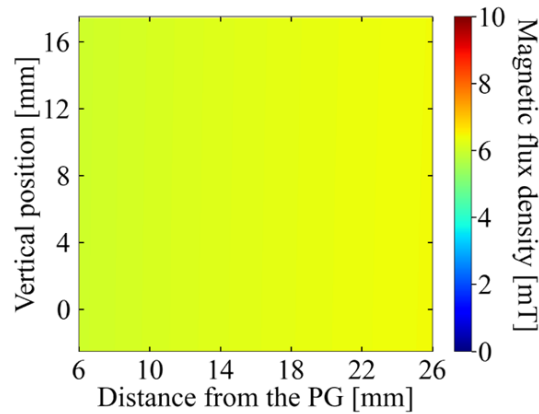


図 5.7 計測範囲における B_x の絶対値

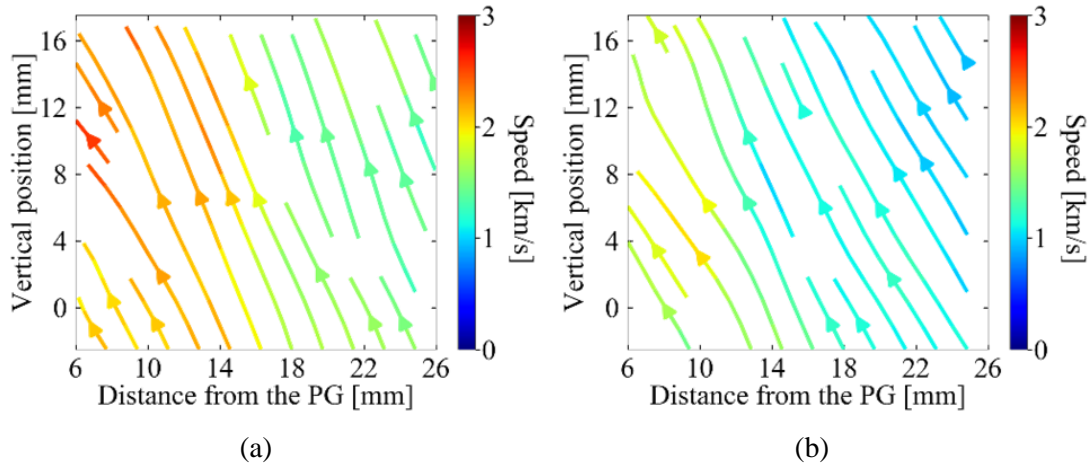


図 5.8 正イオンの流れパターン ($V_{\text{bias}} : 0 \text{ V}$)
(a)軽水素, (b)重水素

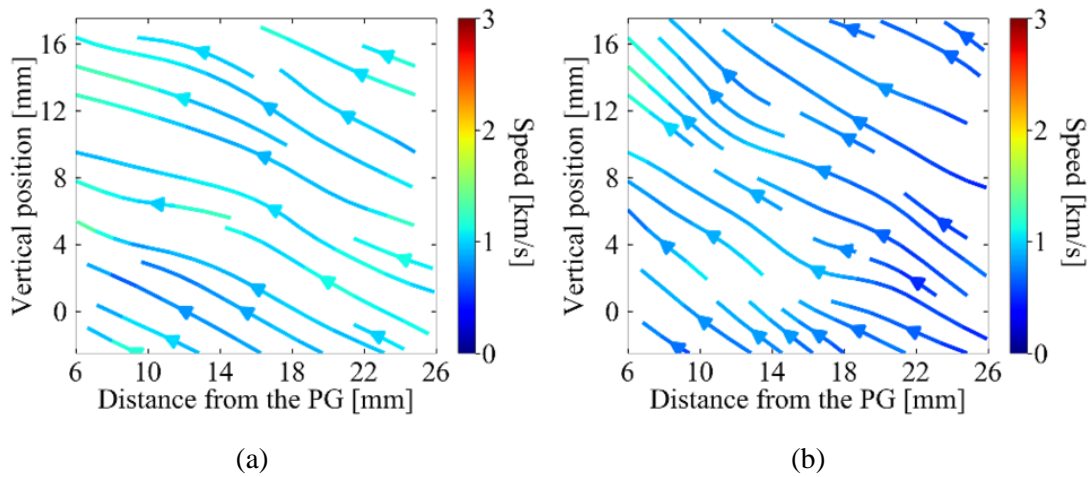


図 5.9 正イオンの流れパターン ($V_{\text{bias}} : 2.8 \text{ V}$)
(a)軽水素, (b)重水素

図 5.10, 5.11, 5.12 にそれぞれ $V_{\text{bias}} = 0, 0.8, 2.8 \text{ V}$ における空間電位の分布を示す. また, 図 5.13 に図 5.10, 5.11, 5.12 より導出した軽水素プラズマ中における空間電位のプラズマ電極表面からの距離特性, 図 5.14 に図 5.10, 5.11, 5.12 より導出した重水素プラズマ中における空間電位のプラズマ電極表面からの距離特性を示す. 各プロットは流れの計測点($y = (-3, 1, 5, 9, 13, 17)$)における平均値から導出している. 結果より, $V_{\text{bias}} = 0, 0.8 \text{ V}$ ではプラズマ電極へ向かう方向($-z$ 方向)へ電界が生じている一方で, V_{bias}

= 2.8 V ではほぼ一様な電位分布となっていることがわかる．図 5.8, 5.3, 5.9 に示した流れの速度の y 方向成分の平均値，図 5.13, 5.14 より得られた z 方向の電界 E_z ，および $\overline{B_x}$ を用いて計算した $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト速度を表 5-3 に示す．

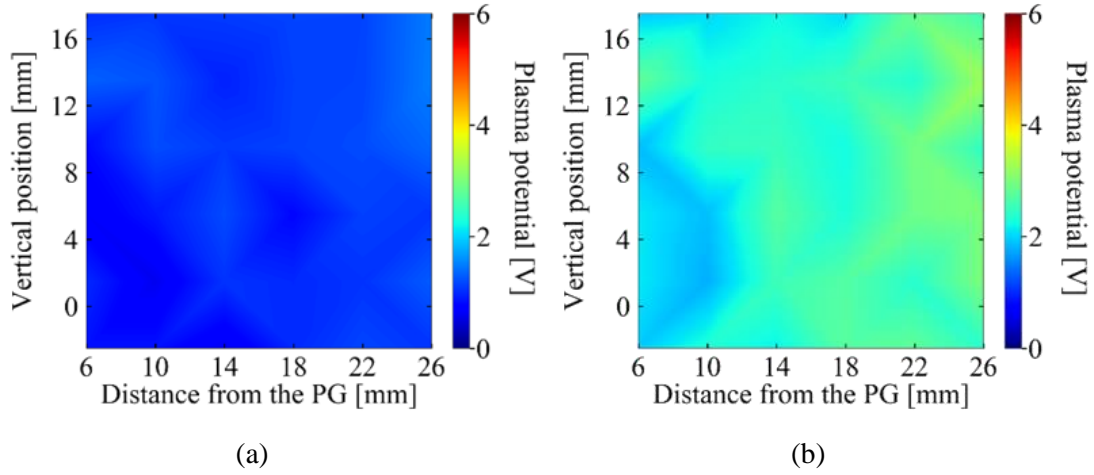


図 5.10 計測領域 A における空間電位分布 ($V_{\text{bias}} : 0 \text{ V}$)
(a)軽水素, (b)重水素

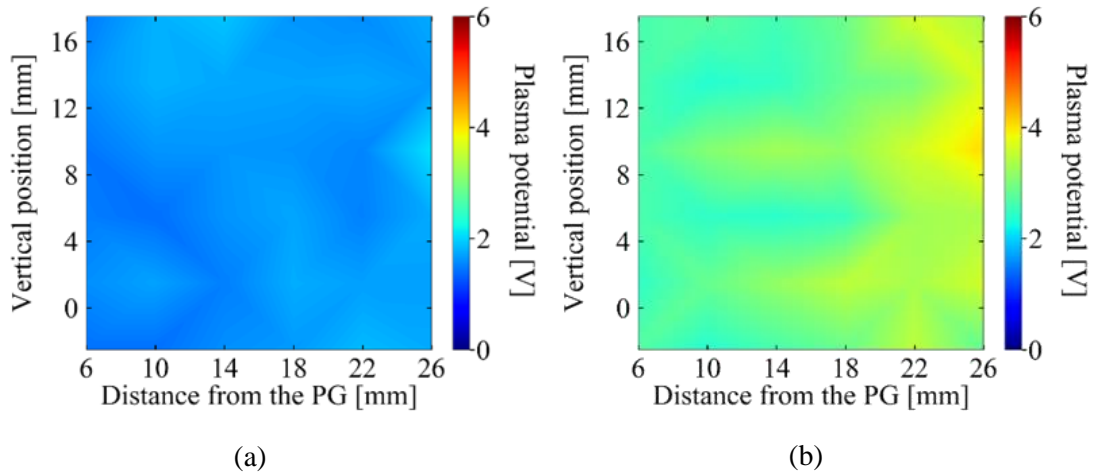


図 5.11 計測領域 A における空間電位分布 ($V_{\text{bias}} : 0.8 \text{ V}$)
(a)軽水素, (b)重水素

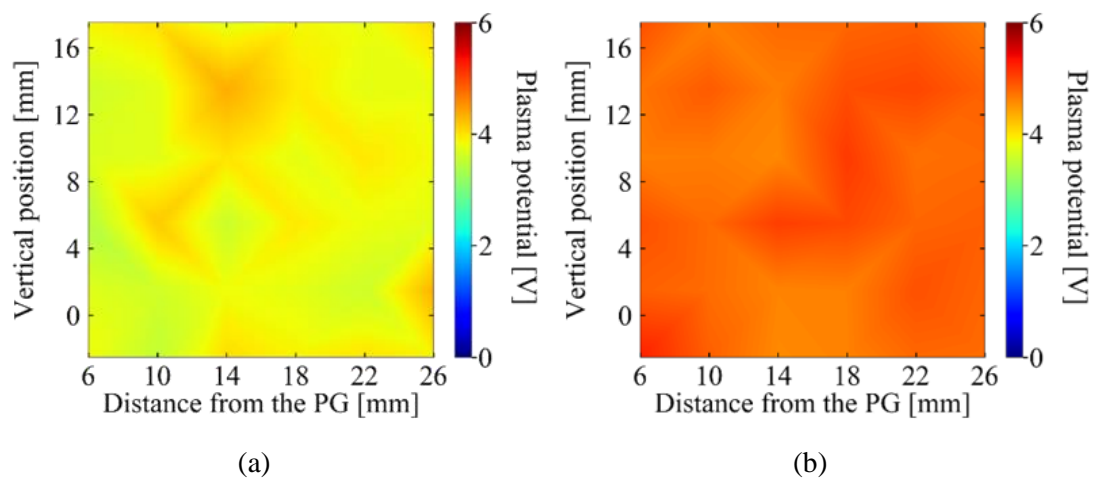


図 5.12 計測領域 A における空間電位分布 ($V_{\text{bias}} : 2.8 \text{ V}$)
(a)軽水素, (b)重水素

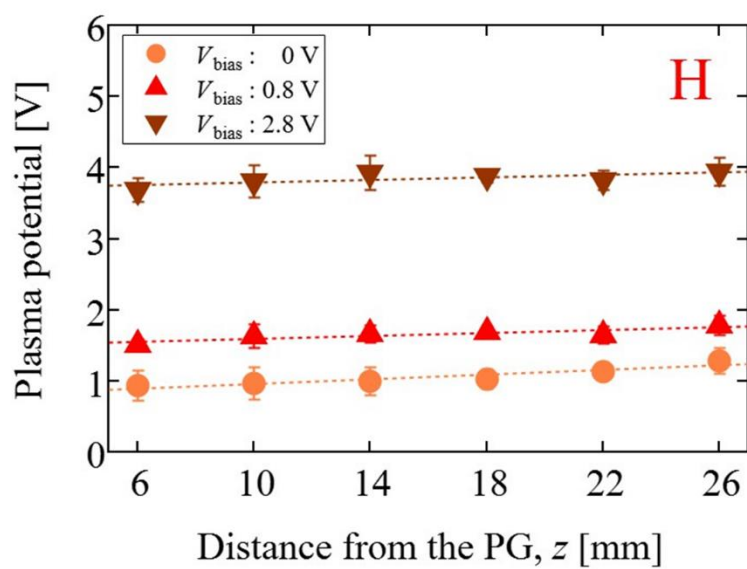


図 5.13 軽水素プラズマ中の空間電位分布

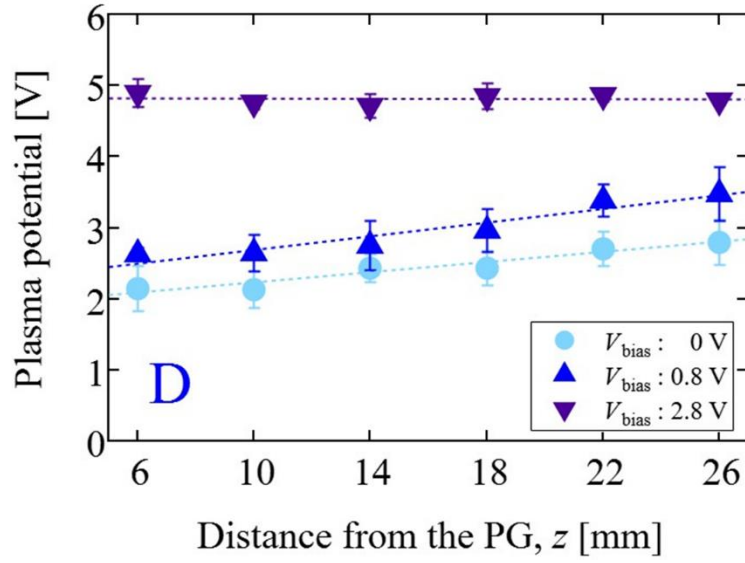


図 5.14 重水素プラズマ中の空間電位分布

表 5-3. 正イオンの流れの速度と $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト速度

V_{bias} [V]	Gas	$\overline{v_y}$ [m/s]	E_z [V/m]	$v_{E \times B}$ [m/s]
0	H	$(1.7 \pm 0.3) \times 10^3$	-16 ± 3	$(2.6 \pm 0.5) \times 10^3$
	D	$(1.2 \pm 0.3) \times 10^3$	-36 ± 5	$(5.7 \pm 0.8) \times 10^3$
0.8	H	$(1.3 \pm 0.6) \times 10^3$	-11 ± 3	$(1.7 \pm 0.5) \times 10^3$
	D	$(8.9 \pm 2.0) \times 10^2$	-48 ± 8	$(7.7 \pm 1.2) \times 10^3$
2.8	H	$(4.2 \pm 1.8) \times 10^2$	-9 ± 4	$(1.5 \pm 0.7) \times 10^3$
	D	$(4.3 \pm 2.1) \times 10^2$	1 ± 5	$(-1.4 \pm 7.2) \times 10^2$

V_{bias} の増加に伴う $\overline{v_y}$ の減少と $v_{E \times B}$ の減少は傾向としておおよそ一致しているが、絶対値を比較すると、3 つの V_{bias} に対して概ね近い値となった軽水素に対して、重水素では $\overline{v_y}$ に対する $v_{E \times B}$ が $V_{\text{bias}} = 0 \text{ V}$ で約 5 倍、 0.8 V で約 9 倍となった。したがって、正イオンの y 方向の流れが生じる原因が $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトである可能性が定性的には示されたが、定量的な評価には今後より詳細な計測が必要である。

図 5.15, 5.16, 5.17 にそれぞれ図 5.8, 5.3, 5.9 に示した各バイアス電圧($V_{\text{bias}} = 0, 0.8, 2.8 \text{ V}$)に対する正イオンの流れの速度の z 方向成分 v_z の平均値(\bar{v}_z)のプラズマ電極表面からの距離特性を示す. 各プロットは流れの計測点($y = (-3, 1, 5, 9, 13, 17)$)における平均値から導出している. また, $z = 6, 10, 14 \text{ mm}$ の \bar{v}_z より線形補間した $z = 9 \text{ mm}$ における \bar{v}_z , および重水素に対する軽水素での \bar{v}_z の比($\bar{v}_z(\text{H}) / \bar{v}_z(\text{D})$)を表 5-4 に示す. 軽水素と重水素共に正イオンの流れの速度はバイアス電圧に依らずおよそ一定で, 軽水素は重水素の $\sqrt{2}$ 倍程度あることが明らかとなった. 流れは, 個々の粒子が持つ速度を平均化した巨視的な速度であるため, 多少の相違はあるとしても軽水素の正イオンは重水素の場合と比べ約 $\sqrt{2}$ 倍高い速度成分を持っていると考えられる. 表面生成過程における負イオンの生存確率は負イオンの速度に対して増加する関数形を持つため, 表面に入射する親粒子の速度に対して増加すると考えられる. このことから, 正イオンによる負イオンの表面生成効率も重水素に比べて軽水素の方が高いことが示唆される.

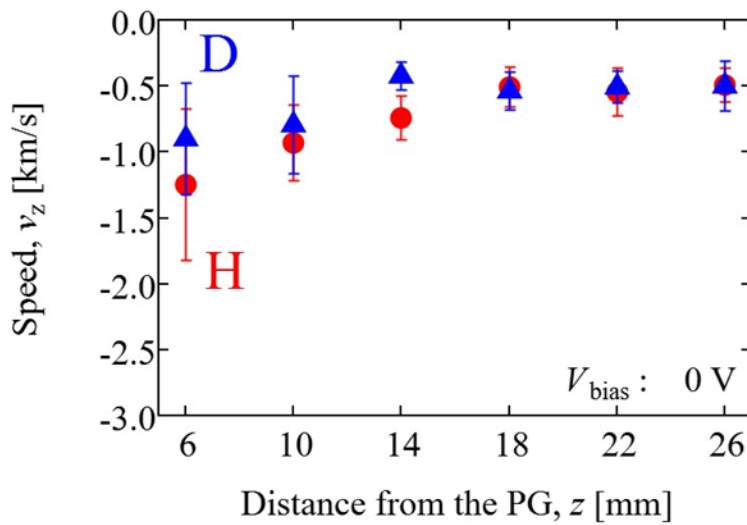


図 5.15 正イオンの流れの速度の z 方向成分 ($V_{\text{bias}} : 0 \text{ V}$)

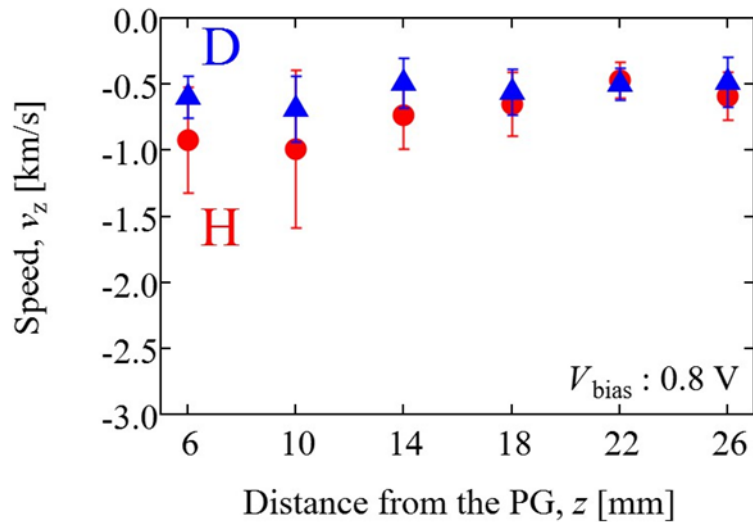


図 5.16 正イオンの流れの速度の z 方向成分 ($V_{\text{bias}} : 0.8 \text{ V}$)

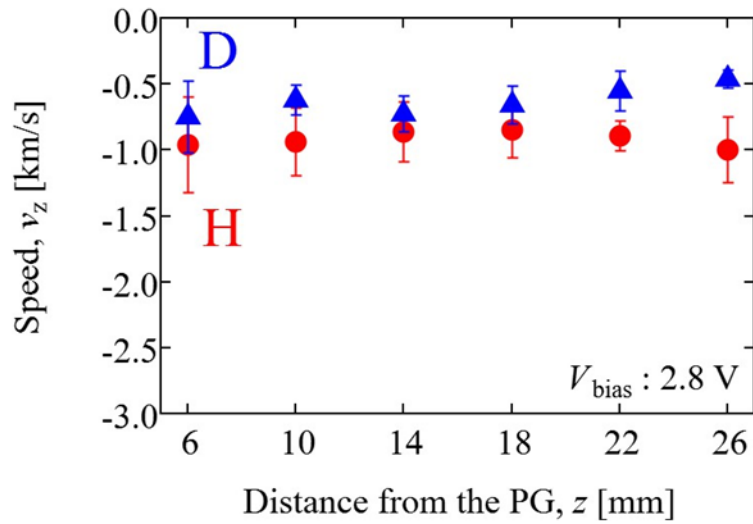


図 5.17 正イオンの流れの速度の z 方向成分 ($V_{\text{bias}} : 2.8 \text{ V}$)

表 5-4. $z = 9 \text{ mm}$ における正イオンの流れの速度の z 方向成分

$V_{\text{bias}} [\text{V}]$	Gas	$\bar{v}_z [\text{m/s}]$	$\bar{v}_z(\text{H})/\bar{v}_z(\text{D})$
0	H	$(-1.0 \pm 0.2) \times 10^3$	1.36
	D	$(-7.6 \pm 3.8) \times 10^2$	
0.8	H	$(-9.1 \pm 4.6) \times 10^2$	1.50
	D	$(-6.0 \pm 4.1) \times 10^2$	
2.8	H	$(-9.3 \pm 0.9) \times 10^2$	1.33
	D	$(-7.0 \pm 3.2) \times 10^2$	

5.3 負イオンの流れ計測

5.3.1 定常状態における負イオンの流れ

軽水素プラズマと重水素プラズマ中における負イオンの流れを、図 5.2 に示す負イオン源下半分の計測領域 B で計測した。図 5.18 に負イオンの流れパターンを示す。負イオン源運転条件はガス圧力 0.3 Pa，放電電圧 $V_{\text{arc}} = 80$ V，放電電力 $P_{\text{arc}} = 50$ kW，引出電圧 $V_{\text{ext}} = 0$ V である。また，バイアス電圧 (V_{bias}) はいずれも 0.8 V である。軽水素と重水素における負イオンの流れの速度を比較すると，重水素は軽水素の 50% 以下であることが示された。z 方向成分はプラズマ電極側 ($z = 0$) から負イオン引出領域 ($z > 0$) へ流れが確認される。これより，プラズマ電極表面で生成された負イオンが計測範囲内へ流入していることが示唆された。また，流れパターンの y 方向成分を見ると，軽水素と重水素共に負イオン源の天側から地側方向へ負イオンが流れていることがわかる。 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトを考慮すると正イオンと同様に地側から天側へ向かう流れとなる一方で，プラズマ生成領域から負イオン引出領域へ流れている正イオンと異なり，負イオンはプラズマ電極側から流れている。そのため，負イオンは正イオンと異なる要因によって天側から地側へ流れていると考えられる。負イオンが y 方向へ流れる要因の解明は今後の課題である。

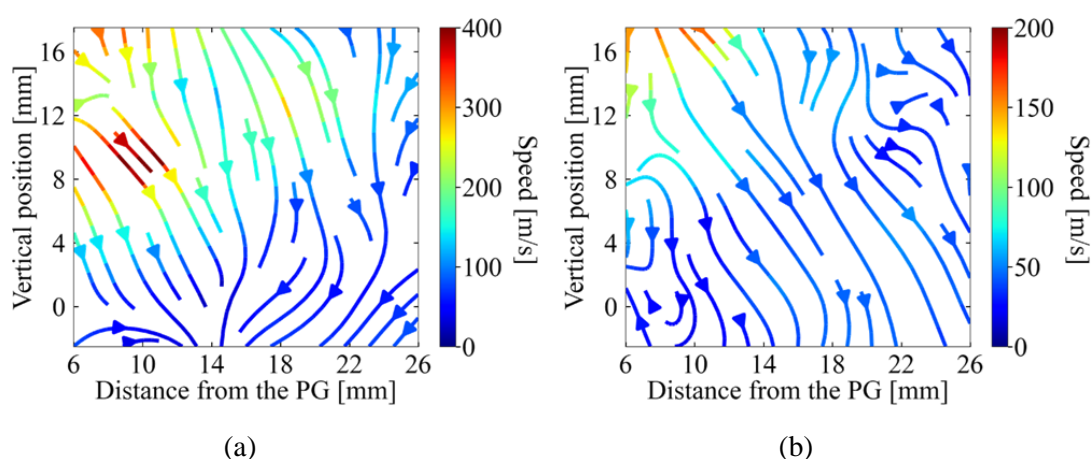


図 5.18 負イオンの流れパターン(v.)
(a)軽水素, (b)重水素

5.3.2 外部電圧印加による負イオンの流れへの影響

NIFS-RNIS における軽水素負イオンビーム引き出し実験では、パービアンスの最適化から通常 3 kV の引出電圧が引出電極に印加される。しかし、重水素ではビーム引き出しによる中性子発生を防ぐため、3 kV 以上の高電圧を引出電極に印加することができない。したがって、引出電極に印加する電圧(外部電圧： V_{ex})を 110 V に抑え、負イオンの流れの応答を計測した。図 5.19 に外部電圧印加時における負イオンの流れパターンを示す。負イオン源の運転条件はガス圧力 0.3 Pa, 放電電圧 $V_{\text{arc}} = 80$ V, 放電電力 $P_{\text{arc}} = 50$ kW, バイアス電圧 $V_{\text{bias}} = 0.8$ V である。また、図 5.20 に外部電圧印加時の流れ(図 5.19)から印加前の流れ(図 5.18)を差し引いて導出した、外部電圧印加による流れパターンの変化分を示す。

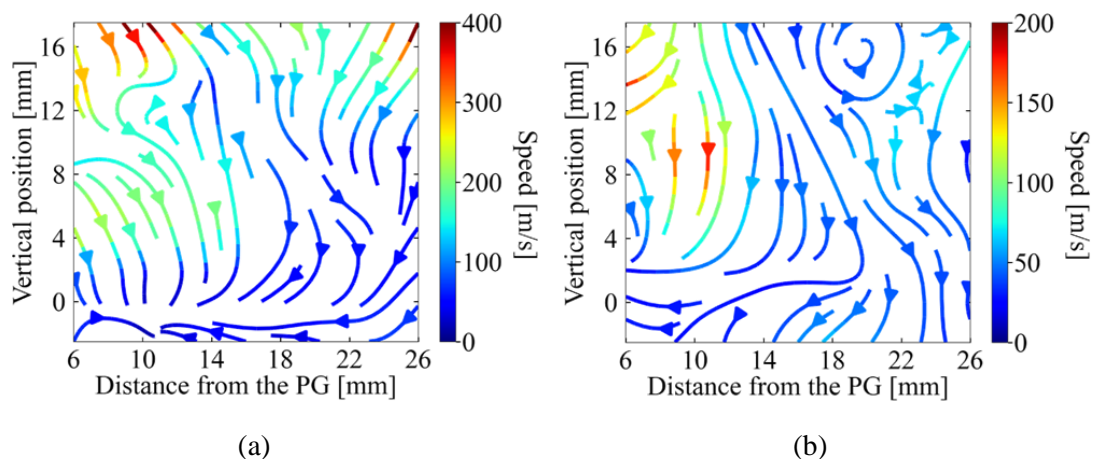


図 5.19 $V_{\text{ex}} = 110$ V 印加時における負イオンの流れパターン(v).
(a)軽水素, (b)重水素

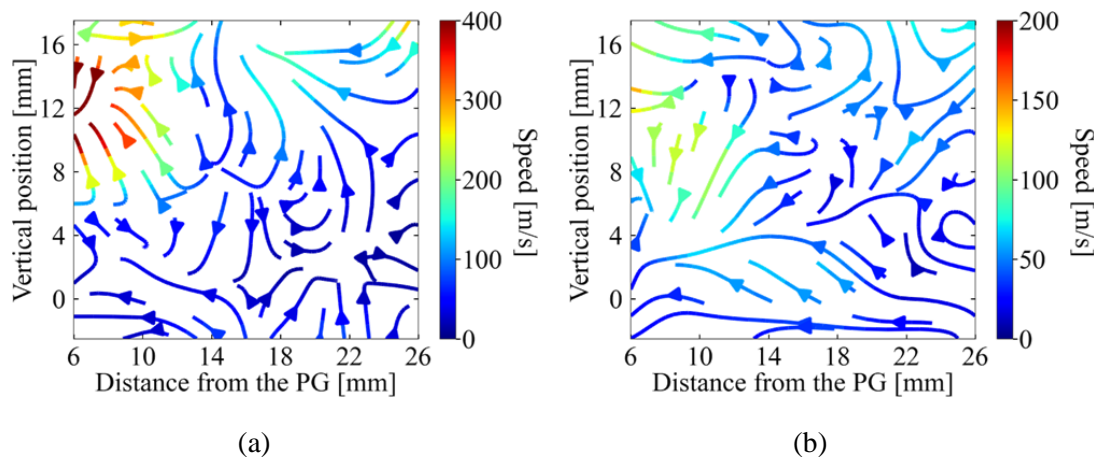


図 5.20 $V_{\text{ex}} = 110$ V 印加による負イオンの流れパターンの変化 Δv .
(a)軽水素, (b)重水素

図 5.20 より，110 V の外部電圧印加によって負イオンの流れが変化し，軽水素と重水素共にプラズマ電極方向への流れが生じていることがわかる．図 5.21 に重水素における負イオンの流れパターンの変化分(図 5.20 (b))とプラズマ電極の位置関係を示す．図 5.21 より，負イオンの流れがプラズマ電極の引出孔へ向かう方向へ変化していると考えられる．

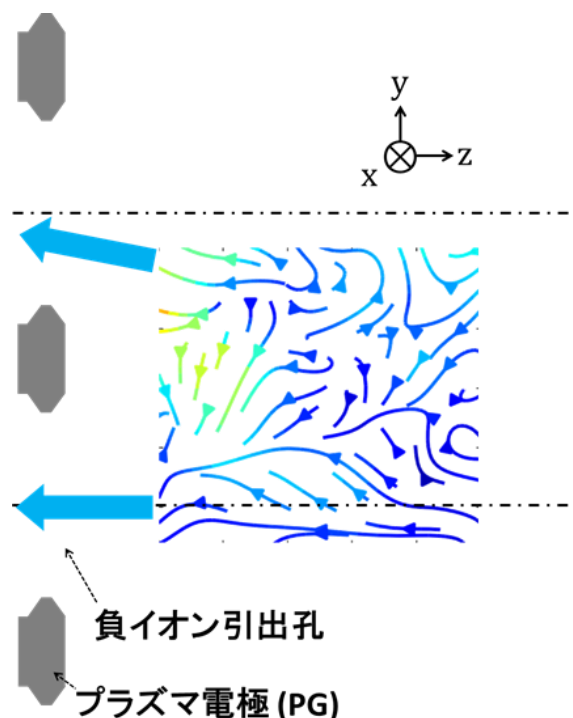


図 5.21 プラズマ電極および負イオン引出孔の位置に対する $V_{\text{ex}} = 110 \text{ V}$ 印加による重水素負イオンの流れパターンの変化分

負イオンの流れ計測と同時に PDLF 法によって計測した，外部電圧印加前の負イオン密度分布を図 5.22，外部電圧印加時の負イオン密度分布を図 5.23，外部電圧印加時の負イオン密度(図 5.23)から印加前の負イオン密度(図 5.22)を差し引いて導出した負イオン密度分布を図 5.24 に示す．負イオン密度の絶対値は第 3 章の表 3-2 で示した補正係数 k の，軽水素と重水素それぞれにおける平均値を用いて導出している．軽水素では 110 V の外部電圧印加に対する計測範囲内の負イオン密度の変化が小さい一方で，重水素では計測範囲全域にわたって 110 V の外部電圧印加によって負イオン密度が減少している．また，CRD 分光法による負イオン線平均密度の時間変化を図 5.25 に示す．この時の CRD 分光法の計測視線は $z = 17.5 \text{ mm}$ である．横軸は外部電圧 110 V 印加までの時間(t)を表し，負イオン源プラズマ放電は電圧印加 1 秒後に OFF となるため， $t >$

1では負イオン線平均密度は0となる．図 5.25 より，軽水素と重水素共に $t = 0$ で負イオン線平均密度が減少している．したがって，110 V の外部電圧印加によって負イオンが引出孔方向へ流れていることが CRD 分光計測からも示唆された．また，軽水素と比較すると，重水素では外部電圧印加に対する負イオン線平均密度の減少幅が大きいことが明らかであり，図 5.24 に示した負イオン密度の変化と傾向が一致している．図 5.18, 5.19 に示すように，プラズマ電極側から計測範囲に流入する負イオンの速度は軽水素に比べて重水素の方が遅いため，(1-20)式より負イオンの表面生成効率は軽水素より重水素の方が低いと考えられる．したがって，重水素では 110 V 印加による負イオンの流出と表面生成による流入の差が軽水素よりも大きいため，図 5.25 のように 110 V 印加による負イオン線平均密度の減少幅が大きいと考えられる．

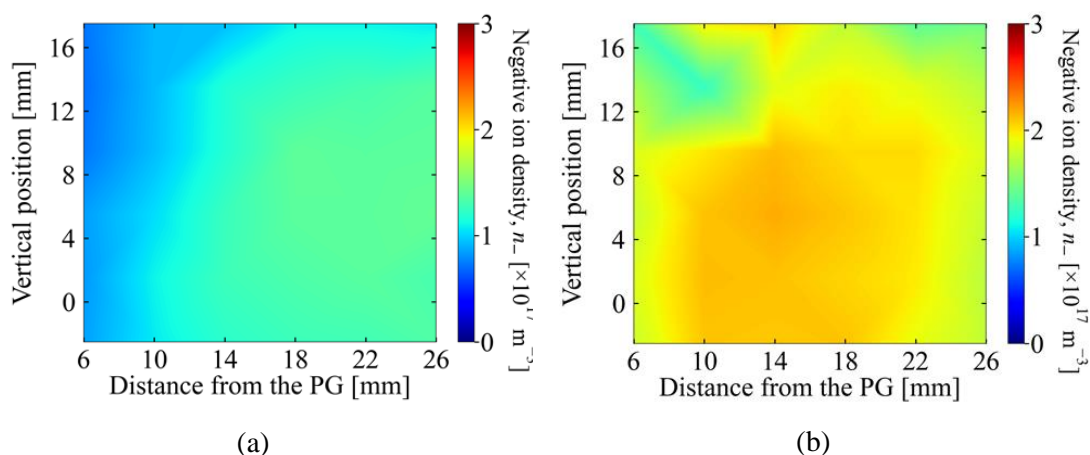


図 5.22 V_{ex} 印加前の負イオン密度(n_-)分布
(a)軽水素, (b)重水素

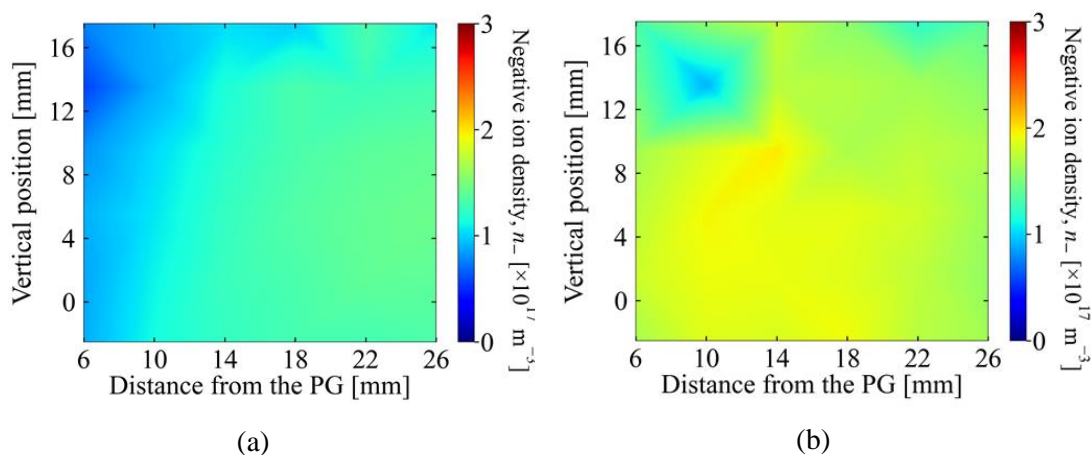


図 5.23 $V_{\text{ex}} = 110 \text{ V}$ 印加時の負イオン密度(n_-)分布
(a)軽水素, (b)重水素

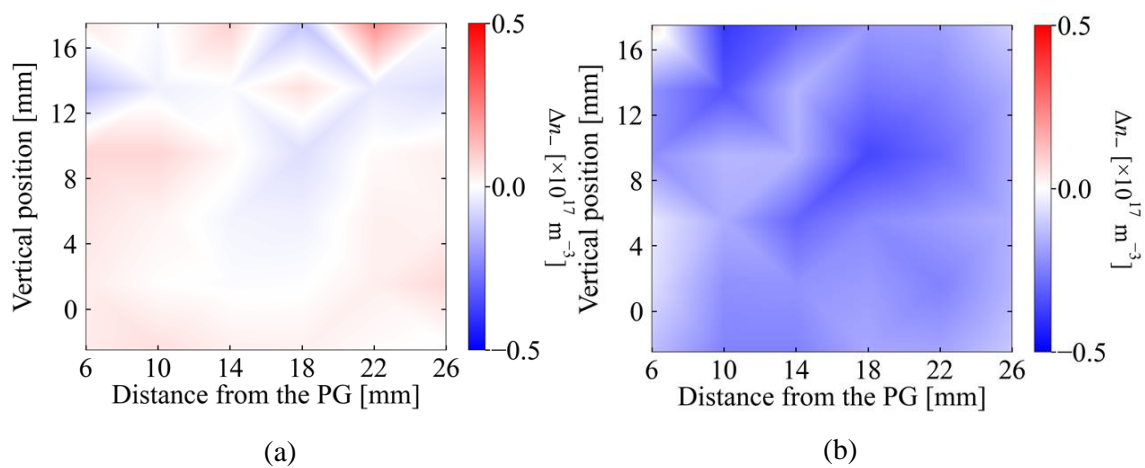


図 5.24 $V_{\text{ex}} = 110$ V 印加による負イオン密度の変化 Δn_- .
(a)軽水素, (b)重水素

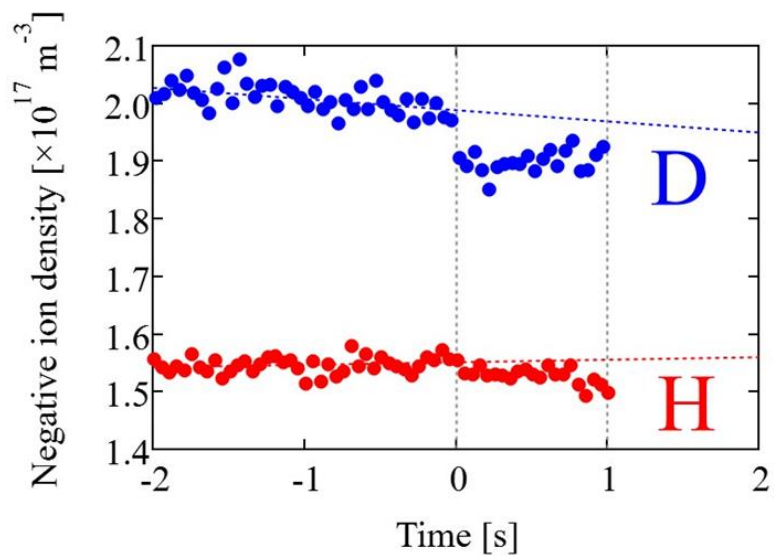


図 5.25 CRD 分光法による負イオン線平均密度の時間変化

5.4 まとめ

新型方向性プローブを用いて NIFS-RNIS の負イオン引出領域における正イオンおよび負イオンの流れを計測した。正イオンの流れ計測より、軽水素プラズマ・重水素プラズマ共に正イオンが負イオン源の上半分側・下半分側の両方で地側から天側方向(y 方向)、プラズマ生成領域側からプラズマ電極方向(-z 方向)に流れていることを明らかにした。流れの速度の z 方向成分は重水素に比べて軽水素で約 $\sqrt{2}$ 倍高く、軽水素と重水素では正イオンがプラズマ生成領域側から同程度のエネルギーで流れていることが明らかとなった。また、流れの速度の z 方向成分より導出した拡散係数と両極性拡散のオーダーが一致したことから、正イオンはプラズマ生成領域側から両極性拡散によって負イオン引出領域へ流入している可能性を指摘した。さらに、 I - V 特性における飽和電流比の分布から、軽水素プラズマと比較して重水素プラズマの場合で電子密度が高いことを示した。以上から、負イオン源の運転ガス種を軽水素から重水素へ切り替えた際の電子密度増加は、プラズマ生成領域からの両極性拡散に起因する可能性を指摘した。加えて、正イオンが y 方向へ流れる原因の候補として $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトを取り上げ、計測範囲内での電位勾配を用いたドリフト速度の算出より、バイアス電圧に対する正イオンの流れ速度の y 方向成分の傾向とドリフト速度の傾向がおおよそ一致していることを指摘した。また、流れの速度の z 方向成分は 3 つのバイアス電圧に対して軽水素と重水素共におおよそ一定で、いずれのバイアス電圧に対しても軽水素は重水素の $\sqrt{2}$ 倍程度の速度であることから、正イオンを親粒子とした場合の負イオンの生成効率は軽水素の方が重水素より高いと考えられる。

負イオンの流れ計測より、軽水素プラズマ・重水素プラズマ共に負イオンが負イオン源の天側から地側方向(-y 方向)、プラズマ電極側からプラズマ生成領域方向(z 方向)へ流れていることを明らかにした。また、軽水素負イオンと比較して、重水素負イオンの流れる速度が 50%以上遅いことを示した。さらに、110 V の外部電圧印加によって負イオンの流れの向きがプラズマ電極方向へ変化することを明らかにした。CRD 分光法による負イオン線平均密度と負イオンの流れの外部電圧印加に対する応答から、軽水素プラズマより重水素プラズマの方が負イオンの表面生成効率が低い可能性を実験的に示した。

ここで、本章と第 3 章の結果を組み合わせ考察する。第 3 章では、正イオンが負イオン生成の主な親粒子であると考えられ、また図 3.35 で示したように、負イオン密度の正イオン密度に対する依存性は、軽水素プラズマと重水素プラズマでほぼ同様な相関を持つことを示した。他方、本章の結果からは、個々の正イオンと負イオンが持つ巨視的な速度としての流れの計測により、負イオンの表面生成効率は重水素に比べて軽水素の方が高いことが示唆された。これらの結果は一見矛盾するように見えるが、軽水素プラズマでは重水素プラズマよりプラズマ電極表面で生成される負イオンが多い一方で、準中性条件により負イオン密度が正イオン密度に制限されると解釈することができる。

今後の重要な課題として、負イオン源のフィルター磁場および電子偏向磁場の磁場強度を変えた場合における荷電粒子の流れ計測が挙げられる。本研究より、重水素プラズマにおける電子密度増加は、プラズマ生成領域からの正イオンの流入に伴って流入する電子の増加に起因することが指摘された一方で、負イオン生成には正イオンの流入が必要である。また、本研究で計測されたのは正イオンと負イオンの流れのみであり、電子の流れの計測は行われていない。よって、今後電子の流れ計測に加え、フィルター磁場および電子偏向磁場の強度を変えて荷電粒子の流れを計測することで、磁場強度に対する正イオンと電子の流入を評価することが可能となり、重水素運転時におけるイオン性プラズマの形成に向けた負イオン源の磁場構造の最適化に貢献できると考えられる。

参考文献

- [1] F. F. Chen, "Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion".
- [2] K. Tsumori, K. Ikeda, H. Nakano, M. Kisaki, S. Geng, M. Wada, K. Sasaki, S. Nishiyama, M. Goto, G. Serianni *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **87**, 02B936 (2016).

第 6 章 総括

6.1 本論文のまとめ

磁場閉じ込め型核融合炉のプラズマ加熱および電流駆動に用いられる NBI では、軽水素ビーム入射と比較して、重水素ビーム入射時の負イオン源運転における電子ビーム電流の増加が負イオンビーム入射電力向上の妨げとなっている。本研究では NBI 用負イオン源の重水素運転時における電子ビーム電流増加の要因を明らかにするべく、負イオン源内の負イオン引出領域中の荷電粒子の静的な空間分布および動的な流れの計測を通して、軽水素と重水素の相違(同位体効果)の解明に挑んだ。

まず、製作した可動型ラングミュアプローブを用いて負イオン引出領域における荷電粒子密度の空間分布計測を行った。その結果、重水素プラズマ中では軽水素プラズマと比較して負イオンの分布が負イオン源の周辺領域まで広がっているため、負イオンの線平均密度が増加していることを明らかにした。また、軽水素プラズマと比較した重水素プラズマ中での負イオン密度の増加比に対して、正イオン密度の増加比の方が大きいため、準中性条件より重水素プラズマでは電子密度が増加していることを初めて指摘した。また、正イオン密度に対する負イオン密度特性を計測した結果、正イオン密度が低い領域では負イオン密度は正イオン密度に対して単調増加する一方、一定以上の正イオン密度に対して負イオン密度が飽和することを明らかにした。この負イオン密度の正イオン密度に対する線形でない依存性が、軽水素プラズマと重水素プラズマにおける負イオン密度分布の相違を引き起こしている可能性を指摘した。さらに、NIFS-RNIS の放電容器とバイアス絶縁環の間にスペーサーフランジを導入し、負イオン引出領域における磁場構造を変化させて荷電粒子の密度計測を行った。その結果、正イオン密度と負イオン密度が共に減少し、スペーサーフランジ導入前と同様の負イオン密度の正イオン密度依存性が得られたことから、中性原子と比較して正イオンの方が負イオン生成に支配的な影響を与えていると結論づけられた。

次に、荷電粒子の流れを計測するため、1本の探針で計測が可能となる方向性プローブを新たに設計・開発し、NIFS-RNIS に導入した。新型方向性プローブを用いて負イオン引出領域における荷電粒子の流れを計測した結果、正イオンは軽水素と重水素で同程度のエネルギーでプラズマ生成領域側から負イオン引出領域へ流れていることを明らかにした。また、得られた正イオンの流れと密度から、軽水素プラズマと重水素プラズマ共に両極性拡散によって正イオンがプラズマ生成領域側から拡散していることを示し、重水素プラズマ中では両極性拡散によって電子密度が増加している可能性を指摘した。さらに、負イオン引出領域へ向かう正イオンの流れの速度は軽水素と重水素共にバイアス電圧の変化に対しておおよそ一定であり、重水素に比べて軽水素の方が速いことから、軽水素プラズマは重水素プラズマより負イオンの表面生成効率が高い可能性を指摘した。他方、軽水素プラズマと重水素プラズマでは正イオン密度に対する負イオン密度依存性がおおよそ同一であったことから、軽水素プラズマでは重水素プラズマよりプラズマ電極表面で生成される負イオンが多い一方で、準中性条件により負イオン密度が正イオン密度に制限されることを指摘した。

以上、NBI 用負イオン源における同位体効果、特に重水素運転時における電子ビーム電流増加の原因を明らかにするため、荷電粒子の密度分布計測および新たに開発した方向性プローブを用いた荷電粒子の流れ計測により、負イオン源プラズマの計測を行った。それにより、負イオン源の運転ガス種を軽水素から重水素へ切り替えると、正イオン密度と負イオン密度が共に増加する一方で、重水素では正イオン密度の増加に対して負イオンの生成効率が低下することにより、プラズマ生成領域から負イオン引出領域への正イオンの流入に伴って流入する電子が増加することを明らかにした。その結果、負イオン引出領域における電子密度が増加し、負イオンと共に引き出される電子ビーム電流が増加すると結論される。

6.2 今後の課題および展望

本研究では、重水素運転時における電子ビーム電流増加はプラズマ生成領域から負イオン引出領域へ流入する電子の増加に起因するという結論が得られた。そのため、電子ビーム電流を抑制するためには電子の流入を抑制する必要がある。電子は両極性拡散によって正イオンと共に流入していると考えられる一方で、負イオン引出領域における負イオン密度は正イオン密度に依存し、また負イオン生成には負イオン密度を上回る正イオン密度が必要であるため、ある程度の正イオンの流入は必要である。したがって、重水素運転時の負イオン引出領域においてイオン性プラズマを形成するために、重水素運転に最適なフィルター磁場および電子偏向磁場の構造および強度に関する研究が必要であると考えられる。負イオン源のフィルター磁場および電子偏向磁場が重水素に最適化されることで、重水素運転時における電子ビーム電流が抑制され、重水素負イオンビームの電力向上に貢献できると期待される。

謝辞

本研究を行うにあたり、実験装置の開発から論文構成に至るまでご指導・ご鞭撻を賜りました、核融合科学研究所・総合研究大学院大学物理科学研究科の津守克嘉教授(主任指導教員)に深く御礼申し上げます。

本研究での様々なご指導に加え、開発用負イオン源の運転や実験に遅い時間までご協力いただいた核融合科学研究所の中野治久准教授(前副指導教員)に衷心より御礼申し上げます。

本研究の遂行および本論文の執筆あたり、数多くの助言や激励をいただきました、核融合科学研究所の永岡賢一教授(プラズマ加熱物理研究系主幹)、池田勝則助教、長壁正樹教授(大型ヘリカル装置計画実験統括主任・副指導教員)、竹入康彦特別研究員(前核融合科学研究所長)、量子科学技術研究開発機構の木崎雅志主任研究員(前副指導教員)に深く御礼申し上げます。

本論文をまとめるにあたり、ご指導いただきました総合研究大学院大学の森崎友宏教授、小林政弘准教授、東北大学大学院工学研究科の安藤晃教授、九州大学応用力学研究所の稲垣滋教授に御礼申し上げます。

負イオン源の運転や実験の補助、実験部品の加工など、広範囲にわたってご協力いただきました、核融合科学研究所技術部の香住輝雄氏(退職)、市川輝巳氏、塚本和広氏、渋谷真之氏に御礼申し上げます。

計測装置の設計開発にあたり、設計図面のご相談から部品の製作まで迅速に対応していただき、大変お世話になりました有限会社マサキの有満辰夫社長に御礼申し上げます。

同じ NBI グループの学生として実験の補助や日々の生活など、公私ともにお世話になりました中本峻也氏、濱嶋大河氏、清水星弥氏、Engrhyt Rattanawongnara 氏に深く感謝申し上げます。

博士課程の生活を送るにあたってお世話になりました河瀬広樹氏、木下稔基氏、山下東洋氏に御礼申し上げます。

学部時代より長きにわたり，理論から実験に至るまで熱心にご指導いただきました，同志社大学大学院理工学研究科の和田元教授に深く御礼申し上げます。

最後に，これまで私を支えていただいた家族と友人に，心より感謝申し上げます。