

磁気フィルター付水素負イオン源における 負イオンビーム空間的一様性の研究

— セシウム添加型負イオン源内での負イオン生成・輸送過程が
負イオンビーム強度分布に与える影響 —
(共同研究)

Spatial Uniformity of Negative Ion Beam
in Magnetically Filtered Hydrogen Negative Ion Source

— Effect of the H⁻ Ion Production and Transport Processes on the H⁻ Ion Beam
Intensity Profile in the Cs-Seeded Negative Ion Source —
(Joint Research)

高戸 直之 戸張 博之 井上 多加志 花田 磨砂也
関 孝義* 加藤 恒平* 畑山 明聖* 坂本 慶司

Naoyuki TAKADO, Hiroyuki TOBARI, Takashi INOUE, Masaya HANADA
Takayoshi SEKI*, Kyohei KATOH*, Akiyoshi HATAYAMA* and Keishi SAKAMOTO

核融合研究開発部門
加熱工学研究グループ

Plasma Heating Technology Group
Fusion Research and Development Directorate

本レポートは日本原子力研究開発機構が不定期に発行する成果報告書です。
本レポートの入手並びに著作権利用に関するお問い合わせは、下記あてにお問い合わせ下さい。
なお、本レポートの全文は日本原子力研究開発機構ホームページ (<http://www.jaea.go.jp/index.shtml>)
より発信されています。このほか財団法人原子力弘済会資料センター*では実費による複写頒布を行つております。

〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根 2 番地 4
日本原子力研究開発機構 研究技術情報部 研究技術情報課
電話 029-282-6387, Fax 029-282-5920

* 〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根 2 番地 4 日本原子力研究開発機構内

This report is issued irregularly by Japan Atomic Energy Agency
Inquiries about availability and/or copyright of this report should be addressed to
Intellectual Resources Section, Intellectual Resources Department,
Japan Atomic Energy Agency
2-4 Shirakata Shirane, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-1195 Japan
Tel +81-29-282-6387, Fax +81-29-282-5920

磁気フィルター付水素負イオン源における負イオンビーム空間的一様性の研究
—セシウム添加型負イオン源内での負イオン生成・輸送過程が
負イオンビーム強度分布に与える影響—
(共同研究)

日本原子力研究開発機構
核融合研究開発部門核融合エネルギー工学研究開発ユニット
高戸 直之^{*1}・戸張 博之・井上 多加志・花田 磨砂也・関 孝義^{*1}
加藤 恭平^{*2}・畠山 明聖^{*2}・坂本 慶司

(2008年1月23日受理)

セシウム添加型負イオン源から引き出された大電流密度負イオンビーム強度が空間的に非一様となるメカニズムを解明するため、JAEA 10 アンペア負イオン源内でのプローブ測定および負イオンビーム強度測定を行った。実験結果を考察するため、粒子(電子・原子・負イオン)軌道追跡およびレート方程式を用いた数値解析を行った。その結果、以下の知見が得られた。

- 1) セシウムを導入して負イオンの表面生成反応を促進した状態では、体積生成時とは逆に高い電子温度の領域で高い負イオンビーム強度が得られることを明らかにした。この原因を考察するため、表面生成負イオンの1次粒子である水素原子の挙動を粒子軌道計算によって解析した。その結果、原子生成が集中する電子温度の高い領域周辺でプラズマ電極表面に対する原子流束が局所的に増大し、負イオン表面生成に影響を与えることを指摘した。高い電子温度の領域においても負イオンビーム強度が減少しない原因として、表面生成された負イオンは高速電子によって破壊される前に引き出されることがレート方程式を用いた数値解析から推定された。
- 2) 負イオンビーム強度分布に影響を与える1次電子の挙動を粒子軌道計算により詳細に調べた結果、1次電子は $B \times \nabla B$ ドリフトによってイオン源内で局在化することを再確認した。フィラメントの配置を改良して1次電子のドリフトを抑制することにより、負イオンビーム強度の空間的非一様性が改善されることを示した。

那珂核融合研究所(駐在):〒311-0193 茨城県那珂市向山 801-1

※ 特別研究生(慶應義塾大学)

*1 (株)日立製作所

*2 慶應義塾大学

Spatial Uniformity of Negative Ion Beam
in Magnetically Filtered Hydrogen Negative Ion Source
— Effect of the H⁻ Ion Production and Transport Processes on the H⁻ Ion Beam Intensity Profile
in the Cs-Seeded Negative Ion Source —
(Joint Research)

Naoyuki TAKADO[※], Hiroyuki TOBARI, Takashi INOUE, Masaya HANADA, Takayoshi SEKI^{*1},
Kyohei KATOH^{*2}, Akiyoshi HATAYAMA^{*2} and Keishi SAKAMOTO

Division of Fusion Energy Technology
Fusion Research Development Directorate
Japan Atomic Energy Agency
Naka-shi, Ibaraki-ken

(Received January 23, 2008)

The origin of the H⁻ ion beam non-uniformity under the Cesium seeded condition was studied in the JAEA 10 Ampere negative ion source by measuring the profiles of the beam intensity and plasma parameters. The numerical analyses, such as the trace of particles (the electron, the H⁰ atom and the H⁻ ion) trajectories using the Monte Carlo method, were also applied to consider the experimental results. As a result, a new knowledge has been obtained as follows:

- 1) Under the Cesium seeded condition, a high current density beam of the H⁻ ion was extracted from higher electron temperature region in contrast with the pure volume condition. To explain the reasons for the difference of beam profiles, the H⁰ atoms which are primary particles of the H⁻ ions in the surface production process were numerically traced by using the Monte Carlo method. The result indicates that the H⁰ atom flux locally increases near the high electron temperature region in which the H⁰ atom production is enhanced, and possibly affects the H⁻ ion surface-production profile. As a factor contributing to the increase of the H⁻ ion beam intensity near the high electron temperature region, the numerical analysis using rate equation suggested that the most surface-produced H⁻ ions were extracted before the destruction by high energy electrons.
- 2) The first electrons which affect the H⁻ ion beam profile were numerically traced. As a consequence, the localization of the first electrons by the $B \times \nabla B$ drift was reconfirmed. By changing the filament positions to suppress this electronic drift, the H⁻ ion beam uniformity was improved.

Keywords: Negative Ion, H⁻, Ion Source, Ion Beam, Uniformity

※ Fellow of Advanced Science (Keio University)

*1 Hitachi Ltd.

*2 Keio University

目次

1. 序論	1
1.1 研究背景.....	1
1.2 研究目的.....	2
1.3 本論文の構成	3
2. 負イオンの生成および消滅反応	4
2.1 体積生成.....	4
2.2 表面生成.....	4
2.3 消滅反応.....	5
2.4 負イオン源に要求される仕様.....	6
3. 実験装置.....	7
3.1 JAEA 10 アンペア負イオン源	7
3.2 計測器	8
4. 数値計算.....	11
4.1 電子軌道計算	11
4.2 中性粒子軌道計算	11
5. 負イオン生成とビーム一様性.....	13
5.1 負イオン生成と電子温度との関係.....	13
5.2 負イオンの表面生成に関する考察.....	14
5.2.1 負イオンの生存率.....	14
5.2.2 プラズマ電極表面の仕事関数分布	16
5.2.3 プラズマ電極表面への正イオン流束分布.....	18
5.2.4 プラズマ電極表面への原子流束分布.....	19
5.3 非一様性発生の原因のまとめ	24
6. 1 次電子制御による負イオンビーム一様性の改善	25
6.1 イオン源内の 1 次電子の軌道追跡.....	25
6.2 電子ドリフト制御によるビーム一様性改善	27
7. 結論	30
謝辞.....	31
参考文献	32
付録 A 体積生成負イオンビームの一様性.....	36
付録 B 数値計算に用いた定数	41
B.1 通過確率の計算	41
B.2 負イオン変換効率	42

Contents

1. Introduction	1
1.1 Background.....	1
1.2 Objective of This Work.....	2
1.3 Structure of This Thesis.....	3
2. Negative Ion Production and Destruction Processes	4
2.1 Volume Production Process	4
2.2 Surface Production Process.....	4
2.3 Destruction Process	5
2.4 Requirement for the Performance of the Negative Ion Source	6
3. Experimental Setup	7
3.1 JAEA 10 Ampere Negative Ion Source	7
3.2 Measuring Instruments	8
4. Numerical Analysis	11
4.1 First Electron Orbit.....	11
4.2 Neutral Particle Orbit	11
5. H ⁻ Ion Production and Beam Uniformity.....	13
5.1 Relation of the Electron Temperature to the H ⁻ Ion Production	13
5.2 Discussion about the H ⁻ Ion Production	14
5.2.1 Survival Rate of the H ⁻ Ion.....	14
5.2.2 Distribution of the Work Function on the Plasma Grid	16
5.2.3 Distribution of the H ⁺ Ion Flux to the Plasma Grid.....	18
5.2.4 Distribution of the H ⁰ Atom Flux to the Plasma Grid	19
5.3 Summary of the Origin of the Beam Non-Uniformity	24
6. Improvement of the H ⁻ Ion Beam Uniformity by Controlling First Electrons	25
6.1 First Electron Orbit in the Ion Source	25
6.2 Improvement of the H ⁻ Ion Beam Uniformity by Controlling the Electron Drift	27
7. Conclusion	30
Acknowledgement.....	31
References	32
Appendix A Uniformity of the Volume Produced Negative Ion Beam.....	36
Appendix B Constant for the Numerical Analysis	41
B.1 Transmission Probability	41
B.2 Surface Production Rate	42

1. 序論

1.1 研究背景

現在稼動中である JT-60U[1.1]や LHD[1.2]の核融合プラズマを加熱する方法として、主に中性粒子入射装置(Neutral Beam Injector: NBI)が用いられている。欧州に建設されることになった国際熱核融合実験炉(ITER)[1.3-4]や原型炉[1.5]においても、NBI がプラズマ加熱を担い得るとして有望視されている。

ITER で通常の運転モードと想定されている高閉じ込めモード(H モード)に遷移させるためには約 40 MW の入力パワーが必要とされており、これを NBI と高周波加熱により担う。NBI は 1 基あたり 16.7 MW(合計 2 基)の重水素粒子を最大 3600 秒間・ビームエネルギー 1 MeV で入射し、プラズマ加熱を行う[1.6]。

NBI では、まずイオン源と加速器を用いて高エネルギーイオンビームを生成する。イオンビームのままでは核融合プラズマ閉じ込め用の磁場によって軌道を曲げられてしまうため、イオンビームを中性化した後にプラズマへ入射する。Figure 1.1 にイオンの中性化効率(出射中性粒子数/入射イオン数)と水素イオンビームのエネルギーとの関係を示す。従来多くの NBI で、正イオンビームをガスセルに入射し、荷電交換反応により中性粒子ビームに変換する手法がとられてきた。核融合炉の大型化に伴い、プラズマ中心にビームを到達させるためにはより高いエネルギーを有するビームが必要となる。ビームエネルギーの増加と共に正イオンから中性粒子への変換効率は低下し、ITER で必要とされる 1 MeV のビームを用いた場合には中性化効率がほぼゼロになる。これに対し負イオンを用いた場合は、400 keV 以上の高エネルギービームに対しても 60% 程度の中性化効率が得られる[1.7]。さらに、負イオンビームとプラズマ中性化セル[1.8]またはレーザー中性化セル[1.9]を組み合わせることにより、80-90% の高

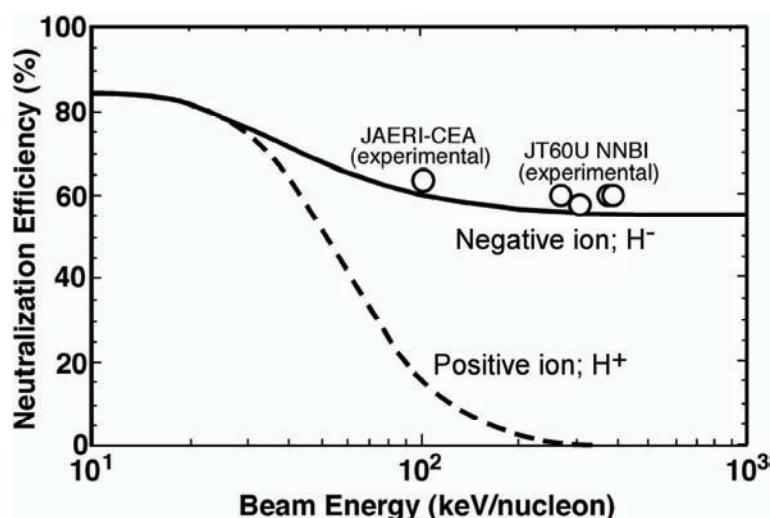


Fig. 1.1. Neutralization efficiency of the H^+ ion and the H^- ion beam[1.7].

い中性化効率が得られるとされている。この高い中性化効率が重視され、JT-60U や LHD で採用されているとともに ITER を含む将来の核融合炉用中性粒子入射加熱装置(NBI)の主流となっている。

1.2 研究目的

JT-60U をはじめとする核融合プラズマ加熱用の大型負イオン源では、負イオンビーム強度分布の空間的非一様性が観測されている[1.10-11]。このビーム強度の空間的非一様性によって、ビームレットの発散角が局所的に増大する。発散したビームが加速電極やビームライン機器に照射することで、(1)熱負荷上昇によるビーム入射性能の制限、(2)二次電子放出による耐電圧性能の低下、(3)ビーム入射効率の低下、などの問題が生じる。例えば JT-60U 用 N-NBI システムは 2 基の負イオン源が設置されており、1 基当たり定格 10 MW・ビームエネルギー 500 keV・ビーム入射時間 10 s であるが、Table 1.1 に示すようにビーム入射時間を除いては設計値通りの性能を引き出すことができない。このため、負イオン電流密度 200 A/m²・総電流値 40 A が要求される ITER、さらには原型炉を見据えた高性能 NBI の開発には、負イオンビーム強度の空間的一様性を改善することが不可欠である。

これまでにも、原子力機構では負イオンビームの一様性改善に関する研究を行ってきた。その結果体積生成時には、1 次電子がイオン引き出し領域へ局所的に漏洩することによって負イオンの消滅反応が局所的に促進され、負イオンビーム強度が空間的に非一様となることを実験的に明らかにしている（付録 A 参照）。一方 JT-60U で用いられ、かつ ITER でも想定されているセシウムを添加し表面生成を促進した状況下では負イオン生成に寄与する過程が異なるため、負イオンビームが空間的に非一様となる原因是異なると考えられる。

そこで本論文では、セシウムを添加した負イオン源から引き出される大電流密度負イオンビームを対象とし、負イオンビーム強度の空間分布が非一様となるメカニズムを特定し、その改善策を見出すことを目的とする。

Table 1.1. Performance of the JT-60U N-NBI system [1.11-12].

Beam species	Beam energy(keV)	Injection power(MW)	Accelerated current(A)	Pulse duration(s)	Ion source
D	400	5.8	49.2	0.9	Two
D	402	5.1	43.8	0.9	Two
D	360	1.0	~5.0	25	One
H	381	6.2	56.4	1.6	Two
H	418	3.4	27.2	0.3	One
H	355	2.6	23.6	10	One

1.3 本論文の構成

本論文の構成は全 7 章からなる。第 2 章には負イオンの生成および消滅反応の特徴を述べ、負イオン源に要求される仕様について示す。第 3 章では、本研究で用いた実験装置の詳細を述べる。実験結果の解析に用いた数値計算モデルについては第 4 章で説明する。第 5 章では、セシウム添加時の負イオン生成・消滅に影響を与える電子温度・プラズマ電極表面の仕事関数・水素イオンおよび原子の関係を実験的に調べ、数値解析を併用し結果を検討する。第 6 章では、負イオンビーム強度分布に影響を与える 1 次電子の軌道を解析し、これを制御することによるビーム一様性改善の試みについて議論する。以上の研究成果を第 7 章にまとめた。

2. 負イオンの生成および消滅反応

2.1 体積生成

体積生成法は、プラズマ中で進行する衝突・励起・解離などのプロセスを通じて負イオンを生成する方法である。体積生成過程では以下に示す2段階過程で負イオンが生成されると考えられている[2.1]。



第1段階として、(2.1)式のように水素分子が高速電子 e_{fast} と衝突することにより v 番目の振動励起状態に励起される。(2.2)式に示す反応は解離性付着(Dissociative Attachment: DA)と呼ばれる反応であり、1 eV 程度の低エネルギー電子 e_{slow} が振動励起分子に付着し、解離する際に負イオンが生成される反応である。Figure 2.1 に示すように振動励起準位が高いほど第2段階である(2.2)式の反応が起こりやすいことが報告されている[2.2-3]。

2.2 表面生成

表面生成法では、正イオンや中性粒子と仕事関数の低い金属表面との相互作用により負イオンが生成される[2.4-5]。

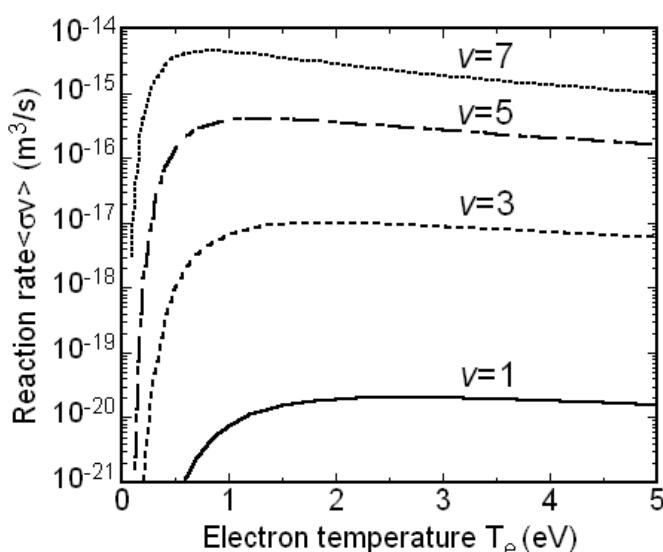


Fig. 2.1. Reaction rate of the dissociative attachment process[2.2-3].

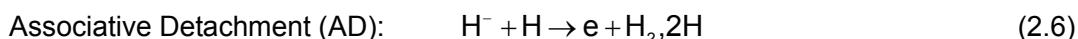
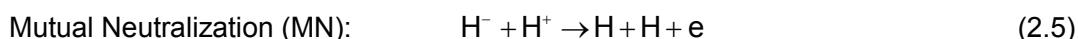
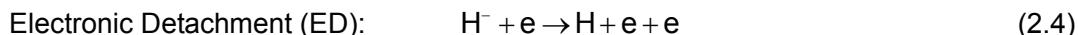


負イオンの表面生成機構には未解明な点が残されているが、金属表面の仕事関数の減少と共に負イオン電流値が上昇することは明らかにされている[2.6-8]。そこで一般的にセシウム蒸気をイオン源内に導入し、金属表面の仕事関数を減少させることが行われている。金属表面のセシウム原子層の厚みが平均して 0.6 原子層程度となったとき、仕事関数の値が最小値を持つことが実験的に示されている[2.9-10]。したがって最適な負イオン電流値を得るために、金属表面の温度を加減することでセシウムの金属表面に対するリサイクリング量を制御し、金属表面におけるセシウム原子層の厚みを調整することが必要となる。

この方法の大きな特徴は、大量の負イオン(体積生成法の 2-5 倍)が得られることである。

2.3 消滅反応

イオン源内で生じる負イオンの消滅反応は、主に以下の 3 つの反応が挙げられる[2.11]。



上記過程の反応率 $\langle\sigma v\rangle$ の電子温度依存性を Fig. 2.2 に示す。MN・AD 反応は関与する粒子が正イオン及び中性粒子であるため、直接的に電子温度依存性を持たない。これに対し ED 反応は強い電子温度依存性を持つ。したがって電子温度が 1 eV 程度の低温プラズマにおいては MN 反応が主要な負イオン消滅反応となるが、電子温度が 1 eV を越えるあたりから ED 反応が支配的となり、電子温度の増加とともに負イオン消滅の反応率は増加し続ける。

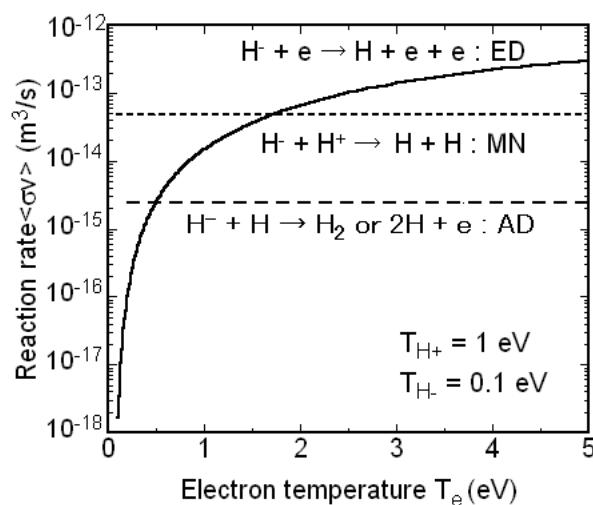


Fig. 2.2. Reaction rate of the H^- ion destruction reactions[2.11].

2.4 負イオン源に要求される仕様

以上の負イオンの生成、消滅反応の特徴から、負イオン源に要求される仕様を挙げると以下のようなる。

体積生成反応を促進するためには、振動励起分子が関与するため多くの分子ガスを必要とするが、加速部における負イオンと中性粒子の衝突による中性化損失を抑えるためにイオン源内のガス圧を低く抑えなくてはならない(JT-60U および ITER 用負イオン源では 0.3 Pa 以下)。低いガス圧で大電流密度の負イオンビームを得るため、大型負イオン源では通常セシウムを導入して表面生成反応を促進している。

振動励起分子の生成には 4 eV 以上の電子を必要とするが、イオン引き出し領域では(2.4)式に示す負イオンの消滅反応を抑えなくてはならない。すなわちプラズマ及び振動励起分子を生成するために最適な電子温度と、負イオンを生成し引き出すために最適な電子温度は異なる。そこで従来負イオン源では Fig. 2.3 に示すように“磁気フィルター”[2.12]と呼ばれる一様な横磁場(最大値 80 Gauss 程度)を用いて放電室を二分し、プラズマを生成する高温の“ドライバー領域”(電子温度 4 eV 以上)に対し負イオンを生成し引き出す“引き出し領域”的電子温度を 1 eV 程度に制御している。フィルター磁場により電子温度が制御される理論はまだ確立されてはいないが、電子温度によって磁場を横切る拡散係数が異なること[2.13]、電子の運動エネルギーによって揺動電場と磁場による $E \times B$ ドリフトの影響力が異なること[2.14]などが考えられている。

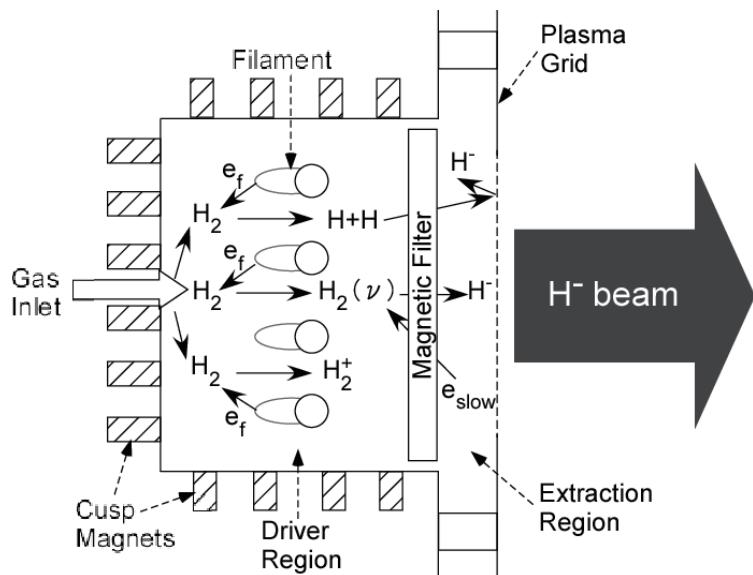


Fig. 2.3. Schematic of a negative ion source with the magnetic filter.

3. 実験装置

3.1 JAEA 10 アンペア負イオン源

本研究で用いた JAEA 10 アンペア負イオン源[3.1]の模式図を Fig. 3.1 に示す。JAEA 10 アンペア負イオン源は短手方向(X)240 mm, 長手方向(Y)480 mm, ビームライン軸方向の深さ(Z)203 mm の矩形の放電室を有する負イオン源である。本研究ではビームライン軸と PG 表面の交点を原点とする右手系の座標を用いる。加速部はプラズマ電極(Plasma Grid: PG)・引き出し電極(EXtraction Grid: EXG)・電子抑制電極(Electron Suppression Grid: ESG)および接地電極(Grounded Grid: GG)からなる。イオン源内の水素ガス圧力は 0.3 Pa に制御し、フィラメント陰極(タンゲステン, $\phi=1$ mm, イオン源長手方向 $Y=\pm 162$ mm, ± 54 mm の位置に 4 対・計 8 本)と放電容器間のアーク放電(アークパワー: 4-30 kW)により水素プラズマを生成した。プラズマ閉じ込め用のラインカスプ磁場を形成するため、放電容器に側壁各 5 本・上下壁各 4 本・後壁 6 本の永久磁石を取り付けた。側壁のカスプ磁石は PG 側より#1 から#5 と定義する。電子温度制御用の磁気フィルターは、放電容器の長手方向両側 $Z=14$ mm の位置に配置した一対の大型永久磁石を用いて印加した。磁気フィルターの強度は PG 表面からフィラメントの位置までの磁場強度の積分値として定義され、本実験での磁気フィルター強度は 623 G·cm であった。長手方向に一様なフィルター磁場強度を得るために磁石を配置するため、イオン源上下部の $X=0$ の位置で異極のカスプ磁石同士が接する部分が存在する。この部分をカスプジャンクションと呼ぶ。フィルター磁場によって区切られた 2 つの領域のうち、プラズマを生成する領域をドライバー領域、負イオンを生成し引き出す PG 近傍の領域を引き出し領域と呼ぶ。引き出し領域に面する PG 多孔部(PG 表面の X 方向 140 mm, Y 方向 340 mm の領域に 27×14 個の孔が存在)から静電的に負イオンを引き

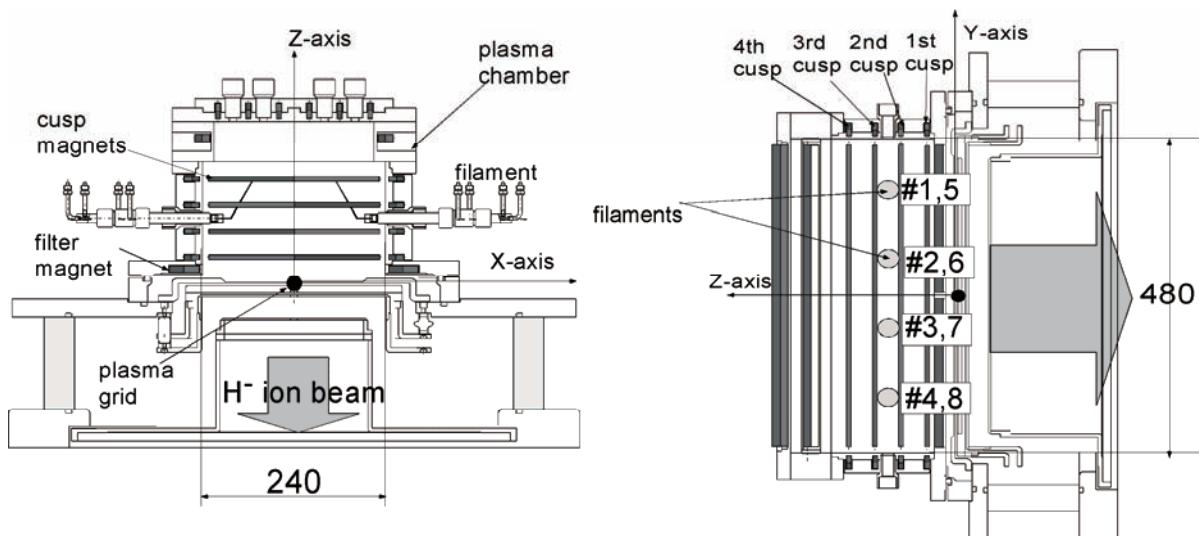


Fig. 3.1. Horizontal and longitudinal view of the JAEA 10 Ampere negative ion source.

出し、最大 50 keV まで加速した。引き出される電子電流量を抑制するため、放電容器に対し PG に +2 V 程度のバイアス電圧を印加した。

3.2 計測器

JAEA 10 アンペア負イオン源には、引き出したビーム強度の計測用に多チャンネルカロリーメータが、放電室内のプラズマパラメータ計測用にはラングミュアプローブが設置されている。以下にこれらの詳細を述べる。

多チャンネルカロリーメータは Fig. 3.2 に示すようにイオン源から下流 850 mm の位置に設置し、ビーム強度の空間分布を熱的に測定した。カロリーメータチップの温度上昇 ΔT (K) から負イオンビーム強度(電流密度) j (A/m^2) は以下のように求まる。

$$j = \frac{c \times M \times \Delta T}{\Delta t \times E \times S} \quad (3.1)$$

ここで、 c はカロリーメータチップの比熱($JK^{-1}g^{-1}$)、 M はチップ質量(g)、 Δt はビームパルス幅(s)、 E はビームエネルギー(eV)、 S はチップ受熱面積(m^2)を表す。なおチップの材質はモリブデン($c=0.242$

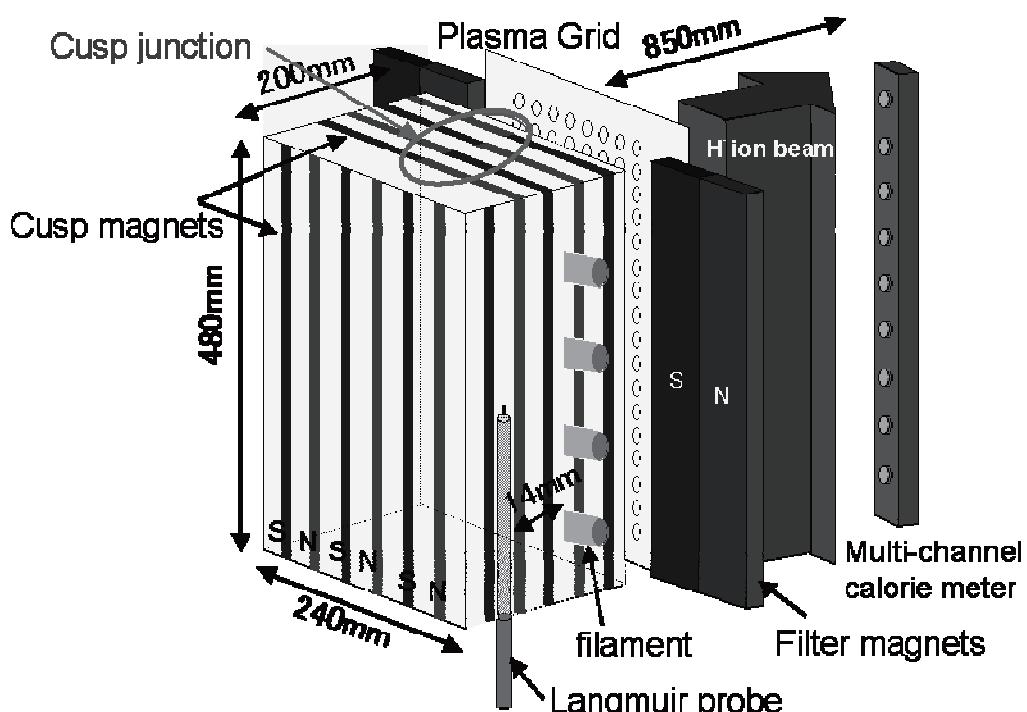


Fig. 3.2. Schematic view of the 10 Ampere negative ion source and set up of diagnostics tools.

$\text{JK}^{-1}\text{g}^{-1}$)であり、直径 5 mm の円形の受熱面積を持ち、質量は約 1 g である。

イオン源内のプラズマパラメータ(電子温度・プラズマ密度・およびプラズマ電位)はラングミュアプローブ法を用いて測定した[3.2]。本実験では、直径 0.5 mm・長さ 1-2 mm の白金製の円筒形シングルプローブを使用した。

負イオン表面生成時に重要なパラメータとなる PG 表面の仕事関数は、レーザー照射による光電子放出を利用して計測した。Figure 3.4 に仕事関数測定系の概念図を示す。4 種類の波長(458, 488, 514, 633 nm)のレーザーを PG 表面に照射し、表面から放出する光電子電流量 I_{pe} から以下に示される Fowler の関係式[3.3]を用いて PG 表面の仕事関数 ϕ_w を算出した[3.4]。(ただし、633 nm の場合、光子エネルギーは 1.9 eV と低く、セシウムを導入しても仕事関数が同程度までしか低下しない表面から有為な光電子電流を得ることは困難であった。)

$$\frac{I_{\text{pe}}}{P_{\text{laser}}} = A \frac{(h\nu - \phi_w)^2}{(U_0 - h\nu)^{\frac{1}{2}}} \quad \text{for } \phi_w < h\nu \quad (3.2)$$

ここで、 A ：比例係数、 $h\nu$ ：光のエネルギー、 U_0 ：表面ポテンシャル障壁、 P_{laser} ：レーザーパワー、である。この中で未知数は $A \cdot \phi_w \cdot U_0$ の 3 つであるため、Fig. 3.5 に示すように最低 3 波長以上のレーザーを用いた測定結果から関数を内挿し、 $I_{\text{pe}}/P_{\text{laser}}$ がゼロとなる点から仕事関数を計算した。測定時には、接地された放電容器に対し PG に-40 V 程度のバイアス電圧を印加し、収集した光電子電流は 100 kΩ の測定抵抗を用いて測定した。PG 表面の仕事関数は PG の温度に依存するため(2.2 節参照)、アルメル・クロメリ熱電対を用いてレーザー照射点付近の PG 表面温度を測定した。

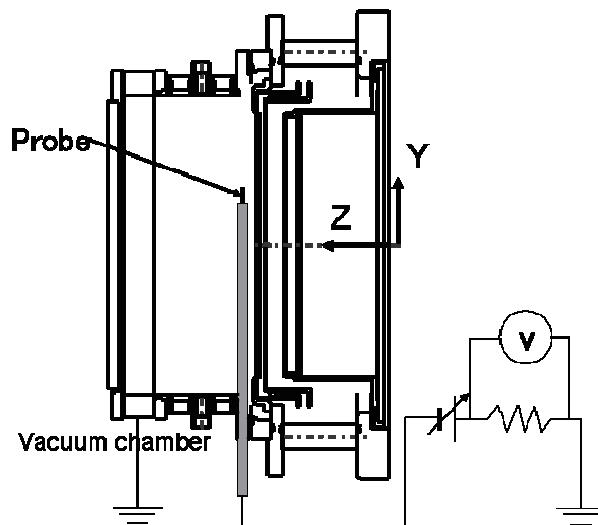


Fig. 3.3. Schematic view of a probe diagnostic system.

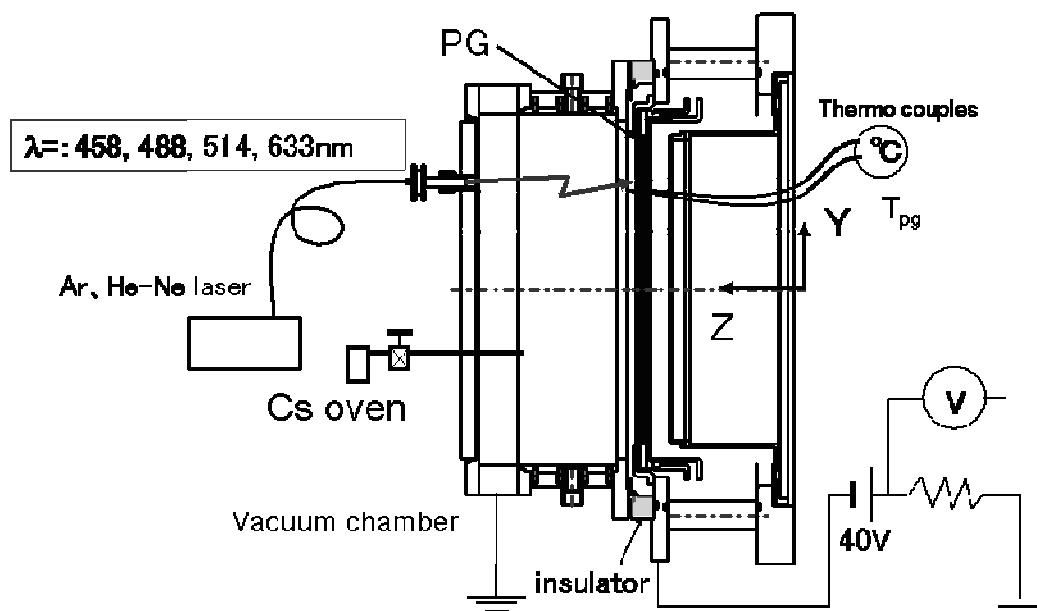


Fig. 3.4. Setup for the work function measurement.

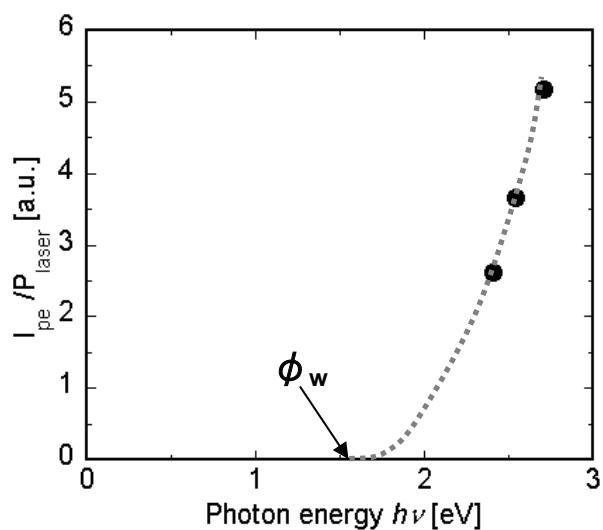


Fig. 3.5. Fowler plot and work function.

4. 数値計算

4.1 電子軌道計算

陰極から放出した 1 次電子の挙動を理解するため、原子力機構において開発された電子軌道計算コード ELEORBIT[4.1]を用いた解析を行った。ELEORBIT は、永久磁石群による磁場および電流による磁場を重ね合わせてイオン源内部における磁束密度分布を計算する。そして計算された磁場を用いて以下に示す電子の運動方程式を解き、電子軌道追跡を行う。

$$\frac{d\mathbf{X}}{dt} = \mathbf{V} \quad (4.1)$$

$$m_e \frac{d\mathbf{V}}{dt} = e(\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (4.2)$$

ここで、 \mathbf{X} : 位置ベクトル、 \mathbf{V} : 速度ベクトル、 m_e : 電子の質量、 e : 素電荷、 \mathbf{B} : 磁束密度ベクトル、である。

計算時間幅 Δt はラーマ周期の 1/10 程度として計算を行っている。一般的には電場の項が(4.2)式に入るが、本コードではイオン源内における電位分布を一様と仮定し無視している。高速電子とイオン・電子および中性粒子との衝突によるエネルギー緩和の効果も本コードでは考慮されていない。

ELEORBIT と同様の計算を慶應義塾大学でも行っており[4.2-3]、双方の計算結果を用いて解析を行った。

4.2 中性粒子軌道計算

表面生成負イオンの 1 次粒子である水素原子の挙動を理解するため、中性粒子軌道解析を行った。中性粒子軌道は、慶應義塾大学において開発された中性粒子輸送コード[4.4-5]を用いて追跡した。このコードは、イオン源内部における中性粒子（振動励起状態を含む分子および電子励起状態を含む原子）の密度および流束分布を 3 次元モンテカルロシミュレーションにより計算するものである。本研究では負イオン表面生成に深く関わる水素原子の挙動について焦点をあて、粒子種を基底水素原子のみに限定した計算を行った。計算の際に仮定した事項は以下の通りである。

- 計算対象は 10 アンペア負イオン源 (240 mm×480 mm×200 mm) の内部 (PG まで) とし、原点を PG 中心の表面上とする右手系の座標を設定した。
- 原子は生成点より等方的にエネルギー 2.15 eV (フランクコンドン原子) で飛び出させた。
- 原子の消滅過程として、壁での吸着・負イオン化および PG からの流出のみを考慮し、電子衝突による正イオン化は考慮していない。この仮定を用いた理由は、正イオン化による原子の消滅までの平均自由行程が 2 m 弱とイオン源サイズに比べ充分に長く、原子のほとんどが壁で損失するため

である[4.6].

- 文献値[4.7-9]より、壁での吸着確率は 10%に設定した.
- PG 表面に入射した粒子が PG の孔に入る確率は 21%(PG 面積に対する孔総面積の比)であり、PG 孔に入った粒子が電子抑制電極(ESG)を通過する確率は 24%となる(付録 B.1 参照). したがって PG に入射した原子が孔から抜け出る確率は 5%となる. しかしこの計算では加速電極等での原子の吸着を考えていないので通過確率を過小評価している. そこで、PG 孔に粒子が入った場合はそのまま消滅すると仮定した計算も行った.
- PG 表面における原子の負イオン変換効率(PG に入射した原子が負イオンとして反射される割合)は Rasser の式[4.10]を用いて速度依存性を持たせた. その結果、原子の初期エネルギー 2.15 eV 程度での負イオン変換効率は 3%程度となった(付録 B.2 参照).
- これらの消滅過程を考慮した場合、PG 面における原子の反射確率は、加速電極などでの原子の吸着を考えない場合 83%, 吸着を最大限考えた場合 69%となる.
- 壁で反射した原子は余弦法則に従って壁から放出させた.
- 十分な計算精度を得るために、 10^5 個以上のテスト粒子を用いて計算を行った.

以上の仮定を用いて計算を行い、PG 表面に対する原子流束分布を求めた.

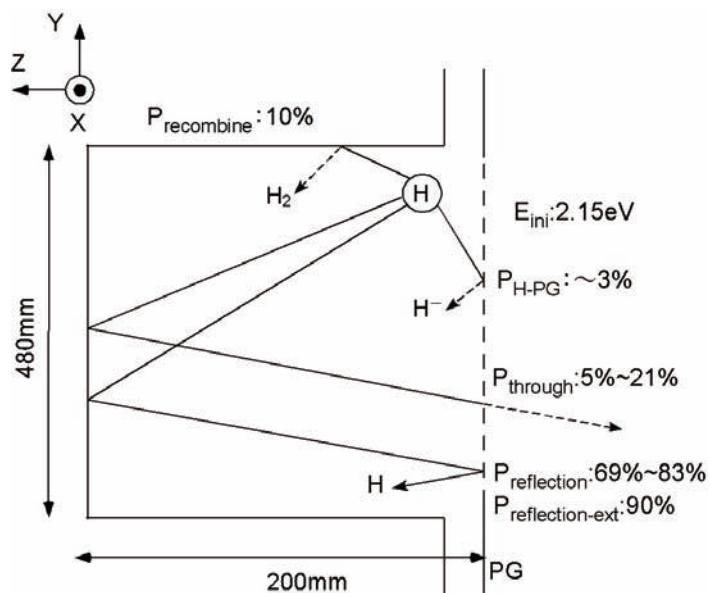


Fig. 4.1. H^0 atom transport model.

5. 負イオン生成とビーム一様性

5.1 負イオン生成と電子温度との関係

負イオン源内にセシウム(Cs)を添加して負イオンが主に表面生成過程により生成される状態で、イオン源内のプローブ測定及び引き出された負イオンビームの強度測定を行った。イオン源内ガス圧: $P_s = 0.3 \text{ Pa}$ ・アークパワー: $P_{arc} = 10 \text{ kW}$ ・PG 表面温度: $T_{pg} = 240$ 度の条件下で測定された、Cs 添加前後の引き出し領域($Z=14 \text{ mm}$)の電子温度および負イオンビーム強度の長手方向分布を Fig. 5.1 に示す[5.1]。ただし電子温度分布の測定は、Cs 導入前は $X=14 \text{ mm}$ の位置で、Cs 添加後は $X=40 \text{ mm}$ の位置で行った。電子温度分布には Cs 添加前後でほぼ変化が見られないが、負イオンビーム強度は Cs 添加時に 4 倍程度増大し、さらに長手方向の分布の勾配が逆転していることがわかる。すなわち体積生成時とは異なり、Cs 添加時(表面生成時)には電子温度の高い領域で高い負イオンビーム強度が得られることが判明した。

Figure 5.1 より、長手方向のそれぞれの位置での電子温度を横軸に、ビーム強度を縦軸にとると Fig. 5.2 に示すような電子温度と負イオンビーム強度との関係が得られる。Figure 5.2 が示すように、体積生成の場合は電子温度の高い領域から引き出した負イオンビーム強度は低い(電子温度が 1 eV の領

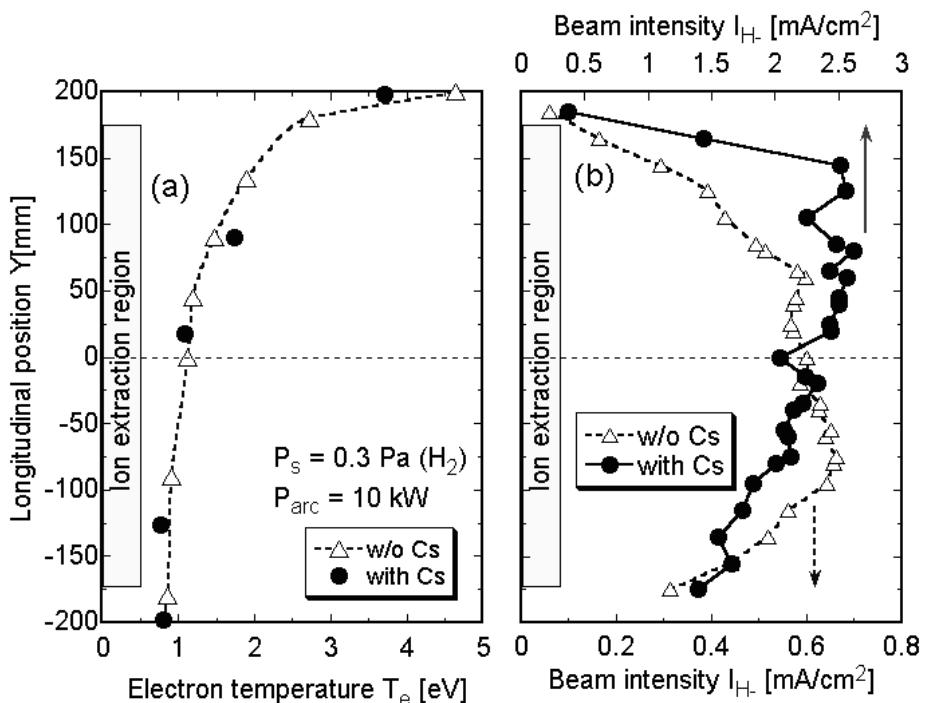


Fig. 5.1. Longitudinal distribution of (a) the electron temperature at $X=18 \text{ mm}$, $Z=14 \text{ mm}$ and (b) the H^- ion beam intensity with and without Cs.

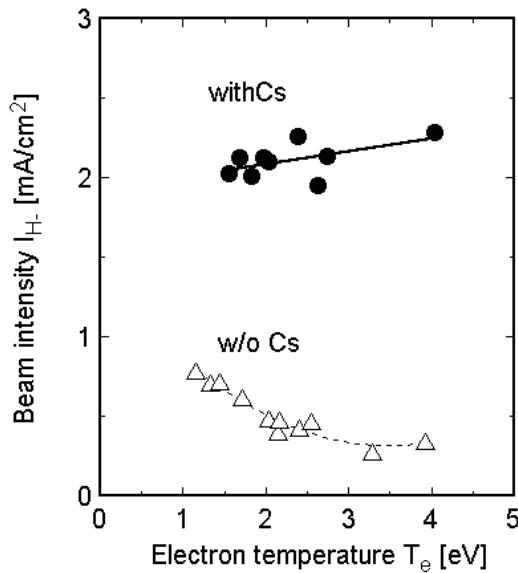


Fig. 5.2. Dependence of the H^- ion beam intensity with/without Cs on the electron temperature.

域から引き出したビーム強度に対し、2 eV の領域から引き出したビーム強度は 60% 程度に低下). 理論的には電子温度が 1 eV から 2 eV に上昇することで負イオン電流密度は約 1/2 に減少することが指摘されており(付録 A 参照), 実験値と概ね一致する. これに対し表面生成の場合は、電子温度が 4 eV 程度の領域からも高い強度の負イオンビームが引き出される.

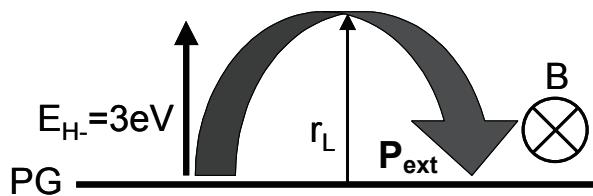
この結果から、表面生成時には体積生成時のような負イオン生成量の明確な電子温度依存性は現れないことが明らかとなった. すなわち、引き出し領域における負イオンの電子剥離が支配的にはならず、電子温度が高い領域からより多くの負イオンビームを引き出し得ることが新たに判明した.

5.2 負イオンの表面生成に関する考察

5.2.1 負イオンの生存率

電子温度の高い領域から多くの負イオンビームを引き出し得る原因を理論的に説明するため、Fig. 5.3 に示す簡易モデルを作り、表面生成された負イオンが引き出されるまで破壊されない確率=生存率の電子温度依存性を計算した. 以下にモデルの説明を示す.

- 表面生成負イオンが再びプラズマ電極(PG)まで戻ってくる確率を計算する.
- 表面生成負イオンはプラズマ電位(シース電位)によってイオン源中心方向に加速される. 今回は実験結果より 3 eV を仮定した.
- 負イオンの消滅反応としては 2.3 節に示した 3 種類の反応(電子衝突による電子剥離反応: ED, 正/負イオンの相互中性化反応: MN, 負イオンと原子との付着性解離反応: AD)を考慮する.

Fig. 5.3. Transport model of the surface-produced H^- ion on the PG.

- 負イオンはラーマ運動で PG に戻ってくるとし、弾性衝突は考慮しない。

このモデルを用いた場合、負イオンが引き出されるまでの生存率 P_{ext} は負イオンのラーマ半径 r_L を用いて以下のように計算される。

$$P_{\text{ext}} = \exp\left(-\frac{\pi r_L}{\lambda_{\text{tot}}}\right), \quad (5.1)$$

$$r_L = \frac{m^- v_{H^-}}{qB},$$

$$\frac{1}{\lambda_{\text{tot}}} = \frac{1}{\lambda_{\text{ED}}} + \frac{1}{\lambda_{\text{MN}}} + \frac{1}{\lambda_{\text{AD}}},$$

$$\lambda_x = \frac{v_{H^-}}{n_A \langle \sigma v_x \rangle}$$

ここで、 m^- : 負イオンの質量、 v_{H^-} : 負イオンの速さ、 q : 電荷、 B : 磁束密度、 λ_x : 反応 X の平均自由行程、 n_A : 衝突相手 A 種の密度、 $\langle \sigma v_x \rangle$: 反応 X の反応率である。

$P_s=0.3$ Pa, 分子の解離度: $P_{\text{diss}}=10\%$, プラズマ密度: $n_p=5\times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, $B=80$ Gauss, 正イオン温度: $T_{H^+}=1$ eV, 負イオン温度: $T_{H^-}=3$ eVを仮定して(5.1)式を計算し、求めた生存率 P_{ext} の電子温度依存性を Fig. 5.4(a)に示す。表面生成負イオンの初期エネルギーはシース電位による加速で決まると考えられ、測定したプラズマ電位(放電容器に対するプラズマの電位)の大きさ 5-6 V に対し、電子電流抑制用の PG バイアス電圧を 2-3 V 印加しているため、PG 表面で生成された負イオンが電位によって正味得るエネルギーとして 3 eV と定めた。Figure 5.4(a)には体積生成負イオン密度の電子温度依存性も合わせて示した(付録 A 参照)。体積生成された負イオンは一定確率で引き出されると仮定した場合、負イオン密度比は負イオン生存率と同等と考えることができる。Figure 5.4(a)より、電子温度が 1 eV から 2 eV に上昇することで表面生成負イオンの生存率が 10%程度減少する。これに対し体積生成の場合は、電子温度が 1 eV 上昇する毎に負イオン密度が 50%以上減少する。この結果、表面生成負イオンの生存率は電子温度依存性が弱いことがわかった。この原因として表面生成負イオンが長い平均自由行程を有することが考えられる。

Figure 5.4(b)には、表面生成負イオンとして運動エネルギー 3 eV を与えた場合と体積生成負イオン

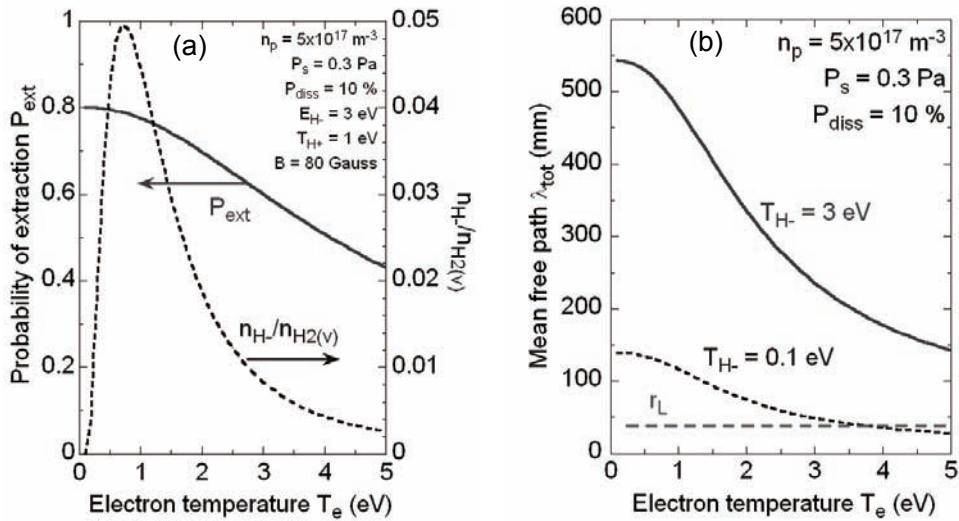


Fig. 5.4. (a) Provability of the extraction and (b) the mean free path of the H^- ions as a function of the electron temperature.

として生成エネルギー程度の 0.1 eV を与えた場合に計算された、消滅までの平均自由行程を示した。Figure 5.4(b)よりエネルギー 3 eV を持つ表面生成負イオンは、エネルギー 0.1 eV を持つ体積生成負イオンに対し約 5 倍の平均自由行程を持つ。また表面生成負イオンの消滅までの平均自由行程は、電子温度が 5 eV まで高くなっても 150 mm 程度の長さを保っている。これはラーマ半径 r_L の長さ 38 mm の約 4 倍である。

この結果から、表面生成負イオンの生存率が弱い電子温度依存性を持つ原因として、負イオンの動きが引き出し領域の磁場によって制限され、負イオンが消滅する前に引き出されることが考えられる。したがって Cs 添加時における負イオンビーム強度の非一様性発生の原因是、高速電子などとの衝突による負イオンの消滅量がイオン源内で非一様となるためではなく、PG 表面における負イオン生成量が非一様となるためであると考えられる。

5.2.2 プラズマ電極表面の仕事関数分布

2.2 節で示したように、負イオンの表面変換効率はプラズマ電極(PG)表面の仕事関数の値に強く依存する。従って PG 表面の仕事関数が非一様であれば表面生成される負イオン量も非一様となり、引き出される負イオンビーム強度もまた非一様となることが考えられる。このため PG 表面における仕事関数の長手方向分布を測定した。測定は $X=40 \text{ mm}$, $Y=\pm 198, 90, -54, -128 \text{ mm}$ の各位置で行った。Figure 5.5 に $P_{\text{arc}}=6 \text{ kW} \cdot P_s=0.3 \text{ Pa}$ の条件下で測定した、PG 温度が 60 度および 200 度の(a)ビーム強度および(b)仕事関数の長手方向分布を示す[5.1]。

Figure 5.5(a)に示すように、PG の表面温度を変化させることでビーム電流値が増減する。PG 表面温度が最適値と比較して低温の場合(60 度)では Cs の蒸着量が最適値と比べ多くなるため PG 表面の

仕事関数が上がり、ビーム強度が減少する。PG表面の温度を上げることで(200度)Csの蒸発が促進され、表面の蒸着量が最適値に近づくため仕事関数が低下し、ビーム強度が増加する。Figure 5.5(b)より、PG表面温度を60度から200度に上昇させると仕事関数が2.4 eVから1.5 eVに減少することが確認できる。また負イオンビームの空間分布は、PG表面温度の増減に関わらず-150<Y<0 mmの領域で50%程度負イオンビーム強度が減少する分布となっている。これに対しPG表面の仕事関数の分布は、PG表面温度の増減に対し長手方向にほぼ一様なまま増減する。

Figure 5.5(a)の負イオンビーム強度分布とFig. 5.5(b)の仕事関数分布との関係をより詳細に調べる

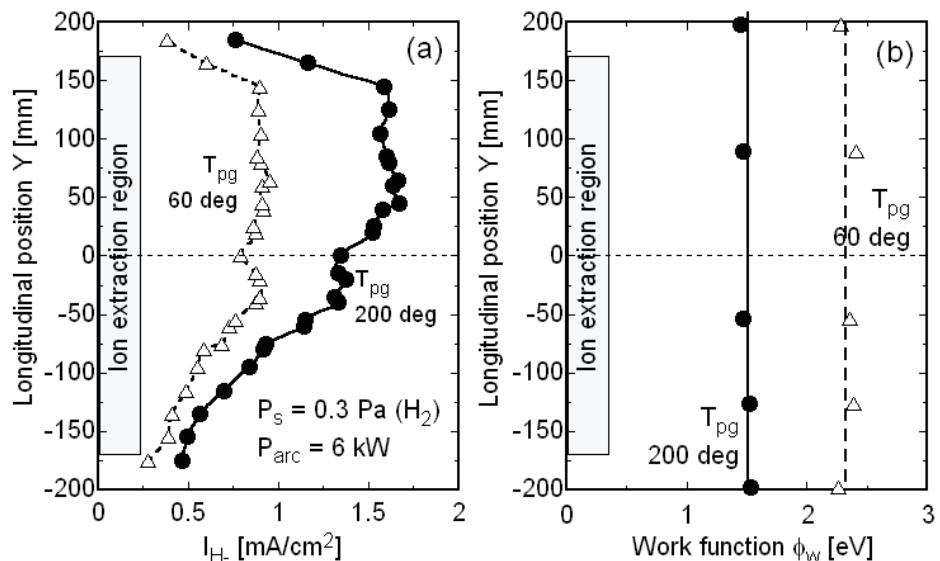


Fig. 5.5. Longitudinal distribution of (a) the H⁻ ion beam intensity and (b) the work function.
The PG temperature T_{pg} at 60 deg. and 200 deg..

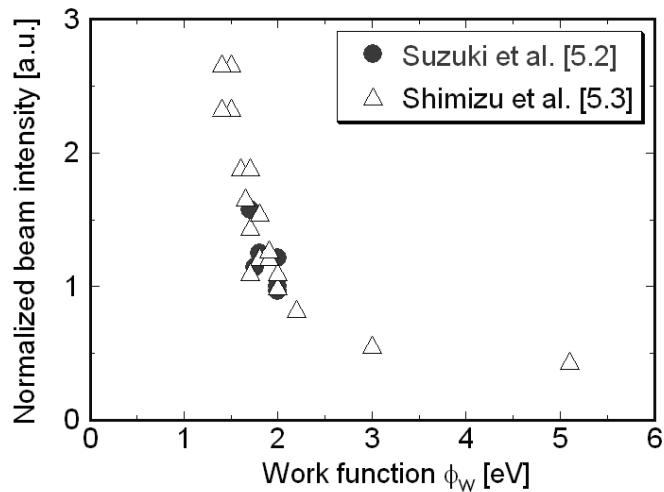


Fig. 5.6. Normalized beam intensity as a function of the work function.

ため、鈴木ら[5.2]および清水ら[5.3]によって測定された仕事関数とビーム強度との関係を用いた。Figure 5.6 に文献から得られた仕事関数とビーム強度との関係を示す。ビーム強度は仕事関数が 2 eV となる値で規格化した。文献[5.2]及び[5.3]の規格化ビーム強度は、仕事関数に対しほぼ一致した依存性を示す。従って Fig. 5.6 を用いて仕事関数とビーム強度の相対値とが比較できることがわかる。Figure 5.6 の曲線に対し自然対数近似を用いて関数を内挿し、Fig.5.5 に示した仕事関数の値から相対的なビーム強度を計算した。

Figure 5.7 に PG 温度が 60 度及び 200 度におけるビーム強度測定値および仕事関数から計算された相対ビーム強度の長手方向分布を示す。ビーム強度は $Y=90$ mm の位置で規格化した。Figure 5.7 より、仕事関数の値から予想されるビーム強度分布はほぼ一様であり、特に $Y<0$ の領域で仕事関数から予想されるビーム強度と実測値との差が大きくなる。Figure 5.7(b)より、PG 表面温度が 200 度の場合においては $Y=-128$ mm の位置で電流密度が 20%ほど下がっている。しかし実測値においては 60% 程度減少しているため Fig.5.7 から仕事関数と電流値とを関連付けることはできない。この結果より、PG 表面における負イオン変換効率は長手方向にほぼ一様な分布となっていると考えられる。

従って負イオンビーム強度分布が空間的に非一様となる原因は、PG 表面での負イオンの変換効率が非一様となるためではなく、表面生成負イオンの 1 次粒子である正イオンまたは原子の PG 表面への流束が非一様になるためと考えられる。

5.2.3 プラズマ電極表面への正イオン流束分布

表面生成負イオンは 2.2 節で述べたように正イオンおよび原子から生成される。したがって PG 表面への正イオンや原子の流束が非一様となることによって負イオン生成分布も非一様となる。そこでまず

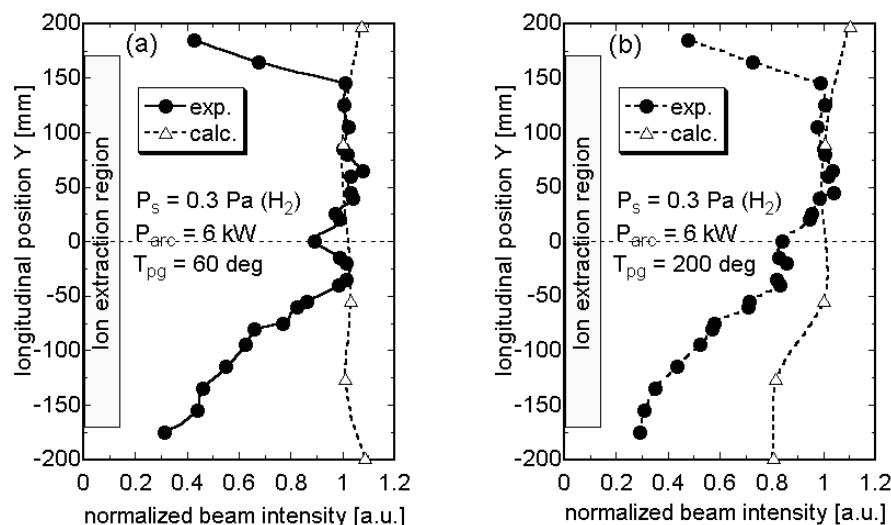


Fig. 5.7. Longitudinal distribution of the measured H^- ion beam intensity and the calculated beam intensity with the work function. (a) $T_{pg}=60$ deg. and (b) $T_{pg}=200$ deg..

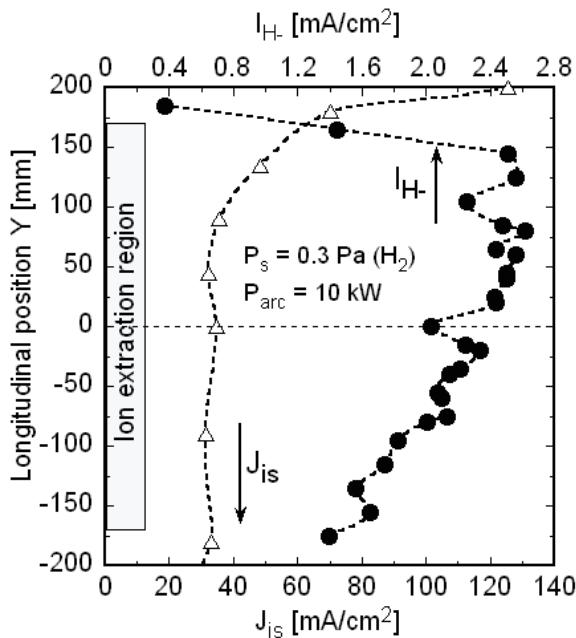


Fig. 5.8. Longitudinal distribution of the H^+ ion beam intensity and the ion saturation current density at $X=18$ mm, $Z=14$ mm.

正イオンの流束分布を求めるため、引き出し領域内($X=18$ mm, $Z=14$ mm)におけるイオン飽和電流密度の長手方向分布を測定した。イオン源内ガス圧力 0.3 Pa・アークパワー10 kW の条件下で測定したイオン飽和電流密度(J_{is})および負イオンビーム強度(I_H)の長手方向分布を Fig. 5.8 に示す。Figure 5.8 のイオン飽和電流密度は PG 近傍である $Z=14$ mm の位置での測定値であるので、PG 表面への正イオン流束とほぼ等しいと考えられる。正イオン流束は $Y>150$ mm の領域で局所的に高くなっており、正イオン流束の高い領域周辺から高い負イオンビーム強度が得られる。しかし $Y<90$ mm の領域において正イオン流束分布はほぼ一様となっており、負イオンビーム強度分布が $Y<0$ の領域で 50%程度減少する原因を説明できない。

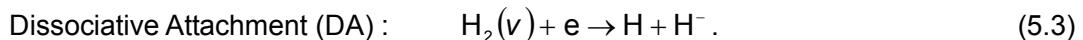
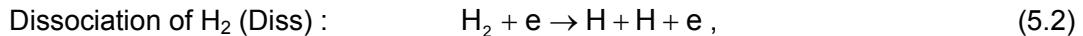
この結果より、負イオンビーム強度分布が空間的に非一様となる原因として、正イオン流束の局在化のみではなく、原子流束分布からの負イオン生成も考慮する必要性が示された。

5.2.4 プラズマ電極表面への原子流束分布

これまでの検討によって、表面生成負イオンの空間的非一様性に PG 表面への原子の流束分布が影響を与えることが推定された。そこでビーム一様性と原子の流束分布との関連を数値計算によって検討する。5.2.2 項で示した測定結果より、仕事関数の長手方向分布と同様に原子から負イオンへの変換効率の長手方向分布も一様であると考えられる。したがって PG 表面への原子流束分布を求めてることで原子からの負イオン生成分布を求めることができる。PG 表面への原子流束分布は 4.2 節に示した中性粒子軌道計算コードを用いて求めた。

(a) 原子生成分布の計算

水素原子の流束分布を計算する前に、原子生成量の空間分布を求める必要がある。水素原子を生成する主な反応として以下が挙げられる[5.4-5]。



(5.2)式及び(5.3)式の反応による原子の生成量 S_H は以下の式で計算される。

$$S_H = 2n_{H_2}n_e \langle \sigma v_{\text{Diss}} \rangle + n_{H_2(v)}n_e \langle \sigma v_{\text{DA}} \rangle. \quad (5.4)$$

ここで n_A は A 種の粒子密度、 $\langle \sigma v_X \rangle$ は X 反応の反応レートである。

イオン源内ガス圧: $P_s = 0.3 \text{ Pa}$ 、プラズマ密度: $n_p = 5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ の条件下で計算した原子生成量の電子温度依存性を Fig. 5.9 に示す。DA 反応レートには反応の断面積が最も大きくなる振動励起準位 $v=7$ の値を用いた。振動励起分子の基底原子に対する割合: $P_{H_2(v)}$ は 1% と仮定した。図中には(5.4)式における各反応による生成量も示した。Figure 5.9 に示すように、電子温度が 2 eV 以上で原子の生成が促進され、そのほとんどが Diss 反応によって生成される。電子温度が 1 eV 程度の場合、原子は DA 反応によって生成されるがその生成量は無視できるほど少ない。

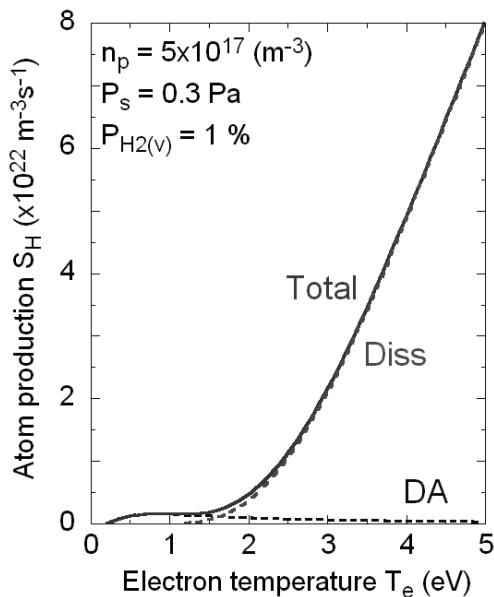


Fig. 5.9. H^0 atom production rate as a function of the electron temperature.

イオン源内ガス圧 0.3 Pa, アークパワー 10 kW の条件下で, $X=18$ mm, $Z=14$ mm の位置において測定したプラズマパラメータから式(5.4)を用いて計算された。原子生成量の長手方向分布を Fig. 5.10 に示す。Figure 5.10 より、電子温度が 2 eV 以下となる $Y < 150$ mm の領域で原子はほとんど生成されないが、電子温度が 2 eV を越える $Y > 150$ mm の領域において、特にプラズマが集中する $Y=200$ mm 付近において原子生成も集中する。

以上の結果より、イオン源内で電子温度分布が非一様となる場合、原子の生成量も空間的に非一様となることが明らかとなった。

(b) 原子流束分布の計算

前項の結果より、イオン源内での電子温度分布と原子生成分布との関係が示された。しかし、一般的に原子は消滅までの長い平均自由行程(2 m 程度)を持つことから、原子の生成分布が非一様となつても原子流束分布は一様になるものと考えられてきた。そこで原子の生成分布が偏ることで PG 表面への原子流束分布が非一様となることを確認するため、4.2 節で示した中性粒子輸送コードを用いた数値計算を行った。具体的な仮定は以下のように設定した。

プラズマが集中し、原子の生成が促進していると考えられる $X=17$ mm, $Y=190$ mm, $Z=10$ mm の点を初期位置として、その位置からの原子生成量を 1×10^{19} 個/s とした。PG での反射確率は 4.2 節で述べたように 2 種類を考え、反射確率を 69%とした場合を Case A, 83%とした場合を Case B とした。計

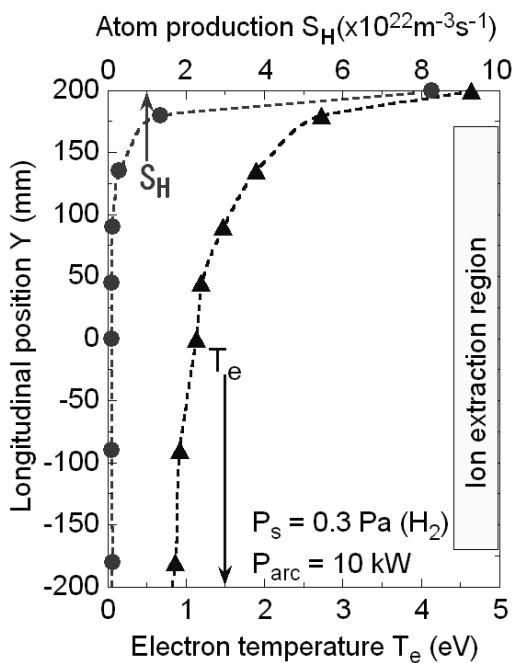


Fig. 5.10. Longitudinal distribution of the expected H^0 atom production rate and the electron temperature at $X=18$ mm, $Z=10$ mm.

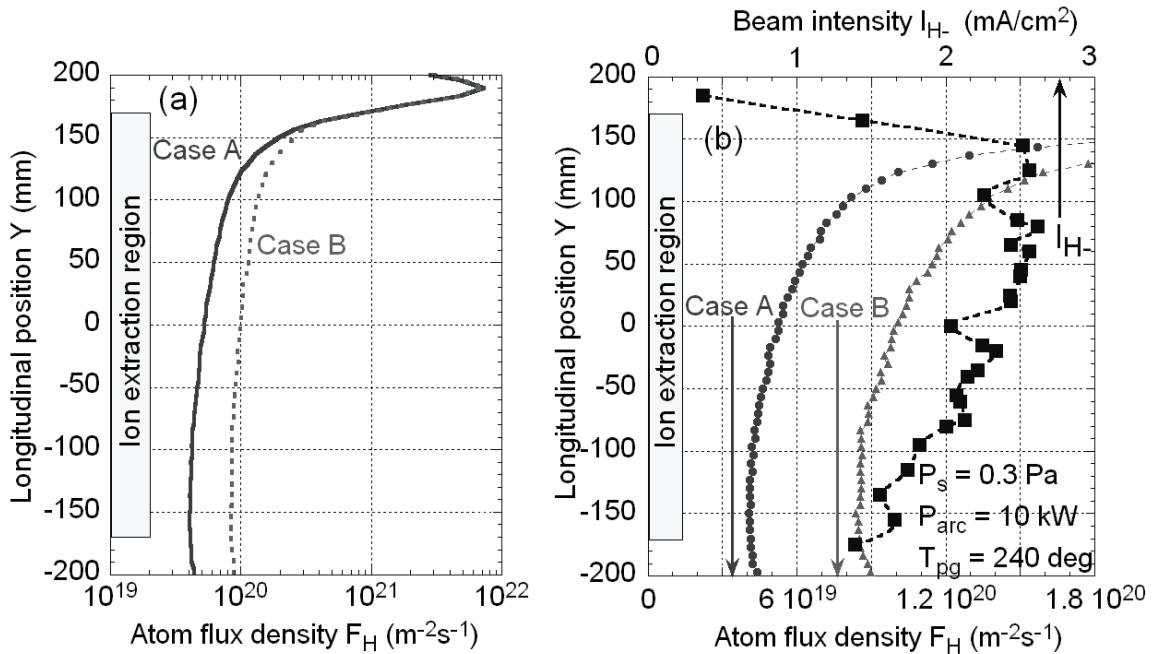


Fig. 5.11. Longitudinal profiles of (a) the H^0 atom flux density to the PG at $X=17$ mm (b) and H^- atom flux density to the PG at $X=17$ mm with the H^- ion beam intensity at $X=0$.

算領域は $X:Y:Z=36:72:30$ の領域に分割した。

以上の仮定を用いて計算されたPG中心($X=17$ mm)への原子流束 F_H の1次元長手方向分布をFig. 5.11(a)に示す。Case Aに対しCase Bは原子流束密度が全体的に $4.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ 程度上昇した分布となるが、Case A・B共に原子生成点である $Y=190$ mmを中心に急峻な分布を持つことがわかる。この原因是、原子生成点から放出された粒子がPGに近いため、3次元的に広がる前にPGに流入しているためである。この結果 $Y=190 \rightarrow 150$ mmの領域で流束が約1/40に減少し、 $Y=150 \rightarrow 0$ mmの領域で流束が約1/3に減少し、 $Y<0$ の領域でほぼ一様な分布となる。この割合にPGでの反射率依存性は無い。

したがって Fig. 5.11(a)より原子生成がイオン源内で非一様となった場合、PG表面への原子流束分布が非一様となることが明らかとなった。Figure 5.11(a)の結果を定量的に評価するため、計算されたPG表面への原子流束分布と測定された負イオンビーム強度の長手方向分布をFig. 5.11(b)に示す。原子流束密度は $Y=-150 \rightarrow 120$ mmの領域で約2倍となっており、実験結果である負イオンビーム強度分布と定性的に一致する。しかし $-150 < Y < -50$ mmの領域においてほぼ一様な分布になること、および $Y>100$ mmの領域における原子流束の急激な上昇は実験結果と一致しない。この原因として原子生成位置を一点のみと仮定したこと、また局所負イオンビーム強度の実験値はビームが発散することにより周辺部において低下することによる影響が考えられる。

Figure 5.11において全ての原子は PGからの距離 $Z=10$ mmの位置で生成されるとして計算している。しかし実際にはイオン源内部全体で原子が生成されている。原子生成点が PGから離れることによって、PGへの原子流束は幅広い分布を持つ。Figure 5.12に、PGにおける反射確率を Case B とし、

原子生成点の長手方向位置を $Y=190$ mm に固定し, PG からの距離 Z を 10mm, 50mm, 90 mm と変化させた場合に計算された PG 表面への原子流束の長手方向分布を示す. $Z=10$ mm の原子流束分布は原子生成点である $Y=190$ mm を中心に急峻な分布(最大値に対し値が半減するまでの距離:半値幅 =10 mm 程度)を持つ. これに対し PG からの距離が 50 mm, 90 mm と離れた位置に生成点が移動す

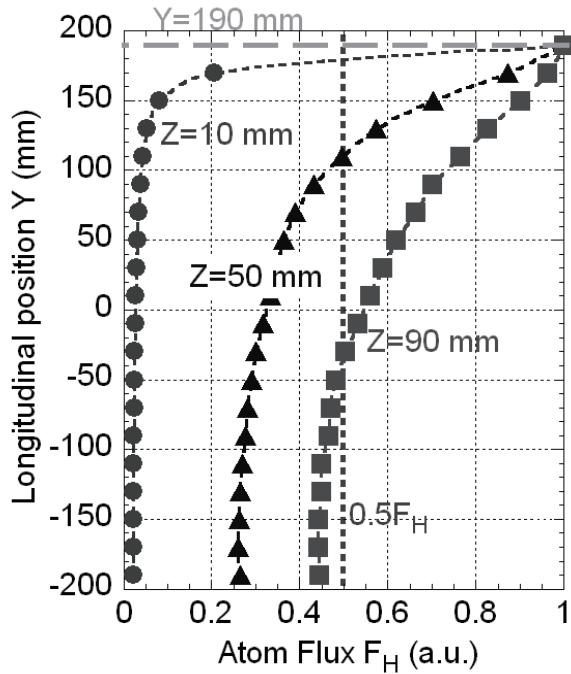


Fig. 5.12. Longitudinal profiles of the H^0 atom flux density to the PG changing the distance from the PG.

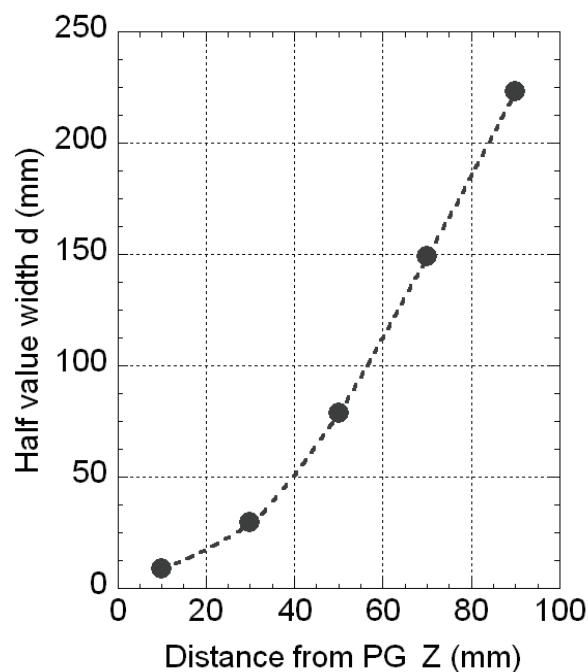


Fig. 5.13. Half value width of the H^0 atom flux density to the PG with distance from the PG.

るに従い、原子流束分布は幅の広い分布を持つようになる。この分布の広がりを定量的に評価するため、Fig. 5.13 に原子生成点を Z 方向へ移動させた場合に計算される原子流束分布の半値幅を示す。半値幅はほぼ Z の自乗に比例して単調増加し、 $Z=70$ mm で 150 mm 程度の半値幅を持つ。これは負イオンビーム電流値の半値幅とほぼ同程度の値となる。したがって Fig. 5.13 より、PG からの距離が 70 mm 程度のイオン源上部で局所的に原子が生成されると仮定した場合、原子流束分布によって負イオンビーム強度分布が説明できると考えられる。この仮定の妥当性は今後の詳細なプローブ測定によって明らかにされると考えられる。

5.3 非一様性発生の原因のまとめ

以上の結果により、Cs 導入時における負イオンビーム強度が空間分布を持つ原因として、表面生成負イオンの 1 次粒子である原子の流束分布が空間的に非一様となることが影響する可能性を示した。PG 表面への原子流束が非一様となる原因是、高い電子温度の領域がイオン源内で偏り、その結果原子の生成分布がイオン源内で局在化するためである。また従来の研究により、体積生成時の負イオンビーム強度の非一様性は引き出し領域の電子温度分布に依存することが明らかになっている。

これらの結果より、体積生成時においても、Cs 導入時においても、イオン源内における電子温度分布が負イオンビーム強度の空間的非一様性に大きな影響を与えることが明らかとなった。イオン源内における電子温度分布は高速電子の局在化によって形成されると考えられる。したがって負イオンビーム強度の空間的非一様性を改善するためには、イオン源内全体における高速電子の挙動を明らかにし、制御する必要がある。

6. 1次電子制御による負イオンビーム一様性の改善

前章までに、負イオンビーム強度の空間分布は負イオン源内部の電子温度分布に強く依存することが示唆された。そこで本章では負イオン源内の電子軌道を詳細に調べ、1次電子の挙動を制御することによりビーム一様性の改善を試みた。

6.1 イオン源内の1次電子の軌道追跡

JAEA 10 アンペア負イオン源内の1次電子の振る舞いを明らかにするため、慶應大学と協力して詳細な数値計算を行った。ドライバー領域中心($X=Y=0$, $Z=120$ mm)より初期エネルギー50 eV の1次電子を射出させた際に計算された電子軌道のY-Z平面投影図をFig. 6.1に示す[6.1]。1次電子が中性粒子との衝突およびイオン化反応によってエネルギーを失うまでの平均自由行程は1.5 m程度となり[6.2]、イオン源の寸法に比べて充分に長くなる。Figure 6.1に示すように、1次電子は放出された直後に磁場によって捕らえられ、ラーマ運動を行いながらイオン源上方へとドリフトし、局所的にフィルター磁場を越

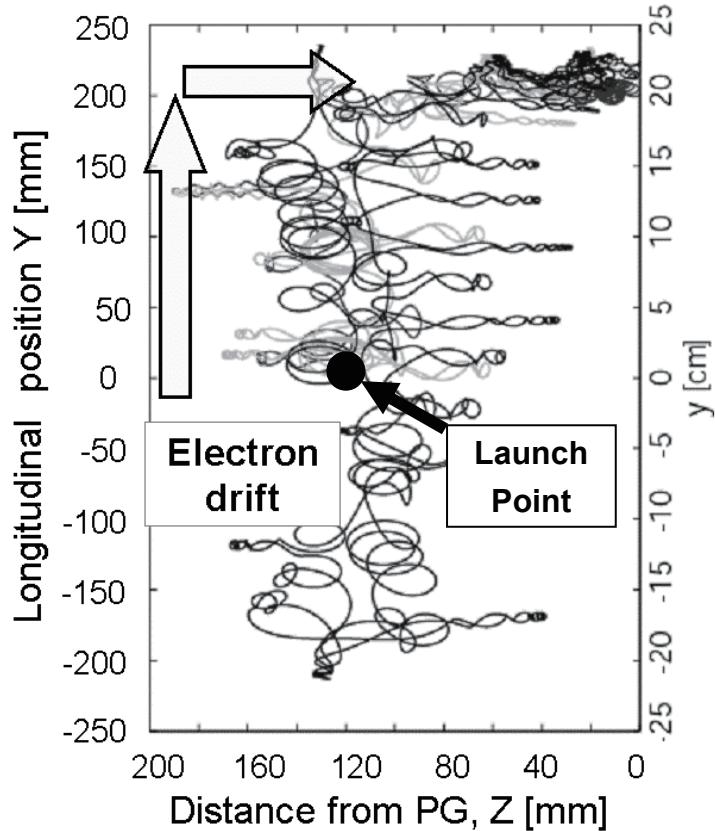


Fig. 6.1. Projection view of high-energy electron trajectories in the Y-Z plane[6.1].

えて引き出し領域に漏洩している。この結果は 5.1 節で示した電子温度分布の計測結果と定性的に一致する。

1 次電子のイオン源上方へのドリフトとイオン源内の磁場分布との関係を考察するため、ELEORBIT を用いて磁力線分布と電子軌道との関係を調べた。その結果を Fig. 6.2 に示す。1 次電子はイオン源内に挿入されたフィラメント位置から初期エネルギー 60 eV で放出されるとして軌道計算を行った。Figure 6.2 が示すように、フィラメントから放出された 1 次電子は放出直後に壁付近の磁場に捉えられている。永久磁石によって形成された磁場の強度は磁石からの距離の 2 乗に反比例することから、イオン源内の磁場強度には勾配が生じる。一般に、磁場とその勾配が存在する領域では荷電粒子は $B \times \nabla B$ 方向にドリフトすることが知られている[6.3]。電子について考えると、フィルター磁場と側壁のカスプ磁場との合成磁場およびその勾配による $B \times \nabla B$ ドリフトの方向はイオン源上方となる。したがってフィラメントから放出された 1 次電子はイオン源側壁を覆ったフィルター磁場と側壁のカスプ磁場との合成磁場によって捉えられ、 $B \times \nabla B$ ドリフトによってイオン源上方に向かうと考えられる。そしてイオン源上方に向かった 1 次電子は、イオン源上部のカスプジャンクションを含む漏洩経路から引き出し領域に漏洩する(付録 A 参照)。

この $B \times \nabla B$ ドリフトの影響を調べるために、ドリフト速度を見積もった。荷電粒子の $B \times \nabla B$ ドリフトによる旋回中心の移動速度 $v_{\nabla B}$ は以下の式で表される。

$$v_{\nabla B} = \pm \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 \frac{B \times \nabla B}{q B^3} \quad (6.1)$$

ここで \pm は電荷の符号を表し、 m は荷電粒子の質量、 v_{\perp} は磁場に垂直な速度成分である。主に電子が

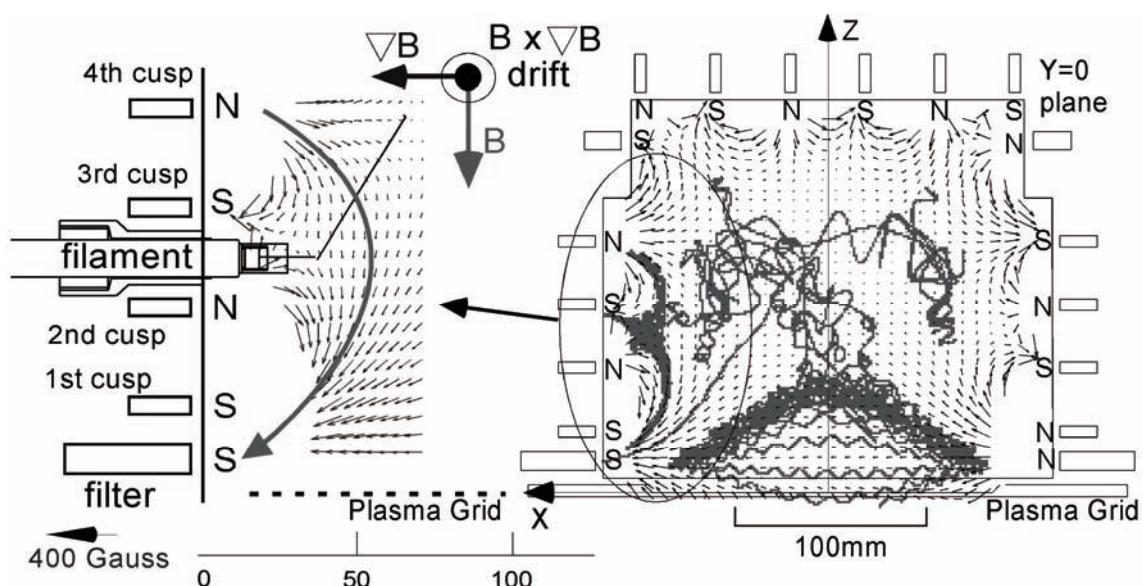


Fig. 6.2. 2-D vector plot of the magnetic field on the X-Z plane at $Y=0$ and electron trajectories.

捉えられている $X=80\text{ mm}$, $Z=120\text{ mm}$ の位置における磁場強度およびその勾配は $B=95\text{ Gauss}$, $\nabla B=5.5\times 10^3\text{ Gauss/m}$ である。以上の条件に加え電子のエネルギーを 60 eV とし、(6.1)式を用いて粒子の旋回中心の速さ $v_{\nabla B}$ を求めると $3.7\times 10^5\text{ m/s}$ となる。この速さは 1 次電子の速さの 8%程度となる。1 次電子が中性粒子との衝突によってエネルギーを失うまでの平均自由行程は 1.5 m 程度であるので[6.2]、1 次電子の旋回中心が $B \times \nabla B$ ドリフトによってイオン源上方に移動する実効的なイオン化平均自由行程は 120 mm 程度と見積もられる。よって 1 次電子の漏洩経路が存在するイオン源上部より 120 mm 以内の位置にフィラメントを配置すると、フィラメントから放出された 1 次電子の大部分がエネルギー緩和をしないまま引き出し領域に漏洩する(付録 A 参照)。

以上の結果より、フィラメントから放出された 1 次電子は $B \times \nabla B$ ドリフトによってイオン源上方に偏ることが再確認された。

6.2 電子ドリフト制御によるビーム一様性改善

セシウム添加時のビーム一様性を改善するためには 1 次電子のイオン源上部へのドリフトを抑制し、イオン源内部での電子温度分布が対称となるよう制御する必要がある。そこでフィラメント配置を変更することによる電子軌道の制御を試みた。具体的には、PG から 130 mm 程度の位置にあったフィラメントの先端を Fig. 6.3 に示すように 30 mm 付近にまで PG に近づけた。この場合フィラメントの先端はフィルター磁場領域内に位置し、フィルター磁場による $B \times \nabla B$ ドリフトの方向はイオン源下方となる。またこの領域において $B=75\text{ Gauss}$, $\nabla B=350\text{ Gauss/m}$ であるため、(6.1)式から計算されたドリフト速度は 1

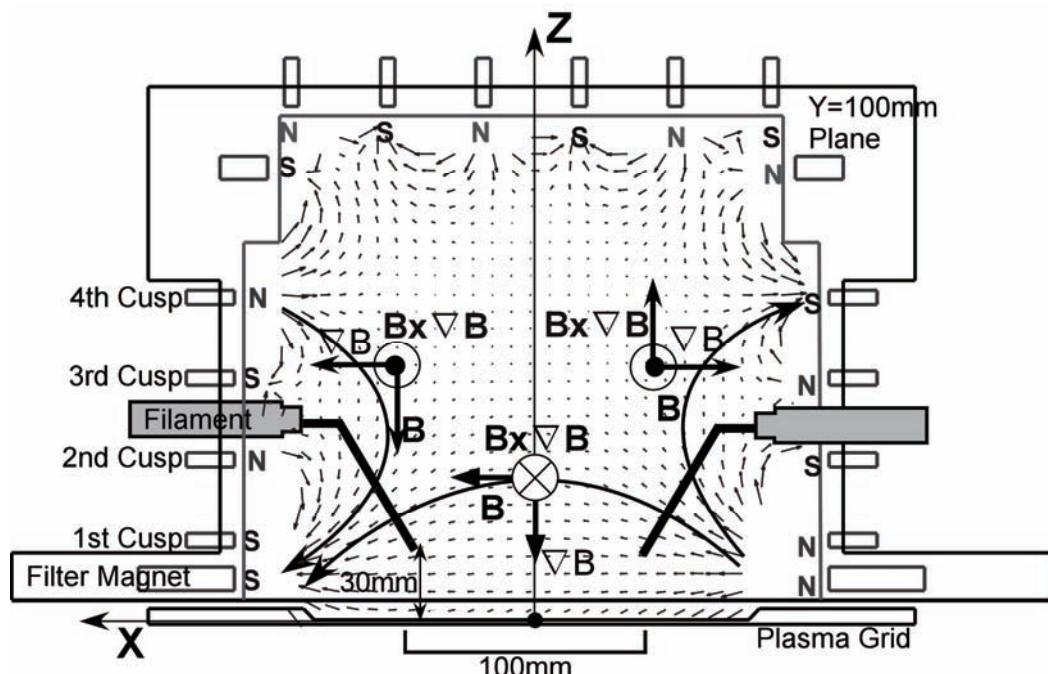


Fig. 6.3. Modified filament location and the direction of $B \times \nabla B$ drift.

次電子の速さの 0.8%程度と変更前の 1/10 となる。この計算結果から、中性粒子との衝突によってエネルギーを失う間に $B \times \nabla B$ ドリフトによって高速電子の旋回中心がイオン源下方に移動する実効的な平均自由行程は 12 mm 程度と見積もられる。従ってフィラメントから放出された 1 次電子のドリフトは抑制され、有効に電離に利用され得ると考えられる。フィラメント配置を PG 近傍に移動させた場合(modified 型)において測定した電子温度およびイオン飽和電流密度の長手方向分布を Fig. 6.4 に示す。イオン源内ガス圧 0.3 Pa, アークパワー 10 kW の条件下で、 $X=18$ mm, $Z=14$ mm の位置において測定した。Figure 6.4(a)が示すように、modified 型の場合は引き出し領域近傍でプラズマを生成するため、電子温度は $Y < 100$ mm の領域で従来のフィラメント配置(original 型)と比較して最大 3 eV 程度上昇する。また Fig. 6.4(b)より、イオン飽和電流密度も $Y < 100$ mm の領域で original 型と比較し最大 130 mA/cm² 程度上昇する。電子温度およびイオン飽和電流密度は $Y = -170, 0, 200$ mm 付近でピーク値を持つ。イオン源上下端部で電子温度・イオン飽和電流密度がピーク値を持つ原因是、高速電子が上下端部のカスプ磁場によって捕らえられ、高密度プラズマが生成されているためと考えられる。またイオン源の構造上フィルター磁場生成用の永久磁石が $Y=0$ の位置で 10 mm 離れて設置されており、この影響によってイオン源中心部におけるフィルター磁場が 10 Gauss 程度減少するため、 $Y=0$ 附近にプラズマが集中すると考えられる。以上の結果、modified 型の負イオン源において長手方向に対しほぼ対称なプラズマの分布を得られることが明らかとなった。

次にセシウムを導入してプラズマを生成し、負イオンビームを引き出した場合の負イオンビーム強度の長手方向分布を Fig. 6.5 に示す[6.4]。イオン源内ガス圧は 0.3 Pa, アークパワーは 10 kW, PG 表面温度が 200 度の条件下で負イオンビームを引き出した。その結果、 $Y > 0$ の領域においては modified 型のビーム強度が original 型と比べ 10%程度減少したが、電子温度およびイオン飽和電流密度が上昇した

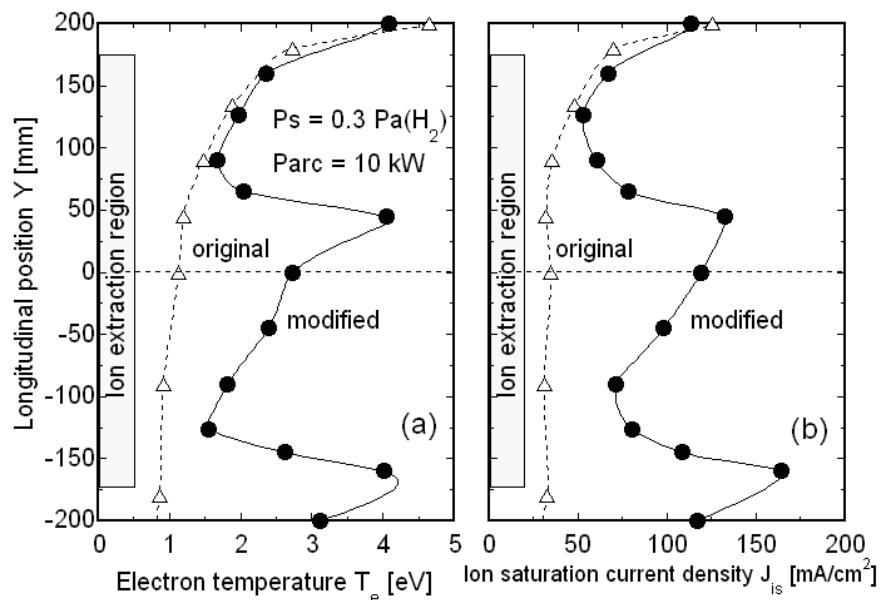


Fig. 6.4. Longitudinal distribution of (a) the electron temperature and (b) the H^+ ion saturation current density at $X=18$ mm, $Z=14$ mm with a modified filament location.

$Y < 0$ の領域においては、従来型と比べビーム強度が最大 2 倍程度増加した。長手方向 $-155 \leq Y \leq 165$ mm のビーム強度の平均値 I_{ave} および平均値に対するビームのばらつき(標準偏差/平均値)を Table 6.1 に示す。ビーム強度を低下させることなくビームのばらつきを半減させることに成功し、ビームの一様性を大幅に改善することができた。

以上の結果より、セシウムを導入し表面生成反応を促進した場合においては、引き出し領域での電子温度の値ではなく、長手方向のプラズマ分布を対称にするよう制御することで、負イオンビーム強度の空間的一様性が改善に向かうことが明らかとなった。この結果は今後さらに負イオンの生成・輸送機構を明らかにする上で重要な知見であるといえる。

Table 6.1. Comparison of beam parameters before and after modifying the filament location.

	Original configuration	Modified configuration
Averaged beam intensity I_{ave} [mA/cm ²]	2.12	2.13
Deviation [%]	22.1	12.8

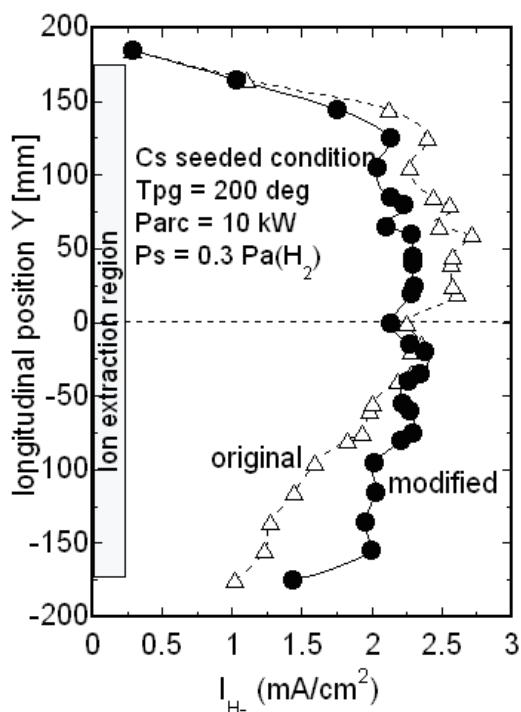


Fig. 6.5. Longitudinal distribution of the H^- ion beam intensity before and after modifying the filament location.

7. 結論

本研究では、セシウム添加型負イオン源から引き出された大電流密度負イオンビーム強度が空間的に非一様性となるメカニズムを解明するため、JAEA 10 アンペア負イオン源内でのプローブ測定・プラズマ電極表面の仕事関数測定および負イオンビーム強度測定を行った。実験結果を考察するため、レート方程式および粒子(電子・原子・負イオン)軌道追跡を用いた数値解析を行った。

本研究の結果、セシウムを導入して負イオンの表面生成反応を促進した状態での負イオンビーム強度の空間分布は、体積生成時とはビーム分布の傾向が逆転し、電子温度の高い領域で高い負イオンビーム強度が得られることを明らかにした。この原因を考察するため、表面生成負イオンの 1 次粒子である水素原子の挙動を数値計算によって解析した結果、原子生成が集中する電子温度の高い領域周辺でプラズマ電極表面に対する原子流束が局所的に増大し、負イオン表面生成に影響を与えることを指摘した。高い電子温度の領域においても負イオンビーム強度が減少しない原因として、表面生成された負イオンは高速電子によって破壊される前に引き出されることが数値解析結果から推定された。

負イオンビーム強度分布に影響を与える 1 次電子の挙動を数値計算により詳細に調べた結果、1 次電子は $B \times \nabla B$ ドリフトによってイオン源内で局在化することを再確認した。この 1 次電子のドリフトを制御することを狙い、フィラメント陰極をドリフト速度が抑制される磁場領域(∇B が小さい領域、本研究ではフィルター磁場内)に挿入した。その結果空間的に対照な電子温度分布を得ることができ、負イオンビーム強度の空間的非一様性が改善されることを示した。

本研究により、負イオンビーム強度の空間的非一様性は負イオンの生成機構に直接結びついた現象であることが明らかとなり、今後の問題解決に向けて重要な知見が得られた。

謝辞

本研究を遂行するにあたり、装置の運転保守に多大なご協力を頂きました原子力エンジニアリング(株)の阿部宏幸氏、および有意義な議論や助言を頂いた加熱工学研究室の皆様に感謝いたします。また、本研究を行う機会と激励を与えていただきました高津英幸核融合エネルギー工学研究開発ユニット長、常松俊秀核融合研究開発部門長に深く感謝いたします。

参考文献

第1章

- [1.1] M. Kuriyama, N. Akino, T. Aoyagi, N. Ebisawa, Y. Fujiwara, N. Isozaki, A. Honda, T. Inoue, T. Itoh, M. Kawai, M. Kazawa, J. Koizumi, K. Miyamoto, N. Miyamoto, K. Mogaki, Y. Ohara, Y. Okumura, H. Oohara, K. Ohshima, F. Satoh, H. Seki, T. Takenouchi, Y. Toyokawa, K. Usui, K. Watanabe, M. Yamamoto, and T. Yamazaki, "Initial beam operation of 500 keV negative-ion based NBI system for JT-60U", *Proc. 19th Symp. Fusion Tech. Lisbon, 16-20 Sep. 1996* (1997) p.693-696.
- [1.2] O. Kaneko, S. Murakami, Y. Oka, M. Osakabe, Y. Takeiri, K. Tsumori, R. Akiyama, E. Asano, T. Kawamoto, and T. Kuroda, "Fabrication of negative-ion-based neutral beam injector for large helical devices", *AIP Conf. Proc. 380* (1996) p.453-462.
- [1.3] R. S. Hemsworth, J.-H. Feist, M. Hanada, B. Heinemann, T. Inoue, E. Kussel, A. Krylov, P. Lotte, K. Miyamoto, N. Miyamoto, D. Murdoch, A. Nagase, Y. Ohara, Y. Okumura, J. Paméla, A. Panasenkov, K. Shibata, M. Tanii, and M. Watson, "Neutral beams for ITER", *Rev. Sci. Instrum. 67* (1996) p.1120-1125.
- [1.4] ITER Eng. Design, *J. Plasma Fusion Res. 78* suppl. (2002).
- [1.5] S. Konishi, S. Nishio, K. Tobita, "DEMO plant design beyond ITER", *Fusion Engineering Design 63-64* (2002) p.11-17.
- [1.6] ITER – Final Design Report (July 2001), <http://www.naka.jaea.go.jp/ITER/FDR>.
- [1.7] C. F. Barnett, "Atomic Data for Controlled Fusion Research", ORNL-5206 (1977).
- [1.8] M. Hanada, M. Kashiwagi, T. Inoue, K. Watanabe, and T. Imai, "Experimental comparison between plasma and gas neutralization of high-energy negative ion beams", *Rev. Sci. Instrum. 75* (2004) p.1813-1815.
- [1.9] 堀池寛, 小原祥裕, 奥村義和, 柴田猛順, 田中茂, "負イオンビームを用いた 500keV 20MW 中性粒子入射装置の概念設計", JAERI-M 86-064 (1986).
- [1.10] K. Ikeda, Y. Takeiri, O. Kaneko, K. Nagaoka, Y. Oka, M. Osakabe, K. Tsumori, M. Sato, E. Asano, and T. Kawamoto, "Control of negative ion beam uniformity by using multipower supplies for arc discharge", *Rev. Sci. Instrum. 75* (2004) p.1744-1746.
- [1.11] N. Umeda, L. R. Grisham, T. Yamamoto, M. Kuriyama, M. Kawai, T. Ohga, K. Mogaki, N. Akino, H. Yamazaki, K. Usui, A. Honda, L. Guangjiu, K. Watanabe, T. Inoue, M. Hanada, M. Kashiwagi, T. Morishita, M. Dairaku and T. Takayanagi, "Improvement of beam performance in the negative-ion based NBI system for JT-60U", *Nucl. Fusion 43* (2003) p.522-526.
- [1.12] Y. Ikeda, N. Umeda, N. Akino, N. Ebisawa, L. Grisham, M. Hanada, A. Honda, T. Inoue, M. Kawai, M. Kazawa, K. Kikuchi, M. Komata, K. Mogaki, K. Noto, F. Okano, T. Ohga, K. Oshima, T. Takenouchi, Y. Tanai, K. Usui, H. Yamazaki, and T. Yamamoto, "Present status of the negative ion based NBI system for long pulse operation on JT-60U", *Nucl. Fusion 46* (2006)

p.S211-S219.

第2章

- [2.1] M. Bacal, A. M. Bruneteau, W. G. Graham, G. W. Hamilton, and M. Nachman, *J. Appl. Phys.* **52** (1981) p.1247-1254.
- [2.2] J. N. Bardsley, J. M. Wadehra, "Dissociative attachment and vibrational excitation in low-energy collisions of electrons with H₂ and D₂", *Phys. Rev. A* **20** (1979) p.1398-1405.
- [2.3] P. T. Greenland and D. Reiter, "The role of molecular hydrogen in plasma recombination", Juelich Report No. JUEL-3528 (1996).
- [2.4] Yu. I. Bel'chenko, G. I. Dimov, and V. G. Dudnikov, "Emission of an intense stream of negative ions from surfaces bombarded by fast particles from a discharge", *Investiya of USSR Academy of Science Ser. Fiz.* **37** (1973) p.2573-2577.
- [2.5] 石川順三, "イオン源工学", アイオニクス社 (1986) p.131-175.
- [2.6] J. N. M. van Wunnik, J. J. C. Geerlings, and E. H. A. Granneman, "The scattering of hydrogen from a cesiated tungsten surface", *Surf. Sci.* **131** (1983) p.17-33.
- [2.7] 鈴木靖生, 花田磨砂也, 奥村義和, 田中政信, "セシウム添加型負イオン源におけるプラズマ電極の仕事関数測定", JAERI-M, 92-168 (1992).
- [2.8] K. Shinto, Y. Okumura, T. Ando, M. Wada, H. Tsuda, T. Inoue, K. Miyamoto, and A. Nagase, "Correlation between negative hydrogen ion production and work function of plasma grid surface in a cesium-introduced volume-production-type negative hydrogen ion source", *Jpn. J. Appl. Phys.* **35** (1996) p.1894-1900.
- [2.9] P. J. M. van Bommel, J. J. C. Geerlings, J. N. M. van Wunnik, P. Massmann, E. H. A. Granneman, and J. Los, "Formation of H⁻ by scattering H⁺ on a cesiated polycrystalline tungsten surface", *J. Appl. Phys.* **54** (1983) p.5676-5684.
- [2.10] P. W. van Amersfoort, J. J. C. Geerlings, L. F. Tz. Kwakman, A. Hershcovitch, H. H. A. Granneman, and J. Los, "Formation of negative hydrogen ions on a cesiated W(110) surface; the influence of hydrogen implantation", *J. Appl. Phys.* **58** (1985) p.3566-3572.
- [2.11] R. K. Janev *et al.*, "Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas" (Springer, Berlin, 1987).
- [2.12] K. N. Leung, K. W. Ehlers, and M. Bacal, "Extraction of volume-produced H⁻ ions from a multicusp source", *Rev. Sci. Instrum.* **54** (1983) p.56-61.
- [2.13] A. J. T. Holmes, "Electron cooling in magnetic multipole arc discharges", *Rev. Sci. Instrum.* **53** (1982) p.1523-1526.
- [2.14] O. Fukumasa, "Negative hydrogen ion sources – enhancement of H⁻ production and its related physical processes –", *J. Plasma Fusion Res.* **69** (1993) p.875-895.

第3章

- [3.1] M. Hanada, T. Inoue, H. Kojima, Y. Matsuda, Y. Ohara, Y. Okumura, K. Watanabe, and M. Seki, "A 14 cm×36 cm volume negative ion source producing multi-ampere H⁻ ion beams", *Rev. Sci. Instrum.* **61** (1990) p.499-501.
- [3.2] H. M. Mott-Smith and I. Langmuir, "The theory of collections in gaseous discharges", *Phys. Rev.* **28** (1926) p.727-763.
- [3.3] R. H. Fowler, "The analysis of photoelectric sensitivity curves for clean metals at various temperature", *Phys. Rev.* **38** (1931) p.45-56.
- [3.4] 鈴木靖生, 花田磨砂也, 奥村義和, 田中政信, "セシウム添加型負イオン源におけるプラズマ電極の仕事関数測定", JAERI-M, 92-168 (1992).

第4章

- [4.1] Y. Ohara, M. Akiba, H. Horiike, H. Inami, Y. Okumura, and S. Tanaka, "3D computer simulation of the primary electron orbits in a magnetic multipole plasma source", *J. Appl. Phys.* **61** (1987) p.1323-1328.
- [4.2] 加藤恭平, "タンデム型水素負イオン源における高速電子輸送過程の解析", 慶應義塾大学卒業論文 (2004).
- [4.3] 加藤恭平, 水野貴敏, 畠山明聖, 井上多加志, 花田磨砂也, 関孝義, 高戸直之, "タンデム型水素負イオン源における高エネルギー電子の軌道解析", プラズマ・核融合学会第 21 回年会, 静岡 (2004).
- [4.4] A. Hatayama, T. Sakurabayashi, Y. Ishi, K. Makino, M. Ogasawara, and M. Bacal, "Development of multidimensional Monte Carlo simulation code for H⁻ ion and neutral transport in H⁻ ion sources", *Rev. Sci. Instrum.* **73** (2002) p.910-913.
- [4.5] N. Takado, K. Miyamoto, and A. Hatayama, "Numerical modeling of excited hydrogen atoms and their transport in hydrogen negative ion sources", *Rev. Sci. Instrum.* **75** (2004) p.1777-1779.
- [4.6] J. H. M. Bonnie, P. J. Eenshuistra, and H. J. Hopman, "Scaling laws for atomic molecular hydrogen in a multicusp ion source", *Phys. Rev. A* **37** (1988) p.1121-1132.
- [4.7] B. J. Wood and H. Wise, "Kinetics of hydrogen atom recombination on surfaces", *J. Chem. Phys.* **65** (1961) p.1976-1983.
- [4.8] C. Gorse, M. Capitelli, M. Bacal, J. Bretagne, and A. Lagana, "Progress in the non-equilibrium vibrational kinetics of hydrogen in magnetic multicusp H⁻ ion sources", *Chem. Phys.* **117** (1987) p.177-195.
- [4.9] P. J. Eenshuistra, R. M. A. Heeren, A. W. Kleyn, and H. J. Hopman, "Dissociation and vibrational excitation of H₂ molecules and wall influence on the densities in a multicusp ion source", *Phys. Rev. A* **40** (1989) p.3613-3625.

- [4.10] B. Rasser, J. N. M. Wunnik, and J. Los, "Theoretical models of the negative ionization of hydrogen on clean tungsten, cesiated tungsten and cesium surfaces at low energies", *Surf. Sci.* **118** (1982) p.697-710.

第 5 章

- [5.1] M. Hanada, T. Seki, N. Takado, T. Inoue, A. Hatayama, M. Kashiwagi, K. Sakamoto, M. Taniguchi, and K. Watanabe, "The origin of beam non-uniformity in a large Cs-seeded negative ion source", *Nucl. Fusion* **46** (2006) p.S318-S323.
- [5.1] 鈴木靖生, 花田磨砂也, 奥村義和, 田中政信, "セシウム添加型負イオン源におけるプラズマ電極の仕事関数測定", JAERI-M, 92-168 (1992).
- [5.2] 清水崇司, 森下卓俊, 柏木美恵子, 花田磨砂也, 伊賀尚, 井上多加志, 渡邊和弘, 和田元, 今井剛, "セシウム添加型負イオン源におけるプラズマ電極材質の違いが負イオン生成に与える影響", JAERI-Tech, 2003-006 (2003).
- [5.3] R. K. Janev, W. D. Langer, K. Evance, and D. E. Post, "*Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas*" (Springer, Berlin, 1987).
- [5.4] P. T. Greenland and D. Reiter, "The role of molecular hydrogen in plasma recombination", Juelich Report No. JUEL-3528 (1996).

第 6 章

- [6.1] 加藤恭平, 水野貴敏, 畠山明聖, 井上多加志, 花田磨砂也, 関孝義, 高戸直之, "タンデム型水素負イオン源における高エネルギー電子の軌道解析", プラズマ・核融合学会第 21 回年会, 静岡 (2004).
- [6.2] R. K. Janev, W. D. Langer, K. Evance, and D. E. Post, "*Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas*" (Springer, Berlin, 1987).
- [6.3] F. F. Chen, "*Introduction to Plasma Physics*", Plenum Press, New York (1974).
- [6.4] M. Hanada, T. Seki, N. Takado, T. Inoue, A. Hatayama, M. Kashiwagi, K. Sakamoto, M. Taniguchi, and K. Watanabe, "The origin of beam non-uniformity in a large Cs-seeded negative ion source", *Nucl. Fusion* **46** (2006) p.S318-S323.

付録 A 体積生成負イオンビームの一様性

これまで原子力機構で行ってきた研究から得られた、体積生成時の負イオンビーム強度と電子温度との関係に関する知見を以下にまとめる[A.1-2]。

体積生成時に測定した負イオンビーム強度と引き出し領域(プラズマ電極より 14 mm)で測定した電子温度の長手方向分布を Fig. A.1 に示す。測定条件はイオン源内ガス圧: $P_s \sim 0.3$ Pa, アークパワー: $P_{arc} = 20$ kW である。Figure A.1 より電子温度が高い領域($Y > 50$ mm)では負イオンビーム強度が著しく低下していることがわかる。

この結果を以下の負イオン密度に関するレート方程式を用いて考察する。

$$\frac{dn_{H^-}}{dt} = n_e n_{H_2(v)} \langle \sigma v_{DA} \rangle - (n_e n_{H^-} \langle \sigma v_{ED} \rangle + n_{H^+} n_{H^-} \langle \sigma v_{MN} \rangle + n_H n_{H^-} \langle \sigma v_{AD} \rangle) \quad (A.1)$$

定常状態を仮定すると、 $dn_{H^-}/dt=0$ として

$$\frac{n_{H^-}}{n_{H_2(v)}} = \frac{n_e \langle \sigma v_{DA} \rangle}{n_e \langle \sigma v_{ED} \rangle + n_{H^+} \langle \sigma v_{MN} \rangle + n_H \langle \sigma v_{AD} \rangle} \quad (A.2)$$

ここで n_X は X 粒子の密度、 $\langle \sigma v_Y \rangle$ は Y 反応の反応レートを表す。反応名は第 2 章に準じる。(A.2)式を $P_s = 0.3$ Pa, $n_e \sim n_{H^+} = 5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, 原子の解離度: $P_{diss} = 10\%$ の仮定を用いて計算した結果を Fig. A.2 に示す。この計算において、DA 過程の反応レートとして値が最も大きくなる振動励起準位 $v=7$ の値を用いている。(A.1)式の左辺は振動励起分子に対する負イオンの密度比であり、振動励起分子密度を一様と仮定することで負イオン密度と見なすことが出来る。Figure A.2 が示すように負イオン密度は電子温度に対し強い依存性を持ち、電子温度が 0.8 eV 程度で最大値を取る。電子温度が 0.8 eV 以下では DA 反応のレートが減少することから負イオン密度が減少するが、この現象は Courteille らの研究によって実験的に確認されている[A.3]。また電子温度が 1 eV を越えると ED 反応レートの上昇および DA 反応レートの減少により負イオン密度は急激に減少し、電子温度が 1 eV から 2 eV に上昇することで負イオン密度が 1/2 以下となる。これらの結果により、体積生成型負イオン源において一様に大電流負イオンビームを引き出すためには、引き出し領域における電子温度を一様にかつ 1 eV 程度に抑えることが必要性である。

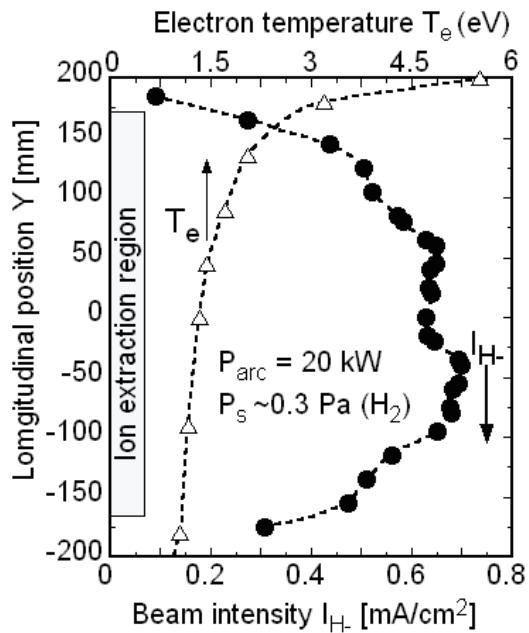


Fig. A.1. Longitudinal distribution of the H^- beam intensity and the electron temperature at $Z=14 \text{ mm}$ without Cs.

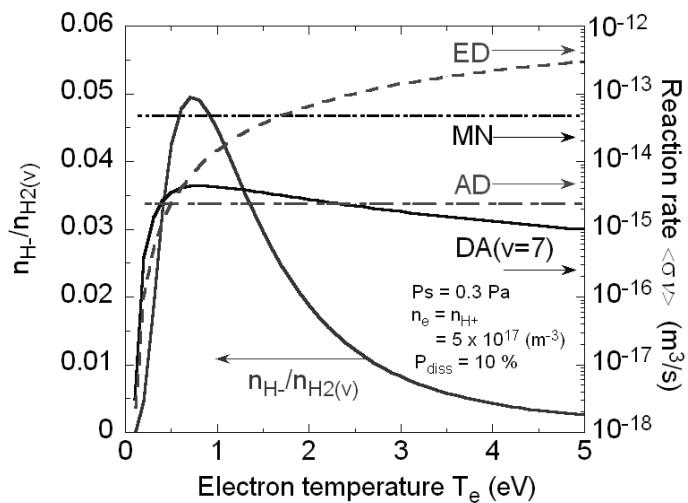


Fig. A.2. Dependence of the H^- ion density on the electron temperature.

またFig. A.1が示すように引き出し領域での電子温度分布が非一様となる原因の一つとして、長手方向に一様に生成されたフィルター磁場を越えて、高速電子がドライバー領域から引き出し領域に局所的に漏洩することが明らかになっている[A.4-5]。一般的に負イオン源では、長手方向に一様なフィルター磁場強度を得るために磁石を配置するため、イオン源上下部の $X=0$ の位置で異極のカスプ磁石同士が接する部分が存在する。この部分をカスプジヤンクションと呼ぶ。フィルター磁場とカスプジヤンクションが作り出す磁場が干渉することによって、Fig. A.3に示すように引き出し領域近傍に 10 Gauss 程度の弱磁場領域が形成される。フィラメントから 60 eV の初期エネルギーで放出された 1 次電子のラーマ半径は、磁束密度が 10 Gauss の領域で 30 mm 程度、30 Gauss の領域でも 10 mm 程度あり、弱磁場領域において 1 次電子はほぼ自由に運動していると考えられる。この弱磁場に沿って引き出し領域近傍まで流入した高速電子が、フィルター磁場 B とカスプ磁場の勾配 ∇B が作り出す $B \times \nabla B$ ドリフトによって最終的にフィルター磁場を越えて引き出し領域に流入する[A.5]。この $B \times \nabla B$ ドリフトの方向は長手方向上下端において互いに逆となる。このため引き出し領域への高速電子の流入が非一様となり、その結果引き出し領域の電子温度分布が非一様となると考えられる。

そこで、引き出し領域への高速電子の漏洩経路に最も近い位置に設置されているフィラメント(#1&5)からの電子供給を制御することで、引き出し領域に漏洩するまでに高速電子のエネルギーを緩和させ、引き出し領域の電子温度の上昇を抑制できると考える。

このためイオン源上部から 190 mm 以上(6.1節より中性粒子との衝突に関する電子の実効的な平均自由行程: 120 mm)離れた位置のフィラメントセット#2&6, #3&7, #4&8 を用いてプラズマを生成し、ビームを引き出した。イオン源内ガス圧は 0.3 Pa, アークパワーはフィラメント本数に関わらず 20 kW となるように制御した。この時の引き出し領域($X=40$ mm, $Z=14$ mm)における電子温度分布、及び引き出された負イオンビーム強度分布を Fig. A.4 に示す。Figure A.4(a)に示すように、フィラメント No.1&5 を除くことで特に $Y>0$ の領域で引き出し領域の電子温度が減少した。その結果、Fig. A.4(b)に示すように特に

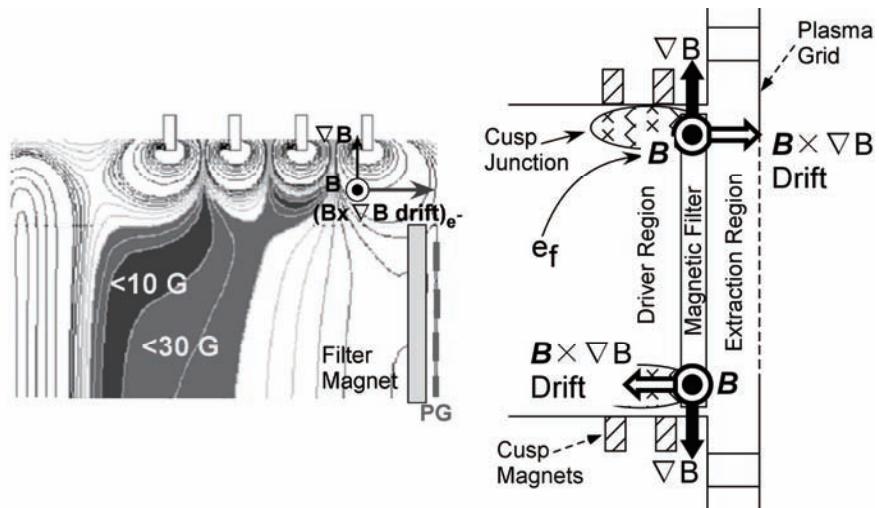


Fig. A.3. Contour map of the magnetic field strength near the PG and the schematic view of the $B \times \nabla B$ drift of electrons.

イオン源上部の負イオンビーム強度が回復し、長手方向ビーム電流値が約25%増加した。

以上のように、負イオン源にセシウムを導入せず、負イオン体積生成反応を用いる場合には、負イオン源内プラズマの電子温度が高い部分で起こる電子は剥離による負イオン損失反応が負イオン一様性を支配し、フィラメント位置を変えて高速電子放出位置を制御することでイオン源内における高速電子の挙動を制御し、一様な負イオンビーム強度が得られた。

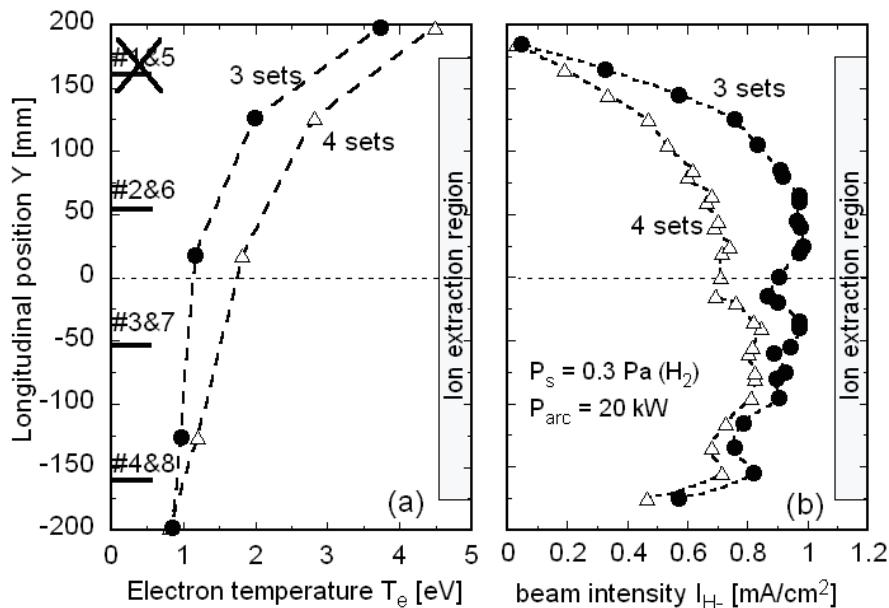


Fig. A.4. Longitudinal distribution of (a) the electron temperature and (b) the H⁻ ion beam intensity with 3 and 4 sets of the filaments.

参考文献

- [A.1] T. Inoue, M. Taniguchi, T. Morishita, M. Dairaku, M. Hanada, T. Imai, M. Kashiwagi, K. Sakamoto, T. Seki, and K. Watanabe, "R&D on a High Energy Accelerator and a Large Negative Ion Source for ITER", Proc. IAEA Fusion energy Conf. FT/1-2Ra, Vilamoura Portugal, Nov. 1-6, (2004).
- [A.2] M. Hanada, T. Seki, N. Takado, T. Inoue, T. Morishita, T. Mizuno, A. Hatayama, T. Imai, M. Kashiwagi, K. Sakamoto, M. Taniguchi, and K. Watanabe, "Experimental study on spatial uniformity of H⁻ ion beam in a large negative ion source", Fusion Eng. Des. **74** (2005) p.311-317.
- [A.3] C. Courteille, A. M. Bruneteau, and M. Bacal, "Investigation of a large volume negative hydrogen ion source", Rev. Sci. Instrum. **66** (1995) p.2533-2540.

- [A.4] 関孝義, 森下卓俊, 井上多加志, 今井剛, 柏木美恵子, 谷口正樹, 花田磨砂也, 渡邊和弘, 水野貴敏, 畠山明聖, “大面積負イオン源における負イオンビーム一様性の改善“, 第 5 回核融合エネルギー連合講演会, 仙台 (2004).
- [A.5] K. Katoh, N. Takado, A. Hatayama, M. Hanada, T. Seki, and T. Inoue, “Numerical analysis of primary electrons in a tandem-type negative ion source“, Rev. Sci. Instrum. **77** (2006) p.03A535-1-3.

付録 B 数値計算に用いた定数

数値計算に用いた通過確率、および負イオンの表面変換効率の計算方法について以下にまとめる。

B.1 通過確率の計算

粒子がプラズマ電極等を通り抜ける際の通過確率の計算は、コンダクタンスを用いて以下のように行った[B.1]。

JAEA 10 アンペア負イオン源のプラズマ電極(PG)、引き出し電極(EXG)、電子抑制電極(ESG)の構成を Fig. B.1 に示す。基準となるコンダクタンスとして、PG を多孔のオリフィスと考えた場合のコンダクタンスを用いた。すなわち、孔径 $D=9\text{ mm}$ 、孔数 27×14 個、原子のエネルギーを 2.15 eV とした場合のコンダクタンス C であり、孔の総面積 A と原子の平均速さ(v)を用いて次式のように求められる。

$$C = \frac{1}{4} A \langle v \rangle = \frac{1}{4} \times 0.0240 \times 2.545 \times 10^4 = 153(\text{m}^3/\text{s}) \quad (\text{B.1})$$

PG 孔を長さ $L=2\text{ mm}$ の短い円管と考えた場合のコンダクタンスは以下のようになる。

$$C_{\text{PG}} = C \times K = C \times \frac{1}{\left(1 + \frac{3L}{4D}\right)} = C \times 0.857 = 131(\text{m}^3/\text{s}) \quad (\text{B.2})$$

ここで、 K はクラウジング係数と呼ばれ、通過確率を表す。同様に、長さ $L=10\text{ mm}$ の EXG と $L=2.5\text{ mm}$ の ESG のコンダクタンスは以下のようになる。

$$C_{\text{EXG}} = C \times K = C \times 0.545 = 83.4(\text{m}^3/\text{s})$$

$$C_{\text{ESG}} = C \times K = C \times 0.828 = 127(\text{m}^3/\text{s})$$

よって PG から ESG までの合成コンダクタンスは以下のように計算される。

$$C_{\text{tot}} = \left(\frac{1}{C_{\text{PG}}} + \frac{1}{C_{\text{EXG}}} + \frac{1}{C_{\text{ESG}}} \right)^{-1} = 36.4(\text{m}^3/\text{s})$$

これより、ESG まで含めた実効的なクラウジング係数は以下のようになる。

$$K_{\text{tot}} = C_{\text{tot}} / C = 0.238 \quad (\text{B.3})$$

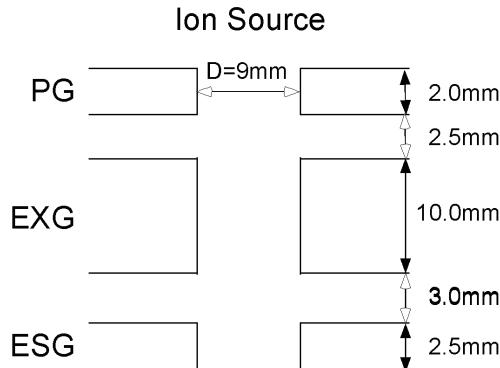


Fig. B.1. Electrode location in the 10 Ampere negative ion source.

したがって PG 孔に入った粒子が ESG を抜ける確率は 23.8% となる。

B.2 負イオン変換効率

負イオンの表面生成反応を促進させる場合、一般的には PG 表面上にアルカリ金属（本実験ではセシウム：以下 Cs）を蒸着させ、PG 表面の仕事関数を下げる。このとき負イオン変換効率（金属表面に照射した粒子が負イオンとして反射される確率）は仕事関数の減少と共に上昇し、負イオン電流値が増加する[B.2-4]。

仕事関数の値は表面の Cs 原子層の厚さに強く依存しており、平均して 0.6 原子層程度となったときに最も低い仕事関数が得られることが知られている[B.5-6]。また、仕事関数の値は Cs が蒸着する PG の表面状態にも依存する。単結晶タンゲステンに Cs を蒸着させた場合の仕事関数の最小値は 1.45 eV になることが報告されており、また負イオン変換効率として最大 67% が得られている[B.5]。しかし 10 アンペア負イオン源においてはフィラメント陰極（タンゲステン）が蒸発し PG 表面に堆積しているため、表面が単結晶状態のタンゲステンで覆われているとは考えにくい。したがって PG 表面は多結晶状態のタンゲステンに覆われていると考えられる。多結晶タンゲステン上に Cs を蒸着させた場合得られる最小の仕事関数は 1.68 eV となっており、負イオン変換効率は最大 20% 弱となる[B.6]。

負イオン変換効率は負イオンの壁垂直方向速度にも強く依存することが知られている。多結晶タンゲステンを用いた場合の、負イオン変換効率の負イオン速度依存性に関しては参考文献[B.6]に詳しく述べられている。しかしこれは数百 eV 程度のイオンビームを用いて実験しており、実際に用いる数 eV 程度の低エネルギーにおける実験結果はほとんど存在しない。そこで、低エネルギーイオンによる負イオン変換効率 $\beta(v_z)$ を計算した Rasser の式[4.10]を用いて実験結果を低エネルギー側に外挿する。

$$\beta(v_z) \approx \frac{2}{\pi} \exp \left[\frac{-\pi(\phi - E_a)}{2av_z} \right]. \quad (\text{B.4})$$

ここで、 v_z : 壁垂直方向速度、 ϕ : 仕事関数、 E_a : 電子親和力、 a : 崩壊係数である。多結晶タンゲステン上に Cs を蒸着させたと考え、プラズマ電極表面の仕事関数は 1.68 eV であるとした。また水素の電子親

和力は 0.75 eV であり、崩壊係数 a は $2 \times 10^{-5} \text{ eV}\cdot\text{s}/\text{m}$ と仮定した。この時の実験結果[B.6]と、(B.4)式の外挿結果を Fig. B.2 に示す。

Figure B.2 より、実験結果と理論式が低エネルギー($<4 \times 10^4 \text{ m/s} \sim 6 \text{ eV}$)でほぼ一致している。崩壊係数は水素原子の場合 $2 \times 10^{-5} \text{ eV}\cdot\text{s}/\text{m}$ 程度の値を取ることが知られており[B.7]、Fig. B.2 の仮定と一致する。この結果より、反射エネルギーが 6 eV 以下の低エネルギーイオンによる負イオン変換効率は (B.4)式を用いて求められると考えられる。また壁に入射した正イオンは Auger 中性化過程によって壁表面でほぼ全てが一時的に中性化されると考えられている[B.8]。このため(B.4)式は中性粒子に対しても適用できると考えられる。

以上より、本研究では中性粒子の壁表面での負イオン変換効率の算出方法は(B.4)式を採用した。解離原子のエネルギー(2.15 eV)程度では(B.4)式より、負イオン変換効率は 3% 程度となる。

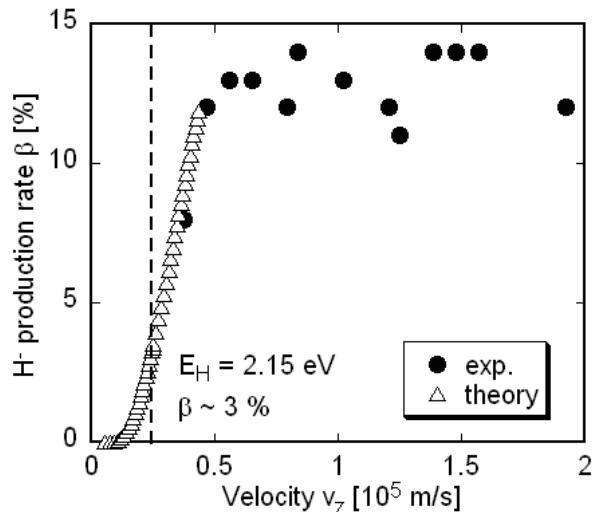


Fig. B.2. H^- ion production rate as a function of the vertical velocity

参考文献

- [B.1] 林主税(編), “真空技術(実験物理学講座 4)”, 共立出版, (1985) p.151-200.
- [B.2] 鈴木靖生, 花田磨砂也, 奥村義和, 田中政信, ”セシウム添加型負イオン源におけるプラズマ電極の仕事関数測定”, JAERI-M, 92-168 (1992).
- [B.3] J. N. M. van Wunnik, J. J. C. Geerlings, and E. H. A. Granneman, “The scattering of hydrogen from a cesiated tungsten surface”, Surf. Sci. **131** (1983) p.17-33.
- [B.4] K. Shinto, Y. Okumura, T. Ando, M. Wada, H. Tsuda, T. Inoue, K. Miyamoto, and A. Nagase, “Correlation between negative hydrogen ion production and work function of plasma grid surface in a cesium-introduced volume-production-type negative hydrogen ion source”, Jpn. J. Appl. Phys. **35** (1996) p.1894-1900.

- [B.5] P. W. van Amersfoort, J. J. C. Geerlings, L. F. Tz. Kwakman, A. Hershcovitch, H. H. A. Granneman, and J. Los, "Formation of negative hydrogen ions on a cesiated W(110) surface; the influence of hydrogen implantation", *J. Appl. Phys.* **58** (1985) p.3566-3572.
- [B.6] P. J. M. van Bommel, J. J. C. Geerlings, J. N. M. van Wunnik, P. Massmann, E. H. A. Granneman, and J. Los, "Formation of H- by scattering H+ on a cesiated polycrystalline tungsten surface", *J. Appl. Phys.* **54** (1983) p.5676-5684.
- [B.7] 石川順三, “荷電粒子ビーム工学”, コロナ社, (2001) p.85-89.
- [B.8] J. N. M. van Wunnik, B. Rasser, and J. Los, "H- and D- formation by scattering H+ and D+ from a cesiated W(110) surface", *Phys. Lett. A* **87** (1982) p.288-90.

国際単位系 (SI)

表1. SI 基本単位

基本量	SI 基本単位	
	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd

表2. 基本単位を用いて表されるSI組立単位の例

組立量	SI 基本単位	
	名称	記号
面積	平方メートル	m ²
立体積	立方メートル	m ³
速さ, 速度	メートル毎秒	m/s
加速度	メートル毎秒毎秒	m/s ²
波数	メートル	m ⁻¹
密度(質量密度)	キログラム毎立法メートル	kg/m ³
質量体積(比体積)	立法メートル毎キログラム	m ³ /kg
電流密度	アンペア毎平方メートル	A/m ²
磁界の強さ	アンペア毎メートル	A/m
(物質量)の濃度	モル毎立方メートル	mol/m ³
輝度	カンデラ毎平方メートル	cd/m ²
屈折率	(数の)1	1

表5. SI 接頭語

乗数	接頭語	記号	乗数	接頭語	記号
10 ²⁴	ヨタ	Y	10 ⁻¹	デシ	d
10 ²¹	ゼタ	Z	10 ⁻²	センチ	c
10 ¹⁸	エクサ	E	10 ⁻³	ミリ	m
10 ¹⁵	ペタ	P	10 ⁻⁶	マイクロ	μ
10 ¹²	テラ	T	10 ⁻⁹	ナノ	n
10 ⁹	ギガ	G	10 ⁻¹²	ピコ	p
10 ⁶	メガ	M	10 ⁻¹⁵	フェムト	f
10 ³	キロ	k	10 ⁻¹⁸	アト	a
10 ²	ヘクト	h	10 ⁻²¹	ゼット	z
10 ¹	デカ	da	10 ⁻²⁴	ヨクト	y

表3. 固有の名称とその独自の記号で表されるSI組立単位

組立量	SI 組立単位		
	名称	記号	他のSI単位による表し方
平面角	ラジアン ^(a)	rad	$m \cdot m^{-1} = 1^{(b)}$
立体角	ステラジアン ^(a)	sr ^(c)	$m^2 \cdot m^{-2} = 1^{(b)}$
周波数	ヘルツ	Hz	s^{-1}
圧力, 応力	ニュートン	N	$m \cdot kg \cdot s^{-2}$
エネルギー, 仕事, 熱量	パスカル	Pa	$m^{-1} \cdot kg \cdot s^{-2}$
功率, 放射束	ジュール	J	$N \cdot m$
電荷, 電気量	ワット	W	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2}$
電位差(電圧), 起電力	クーロン	C	J/s
静電容量	ボルト	V	W/A
電気抵抗	アラード	F	C/V
コンダクタンス	オーム	Ω	V/A
磁束密度	ウェーバー	Wb	$V \cdot s$
磁束密度	テスラ	T	Wb/m^2
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度 ^(d)	°C	$kg \cdot s^2 \cdot A^{-1}$
光束度	ルーメン	lm	$cd \cdot sr^{(c)}$
(放射性核種)の放射能	ルクス	lx	lm/m^2
吸収線量, 質量エネルギー	ベクレル	Bq	J/kg
放射分率, カーマ	グレイ	Gy	$m^2 \cdot s^{-2}$
線量当量, 周辺線量当量	シーベルト	Sv	J/kg
方向性線量当量, 個人線量当量	シーベルト	Sv	$m^2 \cdot s^{-2}$

(a) ラジアン及びステラジアンの使用は、同じ次元であっても異なる性質をもった量を区別するときの組立単位の表し方として利点がある。組立単位を形作るときのいくつかの用例は表4に示されている。

(b) 実際には、使用する時には記号rad及びsrが用いられるが、習慣として組立単位としての記号“1”は明示されない。

(c) 測光学では、ステラジアンの名称と記号srを単位の表し方の中にそのまま維持している。

(d) この単位は、例としてミリセルシウス度m°CのようにSI接頭語を伴って用いても良い。

表4. 単位の中に固有の名称とその独自の記号を含むSI組立単位の例

組立量	SI 組立単位		
	名称	記号	SI 基本単位による表し方
粘度	パスカル秒	Pa · s	$m^{-1} \cdot kg \cdot s^{-1}$
力のモーメント	ニュートンメートル	N · m	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2}$
表面張力	ニュートン每メートル	N/m	$kg \cdot s^{-2}$
角速度	ラジアン每秒	rad/s	$m \cdot m^{-1} \cdot s^{-1} = s^{-1}$
角加速度	ラジアン每平方秒	rad/s ²	$m \cdot m^{-1} \cdot s^{-2} = s^{-2}$
熱流密度, 放射照度	ワット每平方メートル	W/m ²	$kg \cdot s^{-3}$
熱容量, エントロピー	ジュール每ケルビン	J/K	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot K^{-1}$
質量熱容量(比熱容量)	ジュール每キログラム	J/(kg · K)	$m^2 \cdot s^{-2} \cdot K^{-1}$
質量エンタルピー	毎ケルビン		
質量エネルギー(比エネルギー)	ジュール每キログラム	J/kg	$m^2 \cdot s^{-2} \cdot K^{-1}$
熱伝導率	ワット每メートル每ケルビン	W/(m · K)	$m \cdot kg \cdot s^{-3} \cdot K^{-1}$
体積エネルギー	ジュール每立方メートル	J/m ³	$m^{-1} \cdot kg \cdot s^{-2}$
電界の強さ	ボルト每メートル	V/m	$m \cdot kg \cdot s^{-3} \cdot A^{-1}$
体積電荷	クーロン每立方メートル	C/m ³	$m^{-3} \cdot s \cdot A$
電気変位	クーロン每平方メートル	C/m ²	$m^{-2} \cdot s \cdot A$
誘電率	フアラド每メートル	F/m	$m^{-3} \cdot kg^{-1} \cdot s^4 \cdot A^2$
透磁率	ヘンリー每メートル	H/m	$m \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot A^{-2}$
モルエネルギー	ジュール每モル	J/mol	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot mol^{-1}$
モルエンタルピー	ジュール每モル	J/(mol · K)	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1}$
モル熱容量	ビュル每ケルビン	J/(mol · K)	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1}$
照射線量(X線及びγ線)	クーロン每キログラム	C/kg	$kg^{-1} \cdot s \cdot A$
吸収線量率	グレイ每秒	Gy/s	$m^2 \cdot s^{-3}$
放射強度	ワット每ステラジアン	W/sr	$m^4 \cdot m^{-2} \cdot kg \cdot s^{-3} = m^2 \cdot kg \cdot s^{-3}$
放射輝度	ワット每平方メートル每ステラジアン	W/(m ² · sr)	$m^2 \cdot m^{-2} \cdot kg \cdot s^{-3} = kg \cdot s^{-3}$

表6. 国際単位系と併用されるが国際単位系に属さない単位

名称	記号	SI 単位による値
分	min	1 min=60s
時	h	1h = 60 min = 3600 s
日	d	1 d=24 h=86400 s
度	°	$1^\circ = (\pi/180) rad$
分	,	$1' = (1/60)^\circ = (\pi/10800) rad$
秒	"	$1'' = (1/60)' = (\pi/648000) rad$
リットル	L	$1L = 1 dm^3 = 10^{-3} m^3$
トン	t	$1t = 10^3 kg$
ネーベル	Np	$1Np = 1$
ベル	B	$1B = (1/2) ln 10 (Np)$

表7. 国際単位系と併用されこれに属さない単位でSI単位で表される数値が実験的に得られるもの

名称	記号	SI 単位であらわされる数値
電子ボルト	eV	$1eV = 1.60217733(49) \times 10^{-19} J$
統一原子質量単位	u	$1u = 1.6605402(10) \times 10^{-27} kg$
天文単位	ua	$1ua = 1.49597870691(30) \times 10^{11} m$

表8. 国際単位系に属さないが国際単位系と併用されるその他の単位

名称	記号	SI 単位であらわされる数値
海里	里	1 海里=1852m
ノット	ト	1 ノット=1 海里每時=(1852/3600)m/s
アーチル	a	$1a = 1 dam^2 = 10^2 m^2$
ヘクタール	ha	$1 ha = 1 hm^2 = 10^4 m^2$
バール	bar	$1 bar = 0.1 MPa = 100 hPa = 10^5 Pa$
オングストローム	Å	$1 Å = 0.1 nm = 10^{-10} m$
バーン	b	$1 b = 100 fm^2 = 10^{-28} m^2$

表9. 固有の名称を含むCGS組立単位

名称	記号	SI 単位であらわされる数値
エルグ	erg	$1 erg = 10^{-7} J$
ダイナ	dyn	$1 dyn = 10^{-5} N$
ボアズ	P	$1 P = 1 dyn \cdot s/cm^2 = 0.1 Pa \cdot s$
ストーカス	St	$1 St = 1 cm^2/s = 10^{-4} m^2/s$
ガウス	G	$1 G = 10^{-4} T$
エルステッド	Oe	$1 Oe = 1000(4\pi) A/m$
マクスウェル	Mx	$1 Mx = 10^{-8} Wb$
スチール	sb	$1 sb = 1 cd/cm^2 = 10^4 cd/m^2$
ホルト	ph	$1 ph = 10^4 lx$
ガル	Gal	$1 Gal = 1 cm/s^2 = 10^{-2} m/s^2$

表10. 国際単位に属さないその他の単位の例

名称	記号	SI 単位であらわされる数値
キュリ	Ci	$1 Ci = 3.7 \times 10^{10} Bq$
レントゲン	R	$1 R = 2.58 \times 10^{-4} C/kg$
ラド	rad	$1 rad = 1 cGy = 10^{-2} Gy$
レム	rem	$1 rem = 1 cSv = 10^{-2} Sv$
X線単位	IX unit	$1 IX unit = 1.002 \times 10^{-4} nm$
ガンマ	γ	$1 \gamma = 1 nT = 10^{-9} T$
ジャニスキー	Jy	$1 Jy = 10^{-26} W \cdot m^{-2} \cdot Hz^{-1}$
フェルミ	fm	$1 fermi = 1 fm = 10^{-15} m$
メートル系カラット		$1 metric carat = 200 mg = 2 \times 10^{-4} kg$
トル	Torr	$1 Torr = (101.325/760) Pa$
標準大気圧	atm	$1 atm = 101.325 Pa$
カラリ	cal	
ミクロ	μ	$1 \mu = 1 \mu m = 10^{-6} m$

