

水素負イオン源プラズマにおける負イオン輸送
過程に関する研究

櫻林, 徹

目次

第1章 序論

1.1	核融合炉の成立条件とプラズマ加熱	1
1.2	中性粒子入射加熱 (NBI) 装置	4
1.3	NBI 加熱における負イオンの必要性	6
1.4	負イオン生成法	8
1.5	アーク放電型負イオン源の基本構成	9
1.6	大型大電流負イオン源開発の現状と課題	14
1.6.1	負イオン源内の負イオン生成効率の向上	14
1.6.2	負イオン源の大型化と低ガス圧運転	17
1.6.3	負イオン源からの負イオン電流引き出しの最適化	18
1.6.4	高エネルギー加速と高収束性の確保	19
1.7	負イオン源のモデリング	21
1.8	本論文の目的と意義	23
	参考文献	

第2章 負イオン源プラズマの数値シミュレーションモデル

2.1	はじめに	29
2.2	モンテカルロ負イオン輸送モデルのモデル構成	29
2.3	モデルの詳細と計算手法	32
2.3.1	体積・表面生成した負イオンの入射過程モデリング	32
2.3.2	体積・表面生成した負イオンの入射過程の計算手法	34
2.3.3	背景プラズマ内における負イオン輸送過程のモデリング	35
2.3.4	背景プラズマ内における負イオン輸送過程の計算手法	36
2.3.5	クーロン衝突のモデリング	38
2.3.6	クーロン衝突の数値計算手法	45
2.3.7	消滅反応のモデリング	47
2.3.8	消滅反応の計算手法	48
2.3.9	引き出し孔における負イオンの引き出し過程	54
2.4	静電プラズマ粒子モデルのモデル構成	55
2.5	静電プラズマ粒子モデルにおける計算手法	57

2.5.1	格子点における電荷密度の割り付けと電位、電場の計算手法	57
2.5.2	荷電粒子に与える電場の計算法	59
2.6	静電プラズマ粒子モデルの妥当性評価	59
2.7	まとめ	63
	参考文献	

第3章 タンデム型水素負イオン源における表面生成負イオンのエネルギー緩和過程の解析

3.1	はじめに	65
3.2	負イオン源における負イオン弾性衝突過程	66
3.3	シミュレーションモデル	68
3.4	シミュレーション結果	73
3.4.1	クーロン衝突によるエネルギー緩和の効果	73
3.4.2	エネルギー緩和過程が負イオンビーム発散角に与える影響	77
3.4.3	表面生成負イオンの引き出し確率に対する磁場密度の影響	78
3.5	まとめ	83
	参考文献	

第4章 大型負イオン源 Camembert III における負イオン輸送過程の解析

4.1	はじめに	85
4.2	大型負イオン源 (Camembert III) における体積生成負イオンの損失過程	86
4.3	シミュレーションモデル	91
4.4	シミュレーション結果	97
4.4.1	低ガス圧下における体積生成負イオン損失機構のガス圧依存性	97
4.4.2	引き出し電流に効果的な表面生成負イオンの生成点	102
4.5	まとめ	105
	参考文献	

第5章 引き出し孔近傍における弱磁場が負イオン引き出しに与える影響の解析

5.1	はじめに	107
5.2	シミュレーションモデル	108

5.2.1	計算対象領域のモデリング	108
5.2.2	磁場配位	111
5.2.3	境界条件	112
5.2.4	負イオン放出面と ϕ_{EG} の関係	113
5.3	シミュレーション結果	116
5.3.1	プラズマ数密度空間分布の比較	116
5.3.2	負イオン数密度空間分布の比較	117
5.3.3	プラズマ電位の二次元空間構造の比較	117
5.3.4	プラズマ電位形成の過程と正イオンの流れの関係	118
5.3.5	負イオン引き出し電流の比較	118
5.4	まとめ	126
	参考文献	

第6章 電子拡散が空間電位構造および負イオン引き出しに与える影響の解析

6.1	はじめに	129
6.2	シミュレーションモデル	132
6.2.1	磁場配位	132
6.2.2	磁場を横切る電子拡散過程	133
6.3	シミュレーション結果	136
6.3.1	プラズマ数密度空間分布の比較	136
6.3.2	無衝突プラズマにおける比較	137
6.3.3	弱磁場に垂直な方向の電子拡散現象の影響	137
6.3.4	プラズマ電位の二次元空間構造の比較	138
6.3.5	プラズマ電位形成の過程と正イオンの流れの関係	139
6.4	まとめ	146
	参考文献	

第7章 結論

Appendix 1	静電プラズマ粒子モデルにおけるノイマン型境界条件の導出	151
Appendix 2	静電プラズマ粒子モデルにおける電荷総量について	154
謝辞		157
発表論文		158

第5章

引き出し孔近傍における

弱磁場が負イオン引き出しに与える影響の解析

5.1 はじめに

第1章にて述べたように、大電流負イオンビーム生成のためには、負イオン源において負イオンの引き出しを向上させることが不可欠である。また、負イオンビームの高エネルギー化において、電子の引き出しを低減することが求められる。これは、引き出された電子が負イオンと同時に加速されると加速電極に電位を供給する電源において大きな電力損失となるためである。したがって、より多くの負イオンを選択的に負イオン源から引き出すことが必要となる。

正イオン源における正イオン引き出しの過程では、正イオンと電子が異符号の電荷をもつため、正イオンのみを引き出すことは、引き出し電極にバイアス電圧を印加することで比較的容易に行われる。

一方、負イオンと電子は同符号の電荷をもつため、引き出し電圧の効果だけでは負イオンのみを引き出すことは不可能となる。これに対し、負イオン源内引き出し孔近傍における数十ガウス程度の横方向の弱磁場の存在が有効であることが Bacal、Devynck らによる実験において確かめられている[1,2]。数十ガウス程度の弱磁場下では、電子は磁化されるが、イオンは磁化されることはない。このような電子とイオンとのダイナミクスの相違が、空間プラズマ電位構造に影響し、その結果、負イオン引き出し電流の増大に対し有効に働くと考えられている。

本研究では、解析対象を Bacal、Devynck らが実験に使用した単孔式負イオン源 Camembert III[3,4,5]の引き出し孔近傍の領域とし、この領域を計算領域としてモデリングし、空間プラズマ電位を自己矛盾なく計算する静電プラズマ粒子モデルを適用する。荷電粒子の運動によって生じる電場を考慮に入れたシミュレーションによって、背景プラズマ空間分布、負イオン密度空間分布等を、弱磁場の有無で比較し、実験において観測された負イオン引き出し電流の増大に関する物理機構について論じる[6]。

負イオンが引き出しに至る輸送過程を明確にし、負イオン引き出し電流の増大および電子引き出し電流の減少、これら二つの条件を同時に満たす物理的機構を理解することは、大電流負イオンビーム生成に向けての基礎として極めて重要となる。

5.2 シミュレーションモデル

本章では、解析対象を、Camembert III の引き出し孔近傍の領域とする。この領域に静電プラズマ粒子モデル[7,8,9]を適用し、数十ガウス程度の弱磁場の存在が、負イオン輸送およびその引き出しの過程に与える影響について考察する。

5.2.1 計算対象領域のモデリング

ここで、弱磁場とは、負イオン源引き出し電極に設置された電子抑制用磁石がイオン源引き出し孔近傍の領域につくる横磁場のことである。第1章において述べた通り、Camembert III をはじめとする多くの負イオン源では、負イオンとともに引き出されてきた電子を除去する目的で、Fig. 5.1 に示す通り引き出し電極内に永久磁石が設置されている[1,2]。この電子抑制用磁石により生じる数十ガウス程度の磁場が、負イオン源内引き出し孔近傍の領域に漏れ出している。磁力線の向きは、引き出し孔に対してほぼ平行方向である。

電子抑制用磁石はFig. 5.1に示すように引き出し孔を挟む形で平行に設置されている。この磁石によって生じる磁場をFig.5.2に模式的に示した。破線は磁力線を表している。電子抑制用磁石による磁場は、PG近傍の限られた領域において影響する。よって、本シミュレーションでは、一部加速系を含む引き出し孔付近の限られた領域に焦点を当てる。

Figure 5.2に示すように、引き出し孔の直径に比較して永久磁石の長手方向の長さ十分に大きい。よって磁石中央では各極付近での磁場の影響は無視することができる。このことから、本シミュレーションモデルでは、磁石の長手方向に空間的な一様性を仮定し、計算領域を二次元平面で考える。二次元平面としてFig. 5.2に示すような磁石中央の断面を取り出す。計算領域の幾何形状は、Fig. 5.3に示すように比較的簡易的な矩形型とする。

計算領域は二次元格子で差分化するため、空間を正方形のセルに分割する。2章2節に述べた通り、セルの大きさは電位の局所的な変化が表現可能となるように十分小さくする必要があるが、本モデルでは 50×50 個のセルで分割する。先に述べた各格子点への電荷密度の割り付けは、 z 方向への空間的な一様性の仮定から二次元平面で行う。

解析に用いられた座標軸は Fig. 5.3 に示される。PG に対して垂直方向、すなわちビーム引き出し方向に x 軸、平行方向に y 軸をとり、 z 方向は無窮遠とする。これにより、系は、位置空間に関して二次元、速度空間に関しては z 方向に初速度を与えているため三次元となる。

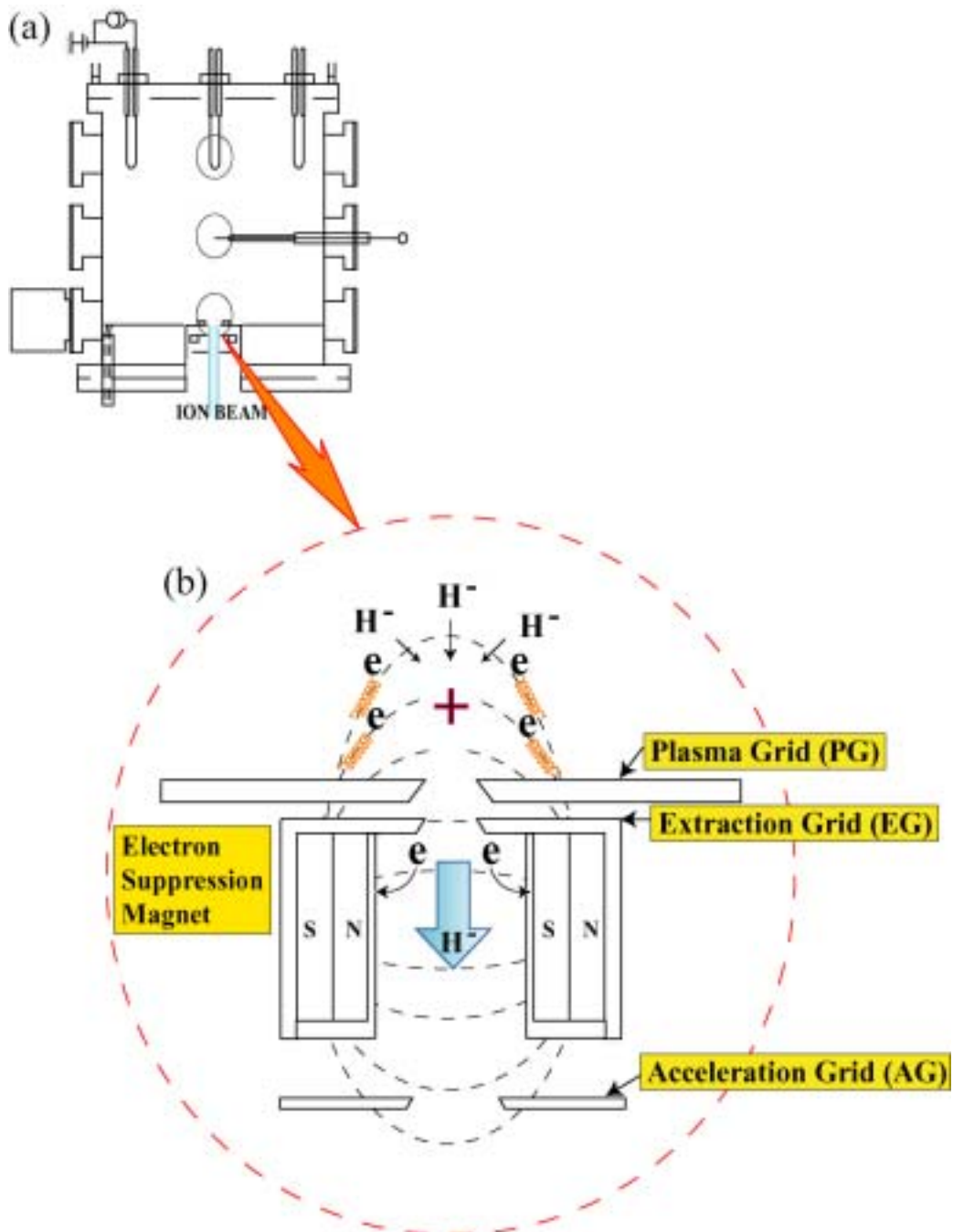


Fig. 5.1 (a) Schematic diagram of the negative ion source. (b) Cross-sectional view with the enlargement of the extractor. The electrodes of the extraction system have three electrodes, (PG, EG and AG) and a pair of magnets creates the weak magnetic field.

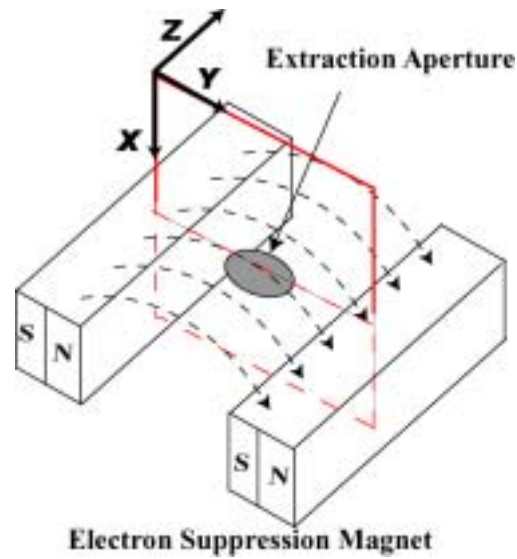


Fig.5.2 Bird's-eye view of a pair of magnets. Magnetic lines of force are denoted by broken lines.

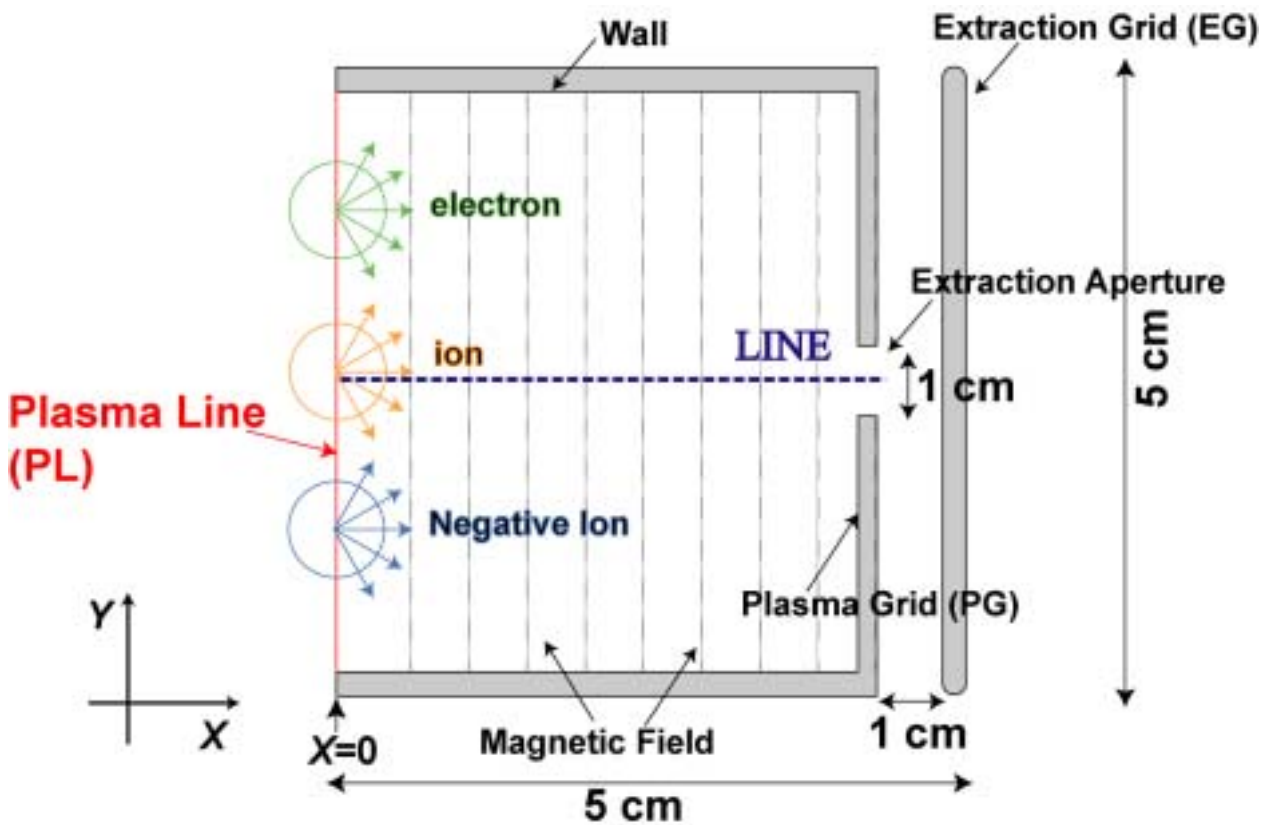


Fig. 5.3 Schematic diagram of 2D particle simulation model used in this study. The left-hand boundary (PL: $x=0$ cm) is the upstream boundary. The wall at $x=4.0$ cm is used as PG, which has an extraction aperture of 1.0 cm. The wall at $x=5.0$ cm is used as EG.

5.2.2 磁場配位

電子抑制用永久磁石による洩れ弱磁場は、計算領域の全域に存在している。磁場の方向は、PG に対して平行方向、すなわち y 軸方向である。本シミュレーションにおいて、磁場の座標成分は、PG に対して平行方向の磁場に焦点を当てているため y 方向成分のみを考慮する。また、Fig. 5.4 に示すように、磁束密度は x 軸方向に次式で示すガウス分布で与えられる。

$$B_y(x) = B_0 \exp\left[-\left(\frac{x-x_0}{l_B}\right)^2\right] \quad (5.3)$$

ここで、 $x_0 = 3.3$ cm, $l_B = 2.0$ cm and $B_0 = 20$ G である。

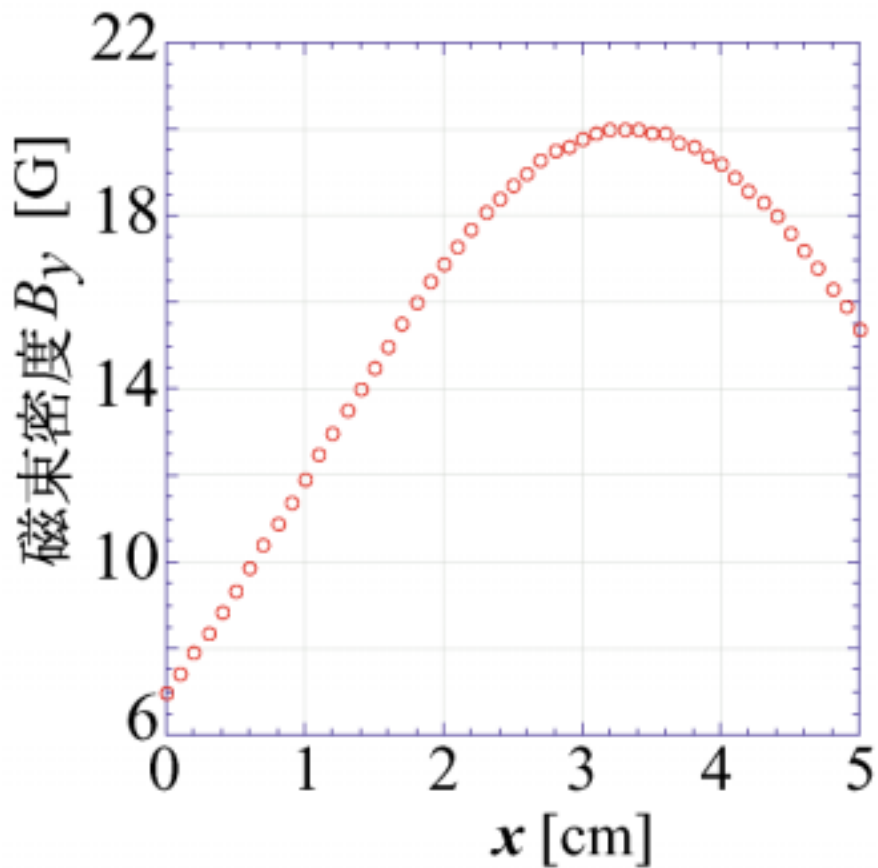


Fig.5.4 Spatial profile of the weak magnetic field.

5.2.3 境界条件

定常状態のプラズマにおいては、荷電粒子の輸送が両極性となるため、そのフラックスは電気的中性を保つ。本シミュレーションでは、このプラズマの電気的中性が保たれている領域の境界外から引き出し孔を含み EG までを計算領域として考える。初期状態では、計算領域に荷電粒子は存在せず、計算領域左端の境界を上流とし荷電粒子が供給される。この上流側境界を Fig. 5.3 に示すように“プラズマライン (PL: Plasma Line)”と呼ぶこととする。PL 上は、電気的中性が保たれていると仮定するため電場の各成分は、ゼロとする。

電気的中性が保たれているプラズマ中から PL を通り供給される正の荷電粒子、負の荷電粒子の PG 方向へのフラックスは両極性拡散となるため相等しいと考えることができる。よって、シミュレーションでは定常的な正負の荷電粒子フラックスが PL を横切るとし、同数の正イオンと電子または負イオンが PL から計算領域に入射される。各荷電粒子の初期速度は与えられた各温度の広がりをもつマクスウェル分布から求め、等方的な速度分布を仮定する。粒子が PL を右方向から左方向へと横切り計算領域外に出た場合、次のタイムステップにそれらの粒子は新たな速度をもって再入射される。再入射と定常的な粒子の供給は、区別される。

Fig. 5.3 に示すように、計算モデルでは、 $x=4\text{ cm}$ における内壁が PG に相当する。PG は直径 1 cm の引き出し孔を有する。また、 $x=5\text{ cm}$ における内壁が EG に相当する。EG は、計算領域の下流側境界であり、引き出し孔を有しないと仮定した。PG を含む内壁は全て同電位とし、基準電位とするため固定値 0 を与えた。PG を含む内壁、および EG に到達した粒子は壁に吸収されるものとし、軌道計算の対象から除外される。

以上、荷電粒子フラックスと電位の境界条件は以下のようにまとめられる。

1) $x=0$ (上流：プラズマライン PL)

荷電粒子フラックス： $\Gamma_{H^+} = \Gamma^-$, $\Gamma^- \equiv \Gamma_e + \Gamma_{H^-}$ and $\Gamma_{H^-} / \Gamma^- = 0.1$

ここで Γ_{H^+} , Γ_e and Γ_{H^-} は、それぞれ正イオンフラックス、電子フラックス、負イオンフラックスである。

空間電位： $\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0$

2) PG を含む内壁

荷電粒子フラックス： 粒子を吸収、軌道追跡対象から除外

空間電位： $\phi = 0$ （空間プラズマ電位の基準電位）

3) EG

荷電粒子フラックス： 粒子を吸収、軌道追跡対象から除外

空間電位： $\phi_{EG} = 10 \text{ V}$ （空間プラズマ電位の基準電位）

4) PG と EG 間（ $x = 4 \sim 5 \text{ cm}$ 、 $y = 0 \text{ cm}$ または $y = 5 \text{ cm}$ の領域）

荷電粒子フラックス： 粒子を吸収、軌道追跡対象から除外

空間電位： $\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0$

5.2.4 負イオン放出面と ϕ_{EG} の関係

第2章にて述べた通り、静電プラズマ粒子モデルでは、 10^6 個程度の実際の粒子をまとめ一つの超粒子として扱う[10,11]。シミュレーションに使用した超粒子の個数は 7×10^6 個である。

本シミュレーションにおいて、EG に与えられる電圧 ϕ_{EG} は、10 V と設定した。一方、実験において EG に与えられる電圧は、1 kV 程度である。シミュレーションで用いた ϕ_{EG} の値とそれに相当する実験値には大きな違いがある。このことは、メモリー環境による制約から使用できる粒子数が限られることを原因としている。以下に ϕ_{EG} の適正值について述べる。

EG に与えられる電圧 ϕ_{EG} およびプラズマ特性から負イオン数密度に注目する。引き出し孔から引き出された負イオン電流 j_{H^-} は、ビーム方向の負イオン速度が一定と仮定すると負イオン数密度に比例する。また、チャイルドラングミュアの理論から得られる PG と EG 間の空間電荷制限電流を j_{CL} とする。ここで、負イオン放出面の位置を、負イオンビームライン上 (Fig. 5.3 に示す LINE 上) において $d\phi(x)/dx = 0$ が成立する位置と仮定する。 j_{H^-} と j_{CL} を等しく置くことで、負イオン放出面から EG までの特徴的なおおよその距離 d_{eff} は以下のように定義される[12,13]。

$$d_{eff} \approx \left[\left(\frac{4\epsilon_0}{9} \right) \left(\frac{2e}{m_{H^-}} \right)^{1/2} \frac{\phi_{EG}^{3/2}}{j_{H^-}} \right]^{1/2} \quad (5.4)$$

ここで式 (5.4) において、 ϕ_{EG} を変数と考え、 j_{H^-} 一定の条件下で ϕ_{EG} が大き

くなった場合、 d_{eff} は増加する。先に述べた通り、本シミュレーションでは使用できる粒子数が限られているので、負イオン数密度は実測値と比較して 10^{-4} 倍程度である。したがって、 ϕ_{EG} について実験で与えている電圧値をそのままシミュレーションモデルに適用した場合、それに伴って d_{eff} もまた大幅に大きくなる。このことは、EG における正の電位が、引き出し孔を通過してイオン源内部の領域に深く浸透することを意味する。浸透した正の電位の影響によって負イオンの引き出しが、促進する可能性は大きくなる。本研究では、弱磁場の影響による負イオン引き出し電流増大の過程を解析することを目的としているため、EG における正の電位が、イオン源内部の領域に深く浸透した状態での解析は適当ではない。

また、実験的に負イオン放出面の形状は平面またはゆるやかな凹状から大きくずれることはイオン光学上好ましくないため[14]、PG と EG 間の電極間距離 d_s に対し $d_s \cong d_{eff}$ を満たす必要がある。本モデルにおいて PG と EG 間の電極間距離 d_s は、1cm 程度であるので、 d_{eff} と d_s がほぼ等しくなるように ϕ_{EG} を適性値に設定する。 ϕ_{EG} をパラメータとした負イオン放出面の形状変化の様子を Fig. 5.5 に示す。Fig. 5.5 より、 $\phi_{EG} = 10 \text{ V}$ のとき $d_s \cong d_{eff}$ を満足していることがわかる。

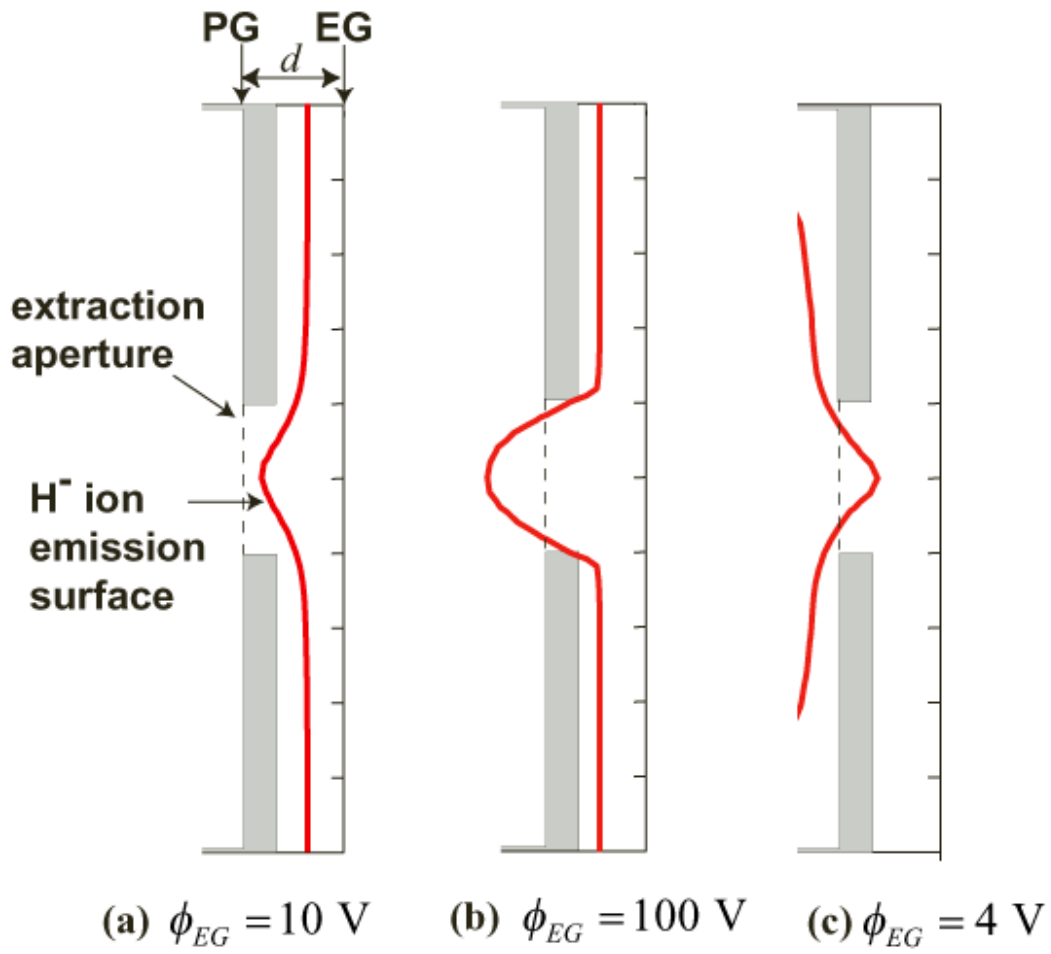


Fig.5.5 The variation of the shape of the H^- emission surface when the ϕ_{EG} changes in the three values: (a) $\phi_{EG} = 10 \text{ V}$, (b) $\phi_{EG} = 100 \text{ V}$, (c) $\phi_{EG} = 4 \text{ V}$ relative to the constant plasma sources.

5.3 シミュレーション結果[6]

本シミュレーションでは、洩れ弱磁場の影響そのものを調べるために、以下の2つの場合を比較する

- (A) : 弱磁場有り
- (B) : 弱磁場無し

弱磁場の存在の有無を除く他の条件は、第2節に述べた通りであり、両方の場合において共通である。

Fig. 5.6 (a)、(b)は、Fig. 5.6 (c)に示す a~h 点上的におけるプラズマ電位値の時間発展を示す。Fig. 5.6 (a)、(b)より、系は、およそ 50×10^4 タイムステップ以降で準定常状態に至っていることがわかる。本シミュレーションで示す数値計算結果は全てこの準定常状態のもとで算出される。

以下、(A)と(B)において、プラズマ数密度、負イオン数密度及びプラズマ電位等の空間分布を比較することによって負イオン引き出し増大に至る過程の詳細な解析を行う。

5.3.1 プラズマ数密度空間分布の比較

(A)の場合について考察する。Fig. 5.7 は、Fig. 5.6(c)に示す三つの LINE (LINE1~3) 上におけるプラズマ数密度と距離との関係を示す。LINE1~3 において示すことで y 依存性を表わす。ここで、Fig. 5.7 における各荷電粒子の数密度値は、第一セルにおける正イオンの数密度値で規格化した値として示す。Fig. 5.7 に示すように、電子は、PL から $x=1$ cm 程度の限定した領域に分布する。これは、電子はラーマー半径が小さく弱磁場によって磁化されているからである。こうした電子の空間分布状況をもとに、本シミュレーションにおける計算領域は、以下の特徴的な2つの領域に分けることができる

- 1) “電子磁化領域” (PL から $x=1$ cm)
- 2) “効果的引き出し領域” (電子磁化領域の右端から PG)

Fig. 5.7 に示すように、効果的引き出し領域において電子の空間分布はなく、数密度は、ほぼ0である。その一方で、正イオンと負イオンの数密度と同程度である。すなわち、効果的引き出し領域におけるプラズマの電気的中性は、電子が移動できないため正イオンと負イオンとによって保たれることになる。

一方、(B)の場合、Fig. 5.8 に示すように、全領域において、電子、負イオンをあわせ負電荷粒子の数密度と正イオンの数密度が同程度となる。すなわち、プラズマの電気的中性は、3種の荷電粒子のバランスによって成り立つ。ただし、電子の粒子数は負イオン粒子数の9倍あるので(B)の場合、プラズマの電気的中性は、主に正イオンと電子によって保たれることとなる。その結果、効果的引き出し領域において負イオンが電子に代わり負電荷を補うために移動してくる必要性はなくなる。

5.3.2 負イオン数密度空間分布の比較

(A)の場合、プラズマの電気的中性を満たすために負イオンが磁化された電子に代わって PG 付近の領域に移動する。このことは、弱磁場の存在は、負イオンが引き出し孔付近の領域に移動する上で有効に働くことを実証している。しかしながら、弱磁場による負イオン引き出し増大を示すためには、(A)と(B)の負イオン数密度空間分布を比較する必要がある。

Fig.5.9 は、(A)と(B)における負イオン数密度空間分布の比較を示している。ここに示す負イオン数密度は、(B)における第一セル数密度値で規格化した値として示す。Fig.5.9 に示す通り(A) の場合、効果的引き出し領域において負イオン数密度は(B)の場合よりも大きい。

5.3.3 プラズマ電位の二次元空間構造の比較

先に述べた通り、弱磁場の効果により、負イオン数密度の増加がみられた。この原因は、(A)におけるプラズマ電位の二次元空間構造によって説明される。Figure 5.10 (a)と Fig. 5.10 (b)は(A)と(B)2つの場合におけるプラズマ電位の二次元空間構造を示す。ここで、Fig. 5.10(a)と Fig. 5.10(b)において、(A)と(B)の電位構造上の違いを明確にするために $0 \text{ cm} \leq x \leq 3.5 \text{ cm}$ の領域に焦点を当てる。Fig. 5.10 に示すように、(A) の場合、プラズマ電位の二次元空間構造には特徴的な正のピークがみられる。

この正の電位ピークは、電子磁化領域から効果的引き出し領域へと負イオン粒子を以下の過程を経て集める働きをする。入射された負イオン粒子は正の電位ピークから左側の領域で加速を受ける。その後、負イオン粒子は正の電位ピークから右側の領域で減速を受ける。減速を受けた負イオン粒子のうち PG 方向への速度が小さいものは停滞する。その結果、Fig.5.7 に示すように $x=1.5 \text{ cm}$ 付近に位置する負イオンが多くなり、この位置での負イオン数密度は増加する。

しかしながら、負イオンは正の電位ピークから右側の領域で減速を受けるものの、それらのほとんどは PG 方向へと輸送される。これは、主にプラズマの電

気的中性を満たすために正イオンと負イオンに両極性の流れが生じるためである。この正イオンの流れについては後述する。

一方、(B)の場合、Fig.5.10(b)に示すようにプラズマ電位の2次元空間構造は、比較的平坦な構造となる。(B)の場合、電子は磁化されないため PG 方向へと自由に移動できる。よってプラズマ中の電気的中性に偏りが生じることはなく、その結果、PG 方向への負イオンの流れを促進するような正の電位ピークが形成されることはない。

5.3.4 プラズマ電位形成の過程と正イオンの流れの関係

先に述べた通り(A)の場合、プラズマ電位の2次元空間構造は変化し、結果的に多くの負イオンを効果的に引き出し領域へと集める。こうしたプラズマ電位形成の過程は以下のように説明される。

(A)の場合、弱磁場に垂直方向の電子フラックスはほぼゼロである。電子は、電子磁化領域外側 PG 方向には分布しないため、電子磁化領域の空間電位は下がる。その結果、正イオンの PG 方向への移動を遅延させる電場が生じる。PG 方向への速度が小さい正イオンは、生じた電場によって PL 方向へと引きつけられ、電子磁化領域の電気的中性を保つ。一方、正イオンのうち比較的大きな PG 方向への速度を持ったものはそのまま移動し続ける。従って、弱磁場は、電子磁化領域と効果的に引き出し領域の境界付近に、PL 方向への“back flow”と PG 方向への“forward flow”という2つの正イオンの流れを作り出す。

Fig.5.11 は、この2つの正イオンの流れを模式的に表したものである。Fig.5.10(a)でみられた正の電位ピークは、これら2つの正イオンの流れのよどみ点に生じる。

電子磁化領域でのプラズマの電気的中性は“back flow”によって保たれる。一方、電位ピークによって加速を受け効果的に引き出し領域へと移動した負イオンは“forward flow”に引かれ PG 方向へと移動し続ける。(A)の場合、このような過程を経て、引き出し孔近傍まで移動してきた負イオンが、引き出し孔を通りイオン源内から引き出される。

5.3.5 負イオン引き出し電流の比較

本シミュレーションにおいて、(A)の場合、負イオン引き出し電流は、(B)の場合と比較して6倍程度大きい。ここで引き出し電流とは、引き出し孔を通る負イオンのカウント数であり、これは引き出し孔を通る負イオンフラックスに相当する。実験的には負イオン電流は弱磁場の存在によって3倍程度増加する[2,3]。よって、6倍程度というシミュレーション結果は実験結果と比較して大きい。

この原因として

- (A) の場合において負イオンの引き出しが過度であること
- (B) の場合において負イオンの引き出しが少なすぎることを

のいずれかが考えられる。

本シミュレーションでは、無衝突プラズマを仮定した。よって、磁場を横切った電子の拡散現象は考慮していない。(A)の場合、無衝突プラズマの仮定により電子が効果的引き出し領域に流入することはない。しかしながら、磁場を横切った電子の拡散現象を考慮することで、効果的引き出し領域に電子が分布する。このことにより、正の電位ピークは小さくなり、負イオンを PG 方向へと導く働きが弱まると考えられる。また、(B)のように弱磁場がない状態であっても、拡散による電子のランダムな運動は電子の空間中の滞在時間を変化させ、プラズマの輸送過程に影響を与えると考えられる。以上より、(A)と(B)におけるより現実的な引き出し電流の比を求めるためには、電子の拡散現象を考慮する必要がある。

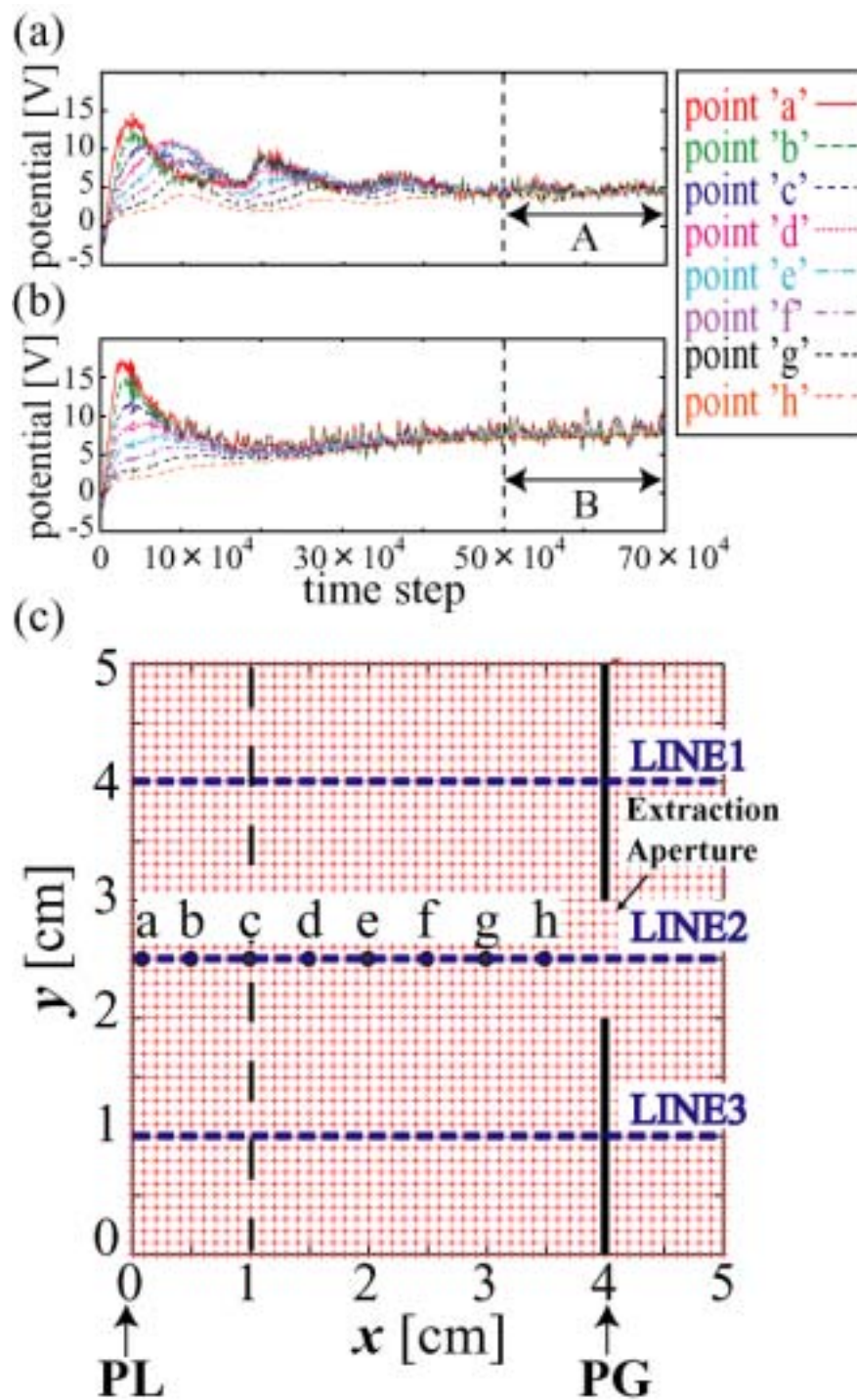


Fig.5.6 Time evolution of potentials (a) with the weak magnetic field and (b) without the weak magnetic field at points a~h in (c).

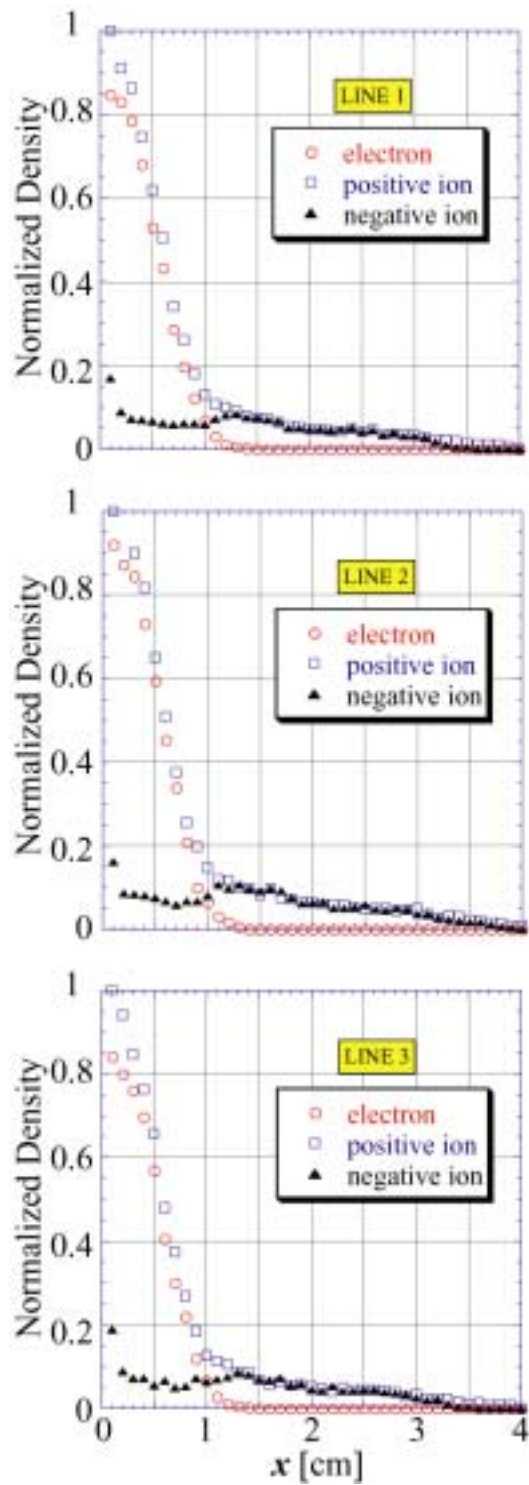


Fig.5.7 Variation of the charged particle densities versus the axial distance along the three LINEs shown in Fig.4 (c) for case (A). Negative ions are balanced with H^+ ions instead of electrons to maintain plasma neutrality.

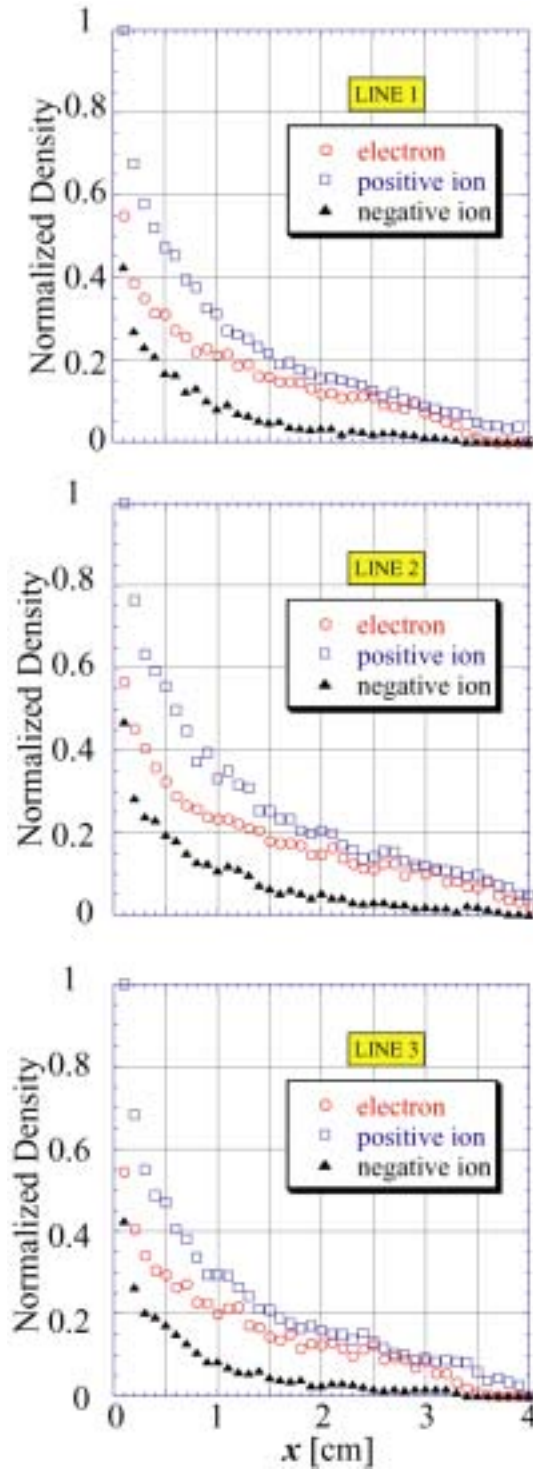


Fig.5.8 Variation of the charged particle densities versus the axial distance along the three LINES in Fig.4 (c) for case (B). Charge neutrality is maintained by mainly H^+ ions and electrons.

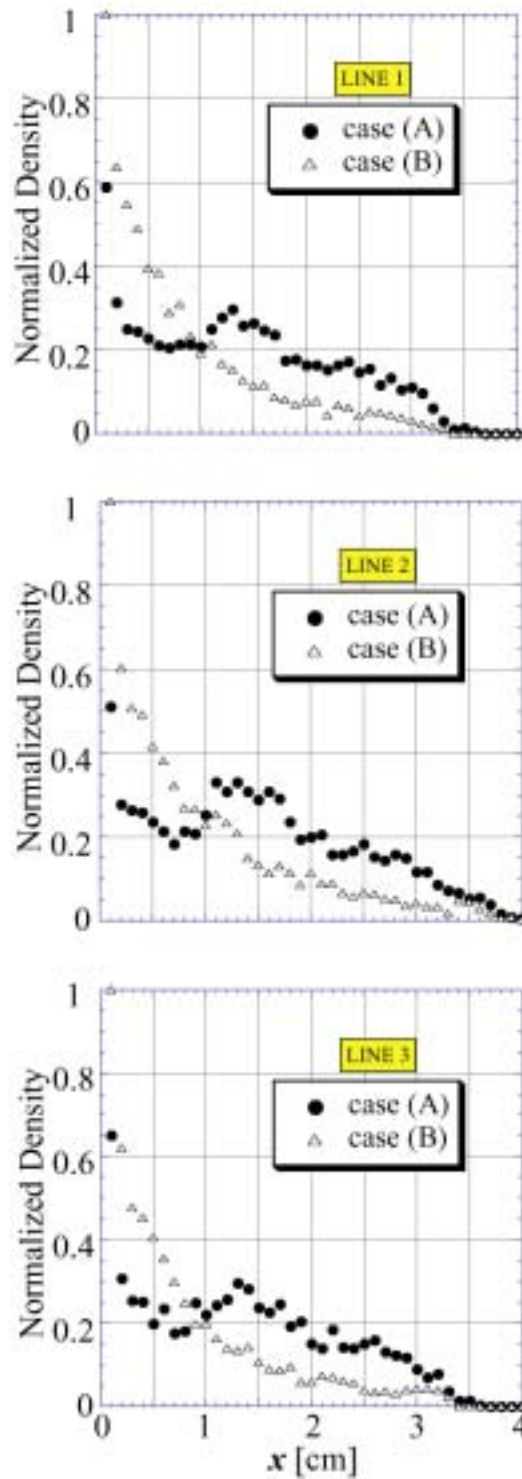


Fig.5.9 Comparison of spatial profiles of negative ion density between case (A) and case (B). For case (A), negative ion density becomes larger than that of case (B) in the ‘Effective extraction region’.

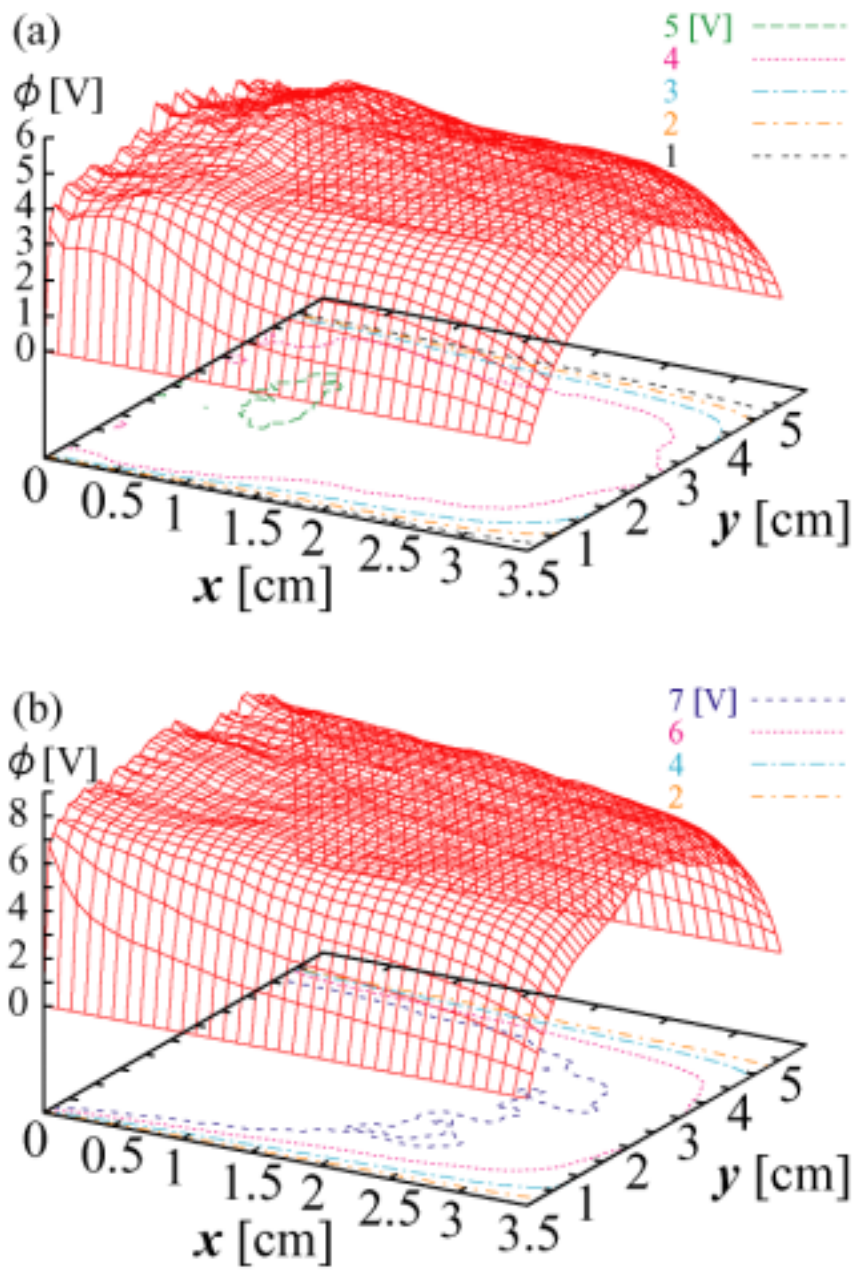


Fig.5.10 Structure of the potential in the region $0 \text{ cm} \leq x \leq 3.5 \text{ cm}$ (a) with the weak magnetic field and (b) without the weak magnetic field

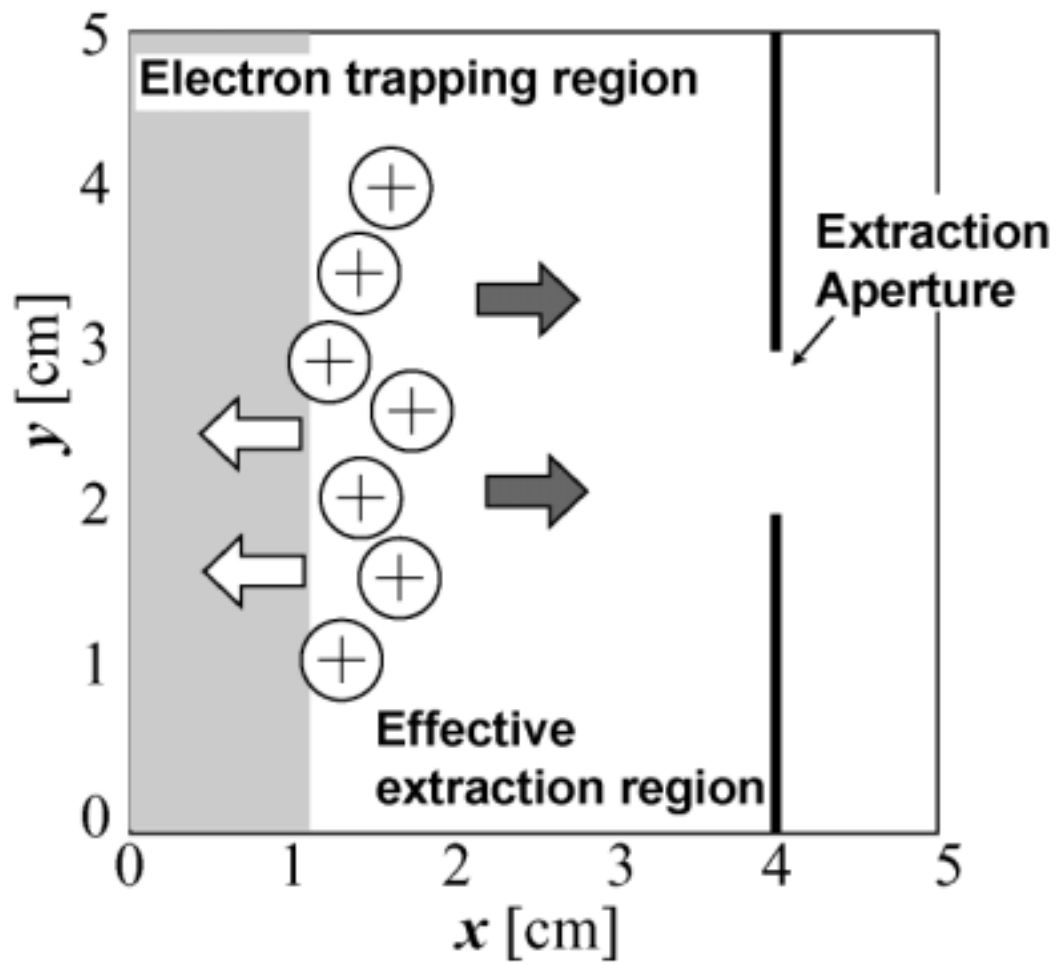


Fig.5.11 Diagram of two positive ion flows, back flow (toward the PL) and forward flow (toward the PG).

5.4 まとめ

本章では、解析対象を負イオン源 Camembert III の引き出し孔近傍の領域とし、静電プラズマ粒子モデルを用いてこの領域をモデリングした。背景プラズマ空間分布、負イオン密度空間分布等を、(A) 弱磁場有り、(B) 弱磁場無し、二つの場合で比較し、実験において観測された負イオン引き出し電流の増大に関する物理機構について調べた。

(A)の場合、電子は弱磁場により磁化されるため“電子磁化領域”(計算領域左端の境界 PL (Plasma Line) から $x=1\text{ cm}$) にのみ分布する。よって、プラズマの電気的中性を満たすために負イオンが磁化された電子に代わって PG (Plasma Grid) 付近の領域に移動する。(B)の場合、プラズマの電気的中性は、三種の荷電粒子のバランスによって成り立つ。これらの結果により、負イオンが引き出し孔付近の領域に移動する上で、弱磁場の存在が有効に働くことを実証した。

(A) の場合、PG 付近の領域での負イオン数密度は、(B)の場合よりも大きい。この原因は、(A)における正のピークを持ったプラズマ電位の空間構造によることを示した。

弱磁場の存在により、(A)における定常状態では、正イオンに2つの反対の流れが形成され、電子磁化領域と負イオンが集まる引き出し孔付近の領域における準中性条件をそれぞれ満たしていることを明らかにした。(A)の場合、弱磁場に垂直方向の電子フラックスはほぼゼロであるので、正イオンの PG 方向への移動を遅延させる電場が生じる。PG 方向への速度が小さい正イオンは、生じた電場によって PL 方向へと引きつけられる。一方、正イオンのうち比較的大きな PG 方向への速度を持ったものはそのまま移動し続ける。従って、弱磁場は、電子磁化領域と効果的引き出し領域の境界付近に、PL 方向への“back flow”と PG 方向への“forward flow”という2つの正イオンの流れを作り出す。正の電位ピークは、これら2つの正イオンの流れのよどみ点に生じる。

本研究により、実験において観測された負イオン電流増大の物理機構が、1) 磁場の有無による電子の運動の変化、および2) それに起因する負イオン源引き出し孔近傍の領域における電位構造の変化、により説明し得ることを、静電プラズマ粒子モデルを用いたシミュレーションによって明らかにした。得られた結果は、負イオン引き出し電流の増大および電子引き出し電流の減少、これら二つの条件を同時に満たす物理的機構において弱磁場の存在が本質的に有効な働きをすることを示唆している。

また、本研究により負イオン電流増大の理解に対し、静電プラズマ粒子モデルによる解析の有効性が示された。よって、外部磁場、引き出し電圧をパラメー

タとすることで、負イオン引き出し増大に効果的な要素を考察することに静電プラズマ粒子モデルを応用していくことが可能である。しかしながら、無衝突プラズマを仮定したため、(A)における電子の分布領域が二分化された。実際、いくらかの電子は弾性衝突によって弱磁場を横切り拡散していく。電子拡散現象は、正の電位ピークを小さくし、負イオンを PG 方向へと導く働きを弱める可能性がある。よって、より現実的な条件下でシミュレーションを行い、実験との定量的な比較を行うためには、静電プラズマ粒子モデルに電子の衝突過程を組み入れる必要がある。

第5章の参考文献

- [1] M. Bacal, J. Bruneteau and P. Devynck, Rev. Sci. Instrum. **59**, 2152(1988).
- [2] P. Devynck, M. Bacal, J. Bruneteau and F. Hillion, Revue Phys. Appl. (Paris) **22**, 753(1987).
- [3] M. Bacal, C. Michaut, L. I. Elizarov and F. El Balghiti, Rev.Sci.Instrum. **67**, 1138(1996).
- [4] C. Courteile, J. Bruneteau and M. Bacal, Rev. Sci. Instrum. **66**, 2533(1995).
- [5] F. El Balghiti-Sube, F. G. Baksht and M. Bacal, Rev. Sci. Instrum. **67**, 2221(1996).
- [6] T. Sakurabayashi, A. Hatayama and M. Bacal, J. Appl. Phys. **95**, 3937(2004).
- [7] J. P. Verboncoeur, M. V. Alves, V. Vahedi, and C. K. Birdsall, J. Comp. Phys. **104**, 321(1993).
- [8] W. S. Lawson, J. Comp. Phys. **80**, 253(1989).
- [9] R. J. Procassini, C. K. Birdsall and E. C. Morse, Phys. Fluids B **2**, 3191(1990).
- [10] 内藤裕史：プラズマ・核融合学会誌 **74**, 470(1998).
- [11] 石黒静司：プラズマ・核融合学会誌 **74**, 591(1998).
- [12] J. Ishikawa, F. Sano and T. Takagi, J. Appl. Phys. **53**,6018(1982)
- [13] S. Humphries, Jr. *Charged Particle Beams* (Wiley, New York, 1990) p.293.
- [14] 石川順三：「イオン源工学」アイオニクス株式会社（1986）第5章

第4章

大型負イオン源 Camembert III における

負イオン輸送過程の解析

4.1 はじめに

負イオンビームの大電流化のために、負イオン源を大型化することが有効である。大型化によりビームの引き出し面積を大きくすることで大面積からビームを引き出すことが可能となり、面積に比例して負イオンビーム電流が増加するため大電流化を図ることができる。加えて、負イオン源を大型化することでプラズマの閉じ込め性能が向上するため、負イオンの生成効率を下げることなくより低ガス圧下で運転することも可能となる[1]。

Bacal らは、大型負イオン源 Camembert III[3,4,5]を用い、3mTorr 程度以下の低ガス圧下における負イオン損失の支配的機構を調べている。低ガス圧大型負イオン源での負イオン密度の増大にとって生成効率の増大はもちろん低ガス圧下における負イオンの損失機構の理解と低減が望まれる。そこで、Bacal らは、Camembert III で得られた実験結果に 0 次元モデルを適用し、特に 1mTorr 程度のガス圧下において、負イオン源容器壁での負イオンの損失が支配的になることを指摘している[1]。

そこで本章では、第2節でまず Bacal らの実験結果を簡単にまとめるとともに 0 次元モデルによる体積生成負イオン損失過程の解析について述べる。次に、解析対象を Camembert III とし、モンテカルロ負イオン輸送モデルをこれに適用する。Camembert III の実幾何形状およびプラズマ閉じ込め用多極カスプ磁場配位等を忠実に再現し、モンテカルロ負イオン輸送モデルを用いた多次元でのシミュレーションにより、低ガス圧下（1mTorr、3mTorr）における負イオンの損失過程をそれぞれ調べ比較する[6]。この結果から、先に述べた 0 次元モデルにより得られた負イオン損失過程に関するガス圧依存性を負イオン空間輸送の効果の側面から検証する。

以上の体積生成負イオンに対する輸送解析に加えて、表面生成負イオンの負

イオン源内での輸送過程においても解析を行う。特に、Camembert III における表面生成負イオンについて軌道解析を行うことで、引き出し電流に効果的な生成点の影響を考察する[6]。

4.2 大型負イオン源 (Camembert III) における体積生成負イオンの損失過程

Bacal ら[1]は、先に第1章で説明した大型水素負イオン源装置 (Camembert III) を用い、アーク放電電流、初期ガス圧などの放電条件を幅広い範囲で変化させ、これら放電条件に対する、

- 1) アーク放電プラズマ特性 (電子密度 n_e 、電子温度 T_e)、
- 2) 負イオン生成効率

の依存性を調べている。Fig. 4.1 に実験結果を示す。Fig. 4.1 は、異なる放電条件下で得られた電子温度に対して、体積中の負イオン密度をプロットしたものである。ただし、負イオン密度 n_H は、電子密度 n_e で規格化した規格化負イオン密度 n_H/n_e で示されている。実験では、電子温度及び電子密度は Langmuire プローブにより、また、負イオン密度はレーザーを用いた光電子脱離法[7]によって測定された。いずれも測定は、放電容器中心において行われた。

Fig.4.1 からわかるように、ガス圧 2mTorr 以上と 1mTorr について、規格化負イオン密度の電子温度依存性に顕著な相違が見られる。Fig. 4.1 にみられる傾向をまとめると以下のようになる。

- ・ ガス圧 2mTorr 以上の場合、電子温度は $0.2\text{eV} \leq T_e \leq 0.8\text{eV}$ 程度の範囲の値となっている。
- ・ ガス圧 2mTorr 以上の場合、すなわち、 $0.2\text{eV} \leq T_e \leq 0.8\text{eV}$ の範囲で規格化された負イオン密度は、電子温度の増大に伴い急激に増大し、ほぼ同一曲線上にフィットされる。
- ・ ガス圧が 1mTorr の場合、2mTorr 以上の場合に比較して電子温度は比較的高く、 $0.7\text{eV} \leq T_e \leq 1.5\text{eV}$ の範囲となっている。
- ・ また、この電子温度領域で規格化負イオン密度の電子温度依存性は比較的弱く、電子温度が増大してもその増加量は小さい。
- ・ ガス圧 2mTorr 以上の場合、上で述べたように同一曲線にほぼ乗るが、1mTorr における規格化負イオン密度は、2mTorr 以上の場合の半分程度に減少する。2mTorr 以上の場合と 1mTorr の場合の規格化負イオン密度に、明らかな不連続性が見受けられる。

Bacal らは、以下に示す 0 次元モデルによる考察を行い、Fig. 4.1 の結果が主として

- 1) 負イオン生成反応の速度係数の電子温度依存性
- 2) 負イオン損失機構のガス圧依存性

によって説明されるとしている。

ここで、負イオンの生成、消滅及び輸送損失をモデル化した 0 次元レート方程式は、

$$\frac{dn_{\text{H}^-}}{dt} = n_e n_{\text{H}_2(v)} \langle \sigma v(\text{DA}) \rangle - n_{\text{H}^+} n_{\text{H}^-} \langle \sigma v(\text{MN}) \rangle - n_{\text{H}^-} n_{\text{H}} \langle \sigma v(\text{AD}) \rangle - \frac{n_{\text{H}^-}}{\tau_{\text{H}^-}} \quad (4.1)$$

で与えられる。

式 (4.1) の右辺第 1 項 $n_e n_{\text{H}_2(v)} \langle \sigma v(\text{DA}) \rangle$ は、電子と振動励起水素分子との次の解離性電子付着反応



による負イオン生成項を表す。ただし、 $n_{\text{H}_2(v)}$ 及び $\langle \sigma v(\text{DA}) \rangle$ は、各々、振動励起分子密度及び解離性付着反応の速度係数を表す。

一方、式 (4.1) の右辺の第 2 項 $n_{\text{H}^+} n_{\text{H}^-} \langle \sigma v(\text{MN}) \rangle$ 及び第 3 項 $n_{\text{H}^-} n_{\text{H}} \langle \sigma v(\text{AD}) \rangle$ は、各々、次の反応による負イオンのイオン源体積中での消滅反応項を表す。

相互中性化反応 (MN : Mutual Neutralization)



分子生成に伴う電子脱離反応 (AD : Associative Detachment)



ただし、 $\langle \sigma v(\text{MN}) \rangle$ 及び $\langle \sigma v(\text{AD}) \rangle$ は、各々、MN 反応及び AD 反応の速度係数を、また、 n_{H^+} 、 n_{H} は水素正イオン及び水素原子密度を表す。

さらに、式 (4.1) の右辺の第 4 項は負イオンの輸送による壁への損失項を、簡単に

$$-\frac{n_{H^-}}{\tau_{H^-}} \quad (4.5)$$

で表している。ただし、 τ_{H^-} は負イオンの放電容器内での閉じ込め時間を表す。

式 (4.1) から定常状態における負イオン密度は、第 1 項目の生成項と第 2 項以下の損失項との釣り合いによって決まる。このことから、電子密度で規格化された負イオン密度は、次式で与えられる。

$$\frac{n_{H^-}}{n_e} \propto \frac{\langle \sigma v(\text{DA}) \rangle}{\langle \sigma v(\text{MN}) \rangle + \frac{n_{H^-}}{n_e} \langle \sigma v(\text{AD}) \rangle + \frac{1}{n_e \tau_{H^-}}} \quad (4.6)$$

式 (4.6) に基づき Bacal らは、実験で得られた規格化負イオン密度の電子温度依存性 (Fig. 4.1) について考察している。式 (4.6) の右辺の分子、 $\langle \sigma v(\text{DA}) \rangle$ は電子の解離性付着反応による負イオン生成の速度係数を表し、電子温度に大きく依存する。Fig.4.2 に、 $\langle \sigma v(\text{DA}) \rangle$ の電子温度依存性を示す[8]。 $\langle \sigma v(\text{DA}) \rangle$ は、 $T_e \leq 0.8 \text{ eV}$ まで急激に増大したのち、 $T_e \approx 1.0 \text{ eV}$ ではほぼ一定になる。

これに対して、式 (4.3) の分母において、体積中での消滅反応の速度係数、 $\langle \sigma v(\text{MN}) \rangle$ および $\langle \sigma v(\text{AD}) \rangle$ は、負イオンと中性粒子との反応であり、電子温度には依存しない。さらに、Camembert III の実験条件では、相互中性化反応による項が支配的となる。したがって、もし第 4 項目の輸送損失項が無視できるような状況を仮定すると

$$\frac{n_{H^-}}{n_e} \propto \frac{\langle \sigma v(\text{DA}) \rangle}{\langle \sigma v(\text{MN}) \rangle} \quad (4.7)$$

となる。上に述べたように、 $\langle \sigma v(\text{MN}) \rangle$ は電子温度に依存しない。従って、輸送損失が無視できるような状況下では規格化電子密度 n_{H^-}/n_e の電子温度依存性は式 (4.7) から、ほぼ $\langle \sigma v(\text{DA}) \rangle$ の電子温度依存性によって決まることになる。実際、Fig. 4.1 においてガス圧が 2mTorr 以上では、放電条件が異なるにもかかわらず、規格化負イオン密度は電子温度の増大に伴い急激に増大するような一つの曲線上に乗る傾向を示している。その電子温度依存性は、Fig. 4.2 に示した

$\langle \sigma v(\text{DA}) \rangle$ の電子温度依存性と同様の傾向を示している。

もし、圧力が 1mTorr の場合においても、輸送損失が無視でき、規格化負イオン密度が式 (4.7) に従って変化するとすれば、規格化負イオン密度の電子温度依存性は、 $\langle \sigma v(\text{DA}) \rangle$ の電子温度依存性に従い、2mTorr 以上の場合と同じ曲線上にのるはずである。確かに、1mTorr の場合にも、電子温度依存性だけに注目すると、Fig. 4.2 に示した $T_e \approx 1.0\text{eV}$ における $\langle \sigma v(\text{DA}) \rangle$ の電子温度依存性に従い、電子温度に対して比較的緩やかな変化を示している。しかしながら、規格化負イオン密度の絶対値は 1mTorr の場合と、2mTorr 以上の場合とでは顕著な不連続性が生じており、同一曲線上にのっているとはいえない。

この原因として、Bacal らは、負イオン損失機構が、2mTorr 以上の場合と 1mTorr の場合とで大きく異なることあげている。すなわち、2mTorr 以上の場合には、式 (4.7) のように壁への負イオンの輸送損失が無視できるのに対して、1mTorr の場合には負イオンの輸送による壁への損失が大きく、無視できないためと考えている。体積中での MN 反応による消滅過程に加えて、壁への負イオンの輸送損失が無視できない場合には、規格化負イオン密度は次式となる。

$$\frac{n_{\text{H}^-}}{n_e} \propto \frac{\langle \sigma v(\text{DA}) \rangle}{\langle \sigma v(\text{MN}) \rangle + \frac{1}{n_e \tau_{\text{H}^-}}} \quad (4.8)$$

この式で規格化負イオン密度の電子温度依存性は、1mTorr の場合においても、 $\langle \sigma v(\text{DA}) \rangle$ の電子温度依存性によって支配される。しかし、その絶対値は 1mTorr の場合には、分母の容器壁への輸送損失項が大きく効くため、先の不連続な変化が生じるものと推定している。

しかしながら、以上の考察は 0 次元モデルによる考察であり、実際の装置形状、磁場配位などを考慮していない。そこで、本章では、Camembert III の実際の形状及び磁場配位を模擬し、第 2 章で説明したモンテカルロ輸送モデル [6,9,10] を用い、負イオン輸送シミュレーションを行い、その損失機構のガス圧依存性を調べ、上の 0 次元モデルによる考察をより確かなものとする。

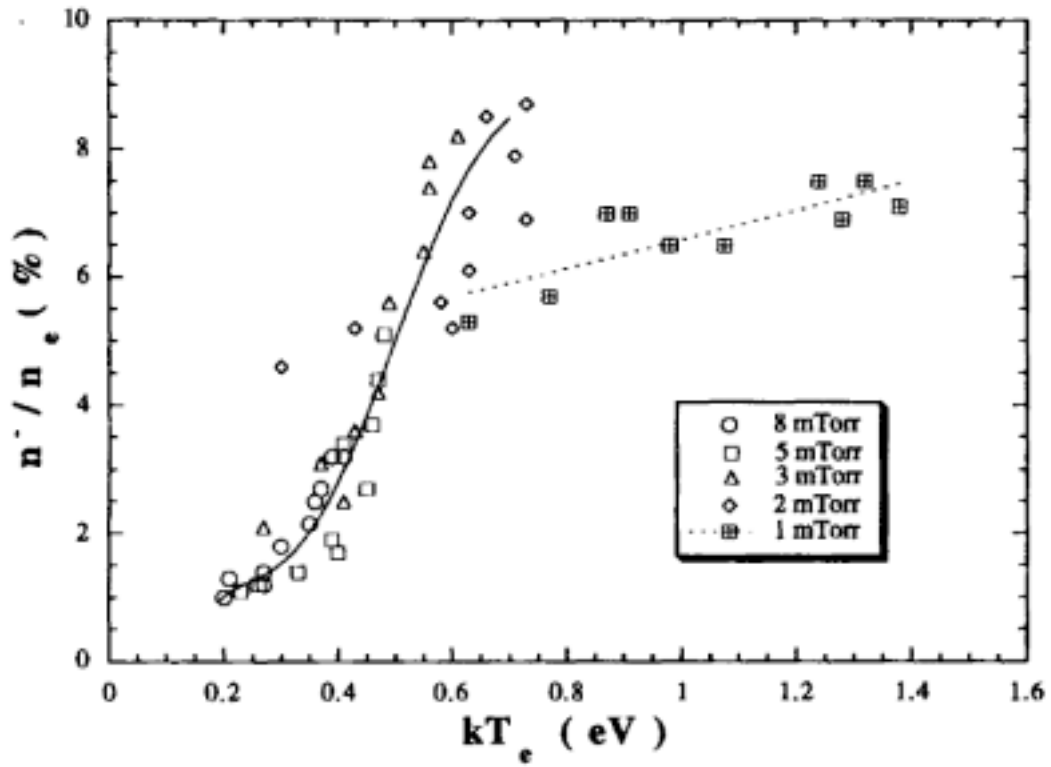


Fig. 4.1 Dependence of the relative negative ion density n^-/n_e upon the electron temperature[1].

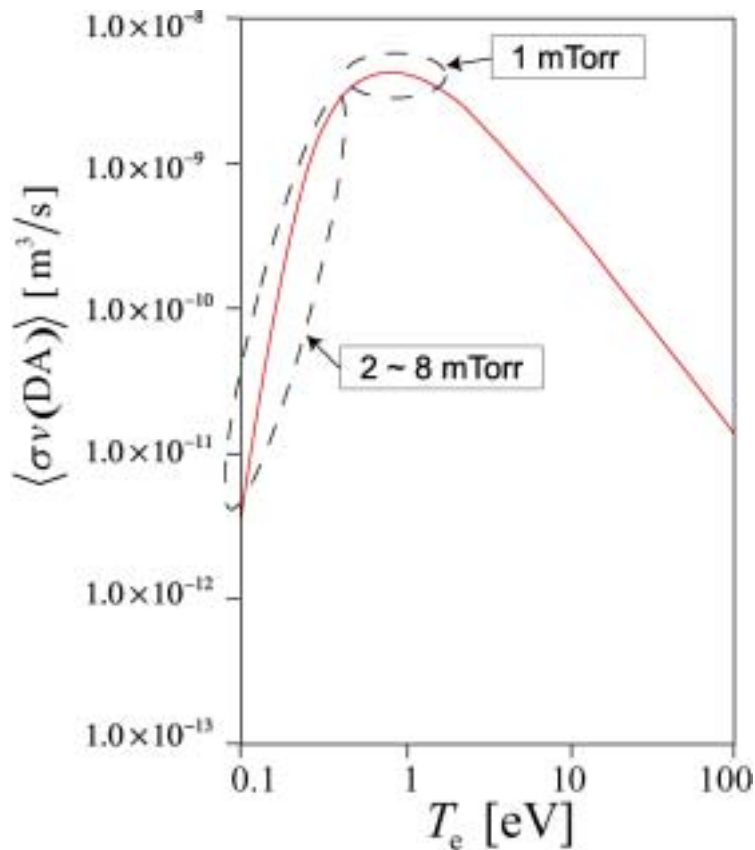


Fig. 4.2 Dependence of cross section of dissociative attachment on electron temperature.

4.3 シミュレーションモデル

解析対象を、Camembert III の負イオン源容器とする。Fig. 4.3 に Camembert III の模式図、用いた座標軸を示す。Camembert III の円筒形状、フィラメント位置、内部のステンレスチューブ等幾何形状を実形状に忠実に取り入れる。Figure 4.3 に示す通り、Camembert III の引き出し孔は、直径 8mm とし、PG 中心に 1 個配置される単孔式である。

シミュレーションでは、初期ガス圧値 1) 1mTorr、2) 3mTorr において比較を行う。テスト粒子となる負イオン粒子は体積生成、表面生成された負イオンであり、負イオンのもつ初期温度は、初期ガス圧値、生成方法により異なる。Table 3.1 に実験値より仮定した負イオン初期温度に関する数値をまとめた。

背景プラズマ条件もまた初期ガス圧値により異なる。Table 3.2 に実験値より仮定した背景プラズマ条件に関する数値をまとめた。これらは、次の領域を除く計算領域で一様分布と仮定する。フィラメントより真下、フィラメントを中心に半径 1.0cm 以内の円柱状の領域は、電子の磁場勾配ドリフトを仮定し高温

電子領域とする[2]。具体的には、この領域では電子温度を $T_e = 50\text{eV}$ とする。また、クーロン衝突[11]、第2章3節式(2.11)～(2.13)に示す各種負イオン消滅反応をモンテカルロ法により考慮している[12]。

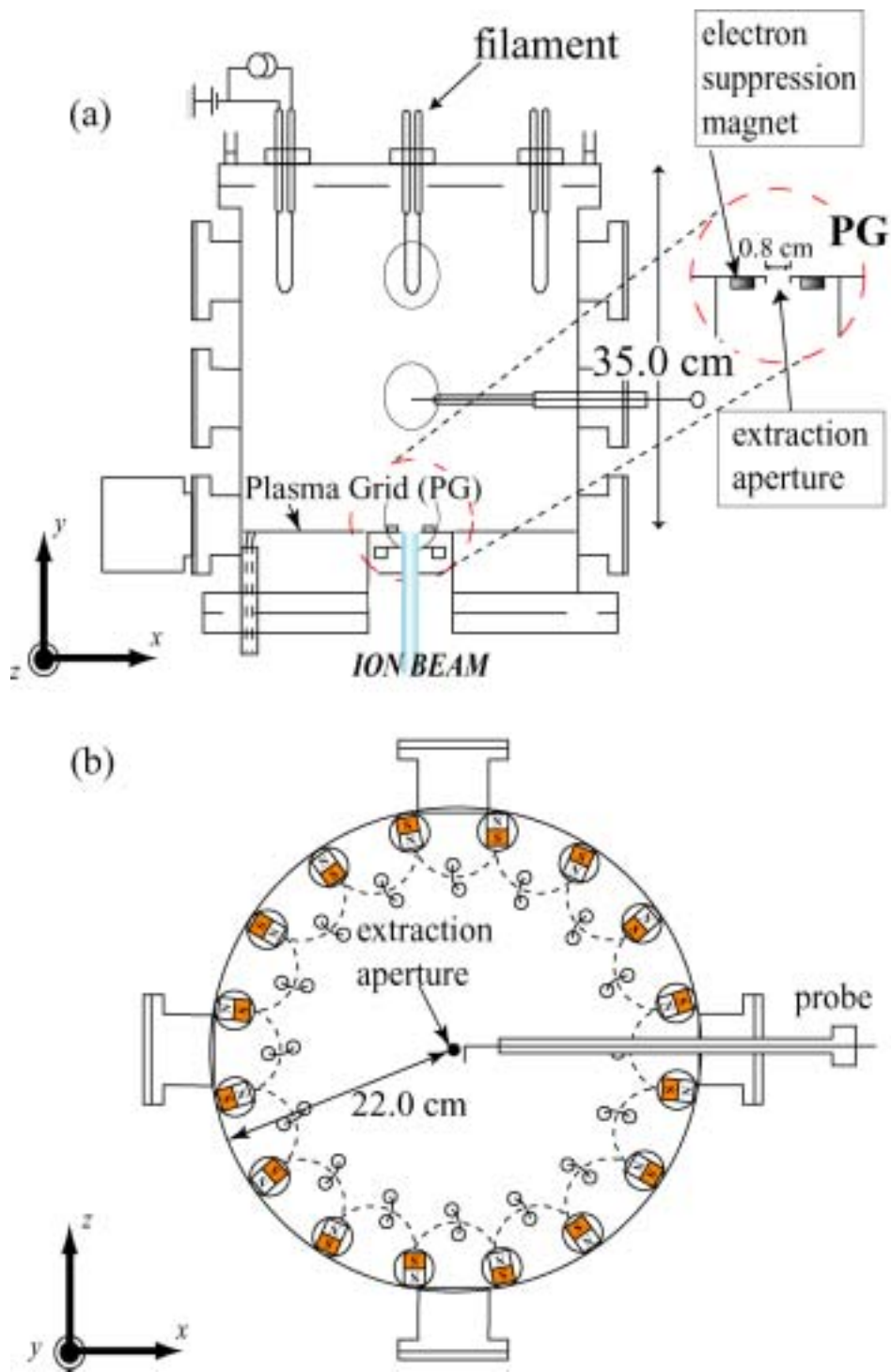


Fig. 4.3 (a) Schematic diagram of the hybrid multicusp negative ion source “Camembert III.” One end of the chamber is bounded by the plasma electrode (PE), which contains an extraction hole of 0.8cm. (b) Horizontal section through Camembert III. Sixteen columns of magnets (with a surface magnetic field of 3500G) are installed with the north and the south poles alternatively.

Table 4.1 Initial temperature of volume and surface produced negative ion for two case of initial pressures: 1mTorr and 3mTorr.

初期ガス圧値	1mTorr	3mTorr
T_{H^-} 体積生成負イオン初期温度	0.9 eV	0.4 eV
T_{H^-} 表面生成負イオン初期エネルギー	3.0 eV	1.0 eV

Table 4.2 Background plasma parameters for two cases of initial pressures: 1mTorr and 3mTorr.

初期ガス圧値		1mTorr	3mTorr
n_e	電子密度	$4.0 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$	$1.5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
T_e	電子温度	1.0 eV	0.55 eV
n_H	原子密度	$1.6 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$	$4.8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$
T_H	原子温度	0.3 eV	0.3 eV
n_{H^+}	正イオン密度	$4.4 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$	$1.6 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
T_{H^+}	正イオン温度	0.9 eV	0.4 eV

・プラズマ閉じ込め用多極カusp磁場配位

Camembert III は、Fig. 4.3 (b) に示す 16 個の矩形サマリウム-コバルト磁石（表面磁場 3500G）によりプラズマ閉じ込め用多極カusp磁場を形成する。カusp磁場による空間磁場配位は、点磁荷モデルを用いて計算する[13]。この手法では、磁石表面上に点磁荷を仮定し、点磁荷により生じる磁場を磁石表面積で積分することで空間磁場を得る。Fig. 4.4 に $x-z$ 平面上の空間磁場配位を示す。また、半径方向の磁束密度変化について数値計算結果と Camembert III における実測値とを比較し Fig. 4.5 に示す。Fig. 4.5 に示す通り、数値計算結果と実測値[1] は Camembert III 内部領域で一致しており、シミュレーションにおけるカusp磁場配位の妥当性が確認できる。

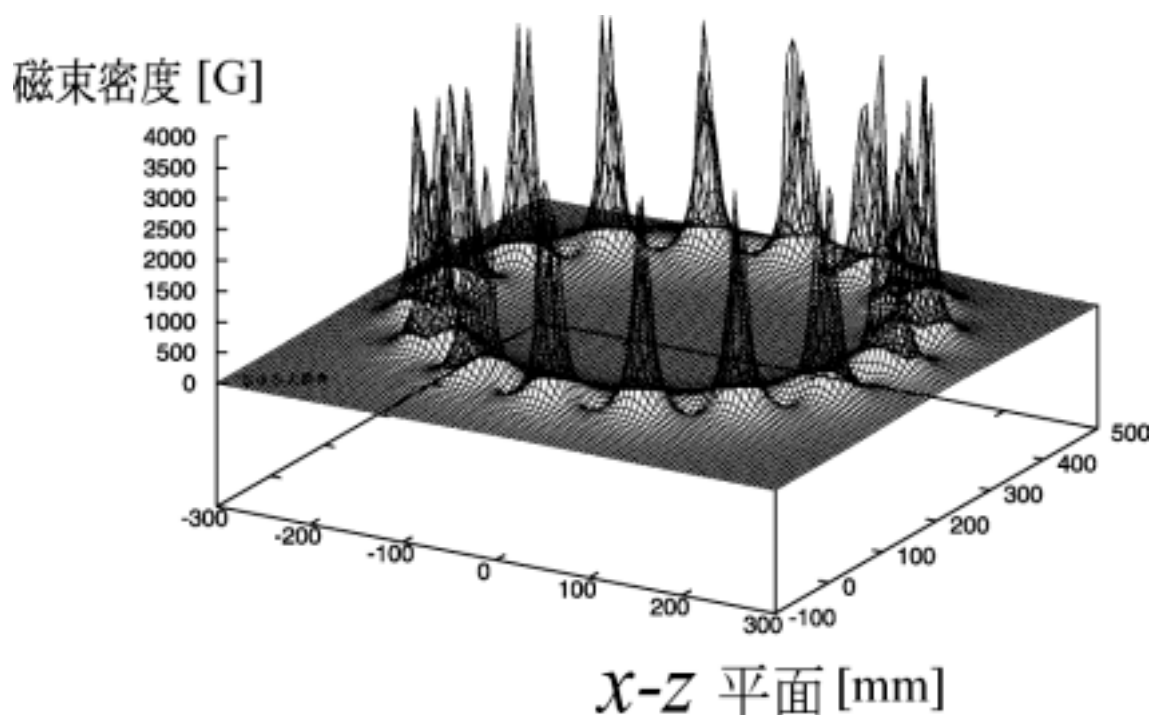


Fig. 4.4 Spatial profile of the multicusp magnetic field.

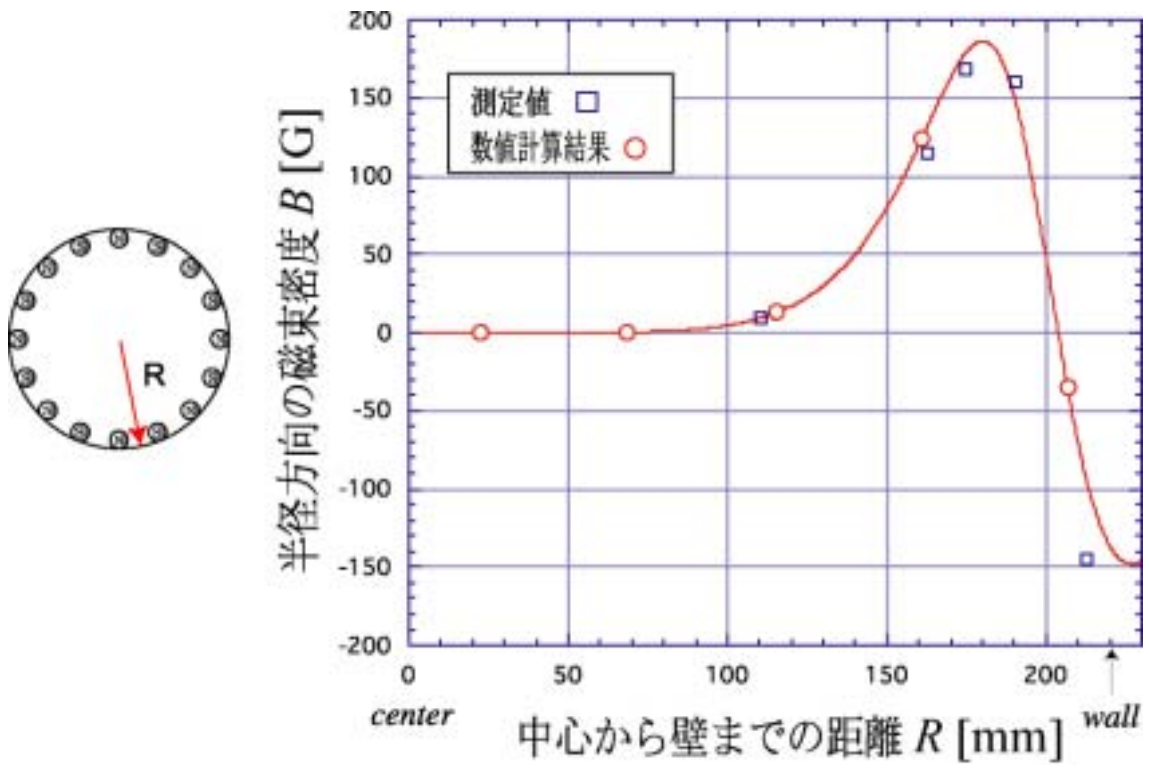


Fig. 4.5 Radial variation of the magnetic field between two magnets.

4.4 シミュレーション結果

4.4.1 低ガス圧下における体積生成負イオン損失機構のガス圧依存性[6]

第2節で述べた実験結果及び0次元モデルによる考察から、1mTorr程度のガス圧下において、負イオンの損失過程は負イオン源容器壁への輸送損失が支配的になることを指摘した。

ここでは、モンテカルロ負イオン輸送モデルを用いた負イオンの軌道計算から、低ガス圧下（1mTorr、3mTorr）における生成した負イオンの損失過程をそれぞれ調べ比較する。この結果から、先に述べた実験結果及び0次元モデルにより得られた負イオン損失過程に関する初期ガス圧依存性を、負イオン空間輸送の効果の側面から検証する。体積生成負イオンの負イオン源中心部から負イオン源内壁への到達率を、初期ガス圧（1mTorr、3mTorr）依存性を考慮して調べることにより容器壁への輸送損失項の影響について考察する。

体積生成した負イオンは、負イオン源中心部で生成されるものとし初期温度は、Table 4.1 に示す値を与える。生成した負イオンの速度分布は等方的であると仮定し、モンテカルロ負イオン輸送モデルを用いて負イオン粒子が消滅または引き出されるまで軌道解析を行う。

Fig. 4.6 に体積生成負イオン粒子の典型的な軌道を示す。Fig. 4.6 に示す通り、ガス圧 1mTorr 下では多くの負イオン粒子が負イオン源容器壁に到達する。一方、ガス圧 3mTorr 下ではほとんどの負イオン粒子が負イオン源容器壁に到達する以前に体積中で消滅する。

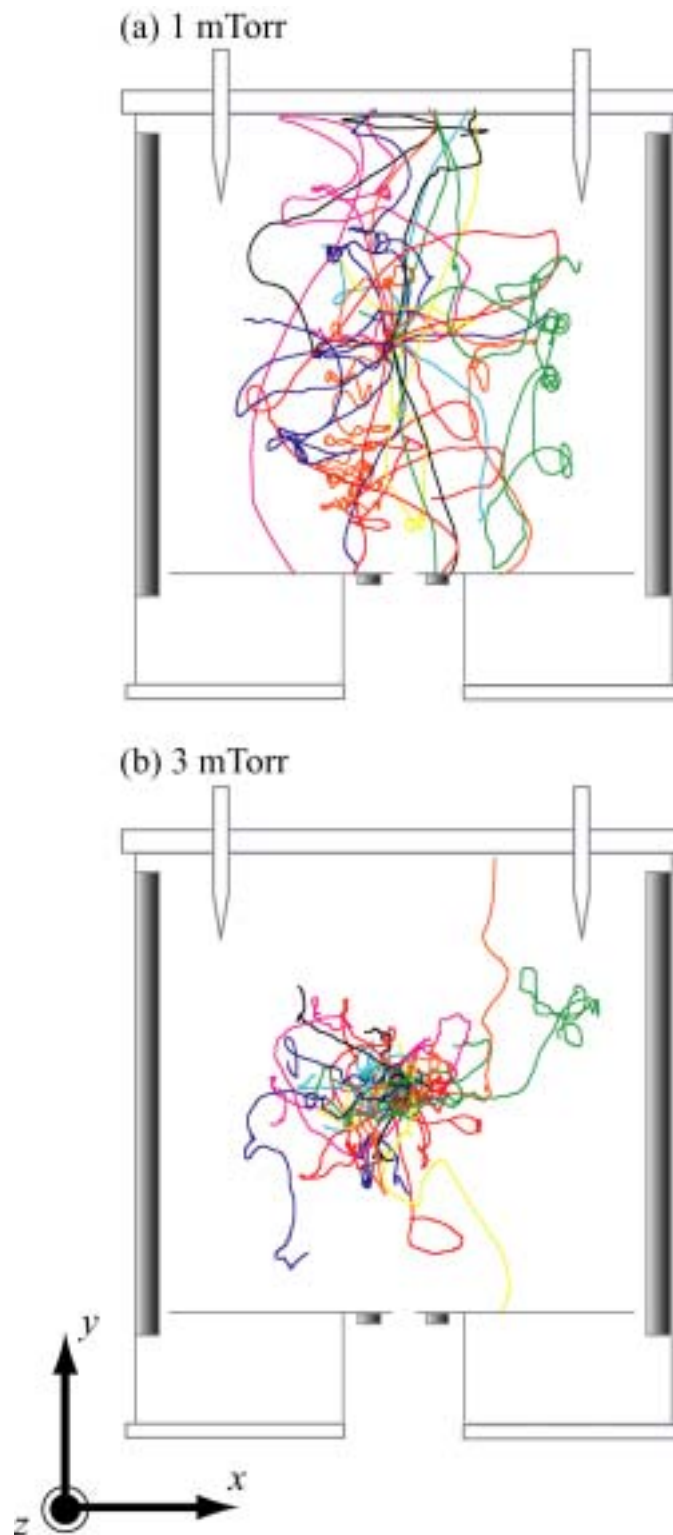


Fig. 4.6 Typical orbits of the volume produced negative ions. (a) at 1mTorr. (b) at 3mTorr. H^- can easily reach the wall at 1mTorr compared with at 3mTorr. This shows that the wall loss dominates at 1mTorr.

具体的に負イオン粒子の内壁への到達率を比較し、Table 4.3 に示す。

Table 4.3 Loss probability of volume produced negative ions.

初期ガス圧値	1mTorr	3mTorr
N_{wall}/N_{tot}	68 %	16 %
N_{dest}/N_{tot}	28 %	82 %
N_{PG}/N_{tot}	4 %	2 %

ただし、

N_{tot} : 総粒子数

N_{wall} : 容器壁への輸送損失した負イオン数

N_{dest} : 体積中で消滅した負イオン数

N_{PG} : PG に到達した負イオン数

である。

Table 4.3 より、ガス圧 1mTorr 下では容器壁への輸送損失によって負イオン粒子は数多く消滅するのに対し、ガス圧 3mTorr 下では消滅反応によって負イオン源内壁到達前に消滅する負イオン数が多い。この結果は、ガス圧 1mTorr 下では容器壁への輸送損失による消滅が大きくなるという実験結果と同様の傾向を示している。したがって、負イオン空間輸送の効果の側面からも 1mTorr 程度のガス圧下において、負イオンの損失過程は負イオン源容器壁への輸送損失が支配的になることが確かめられる。

容器壁への輸送損失する負イオン粒子の消滅地点について調べる。側壁と上面もしくは底面 (PG 領域を含まない) の容器壁への輸送損失する負イオン粒子の割合を分け、Table 4.4 に示す。

Table 4.4 Location of negative ions lost at the walls.

初期ガス圧値	1mTorr	3mTorr
N_{side}/N_{tot}	5 %	3 %
N_{upper_under}/N_{tot}	63 %	13 %

ただし、

N_{side} : 側面壁へと輸送損失した負イオンの数

N_{upper_under} : 上面もしくは底面 (PG 領域を含まない) 壁へと輸送損失した負イオン数

とすると $N_{wall} = N_{side} + N_{upper_under}$ である。

Table 4.4 の割合から上面、底面壁へと輸送損失する負イオン数が多いことがわかる。Figure 4.7 に上面側から見た典型的な負イオン粒子の軌道を示す。中心部で発生した負イオンは側面壁方向に向かうものもあるがカスプ磁場によって負イオン源内部に閉じ込められる。よって側面壁へと輸送損失する負イオンは少ない。

負イオンは負イオン源内部を輸送中、カスプ磁場による上方、下方へのドリフトから上下方向に速度を持つものもある。その結果、カスプ磁場に捕われるものの上面、底面壁へと移動し容器壁へと輸送損失する。特に、体積中での消滅が少ない初期ガス圧 1mTorr 下では、多くの負イオンが上下方向に速度を持つので上面、底面壁で消滅する負イオンも多くなる。一方、初期ガス圧 3mTorr 下では、負イオンはカスプ磁場に捕われ、Larmor 旋回運動中に体積消滅する。

1mTorr と 3mTorr とで N_{side} の差に比べて N_{upper_under} の差が大きいのはこのためである。

ここまで、実験結果及び 0 次元モデルにより得られた負イオン損失過程に関する初期ガス圧依存性を、負イオン空間輸送の効果の側面から検証した。負イオン源中心部で体積生成した負イオンについて、1mTorr 程度の初期ガス圧下において、負イオンの損失過程は負イオン源容器壁への輸送損失が支配的になることが明らかとなった。一方、初期ガス圧 3mTorr 下では、ほとんどの負イオンは、内壁に到達する以前に主に MN 反応によって体積中で消滅した。この結果は、実験結果及び 0 次元モデルにより得られた結論と同様の傾向を示している。

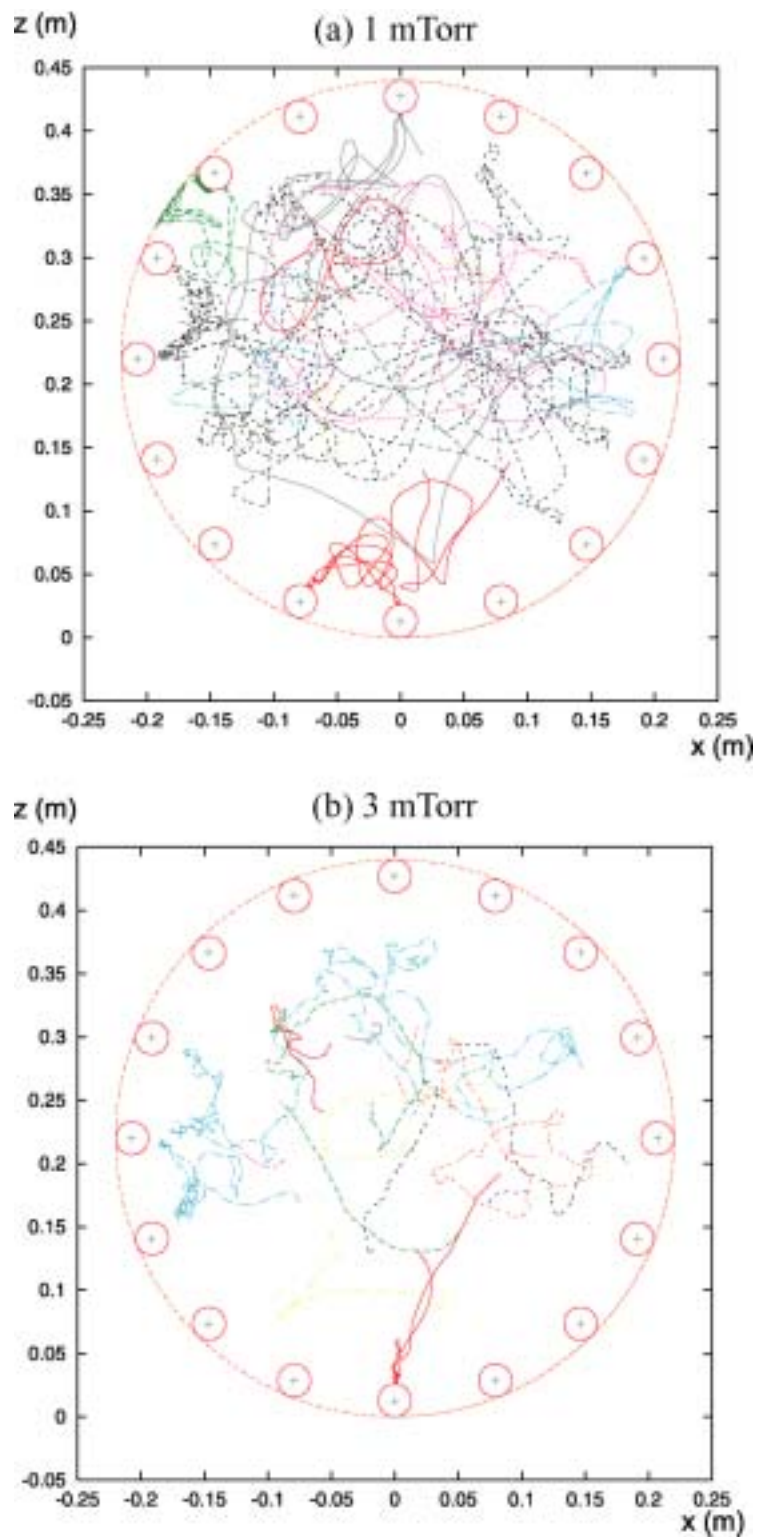


Fig. 4.7 Cross sectional view of typical orbits of the volume produced negative ions. (a) at 1mTorr. (b) at 3mTorr. H^- can easily reach the wall at 1mTorr compared with at 3mTorr. This shows that the wall loss dominates at 1mTorr.

4.4.2 引き出し電流に効果的な表面生成負イオンの生成点[6]

第1章にて述べた通り、Camembert III においてもセシウム添加による表面生成の効果が実験的に確かめられている[14,15]。ここでは、表面生成負イオンの生成点を1) 側壁、2) 上面壁、3) PG とし、それぞれの生成点からの負イオン軌道を調べることで負イオンの引き出し電流に効果的な生成点について考察する。

前節のシミュレーションと同様に、低ガス圧下 (1mTorr、3mTorr) において比較および考察する。負イオン源容器壁表面で表面生成した負イオンの初期温度は、容器壁表面に生じるシース電位による加速を考慮し、Table 4.1 に示す初期エネルギーを与える。また、表面生成した負イオンの速度分布は、シース電位による加速のため内壁に垂直な方向のみを持つとする。

Figure 4.8 に側壁で表面生成された負イオン粒子の消滅点空間分布を示す。ガス圧 1mTorr、3mTorr 下どちらの場合においても負イオンは側壁周辺で消滅している。側壁で生成された負イオンはカusp磁場に捕獲されるため負イオン源中心部へと移動しにくい。Figure 4.9 にカusp磁場を形成する側壁に設置された磁石間での負イオン軌道の拡大図を示す。Figure 4.9 に示す通り、側壁で表面生成された負イオンは、カusp磁場による捕獲が生じるため引き出し電流に対して寄与し得ない。

一方、上面壁中央付近で表面生成した負イオン粒子の PG 到達率は大きい。Figure 4.10 に典型的な軌道を示す。これらの結果は、カusp磁場による負イオンの磁化が効果的でない領域、すなわち上面壁中央付近や PE 表面上引き出し孔付近などの領域で生成された負イオンが、負イオン引き出し電流に寄与し得ることを示唆している。

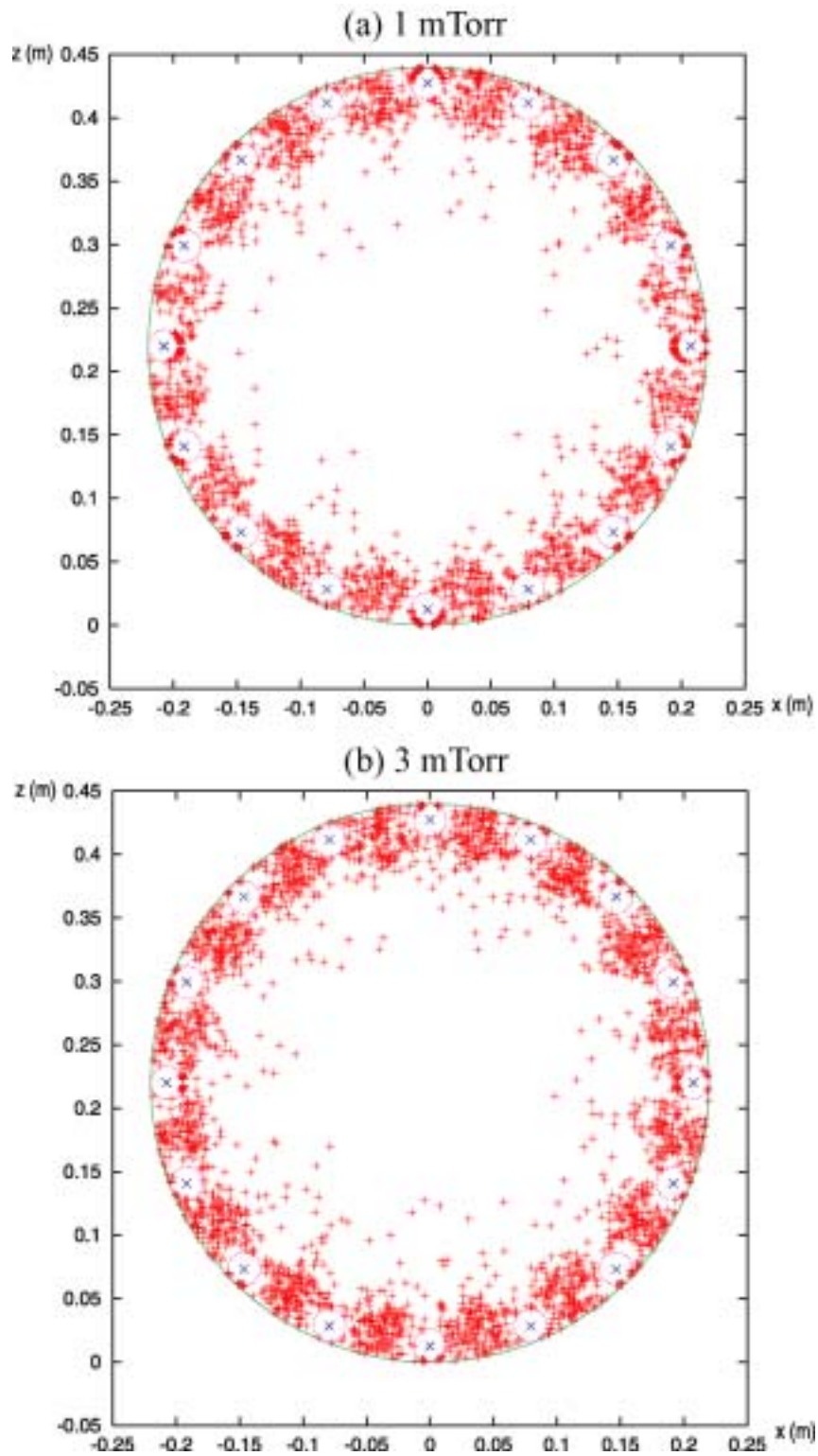


Fig. 4.8 Destruction points of negative ions (a) at 1mTorr and (b) at 3mTorr. Negative ions are destroyed around the sidewall at both of pressures. At both of pressures H^- hardly can reach the center of the source.

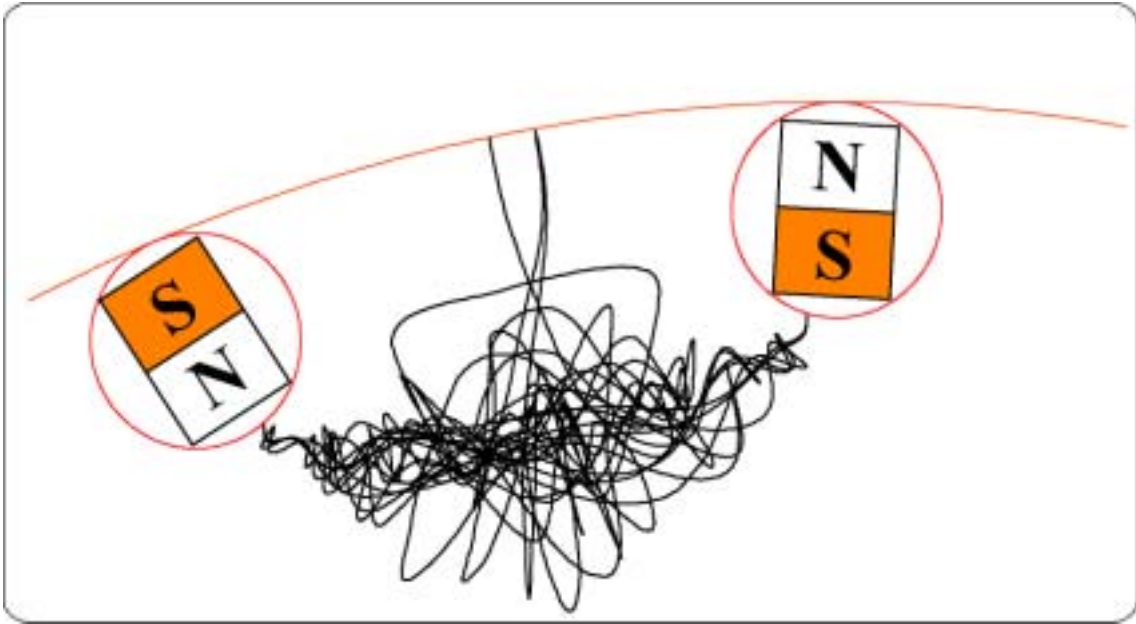


Fig. 4.9 Typical orbits of H^- created at the surface between two magnets.

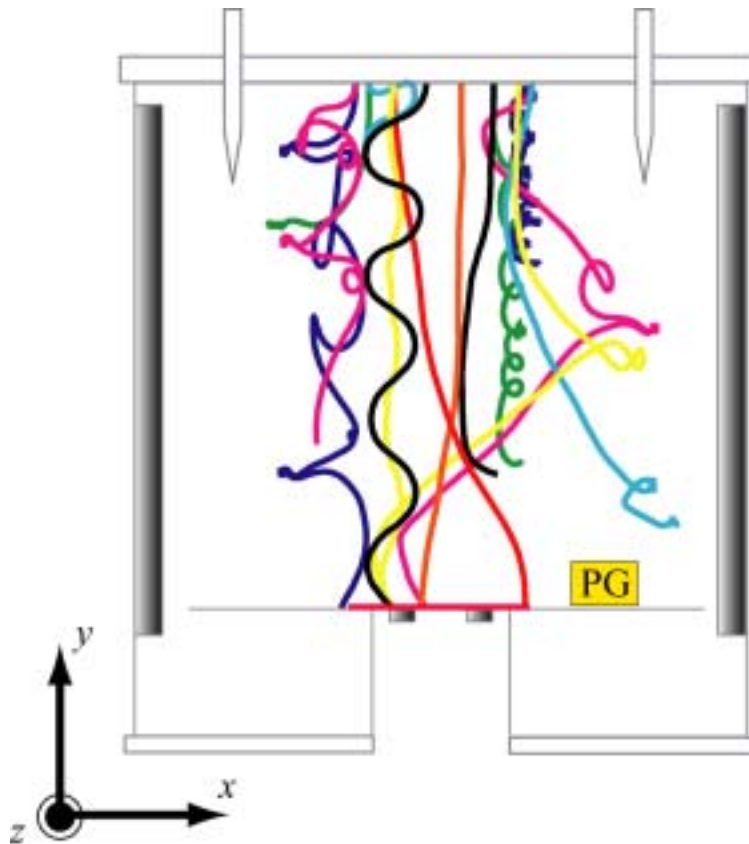


Fig. 4.10 Typical orbits of H^- created at the upperwall. Negative ions launched from the center of the upperwall has large probability to reach the PG.

4.5 まとめ

大型ハイブリッド型負イオン源 Camembert III 内で生成した負イオンの輸送過程を解析し、体積生成した負イオンについて体積中における負イオン損失の効果のガス圧依存性、さらに表面生成負イオンについて引き出しに効果的な生成点について調べた。

はじめに、実験結果を 0 次元モデルに適用し体積生成した負イオンの損失過程について検討した。この結果から、特に 1mTorr 程度のガス圧下において、体積生成負イオンの損失過程は負イオン源容器壁への輸送損失によるものが支配的になることが明らかとなった。

これに対し、モンテカルロ負イオン輸送モデルを Camembert III に適用し、低ガス圧下 (1mTorr、3mTorr) において体積生成した負イオンの損失過程を調べ、先に述べた 0 次元モデルにより得られた損失過程に関する初期ガス圧依存性を、負イオン空間輸送の側面から検証した。負イオン源中心部で体積生成した負イオンについて、ガス圧 1mTorr 下では、3mTorr 下に比較して、四倍程度の負イオンが負イオン源容器壁へと到達した。一方、ガス圧 3mTorr 下では、ほとんどの負イオンは、内壁に到達する以前に主に MN 反応によって体積中で消滅した。したがって、負イオンの空間輸送を考慮した多次元での解析からも 1mTorr 程度のガス圧下において、負イオンの損失過程は負イオン源容器壁への輸送損失が支配的になることが示された。この結果は、先の実験結果及び 0 次元モデルによる考察と同様の傾向を示している。

表面生成負イオンについて、引き出し電流に対する生成点の影響を調べた。側壁で生成された負イオン粒子はカスプ磁場に捕獲されるため負イオン源内部へと移動しにくい。それゆえ、カスプ磁場による影響が小さい領域、すなわち上面壁中央付近や PG 表面上引き出し孔付近などの領域で生成された負イオンが、引き出し電流に寄与することが明らかになった。

以上のように、低ガス圧下のもとでは体積生成した負イオンについて、損失の支配的機構が初期ガス圧に大きく依存することが明らかになった。これは、モンテカルロ負イオン輸送モデルによる初期ガス圧値を考慮した負イオン輸送過程の解析が、低ガス圧値の中で負イオン密度増大に適したガス圧値を考察する際に有効となることを示唆している。

第4章の参考文献

- [1] C. Courteile, J. Bruneteau, F. P. G. Valckx, Z. Sledziewski and M. Bacal, *Rev. Sci. Instrum.* **64**, 3265(1993).
- [2] 奥村義和, 渡辺和弘 : プラズマ・核融合学会誌 **75** 増刊, 65(1999)
- [3] Catherine COURTEILLE, PhD Thesis, “Etude d’ une grande source multipolaire hybride d’ ions negatifs d’ hydrogene et de deuterium. Developpement des techniques de mesures par photodetachment laser.” , UNIVERSITE de CAEN , 1993.
- [4] Pascal DEVYNCK, PhD Thesis, “ETUDE DE LA REPARTITION SPATIALE DES IONS H⁻ ET DE LEUR VITESSE DANS UNE DECHARGE MULTIPOLAIRE D’ HYDROGENE.” , UNIVERSITE DE PARIS-SUD, 1988.
- [5] Fadwa EL BALGHITI, PhD Thesis, “ETUDE DE PLASMAS A FORTE PROPORTION D’ IONS NEGATIFS, ETUDE DE L’ ADJONCTION DE CESIUM. METHODE D’ ABSORPTION POUR LA DETERMINATION DE LA DENSITE DE L’ HYDROGENE ATOMIQUE.” , UNIVERSITE DE PARIS-SUD, 1995.
- [6] T. Sakurabayashi, A. Hatayama, K. Miyamoto, M. Ogasawara and M. Bacal, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 1048(2002).
- [7] F. El Balghiti-Sube, F. G. Baksht and M. Bacal, *Rev. Sci. Instrum.* **67**, 2221(1996).
- [8] R. K. Janev et al., *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasma, Cross sections and Reaction Rate Coefficients* (Springer, Berlin, 1987), Chap. 7.
- [9] M. Uematsu, T. Morishita, A. Hatayama, T. Sakurabayashi and M. Ogasawara, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 883(2000).
- [10] A. Hatayama, T. Sakurabayashi, Y. Ishii, K. Makino, M. Ogasawara and M. Bacal, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 910(2002).
- [11] T. Takizuka and H. Abe, *J. Comp. Phys.* **25**, 205(1977).
- [12] M. H. Hughes and D. E. Post, *J. Comp. Phys.* **28**, 43(1978).
- [13] Y. Ohara, M. Akiba, H. Horiike, H. Imai, Y. Okumura and S. Tanaka, *J. Appl. Phys.* **61**, 1323(1987).
- [14] M. Bacal, C. Michaut, L. I. Elizarov and F. El Balghiti, *Rev. Sci. Instrum.* **67**, 1138(1996).
- [15] M. Bacal, *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 1082(2000).

第3章

タンデム型水素負イオン源における

表面生成負イオンのエネルギー緩和過程の解析

3.1 はじめに

第1章で述べたように、核融合プラズマを効率よく加熱するためには、収束性の良い中性粒子ビームを用いて炉心プラズマの中心にビームを入射することが必要である。

負イオン源において生成された負イオンビームは、一般に高い収束性をもつことが実験的に知られている[1,2,3,4,5]。いずれにしても、先に第1章において説明したように引き出された負イオンビームの下限を支配するのは、負イオン源プラズマ内における負イオンのエネルギー分布である。ビーム引き出し系及び加速系を多段化し、電界レンズなどによって最適化したとしても、発散角を完全にゼロにすることは不可能である。すなわち、負イオンは負イオン源内部において粒子間衝突などに起因するランダムな速度成分をもっている。発散角の下限は、このようなランダムな速度成分によって決まる。

したがって、負イオンビームのさらなる収束性の向上を目指すためには、負イオン源内における負イオンのエネルギー分布を支配する物理的機構の理解、負イオンエネルギー分布の広がり（温度）の定量的評価[6]が重要である。

本章では、以下、第2章で説明したモンテカルロ輸送モデル[7,8,9,10]を、タンデム型負イオン源の解析に適用し、フィルター磁場の効果も合わせて考慮した上で、引き出し電極表面で生成された負イオンのエネルギー分布の解析を行う。

第2節では、まず典型的な負イオン源プラズマに対して、クーロン衝突及び中性原子との弾性衝突周波数に対する簡単な見積もりを行い、水素負イオン源における負イオンエネルギー緩和過程におけるクーロン衝突の重要性を指摘する。第3節では計算対象領域である負イオン源 2nd chamber のモデリングについて述べる。

次に、第4節ではシース電場によって加速を受けた表面生成負イオンのエネ

ルギー緩和過程について調べ、ビーム発散角への影響を議論する。表面生成された負イオンは、表面近傍に存在するシース電場による加速を受けるため体積生成負イオンに比較して、大きな初期エネルギーを持ち得る。従って、表面生成負イオンが負イオン源内で十分エネルギー緩和を受け、減速し得るか否かを解析することは、上に述べた負イオンビームの良好な収束性を理解する観点から重要である。

さらに、第5節では表面生成負イオンの引き出し確率の磁場依存性を調べる。プラズマ電極表面で生成された負イオンは、シース電場による加速を受けた後、フィルター磁場によって偏向を受け、Larmor 旋回によりプラズマ電極表面の引き出し孔に到達し、引き出されると考えられている。磁場中の Larmor 半径は、負イオンのエネルギーに依存する。従って、表面生成負イオンの引き出し確率も負イオンのエネルギー緩和過程を正確にモデルに反映し、議論する必要がある。

3.2 負イオン源における負イオン弾性衝突過程

負イオン源 2nd chamber における典型的な負イオン源プラズマに対して、クーロン衝突及び中性原子との弾性衝突周波数に対する簡単な見積もりを行う。

Fig. 3.1 に弱電離および強電離プラズマ間の遷移の電離度特性を示す。プラズマ中における荷電粒子の輸送過程は、電離度に左右され、大きく二つの場合に分けられる。一つは弱電離プラズマで、そこではイオン-原子の衝突周波数が大きい。すなわち $\nu_{ii} \ll \nu_{ia}$ となる。ここで、 ν_{ii} 、 ν_{ia} は、イオン-イオン衝突周波数、イオン-原子衝突周波数を示す。一方、もう一つは強電離プラズマで、そこではイオン-イオンの衝突周波数が大きい。すなわち $\nu_{ii} \gg \nu_{ia}$ となる。Fig. 3.1 において $\nu_{ii} = \nu_{ia}$ の成立する線上を境界として上記二つのプラズマ特性領域が分けられる[11]。

Fig. 3.1 において、 T_i は背景イオン温度を表す。 n_i/n_a はイオンと原子の数密度比を表す。イオン-イオン衝突周波数は次式で与えられる。

$$\nu_{ii} = \frac{q^{5/2} n_i \ln \Lambda}{8\sqrt{2\pi}\epsilon_0^2 m_i^{1/2} T_i^{3/2}} \quad (3.1)$$

ここで q 、 $\ln \Lambda$ 、 ϵ_0 及び m_i は、電荷、クーロン対数、真空の誘電率およびイオン質量を示す。一方、イオン-原子衝突周波数は次式で与えられる。

$$v_{ia} = n_a \sigma_a V_{th} \quad (3.2)$$

ここで、 σ_a は衝突断面積、 V_{th} はイオン熱速度である。

$$V_{th} = \sqrt{\frac{3kT_i}{m_i}} \quad (3.3)$$

とする。 k はボルツマン定数を示す。 $v_{ii} = v_{ia}$ のとき、式 (3.1) ~ (3.3) を用いて n_i/n_a は、

$$\frac{n_i}{n_a} = \frac{8\sqrt{6k\pi\epsilon_0^2\sigma_a}T_i^2}{q^{5/2}\ln\Lambda} \quad (3.4)$$

と表せる。

イオン源 2nd chamber における典型的な背景プラズマパラメーターは、

$$\frac{n_i}{n_a} \approx 10^{-2} \sim 10^{-1} \quad (3.5)$$

$$T_i \approx 0.5 \sim 1\text{eV} \quad (3.6)$$

である。したがって、これらの条件のもとでは Fig. 3.1 からわかるように十分 $v_{ii} > v_{ia}$ が成立し (Fig. 3.1 青く記した領域)、すなわち負イオン源 2nd chamber における弾性衝突過程は、中性原子との弾性衝突よりもクーロン衝突が支配的となる。

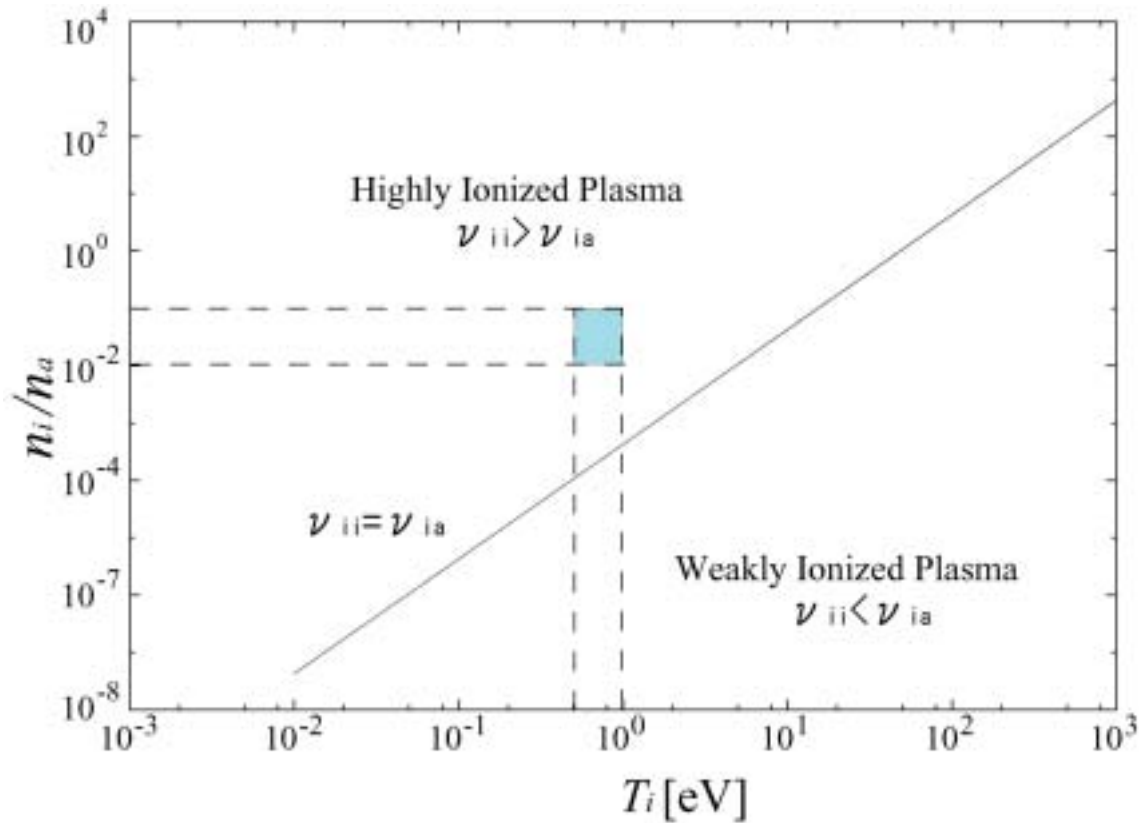


Fig. 3.1 The boundary $\nu_{ii} = \nu_{ia}$ between highly and weakly ionized plasma in the plasma parameter space, where ν_{ii} is the ion-ion Coulomb collision frequency, and ν_{ia} is the ion-atom collision frequency.

3.3 シミュレーションモデル

解析対象を、タンデム型負イオン源の 2nd chamber とする。2nd chamber を Fig. 3.2 の鳥瞰図に示す直方体型とする。また、Fig. 3.3 にその側面図を示す。底面壁である PG には引き出し孔を有する。引き出し孔は、半径 7mm とし、PG 中心の正方形領域 (12.8 cm × 12.8 cm) に同間隔 (5mm) で 7 × 7 個配置される。

テスト粒子となる負イオン粒子は表面生成負イオンである。Fig. 3.3 に示すように PG 表面より垂直方向に初速度を持ち射出される。初速度はシースポテンシャルによる加速を考慮し 3.0eV の初期エネルギーを与える。背景プラズマ空間分布は、イオン源プラズマで測定される典型的な数値を用い、計算領域で一様な分布を仮定する。Table 3.1 に仮定した数値をまとめる。また、第 2 章 3 節式 (2.45) ~ (2.47) に示す各種負イオン消滅反応を考慮している [12]。

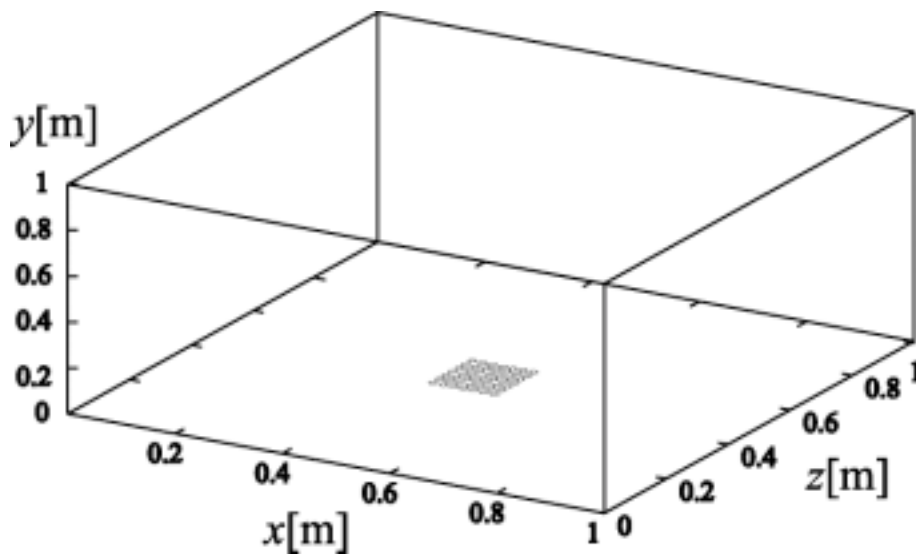


Fig. 3.2 Bird's eye view of model geometry for the 2nd chamber of a tandem type and cubic negative ion source.

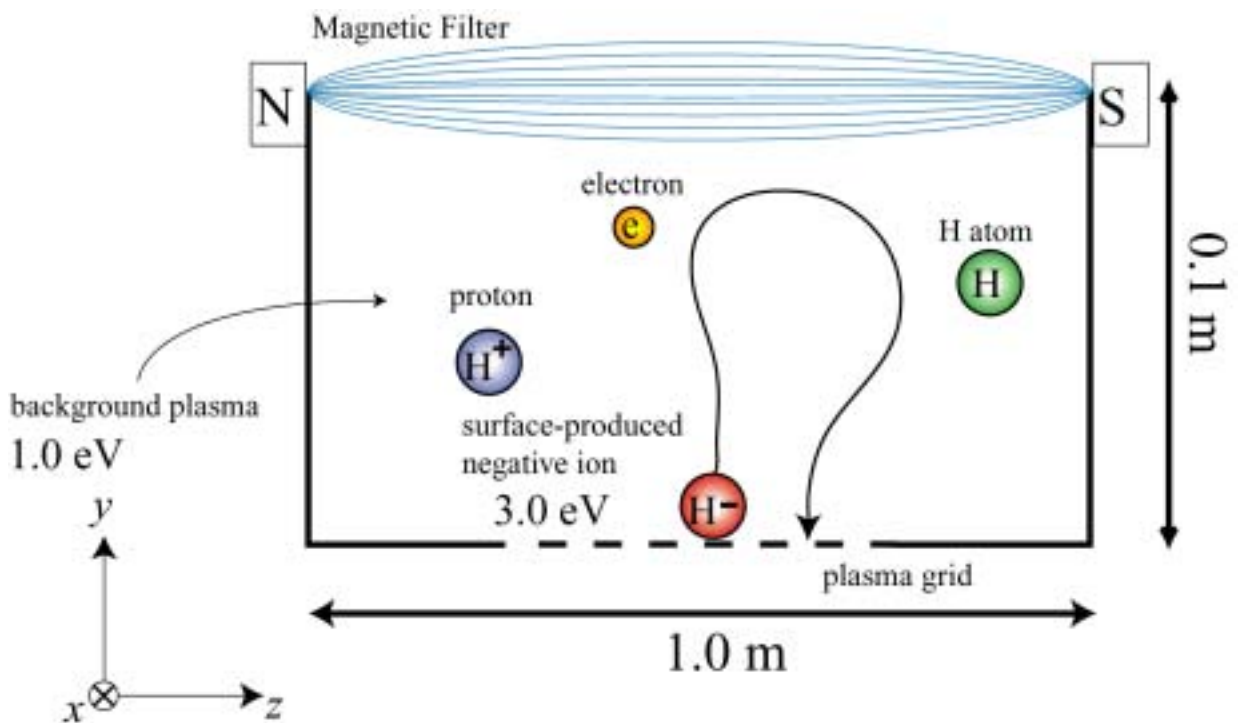


Fig. 3.3 Cross sectional view of model geometry for the 2nd chamber of a tandem type and cubic negative ion source. Total number of 7×7 extraction holes with the same radius (7mm) and the same intervals (5mm) are located at $12.8\text{cm} \times 12.8\text{cm}$ surface area on the center part of PG.

Table 3.1 Plasma parameters.

n_e	電子密度	$1.0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$
T_e	電子温度	1.0 eV
n_H	原子密度	$1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
T_H	原子温度	0.5 eV
n_{H^+}	正イオン密度	$1.0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$
T_{H^+}	正イオン温度	1.0 eV

磁気フィルターによる空間磁場配位は、次式に示すガウス分布の形状で与える。

$$B_x(y) = B_0 \exp \left[- \left(\frac{y - y_0}{l_B} \right)^2 \right] \quad (3.7)$$

ここで、磁気フィルターの位置 $y_0 = 0.1 \text{ m}$ 、
 磁気フィルターの幅 $l_B = 0.2 \text{ m}$ 、
 磁場強度 $B_0 = 150 \text{ G}$ とする。

シミュレーションでは、統計的な誤差を小さくするため多数のテスト粒子 (10^4 個) を用いた。Fig. 3.4 に表面生成された負イオンの生成から引き出し孔より引き出されるまでの計算軌道を示す。負イオンは引き出し孔に到達した直後、引き出し電圧によって $-y$ 方向の電場による加速を受け引き出される。

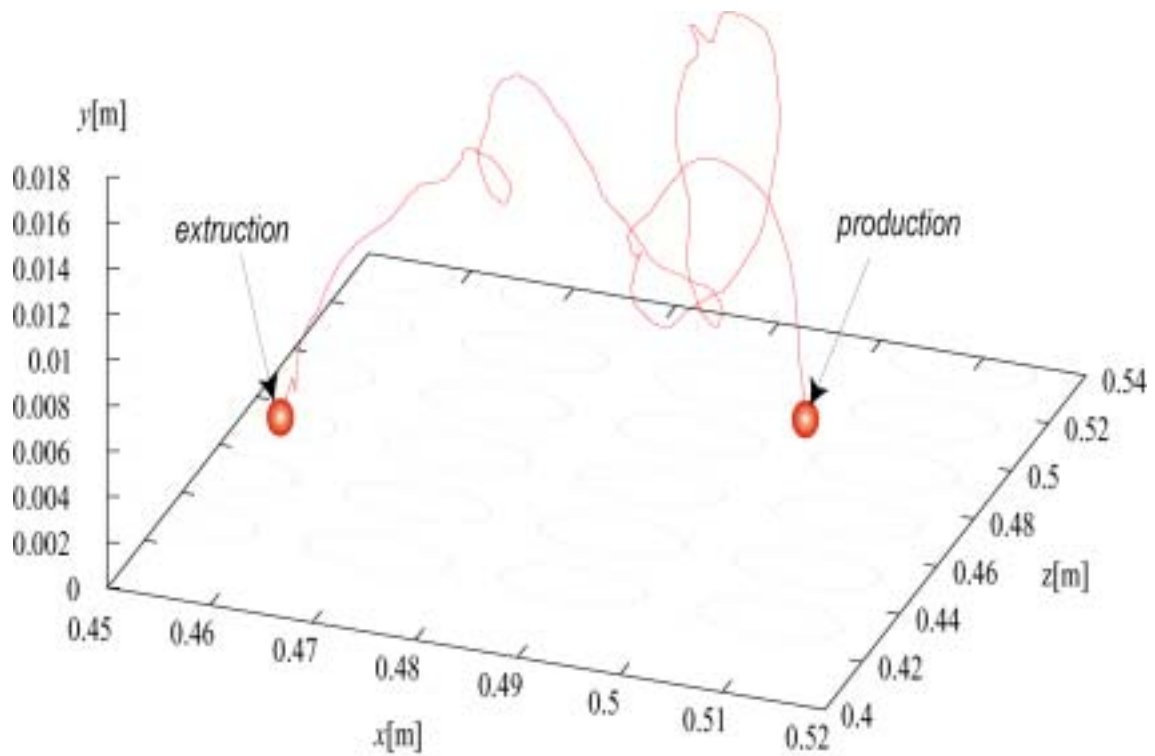


Fig. 3.4 A typical orbit of H^- ions in the 2nd chamber of the negative ion source. Surface produced H^- ions are followed until they are extracted in the simulation.

負イオン粒子が引き出される際の負イオンビームの発散角 θ_{div} は以下のように定義される。

$$\theta_{div} = \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{V_x^2 + V_z^2}}{V_{ye}} \right) \quad (3.8)$$

ここで V_x 、 V_z は、各々負イオン速度の x 、 z 成分である。Fig. 3.5 に各速度成分の関係を示す。 V_{ye} は引き出し電圧による電場からの加速後の y 方向速度成分を示す。

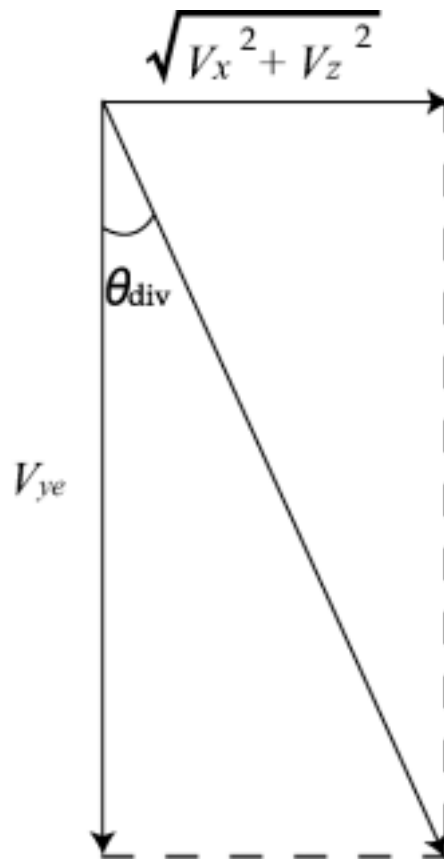


Fig. 3.5 Definition of a divergence angle.

E_{ac} を引き出し電圧値とすると V_{ye} は以下の式で定義される。

$$V_{ye} = \sqrt{\frac{2qE_{ac}}{m_i}} \quad (3.9)$$

ここで、 $E_{ac} = 100\text{kV}$ として与えた。このとき、 y 方向の速度成分 V_y は、 $V_y \ll V_{ye}$ となるため無視できる。また、電界レンズの効果等によるビーム収束性の改善は考慮しておらず、発散角 θ_{div} には、負イオン源内部におけるクーロン衝突等に起因するランダムな速度成分が直接的に影響する。

3.4 シミュレーション結果

3.4.1 クーロン衝突によるエネルギー緩和の効果[9,13]

Table 3.1 のように仮定された背景プラズマにおいて、 $E_{H^-} = 3.0\text{eV}$ の初期エネルギーをもつ表面生成負イオンの平均エネルギーの時間発展を Fig. 3.6 に示す。ここで、負イオンの平均エネルギー E_M は以下のように与えられる。

$$E_M = \frac{m}{2} \left(\langle V_x^2 \rangle + \langle V_y^2 \rangle + \langle V_z^2 \rangle \right) \quad (3.17)$$

このときタイムステップ幅 $\Delta t = 3.24 \times 10^{-8} \text{s}$ である。よって、Fig.3.6 からエネルギー緩和時間 τ_r は

$$\tau_r \approx 2.0 \times 10^{-6} \text{s} \quad (3.18)$$

程度である。

負イオン輸送過程においてクーロン衝突によるエネルギー緩和が効果的となる前提として、負イオンの生成から引き出しの過程におけるエネルギー緩和時間 τ_r と比較して負イオンが 2nd chamber 内に滞在している時間、すなわち負イオンの閉じ込め時間 τ_c が長いことがある。

ここで、閉じ込め時間 τ_c を見積もる。まず、定常状態では体積中での負イオン消滅量と生成量がバランスする。すなわち、

$$\begin{aligned} S_{loss} &= S_{prod} \times P_{des} \\ &= \frac{\Gamma A_{eff} \gamma}{V} \times P_{des} \end{aligned} \quad (3.10)$$

ここで、 S_{loss} 、 S_{prod} 、 P_{des} は、各々、単位時間、単位体積あたりの負イオン消滅量、PG 表面での負イオン生成量及び体積中での負イオン消滅確率を表す。さらに S_{prod} は、PG 表面への中性原子流束 Γ 、壁の実効面積 A_{eff} 、負イオン表面生成率 γ 及び負イオン源 2nd chamber 体積 V を用いて $S_{prod} = \Gamma A_{eff} \gamma / V$ で与えられる。一方、 S_{loss} は、各種消滅反応による消滅項を考えて

$$S_{loss} = n_{H^-} \left(n_e \langle \sigma v \rangle_{ED} + n_H \langle \sigma v \rangle_{AD} + n_{H^+} \langle \sigma v \rangle_{MN} \right) \quad (3.11)$$

で与えられる。式 (3.10)、(3.11) から負イオン密度 n_{H^-} は、

$$n_{\text{H}^-} = \frac{\Gamma_{\text{H}} A_{\text{eff}} \gamma P_{\text{des}}}{n_{\text{H}^-} (n_e \langle \sigma v \rangle_{\text{ED}} + n_{\text{H}} \langle \sigma v \rangle_{\text{AD}} + n_{\text{H}^+} \langle \sigma v \rangle_{\text{MN}}) V} \quad (3.12)$$

と求まる。シミュレーションでは、 A_{eff} は 1.4 m^2 、 Γ_{H} は容器壁への水素原子粒子フラックスで

$$\Gamma_{\text{H}} = \frac{n_{\text{H}} \langle v_{\text{H}} \rangle}{4} \quad (3.13)$$

で与える。Rasser の式[14]より $\gamma = 0.04$ とし、 V は負イオン源容器の体積 0.1 m^3 である。さらに、負イオンの消滅確率 P_{des} は、シミュレーションより 0.72 である。これらの数値から

$$n_{\text{H}^-} \approx 1.0 \times 10^{17} \text{ m}^{-3} \quad (3.14)$$

次に、負イオンの閉じ込め時間 τ_c は、連続の式より

$$\tau_c = \frac{n_{\text{H}^-}}{S_{\text{prod}} - S_{\text{loss}}} \quad (3.15)$$

と与えられるので、上記の数値を用いて

$$\tau_c \approx 3.0 \times 10^{-5} \text{ s} \quad (3.16)$$

程度である。

これをエネルギー緩和時間 $\tau_r \approx 2.0 \times 10^{-6} \text{ s}$ と比較して、

$$\tau_c \gg \tau_r \quad (3.19)$$

が確認できる。

よって、負イオンのエネルギー緩和時間は、負イオンの閉じ込め時間より十分短いため、2nd chamber 内の負イオン輸送過程においてクーロン衝突によるエネルギー緩和は効果的となる。負イオンは、熱速度から見積もると生成地点から 5cm 程度という短い距離を移動する間にエネルギー緩和を受けることとなる。このとき緩和後の負イオン粒子の運動エネルギーは

$$\frac{1}{2}mv_{H^-}^2 = \frac{3}{2}kT_{H^-} \quad (3.20)$$

Fig. 3.6 に示す通り 1.5eV $\left(= \frac{3}{2}kT_{H^-} \right)$ 程度となる。

また、Fig.3.6 に示す A~E はそれぞれタイムステップ 1、10、50、100、200 の時間フェイズを示す。Fig. 3.7 にフェイズ A~E における負イオンの速度分布を示す。また、F は引き出し孔に到達した負イオンの速度分布を示す。Fig. 3.7 に示す通りフェイズ A で単色分布であったエネルギーが時間経過に伴いその分布が広がっていく様子が確認できる。負イオンの速度分布は、クーロン衝突を経て最終的に背景正イオン温度の広がりをもつマクスウェル分布へと緩和する。

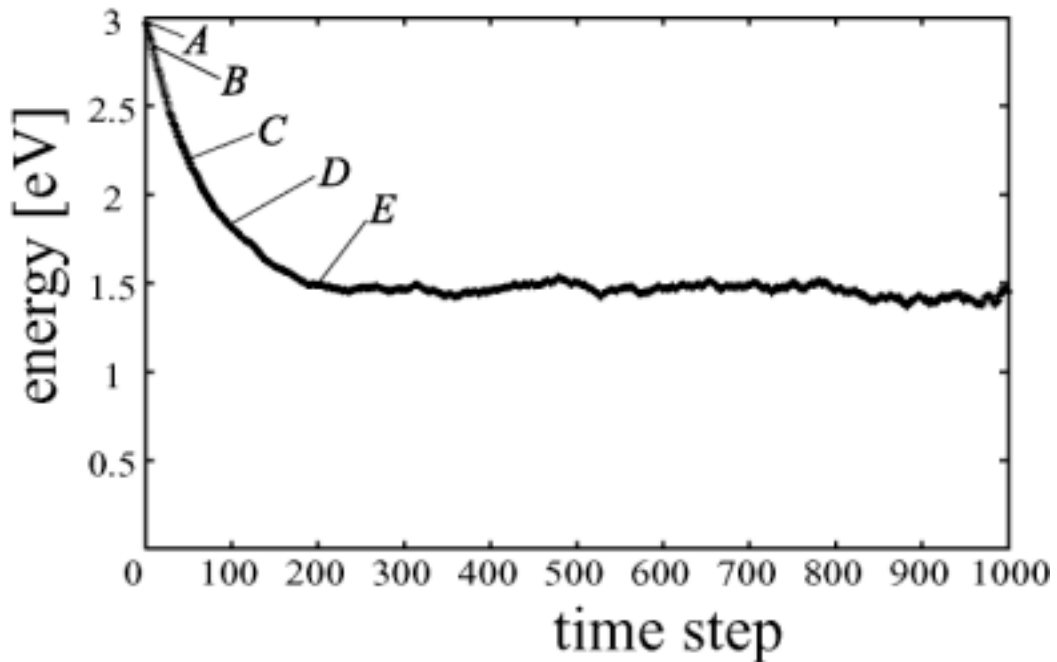


Fig. 3.6 The time evolution of the average kinetic energy of H^- ions.

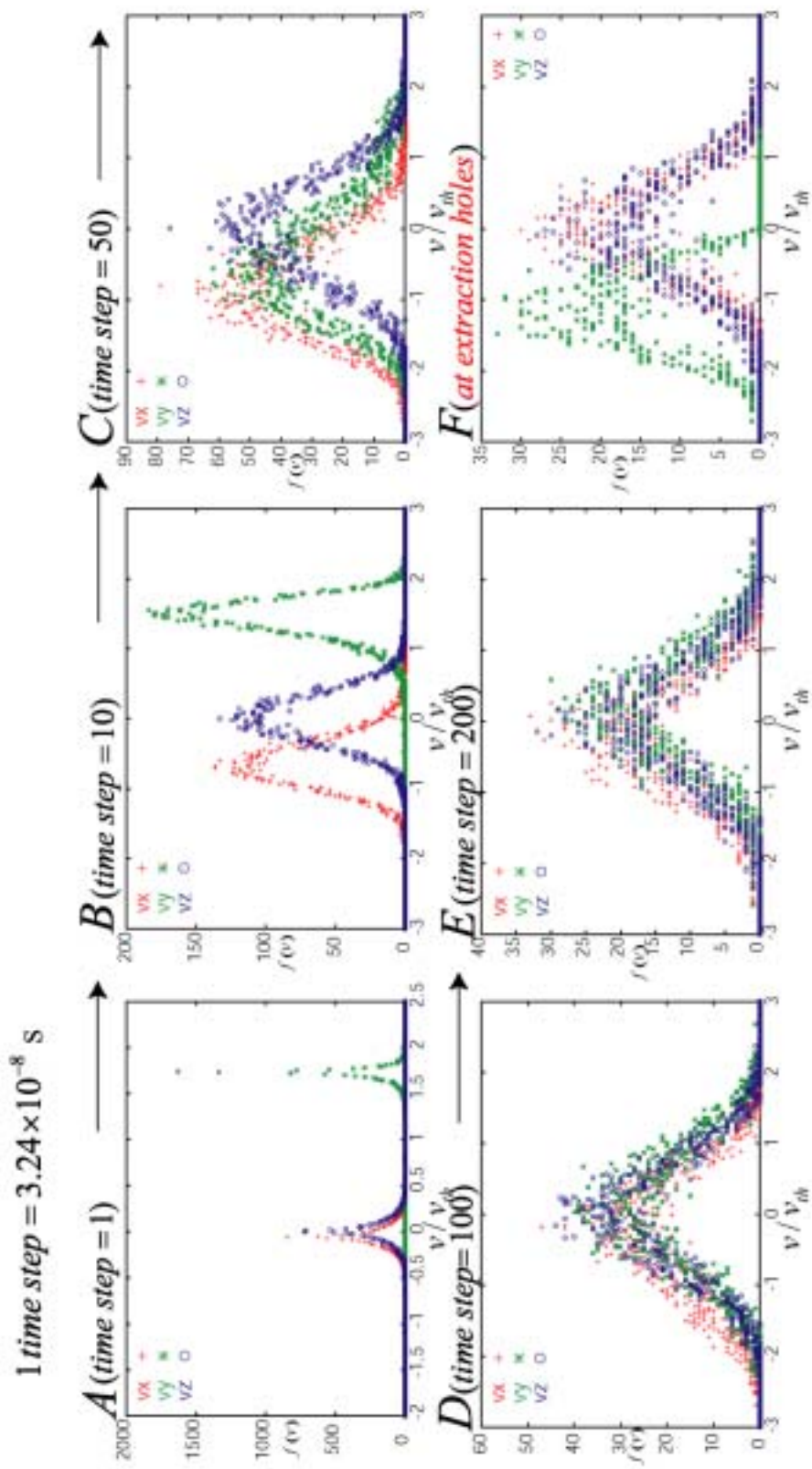


Fig. 3.7 Velocity distribution of negative ions at the extraction holes of the 2nd Chamber in the negative ion source

3.4.2 エネルギー緩和過程が負イオンビーム発散角に与える影響[9]

前節で示した通り、負イオンは、負イオン源 2nd chamber 移動中にクーロン衝突によるエネルギー緩和を受ける。負イオンのエネルギー緩和過程の効果が発散角に与える影響について調べる。実験における正イオン温度は必ずしも明確ではないため、ここでは、1) $T_{H^+} = 1.0\text{eV}$ 、2) $T_{H^+} = 3.0\text{eV}$ 二種の正イオン温度についてビーム発散角を見積もり、比較する。

Fig. 3.8 に引き出し孔における発散角の比較を示す。Fig. 3.8 に示す通り $T_{H^+} = 1.0\text{eV}$ の場合において負イオンビームはより高い収束性を示す。各々の場合において平均的なビーム発散角 $\langle\theta_{div}\rangle$ を求める。ここで $\langle\theta_{div}\rangle$ は以下のように定義される。

$$\langle\theta_{div}\rangle = \frac{\sum_{i=1}^{n_{extract}} \theta_{div}(i)}{n_{extract}} \quad (3.21)$$

$n_{extract}$ は引き出し孔より引き出された負イオンの粒子数を示す。具体的に $\langle\theta_{div}\rangle$ を求めると、

$$T_{H^+} = 1.0\text{eV} \text{ において } \langle\theta_{div}\rangle = 3.86 \text{ mrad}$$

$$T_{H^+} = 3.0\text{eV} \text{ において } \langle\theta_{div}\rangle = 5.44 \text{ mrad}$$

となる。特に $T_{H^+} = 1.0\text{eV}$ の場合、ITER の設計値で要求される 5mrad 以下という条件を十分に満たす。

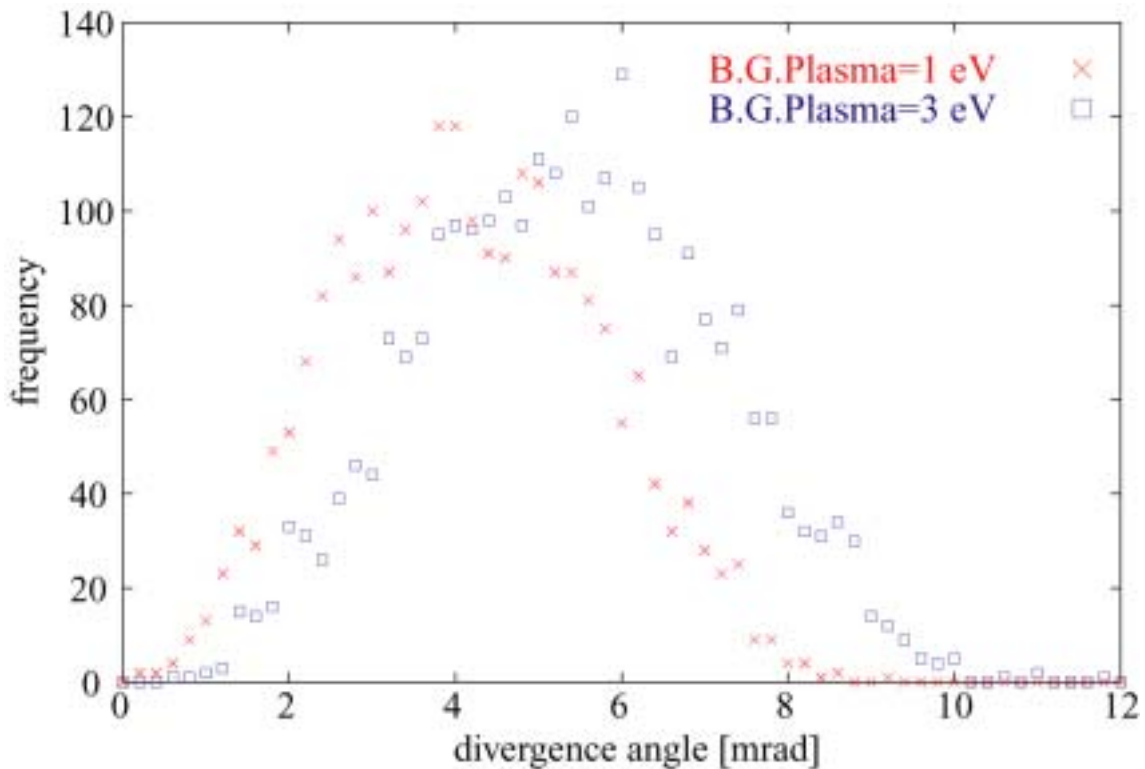


Fig. 3.8 Distribution of the H^- ion beam divergence angle at the extraction holes for $T_{H^+} = 1 \text{ eV}$ and $T_{H^+} = 3 \text{ eV}$.

ここまで、シース電場による加速によって比較的高い初期エネルギーを持った表面生成負イオンについて、負イオン源における典型的なプラズマ条件下で、背景正イオンとのクーロン衝突によるエネルギー緩和過程を調べた。その結果、表面生成された負イオンのエネルギー緩和時間は、負イオンの閉じ込め時間より短いため、負イオンは負イオン源内を輸送する間に十分背景正イオンの温度程度まで緩和され得ることを示した。このことは、ビーム発散角の見積もりからも明らかのように、負イオンビームの良好な収束性を説明する一要因となり得ることを示唆している。

3.4.3 表面生成負イオンの引き出し確率に対する磁束密度の影響[15]

本節では、式 (3.7) における磁束密度 B_0 をパラメーターとし、Table 3.1 のように仮定された背景プラズマにおいて、 $E_{H^-} = 3.0 \text{ eV}$ の初期エネルギーをもつ表面生成負イオンについて引き出し確率の磁場依存性について述べる。磁場中の Larmor 半径は、負イオンのエネルギーに依存する。したがって、表面生成負イ

オンの引き出し確率においても負イオンのエネルギー緩和過程を正確にモデルに反映し、議論する必要がある。

引き出し確率 P_{ex} は次式で定義される。

$$P_{ex} = \frac{N_{ex}}{N_{tot}} \quad (3.22)$$

ここで、 N_{ex} は引き出し孔より引き出された負イオンの粒子数、 N_{tot} は総負イオン粒子数を示す。 P_{ex} は PG 上で表面生成される負イオンの生成点 (x_i, z_i) の関数となる。

Fig. 3.9 は、磁束密度 B_0 に対する平均引き出し確率 $\langle P_{ex} \rangle$ の関係を示す。ここで $\langle P_{ex} \rangle$ は次式で定義される。

$$\langle P_{ex} \rangle = \frac{\iint_{PG} P_{ex}(x_i, z_i) dx_i dz_i}{S_{PG}^{tot}} \quad (3.23)$$

S_{PG}^{tot} は、PG 表面の総面積を示す。

Fig. 3.9 より B_0 に対する P_{ex} の依存性は小さい。この原因を調べるためには以下定義する平均確率 $\langle P_{pass} \rangle$ と $\langle P_{dest} \rangle$ について調べる必要がある。

$$\langle P_{pass} \rangle = N_{pass} / N_{tot} \quad (3.24)$$

$$\langle P_{dest} \rangle = N_{dest} / N_{tot} \quad (3.25)$$

N_{pass} : 磁気フィルターを通り抜けて 2nd chamber 上部で消滅する負イオン粒子数。

N_{dest} : 消滅反応により空間中で消滅する負イオン粒子数。

$\langle P_{pass} \rangle$ および $\langle P_{dest} \rangle$ と磁束密度 B_0 の関係を Fig. 3.10 に示す。Fig. 3.10 より $B_0 > 10G$ 程度から、 B_0 の増加に伴い $\langle P_{pass} \rangle$ が急激に減少することがわかる。こ

れは $B_0 \approx 10\text{G}$ 程度の状況下では、磁気フィルターによる負イオンの空間的な閉じ込めが悪く、負イオンが消滅反応を起こすことなく磁気フィルターを容易に通り抜け、2nd chamber 外へと流出することを意味する。

Larmor 半径は、負イオンのエネルギーに依存するが、 $E_{\text{H}^-} = 3.0\text{eV}$ の初期エネルギーをもつ負イオンの閉じ込めに要する磁場は、式 (3.7) における $y_0 = 0.1\text{m}$ と Larmor 半径を比較することで $B_0 \approx 25\text{G}$ 程度と見積もることができる。しかしながら、Fig. 3.10 より得られた結果では、 $B_0 > 20\text{G}$ の比較的小さい磁束密度においてすでに五割以上の負イオンの閉じ込めが成立している。この原因として、負イオンのエネルギー緩和過程が挙げられる。先にも述べた通り、負イオンは、 $y_0 = 0.1\text{m}$ よりも短い距離を移動する間にクーロン衝突を経て背景正イオン温度 $T_{\text{H}^+} = 1.0\text{eV}$ の広がりをもつマクスウェル分布へと緩和する。このとき、 $E_{\text{H}^-} = 1.0\text{eV}$ の初期エネルギーをもつ負イオンの閉じ込めに要する磁場は、先と同様に $B_0 \approx 15\text{G}$ 程度と見積もることができる。比較的高エネルギーをもった負イオンが、比較的低温度の背景正イオン温度へとエネルギー緩和するため閉じ込めに要する磁場の値が減少する。その結果、 $B_0 > 10\text{G}$ 程度から B_0 の増加に伴い $\langle P_{\text{pass}} \rangle$ が急激に減少し、比較的小さい磁束密度において負イオンの閉じ込めが成立し易くなる。

一方、 B_0 が増加に伴い $\langle P_{\text{dest}} \rangle$ が増加する傾向は次のように説明される。強磁場下において、負イオンの Larmor 半径が小さくなり、磁化する程度になると磁力線に沿っての旋回運動により負イオンの実質的な移動距離は長くなる。その結果、消滅反応の平均自由行程に達し消滅頻度が増すことがいえる。

以上より磁場強度 B_0 の増加に伴い $\langle P_{\text{pass}} \rangle$ は減少し、 $\langle P_{\text{dest}} \rangle$ は増加する傾向にある。ここで

$$\langle P_{\text{ex}} \rangle = 1 - \langle P_{\text{pass}} \rangle - \langle P_{\text{dest}} \rangle \quad (3.26)$$

であることを考えると、Fig.3.10 より $\langle P_{\text{pass}} \rangle$ と $\langle P_{\text{dest}} \rangle$ は互いの効果を打ち消しあう。その結果、 B_0 による $\langle P_{\text{ex}} \rangle$ への影響が少なくなる。

表面生成負イオンについて引き出し確率の磁場依存性は小さいことを明らかにした。この原因は、磁気フィルターによる負イオンの空間的な閉じ込めと磁力線における旋回運動中の損失がバランスすることにある。特に、Larmor 半径の負イオンエネルギー依存性は、磁気フィルターによる負イオンの閉じ込めに影響を及ぼし、従って表面生成負イオンの引き出し確率も影響を受ける。この

ため、負イオンの引き出し確率を評価する際に負イオンのエネルギー緩和過程を考慮することは重要な意味をもつ。

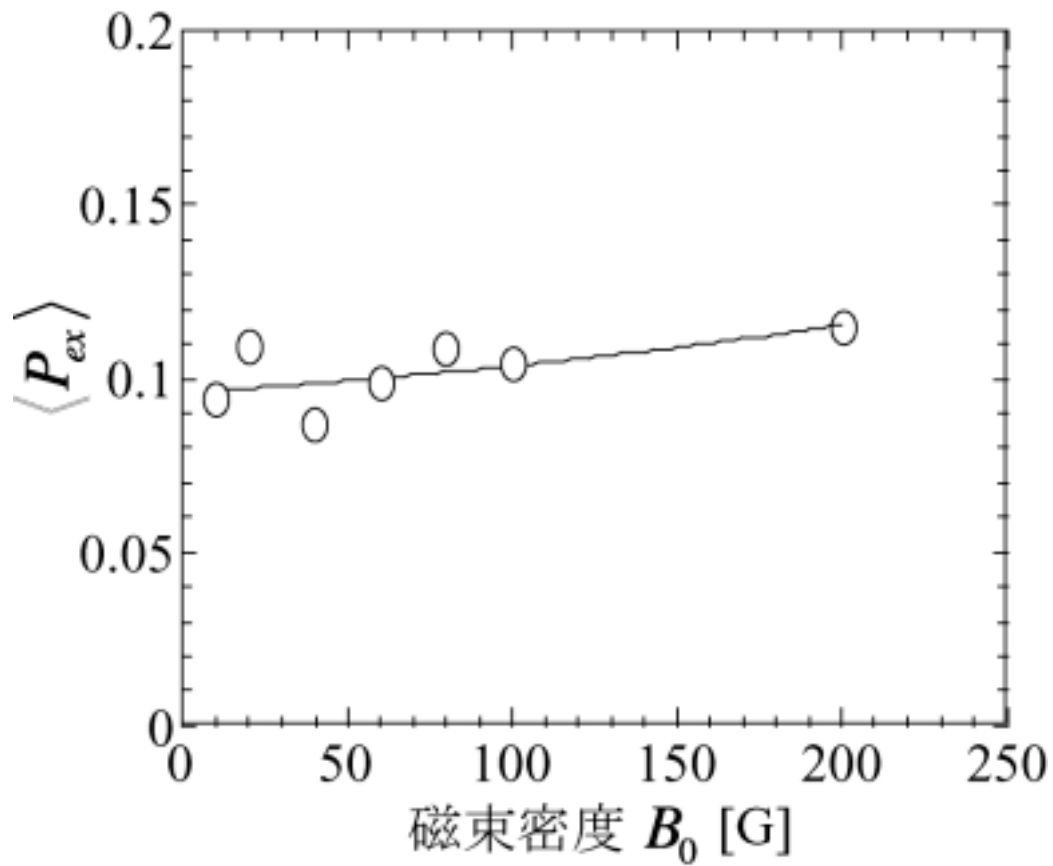


Fig. 3.9 Effect of the magnetic filter on negative ion transport. Extraction probability of surface produced negative ions averaged over PG surface is plotted as function of the field strength B_0 . Total of 3×10^3 flights are used in the simulation.

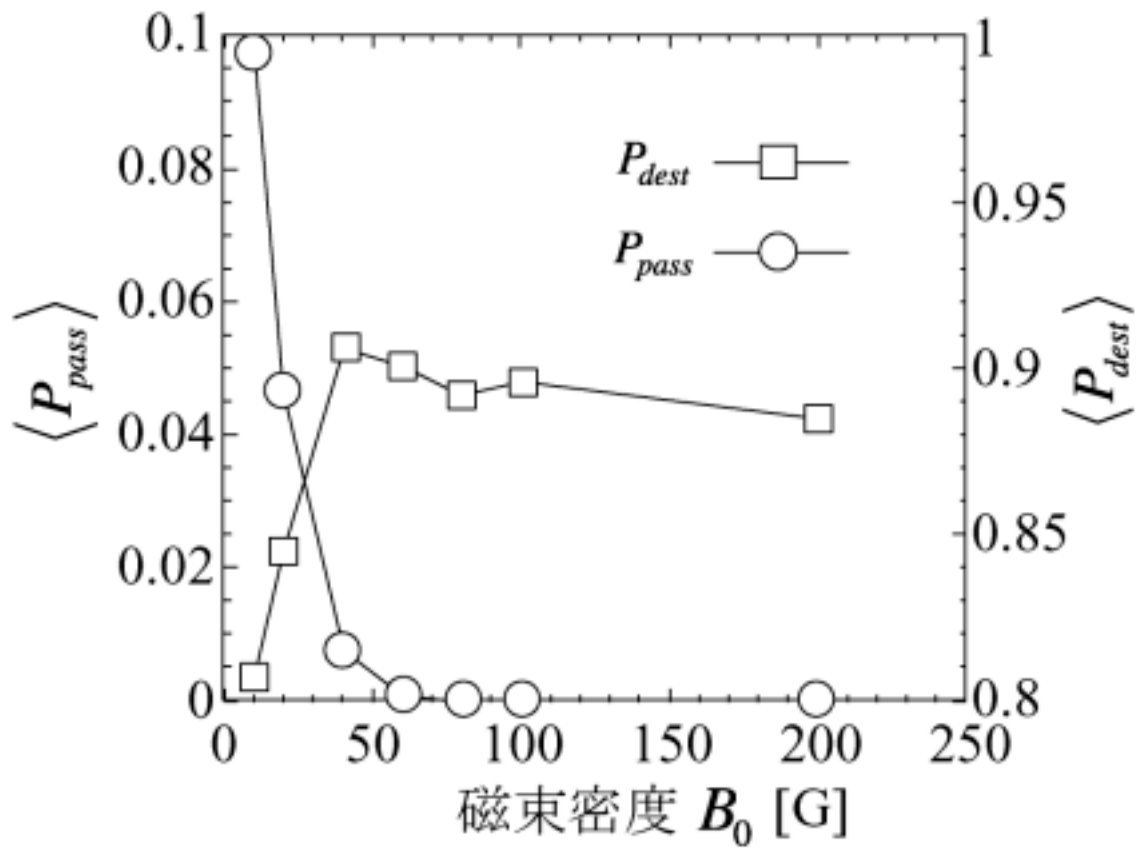


Fig. 3.10 Probability P_{pass} of negative ion passing through the filter region and lost in the first chamber and destruction probability P_{dest} of negative ion in the second chamber as a function of B_0 .

3.5 まとめ

本章では、解析対象をタンデム型負イオン源 2nd chamber とし、モンテカルロ負イオン輸送モデルを適用した。比較的高い初期エネルギーを持った表面生成負イオンについて、背景正イオンとのクーロン衝突によるエネルギー緩和過程を負イオン源における典型的なプラズマ条件下で調べた。

その結果、表面生成された負イオンのエネルギー緩和時間は、負イオンの平均的な閉じ込め時間より短いため、負イオンは負イオン源内を輸送する間に十分背景正イオンの温度程度まで緩和され得ることを明らかにした。ビーム発散角の見積もりから、これらの負イオンについて比較的小さな発散角が得られた。このことは、クーロン衝突によるエネルギー緩和過程が、負イオンビームの良好な収束性を説明する一要因となり得ることを示唆している。また、モンテカルロ輸送モデルが負イオン源内の負イオンエネルギー分布を解析するための有用なツールとなり得ることが示された。

次に、表面生成負イオンについて引き出し確率の磁場依存性について調べた。その結果、表面生成負イオンについて引き出し確率の磁場依存性は小さいことを明らかにした。この原因は、磁気フィルターによる負イオンの空間的な閉じ込めと磁力線における旋回運動中の損失がバランスすることにある。

Larmor 半径の負イオンエネルギー依存性は、磁気フィルターによる負イオンの閉じ込めに大きく関与する。比較的高エネルギーをもった負イオンが、比較的低温度の背景正イオン温度へとエネルギー緩和するため閉じ込めに要するフィルター磁場の値が減少する。それに起因し、表面生成負イオンの引き出し確率も影響を受ける。よって、負イオンの引き出し確率を評価する際に負イオンのエネルギー緩和過程を考慮することは重要な意味をもつ。

第1節に述べたように、本研究以前に負イオンのエネルギー緩和過程をシミュレーションにより解析した例は、国内・国外を問わず全く皆無であった。また、実験的にも Bacal らの体積生成負イオンに関して行われた負イオン温度測定が一例あるのみであった[6]。今後、負イオンの良好な収束性の更なる理解のためには、本シミュレーションと実験との直接的な比較が必要である。そのためには、今後、分子と負イオンとの衝突によるエネルギー緩和過程を考慮するなど、シミュレーションモデルの詳細化と同時に、実験的に負イオン温度、背景プラズマ正イオン及び中性粒子の正確な温度測定が望まれる。

第3章の参考文献

- [1] K. Miyamoto, *et al.*, *Development of a 400keV multi-stage electrostatic accelerator for neutral beam injectors* (Fusion technology, Karlsruhe, Aug.22-26 1994).
- [2] Y. Okumura: *Proc. of the Workshop on Negative Ion Formation and the Beam Handling*, KEK, (1992) p.8.
- [3] Y. Okumura *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 1219(2000).
- [4] 奥村義和, 渡辺和弘 : プラズマ・核融合学会誌 **75** 増刊, 65(1999).
- [5] K. Watanabe *et al.*, *Proc. IAEA Technical Committee Meeting on Negative Ion Based Neutral Beam Injections*, JAERI, Naka (1991) p.184.
- [6] M. Bacal, P. Berlemont, *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 1212(1991).
- [7] T. Takizuka and H. Abe, *J. Comput. Phys.* **25**, 205(1977).
- [8] T. Sakurabayashi, A. Hatayama, K. Miyamoto, M. Ogasawara and M. Bacal, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 1048(2002).
- [9] K. Makino, T. Sakurabayashi, A. Hatayama, K. Miyamoto and M. Ogasawara, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 1051(2002).
- [10] A. Hatayama, K. Makino, T. Sakurabayashi, K. Miyamoto, M. Ogasawara and M. Bacal, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 1650(2004).
- [11] V. E. Golant, A. P. Zhilinsky and I. E. Sakharov, *Fundamentals of Plasma Physics* (Jhon Wiley & Sons, New York, 1980).
- [12] R. K. Janev *et al.*, *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasma, Cross sections and Reaction Rate Coefficients* (Springer, Berlin, 1987), Chap. 7.
- [13] 牧野航介 「モンテカルロ輸送コードによる負イオン引出し孔付近の速度分布の解析」, 慶應義塾大学大学院修士論文 (2001) p.62.
- [14] B. Rasser, J. M. N. van Wunnik and J. Los, *Surf. Sci.* **118**, 697(1982).
- [15] M. Uematsu, T. Morishita, A. Hatayama, T. Sakurabayashi and M. Ogasawara, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 883(2000).

第2章

負イオン源プラズマの数値計算モデルと計算手法

2.1 はじめに

本章では、解析に用いたモンテカルロ負イオン輸送モデルおよび静電プラズマ粒子モデルについて水素負イオン源プラズマを対象とした数値モデルの構築法とその特徴、優位性について述べる。また、具体的な計算手法を記す。

2.2 モンテカルロ負イオン輸送モデルのモデル構成

モンテカルロ負イオン輸送モデルを用いた計算では、表面・体積生成後の負イオン粒子をテスト粒子と考え、三次元的に負イオンの軌道追跡を行う[1,2,3,4]。与えた背景プラズマ分布を用いて負イオンの反応過程を考慮し、負イオンが消滅または引き出しまでの輸送過程の解析を行うことが可能である。こうした負イオン輸送過程のモデリングは、次の三つの段階に分けて考えることができる。

- A：表面・体積生成した負イオンの発生・入射過程
- B：背景プラズマ内における負イオン輸送過程
- C：引き出し孔における負イオンの引き出し過程

Fig. 2.1 にモンテカルロ負イオン輸送モデルの概略図を示し、負イオン源における上記 A～C 各過程の対応箇所を記した。ここでの概略図は、典型的なタンデム型負イオン源を対象としている。

A では、表面・体積生成した負イオンの発生位置、入射初期速度について扱う。負イオンの初期速度分布、初期位置の与え方は表面生成法または体積生成法の各生成方法によって区別される。

B では、負イオンについて実空間および速度空間での輸送を扱う。ここでは、空間磁場配位を考慮し、ニュートンの運動方程式を解くことで負イオンの軌道を計算する。バルクプラズマ中では、プラズマの準中性が成立するため、電場の影響は考慮しない。また、実験結果に基づく背景プラズマ分布を与え、クーロン衝突によるエネルギー緩和、消滅反応等の各反応過程を扱う。

Cでは、負イオンが引き出し孔より引き出されたかどうかの判断を行う。第3章で述べる解析では、引き出された負イオンの発散角を計算するために引き出し電極からの引き出し電場を考慮する。

Figure 2.2 にモンテカルロ負イオン輸送モデルにおける計算の流れ図を示す。次節では、Fig. 2.2 にそってA~C各過程のモデリングの詳細と用いた数値計算法について述べる。

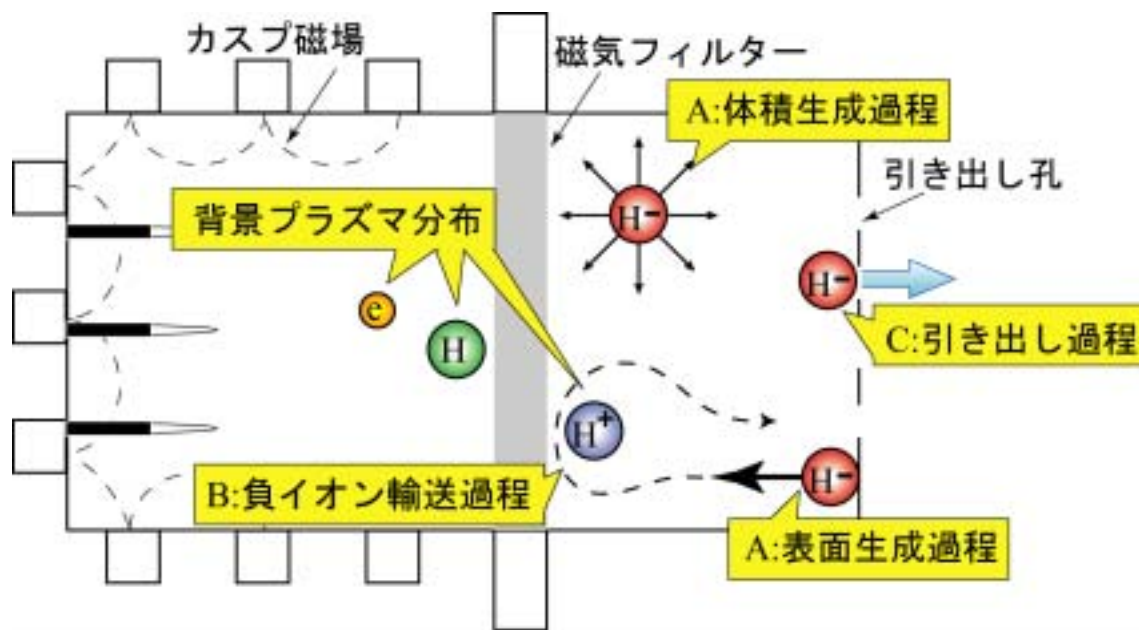


Fig. 2.1 Schematic diagram of Monte Carlo negative ion transport model.

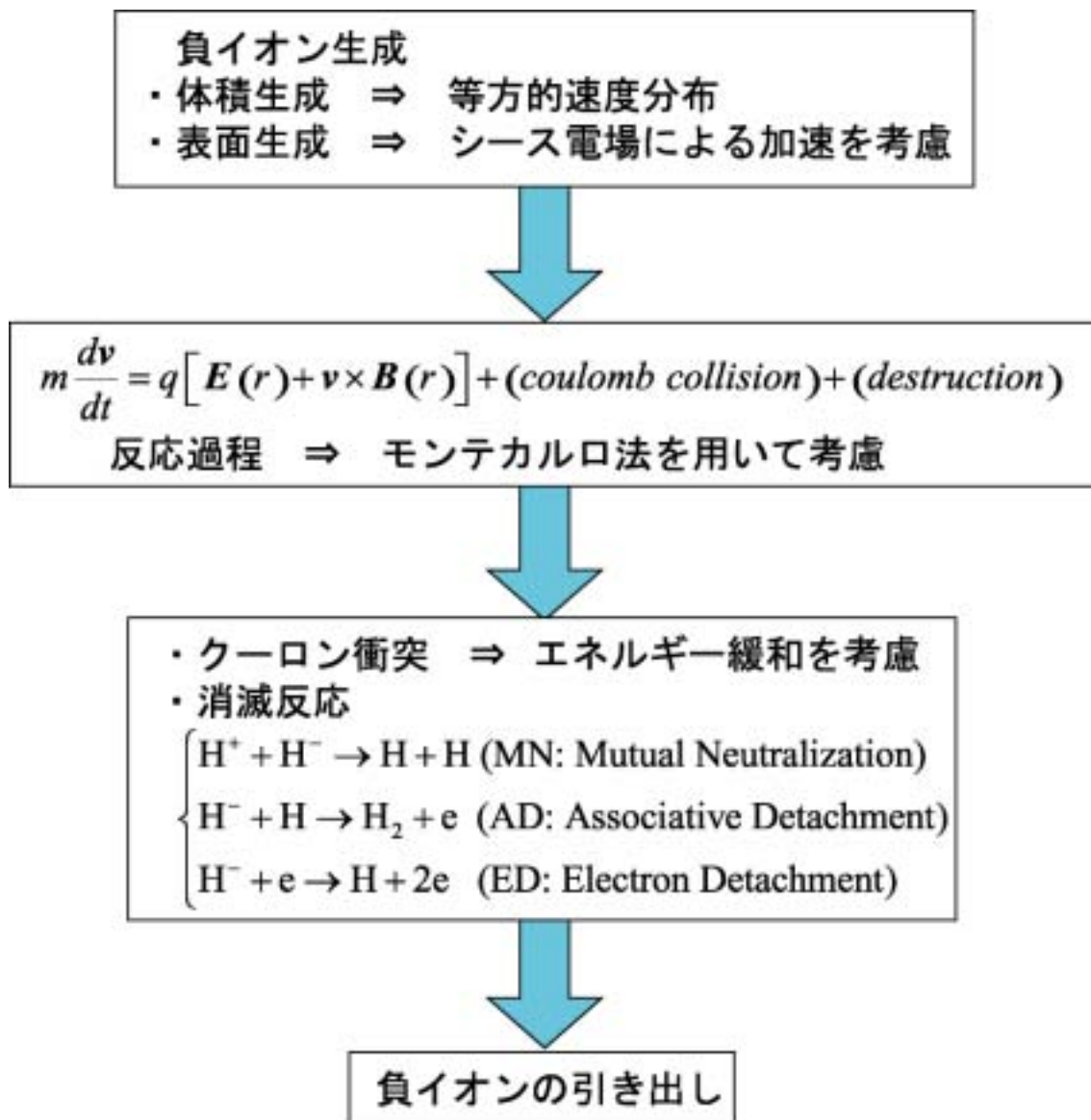


Fig. 2.2 Structure of Monte Carlo negative ion transport model.

2.3 モデルの詳細と計算手法

2.3.1 体積・表面生成した負イオンの入射過程モデリング

計算領域中に発生させた負イオン粒子は、表面生成または体積生成の過程を経て生成されたものとする。したがって、それらの生成法に応じた初期速度分布、初期位置を考慮する必要がある。

・表面生成負イオン

表面生成した負イオンの初期エネルギー及び初期速度分布は、内壁表面近傍に生じるシース領域に生ずる電場の影響を考慮し設定する。以下、シース及びシース領域における電位降下についてまとめる[5]。

一般に、プラズマと容器壁との間には準中性条件が成立しないシース領域が存在する。電子は正イオンに比較して質量がはるかに小さいため容器壁に先に到達する。このため、壁の電位はプラズマの電位よりも低くなる。こうして生じた電場に正イオンは加速される。その一方で電子は減速される。やがて壁に到達する正イオン及び電子の流束は等しくなり定常的なシースが形成される。

この定常的なシースにおける電位降下 $\Delta\phi$ は、プラズマを流体近似することで以下のように解析的に求めることができる。正イオンの流速は、プレシース領域での加速によりシース領域入り口においてイオン音速 C_s [m/s] に到達する。イオン音速 C_s は、電子温度 T_e [eV]、正イオン温度 T_{H^+} [eV] を用いて以下のように定義される。 m_{H^+} [kg] は正イオンの質量、 k [J/K] はボルツマン定数である。

$$C_s = \sqrt{\frac{k(T_e + T_{H^+})}{m_{H^+}}} \quad (2.1)$$

また、正イオンのシース領域入り口でのフラックスは

$$\Gamma^+ = en_{H^+} C_s \quad (2.2)$$

である。ここで、 e [C] は電気素量、 n_{H^+} [m⁻³] はシース領域入り口における正イオン密度を表す。電子密度分布は、温度 T_e のボルツマン分布を仮定する。さらに電子の壁方向の速度はシース領域内でマクスウェル分布に従う速度分布をもつと仮定する。その結果、壁に流入する電子のフラックスは平均の速さを用い

て

$$\Gamma^- = \frac{1}{4} en_e \bar{v}_e \exp\left(-\frac{e\Delta\phi}{kT_e}\right) \quad (2.3a)$$

$$\bar{v}_e = \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e}\right)^{1/2} \quad (2.3b)$$

と表される。ただし、 n_e [m^{-3}] はシース領域入り口における電子密度を表す。

定常的なシースは、電子フラックスと正イオンフラックスがバランスすることによって実現される。したがって $\Gamma^+ = \Gamma^-$ として、電位降下は

$$\Delta\phi = -\frac{kT_e}{2e} \ln \left[\left(\frac{n_{\text{H}^+}}{n_e} \right)^2 \left(2\pi \frac{m_e}{m_{\text{H}^+}} \right) \left(1 + \frac{T_{\text{H}^+}}{T_e} \right) \right] \quad (2.4)$$

と表される。さらにシース領域入り口ではプラズマの準中性条件を用いて $n_e \approx n_{\text{H}^+}$ と仮定すると

$$\Delta\phi = -\frac{kT_e}{2e} \ln \left[\left(2\pi \frac{m_e}{m_{\text{H}^+}} \right) \left(1 + \frac{T_{\text{H}^+}}{T_e} \right) \right] \quad (2.5)$$

と表される。

電位降下は、内部プラズマから内壁方向への負電荷のフラックスを遮蔽する働きをする。つまり、電位降下により容器壁表面に対して垂直方向の電場が生じる。これにより表面生成した負イオンは容器壁表面に対して垂直かつ内部プラズマ方向に加速を受ける。その結果、表面生成した負イオンは $e\Delta\phi$ のエネルギーをシース領域で得る。

また、シースの厚さは、以下の式 (2.6) で定義されるデバイの遮蔽長のオーダーであり、プラズマの大きさに比べて非常に薄い。

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2}} \quad (2.6)$$

以上の理論を計算モデルに反映させると、以下のようにまとめられる。

- 1) 表面生成負イオンの初期エネルギーは、シース領域で加速の際に得るエネルギーを考慮して与える。
- 2) 速度は容器壁に垂直方向の速度分布を与える。
- 3) シースの厚さは無視できるほど小さいため、初期位置はイオン源内壁上で与える。

・体積生成負イオン

体積生成過程は、第1章式(1.5)、(1.6)に示す二段階過程により支配される。体積生成した負イオンの初期エネルギーは、シース領域での電場による加速等がないため表面生成した負イオンより小さい。また、その速度分布は、ランダムな運動を考慮し等方的な速度成分を持つと考えることができる。式(1.6)に示されるDA反応は、タンデム型負イオン源では2nd chamber、Camembert IIIに代表されるハイブリッド型負イオン源では容器中央部で起きていると考えられる。そのため、体積生成負イオンの初期位置は、タンデム型負イオン源では2nd chamber、ハイブリッド型負イオン源では容器中央部の空間中で与える。

2.3.2 体積・表面生成した負イオンの入射過程の計算手法

・表面生成負イオン

式(2.5)で与えられる電位降下は、典型的な負イオン源プラズマの電子温度、イオン温度において3~5eV程度と計算される。そのため、表面生成負イオンの初期エネルギーは、3~5eV程度の値を持つ。また、Fig. 2.1に示す様に初期位置の座標を負イオン源内壁上に設定し、初期速度分布は内壁に対して垂直方向成分のみを与える。

・体積生成負イオン

先に述べた通り体積生成負イオンはランダムな速度成分を持つため、その初速度は、累積分布関数を用いて決定する[6]。ここで累積分布関数とは、速度分布関数 $f(v)$ に対して

$$F(\mathbf{v}) = \frac{\int_0^v v' f'(v') dv'}{\int_0^\infty v' f'(v') dv'} \quad (2.7)$$

と定義される。負イオン輸送モデルにおいては、 $f(\mathbf{v})$ をマクスウェル分布とする。このとき体積生成負イオンの初期温度 (0.5eV 程度) から熱速度 v_t を計算し、 R を $0 < R < 1$ の一様乱数として

$$v = v_t \sqrt{-2 \ln R} \quad (2.8)$$

を用いて初速度の各速度成分を決定する。また、Fig. 2.1 に示す様に初期位置の座標は負イオン源空間中に設定する。

2.3.3 背景プラズマ内における負イオン輸送過程のモデリング

モンテカルロ負イオン輸送モデルでは、生成した負イオン粒子をテスト粒子として考え、負イオン源中での輸送過程を解析する。そのため、電磁場中でのニュートンの運動方程式と粒子間のクーロン衝突、消滅反応を考慮して実空間、速度空間における挙動を追跡することが基本となる。

基礎となる運動方程式は、以下のように記すことができる。

$$\begin{aligned} m_{\text{H}^-} \frac{d\mathbf{v}}{dt} &= q(\mathbf{E}(\mathbf{r}) + \mathbf{v} \times \mathbf{B}(\mathbf{r})) + (\text{coulomb collision}) + (\text{destruction}) \\ \mathbf{v} &= \frac{d\mathbf{r}}{dt} \end{aligned} \quad (2.9)$$

ここで、 m_{H^-} 、 q は負イオンの質量、電荷であり、 $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ 、 $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ は座標 \mathbf{r} において負イオンが受ける電場と磁場を表す。ただし、プラズマの準中性を仮定し、輸送中の $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ の影響は考慮していない。ガウス分布等の形状をした空間磁場配位 $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ は、座標 \mathbf{r} の関数として与えられる。

クーロン衝突項については、衝突における運動量保存則とエネルギー保存則に基づいたモデリングを行う。乱数を用いてクーロン衝突現象を再現し、運動量およびエネルギーを変化させる。詳細は 2.3.5 節にて述べる。

消滅反応項については、負イオンの消滅反応確率をモデリングする。負イオンのエネルギーおよび背景プラズマ分布から消滅反応の平均自由行程を求め、乱数を用いて消滅反応の有無を判断する。詳細は 2.3.6 節にて述べる。

2.3.4 背景プラズマ内における負イオン輸送過程の計算手法

負イオン輸送モデルでは式 (2.9) に示す運動方程式を解くことで輸送過程の解析を行う。ここでは、まず式 (2.10) に示す衝突項を考えない運動方程式の解法について述べる[6]。式 (2.10) の右辺の粒子に働く力 \mathbf{F} は、

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E} + q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.10)$$

で与えられる。

初速度、初期位置を計算した後、リープフロッグ (Leap Frog) 法による時間積分を開始する。具体的には、運動方程式を2つの一階の微分方程式に分解し、差分化する。このとき、位置 \mathbf{r} での運動方程式は以下のように示される。

$$m_{\text{H}^-} \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F} \quad (2.11)$$

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v} \quad (2.12)$$

これらの式を時間 t に関して中心差分すると以下の式を得る。

$$m_{\text{H}^-} \frac{\mathbf{v}_{\text{new}} - \mathbf{v}_{\text{old}}}{\Delta t} = \mathbf{F}_{\text{old}} \quad (2.13)$$

$$\frac{\mathbf{r}_{\text{new}} - \mathbf{r}_{\text{old}}}{\Delta t} = \mathbf{v}_{\text{new}} \quad (2.14)$$

Δt はタイムステップ幅を表す。計算手順として、ある時刻 t のにおいて既知である位置 \mathbf{r}_{old} に対する \mathbf{F}_{old} と \mathbf{v}_{old} を用いて \mathbf{v}_{new} を求める。求めた \mathbf{v}_{new} より \mathbf{r}_{new} を計算する。これを繰り返すことで粒子の軌跡を得る。式 (2.13)、式 (2.14) と時間の関係を Fig. 2.3 に示す。ここで、 \mathbf{v}_{old} と \mathbf{r}_{old} 、あるいは \mathbf{v}_{new} と \mathbf{r}_{new} とは、時刻 $\Delta t/2$ だけずれていることに注意する。同時刻の \mathbf{r} と \mathbf{v} は求まることはなく、交互に計算される。このため、同時刻の位置 $\mathbf{r}(t)$ と速度 $\mathbf{v}(t)$ が初期条件として与えられた場合、力 \mathbf{F} を用いて $\mathbf{v}(t)$ を $\mathbf{v}(t - \Delta t/2)$ へと戻してから計算する必要がある。

衝突を考えない荷電粒子の運動方程式において右辺は式 (2.10) のように、力 \mathbf{F} は電場 \mathbf{E} によるものと磁場 \mathbf{B} によるものに分けられる。ローレンツ力による速度の絶対値の変化はないことを利用して、リープフロッグ法では $t - \Delta t/2$ から $t + \Delta t/2$ の積分を三つの段階に分け次のように行う。ここでは、磁場は、 z 方向

のみに存在し一様と仮定する。

Half acceleration

$$\mathbf{v}' = \mathbf{v} \left(t - \frac{\Delta t}{2} \right) + \frac{q}{m_{\text{H}^-}} \mathbf{E}(t) \frac{\Delta t}{2} \quad (2.15)$$

Rotation

$$\mathbf{v}'' = \begin{bmatrix} v_x'' \\ v_y'' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \omega_c \Delta t & \sin \omega_c \Delta t \\ -\sin \omega_c \Delta t & \cos \omega_c \Delta t \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_x' \\ v_y' \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

Half acceleration

$$\mathbf{v} \left(t - \frac{\Delta t}{2} \right) = \mathbf{v}'' + \frac{q}{m_{\text{H}^-}} \mathbf{E}(t) \frac{\Delta t}{2} \quad (2.17)$$

ここで、 ω_c はサイクロトロン周波数

$$\omega_c = \frac{qB}{m_{\text{H}^-}} \quad (2.18)$$

である。初期条件において与えられた $\mathbf{v}(t)$ を $\Delta t/2$ 時間だけ後退させるには、式 (2.16) の Δt を $-\Delta t/2$ として $\mathbf{v}(t)$ を回転させる。その後 \mathbf{v}'' を式 (2.17) の $\mathbf{v}(t - \Delta t/2)$ に代入する。その結果、式 (2.15) における \mathbf{v}' が $\mathbf{v}(t - \Delta t/2)$ として得られる。

運動方程式を高精度で解く方法として、ルンゲクッタ法が知られているが、これは現在の時刻、新しい時刻の他に、その中間点のいくつかの時刻でも速度に関する情報が必要になる。これに対し、リープフロッグ法は、上記に述べたように荷電粒子の位置と速度を $\Delta t/2$ だけ異なった時間で定義しておく、一次のルンゲクッタ法と同じ計算量でありながら、二次のルンゲクッタ法と同等の精度での時間積分が可能である。これは、時間微分を中心差分で近似したことに相当する。タイムステップ幅は数値的安定性の要請、さらには精度を確保するために、 $\omega_{pe} \Delta t = 0.2$ (ω_{pe} : プラズマ周波数) 程度にとられる。

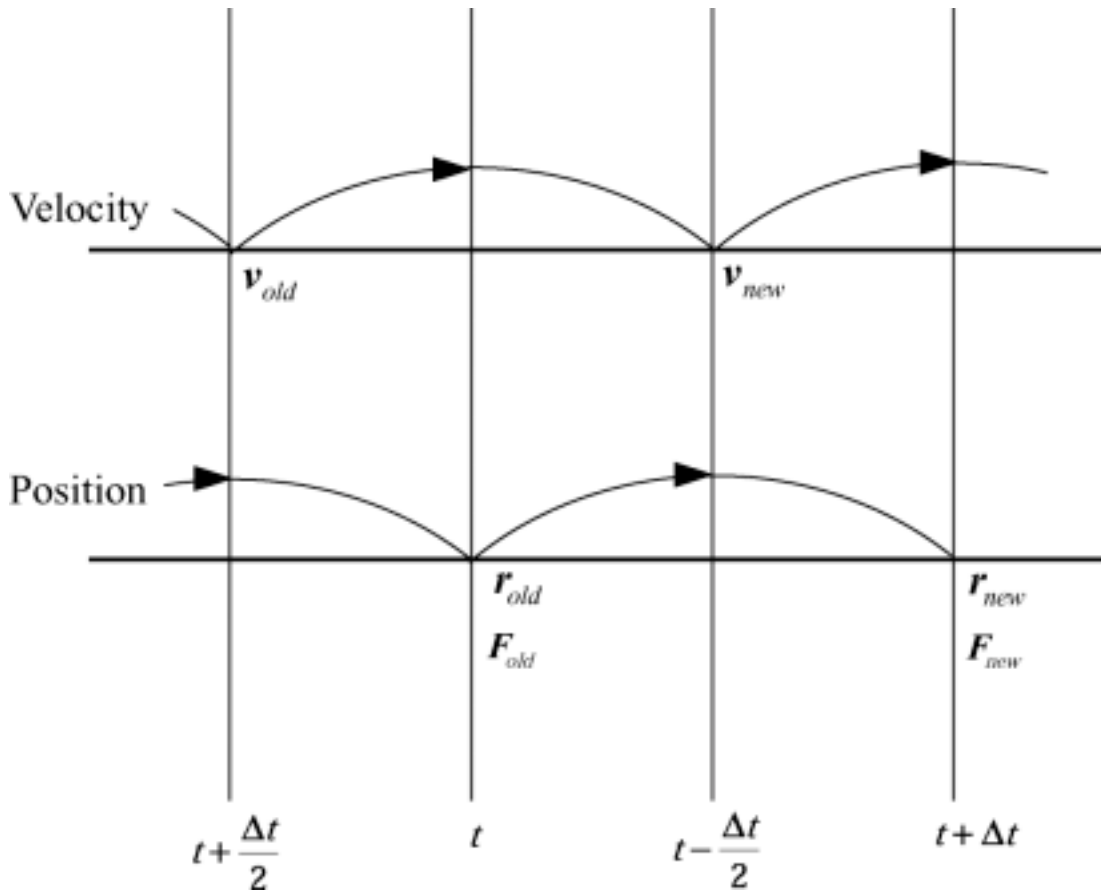


Fig. 2.3 Leap Frog calculation cycle.

2.3.5 クーロン衝突のモデリング

荷電粒子である負イオン粒子は、イオン源内で他の荷電粒子とのクーロン相互作用を受ける。モンテカルロ負イオン輸送モデルでは、負イオンのクーロン衝突について二体衝突モデルを用いてモデル化している。このモデルの特徴は、衝突における運動量保存則とエネルギー保存則を満たすことができるため、速度空間における輸送過程を正確に取り扱うことができることにある。負イオン、電子間のクーロン相互作用はそれらの質量差が大きいため無視できる。よって、負イオンについてクーロン相互作用の対象は正イオンとする。

Figure 2.4 に二体衝突モデルの概念図を示す。Figure 2.4 に示されるように、衝突の際、負イオンはテスト粒子として扱い、場の粒子である正イオンの持つ速度は背景プラズマ分布から決定される。すなわち、正イオンの温度 T_{H^+} が与えられたとき正イオンの速度は温度 T_{H^+} の広がりをもつマクスウェル分布からサンプリングされる。クーロン衝突により負イオンは微小角散乱し、速度分布を変

化する。このとき散乱角はクーロン衝突における運動量保存則とエネルギー保存則から導かれる運動量変化の理論に基づいて決定されなければならないことに注意する。詳細を以下に述べる。

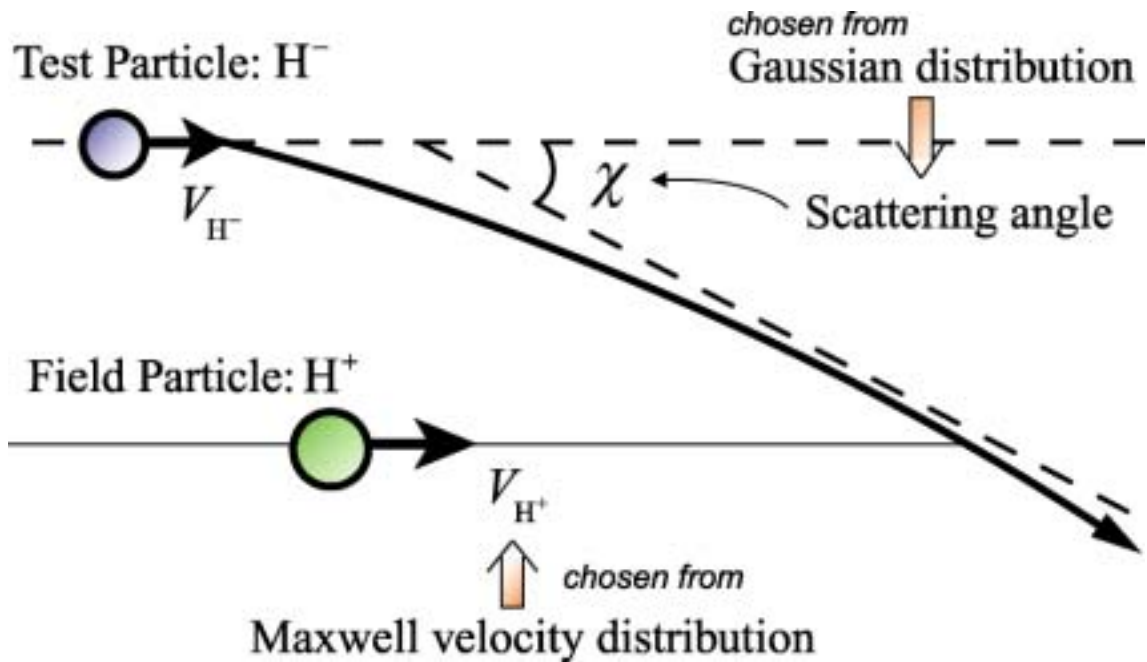


Fig. 2.4 Schematic diagram of Coulomb scattering between H⁻ ion and H⁺ ion.

・クーロン衝突による運動量変化の理論[7]

はじめに、クーロン衝突による運動量変化についてまとめる。 α 粒子(テスト粒子)、 β 粒子(場の粒子)の衝突前の速度を \mathbf{v}_α 、 \mathbf{v}_β 、衝突後の速度を $\mathbf{v}_\alpha + \delta\mathbf{v}_\alpha$ 、 $\mathbf{v}_\beta + \delta\mathbf{v}_\beta$ とすると、運動量保存則により

$$m_\alpha \delta\mathbf{v}_\alpha + m_\beta \delta\mathbf{v}_\beta = 0 \quad (2.19)$$

相対速度 $\mathbf{u} \equiv \mathbf{v}_\alpha - \mathbf{v}_\beta$ を用いて

$$\begin{aligned}\delta \mathbf{v}_\alpha &= \frac{m_\beta}{m_\alpha + m_\beta} \delta \mathbf{u} = \frac{m_r}{m_\alpha} \delta \mathbf{u} \\ \delta \mathbf{v}_\beta &= \frac{-m_\alpha}{m_\alpha + m_\beta} \delta \mathbf{u} = \frac{m_r}{m_\beta} \delta \mathbf{u}\end{aligned}\tag{2.20}$$

となる。ただし

$$m_r = \frac{m_\alpha m_\beta}{m_\alpha + m_\beta}\tag{2.21}$$

は換算質量である。運動量 $\mathbf{p}_\alpha = m_\alpha \mathbf{v}_\alpha$ 、 $\mathbf{p}_\beta = m_\beta \mathbf{v}_\beta$ の変化は

$$\delta \mathbf{p}_\alpha = -\delta \mathbf{p}_\beta = m_r \delta \mathbf{u}\tag{2.22}$$

と表される。Figure 2.5 に衝突による相対速度変化の関係を示す。Figure 2.5 より衝突による偏角 χ を用いて、 $\delta \mathbf{u}$ は

$$\begin{aligned}\delta \mathbf{u} &= u \sin \chi \mathbf{n} - (1 - \cos \chi) \mathbf{u} \\ &= u \sin \chi \mathbf{n} - 2 \sin^2 \frac{\chi}{2} \mathbf{u}\end{aligned}\tag{2.23}$$

となる。ただし \mathbf{n} は \mathbf{u} に垂直で $\delta \mathbf{u}$ を含む平面内の単位ベクトルである。これを式 (2.22) に用いて

$$\delta \mathbf{p}_\alpha = -\delta \mathbf{p}_\beta = m_r u \sin \chi \mathbf{n} - 2m_r \sin^2 \frac{\chi}{2} \mathbf{u}\tag{2.24}$$

を得る。一方、エネルギー保存則より

$$(m_\alpha + m_\beta) \frac{\mathbf{V}^2}{2} + m_r \frac{\mathbf{u}^2}{2} = (m_\alpha + m_\beta) \frac{\mathbf{V}^2}{2} + m_r \frac{(\mathbf{u} + \delta \mathbf{u})^2}{2}\tag{2.25}$$

ただし、 \mathbf{V} は重心速度で

$$\mathbf{V} = \frac{m_\alpha \mathbf{v}_\alpha + m_\beta \mathbf{v}_\beta}{m_\alpha + m_\beta} \quad (2.26)$$

である。したがって

$$\delta(\mathbf{u})^2 = 2\mathbf{u} \cdot \delta\mathbf{u} + (\delta\mathbf{u})^2 = 0 \quad (2.27)$$

を得る。式 (2.24)、(2.25) から、相対速度 \mathbf{u} に平行な運動量変化は

$$\delta p_{\alpha//} = m_r \frac{\mathbf{u} \cdot \delta\mathbf{u}}{u} = -\frac{m_r}{2u} (\delta\mathbf{u})^2 = -\frac{(\delta p_\alpha)^2}{2m_r u} \quad (2.28)$$

となる。

次に質量 m_β 、電荷 q_β 、一様速度 \mathbf{v}_β の場の粒子が、密度 n_β で分布しているところに質量 m_α 、電荷 q_α のテスト粒子が速度 \mathbf{v}_α で入射する場合を考える。一回の衝突における運動量変化は式 (2.24) で与えられる。したがって、 dt の時間内に受ける運動量の変化は立体角 $d\Omega$ について平均をとると、

$$n_\beta u dt \int \delta p_\alpha \sigma(\chi, u) d\Omega \quad (2.29)$$

である。ただし σ はラザフォードの散乱断面積であり

$$\sigma(\chi, u) = \frac{(q_\alpha q_\beta)^2}{(8\pi\epsilon_0 m_r u^2 \sin^2 \chi/2)^2} \quad (2.30)$$

と表される。したがって、テスト粒子の運動量の変化率は

$$\left\langle \frac{d\mathbf{p}_\alpha}{dt} \right\rangle = n_\beta u \int \delta p_\alpha \sigma(\chi, u) d\Omega \quad (2.31)$$

である。式 (2.24) を式 (2.31) に用いるのだが、式 (2.24) の第一項、すなわち \mathbf{n} 方向の成分は平均すると打ち消しあい、第二項のみが残る。したがって

$$\left\langle \frac{d\mathbf{p}_\alpha}{dt} \right\rangle = -4\pi m_r n_\beta \mathbf{u} \int_0^\pi \sin^2 \frac{\chi}{2} \sigma(\chi, u) \sin \chi d\chi \quad (2.32)$$

を得る。ここで、 $\sigma(\chi, u)$ に式 (2.30) を用いると、 $\int_0^\pi \cot \frac{\chi}{2} d\chi$ の積分が発散し、無限大の困難にぶつかる。しかし、デバイ遮蔽の効果を考慮し、デバイ半径 λ_d 以上ではクーロン電場を 0 と考えると、式 (2.32) の積分に下限ができ、それを χ_{\min} としクーロン対数を

$$\begin{aligned} \ln \Lambda &\equiv \int_{\chi_{\min}}^\pi \cot \frac{\chi}{2} d\chi \\ &= \ln \frac{1}{\sin \chi/2} \end{aligned} \quad (2.33)$$

と定義すれば、式 (2.32) は

$$\left\langle \frac{d\mathbf{p}_\alpha}{dt} \right\rangle = -\frac{n_\beta (q_\alpha q_\beta)^2 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 m_r u^3} \mathbf{u} \quad (2.34)$$

となる。これはテスト粒子の \mathbf{u} 方向の平均的減衰を与える。

・クーロン衝突の数値計算モデル[8]

これまで運動量変化の理論についてのべた。以下に、この理論に基づいたクーロン衝突のモデリングについて述べる。

Figure 2.5 において、水平方向の速度変化 $\Delta \mathbf{u}_\parallel$ は散乱角 χ を用いて

$$\Delta \mathbf{u}_\parallel = -\mathbf{u}_\parallel (1 - \cos \chi) \quad (2.35)$$

と表される。ここで

$$\delta = \tan \frac{\chi}{2} \quad (-\pi \leq \chi \leq \pi \rightarrow -\infty \leq \delta \leq \infty) \quad (2.36)$$

と変数変換し、 δ を確率変数とし、分散 σ^2 をもつ正規分布を仮定する。すなわち確率密度関数 $P(\delta)$ を用いて

$$P(\delta)d\delta = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{\delta^2}{2\sigma^2}\right) d\delta \quad (2.37)$$

を考える。ここで、クーロン衝突の理論から分散 σ^2 を決定し、モンテカルロ法を用い式 (2.37) に示す正規分布に従う乱数を発生させることにより、クーロン衝突における速度変化を計算する。

クーロン散乱が微小角散乱であることにより

$$\delta^2 \ll 1 \quad (2.38)$$

とすると

$$\Delta \mathbf{u}_{\parallel} = -\mathbf{u}_{\parallel} \cdot 2\delta^2 \quad (2.39)$$

一方、式 (2.22) 、 (2.34) より

$$\left\langle \frac{\Delta \mathbf{u}}{\Delta t} \right\rangle = -\frac{\mathbf{u}}{4\pi\epsilon_0^2 m_r^2 u^3 / n_{\beta} (q_{\alpha} q_{\beta})^2 \ln \Lambda} \quad (2.40)$$

となる。

ここで、クーロン衝突による水平方向の速度変化の期待値が、

$$\begin{aligned} \langle \Delta \mathbf{u}_{\parallel} \rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} \Delta \mathbf{u}_{\parallel} \cdot P(\delta) d\delta \\ &= -\mathbf{u}_{\parallel} \cdot 2\sigma^2 \end{aligned} \quad (2.41)$$

と表せることから、式 (2.40) と式 (2.41) を比較して、 δ^2 の分散 $\langle \delta^2 \rangle = \sigma^2$ は次

式で与えればよいことがわかる。

$$\langle \delta^2 \rangle = \frac{\Delta t}{8\pi\epsilon_0^2 m_r^2 u^3 / n_\beta (q_\alpha q_\beta)^2 \ln \Lambda} \quad (2.42)$$

また、 δ の平均 $\langle \delta \rangle$ は散乱角 χ が正負等確率に現れることから

$$\langle \delta \rangle = 0 \quad (2.43)$$

である。先に述べた通り δ は、式 (2.42) (2.43) の確率分布に従うことになり、そのような確率分布を持つ乱数を発生させることにより散乱角 χ を求めることができる。

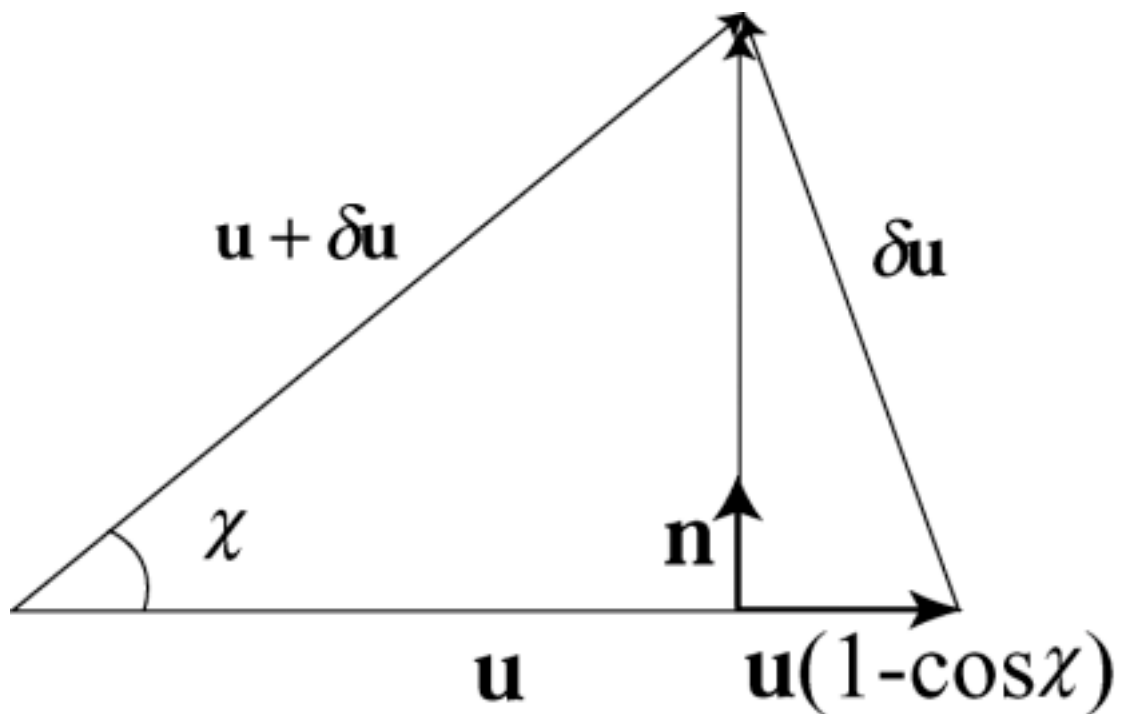


Fig. 2.5 Velocity change due to Coulomb collision in binary collision model.

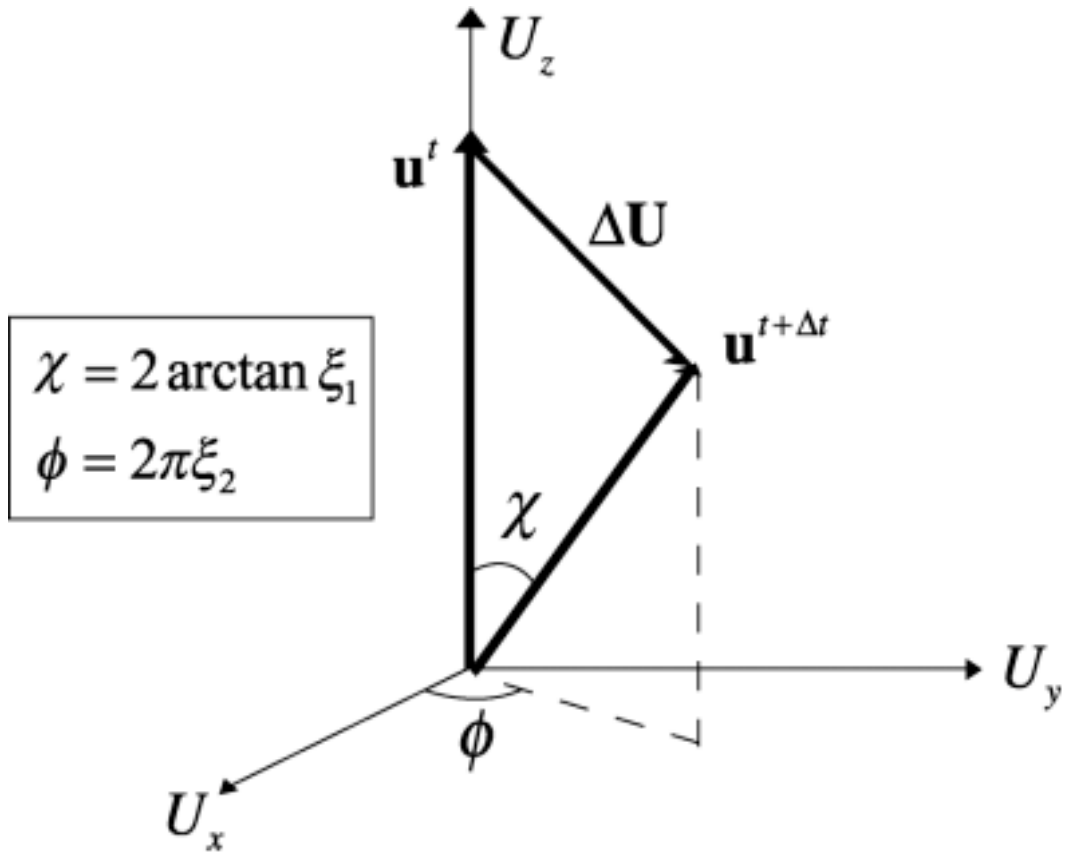
2.3.6 クーロン衝突の数値計算手法

クーロン衝突の数値計算手法についてまとめる。二体衝突モデルにおける散乱角 χ 、方位角 ϕ および相対速度 \mathbf{u} の関係を Fig. 2.6 に示す。Figure 2.6 において $\Delta\mathbf{u}$ は、1 タイムステップあたりの負イオン正イオン間相対速度の速度変化量を表す。

2.3.5 節で述べた通り、分散が式 (2.42)、平均が式 (2.43) で与えられる正規分布から乱数 (Fig. 2.6 に示す ξ_1) を発生させることにより散乱角 χ を決定する。その結果、式 (2.35) から $\Delta\mathbf{u}$ が求まる。そのようにして求めた $\Delta\mathbf{u}$ よりテスト粒子の速度変化 $\Delta\mathbf{v}_\alpha$ 、場の粒子の速度変化 $\Delta\mathbf{v}_\beta$ を式 (2.20) を使って次のように求めることができる。

$$\begin{aligned}\mathbf{v}_\alpha^{t+\Delta t} &= \mathbf{v}_\alpha^t + \frac{m_r}{m_\alpha} \Delta\mathbf{u} \\ \mathbf{v}_\beta^{t+\Delta t} &= \mathbf{v}_\beta^t - \frac{m_r}{m_\beta} \Delta\mathbf{u}\end{aligned}\tag{2.44}$$

Fig. 2.6 に示す方位角 ϕ は、ランダムな負イオンの運動を考慮して一様乱数 (ξ_2) から決定する。以上の数値計算手法によりクーロン衝突による負イオンの速度変化が計算され、エネルギー緩和過程が考慮される。



ξ_1 : chosen randomly from Gaussian distribution

mean value: $\langle \xi_1 \rangle = 0$

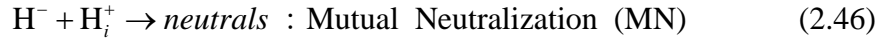
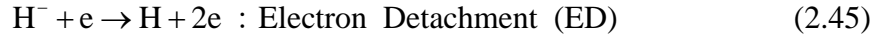
variance: $\langle \xi_1^2 \rangle = \left(\frac{q^4 n_{H^+} \ln \Lambda}{8\pi \epsilon_0^2 m_r u^3} \right) \Delta t$

ξ_2 : a uniform random number

Fig. 2.6 Relations among scattering angle, direction angle and relative velocity in binary collision model.

2.3.7 消滅反応のモデリング

以上のように、電磁場、クーロン衝突による負イオンの速度変化を計算した後、負イオンの消滅反応の有無を判断する。主な負イオンの消滅反応には



がある。これらの反応確率をモデリングすることで負イオンの消滅反応を考慮する。

$p(x)$ を負イオンが消滅反応せずに少なくとも距離 x だけ進む確率とする。ここで距離 Δx 進む間に消滅反応する確率は以下のように表せる。

$$\frac{\Delta x}{\lambda_{\text{tot}}(x)} \quad (2.48)$$

ここで、 $\lambda_{\text{tot}}(x)$ は式 (2.45) ~ (2.47) に示す消滅反応の全平均自由行程を示す。このとき、負イオンが消滅反応せずに少なくとも $x + \Delta x$ だけ進む確率 $p(x + \Delta x)$ は、

$$p(x + \Delta x) = p(x) \left(1 - \frac{\Delta x}{\lambda_{\text{tot}}(x)} \right) \quad (2.49)$$

Δx を微小量として一次のテイラー展開をすることで、消滅反応する確率について以下の式が成り立つ。

$$\ln(p(x)) = -\int_0^x \frac{\Delta x}{\lambda_{\text{tot}}(x)} \quad (\because p(0) = 1) \quad (2.50)$$

2.3.8 消滅反応の計算手法

消滅反応の有無は、モンテカルロ法的一种である PLE (Path Length Estimator Algorithm) 法を用いて判断する[9]。PLE 法により式 (2.50) を直接解くことで消滅反応の有無を判断する。

$x' = x + \Delta x$ とし粒子位置を変化させ、次に一様乱数 η を発生させる。式 (2.50) 右辺の積分値が $\ln(\eta(x))$ より小さくなった時点で計算を終了し、その位置で消滅反応が起こったとみなす。通常、 Δx は消滅反応位置の誤差が十分小さくなるように定める。

また、 $\lambda_{tot}(x)$ を得るためには、各消滅反応の反応速度係数が必要となる。反応速度係数は、データベース化されたものから与える[10]。このとき、負イオンエネルギーおよび反応対象とする原子、正イオンの温度を入力値とし、それらに応じた反応速度係数を用いる。Figure 2.7~Fig. 2.12 に典型的な負イオンエネルギー (0.5、1、3、5 eV) における各反応速度係数と反応対象粒子の温度の関係を示す。ただし、Fig. 2.7 における反応は、電子と負イオン間の反応であるため、その質量差から負イオンエネルギー依存性は一般的に無視される。

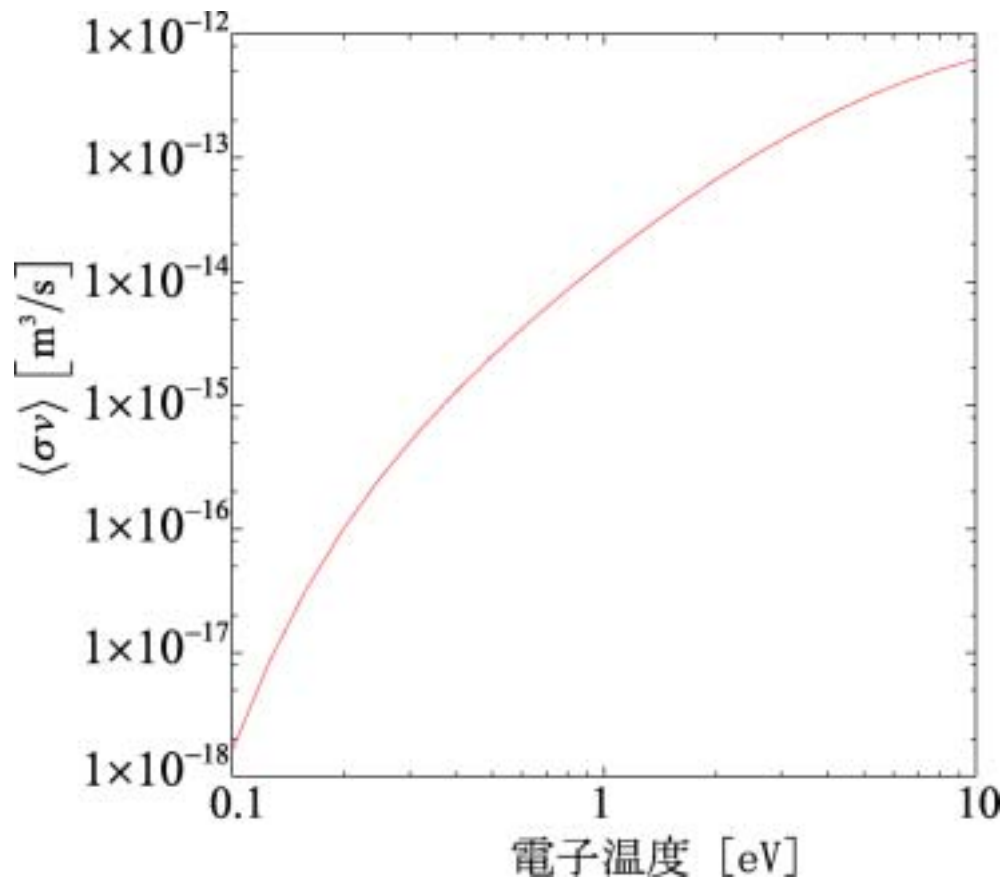


Fig. 2.7 Rate coefficient of Electron Detachment: $\text{H}^- + e \rightarrow \text{H} + 2e$.

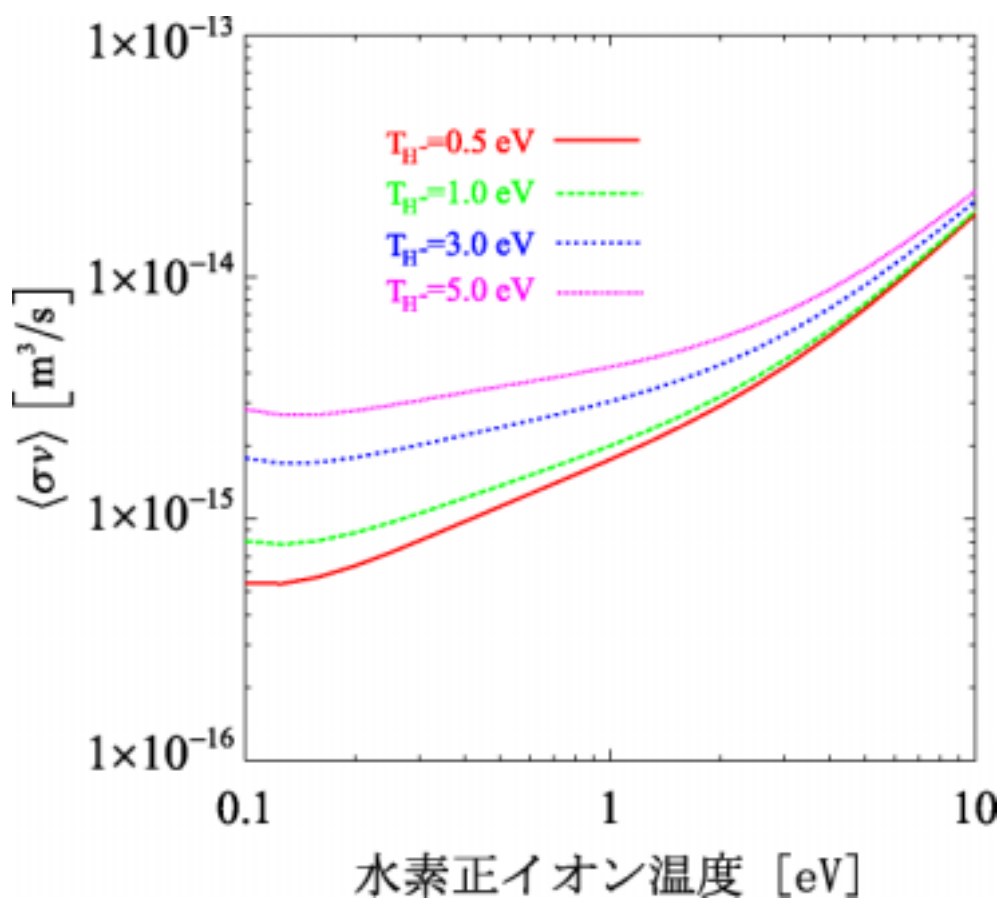


Fig. 2.8 Rate coefficient of Mutual Neutralization: $\text{H}^+ + \text{H}^- \rightarrow \text{H}^*(n=2) + \text{H}(\text{ls})$.

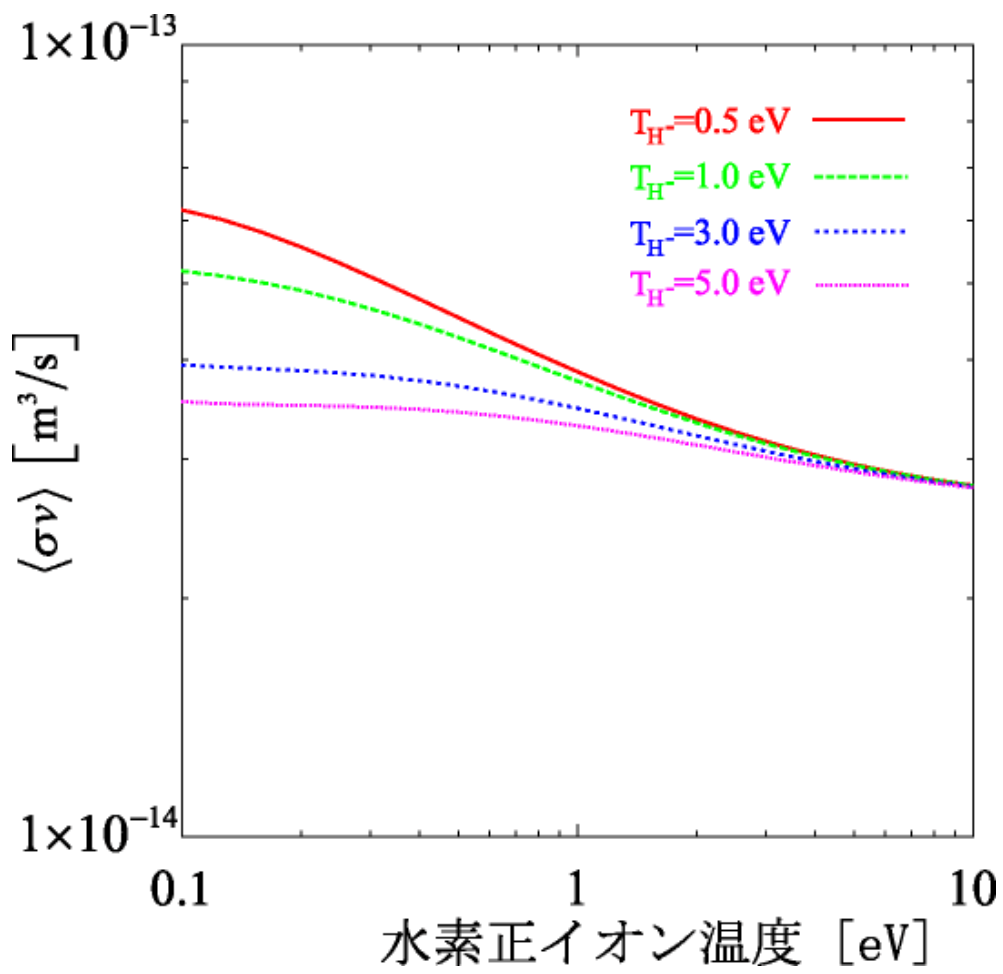


Fig. 2.9 Rate coefficient of Mutual Neutralization: $\text{H}^+ + \text{H}^- \rightarrow \text{H}^* (n=3) + \text{H}(1s)$.

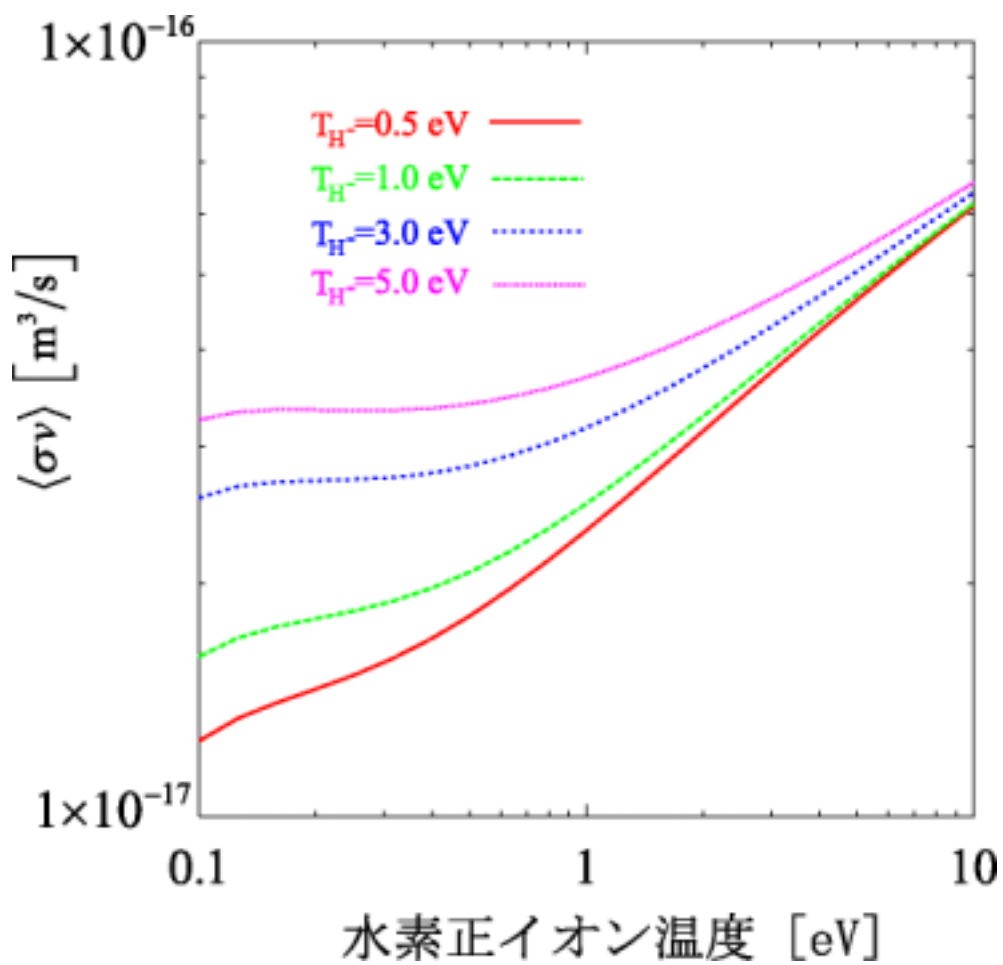


Fig. 2.10 Rate coefficient of Charge Exchange: $\text{H}^- + \text{H} \rightarrow \text{H}(1s) + \text{H}^-(1s)$.

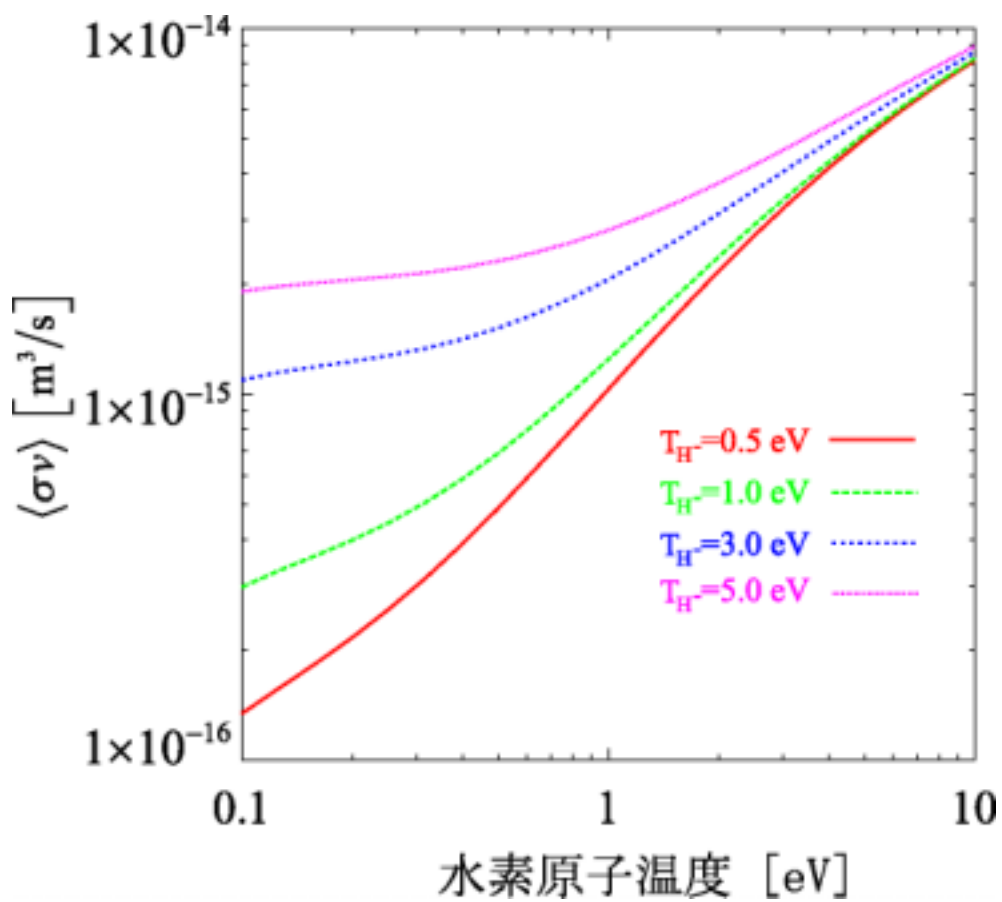


Fig. 2.11 Rate coefficient of Associative Detachment: $\text{H}^- + \text{H} \rightarrow \text{H} + \text{H} + \text{e}$.

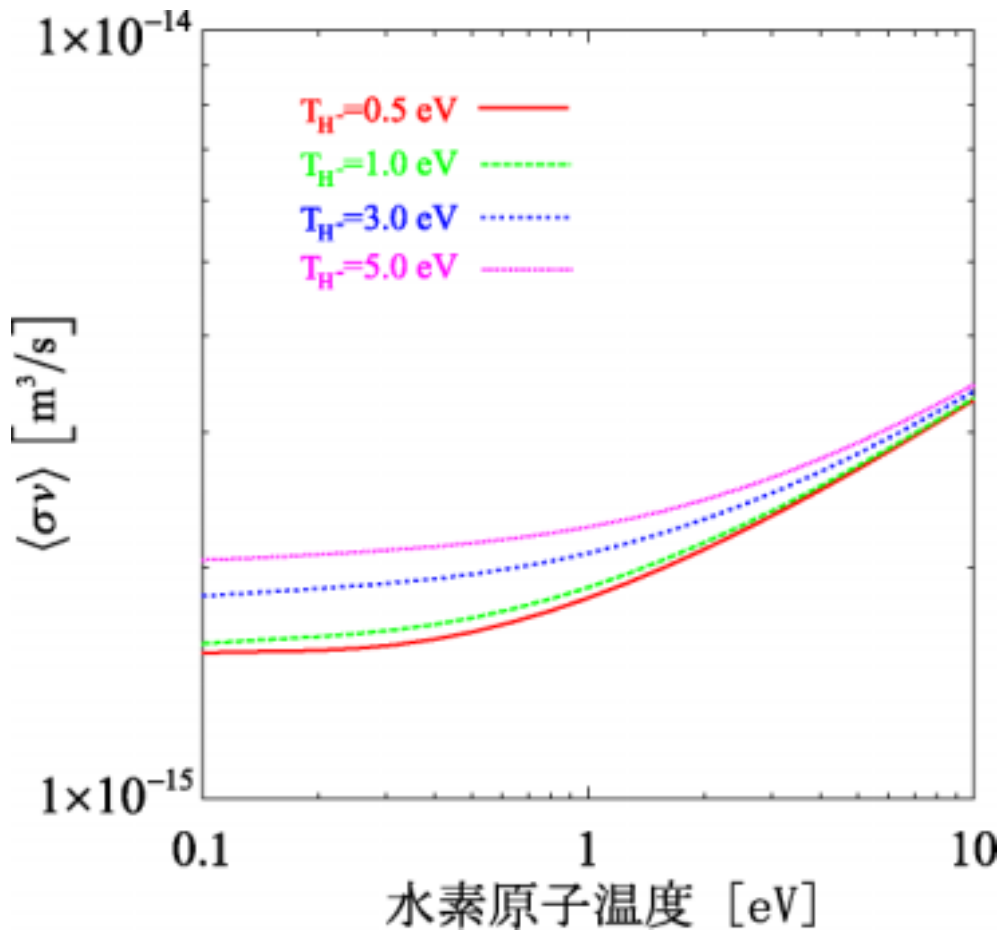


Fig. 2.12 Rate coefficient of Associative Detachment: $\text{H}^- + \text{H} \rightarrow \text{H}_2 + \text{e}$.

2.3.9 引き出し孔における負イオンの引き出し過程

消滅反応が起こらない場合、その時点の負イオンの座標から内壁での衝突の有無、引き出し孔での引き出しの有無を判断する。負イオンが引き出された場合、その負イオンについての軌道追跡計算を停止する。また、内壁に衝突した場合は鏡面反射もしくは消滅するものとする。

2.3.1~2.3.8 節に述べた計算過程が1タイムステップごとに行われる。各消滅反応や壁への衝突で消滅しなかった負イオン、または引き出し孔より引き出されなかった負イオンは次のタイムステップに移る。

2.4 静電プラズマ粒子モデルのモデル構成

静電プラズマ粒子モデルでは、負イオン源プラズマを構成する負イオン、正イオン、電子の各々を多数の粒子の電荷と質量を一つにまとめた超粒子と考える。これら超粒子の運動と外部電磁場および超粒子のつくる空間電位の時間発展を自己無撞着に解く。こうした計算モデルは、一般的に PIC (Particle-In-Cell) と呼ばれる[11,12,13,14,15]。

本計算モデル[16,17,18]では、 10^6 個程度の粒子の質量と電荷の合計を一つの超粒子に割り当てている。一つの超粒子が M 個の荷電粒子を代表すると考えた場合、衝突周波数もまた通常のプラズマの M 倍となる。そこで、超粒子に広がりをもたせて空間的に平滑化する。これにより、超粒子どうしの誇張された衝突を取り入れることなく物理的に意味のあるシミュレーションを行うことができる。具体的には、粒子間の相互作用を直接解くのではなく、計算領域をデバイ長程度の幅を持つ正方形セルに分割し、2.5.1 節に述べるように、セル内での粒子の格子点からの距離に応じて、線形補間を用いて粒子量を格子点上に振り分ける。また、粒子位置での電磁場を計算する際に、まったく同じ形状因子を用いて場の量の補間を行う。

静電粒子シミュレーションでは、以下の方程式を基礎方程式とする。

$$m_{SP} \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q_{SP} [\mathbf{E}(\mathbf{r}) + \mathbf{v} \times \mathbf{B}(\mathbf{r})], \quad \mathbf{v} = \frac{d\mathbf{r}}{dt} \quad (2.51)$$

$$\nabla^2 \phi(\mathbf{r}) = -\frac{\rho(\mathbf{r})}{\epsilon_0} \quad (2.52)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\nabla \phi(\mathbf{r}) \quad (2.53)$$

ここで、 m_{SP} および q_{SP} は、超粒子の質量および電荷を表す。これらの式を差分化して数値的に解くことで系の時間発展を追跡する。具体的には Fig. 2.13 に示すように

- 1) 粒子座標から粒子の電荷密度を格子点に割り当てる。
- 2) ポアソン方程式を解き、格子点上での電位を求める。格子点間の電位勾配より電場を求める。
- 3) 格子点での電場より、個々の荷電粒子に加わる力を求める。それにより荷電超粒子の軌跡を得る。

この三つの手順を繰り返すことにより、プラズマを構成する荷電超粒子の挙動をシミュレーションする。通常の粒子シミュレーションの場合、計算セル幅及びタイムステップ幅を一定値より小さくとる必要がある。具体的には、デバイ長およびプラズマ周波数の逆数以下にとる。そのため、計算機的能力との関係で大きな系の長時間にわたる現象を取り扱うことは困難である。

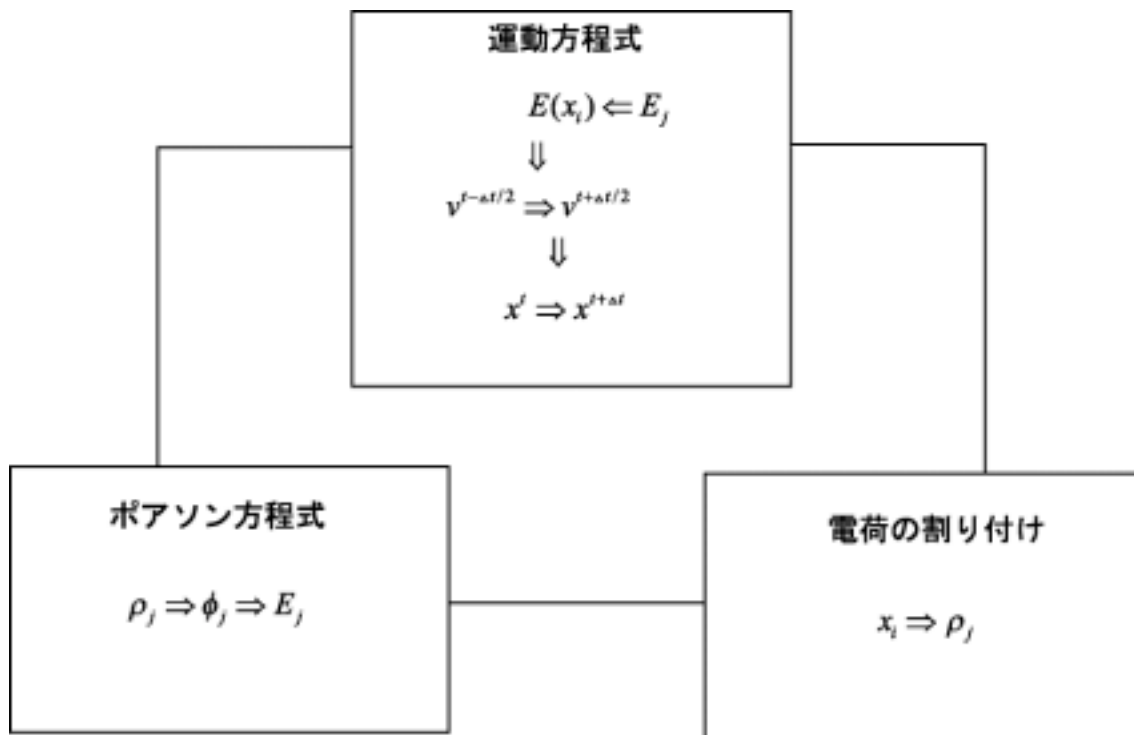


Fig. 2.13 PIC calculation cycle.

本論文で構築した静電プラズマ粒子モデルで扱う系は実空間に関して二次元、速度空間に関して三次元となる。よって、磁場を考慮した場合、ローレンツ力による旋回運動が含まれることになる。二次元平面の幾何形状構成等の詳細は、静電プラズマ粒子モデルを適用した第5、6章において述べる。

プラズマ周波数、熱速度、デバイ長といった物理量は、超粒子で構成されたプラズマでも実際のプラズマでも同じ値をとる。そのため、プラズマ粒子の入射過程は、負イオン輸送モデルと同様に行うことができる[19,20]。運動方程式の解法においても超粒子のもつ重み（割り当てられた粒子数）が式の上で消去されるため、負イオン輸送モデルと同様に行うことができる。よって、次節では先に述べた線形補間の手法について焦点を当てる。

2.5 静電プラズマ粒子モデルにおける計算手法

2.5.1 格子点における電荷密度の割り付けと電位、電場の計算手法[13,17]

静電プラズマ粒子モデルでは、二次元平面を計算領域とするため格子点へ電荷密度を割り付ける際、面積比を用いた線形補間に対応する手法を用いる。二次元平面上の4つの格子点に、電荷密度を割り付ける手法を Fig. 2.14 に示す。

荷電粒子の座標に最も近い格子点に粒子と格子点の距離に応じて電荷密度を割り付ける。電荷密度は、セル幅を Δx 、 Δy とした場合、

$$\rho_c = \frac{q_{SP}}{\Delta x \Delta y} \quad (2.54)$$

で与えられる。

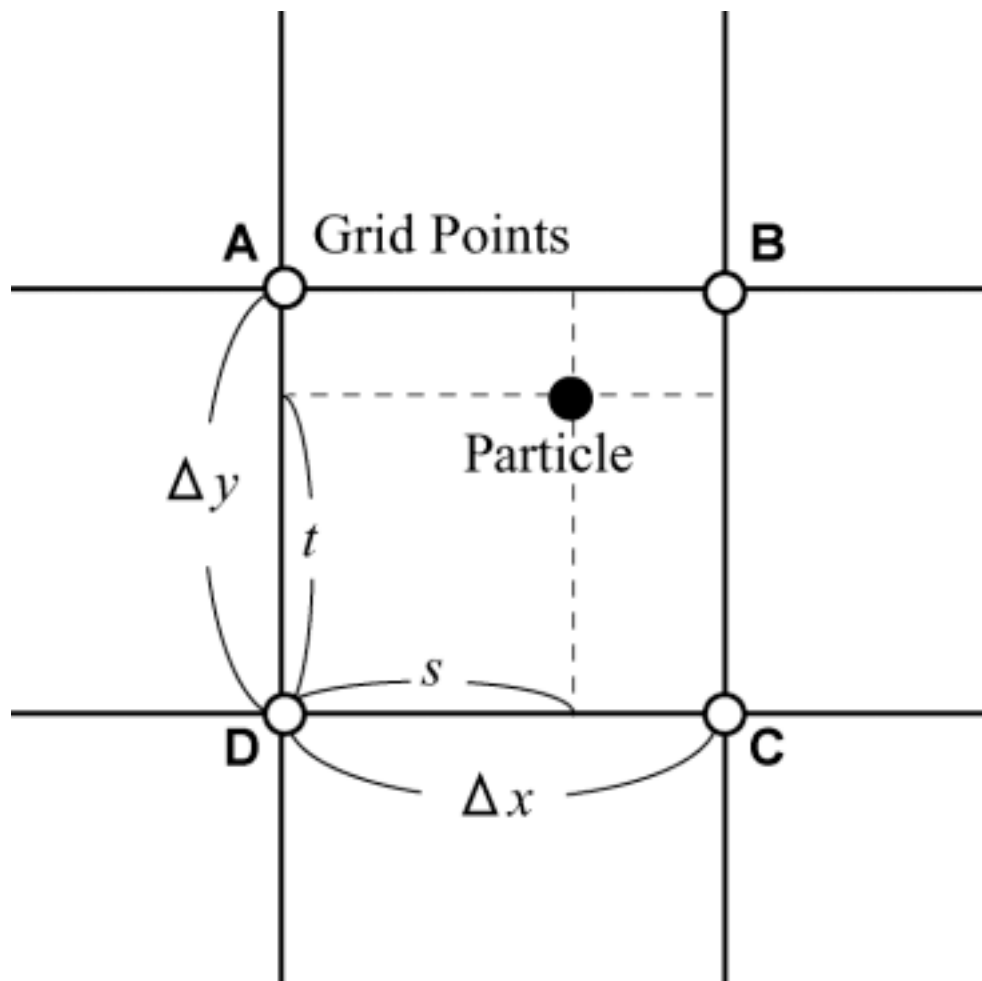


Fig.2.14 Charge assignment for linear weighting in 2D.

Fig.2.14 に示す各点での電荷密度はそれぞれ

$$\text{A 点} : \rho_{j,k+1} = \rho_c \frac{(\Delta x - s)t}{\Delta x \Delta y} \quad (2.55)$$

$$\text{B 点} : \rho_{j+1,k+1} = \rho_c \frac{st}{\Delta x \Delta y} \quad (2.56)$$

$$\text{C 点} : \rho_{j+1,k} = \rho_c \frac{s(\Delta y - t)}{\Delta x \Delta y} \quad (2.57)$$

$$\text{D 点} : \rho_{j,k} = \rho_c \frac{(\Delta x - s)(\Delta y - t)}{\Delta x \Delta y} \quad (2.58)$$

となる。

式 (2.52) より空間二次元ではポアソン方程式は以下のように表される。

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} + \frac{d^2 \phi}{dy^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.59)$$

差分法を用いて式 (2.59) を差分化する。

$$\frac{\phi_{j-1,k} - 2\phi_{j,k} + \phi_{j+1,k}}{(\Delta x)^2} + \frac{\phi_{j,k-1} - 2\phi_{j,k} + \phi_{j,k+1}}{(\Delta y)^2} = -\frac{\rho_{j,k}}{\epsilon_0} \quad (2.60)$$

さらに、セル幅が $\Delta x = \Delta y$ となる正方形セルを考えると、

$$\phi_{j-1,k} + \phi_{j,k-1} - 4\phi_{j,k} + \phi_{j,k+1} + \phi_{j+1,k} = -\frac{\rho_{j,k}}{\epsilon_0} (\Delta x)^2 \quad (2.61)$$

となる。

各格子点上の空間電位は、式 (2.61) を格子点の数だけ連立することで求めることができる。連立方程式の解法として不完全 LU 分解法を用いる。不完全 LU 分解法はいくつかの手法が存在するが、本研究では SIP (Stone's Strongly Implicit Procedure)法を用いる[21]。

空間電位から電場の各方向成分は、

$$(E_x)_{j,k} = -\frac{\phi_{j+1,k} - \phi_{j-1,k}}{2\Delta x} \quad (2.62)$$

$$(E_y)_{j,k} = -\frac{\phi_{j,k+1} - \phi_{j,k-1}}{2\Delta y} \quad (2.63)$$

と表される。

2.5.2 荷電粒子に与える電場の計算法

上述した手法で各格子点上の電場を求めた後、空間中に滞在する荷電粒子に与える電場を計算する。Fig. 2.14 に示す位置に滞在する荷電粒子に与える電場は、割り付けとは逆に格子点から各粒子へと内挿することで以下のように求める。

$$\begin{cases} E_x = \frac{(\Delta x - s)t}{\Delta x \Delta y} (E_x)_{j,k+1} + \frac{st}{\Delta x \Delta y} (E_x)_{j+1,k+1} + \frac{s(\Delta y - t)}{\Delta x \Delta y} (E_x)_{j+1,k} + \frac{(\Delta x - s)(\Delta y - t)}{\Delta x \Delta y} (E_x)_{j,k} \\ E_y = \frac{(\Delta x - s)t}{\Delta x \Delta y} (E_y)_{j,k+1} + \frac{st}{\Delta x \Delta y} (E_y)_{j+1,k+1} + \frac{s(\Delta y - t)}{\Delta x \Delta y} (E_y)_{j+1,k} + \frac{(\Delta x - s)(\Delta y - t)}{\Delta x \Delta y} (E_y)_{j,k} \\ \dots \end{cases} \quad (2.64)$$

こうして得られた電場を 2.3.4 節、運動方程式の解法における式 (2.15) 及び式 (2.17) に代入することで粒子の速度を計算する。得られた速度から粒子の位置決定後、再び粒子の電荷密度を格子点に割り付け、同様の計算を繰り返すことで二次元空間での粒子の軌跡を得る。

2.6 静電プラズマ粒子モデルの妥当性評価

プラズマ中から固体壁へと向かう電子と正イオンの流れを考え、シース領域の流体理論を用いた解析より与えられる電位降下の値と静電プラズマ粒子モデルを用いて算出したシース領域入り口と壁との電位差とを比較し、静電プラズマ粒子モデル数値解の妥当性を検証する。

Figure 2.15 に示す二次元平面を計算領域とする。電子温度 $T_e = 1.0\text{eV}$ 、正イオ

ン温度 $T_{H^+} = 1.0\text{eV}$ とする。電子、正イオンを Fig. 2.15 に示す “Plasma Line” (PL) から毎タイムステップごと同時に1つずつ入射する。

空間電位を計算する際、電位の基準を $x = x_{\text{max}}, y = 0, y = y_{\text{max}}$ の境界、すなわち PL を除く壁にとる。よって $\phi_{\text{wall}} = 0$ である。左端境界である PL 上の空間電位は、ノイマン型の境界条件を用いて計算する[13,19][Appendix 1]。シース領域は、電子が壁に到達して壁の電位を下げるため正イオンが流入し両者のフラックスがバランスすることで形成される。ディリクレ型の境界条件では、境界値が固定されてしまうため上記のような過程を経て生じる電位降下を再現することができない。

本研究で用いた静電プラズマ粒子モデルでは、電荷保存を考え壁表面を含む系全体で電荷総量が0としている[19][Appendix 2]。したがって、PL を横切って計算領域の外へと出た荷電粒子は次のタイムステップにおいて直ちに計算領域内へと再入射される。このとき、その荷電粒子は、新たな速度を持つとする。

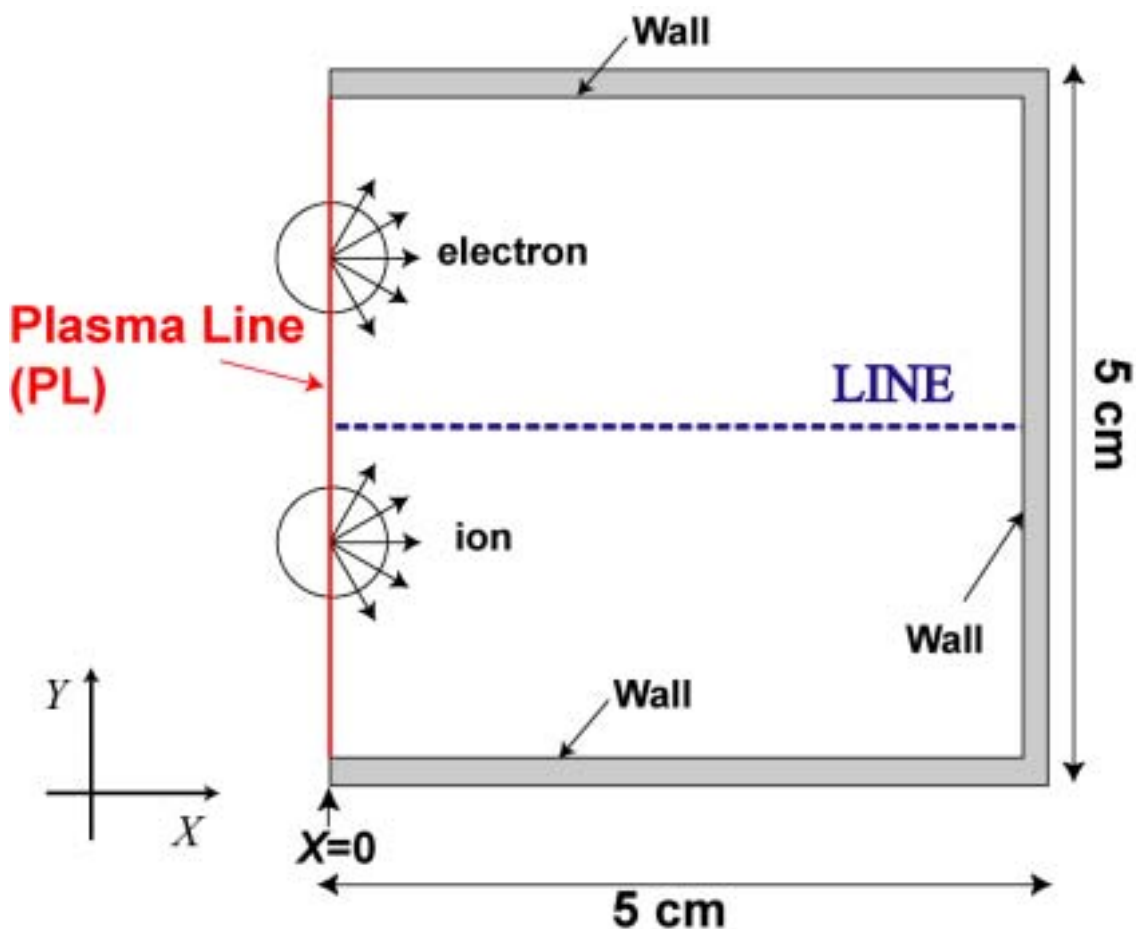


Fig. 2.15 Schematic diagram of 2D particle simulation model used in this study.

安定したシースが形成されるためには、正イオンの x 軸方向の速度についてボーム条件

$$v_{x_ion} \geq C_s \quad (2.65)$$

を満たす必要がある。ここでイオン音速 C_s は式 (2.1) より与える。

シミュレーション条件 $T_e = 1.0\text{eV}$ 、 $T_{H^+} = 1.0\text{eV}$ では

$$v_{x_ion} \geq C_s \approx 14000 \quad (2.66)$$

と見積もることができる。

定常状態において、Fig. 2.15 に示す “LINE” 上における正イオンの x 方向速度空間分布を Fig. 2.16 に示す。

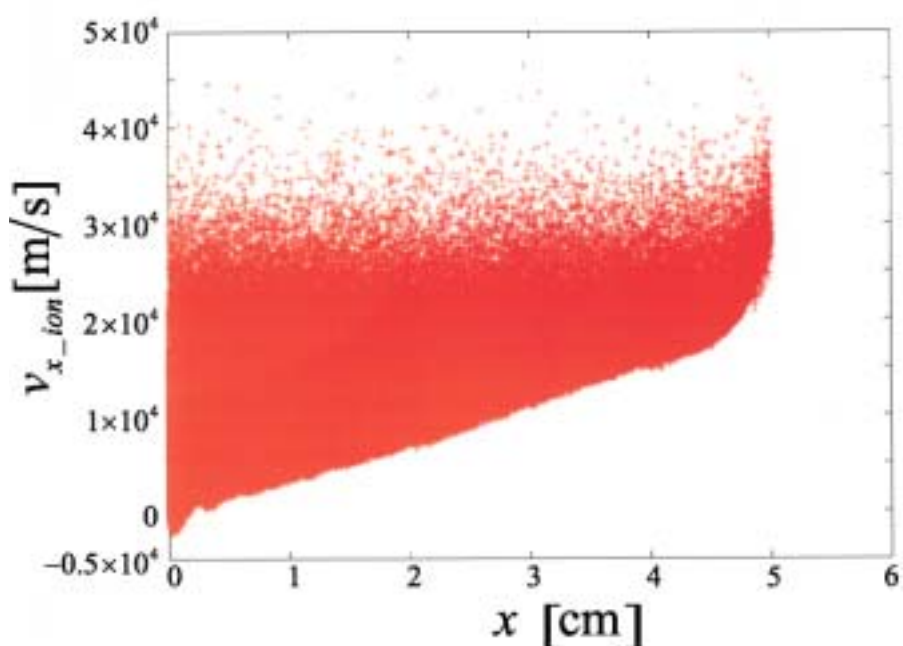


Fig. 2.16 Distribution of x component of ion velocity along the LINE.

Fig.2.16 より、シミュレーションにおいてボーム条件を満たしていることが確認できる。

シース領域での電位降下 $\Delta\phi$ について、式(2.5)より求まる解析解と比較する。
シミュレーション条件 $T_e = 1.0\text{eV}$ 、 $T_{H^+} = 1.0\text{eV}$ における電位降下の理論値は

$$\Delta\phi \approx 2.5 \text{ eV} \quad (2.67)$$

と求められる。

一方、静電プラズマ粒子モデルを用いて算出された空間電位分布を Fig. 2.17 に示す（電位は Fig. 2.15 に示す“LINE”上の値である）。Figure 2.17 より数値シミュレーションにより算出された電位降下は、2.5eV 程度であり、流体理論より解析的に得られた電位降下の値、式 (2.67) と一致している。この結果から、静電プラズマ粒子モデルの妥当性が確認できる。

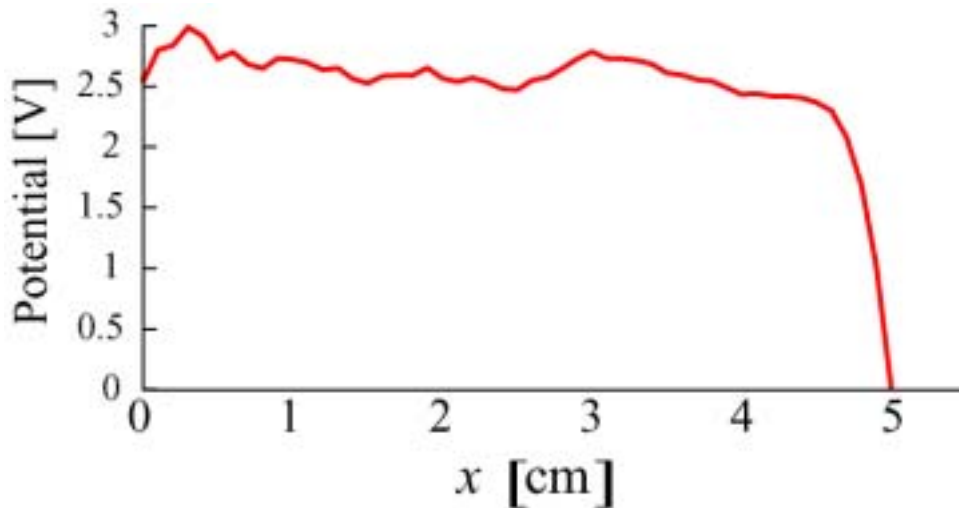


Fig. 2.17 Spatial potential profile along the LINE.

2.7 まとめ

本章では、解析に用いたモンテカルロ負イオン輸送モデルおよび静電プラズマ粒子モデルについて水素負イオン源プラズマを対象とした数値モデルの構築法とその特徴、優位性について述べた。また、具体的な計算手法を記した。

モンテカルロ負イオン輸送モデルは、体積・表面生成後の負イオン粒子をテスト粒子と考え、三次元的にその軌道追跡を行うことで負イオン輸送過程を解析する。背景プラズマ内での負イオンの反応過程は、モンテカルロ法を用いて考慮している。その特徴として、背景プラズマとのクーロン衝突を二体衝突モデルにより記述し、負イオンのエネルギー緩和過程を模擬できることが挙げられる。二体衝突モデルを用いることで、衝突における運動量保存則とエネルギー保存則を満たすことができるため、速度空間における輸送過程を正確に取り扱うことができる。

静電プラズマ粒子モデルは、各荷電超粒子のつくる空間プラズマ電位の時間発展を自己無撞着に解く。得られた背景プラズマ分布、空間プラズマ電位分布のもとで電場による加減速を取り入れ、生成した負イオンが引き出しに至る輸送過程を解析することを可能としている。その特徴として、外部電磁場の影響を考慮した内部プラズマの運動からイオン放出面を自己無撞着に形成し、負イオンが負イオンビームとして引き出されるまでの過程を連続して取り扱うことができることが挙げられる。

シース領域の流体理論を用いた解析より与えられる電位降下の値と静電プラズマ粒子モデルを用いて算出したシース領域入り口と壁との電位差とを比較した。電位降下の値について一致がみられ、静電プラズマ粒子モデルの妥当性が確認された。

第2章の参考文献

- [1] M. Uematsu, T. Morishita, A. Hatayama, T. Sakurabayashi and M. Ogasawara, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 883(2000).
- [2] T. Sakurabayashi, A. Hatayama, K. Miyamoto, M. Ogasawara and M. Bacal, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 1048(2002).
- [3] K. Makino, T. Sakurabayashi, A. Hatayama, K. Miyamoto and M. Ogasawara, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 1051(2002).
- [4] A. Hatayama, T. Sakurabayashi, Y. Ishii, K. Makino, M. Ogasawara and M. Bacal, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 910(2002).
- [5] P. C. Stangeby, *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Device* (Institute of Publishing, Bristol, 2000) Chap.2.
- [6] C. K. Birdsall and A. B. Langdon, in *Plasma Physics via Computer Simulation* (McGraw-Hill, New York, 1985).
- [7] B. A. Trubnikov, *Reviews of Plasma Physics* (Consultations Bureau, New York, 1965), Vol. 1, p.105.
- [8] T. Takizuka and H. Abe, *J. Comput. Phys.* **25**, 205 (1977).
- [9] M. H. Hughes and D. E. Post, *J. Comput. Phys.* **28**, 43 (1978).
- [10] R. K. Janev et al., *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasma, Cross sections and Reaction Rate Coefficients* (Springer, Berlin, 1987), Chap. 7.
- [11] C. K. Birdsall, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **19**, 65 (1991).
- [12] R. W. Hockney and J. W. Eastwood, *Computer Simulation Using Particles* (McGraw-Hill, New York, 1985).
- [13] J. P. Verboncoeur, M. V. Alves, V. Vahedi, and C. K. Birdsall, *J. Comp. Phys.* **104**, 321(1993).
- [14] W. S. Lawson, *J. Comp. Phys.* **80**, 253(1989).
- [15] R. J. Procassini, C. K. Birdsall, and E. C. Morse, *Phys. Fluids B* **2**, 3191(1990).
- [16] T. Sakurabayashi, A. Hatayama and M. Bacal, *J. Appl. Phys.* **95**, 3937(2004).
- [17] T. Sakurabayashi, A. Hatayama and M. Bacal, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 1770(2004).
- [18] A. Hatayama, K. Makino, T. Sakurabayashi, K. Miyamoto, M. Ogasawara and M. Bacal, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 1650(2004).
- [19] 内藤裕史：プラズマ・核融合学会誌 **74**, 470(1998).
- [20] 石黒静司：プラズマ・核融合学会誌 **74**, 591(1998).
- [21] H. L. Stone, *SIAM J. Numer. Anal.* **5**, 530(1968).

第6章

電子拡散が空間電位構造および負イオン引き出しに与える影響の解析

6.1 はじめに

第5章では、弱磁場による負イオン電流増大の理解に対し、静電プラズマ粒子モデルによる解析の有効性が示された[1]。しかしながら、第5章では無衝突プラズマを仮定したため、電子が引き出し孔付近の領域に流入することはない。実際、いくらかの電子は弾性衝突によって弱磁場を横切り拡散していく。空間電位構造は、電子の空間分布に強い依存性をもつ。したがって、電子拡散現象を考慮することによって、第5章で述べた正の電位ピークが小さくなり、ピークが負イオンをPG方向へと導く働きが弱まる可能性が考えられる。磁場に垂直方向の電子拡散現象により、第5章で解析対象となった弱磁場下における空間プラズマ電位および負イオン輸送過程は大きく影響を受けると考えられる。

文献[3]に報告されている通り、磁場に垂直方向の電子拡散現象の初歩的な研究はすでに行われている。文献[2]によると空間プラズマ電位および負イオン輸送過程に対する電子拡散現象の影響は小さいことが述べられている。しかしながら、この原因は、磁力線平行方向において磁場の一様性を仮定した簡易的な磁場配位を用いたため、磁気ミラーの効果を取り入れていない点にある。

以下に示す2つの特徴的な時間を比較することで、磁場を横切る電子拡散現象の効果が現れるまでの時間について見積もることができる[3]。

$\tau_{||}^{loss}$: 電子が磁力線方向に沿って移動し壁で消滅するまでにかかる消滅時間

τ_{\perp}^{diff} : 電子が磁場を横切って磁力線垂直方向に拡散していく拡散時間

ここで、 $\tau_{||}^{loss}$ は磁力線平行方向の系の長さ ($L_{length} = 5.0\text{cm}$) を電子熱速度で割ることによって与えられる。このとき電子温度は $T_e = 1.0\text{eV}$ を仮定する。また τ_{\perp}^{diff} は、磁場に垂直な方向の拡散係数 D_{\perp} を用いて次式で与えられる。

$$\tau_{\perp}^{diff} = \frac{L_{width}^2}{D_{\perp}} = \frac{L_{width}^2}{r_L^2 \nu_e^{tot}} \quad (6.1)$$

ここで、 L_{width} は磁力線垂直方向の系の長さで、ここでは 5.0 cm である。 r_L はラーマ半径、 ν_e^{tot} は電子の衝突周波数を示す。 ν_e^{tot} は、電子-中性粒子、電子-イオンの2つの衝突を考慮する。電子-電子、すなわち同種粒子間の衝突は考慮しない。これは磁場中における同種粒子間の弾性衝突では、旋回中心は移動するが旋回中心の質量中心は変わらないため実質的な効果はないからである。荷電粒子間の衝突は、二体衝突モデルによるクーロン衝突、中性粒子との衝突は弾性衝突の衝突断面積を電子のマクスウェル速度分布関数で平均したものをを用いた。すなわち

$$\nu_e^{tot} = \nu_{e-n} + \nu_{e-i} \quad (6.2)$$

これらの衝突周波数を書き下すと[4]、

$$\nu_{e-n} = 7.26 \times 10^{-2} \sqrt{T_e [\text{eV}]} \cdot n_n [\text{m}^{-3}] \quad (6.3)$$

$$\nu_{e-i} = 4.2 \times 10^{-2} T_e^{-3/2} [\text{eV}] \cdot n_e [\text{m}^{-3}] \ln \Lambda \quad (6.4)$$

であり、中性粒子密度、電子密度、電子温度の関数となる。ここで $\ln \Lambda$ はクーロン対数を示す。

イオン源における典型的な背景プラズマ空間分布値 $n_n = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、 $n_e = 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、 $T_e = 1.0 \text{ eV}$ 、および $\ln \Lambda = 10$ 、磁束密度 $B = 20 \text{ G}$ とし τ_{\parallel}^{loss} 、 τ_{\perp}^{diff} を算出すると

$$\tau_{\parallel}^{loss} \approx 4.2 \times 10^{-8} \text{ s} \quad (6.5)$$

$$\tau_{\perp}^{diff} \approx 2.3 \times 10^{-5} \text{ s} \quad (6.6)$$

$\tau_{\parallel}^{loss} \ll \tau_{\perp}^{diff}$ となり、この見積もりから電子は弱磁場を横切って拡散する前に磁力線方向に沿って消滅することがいえる。よって、このままでは電子の空間分布

は磁力線に垂直な方向に広がりをもたない。

しかしながら、従来の研究では、磁力線平行方向において磁場の一様性を仮定した簡易的な磁場配位を用いた。すなわち、磁力線平行方向における磁場の変化はないものとしている。実形状において、Fig. 5.1、5.2 に示す電子抑制用磁石が発生する磁場の磁束密度は、磁石付近で大きくなる。この影響を考慮した場合、電子は磁気ミラーの効果によって磁石間を磁力線方向に行き来することになる。この磁気ミラー効果によって、電子の空間中の滞在時間が増加し、 $\tau_{||}^{loss}$ はより長くなる。磁気ミラーに捕捉された電子は、磁力線方向に沿って消滅する前に弱磁場を横切って拡散するための十分な拡散時間を得ると考えられる。Fig. 6.1 に磁気ミラーに捕捉され弱磁場を横切って拡散する電子の軌道を示す。

以上に述べた通り、磁場に垂直方向の電子拡散現象の効果を取り入れたより詳細なシミュレーションを行うためには1) 磁力線平行方向における磁場の変化、2) 電子の弾性衝突過程を考慮する必要がある。

本章では、上記2つの効果を静電プラズマ粒子モデル[5,6,7]に取り入れ、第5章で論じた数十ガウス程度の弱磁場の存在が、負イオン輸送およびその引き出しの過程に与える影響について解析を行う。その際、磁場に垂直な方向の電子拡散が空間電位構造および負イオン引き出しに与える影響に焦点を置いている[8]。

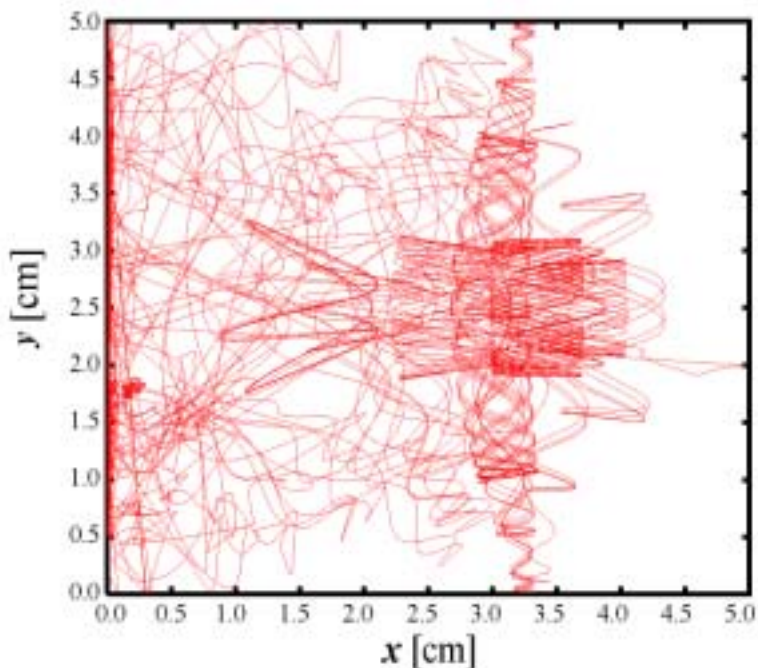


Fig. 6.1 Typical orbit of electron between two magnets.

6.2 シミュレーションモデル

本章では、第5章と同様に解析対象を、Camembert III [9,10,11]の引き出し孔近傍の領域とする。本シミュレーションでは、電子拡散の効果を取り入れた静電プラズマ粒子モデルを用いて弱磁場に垂直方向の電子拡散現象が、空間プラズマ電位および負イオン輸送過程に与える影響について考察する。

1) 空間磁場配位、2) 電子の弾性衝突過程

を除く他の計算条件（基礎方程式、計算対象領域、境界条件）は、第5章2節と共通であるためここでは割愛する。

6.2.1 磁場配位

従来の研究では、磁力線平行方向において磁場の一様性を仮定した簡易的な磁場配位を用いた[2]。第5章2節で述べた通り、磁場の座標成分はy方向成分 (B_y) のみを考慮している。しかしながら、第1節で指摘した通り、磁場を横切る電子拡散現象を模擬するためには、磁力線平行方向における磁場 (B_x) 成分を考慮し、それによって生じる磁気ミラー効果を取り入れる必要がある。したがって、本シミュレーションは表面磁荷モデル[12]を用いて B_x 、 B_y を計算し磁気ミラー効果を再現する。Fig. 6.2 に空間磁場配位を示す。ここで $B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2}$ である。

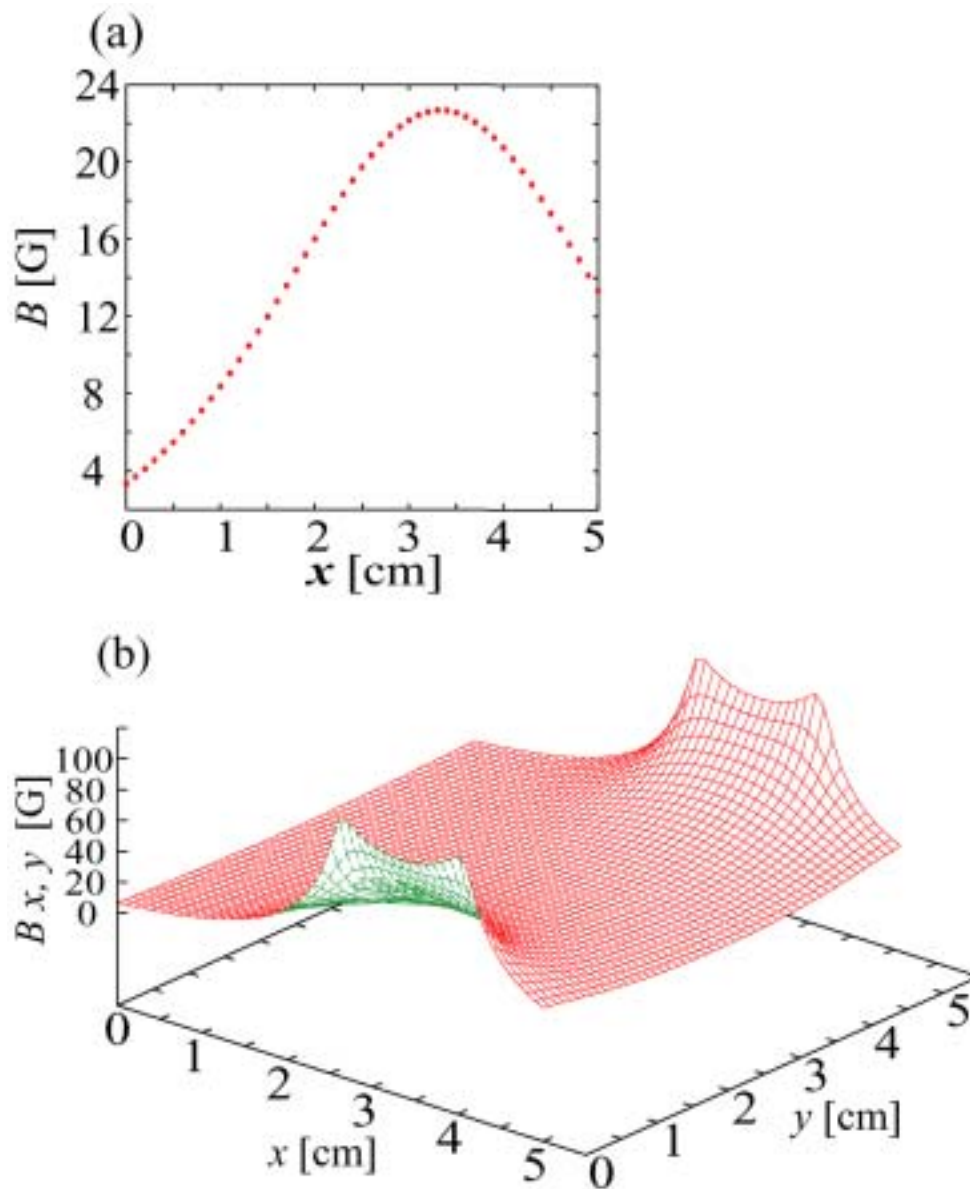


Fig.6.2 Spatial profile of the weak magnetic field: (a) in the x -direction at $y = 2.5\text{cm}$ and (b) in the $x-y$ plane.

6.2.2 磁場を横切る電子拡散過程[13]

磁場に垂直方向の電子拡散過程は、以下に示すモンテカルロ法を用いて考慮する。電子について弾性衝突の有無は、第2章2節で述べた PLE 法を用いて判断する。よって、電子が正イオンまたは中性粒子と弾性衝突する確率は以下の式で見積もられる[14]。

$$P_e = 1 - \exp(-\sum v_e^{tot} \Delta t) \quad (6.7)$$

ここで、 Δt はタイムステップ幅であり、 v_e^{tot} は第1節で述べた通り $v_e^{tot} = v_{e-n} + v_{e-i}$ で与えられ、 v_e^{tot} は中性粒子密度、電子密度、電子温度の関数となる。本シミュレーションでは、中性粒子密度、電子温度については一様であると仮定し $n_n = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、 $T_e = 1.0 \text{ eV}$ とする。電子密度は、算出された電子数密度空間分布に基づき与える。このとき、以下のことに注意する。

実際のプラズマを構成する粒子すべてをコンピューター上に再現することは不可能であるため一般的には、いくつかの粒子の集まりとして超粒子を考え、シミュレーションモデルを構築することは先に述べた[15,16]。超粒子の数は、実際の粒子数よりはるかに小さいので、超粒子の数密度 n^{SP} の値は実測値に満たない。超粒子として表現された電子の数密度空間分布から衝突周波数を計算した場合、式(6.4)から v_{e-i} を極端に小さく見積もってしまうことになり、実際に起るはずの弾性衝突による拡散現象等が再現されなくなる[17,18]。したがって、本シミュレーションでは、 n^{SP} の空間分布を増幅係数 α を用いて増幅する。よって式(6.4)において、 v_{e-i} は、

$$n_e = \alpha n_e^{SP} \quad (\alpha = 100) \quad (6.8)$$

を用いて算出される。

また電子、中性粒子間または電子、正イオン間の質量差は大きいため、弾性衝突前後で電子速度の絶対値は変化しない。衝突後の散乱角、方位角は一様乱数より算出され等方的分布を与える。

本シミュレーションにおいて電子の弾性衝突過程に用いたモンテカルロ衝突モデルは、クーロン衝突による微小角散乱の和として散乱角、方位角を決定するなど比較的簡易なモデルである。しかしながら、一様磁場中において $(\omega_c / v_e^{tot})^2 \gg 1$ が成立する場合、このモンテカルロ衝突モデルは、流体理論にもとづいて得られる磁場に垂直な方向の拡散係数

$$D_{\perp} = r_L^2 v_e^{tot} \quad (6.9)$$

と同様の結果を与える。ここで、 ω_c はサイクロトロン周波数である。

以上のことを確かめるため、一様磁場 ($B = 20 \text{ G}$) を仮定し、モンテカルロ衝突モデルによる磁場中での回旋中心の拡散過程を調べる。ここで、 Δx および Δy を回旋中心の磁場に垂直方向の変位とする。これらを対象としている全ての電子について計算し、時間 t 経過後、平均操作することで磁場に垂直な方向の拡散係数を以下の式を用いて算出する。

$$D_{\perp} = \frac{\lim_{t \rightarrow \infty} \langle (\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 \rangle}{4t} \quad (6.10)$$

Fig. 6.3 に v_e^{tot} を変数とし、モンテカルロ衝突モデルと流体理論間で D_{\perp} の比較を示す。Fig. 6.3 に示す通り、両者に一致が見られモンテカルロ衝突モデルの妥当性が確かめられる。

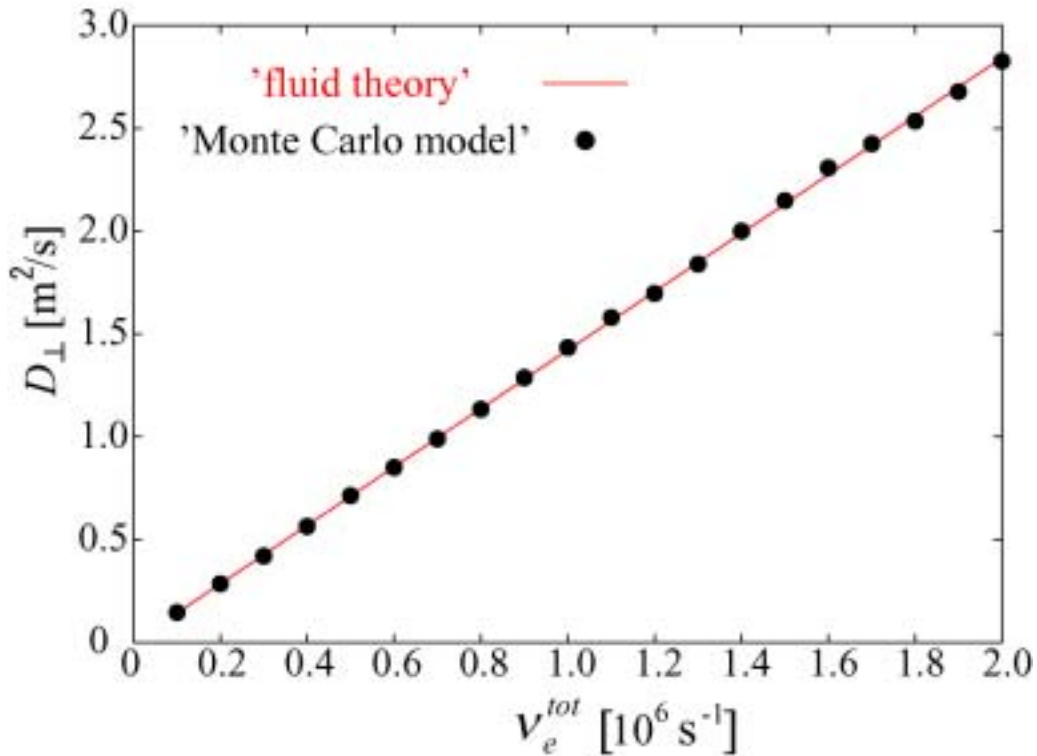


Fig.6.3 Comparison of D_{\perp} between the Monte Carlo collision model and the fluid theory. The Monte Carlo model agrees well with the classical cross-field diffusion coefficient $D_{\perp} = r_L^2 v_e^{tot}$ as that obtained from the fluid theory.

6.3 シミュレーション結果[8]

本シミュレーションでは、磁場に垂直な方向の電子拡散が空間電位構造および負イオン引き出しに与える影響に焦点を置き、5章で論じた数十ガウス程度の弱磁場の存在が、負イオン輸送およびその引き出しの過程に与える影響について解析を行う[2]。弱磁場を横切る電子拡散現象が、空間プラズマ電位および負イオン輸送過程に与える影響について調べるため、以下の3つの場合を比較する。

- (A) : 弱磁場および弱磁場を横切る電子拡散を両方考慮しない場合
- (B) : 弱磁場のみを考慮する場合
- (C) : 弱磁場および弱磁場を横切る電子拡散の両方を考慮する場合

弱磁場の存在の有無、電子拡散の有無を除く他の条件は、第2節に述べた通り全ての場合において共通である。

Fig. 6.4 は、第5章 Fig. 5.6 (c)に示す a~h 点上におけるプラズマ電位値の時間発展を上記3つの場合において示す。Fig. 6.4 より、系は、およそ 50×10^4 タイムステップ以降で準定常状態に至っていることがわかる。本シミュレーションで示す数値計算結果は全て準定常状態のもとで算出される。

6.3.1 プラズマ数密度空間分布の比較

準定常状下において、正イオン、電子および負イオンの数密度空間分布を上記三つの場合において比較する。数密度は Fig. 6.4 (d)に示す“LINE”上において算出される。Fig. 6.5 に各場合におけるプラズマ数密度と距離との関係を示す。ここで、Fig. 6.5 における各荷電粒子の数密度値は、第一セルにおける正イオンの数密度値で規格化した値として示す。

第5章で述べた通り、(A)と(B)の比較の結果、弱磁場を考慮した(B)の場合、負イオン引き出し電流は(A)に比較して大幅に促進されることが明らかにされている。ここで引き出し電流とは、引き出し孔を通る負イオンのカウント数であり、これは引き出し孔を通る負イオンフラックスに相当する。本シミュレーションでは、弱磁場および弱磁場を横切る電子拡散の両方を考慮する(C)の場合においても負イオン引き出し電流に関して、(B)と同様に促進されるという結果が得られている。

(C)の場合、弱磁場に垂直な方向の電子拡散現象により、電子は磁力線垂直方向にも分布していく。したがって、弱磁場のみを考慮した(B)の場合に見られる

ように電子の滞在する領域が限定されることはない。第5章では、磁場の有無による電子の運動の変化に焦点を当て負イオン引き出し増大の物理機構を考察している。したがって、(C)の場合に見られる電子の磁力線垂直方向への分布は、負イオンの引き出しに大きく影響すると考えられる。しかしながら、先に述べた通り、(C)の場合においても負イオンの引き出しに関して、(B)と同等であるという結果を得ている。プラズマ数密度空間分布の比較によっては、(C)の場合における負イオン引き出し電流増大に対する明確な原因は得られない。

6.3.2 無衝突プラズマにおける比較

第5章では、無衝突プラズマを仮定し、洩れ弱磁場がイオン源中の負イオン輸送に与える単一的かつ本質的な影響について述べた。すなわち、本シミュレーションにおける(A)と(B)の比較である。以下にその概要をまとめる。ここで論じる(A)と(B)の比較の概要は、(c)についての考察を行う基礎的な知識として有効となる。

(A)の場合、プラズマの電気的中性は、3種の荷電粒子のバランスによって成り立つ。(B)の場合、電子は弱磁場により磁化されるため“電子磁化領域”(PLから $x=1\text{ cm}$)にのみ分布する。よって、プラズマの電気的中性を満たすために負イオンが磁化された電子に代わってPG付近の領域に移動する。

(B)の場合、プラズマ電位の空間構造が変化し正のピークを持つためPG付近の領域での負イオン数密度は(A)の場合よりも大きい。弱磁場は、電子磁化領域と効果的引き出し領域の境界付近に、PL方向への“back flow”とPG方向への“forward flow”という2つの正イオンの流れを作り出す。正の電位ピークは、これら2つの正イオンの流れのよどみ点に生じる。電子磁化領域でのプラズマの電気的中性は“back flow”によって保たれる。一方、電位ピークによって加速を受け効果的引き出し領域へと移動した負イオンは“forward flow”に引かれPG方向へと移動し続ける。

これらのシミュレーション結果は、負イオンが引き出し孔付近の領域に移動する上で、弱磁場の存在が有効に働くことを実証している。

6.3.3 弱磁場に垂直な方向の電子拡散現象の影響

弱磁場に垂直な方向の電子拡散現象の影響を理解するために、ここでFig. 6.5に示すプラズマ数密度空間分布を再度検討する。Fig.6.5 (b)とFig.6.5 (c)間の比較から明確に示されるように、電子拡散を組み込むことによってプラズマ数密度空間分布は大幅に変化する。

電子拡散を考慮しない(B)の場合、Fig.6.5(b)に示すように無衝突プラズマの

仮定により電子が効果的引き出し領域に流入することはない。一方、弱磁場および電子拡散の両方を考慮する(C)の場合、電子は電子磁化領域から拡散し、弱磁場を横切って効果的引き出し領域に流入する。このため Fig. 6.5 (c)に示すように電子数密度空間分布は、PG 方向に広がりをもつ。以上の過程を経るため、(C)の場合におけるプラズマ数密度空間分布は、弱磁場および電子拡散を考慮しない(A)の場合と同様な傾向を示す。また、(A)の場合、空間中のプラズマの電気的中性は、主に正イオンと電子によって保たれる。

しかしながら、(C)の場合、プラズマ数密度空間分布は、(A)の場合と同様な傾向を示すものの PG 付近の領域では比較的多数の負イオンが到達する。この結果、(C)の場合 PG 付近におけるプラズマの電気的中性は、電子が支配的になる(A)の場合と異なり負イオンも重要な役割を担うと考えられる。

Fig. 6.6 は、三つの場合における負イオン数密度空間分布の比較を示している。ここに示す負イオン数密度は、(C)における第一セル数密度値で規格化した値として示す。 $1\text{ cm} \leq x \leq 3.5\text{ cm}$ の領域では、(B)の場合における負イオン数密度は他の2つの場合より大きい。しかしながら、 $3.5\text{ cm} \leq x \leq 4\text{ cm}$ の領域に焦点を当てると、(C)の場合における負イオン数密度は、(B)の場合と同等となる。また、(C)の場合、負イオン引き出し電流は、(B)の場合と比較して同等もしくはわずかに大きい値となる。

6.3.4 プラズマ電位の二次元空間構造の比較

第5章で述べた通り、これらの負イオン数密度分布および負イオン引き出し電流に見られる特性は、プラズマ電位の空間構造に密接に関係する。Fig. 6.7(a)に示すように、(B)の場合、プラズマ電位の空間構造には特徴的な正のピークがみられる。この正の電位ピークは、電子磁化領域から効果的引き出し領域へと負イオン粒子を以下の過程を経て集める働きをする。入射された負イオン粒子は正の電位ピークから左側の領域で加速を受ける。その後、負イオン粒子は正の電位ピークから右側の領域で減速を受ける。減速を受けた負イオン粒子のうち PG 方向への速度が小さいものは停滞する。その結果、Fig. 6.6 (b)に示すように $x=1.5\text{ cm}$ 付近に位置する負イオンが多くなり、この位置での負イオン数密度は増加する。

一方、(C)の場合、 $x \approx 1\text{ cm}$ の領域に明確な正のピークは観測されない。これは弱磁場に垂直な方向の電子拡散現象が、正電位を中和する働きをするためである。その結果、 $1\text{ cm} \leq x \leq 2\text{ cm}$ の領域で、(C)の場合における負イオン数密度は、(B)の場合と比較して小さい。(C)の場合、(B)の場合に得られた明確な正のピークは観測されないものの、Fig. 6.8 に示すように $x \approx 3\text{ cm}$ の領域に比較的

小規模な正のピークが見てとれる。この小規模な正のピークを明確に示すため、Fig.6.8 (b)に鳥瞰図の側面図を示す。(C)の場合において、PG 側の領域で生じたこの小規模な正のピークが原因となり、PG 近傍 ($3.5 \text{ cm} < x \leq 4 \text{ cm}$) における負イオン数密度空間分布は(B) の場合と同等になる。

6.3.5 プラズマ電位形成の過程と正イオンの流れの関係

空間プラズマ電位の正のピークは、正イオンの流れと密接な関係を持つ。Fig. 6.9 は、各正イオン粒子について位相空間(x, v_x)の寸描を示す。すなわち、正イオンの x 軸方向の速度成分 v_x を Fig. 6.4 (d)に示す“LINE”上に沿ってプロットしたものである。Fig. 6.9 (a)および Fig. 6.9 (b)は、各々(B) の場合と(C)の場合に相当する。

前節で指摘した通り、(B) の場合、Fig. 6.9(a)に示すように電子磁化領域と効果的引き出し領域の境界付近($x \approx 1 \text{ cm}$)に、正イオンの PL 方向への流れ($v_x < 0$)、すなわち“back flow”が明確に生じている。その一方で、(C)の場合、Fig. 6.9(b)に示すように $x \approx 1 \text{ cm}$ において明確な“back flow”は現れていない。しかしながら、 $3 \text{ cm} < x < 4 \text{ cm}$ の領域に焦点を当てると、 $x \approx 3 \text{ cm}$ で正イオンの PG 方向への流れは、明らかな遅延を受けている。この位置は、Fig.6.8 に見られた小規模な正のピークの位置とほぼ一致する。(C)の場合におけるこうした空間プラズマ電位構造の変化は、PG 付近での負イオン数密度の増加のメカニズムを明確にする上で重要な役割を果たす。

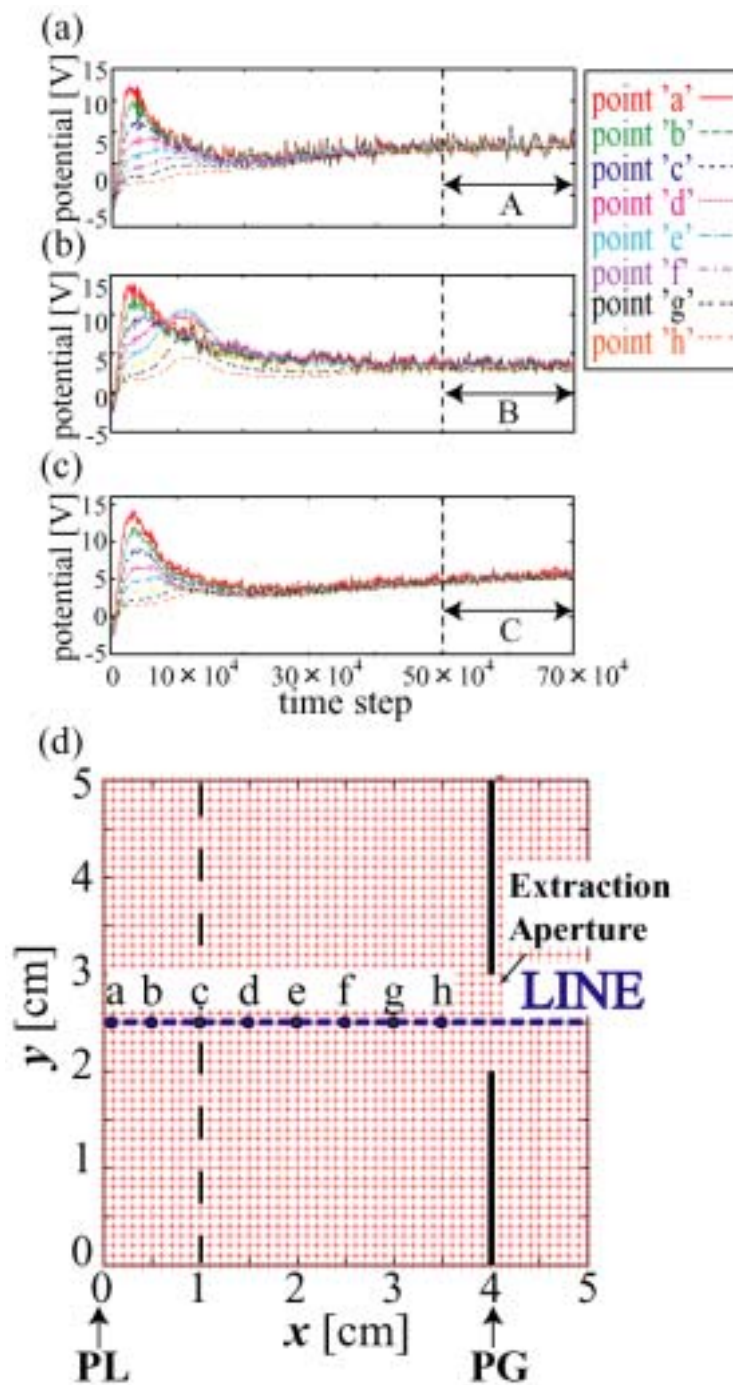


Fig.6.4 Time evolution of potentials (a) without the magnetic field and diffusion, (b) with only the weak magnetic field and (c) with effects of both the weak magnetic field and electron diffusion at points a~h in (d).

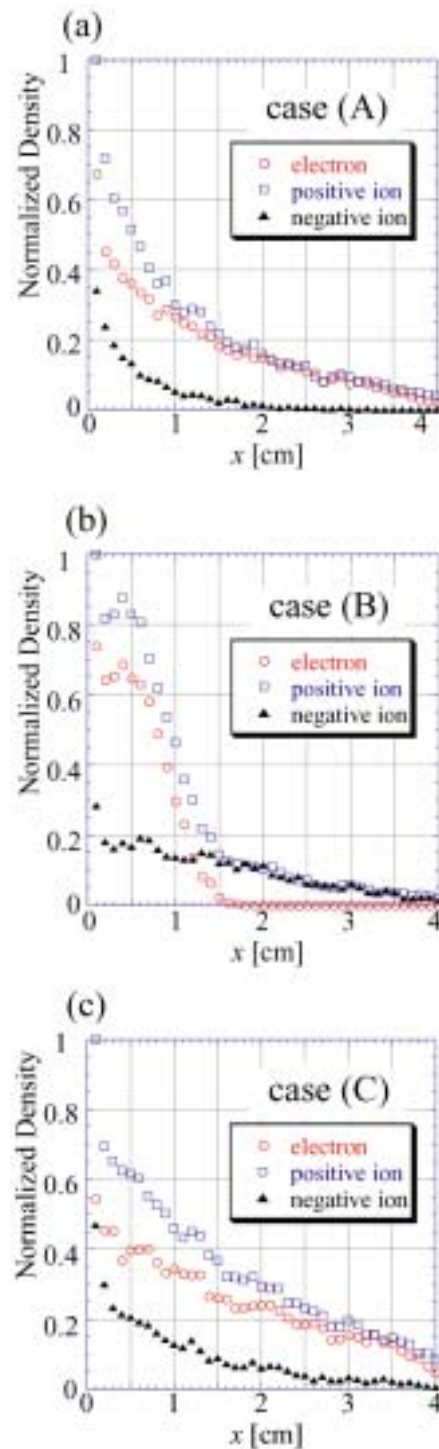


Fig.6.5 Variation of the charged particle densities versus the axial distance along the LINE shown in Fig.5 (c) for each case. Figure 6 (a), (b) and (c) show the results for cases (A), (B) and (C), respectively. For case (A), the charge neutrality is maintained by mainly H^+ ions and electrons. For case (B), H^- ions are balanced with H^+ ions instead of electrons to maintain the plasma neutrality. For case (C), both negative ions and diffused electrons are balanced with H^+ ions near the PG.

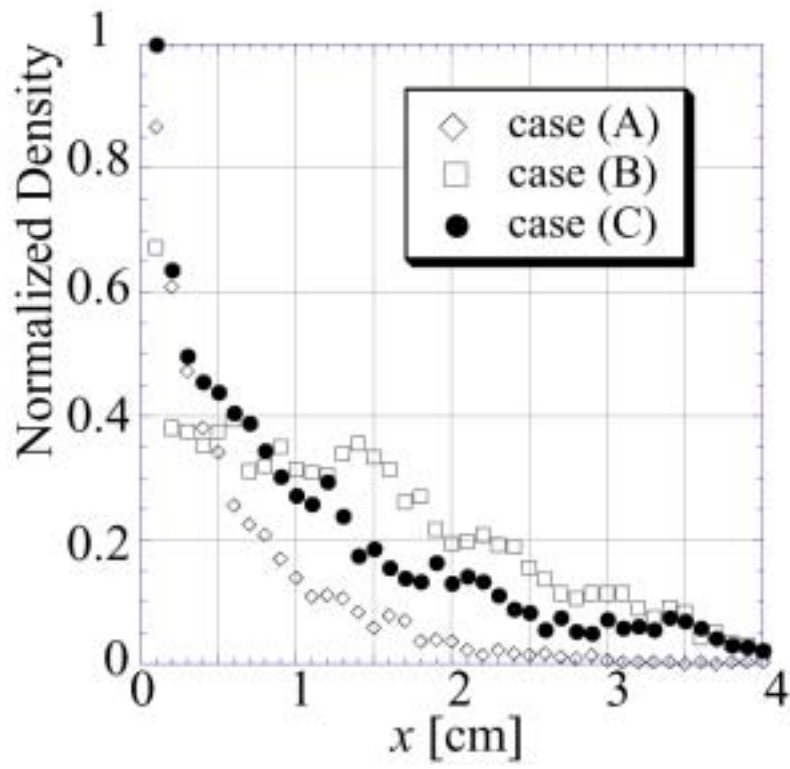


Fig.6.6 Comparison of spatial profiles of negative ion density among cases (A), (B) and (C).

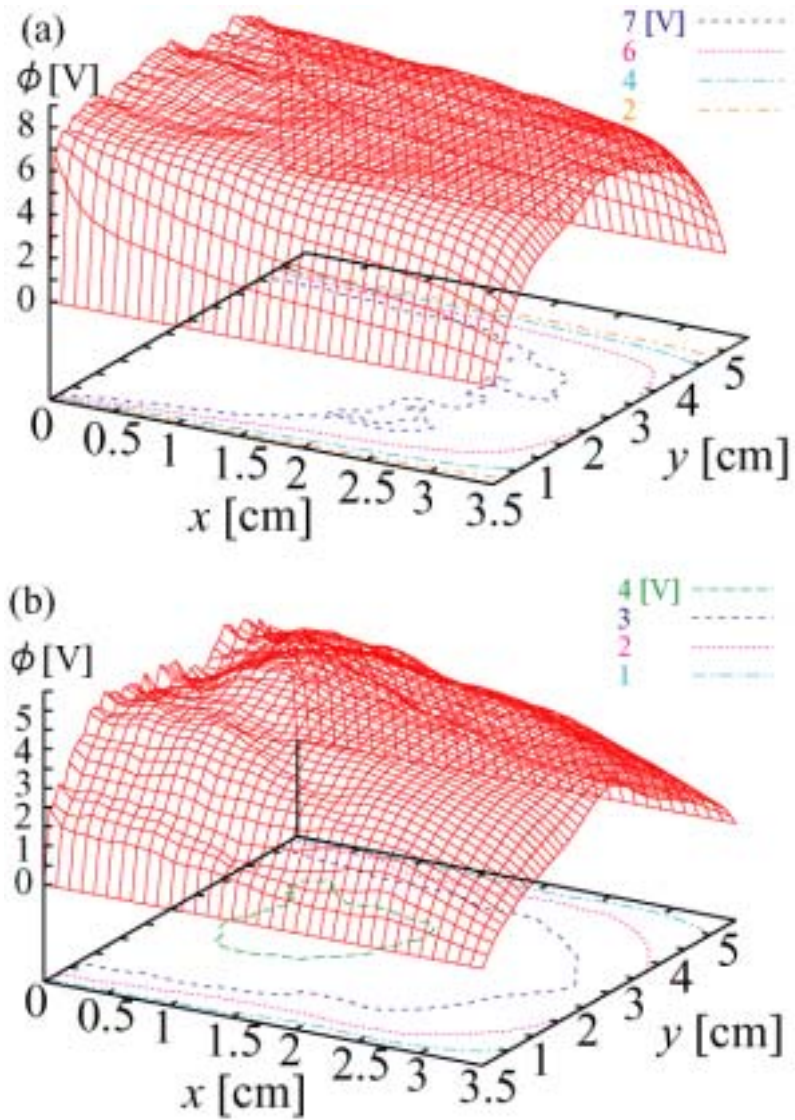


Fig.6.7 Structure of the potential in the region $0 \text{ cm} \leq x \leq 3.5 \text{ cm}$ (a) without the weak magnetic field and (b) with the weak magnetic field. The electron diffusion is not taken into account for either case.

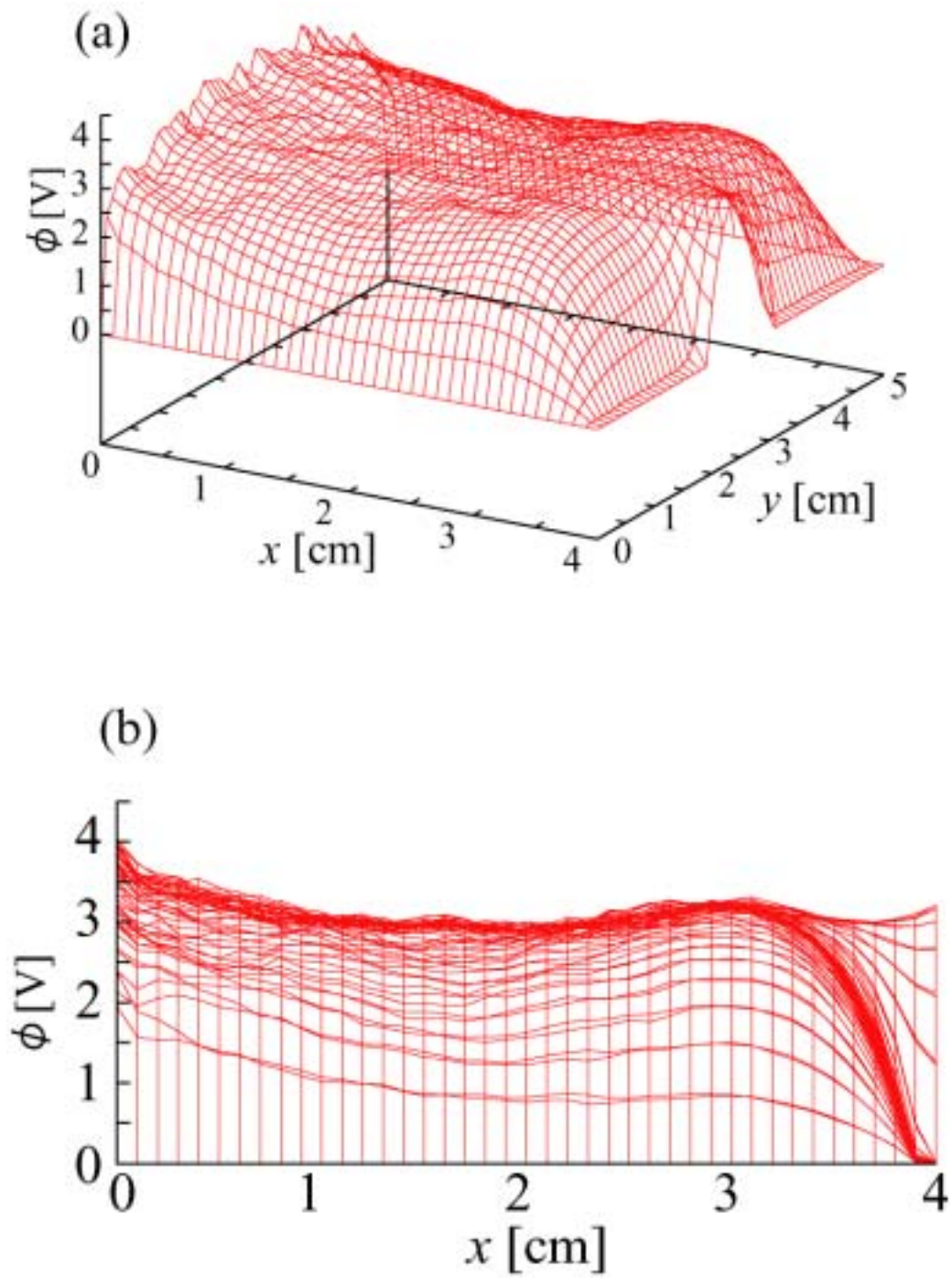


Fig.6.8 Structure of the potential in the region $0 \text{ cm} \leq x \leq 4 \text{ cm}$ for case (C). (a) Bird's-eye view of the spatial potential structure and (b) side view of the structure in (a). A relatively small positive potential peak is located near the PG $x = 3.0 \text{ cm}$ in Fig. (b).

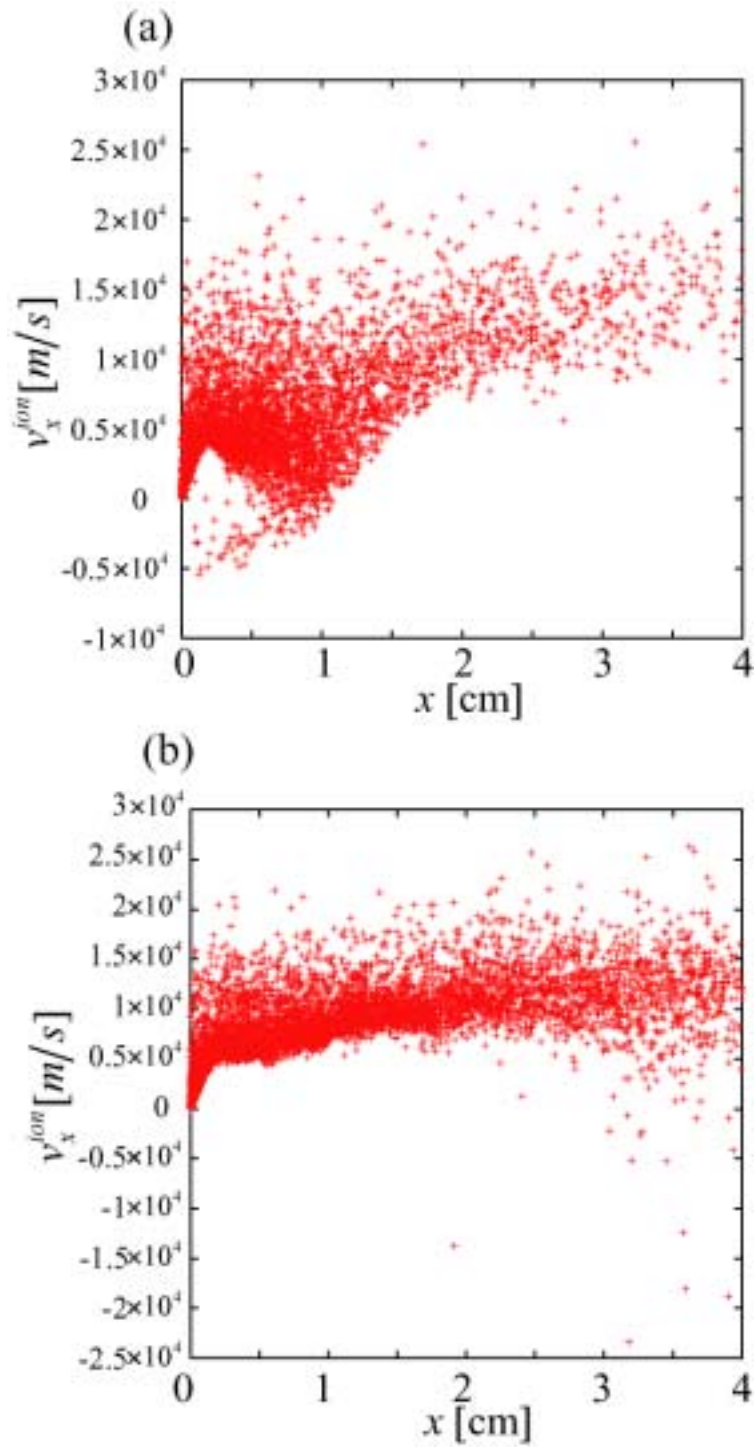


Fig.6.9 Distribution of x component of ion velocity along the LINE. (a) For case (B), positive ion flow is stagnated at $x \approx 1$ cm. (b) For case (C), some ions are decelerated around $x \approx 3.0$ cm.

6.4 まとめ

本研究では、弱磁場を有する負イオン源引き出し孔近傍の領域において、弱磁場に垂直な方向の電子拡散現象が、空間プラズマ電位および負イオン輸送過程に与える影響を調べた。より現実的な条件下でシミュレーションを行うため、第5章で用いた静電プラズマ粒子モデルに、磁気ミラーの効果及び電子拡散の効果を取り入れた。電子の弾性衝突過程は、モンテカルロ法を用いて考慮した。

はじめに弱磁場に垂直な方向の電子拡散の効果を除き、洩れ弱磁場がイオン源中の負イオン輸送に与える単一的かつ本質的な影響について調べた。この結果に基づいて弱磁場に垂直な方向の電子拡散現象に焦点を当て空間電位および負イオン輸送過程に与える影響について考察した。

弱磁場に垂直な方向の電子拡散を考慮しない場合、電子は弱磁場によって磁化され電子磁化領域 ($PL \sim x : 1 \text{ cm}$) に局在する。一方、正イオンは質量が大きいため弱磁場の影響は受けない。この電子と正イオン間のダイナミクスの相違が電子磁化領域右端付近に正の電位ピークの形成を導く。負イオンは、生じた正の電位ピークによって PG 方向へと加速を受けた後、プラズマの電気的中性を保つため PG 方向の正イオンの流れに伴って引き出し孔付近へと移動する。

弱磁場に垂直な方向の電子拡散を考慮した場合、空間中のプラズマの電気的中性は、拡散してきた電子、負イオンを合わせた負電荷と正イオンとによって保たれる。その結果、正の電位ピークは小規模となるが、その位置は PG 近傍へと変位する。電子拡散を考慮した場合に生じるこの空間プラズマ電位構造の特徴的な形成過程は、正イオンの流れの変化によって説明される。電子拡散を考慮した場合、電子拡散がない場合に見られたような正イオンの PL 方向への明確な流れは現れない。しかしながら、電子拡散を考慮した場合においても弱磁場による影響から正イオンの PG 方向への流れは、明らかな遅延を受ける。その結果、比較的小規模の正の電位ピークが生じる。このピークにより、PG 近傍での負イオン数密度は、電子拡散を考慮した場合および考慮しない場合、どちらの場合においても同等となる。弱磁場に垂直な方向の電子拡散は、先に述べた電子と正イオン間のダイナミクスの相違を弱めるが、弱磁場の存在によって負イオン引き出しは促進される。

これらの結果から、弱磁場による負イオン引き出し増大の本質的なメカニズムは、電子拡散を考慮した場合においても 1) 電気的中性を保つためのプラズマ空間分布の変化、および 2) それに起因するイオン源引き出し電極付近の電位構造の変化、によって説明されることを明らかにした。

第6章の参考文献

- [1] T. Sakurabayashi, A. Hatayama and M. Bacal, *J. Appl. Phys.* **95**, 3937(2004).
- [2] T. Sakurabayashi, A. Hatayama and M. Bacal, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 1770(2004) .
- [3] Francis F. Chen, *Introduction to Plasma physics*, Plenum Press Co. (1974) p.151.
- [4] V. E. Golant, A.P. Zhilinsky and I. E. Sakharov, *Fundamentals of Plasma Physics* (1977).
- [5] J. P. Verboncoeur, M. V. Alves, V. Vahedi and C. K. Birdsall, *J. Comp. Phys.* **104**, 321(1993).
- [6] W. S. Lawson, *J. Comp. Phys.* **80**, 253(1989).
- [7] R. J. Procassini, C. K. Birdsall and E. C. Morse, *Phys. Fluids B* **2**, 3191(1990).
- [8] T. Sakurabayashi, T. Matsumiya, A. Hatayama and M. Bacal, submitted to *J. Appl. Phys.*
- [9] M. Bacal, C. Michaut, L. I. Elizarov and F. El Balghiti, *Rev. Sci. Instrum.* **67**, 1138(1996).
- [10] C. Courteile, J. Bruneteau and M. Bacal, *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 2533(1995).
- [11] F. El Balghiti-Sube, F. G. Baksht and M. Bacal, *Rev. Sci. Instrum.* **67**, 2221(1996).
- [12] Y. Ohara, M. Akiba, H. Horiike, H. Imai, Y. Okumura and S. Tanaka, *J. Appl. Phys.* **61**, 1323(1987).
- [13] K. T. Tsang, Y. Matsuda and H. Okuda, *Phys. Fluids* **18**, 1282(1975).
- [14] M. H. Hughes and D. E. Post, *J. Comp. Phys.* **28**, 43(1978).
- [15] 内藤裕史：プラズマ・核融合学会誌 **74**, 470(1998).
- [16] 石黒静司：プラズマ・核融合学会誌 **74**, 591(1998).
- [17] C. K. Birdsall, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **19**, 65 (1991).
- [18] R. W. Hockney and J. W. Eastwood, *Computer Simulation Using Particles* (McGraw-Hill, New York, 1985).

第7章

結論

本章では、負イオン源プラズマにおける負イオン輸送過程の理解に関して本研究の成果をまとめる。

本論文は、負イオン源プラズマ中での負イオン輸送過程の理解を主目的とし、負イオン源プラズマを対象とした数値シミュレーションから負イオン粒子輸送及びエネルギー輸送を支配する機構を論じたものである。

第1章は序論であり、負イオン源研究における本研究の位置付け、意義および目的を述べた。

第2章では、本研究で用いたモンテカルロ負イオン輸送モデル及び静電プラズマ粒子モデルについて水素負イオン源プラズマを対象とした数値モデルの構築法とその特徴、優位性、さらには具体的な計算手法について述べた。モンテカルロ負イオン輸送モデルの特徴は、二体衝突モデルを用いて負イオンのエネルギー緩和過程を考慮できる点にある。一方、静電プラズマ粒子モデルの特徴は、内部プラズマの運動からイオン放出面を自己無撞着に形成し、負イオンが負イオンビームとして引き出されるまでの過程を連続して取り扱っている点にある。

第3章では、タンデム型負イオン源においてプラズマ電極表面で生成された負イオンの輸送過程を、モンテカルロ負イオン輸送モデルを適用し、論じた。従来の研究が、実空間での輸送過程の解明に重点が置かれているのに対して、本論文では表面生成された負イオンについてエネルギー緩和の効果を取り入れ、速度空間における輸送過程についても詳細に調べた。表面生成された負イオンは、表面近傍に形成されるシース電位によって3~5 eV程度にまで加速を受けるため比較的高エネルギーを持つ。しかしながら、そのエネルギー緩和時間は、負イオンの平均的な閉じ込め時間より短い。そのため、表面生成負イオンは負イオン源内を輸送する間に十分背景正イオンの温度(0.5~1 eV程度)にまで緩和され得ることを明らかにした。ビーム発散角の見積もりから、これらの負イオンについて比較的小さな発散角が得られた。このことは、クーロン衝突によるエネルギー緩和過程が負イオンビームの良好な収束性を説明する一要因とな

り得ることを示唆している。また、モンテカルロ輸送モデルが負イオン源内の負イオンエネルギー分布を解析するための有用なツールとなり得ることが示された。

第4章では、解析対象をアーク放電型負イオン源 **Camembert III** とし、負イオン輸送モデルをこれに適用した。大型負イオン源での負イオン密度の増大によって生成効率の増大はもちろん低ガス圧下における負イオンの損失機構の理解と低減が望まれる。**Camembert III** の実幾何形状およびプラズマ閉じ込め用多極カスプ磁場配位等を忠実に再現し、低ガス圧下（1 mTorr、3 mTorr）における体積生成負イオンの損失過程をそれぞれ調べ比較した。その結果、負イオン源中心部で体積生成した負イオンについて、ガス圧 1 mTorr 下では、3 mTorr 下に比較して、四倍程度の負イオンが負イオン源容器壁へと到達した。一方、ガス圧 3 mTorr 下では、ほとんどの負イオンは、内壁に到達する以前に主に MN 反応によって体積中で消滅した。したがって、1 mTorr 程度のガス圧下において、負イオンの損失過程は負イオン源容器壁への輸送損失が支配的になることが示された。この結果は、実験と同様な傾向を示し、モンテカルロ負イオン輸送モデルが、大型・低ガス圧負イオン源の解析に有用であることを示している。さらには、表面生成負イオンについて引き出しに効果的な生成点は、負イオン源容器上面・下面壁であることを明らかにした。

第5、6章では、負イオン源引き出し電極近傍に設置された電子抑制用磁石が負イオン源内につくる洩れ弱磁場の影響について調べた。静電プラズマ粒子モデルを適用し、引き出し孔近傍の領域をモデリングした。弱磁場により電子は磁化されるが、イオンは、ほとんど影響を受けない。このダイナミクスの相違が、プラズマの電気的中性の成立を妨げるものとなり、負イオンを引き出し孔へと導くための電位構造を形成する原因であることを明らかにした。磁場に垂直方向の電子拡散がない場合、弱磁場によって電子が磁化されるため正イオンに2つの反対の流れが形成され、その淀み点に正の電位ピークが生じる。この電位構造の変化により、多くの負イオンが電子に代わり引き出し孔方向へと移動する。さらに電子拡散を考慮に入れた場合、この電位ピークは電子拡散の効果によって小さくなるが、ピーク位置は引き出し孔付近に移動する。したがって、電子拡散を考慮したとしても負イオン引き出しは弱磁場存在のもとで促進されることを示した。これらの結果は、引き出し孔近傍に存在する磁場を積極的に制御することが負イオン引き出し電流の増大に有効となることを示唆している。

謝辞

本論文の作成にあたり、有益な議論や助言、示唆等多大なご指導を受け賜り、終始筆者を力強く勇気付けて下さった慶應義塾大学理工学部物理情報工学科、畑山明聖教授に心から感謝の意を表します。

また、本論文の作成にあたって数多くの有益な御助言を頂きました、慶應義塾大学理工学部小笠原正忠名誉教授、同大学理工学部物理情報工学科椎木一夫教授、同大学理工学部電子工学科真壁利明教授に厚く感謝の意を表します。また、平成16年度の1年間慶應義塾大学理工学部有期助手として研究活動の場をお与え下さった同大学理工学部物理情報工学科太田英二教授、同大学理工学部物理情報工学科相吉英太郎教授に深く感謝致します。

共同研究において貴重な実験結果及び有益な御助言を頂きました、仏エコールポリテクニク、マーサ・バカール名誉教授に深く感謝の意を表します。

研究者としての姿勢など多くのものを学ばせて頂いた森下卓俊博士、宮本賢治博士、並びに畑山研究室の諸先輩方にも感謝申し上げます。

本論文の作成にあたり協力して下さった松宮健郎君、高戸直之君、星野一生君、水野貴敏君ならびに畑山研究室の皆様にも厚く御礼申し上げます。

最後に、常に精神的な支えとなってくれた家族にお礼申し上げます。

発表論文

主論文に関する原著論文

- (1) T. Sakurabayashi, A. Hatayama and M. Bacal:
“*Effects of a Weak Transverse Magnetic Field on Negative Ion Transport in Negative Ion Sources*”,
J.Appl.Phys. **95**, (2004) 3937-3942.
- (2) T. Sakurabayashi, A. Hatayama and M. Bacal:
“*Effects of the Weak Magnetic Field and Electron Diffusion on the Spatial Potential and Negative Ion Transport in the Negative Ion Source*”,
Rev.Sci.Instrum. **75**, (2004) 1770-1773.
- (3) A.Hatayama, K.Makino, T.Sakurabayashi, K.Miyamoto, M.Ogasawara and M.Bacal:
“*Numerical analysis of negative ion temperature in a negative ion source*”,
Rev.Sci.Instrum. **75**, (2004) 1650-1652.
- (4) T. Sakurabayashi, A. Hatayama, K. Miyamoto, M. Ogasawara and M. Bacal:
“*Monte Carlo Simulation of Negative Ion Transport in the Negative Ion Source (Camembert III)*”,
Rev.Sci.Instrum. **73**, (2002) 1048-1050.
- (5) K. Makino, T. Sakurabayashi, A. Hatayama, K. Miyamoto and M. Ogasawara:
“*Analysis of Negative Ion Velocity Distribution at the Extraction Holes in a Negative Ion Source*”,
Rev.Sci.Instrum. **73**, (2002) 1051-1053.
- (6) A. Hatayama, T. Sakurabayashi, Y. Ishii, 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) 910-913.
- (7) M. Uematsu, T. Morishita, A. Hatayama and T. Sakurabayashi:
“*Monte Carlo Simulation of Negative Ion Production in the Negative Hydrogen Ion Source*”,
Rev.Sci.Instrum. **71**, (2000) 883-886.

(8) T. Sakurabayashi, T. Matsumiya, A. Hatayama and M. Bacal:

“Effects of an Electron Diffusion on a Spatial Potential and Negative Ion Transport in Negative Ion Sources with a Weak Transverse Magnetic Field”,

J.Appl.Phys. (条件付採録決定)

国際会議発表

(1) T. Sakurabayashi, A. Hatayama and M. Bacal:

“Effects of a Weak Transverse Magnetic Field and a Spatial Potential on Negative Ion Transport in Negative Ion Sources”,

The 10th International Symposium on the Production and Neutralization of Negative Ions and Beams
Kiev, Ukraine, Sept. 13-17, 2004.

(2) T. Sakurabayashi, A. Hatayama and M. Bacal:

“Effects of the Weak Magnetic Field and Electron Diffusion on the Spatial Potential and Negative Ion Transport in the Negative Ion Source”,

The 10th International Conference on Ion Sources
Dubna, Russia, Sept. 8-13, 2003.

(3) T. Sakurabayashi, A. Hatayama, K. Miyamoto, M. Ogasawara and M. Bacal:

“Monte Carlo Simulation of Negative Ion Transport in the Negative Ion Source (Camembert III)”,

The 9th International Conference on ION SOURCES
Oakland, California USA, Sept. 3-7, 2001.

国内学会発表

- (1) 櫻林 徹、畑山 明聖、牧野 航介、宮本 賢治、小笠原 正忠、マーサ・バカール
“負イオン源における中性粒子および負イオン輸送の数値シミュレーション”
第12回 粒子線の先端的应用技術に関するシンポジウム
(平成13年11月 岡山理科大学)

- (2) 櫻林 徹、畑山 明聖、森下 卓俊、小笠原 正忠、マーサ・バカール
“負イオン源 (Camembert III) における負イオン輸送のモンテカルロシミュレーション”
日本物理学会 第56回年次大会
(平成13年3月 中央大学)

- (3) 櫻林 徹、森下 卓俊、畑山 明聖、植松 充良、小笠原 正忠
“タンデム型水素負イオン源における 負イオン輸送シミュレーション”
日本物理学会 春の分科会
(平成12年3月 関西大学)

他2件

その他の論文

- (1) T. Mizuno, Y. Kitade, A. Hatayama, T. Sakurabayashi, N. Imai, T. Morishita and T. Inoue:
“Numerical analysis of plasma spatial uniformity in negative ion sources by a fluid model”,
Rev.Sci.Instrum. **75**, (2004) 1760-1763.

以上

Appendix 1

静電プラズマ粒子モデルにおけるノイマン型境界条件の導出

境界電位値が固定されていない（自由端）プラズマ粒子モデルでは、荷電粒子の壁への流入により壁表面に電荷が蓄積される。壁表面を基準とした場合、負電荷の蓄積により空間プラズマ電位の値は相対的に増加する。一方、正電荷の蓄積により空間プラズマ電位の値は相対的に減少する。このような境界条件は、具体的には以下の計算式に基づいて与えられる。

壁表面に到達した粒子数をカウントしていき、その電荷を表面電荷とする。壁は導体と仮定し、表面電荷は壁表面に均一に分布する。ここでは、問題を単純化して考えるため一次元空間における境界条件を導出するが、二次元においても成分が増えるだけであり同様に導かれる。Figure A1.1に示すように壁に垂直方向の x 軸を考える。電場は x 軸方向のみに存在するものとし、 x 軸上任意の位置における電場を $E(x)$ と表す。

表面電荷密度を σ_0 とすると壁表面の電場は、

$$E(0) = \frac{\sigma_0}{\epsilon_0} \quad (\text{A1.1})$$

と表される。ここで、 ϵ_0 は真空の誘電率である。

x 軸上に電荷密度 ρ が一様分布で与えられているとき、ポアソン方程式は

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (\text{A1.2})$$

となる。積分して

$$\frac{d\phi}{dx} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}x + C_1 \quad (\text{A1.3})$$

ここで C_1 は積分定数を示す。よって、電場 $E(x)$ は、

$$E(x) = -\frac{d\phi}{dx} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}x - C_1 \quad (\text{A1.4})$$

と表される。ここでFig. A1.1に示すようにセル幅 Δx の計算セルを考え、格子点を考える。 ℓ 番目の格子点における電場を

$$E_\ell = E(\Delta x \cdot \ell) \quad (\text{A1.5})$$

と定義する。 $\ell=0$ のとき $E_0 = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0}$ となるので E_0 に関して以下の等式が成り立つ。

$$E_0 = 0 - C_1 = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} \quad (\text{A1.6})$$

ゆえに

$$E_\ell = \frac{\rho}{\varepsilon_0}(\Delta x \cdot \ell) + \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} \quad (\text{A1.7})$$

ここでFig. A1.1に示す $0 \leq x \leq \Delta x$ における一番目のセル領域に焦点を当てる。 x 軸上 $\ell = \frac{1}{2}$ における電場 $E_{1/2}$ を考える。セル領域内 $0 \leq x \leq \frac{\Delta x}{2}$ において一様な電荷密度分布が ρ_0 で与えられるとき

$$E_{1/2} = \frac{\rho_0}{\varepsilon_0} \cdot \frac{\Delta x}{2} + \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\sigma_0 + \rho_0 \frac{\Delta x}{2} \right) \quad (\text{A1.8})$$

が得られる。一方、 $E_{1/2}$ を ℓ 番目の格子点における空間電位 ϕ_ℓ の傾きで表すと

$$E_{1/2} = \frac{\phi_0 - \phi_1}{\Delta x} \quad (\text{A1.9})$$

となる。式 (A1.8) と式 (A1.9) から

$$\frac{\phi_0 - \phi_1}{\Delta x} = \frac{1}{\epsilon_0} \left(\sigma_0 + \rho_0 \frac{\Delta x}{2} \right) \quad (\text{A1.10})$$

壁表面での電位 ϕ_0 について解くと

$$\phi_0 = \frac{(\Delta x)^2}{\epsilon_0} \left(\frac{\sigma_0}{\Delta x} + \frac{\rho_0}{2} \right) + \phi_1 \quad (\text{A1.11})$$

が得られる。式 (A1.11) を境界条件として式 (2.58) で示した差分式の連立方程式に組み込むことで空間電位値を得ることができる。式 (A1.11) は表面電荷の蓄積によってタイムステップごとに変化する。このような境界条件を与えることでシース領域における空間電位の時間発展を計算することができる。

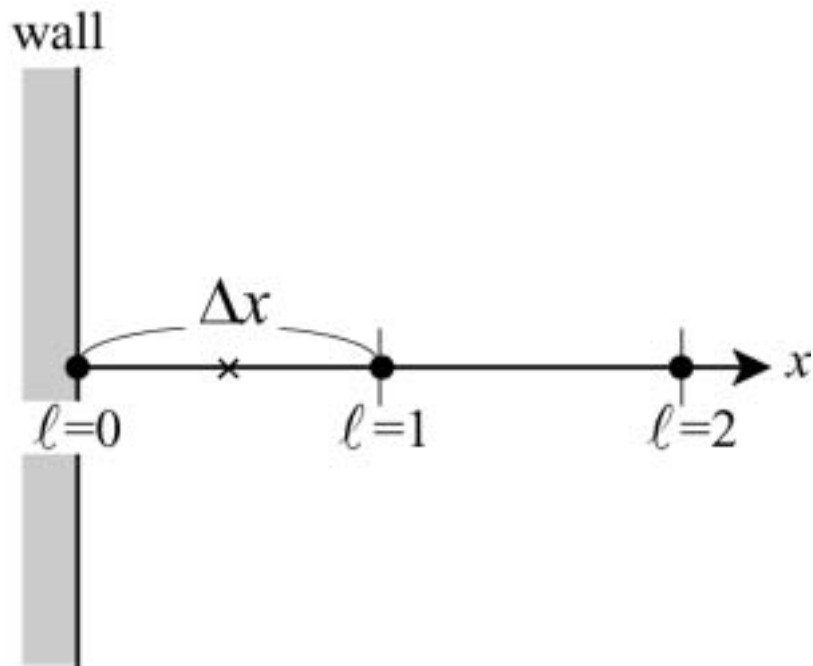


Fig. A1.1 One dimensional model for Neuman type boundary condition.

Appendix 2

静電プラズマ粒子モデルにおける電荷総量について

静電プラズマ粒子モデルでは、以下に示す電荷保存を考え、壁表面を含む系全体で電荷総量が 0 としている。この問題を単純化して考えるため Fig. A2.1 に示す一次元空間を考える。

Figure A2.1 に示す 1 次元モデルにおいて、ガウスの法則を用いて系内の電荷総量について考える。 $x=0$ 、 L において 2 つの平面を考える。平面は無限に広がり、表面電荷密度をそれぞれ、 σ_0 、 σ_L とする。内部には電荷密度 $\rho(x)$ で電荷が分布していると仮定する。

この系についてガウスの法則より

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \rightarrow \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_0} \quad (\text{A2.1})$$

0 ~ L において積分を行い

$$\int_0^L \frac{\partial E}{\partial x} dx = \int_0^L \frac{\rho(x)}{\epsilon_0} dx \quad (\text{A2.2})$$

$$E(L) - E(0) = \frac{1}{\epsilon_0} \int_0^L \rho(x) dx \quad (\text{A2.3})$$

$x=0$ 、 L において

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= \epsilon_0 E(0) \\ \sigma_L &= -\epsilon_0 E(L) \end{aligned} \quad (\text{A2.4})$$

平面上において単位面積あたり σ 本の電気力線が出ており、電束密度 D は $D = \sigma$ となる。電場の定義 $E = \frac{D}{\epsilon_0}$ から $E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$ が得られる。式 (A2.4) でマイナス

がつくのは、 x 軸正方向と電場の方向が逆だからである。

式 (A2.4) より、 $E(0) = \frac{\sigma_0}{\epsilon_0}$, $E(L) = -\frac{\sigma_L}{\epsilon_0}$ これらを式 (A2.3) に代入して

$$-\frac{\sigma_L}{\epsilon_0} - \frac{\sigma_0}{\epsilon_0} = \frac{1}{\epsilon_0} \int_0^L \rho(x) dx \quad (\text{A2.5})$$

$$\therefore \int_0^L \rho(x) dx + \sigma_0 + \sigma_L = 0 \quad (\text{A2.6})$$

式 (A2.6) は、境界を含めて電荷総量の和が0になることを示している。
内部の電荷の総量を Q_{int} とすると

$$Q_{\text{int}} = \int_V \rho dV \quad (\text{A2.7})$$

ここでは一次元問題を扱っているので、微小体積 $\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z$ は、 $\Delta y \Delta z = 1$ より $\Delta V = \Delta x$ となる。したがって式 (A2.6) 第一項 $\int_0^L \rho(x) dx$ は、左右境界を除く系内部にある電荷の総量を表している。第二、三項は、 $x=0$ 、 L における表面上の電荷を表している。例えば、面積 S の閉曲面を考えると、この閉曲面に存在する電荷は、 σS である。 $S = \Delta y \Delta z = 1$ を考えれば、 σ_0, σ_L が電荷を表していることがわかる。

以上の考えを基に静電粒子シミュレーションでは、壁表面を含む系全体で電荷総量が0となっている必要がある。したがって、PLを横切って計算領域の外へに出た粒子は次のタイムステップにおいて直ちに計算領域内へと再入射される。このとき荷電粒子は、新たな速度を持つとする。

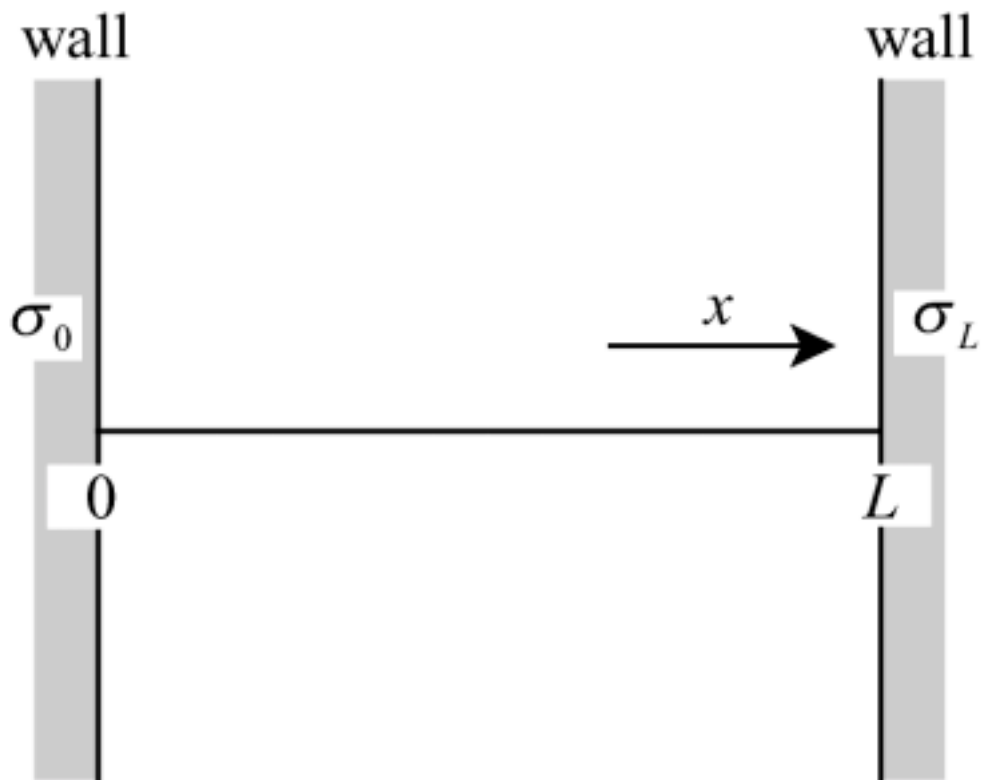


Fig. A2.1 One dimensional model for charge conservation.