

## 目次

- 1 はじめに
- 2 プラズマとは
  - 2.1 身の回りのプラズマ
  - 2.2 物質の三体
  - 2.3 イオンと電子
- 3 プラズマの生成方法
  - 3.1 プラズマ温度とエネルギー分布関数
  - 3.2 電離による正イオン・電子生成
    - 3.2.1 反応断面積
    - 3.2.2 平均自由行程と衝突周波数
    - 3.2.3 反応レート
  - 3.3 プラズマ生成・消滅過程とレート方程式
- 4 プラズマの基本的な挙動
  - 4.1 プラズマの形成と Debye 遮蔽
  - 4.2 クーロン衝突
  - 4.3 プラズマ振動
  - 4.4 シースポテンシャルの形成
- 5 磁場中のプラズマ輸送過程
  - 5.1 サイクロトロン運動
  - 5.2 磁場中のドリフト
    - 5.2.1  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト
    - 5.2.2  $\text{grad}B$ ドリフト
- 6 イオン源の分類
  - 6.1 イオンの種類
  - 6.2 プラズマの閉じ込め方式
    - 6.2.1 ミラー磁場
    - 6.2.2 マルチカusp磁場
  - 6.3 プラズマの放電形式
  - 6.4 アーク放電型イオン源
    - 6.4.1 熱電子放出
    - 6.4.2 電界電子放出
    - 6.4.3 フィラメントイオン源
    - 6.4.4 PIG イオン源
    - 6.4.5 マグネトロン
    - 6.4.6 デュオプラズマトロン
- 6.5 高周波放電型イオン源
  - 6.5.1 表皮効果
  - 6.5.2 ECR イオン源
  - 6.5.3 容量結合型 RF イオン源
  - 6.5.4 誘導結合型 RF イオン源
- 7 負イオン源
  - 7.1 負イオンとは
  - 7.2 負イオン源の物理
    - 7.2.1 負イオンの体積生成
    - 7.2.2 負イオンの表面生成
    - 7.2.3 磁気フィルター
- 8 イオンビーム引出し
  - 8.1 パービアンスト Child-Langmuir 則
  - 8.2 メニスカスの形状
- 9 J-PARC のイオン源
- 10 さらなるイオン源性能向上に向けて
  - 10.1 イオン源プラズマの数値シミュレーション研究
    - 10.1.1 振動励起準位に対する 0 次元準定常レート方程式
    - 10.1.2 電子エネルギー分布関数 (EEDF) の計算モデル
    - 10.1.3 電子の軌道計算
    - 10.1.4 衝突過程を含めたプラズマ輸送の有次元モデル
  - 10.2 プラズマの 3 次元 Monte-Carlo シミュレーション
    - 10.2.1 フィラメントイオン源内の 3 次元電子輸送計算
    - 10.2.2 J-PARC イオン源内のプラズマ輸送・電磁場計算
- 11 おわりに

## 1. はじめに

イオン源は、「特定のイオン（正または負に帯電した粒子）を内部で生成し、その粒子の集まりを特定の方向に出力する（ビームとして引き出す）装置」である。

このような特徴から、イオン源は多岐の分野、例えば、J-PARC など粒子加速器（素粒子物理、物質・生命科学、核変換）、医療応用（近年では PET（陽電子放出断層撮影）や BNCT（ホウ素中性子捕捉治療）、宇宙開発（人工衛星のエンジン）、半導体製造技術（イオン注入）、あるいは核融合プラズマ加熱（NBI（中性粒子入射加熱装置））など、において粒子源として応用される。

30 年以上前では、イオン源は、ビームを利用する各大型機器の付随装置として認識されていた。当時は利用するイオンの種類を満たしていれば、大型機器へのイオン供給量の関は現在ほどシビアでないため、イオン源共通の課題である性能について議論されることは少なく、イオン源の開発は分野ごとに独立して行われてきた。イオン源の基本的な構成は、図 1 のようにガス導入およびパワー入力（放電形式）によって、プラズマを生成し、その中から目的のイオンを静電加速によって引き出すものであるが、上述のような歴史から、イオン源には放電形式や閉じ込め方式別に、非常に多くの種類・型式が生まれた。イオン源の種類や用途などに興味がある人は、文献[1-5]も合わせて見ることを薦める。

その後、各分野において装置に対する要求性能の向上や、イオン源応用の多様化が進むにつれ、イオン源からの出力ビーム性能が装置全体の性能を左右するようになり始めてきた。1980 - 1990 年には既にこのよ

うな認識が持たれ始めたが、2018 年現在でも、イオン源の性能向上は各分野における重要課題に位置づけられている。

各分野におけるイオン源共通の課題は、以下のようなものがある；

1. イオン源出力の大強度化  
（ビーム大電流化）
2. 低エミッタンス  
（ビーム収束性の向上）
3. メンテナンスフリー  
（イオン源寿命の延伸）

医療応用の分野を例にとると、PET 治療では、がんの悪性度診断を行う患者に十分な量の放射性トレーサーを投与する必要がある。その一方、放射性トレーサー半減期が短いため、短時間で崩壊して放射能を失うため、トレーサー生成後から患者のところに輸送する間に効力が半減してしまう問題がある。これを解決するために、イオン源出力の大強度化が進められている。別の例では、J-PARC を初めとする加速器では、イオン源から供給されるビーム電流値が十分であれば、加速空洞内の粒子ロスがあっても、目標の粒子数をターゲットに輸送できる可能性はある。一方、どれだけ加速器内のビーム透過率が高くとも、生成されるビーム粒子

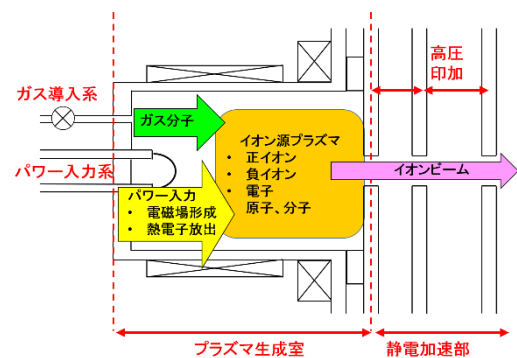


図 1. イオン源の基本構成.

数が少なければ、ビーム強度は頭打ちをする。この観点から、イオン源出力の大強度化は加速器におけるビーム強度の上限を決定する因子とも言える。その一方で、加速器内部を通過するビームは、自身の空間電荷効果により、空間的に徐々に発散し、そのままでは壁に当たって失われる。そのため、加速器のようにビームの輸送行程の長い大型装置では、ビーム収束性を維持することが特に重要である。この収束性を定量的に扱うために、エミッタンスという物理量が、加速器分野では指標とされており、イオン源でもエミッタンスを低く保つ工夫が必要とされている。また、核融合分野では、仏・カダラッシュに建設される国際熱核融合実験炉 (ITER)、あるいは実証炉・原型炉の NBI に用いるイオン源に対し、炉心プラズマを維持する期間メンテナンスによる停止が出来ないことから、年単位スパンのイオン源寿命が要求性能とされている。あるいは、スイスの CERN では、現在建設中の Linac4 を地下ピットに埋設し、2-4 年間のメンテナンスフリー (メンテナンス不要) での運転を目標に掲げたイオン源の研究開発を進めている。

このような、多分野に渡るイオン源共通の課題を解決するには、イオン源内部で起きている物理過程の明確化と、それに基づいたイオン源デザイン設計が必要となる。しかしながら、イオン源内部で生成されるプラズマ中では、多くの物理過程が影響しあう非線形性の強い物理機構があり、理論解析により定量的に扱うことは大変困難である。このような物理を扱うには、数値シミュレーションが有効である。従来は、イオン源性能向上に向けた研究開発は、ほとんど

が現象論的・経験的な手法であったが、2010 年前後より、コンピュータ資源の発展に伴い、非線形なプラズマを扱う数値シミュレーションが可能となっており、イオン源性能向上のための研究開発は新しい段階に移りつつある。

このテキストでは、イオン源の話を行う前に、2-5 章で「プラズマ」と呼ばれる物質の状態と基本的な挙動を説明する。なぜならプラズマを理解しないことには、イオン源内のビーム粒子に対する生成・輸送過程を理解することは到底出来ないためである。その後、6 章では正イオン源の主要な分類を行い、7 章では負イオン源と呼ばれるイオン源について説明する。また 8 章では、イオン源内部で生成されたビーム粒子の引出しに関する物理機構について説明する。9 章と最終章では、陽子加速器としては、世界最大強度・最長寿命を有する J-PARC イオン源を紹介し、イオン源性能向上のための研究として、プラズマの数値シミュレーションについて紹介する。

## 2. プラズマとは

イオン源では、イオンとして引き出すビームの元となるガスを導入したチャンバー内に、電場・磁場を印加することで、「プラズマ (イオンと電子、および原子・分子の集まり)」を生成して閉じ込める。

イオン源チャンバーの端部には、単孔もしくは多孔の引出し孔が空けられた電極板が複数取り付けられており、この孔の空いた電極板の間に正または負の静電圧を印加することで、プラズマ中から目的のイオンをビームとして引き出すことが可能である。このようなイオン源の動作を理解するため

には、先ず初めに、プラズマと呼ばれる物質の状態と、プラズマが示す特徴的な物理過程を理解する必要がある。

## 2.1 身の回りのプラズマ

身の回りにあるほとんどの物質は、固体・液体・気体のいずれかの状態であるが、プラズマは第 4 の状態と言われている。例えば、太陽や天の川銀河など恒星や、ガス状の星雲、また太陽風や宇宙線など星間にもプラズマが存在し、宇宙全体の物質の 99%はプラズマ状態が占めている。我々が日常的に目にするものでは、蛍光灯やネオンサイン（ネオンランプ）、プラズマテレビ、あるいは自然現象として、雷やオーロラもプラズマである。しかし、これらを除いて地球上の物質が残りの 1%（固体・液体・気体）である理由は、プラズマに比べて、これらの物質の温度や密度が低いためである。

## 2.2 物質の三態

物質の三態について説明すると、構成する原子、あるいは分子同士が共有結合により、互いに引き合い、規則正しく配列してものを固体という。分子の場合、この規則的な結合状態が崩れ、(固体と比較して) 距離の長い相互作用(水素結合や分子間力)のみが働くことで、分子の並進運動の自由度が保たれつつ、凝集している状態が液体である。さらに、上記のような結合や力がほとんど働かず、原子・分子同士のまとまりが無くなったものが気体の状態である。卑近な例として水 ( $\text{H}_2\text{O}$ ) を挙げる。物質の温度が  $0^\circ\text{C}$  ( $273\text{ K}$ ) を超えると、原子や分子の熱振動が激しくなり、規則正しい共有結合が崩れると固体(氷)から液体(水)へと融解が起

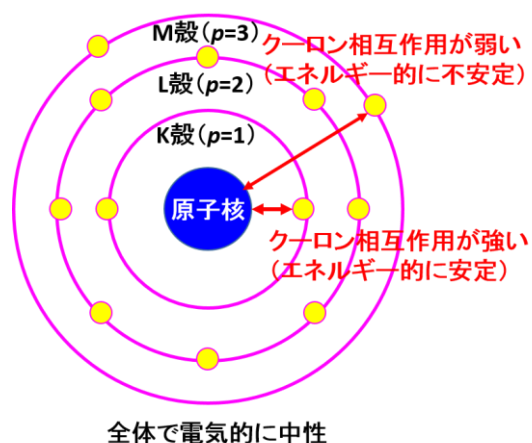
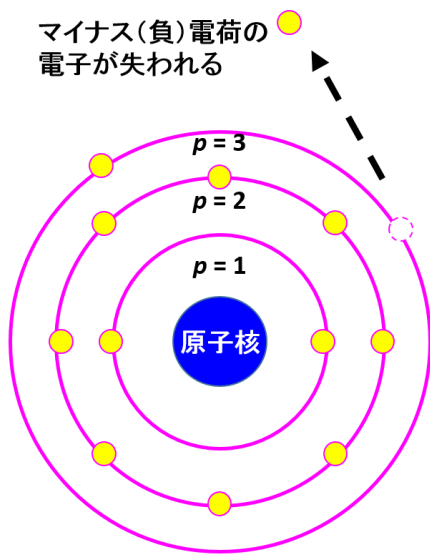


図 2. Bohr の原子模型.

こる。さらに温度が  $100^\circ\text{C}$  ( $373\text{ K}$ ) となると、水素結合や分子間力が及ばなくなる。このとき、液体中の水分子のうち、運動エネルギーの高いものが表面に飛び出し(蒸発)、気体の状態(水蒸気)となる。

さらに気体の温度を上げるとどうなるか? 気体の温度がある閾値(種類に依るが  $10000^\circ\text{C}$  以上)を超えると、この原子・分子自身が、正に帯電したイオンと、負に帯電した電子に分離し始める。原子は、ボーアの原子模型で知られるように、正に帯電した原子核の周りを、負に帯電した 1 つ以上の電子が周回する構造をしており、全体として見ると電気的に中性である。これは、地球の周りを月が公転するのと似た模型であるが、地球と月の間には重力が働き、それが遠心力と釣り合って周回軌道を作るのに対し、原子核と電子では、電磁力(クーロン力)によって互いが引き付け合う。端的に言えば、このクーロン力によって引き合った状態が破れ、原子核と電子がバラバラになった状態がプラズマ中で実現している。



全体でプラス(正)に帯電 ⇒ 正イオン

図 3. 正イオン・電子の生成.

### 2.3 イオンと電子

図 2 に示すように、電子の軌道が原子核に最も近い K 殻にあるとき、クーロン力は最も強く働き、電子はエネルギー的に最も安定状態となる。詳細な説明は省くが、原子核に近い順に K 殻(主量子数  $p=1$ )、L 殻( $p=2$ )、M 殻( $p=3$ )、…と電子軌道が存在し、それぞれの電子軌道には、2 個、8 個、18 個、… ( $2p^2$  個) と決められた数の電子が占めることができる。水素(原子番号  $Z=1$ ) の場合は、原子核周りの K 殻に電子が 1 つだけ入った状態であり、アルゴン(原子番号 18) の場合は、K, L, M 殻の軌道をそれぞれ 2, 8, 8 個の電子が占める。このとき、最も外側(主量子数が高い)軌道に存在する電子を、「最外殻電子」と呼ぶ。最外殻電子は、原子核から最も遠くクーロン力の作用が小さいため、比較的原子核から外れやすい(小さいエネルギーで原子から外れる)。図 3 のように、原子核周りの軌道から、1 つ以上の電子が外れることを「電離(イオン化)

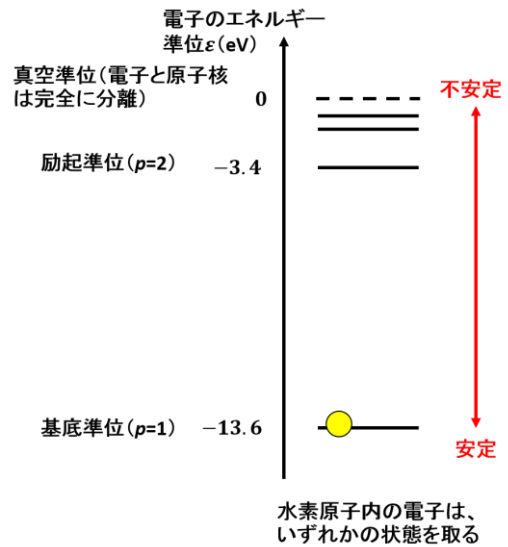


図 4. 水素原子内の電子に対するエネルギー準位.

する」という。このとき、負の電荷が無くなるため、原子核と残りの電子を併せたものは正の電荷を持つ。これを正イオン(positive ion)と呼ぶ。電離は、元の原子や分子に、別の粒子(原子やイオン、電子)が衝突することで生じる。(元の原子の静止系で見たとき、)衝突してくる粒子が、ある閾値を超える運動エネルギーを持つ場合のみ、電離過程が生じる。この閾値を「イオン化エネルギー」と呼ぶ。

原子核の周りで軌道を描く電子は、主量子数  $p$  ごとに異なるエネルギー準位を持つ。原子番号  $Z$  を持つ原子のエネルギー準位  $\epsilon_p$  は、主量子数  $p$  を用いて、

$$\epsilon_p = -\frac{Z^2 m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \times \frac{1}{p^2} \quad (2-1)$$

と表される。(2-1)式で用いられた定数  $m_e = 9.109 \times 10^{-31} \text{ kg}$ ,  $e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$ ,  $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$ , および  $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-1}$  は、それぞれ電子質量、素電

荷、電気定数、およびプランク定数を表す。

上式に  $Z = 1, p = 1$  を代入すると、水素原子の基底準位を表す（これをプランク定数  $h$  と光速  $c$  で割った値をリュードベリ定数と呼ぶ）。このエネルギーは上の式から  $E_1 = -13.6 \text{ eV}$  と計算でき、これが水素原子の最も低い（最も安定な）エネルギー状態である。ここから、主量子数  $p$  の値が  $2, 3, 4, \dots$  と増える（電子の軌道が原子核から遠ざかる）につれて、エネルギー準位は  $E_2 = -3.4 \text{ eV}$ ,  $E_3 = -1.5 \text{ eV}$ ,  $E_4 = -0.85 \text{ eV}, \dots$  と高い値を取る。

主量子数  $p$  が無限大の極限では、水素原子内のエネルギー準位  $E_\infty$  は  $0$  に収束する。この状態は、水素原子の原子核から、電子が無制限に離れた状態（電離した状態）を意味する。電離を起こすために必要なイオン化エネルギー  $\Delta E$  は、水素原子の場合、電離状態  $E_\infty$  から基底状態  $E_1$  を差し引いた値であるため、 $\Delta E = E_\infty - E_1 = 0 - (-13.6 \text{ eV}) = 13.6 \text{ eV}$  と計算できる（図4）。原子のイオン化エネルギーの値は、種類ごとに異なるものの、どの原子についても概ね  $3\text{--}20 \text{ eV}$  程度の値を取る。ここで、単位  $\text{eV}$  は「エレクトロンボルト」と呼び、 $1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$  の関係が成り立つ。ボルツマン定数 ( $k_B = 1.351 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ ) を用いて、この値を温度に換算すると、 $1 \text{ eV}$  は概ね  $11600^\circ\text{C}$  程度である。地球上（我々の日常）の温度スケールが水の凝固点と沸点の間くらい ( $0\text{--}100^\circ\text{C}$ ) と考えると、電離によるプラズマ生成が起こる温度スケール（概ね  $10000^\circ\text{C}$  以上）は、遥かに高い。一方、プラズマが存在している太陽などの中心部は、高い重力により水素ガス同士が凝縮され、核融合反応が連鎖することで、 $2500$  億気圧、

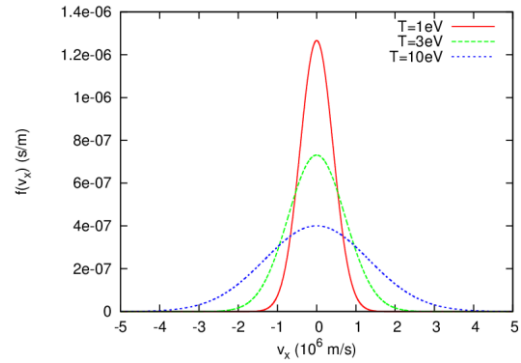


図5. プラズマ温度ごとの Maxwell の速度分布関数（1次元）。

$1500$  億 $^\circ\text{C}$  という超高温・高密度の状態が形成されている。このような条件下では、原子核周りの軌道から電子、ほぼ全ての粒子が電離したイオンと電子のみとなって存在している。以下の章では、プラズマの温度とエネルギー、そして電離反応について、より定量的な議論を行う。

### 3. プラズマの生成方法

#### 3.1 プラズマ温度とエネルギー分布関数

上記では、プラズマの温度とエネルギーの関係について触れた。いずれの物理量もプラズマを扱う上では  $\text{eV}$  の単位を用いて表すことが多いが、これら2つの量はプラズマの電離反応などを扱う上では全く異なる意味合いを持つ。

プラズマに限らず、自然界にある多体系が平衡状態にあるときには、3次元多体系に含まれる粒子の速度 ( $v_x, v_y, v_z$ ) は Maxwell の速度分布関数

$$f(v_x, v_y, v_z) = \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left( - \frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2k_B T} \right) \quad (3-1)$$

に従う。ここで、 $m$  は粒子の質量を表す。ま

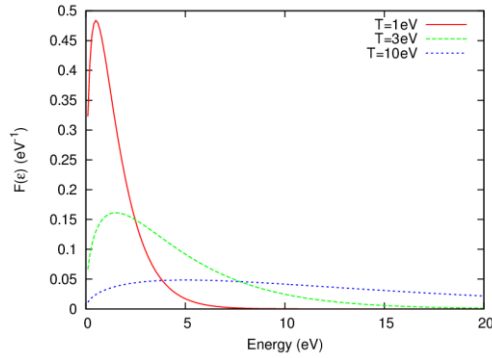


図 6. プラズマ温度ごとのエネルギー分布関数.

た、 $T$ は粒子の温度である。この確率分布関数を、3次元の速度空間  $(v_x, v_y, v_z)$  に関して積分を取ると、

$$\iiint_{-\infty}^{\infty} f(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z = 1 \quad (3-2)$$

が得られる。「温度」は、上記のような Maxwell 分布が成り立つ場合のみ定義される量である。数学的に見て、正規分布と対比を取ると、Maxwell 分布の広がりを表す分散は、

$$\sigma^2 = \frac{k_B T}{m} \quad (3-3)$$

と記述される。速度分布関数をグラフで表すと、図 5 のように、温度（分散）が高いほど分布関数の裾野が広がり、速度が速い（エネルギーが高い）状態を取る粒子の割合が高くなる。

エネルギーと温度の関係を分かり易くするため、上記の Maxwell 分布を、速度空間からエネルギー空間に拡張する。まず、3次元のベクトル量  $(v_x, v_y, v_z)$  を、1次元の速さ  $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$  に変換し、速度空間内の微小体積の関係  $dv_x dv_y dv_z = 4\pi v^2 dv$  に注意すると、速さ（3次元速度ベクトルの絶対値）に関する分布関数は

$$F(v) = 4\pi \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) \quad (3-4)$$

と表される。さらに、運動エネルギー

$$\epsilon = \frac{1}{2} m v^2, \quad d\epsilon = m v dv \quad (3-5)$$

の関係を用いて変換すると、プラズマ中の粒子に関するエネルギー分布関数

$$F(\epsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\epsilon^{1/2}}{(k_B T)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\epsilon}{k_B T}\right) \quad (3-6)$$

が求められる。上記から、 $\exp(-\epsilon/k_B T)$  が確立分布の形を支配的に決定することがわかる（図 6）。この指数部分に着目すると、気体やプラズマ中の粒子の集まりが平衡状態であるとき、エネルギー  $\epsilon$  が高い粒子ほど存在する割合が小さい。一方で、温度  $T$  が高いほど、エネルギーが高い粒子の割合は大きい。先ほど述べたとおり、温度という概念の 1 つの意味は、平衡状態にある粒子の集まりの中で、各エネルギーを取る粒子の割合の大小を決めることに注意したい。(3-6) 式から、プラズマの温度が  $T = 5 \text{ eV}$  でも、 $\epsilon > 13.6 \text{ eV}$  のエネルギーを持つ粒子は 14.3 % 存在するため、水素原子の電離反応は発生する。

一方で温度は、確率分布関数  $F(\epsilon)$  に従う粒子の集まりの、平均エネルギーをも意味する。確率分布関数  $F(\epsilon)$  が与えられる多体系において、物理量  $\epsilon$  の平均値（期待値）は、

$$\langle \epsilon \rangle = \int_0^{\infty} \epsilon F(\epsilon) d\epsilon \quad (3-7)$$

で与えられる。式 (3-6) を代入してこれを計算すると、

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{3}{2} k_B T \quad (3-8)$$

と、気体分子運動論などでよく知られる関係が導出できる。また、粒子の速さについて平均値を取れば、

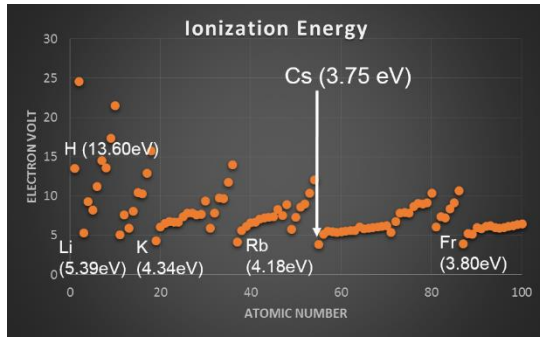


図 7. 各元素のイオン化エネルギー.

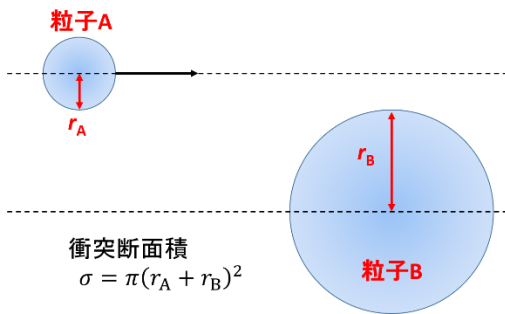


図 8. 古典論における衝突断面積.

$$\langle v(\epsilon) \rangle = \int_0^\infty v(\epsilon) F(\epsilon) d\epsilon = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} \quad (3-9)$$

を得る。

### 3.2 電離による正イオン・電子生成

上述したように、どのような原子・分子についても、イオン核（原子核）の周りから電子が引き離されれば、電離してプラズマを生成することは可能である。イオン源のプラズマに着目した場合、イオン核から電子が引き離される最も支配的な要因は、原子・分子の外から別の電子が衝突することで生じる電離反応（電子衝突電離過程）が最も起こりやすい。原子や分子と 1 次電子との電離衝突により、新たに正イオンと 2 次電子が生成される。新たな電子がさらに電離衝突を起こすことで、イオンと電子の密度は成

長してプラズマ状態が形成される。

図 7 には、主な原子・分子のイオン化エネルギーの値を示した。特に、セシウム (Cs) やルビシウム (Rb)、カリウム (K) などのアルカリ土類金属は、数 eV 程度の低いイオン化エネルギーを持つため、プラズマを形成しやすい。

1 つの原子に注目すると、外から衝突してくる電子のエネルギーが、イオン化エネルギーより低い場合、電離反応は起こらない。一方、イオン化エネルギーより高いエネルギーを持つ電子が、電離反応を起こす頻度（確率）を扱うため、(i) 反応断面積、(ii) 平均自由行程・衝突周波数、および (iii) 反応レートの概念について説明する。

#### 3.2.1 反応断面積

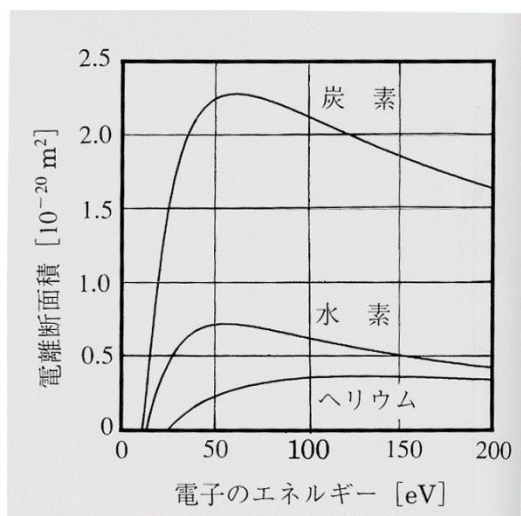
弾性衝突の場合、古典的な剛体球モデルを用いて説明可能である。図 8 のように、半径  $r_A$  を持つある粒子 A が、半径  $r_B$  の粒子 B に向かって飛行する系を考える。粒子 B の中心を原点として、自身の半径  $r_B$  に、半径  $r_A$  を加えた断面積

$$\sigma = \pi(r_A + r_B)^2 \quad (3-10)$$

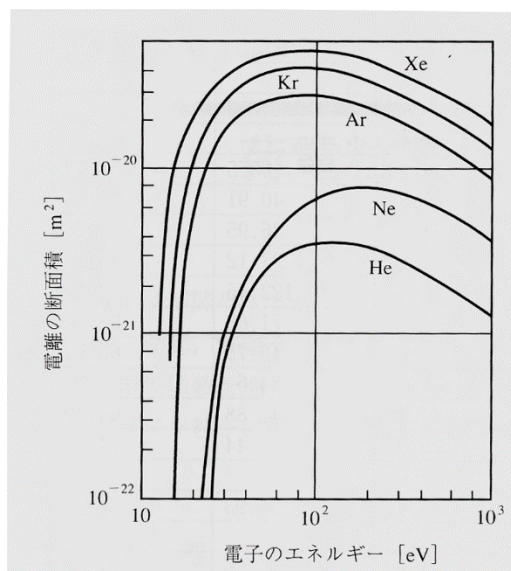
の領域内に粒子 A が入射した場合、衝突が起こる。粒子 A から見ても同様である。一般的なガス分子同士の衝突であれば、上記のモデルで十分である。一方、電子衝突電離など、プラズマ中の原子・分子に荷電粒子が入射する反応では、原子・分子を構成するイオン核や電子と、外部から入射する電子の間に働くクーロン散乱の影響をそれぞれ考える必要があるため、剛体球モデルで扱うことは難しい。

このような衝突過程については、量子論的な扱いが必要である。3次元 Schrödinger 方





(a)



(b)

図9. 各分子・原子に対する電子衝突電離の反応断面積[7].

程式

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(\mathbf{r})\right)\psi(\mathbf{r}) = \epsilon(\mathbf{r})\psi(\mathbf{r}) \quad (3-11)$$

に、以下のクーロンポテンシャル

$$V(\mathbf{r}) = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} - \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}' \quad (3-12)$$

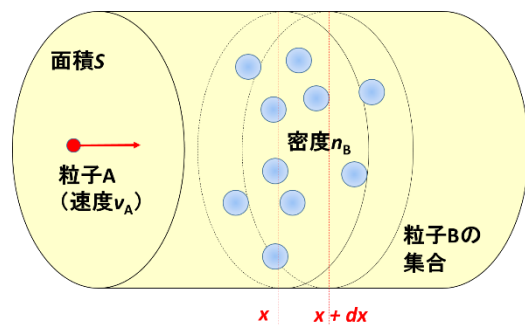


図10. 粒子Bの集合内を速度 $v_A$ で飛行する粒子A.

を代入することで求められる。ポテンシャルの右辺第1項は、原子核と入射電子間のクーロン相互作用を表し、第2項は、原子・分子内の他の電子と入射電子間の相互作用を表す。第2項の $\rho(\mathbf{r}')$ は原子・分子に局在している電子の電荷密度分布であり、原子や分子の構造によって異なる。これを解いて得られる微分断面積を電子入射の立体角について積分することで、各反応について反応断面積が得られる。図9には、主な原子・分子の電離反応に対する反応断面積 $\sigma$ と入射電子のエネルギーの関係を示した。イオン化エネルギーより低い電子エネルギーに対しては、電離反応が起こらないため、反応断面積は0で与えられる。

### 3.2.2 平均自由行程と衝突周波数

密度 $n_B$ で分布する粒子Bの集まりの中を、粒子Aがある速度を持って飛行する体系(図10)を考える。簡単のため、粒子Bは静止している( $v_B = 0$ )とする。今、粒子Aがある面積 $S$ 、微小な厚さ $\Delta x$ の膜を通過する場合、この膜の内部には

$$N_B = n_B S \Delta x \quad (3-13)$$

個の粒子Bが存在する。粒子Aと1つの粒子Bの衝突断面積を $\sigma$ とすると、全ての粒

粒子 B に対する衝突断面積は  $N_B\sigma$  と表される。これより、粒子の衝突確率は

$$\frac{N_B\sigma}{S} = n_B\sigma\Delta x \quad (3-14)$$

と記述できる。粒子 A がある位置  $x$  に至るまで「衝突しないで進む」確率を  $P_{AB}(x)$  とするとき、位置  $x + \Delta x$  に衝突することなく進める確率は、膜を通過する割合  $(1 - n_B\sigma\Delta x)$  から、

$$P_{AB}(x + \Delta x) = P_{AB}(x) \times (1 - n_B\sigma\Delta x) \quad (3-15)$$

と記述できる。また、厚さ  $\Delta x$  が粒子 A の行程に対し十分小さいとき、Taylor 展開より

$$\begin{aligned} P_{AB}(x + \Delta x) &= P_{AB}(x) + \frac{dP_{AB}(x)}{dx}\Delta x \\ &+ \frac{1}{2}\frac{d^2P_{AB}(x)}{dx^2}(\Delta x)^2 + \dots \\ &\sim P_{AB}(x) + \frac{dP_{AB}(x)}{dx}\Delta x \end{aligned} \quad (3-16)$$

と変形できる。これらの式を併せると、

$$\frac{dP_{AB}(x)}{P_{AB}(x)} = -n_B\sigma dx \quad (3-17)$$

を得る。距離の次元を持つ定数

$$\lambda_{\text{mfp}} = \frac{1}{n_B\sigma} \quad (3-18)$$

を定義すると、一般解

$$P_{AB}(x) = A \exp\left(-\frac{x}{\lambda_{\text{mfp}}}\right) \quad (3-19)$$

が得られる。この解の形より、粒子 A は  $x = \lambda_{\text{mfp}}$  だけ進むと、平均的に衝突を起こすことが言える。この特性長  $\lambda_{\text{mfp}}$  を平均自由行程と呼ぶ。

粒子 A が速さ  $v_A$  で等速運動をしている場合は、平均自由行程の代わりに、衝突するまでの時間  $\Delta t$  を

$$\begin{aligned} v_A\Delta t &= \lambda_{\text{mfp}} \\ \Rightarrow \Delta t &= \frac{1}{n_B\sigma v_A} \end{aligned} \quad (3-20)$$

と記述することも出来る。

実際のプラズマでは、粒子 A の代わりに電子が、密度  $n_e$  および 3 次元速度分布  $f(v_x, v_y, v_z)$  ((3-1)式) またはエネルギー分布関数  $F(\epsilon)$  ((3-6)式) を持って分布している。衝突相手の原子・分子は、電子に比べて十分遅いので、静止していると見做せる。この密度  $n_N$ 、および反応断面積  $\sigma(\epsilon)$ 、および電子の速さ  $v_e(\epsilon)$  の平均値は、エネルギー分布関数  $F(\epsilon)$  を用いて

$$\langle n_N\sigma v_e \rangle = \int_0^\infty n_N\sigma(\epsilon)v_e(\epsilon)F(\epsilon)d\epsilon \quad (3-21)$$

と得られる。この  $n_N\sigma v_e$  の平均値を、衝突周波数と呼ぶ。定性的な意味を言うなれば、

「プラズマ中の原子・分子 (粒子 B) 内を飛行する平均的な 1 つの電子 (粒子 A) が、断面積  $\sigma$  で与えられる衝突 (反応) を、単位時間あたり何回起こすか」を表している。また、この逆数

$$\tau_{\text{coll}} = \frac{1}{\langle n_N\sigma v_e \rangle} \quad (3-22)$$

を衝突時間と呼ぶ。

### 3.2.3 反応レート

前節で求めた衝突周波数は、電子 1 つに注目していた。衝突周波数の次元は時間の逆数であるため、単位時間あたりの回数と表現されるが、ここに電子密度を掛けることで、「単位時間、単位体積あたりに、電子と

表 1. 水素プラズマ中の主な反応過程.

反応過程	
H 原子励起	$H(p) + e \rightarrow H(q) + e$
H 原子電離	$H(p) + e \rightarrow H^+ + 2e$
H <sup>+</sup> 放射再結合	$H^+ + e \rightarrow H(p) + h\nu$
H <sub>2</sub> 分子励起	$H_2(p) + e \rightarrow H_2(q) + e$
H <sub>2</sub> 解離	$H_2 + e \rightarrow H + H^* + e$
Frank-Condon 過程 (H <sub>2</sub> )	$H_2(X^1\Sigma_g^+) + e \rightarrow H_2(b^3\Sigma_u^+) + e \rightarrow 2H(1s) + e$
H <sub>2</sub> 解離性電離	$H_2 + e \rightarrow H + H^+ + 2e$
H <sub>2</sub> <sup>+</sup> 解離	$H_2^+ + e \rightarrow H + H^+ + e$
H <sub>2</sub> <sup>+</sup> 解離性電離	$H_2^+ + e \rightarrow 2H^+ + 2e$
H <sub>2</sub> <sup>+</sup> 解離性再結合	$H_2^+ + e \rightarrow 2H$
H <sub>3</sub> <sup>+</sup> 生成	$H_2 + H_2^+ \rightarrow H_3^+ + H$
H <sub>3</sub> <sup>+</sup> 解離	$H_3^+ + e \rightarrow 2H + H^+ + e$
H <sub>3</sub> <sup>+</sup> 解離性再結合	$H_3^+ + e \rightarrow 3H$ (or $H_2 + H$ )

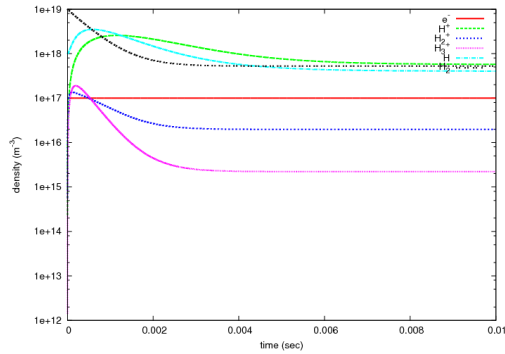


図 11. 電子温度・密度を  $T_e = 5 \text{ eV}$ ,  $n_e = 10^{18} \text{ m}^{-3}$  で与えたときの水素分子・原子、正イオン ( $H_2^+$ ,  $H^+$ ) の時間変化. 縦軸は密度 ( $\text{m}^{-3}$ ), 横軸は時間 (s) を表す.

原子・分子の断面積  $\sigma$  で与えられる衝突 (反応) が何回発生するか」という量になる。これを反応レート  $n_e n_N (\sigma v_e)$  と呼ぶ。

### 3.3 プラズマ生成・消滅過程とレート方程式

イオン源内のプラズマ粒子 (正イオン・電子) 密度は、ここまで着目した電離反応などの生成過程により増加する一方、正イオンと電子の再結合による消滅過程や、輸送中の壁損失によって減少する。また、後述するが、熱陰極放電を利用するイオン源では、フィラメントから高速電子が生成されることで密度増加に寄与する。これらの影響とバランスして、正イオンや電子、あるいは原子・分子の密度は定常状態に至る。プラズマの温度・密度が空間的に一様と見做せる体系では、0次元モデルにより、これらの密度に対する時間変化を扱うことが可能である。例えば、熱陰極放電型イオン源内に形成される水素プラズマ中では、電子・正イオン ( $H^+$ ,  $H_2^+$ ) 密度の時間変化は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} &= P_H n_e n_H + P_{H_2} n_e n_{H_2} - R_{H^+} n_e n_{H^+} \\ &\quad - R_{H_2^+} n_e n_{H_2^+} + \Gamma_e^{\text{in}} - \Gamma_e^{\text{out}} \\ \frac{\partial n_{H^+}}{\partial t} &= P_H n_e n_H - R_{H^+} n_e n_{H^+} - \Gamma_{H^+}^{\text{out}} \\ \frac{\partial n_{H_2^+}}{\partial t} &= P_{H_2} n_e n_{H_2} - R_{H_2^+} n_e n_{H_2^+} - \Gamma_{H_2^+}^{\text{out}} \end{aligned} \quad (3-23)$$

のような方程式で表される。ここで、 $P_H$  は、水素原子と電子間の衝突による電離反応のレート係数 (反応速度係数) であり、

$$P_H = \langle \sigma_{\text{ioniz}, H} v_e \rangle \quad (3-24)$$

である。断面積  $\sigma_{\text{ioniz}, H}$  は、上記反応に対するものである。同様に、 $P_{H_2}$ ,  $R_{H^+}$ ,  $R_{H_2^+}$  は、それぞれ、水素分子  $H_2$  と電子間の衝突による電離反応、正イオン  $H^+$  と電子間の再結合反応、および正イオン  $H_2^+$  と電子間の再結合反応の断面積から計算されるレート係数である。

ここでは簡単のため、衝突の種類を電離と再結合のみとしているが、実際には分子  $H_2$ 、分子イオン  $H_2^+$  の解離や解離性電離、三体再結合などの反応や他の正イオン、負イオンの影響が上記の反応とともに発生する。表 1 には、イオン源水素プラズマの生成・消滅、およびイオン源内の電子エネルギーロスに関わる主な反応過程[8-12]を示した。また、 $\Gamma^{in}, \Gamma^{out}$  は、それぞれプラズマへの流入・流出フラックスを表す。例えば、アーク放電型のイオン源においてはフィラメントからの電子放出電流が流入であり、イオン源チャンバー壁への粒子入射が流出フラックスに該当する。

このようなレート方程式を利用した数値シミュレーションを用いることで、分子、原子やイオン・電子の定常状態における平均的な密度分布を得ることが可能である。図 11 には、0 次元モデルの計算例を示した。電子温度・密度が一意に与えられるとき、初期条件に依らず、水素原子・分子、正イオン ( $H^+$ ,  $H_2^+$ ) は定常状態においてレート方程式で決まる一定値に収束することが判る。これらのシミュレーションについては 10 章で説明する。

#### 4. プラズマの基本的な挙動

イオン源プラズマを理解する上で重要なプラズマの振舞いとして、電離反応などによる生成・消滅過程以外に、電磁場中の荷電粒子のカイネティクスや、プラズマ自身による電磁場の形成機構が挙げられる。特に、イオン源は多様な放電形式により、電磁場を発生させて電子加速や閉じ込めが行われるため、イオン源の種類によって支配的になる輸送過程が異なる。本章では、陽子加速器

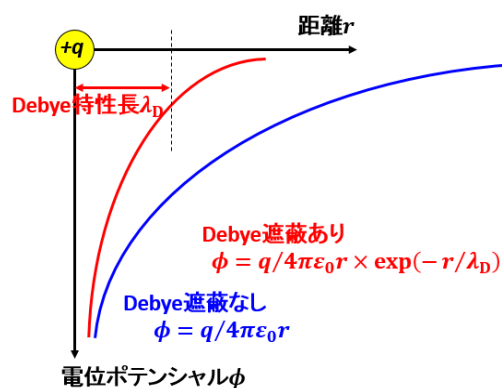


図 12. Debye 遮蔽の有無による荷電粒子  $q$  が作るクーロンポテンシャル場の変化。

用の主要なイオン源で見られるプラズマのカイネティクスを説明する。

#### 4.1 プラズマの形成と Debye 遮蔽

プラズマ中のイオンと電子は Debye 遮蔽により互いのポテンシャル場を抑制し、プラズマ全体としては電氣的に中性となる。イオンや電子の集まりの中でも、この「準中性条件」を満たしたものをプラズマと呼ぶ。一般的に、イオンなどの静電荷  $q$  が 1 つだけ空間中に存在するとき、その電荷から距離  $r$  の位置に形成されるポテンシャル場は、

$$\phi_0 = q/4\pi\epsilon_0 r \quad (4-1)$$

と表される (図 12 青線)。しかし、然るべき密度を持って分布するプラズマ中では、イオンが作るポテンシャル場の形が変化する。ここでは簡単のため、3 次元の水素プラズマ ( $Z=1$ ) 系を考える。正イオン (陽子) を中心にポテンシャル場は、3 次元極座標 Poisson 方程式より、

$$\Delta\phi = -\frac{e}{\epsilon_0}(n_+ - n_-) \quad (4-2)$$

と記述できる。正の電荷を持つイオン密度

を $n_+$ 、負の電荷を持つ電子密度を $n_-$ と表した。ここで、正イオン密度 $n_+$ は、1つ1つの正イオンが作るポテンシャル場に影響されることは無いため、今注目するイオンから十分遠方のプラズマ密度 $n_\infty$ と等しく、 $n_+ = n_\infty$ が成り立つ。一方、同じ温度のプラズマ中では、電子から見ると陽子は1/43程度で移動しており、ほぼ静止しているように見える。このとき、動きの遅い陽子の密度分布はポテンシャル場による影響は無い一方、電子は、陽子が作るポテンシャル場に応じて即座に密度分布を形成する。

このときの電子の密度分布について考える。ポテンシャル場が及ばないほど遠方 ( $\phi_\infty = 0$ ) の位置 $\mathbf{r}_\infty$ にいる電子が速度 $\mathbf{v}'$ で運動するとき、その全エネルギーは、運動エネルギー

$$\epsilon' = \frac{1}{2}m\mathbf{v}'^2 + 0 = \frac{1}{2}m\mathbf{v}'^2 \quad (4-3)$$

と表される。この電子が、正イオンからのポテンシャル場中にある位置 $\mathbf{r}$ にいるとき、電子の持つ電荷が $q = -e$ に注意して、全エネルギーは運動エネルギーとポテンシャル・エネルギーの総和

$$\epsilon = \frac{1}{2}m\mathbf{v}^2 - e\phi(\mathbf{r}) \quad (4-4)$$

と記述される (2種類の粒子を区別するため、無限遠を飛行する粒子の持つ変数には、ダッシュ) を付けている)。これらの電子が平衡状態にあるとき、(3-1)式で示した Maxwell 分布を用いると、ポテンシャル場から遠方の電子が満たす速度分布は、

$$f(\infty, \mathbf{v}') = A \exp\left(-\frac{m\mathbf{v}'^2}{2k_B T}\right) \quad (4-5)$$

であり、ポテンシャル場中の電子は

$$\begin{aligned} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) &= A \exp\left(-\frac{(1/2)m\mathbf{v}^2 - e\phi(\mathbf{r})}{k_B T}\right) \\ &= A \exp\left(-\frac{m\mathbf{v}^2}{2k_B T}\right) \exp\left(\frac{e\phi(\mathbf{r})}{k_B T}\right) \end{aligned} \quad (4-6)$$

と表される (定数部分を  $A$  とした)。

位置 $\mathbf{r}_\infty$ および位置 $\mathbf{r}$ における電子密度の比は、上記の分布関数を全速度空間 $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$ について積分して得られる。位置 $\mathbf{r}$ の電子密度を $n_- = n_e(\mathbf{r})$ とすると、

$$\begin{aligned} n_e(\mathbf{r}) &= \frac{\iiint_{-\infty}^{\infty} A \exp\left(-\frac{m\mathbf{v}'^2}{2k_B T}\right) \exp\left(\frac{e\phi(\mathbf{r})}{k_B T}\right) dv'_x dv'_y dv'_z}{\iiint_{-\infty}^{\infty} A \exp\left(-\frac{m\mathbf{v}'^2}{2k_B T}\right) dv_x dv_y dv_z} \\ &\times n_\infty \\ &= n_\infty \exp\left(\frac{e\phi(\mathbf{r})}{k_B T}\right) \end{aligned} \quad (4-7)$$

と得られる。正イオン、電子密度をそれぞれ Poisson 方程式に代入すると、

$$\Delta\phi = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) \approx -\frac{e^2 n_\infty}{\epsilon_0 k_B T} \phi(\mathbf{r}) \quad (4-8)$$

を得る。ここで、正イオンの周りにポテンシャル場が球対称に展開することから、極座標系における球対称性を仮定した。さらに、電子密度の指数部分を Taylor 展開し、プラズマ温度が十分高く、

$$\frac{e\phi(\mathbf{r})}{k_B T} \ll 1 \quad (4-9)$$

を考慮した。上記 (4-8) 式の一般解の形は良く知られており、ここに無限遠でポテンシャル場の収束する条件 ( $r \rightarrow \infty$  のとき  $\phi =$

$\phi_\infty = 0$ )、および正イオンのごく近傍ではプラズマの影響が無く、一般的なクーロンポテンシャル場の形に収束する条件 ( $r \rightarrow 0^+$  のとき  $\phi = \phi_0$ ) を適用すると、

$$\phi(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (4-10)$$

というポテンシャル場の形が求められる (図 12 赤線)。このとき、

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{e^2 n}} \propto \sqrt{\frac{T}{n}} \quad (4-11)$$

で与えられる  $\lambda_D$  を Debye の遮蔽長と呼ぶ。

(4-10) 式から、プラズマ中のイオンが作るポテンシャル場は、距離  $\lambda_D$  までは作用するが、それ以上の距離では  $\phi(r) \sim 0$  に収束することが判る。直感的には、プラズマ中に正イオンのポテンシャル場が形成されると、直ぐに周囲に電子が集まってくるため、正の電荷の影響が遮蔽されるというイメージである。これにより、正イオンのポテンシャル場は遮蔽が無い場合よりも遥かに近距離にしか及ばない。

Debye の遮蔽長の値は、プラズマ温度  $T$  に比例し、プラズマ密度  $n$  に反比例する。イオン源では、種類にも依るが、概ね  $\lambda_D \sim 10^{-5} - 10^{-4} \text{ m}$  という値を取る。イオン源装置のサイズのスケールが  $10^{-2} - 10^0 \text{ m}$  であることから、イオン源内部で生成されるプラズマ中では、粒子同士はほとんどクーロン相互作用を及ぼさず、前述の「準中性条件」が成り立つことが判る。

## 4.2 クーロン衝突

プラズマ中の荷電粒子同士が、Debye 遮蔽

長  $\lambda_D$  より短い距離に接近した場合は、その距離において、遮蔽が無い場合とほぼ同じポテンシャル場が急激に立ち上がり、強いクーロン相互作用が発生する。この過程はあたかも衝突が起こっているように作用することから、クーロン衝突と呼ばれる。

プラズマ中の荷電粒子 A, B がクーロン衝突を起こす際の運動量移行について考える。各粒子のクーロン衝突前後の速度を、 $\mathbf{v}_A, \mathbf{v}_B, \mathbf{v}'_A, \mathbf{v}'_B$  と記すと、相対速度は

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= \mathbf{v}_A - \mathbf{v}_B \\ \mathbf{u}' &= \mathbf{v}'_A - \mathbf{v}'_B \\ \Delta\mathbf{u} &= \mathbf{u}' - \mathbf{u} \end{aligned} \quad (4-12)$$

と記すことが出来る。また、各粒子の質量を  $m_A, m_B$  とするとき、衝突前後の運動量移行は、 $\Delta\mathbf{u}$  を用いて

$$\begin{aligned} \mathbf{v}'_A &= \mathbf{v}_A + \frac{m_B}{m_A + m_B} \Delta\mathbf{u}, \\ \mathbf{v}'_B &= \mathbf{v}_B + \frac{m_A}{m_A + m_B} \Delta\mathbf{u} \end{aligned} \quad (4-13)$$

と変形できる。衝突前後の相対速度  $\mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z)$ 、および  $\mathbf{u}' = (u'_x, u'_y, u'_z)$  の間の散乱角を  $\theta$  とし、元の相対速度  $\mathbf{u}$  に垂直な面内の散乱角を  $\Phi$  とし、座標変換を用いて変形すると、相対速度の変化量は、

$$\begin{aligned} \Delta u_x &= \frac{u_x u_z}{u_\perp} \sin\theta \cos\Phi - \frac{u_y u}{u_\perp} \sin\theta \sin\Phi \\ &\quad - u_x (1 - \cos\theta) \\ \Delta u_y &= \frac{u_y u_z}{u_\perp} \sin\theta \cos\Phi + \frac{u_x u}{u_\perp} \sin\theta \sin\Phi \\ &\quad - u_y (1 - \cos\theta) \end{aligned}$$

$$\Delta u_z = -u_\perp \sin\theta \cos\Phi - u_z (1 - \cos\theta) \quad (4-14)$$

と表すことができる。ここで  $u_\perp = \sqrt{u_x^2 + u_y^2}$  および  $u = \sqrt{u_\perp^2 + u_z^2}$  と定義した。一方、クーロン衝突は弾性衝突であるため、衝突前後

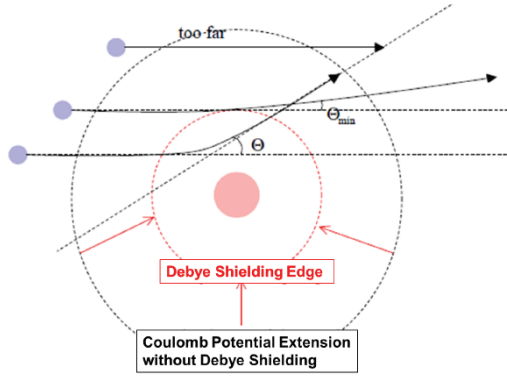


図 13. Debye 遮蔽によって現れるクーロン散乱角最小値の概念図。

で相対速度の絶対値は変化しない ( $u = u'$ )。これより、速度の変化量は、元の相対速度に並行な成分と垂直な成分に分けて

$$\Delta \mathbf{u} = u \sin \theta \mathbf{n} - 2 \sin^2(\theta/2) \mathbf{u} \quad (4-15)$$

と記述できる。また 3.2.1 節の議論、あるいはラザフォードの散乱モデルから、初期相対速度  $u$ 、散乱角  $\theta$  に対する微分断面積は

$$\sigma(\theta, u) = \left( \frac{q_A q_B}{8\pi \epsilon_0 \mu u^2 \sin^2(\theta/2)} \right)^2 d\Omega \quad (4-16)$$

と得られる。相対座標系の換算質量を  $\mu = m_A m_B / (m_A + m_B)$ 、また運動量を  $\Delta \mathbf{p} = \mu \Delta \mathbf{u}$  と定義する。前節の衝突周波数の概念から、ある時間  $\Delta t$  において、密度  $n_B$  で分布する粒子 B 内を、粒子 A が速さ  $u$  で飛行するとき、衝突により  $\theta$  方向に散乱する確率は、 $n_B \sigma(\theta, u) u \Delta t$  で表される。これを用いて、全ての立体角に関する運動量移行の平均値は、

$$\langle \Delta \mathbf{p} \rangle = n_B u \Delta t \int \mu \Delta \mathbf{u} \sigma(\theta, u) d\Omega \quad (4-17)$$

と記すことが可能である。全立体角で積分すると、散乱角  $\theta$  方向における平均値は 0 となることから、(4-15) 式における第 1 項は 0 と見做せる。これより、上式を計算すると、

$$\left\langle \frac{\Delta \mathbf{p}}{\Delta t} \right\rangle = - \frac{q_A^2 q_B^2 n_B}{8\pi \epsilon_0^2 \mu u^3} \int_{\theta_{\min}}^{\pi} \cot\left(\frac{\theta}{2}\right) d\theta \quad (4-18)$$

と得られる。また、クーロン散乱角の積分範囲は、図 13 に示すように Debye 遮蔽による最小角  $\theta_{\min}$  を持つことから、これを考慮して散乱角  $\theta$  の積分が

$$\ln \Lambda = \int_{\theta_{\min}}^{\pi} \cot\left(\frac{\theta}{2}\right) d\theta \quad (4-19)$$

と記述できる。この  $\ln \Lambda$  はクーロン対数と呼ばれる定数であり、イオン源プラズマ温度・密度の範囲に対しては概ね 10 - 20 程度の値を取る [6]。上記の議論より、プラズマの温度  $T$  と密度  $n_B$  が与えられるとき、相対速度  $u$  の平均値を、対象となる粒子の平均速度 (3-9) 式で置き換えると、衝突ごとの平均的な運動量移行  $\mathbf{F}_{\text{Coulomb}} = \langle \Delta \mathbf{p} / \Delta t \rangle$  が求められる。この関係から、運動量移行の時定数を衝突周波数と考えると、

$$\nu_{\text{CC}} = \frac{q_A^2 q_B^2 n_B \ln \Lambda}{8\pi \epsilon_0^2 \mu^2 u^3} \quad (4-20)$$

と相対速度の 3 乗に反比例する。この部分を熱速度で置き換えると、プラズマ温度が低い方が、クーロン衝突周波数が高く、荷電粒子が磁力線に捕捉されている場合は、衝突による拡散を受けて粒子が磁力線を跨ぐ挙動を取る (7.2.3 節)。

### 4.3 プラズマ振動

高周波放電型イオン源において、プラズマ中の電磁波の伝播は放電条件を左右する重要な物理過程である。4.1 節で議論したように、プラズマ中では Debye 遮蔽が働く。すなわち、複数の正イオンを取り囲むように

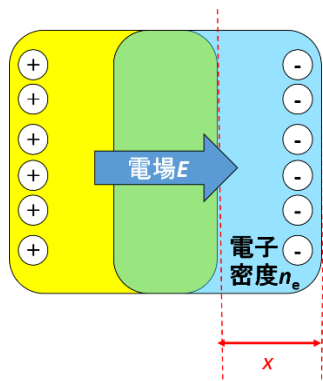


図 14. 電子の集団の変位による準中性条件の崩れの概念図.

同量の電子が存在することで、集団的に見たプラズマは準中性条件を保っている。一方、プラズマを構成する1つ1つの粒子は、イオン温度や電子温度によって決まる速度分布に従って、ランダムな熱運動をしている。そのため、イオン集団の平均位置から、電子の集団の位置がずれることで、準中性条件が僅かに崩れる状態が出来上がる。今、簡単のため1次元系で議論を行うと、図14に示すようにイオンと電子の平均位置が距離 $x$ だけずれると、イオンが電子を引き戻そうとして電場が生じる。プラズマの変位に対して垂直な単位面積あたり領域に含まれる電子数は、電子密度 $n_e$ を用いて

$$N_e = n_e x \quad (4-21)$$

である。面内の電場 $E$ は Gauss の法則より

$$E = \frac{en_e x}{\epsilon_0} \quad (4-22)$$

と表される。質量の高いイオンには慣性が働く一方、電子は、上述の電場により運動の方向を変える。運動方程式

$$m_e \frac{dx^2}{dt} = - \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0} x \quad (4-23)$$

を解くと、イオン周りの電子軌道に関する一般解

$$x = A \exp(i\omega_p t) + B \exp(-i\omega_p t) \quad (4-24)$$

が得られる。この解より、プラズマ中では、電子は常にイオンの周りを振動数 $\omega_p$ で振動することを表す。この振動をプラズマ振動と呼び、振動数

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (4-25)$$

をプラズマ振動数と呼ぶ。例えば、プラズマ中の電子密度を $n_e = 7.45 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$ とすると、プラズマ振動数は $\omega_p = 1.54 \times 10^{10} \text{s}^{-1}$ と計算できる。これを周波数に直すと、 $f_p = \omega_p / 2\pi = 2.45 \text{GHz}$ と得られる。近年のアーキ放電型や後述する高周波放電型のイオン源では、イオン源中心のプラズマ密度は、上述の密度に比べて1-3桁ほど高い。(4-25)式から、電子密度が高くなるほどプラズマ振動数は高くなるため、GHz オーダー以上の周波数で、電子はイオンの周りを振動していることになる。

#### 4.4 シースポテンシャルの形成

プラズマが金属などの導体壁と接する場合には、シースポテンシャルと呼ばれるポテンシャル障壁が、壁から Debye 長 $\lambda_D$ 程度の距離の領域(シース領域)に形成される。4.1節でも述べたとおり、イオン源プラズマ中の Debye 長は、 $\lambda_D \sim 10^{-5} - 10^{-4} \text{m}$ であることから、シースポテンシャルが形成されるのは、イオン源のスケールに対して導体壁のごく近傍である。このシースポテンシャルによる電位 $\Delta\phi$ により、壁位置の電位 $\phi_{\text{wall}}$ に対して、プラズマ自身の電位 $\phi_{\text{plasma}}$



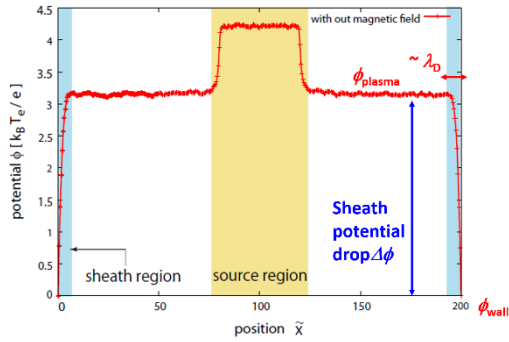


図 15. 電子と  $H^+$  の 1 次元系を Particle-In-Cell シミュレーションで計算して得られるポテンシャル分布. ポテンシャルは電子温度で規格化されているため, 必ず 3 程度の値を取る.

は、一般的に高い値を取る ( $\Delta\phi = \phi_{\text{plasma}} - \phi_{\text{wall}} > 0$ )。プラズマが定常状態に至り、シースポテンシャルが形成されると、電子が導体壁に向かって入射しても、シース電場  $E = -\nabla\phi$  によってプラズマ内部に向かって反射されるため、電子の閉じ込め効率は高くなる。一方で、正に帯電したイオンはシース電場による加速を受けて、高いエネルギーで壁へと入射する (図 15)。

シースポテンシャルの形成機構を定性的に述べる。壁から十分遠い位置においてプラズマ (イオンと電子) が同量生成されると、質量の小さい電子はイオンに比べて速いため、先に導体壁へと到達する。これにより、導体壁表面には負の電荷が蓄積するため、後続の電子は反射される。このときのポテンシャル分布がシースポテンシャルとして形成される。シースが形成されると、低エネルギー電子は反射されてプラズマへと戻る。一方、シースポテンシャルを越えるような、比較的エネルギーの高い電子は導体壁へと流入し続けるため、壁表面の電位はプラズマ電位より低い状態が維持され、最終的に

シースポテンシャル分布は定常となる。シースポテンシャルは、

$$|\Delta\phi| = \frac{k_B T_e}{2e} \ln \left[ 2\pi \left( \frac{m_i}{m_e} \right) \right] \quad (4-26)$$

の関係で表される。定数  $m_i, m_e$  は、それぞれイオンと電子の質量であり、 $T_e$  は電子の温度である。水素プラズマ中のシースポテンシャルは、上の式から電子温度  $T_e$  (eV) の 3 程度を素電荷で割った値となる (図 15)。

シースポテンシャル形成の問題を議論する。簡単のため、1 次元の水素プラズマを用いて説明する。プラズマ中心を  $x = 0$  とし、壁位置を  $x = x_{\text{wall}}$  とする。また、プラズマ中心におけるポテンシャルを  $\phi(0) = 0$  で与え、基準とする。このような体系において、正の電荷を持つイオン (陽子) が平均速度  $v_i = 0$  で生成されるとき、エネルギー保存則から

$$\frac{1}{2} m_i v_i^2 + e\phi(x) = 0 \quad (4-27)$$

が成り立つ。プラズマ中心と壁との間の領域  $0 \leq x \leq x_{\text{wall}}$  において、イオンが壁に向かって加速される場合、 $v_i$  は有限な値

$$v_i = \sqrt{-\frac{2e\phi(x)}{m_i}} \quad (4-28)$$

を取り、かつ  $\phi(x) < 0$  が成立し、ポテンシャルはプラズマ中心に比べて低い値となる。プラズマと壁へのイオンフラックスが定常状態にあるとき、イオン密度  $n_i$  が満たす 1 次元の密度連続の式、

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i v_i) = 0 \quad (4-29)$$

に、時間微分  $\partial/\partial t = 0$  を用いて

$$\frac{\partial}{\partial x}(n_i v_i) = 0 \quad (4-30)$$

を得る。これより、 $n_i v_i$ は空間的一様である。プラズマは広がりを持って導体壁までの間に分布し、その内部では準中性条件（電荷密度  $\rho \sim 0$ ）を満たされる。一方、上述の議論のとおり、導体壁に負電荷が蓄積することで、電子と正イオンの電荷密度の釣り合いが崩れる境界が、プラズマ中心と導体壁の間に存在する。この位置をシース領域の入口  $x = x_{SE}$  として、ポテンシャル、密度をそれぞれ  $\phi_{SE}, n_{SE}$  とおくと、シース領域  $x_{SE} \leq x \leq x_{wall}$  におけるイオン密度  $n_i(x)$  は、

$$n_i(x) = n_{SE} \left( \frac{\phi_{SE}}{\phi(x)} \right)^{1/2} \quad (4-31)$$

と表すことができる。電子の密度  $n_e(x)$  は、ボルツマンの関係式を用いて

$$n_e(x) = n_{SE} \exp \left\{ \frac{e(\phi(x) - \phi_{SE})}{k_B T_e} \right\} \quad (4-32)$$

とシース境界におけるプラズマ密度  $n_{SE}$  を用いて変形される。このとき、位置  $x$  における Poisson 方程式は、

$$\frac{d^2 \phi(x)}{dx^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} n_{SE} \times \left[ \left( \frac{\phi_{SE}}{\phi(x)} \right)^{1/2} - \exp \left\{ \frac{e(\phi(x) - \phi_{SE})}{k_B T_e} \right\} \right] \quad (4-33)$$

と記述される。変数  $\tilde{\phi} = \phi_{SE} - \phi(x)$  を用いて変形すると、

$$\frac{d^2 \tilde{\phi}}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0} n_{SE} \left( \frac{e}{k_B T_e} - \frac{1}{2|\phi_{SE}|} \right) \tilde{\phi} \quad (4-34)$$

を得る。ただし、 $\tilde{\phi}/\phi_{SE} \ll 1, e\phi/k_B T_e \ll 1$  である。右辺の定数部分が負であると、ポテンシャル  $\tilde{\phi}(x)$  は振動解となってしまうことから、

$$\frac{e}{k_B T_e} \geq \frac{1}{2|\phi_{SE}|} \quad (4-35)$$

が成り立つ。エネルギー保存則 ((4-27) 式) より、 $e\phi_{SE} = -(1/2)m_i v_i^2$  の関係を代入して、

$$v_i \geq C_s \equiv \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \quad (4-36)$$

が得られる。このときの  $C_s$  をイオン音速と呼ぶ。シースポテンシャルの形成により、電子は反射される一方、イオンは壁に向かって加速される。シース領域入口のイオンの速度が、このイオン音速を超えていることが、プラズマと壁の間で安定なシースポテンシャルが形成される条件である。定常状態における密度連続の式 ((4-30) 式) から、導体壁へのイオンフラックスは、シース領域入口におけるイオンフラックスと等しく、

$$\Gamma_i^{wall} = n_{SE} C_s \quad (4-37)$$

と求められる。一方、電子の壁へのフラックス  $\Gamma_e^{wall}$  は、壁位置における電子密度と電子の平均速度を用いて

$$\Gamma_e^{wall} = \frac{1}{4} n_e^{wall} \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} = \frac{1}{4} n_{SE} \exp \left\{ \frac{e(\phi_{wall} - \phi_{SE})}{k_B T_e} \right\} \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \quad (4-38)$$

と表される。プラズマ中心から、イオンが壁

に向かってシース領域に差し掛かるとき、シースポテンシャルによる加速を受け始めると、イオンの運動エネルギーが増加し始め、ポテンシャル・エネルギーは減少していく。シースによる加速が始まる位置（シース領域入口）のごく近傍（ $x \sim x_{SE}$ ）では  $\tilde{\phi}/\phi_{SE} \ll 1$  から、(4-34) 式をさらに変形して、

$$\frac{d^2\tilde{\phi}}{dx^2} = \frac{e^2 n_{SE}}{\epsilon_0 k_B T_e} \tilde{\phi} \quad (4-39)$$

を得る。Debye 遮蔽長  $\lambda_D$  を代入すると、前節と同様に  $\tilde{\phi}$  の一般解から、距離  $\lambda_D$  程度で有限な  $\tilde{\phi}$  は 0 に収束する。これより、シース領域の幅が Debye 遮蔽長であることが判る。定常状態のプラズマにおいてシースポテンシャルが形成される場合、壁に入射する電子とイオン（陽子）のフラックスは釣り合っている必要がある。そうでなければ、壁表面の電位  $\phi_{wall}$  は、正負いずれかの電荷の蓄積によって変動してしまうためである。

$$\Gamma_i^{wall} = \Gamma_e^{wall} \quad (4-40)$$

より、(4-26) 式で示したシースポテンシャルの関係が得られる。

## 5. 磁場中のプラズマ輸送過程

### 5.1 サイクロトロン運動

ここまでは、イオン源の中で生成されるプラズマの性質について説明した。次に、イオン源の内部にプラズマを閉じ込める上で重要な、プラズマの輸送過程について述べる。プラズマ中の正イオンや電子に関する運動方程式は、以下のように記述できる。

$$m \frac{\partial \mathbf{v}_j}{\partial t} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v}_j \times \mathbf{B}) + \mathbf{F}_{coll} \quad (5-1)$$

正イオンや電子の速度を  $\mathbf{v}_j$  とし、以降、ラベル  $j$  はイオン、電子についてそれぞれ  $j = i, e$  と記す。 $\mathbf{E}, \mathbf{B}$  はプラズマ中の空間各位置に立ち上がる電場・磁場を表す。衝突項  $\mathbf{F}_{coll}$  は、大まかに、原子・分子と電子などによる弾性・非弾性衝突過程（反応過程）、および荷電粒子同士が Debye 遮蔽長の範囲内に近づいた際に生じるクーロン衝突力  $\mathbf{F}_{Coulomb}$  の 2 種類に分けられる。衝突による運動量移行は 3.22, 4.2 節で扱うとおりである。

一方、電磁場によるプラズマ中の荷電粒子の運動について説明する。イオン源は、永久磁石やコイルを取り付けることで、磁場を以てプラズマ（正イオン・電子）を閉じ込めるように設計されている。この理由は、荷電粒子がサイクロトロン運動によって、磁力線に巻きつく性質があるためである。

プラズマ中に一様な磁束密度  $\mathbf{B} = (0, 0, B_z)$  が形成されるとき、荷電粒子にはローレンツ力  $\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  が作用する。磁場の方向を  $Z$  軸にとると、 $X, Y$  軸方向の運動量方程式は、

$$m \frac{dv_x}{dt} = qB_z v_y, \quad m \frac{dv_y}{dt} = -qB_z v_x \quad (5-2)$$

と表される。一方、 $Z$  軸方向には力が働かない。それぞれの式の時間微分を取り、 $v_x, v_y$  の関係を代入すると、

$$\frac{d^2 v_x}{dt^2} = -\omega_c^2 v_x, \quad \frac{d^2 v_y}{dt^2} = -\omega_c^2 v_y \quad (5-3)$$

という関係を得る。ここで定義する  $\omega_c \equiv qB/m$  をサイクロトロン周波数と呼ぶ。上記の式の一般解は、初期条件を適切に選ぶと

$$v_x = v_0 \cos(\omega_c t), \quad v_y = v_0 \sin(\omega_c t) \quad (5-4)$$

と、初期の速さ  $v_0$  を用いて表すことができる。これらの式を積分すると、

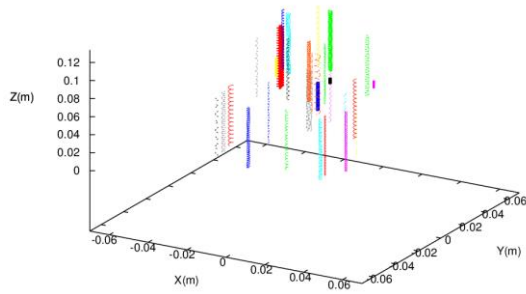


図 16. 一様磁場  $B_z = 100\text{Gauss}$  下において、電子温度  $5\text{ eV}$  の Maxwell 分布からランダムに初速度を与えた電子の軌道シミュレーション。

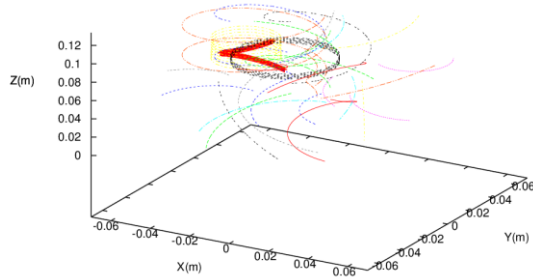


図 17. 一様磁場  $B_z = 100\text{Gauss}$  下において、イオン温度  $5\text{ eV}$  の Maxwell 分布からランダムに初速度を与えた水素正イオン  $\text{H}^+$  の軌道シミュレーション。

$$x = \frac{v_0}{\omega_C} \sin(\omega_C t), \quad y = \frac{v_0}{\omega_C} \cos(\omega_C t)$$

(5-5)

と円運動の関係が得られる。さらに、円運動の半径

$$r_L = \frac{v_0}{\omega_C} = \frac{mv_0}{qB}$$

(5-6)

は Larmor 半径と呼ばれる。図 16,17 には、上記の体系における粒子軌道の数値計算結果を示した。このように磁力線を中心に、電子やイオンはサイクロトロン運動をする性質を利用し、イオン源のチャンバー壁に並行に磁力線を形成することで、プラズマ粒

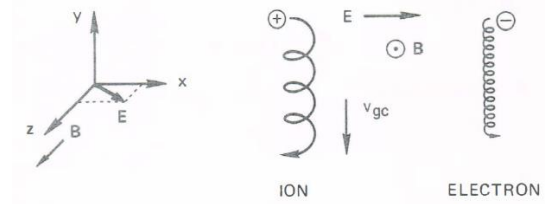


図 18.  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトの概念図[6].

子の壁への流入を抑制することが可能である。一方、同じ磁束密度が与えられても、プラズマ中の電子とイオンでは、質量が大きく異なる。例えば、電子と陽子では、その質量比から Larmor 半径は 1836 倍陽子の方が大きい。そのため、イオン源の引出し部など壁付近では、電子は効率よく閉じ込められても、イオンが壁に失われる場合もある。この磁場配位が不完全な構造であるほど、プラズマ粒子は高い流出フラックス  $\Gamma^{\text{out}}$  で壁に失われてしまう。すると、電離反応によるイオン・電子生成やフィラメントからの電子供給とバランスした結果、定常状態のプラズマ密度は低くなり、十分なビーム粒子の生成が出来なくなってしまうため、イオン源を設計する上で磁場構造は最重要とも言える。

## 5.2 磁場中のドリフト

### 5.2.1 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト

電場  $\mathbf{E}$  と磁場  $\mathbf{B}$  が直交する空間内で、電子やイオンなどの荷電粒子が輸送される場合、荷電粒子は、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  の向きにドリフトを受ける (図 18)。3 次元空間内で  $X$  方向に電場  $\mathbf{E} = (E_x, 0, 0)$ 、かつ  $Z$  方向に磁場  $\mathbf{B} = (0, 0, B_z)$  が印加されている場合を考える。運動方程式から、 $X, Y$  方向に対する粒子の速度成分は、

$$\begin{aligned}\frac{dv_x}{dt} &= \frac{q}{m}E_x \pm \omega_C v_y \\ \frac{dv_y}{dt} &= \mp \omega_C v_x\end{aligned}\quad (5-7)$$

と表される。正イオンと電子の運動により、 $\omega_C$ を用いて記述したローレンツ力の符号が逆になることに注意する。これらの関係の時間微分に、 $v_x, v_y$ をそれぞれ代入すると、

$$\begin{aligned}\ddot{v}_x &= -\omega_C^2 v_x, \\ \ddot{v}_y &= -\omega_C^2 \left( \frac{E_x}{B_z} + v_y \right)\end{aligned}\quad (5-8)$$

の関係を得る。適当な初期条件 $v_{x0} = v_{\perp}$ を与えると、 $Y$ 方向の速度成分の一般解は、

$$v_y = \pm v_{\perp} \sin(\omega_C t) - \frac{E_x}{B_z}\quad (5-9)$$

と得られる。第1項は、磁力線周りのサイクロトロン運動だが、第2項はドリフトによる速度成分を表す。この結果から、ドリフトの方向は、電場と磁場の外積（ $-Y$ 方向）であることが判る。一般的に記述すると、電場と磁場が直交する際に、粒子のサイクロトロン運動中心が受けるドリフトは、

$$\mathbf{v}_{\text{drift}} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}\quad (5-10)$$

と表される。

電子、イオンなど電荷の正負に依らず、ドリフト方向は一様である。さらに一般的には、電場でなくとも、 $X$ 軸方向に力 $\mathbf{F}$ がかかるとき、上述と同様の変形を行うことで、

$$\mathbf{v}_{\text{drift}} = \frac{1}{q} \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{B^2}\quad (5-11)$$

と表すことが可能である。この場合、ドリフトの方向は、対象となる粒子の電荷の符号によってことなることに注意したい。

実際のイオン源に生じる電場は、負イオン源の場合はフィルター磁石（後述）を導入した際にプラズマ生成領域と引出し領域の間の電荷密度の差によって生じるほか、熱陰極アーク放電を行う場合でも、引出し孔の空いた電極表面にDebyeシースや磁気プレシースが形成されることで生じる。あるいは、高周波放電の場合は、容量結合型・誘導結合型の電場が形成される。一方で、磁場は、カスプ磁場やコイルによって生成されるミラー磁場・軸磁場などがイオン源内部に形成される場合や、高周波による誘導結合型の磁場、さらには負イオン源では、ビームとして引き出される負イオンと電子を分離するための電子抑制磁場がチャンバー内部に侵入することがある。上述した電場と磁場の全てを同・逆方向にデザインすることは難しく、多くの場合これらの場は直交している。ドリフトが無視できるのか、プラズマの維持やビーム生成に致命的な影響を与えるのかを把握することは、高性能のイオン源開発において不可欠である。これを突き止めるには、磁場構造や放電形式を見直して、イオン源内部の多様な条件・場所での輸送過程をシミュレートする必要がある。近年では、粒子ベースの数値シミュレーションにより、3次元的な実空間内の各位置で、ドリフトの影響を調べることが可能となっている。

### 5.2.2 gradBドリフト

カスプ磁場配位では、イオン源チャンバーの壁を取り囲むように永久磁石を配置する。

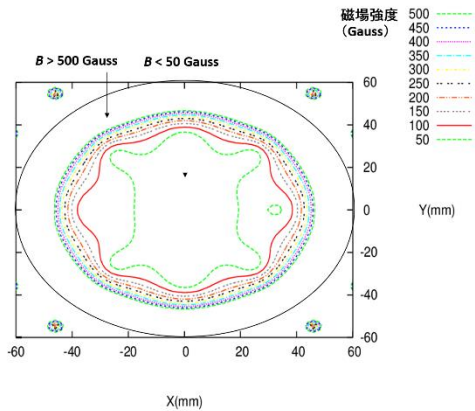


図 19. マルチカスプイオン源における XY 平面内の磁場強度分布。半径 60mm 位置にチャンバ一壁があり、その周囲には 18 極の永久磁石が取り付けられている場合の計算結果。

そのため、カスプ磁場領域では、壁に近づくほど荷電粒子が感じる磁場強度は高い。磁場強度の勾配  $\nabla B$  と磁場  $B$  自身が直交する際、粒子は  $\text{grad}B$  ドリフトを受ける。磁場が  $Z$  方向、磁場強度が  $Y$  方向に分布するとき、 $B_z = B_z(y)$  と記述する。ある位置  $y$  における磁場強度を  $B_z(y) = B_0$  とすると、そこから微小な距離  $\Delta y$  だけ離れた位置における磁場は、Taylor 展開を用いて

$$B_z(y + \Delta y) \sim B_z(y) + \left(\frac{\partial B_z}{\partial y}\right) \Delta y \quad (5-12)$$

と変形できる。このとき、粒子が非一様磁場中をサイクロトロン運動していることから、 $\Delta y$  は Larmor 半径程度である。上記のように展開可能であるためには、磁場強度変化  $\partial B_z / \partial y$  の特性長  $L$  が、Larmor 半径より十分長い ( $r_L \ll L$ ) 必要がある。図 19 に計算結果を示すように、イオン源内部では、壁表面から 10 mm 程度でカスプ磁場が減衰する。これに対し、一般的なイオン源内部のプラズマ温度 (数 eV)、カスプ磁場強度 ( $\sim 0.1$

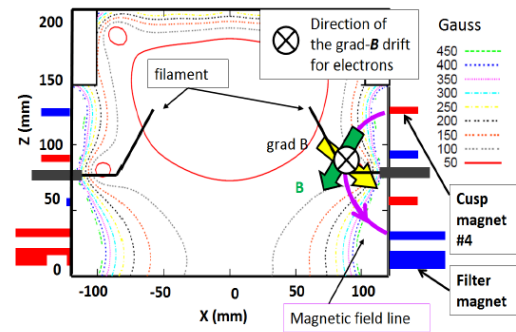


図 20. 大型イオン源を上から見た図。側壁のカスプ磁石により、 $Z$  方向に磁場が形成される一方、 $X$  方向には磁石に向かって磁場勾配が高くなる。そのため、紙面を貫く方向に  $\text{grad}B$  ドリフトが起こる。

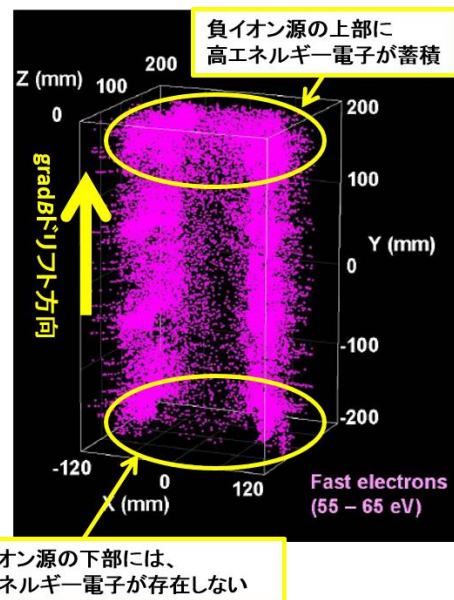


図 21. 大型イオン源を前から見た図。 $Y$  方向の  $\text{grad}B$  ドリフトにより、フィラメントから放出された熱電子 (55 – 65 eV) が  $Y$  方向に輸送されて、イオン源上部に蓄積するシミュレーション結果 (プラズマ・核融合学会誌 2014 年 3 月号表紙) [13]。

$\sim 1$  kGauss) に対する電子の Larmor 半径は 1mm 以下であり、カスプ磁場中における電子に対してこの関係は十分に成り立つ。

このとき、粒子にかかるローレンツ力は、

$$\begin{aligned} m \frac{\partial v_y}{\partial t} &= F_y = qv_x B_z(y + \Delta y) \\ &= qv_x \left( B_0 + \left( \frac{\partial B_z}{\partial y} \right) \Delta y \right) \end{aligned} \quad (5-13)$$

と表される。 $X$  軸方向には、磁場強度 $B_z$ が一様であることから、一様磁場中のサイクロトロンと同じ

$$v_x = v_{\perp} \cos(\omega_c t) \quad (5-14)$$

で記述される。また、サイクロトロン運動における変位 $\Delta y$ は、絶対値が Larmor 半径程度で、かつ位相が  $X$  方向の変位と 90 度ずれることから、 $\Delta y \sim r_L \cos(\omega_c t)$  とする。上記を  $Y$  方向のローレンツ力に代入すると、

$$\begin{aligned} F_y &= qv_{\perp} B_0 \cos(\omega_c t) \\ &\pm qv_{\perp} r_L \cos^2(\omega_c t) \left( \frac{\partial B_z}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (5-15)$$

と変形できる。これらをサイクロトロン運動の 1 周期で平均化すると、第 1 項は 0 となる一方、第 2 項は

$$\langle F_y \rangle = \mp \frac{1}{2} qv_{\perp} r_L \left( \frac{\partial B_z}{\partial y} \right) \quad (5-16)$$

と  $Y$  方向への平均的な力が得られる。(5-11) 式に上記の平均力を代入することで、 $\text{grad}B$  ドリフトの速度

$$v_{\text{grad}B} = \pm \frac{1}{2} v_{\perp} r_L \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^2} \quad (5-17)$$

を得る。

イオン源の磁場設計に際して、プラズマ閉じ込め性能とともに、 $\text{grad}B$  ドリフトの影響を考慮する必要がある。特に、カスプ磁場中では、図 20,21 のように、磁力線に捕捉さ

れた電子は、カスプ磁石の長手方向に沿ってドリフトする。例えばドリフトによって電子が運ばれた結果、電離反応を介してプラズマ全体 (イオン・電子) の空間分布が一様で無くなると、大面積のイオンビーム強度に偏りが出来て加速効率の低下を生じる。イオン源設計によっては、プラズマがイオン源中心ではなく、カスプ磁場中で点灯する場合がある。このような場合、カスプ磁場配位の検討が不十分だと、放電によって発生した電子が逐次壁へと損失するため、プラズマ密度が確保できず、期待する電流値を得られないケースもある。

## 6. イオン源の分類

イオン源では、イオンとして引き出すビームの元となるガスを導入したチャンバー内に、様々な形式で電場・磁場を印加することで、プラズマ (イオンと電子、および原子・分子の集まり) を生成して閉じ込める。イオン源チャンバーの端部には、単孔もしくは多孔の引出し孔が空けられた電極板が複数取り付けられており、この孔の空いた電極板の間に正または負の静電圧を印加することで、プラズマ中から目的のイオンをビームとして引き出すことが可能である。イオン源は、引き出すビームの電荷の正負によって、大別して正イオン源と負イオン源と呼ばれる。正イオン源では、ビームを引き出すために、イオン源から引き出し方向に向けて負電圧が印加される一方、負イオン源では、正の電圧が印加される。

また、イオン源の主な種類は以下のような項目について、区別される。

1. イオンの種類
2. プラズマの閉じ込め方式

3. プラズマの放電方式
4. イオンビームの引出方法

### 6.1 イオンの種類

イオン源内部で生成するイオンは、効率を無視すればどのような原子・分子についても生成可能である。そのため、利用する目的に応じて、多様なイオンビームの種類が存在する。正イオン源においては、プラズマ中の原子・分子と電子との電離過程により正イオンが生成される。一方、負イオンは、プラズマ中の原子や分子に対して、負の電荷を持つ電子が付着することで生成される。これらの電離反応、付着反応による正負イオンの生成については、後の章で説明する。イオン源の用途については、イントロダクションで述べたとおり多様であるが、イオンビームはさらに多様性がある。J-PARCのような陽子加速器では、水素の負イオン  $H^-$  をビームとして引き出し、リニアック下流のシンクロトロンなど加速器リング内で荷電変換を行い、 $H^-$  を陽子（水素の正イオン  $H^+$ ）に変換する[14]。また、核融合プラズマ加熱では、核融合 DT 反応を起こすための重水素  $D$  を、核融合プラズマ中に入射する必要がある。特に、N-NBI（負・中性粒子ビーム入射）加熱では、重水素の負イオン  $D^-$  を 500 keV や 1 MeV のエネルギーにまで加速し、重水素ガスを充填した中性化セルに入射する。これにより、イオンビームのエネルギーを中性の重水素原子に伝えることで、炉内の磁場に捕われることのない高エネルギーの中性粒子ビームを生成可能である。ここで扱うビームのエネルギー領域では、 $D^+$ イオンから  $D$  原子への中性化効率が 10%以下であるのに対し、 $D^-$ イオンから

$D$  原子への効率が 60%程度であることから、負イオンを出力するイオン源の開発が進められている[15]。

人工衛星のエンジンなどでは、推進力を得るために、Cs(セシウム)や Xe(キセノン)、水源など質量数の高い原子のイオンをビームとして出力する。イオン注入など半導体製造技術では、Si(シリコン)や III-V 族化合物の半導体に、B(ホウ素)、P(リン)、As(ヒ素)などのイオンを高いエネルギーで照射する。このようなドーパントの注入をすることで、トランジスタや太陽電池、発光ダイオードなどの製造に応用される。医療応用の分野では、BNCT 応用、陽子線治療のため陽子ビームを生成するイオン源のほか、陽子線治療に比べてがん細胞の殺傷能力の高い重粒子線治療に応用するため、He(ヘリウム)、C(炭素)、Ne(ネオン)などのイオン源が開発されている。

このように、1つの分野においても、多種類のイオンビームを作り出す需要があり、イオン源の分類をイオン種によって行くと、非常に多岐に亘ってしまう。これは逆説的に言えば、どのようなイオンでも、イオン源プラズマ中で生成してビームとして引き出すことが可能ということである。本文では、この観点から、イメージがし易い例として、水素の正イオン源と負イオン源に注目して、イオン源内部の物理機構を説明する。

### 6.2 プラズマの閉じ込め方式

イオン源中心で生成されたプラズマ粒子は、ある初速度  $v_0$  を持つことから、電場や磁場の影響が無ければ、チャンバ壁に流入して失われてしまう。壁へのイオンや電子の流入フラックスが、電離による生成量を上



表 2. プラズマの閉じ込め方式と関係するイオン源の種類

プラズマ閉じ込め方式	関係するイオン源の放電形式
ミラー磁場	ペニング放電型 (PIG)、電子サイクロトロン共鳴型 (ECR)、マグネトロン
マルチカスプ磁場	高周波放電型 (RF)、熱陰極アーク放電、マイクロ波放電、ECR
誘導結合型磁場	RF イオン源

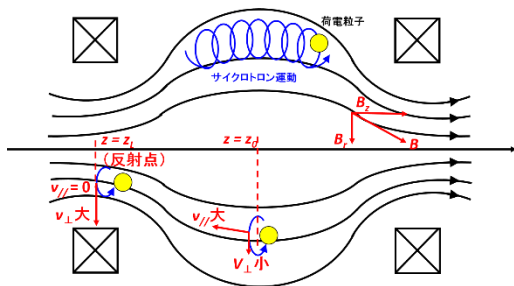


図 22. ミラー磁場の概念図.

回ってしまえば、プラズマを維持することは出来なくなる。壁への荷電粒子の流入を防ぐためには、イオンや電子が磁力線に結びつく性質を利用し、イオン源内部に磁場が発生する状況を作る。このようなイオン源の磁場構造は、プラズマの閉じ込め方式を決定する。

イオン源内部に磁場を発生させる方法は、

1. 永久磁石をイオン源チャンバー周囲に配置する、
2. 直流電流をコイルに流す、
3. 高周波を印加してプラズマ自身の電流で磁場を形成する、

などがある。その結果として生成される磁

場構造により、イオン源のプラズマ閉じ込め方式が決まる。

大まかにプラズマ閉じ込め方式と関係するイオン源の種類を、表 2 に示した。

図 22 に示すとおり、ミラー磁場は、ある一方向を向く磁場を形成する。磁束密度がイオン源端部で強くなるように、イオン源チャンバーの対向する端部に、磁石を配置するか、コイルを取り付けて直流電流を印加する方式である。このようなミラー磁場では、大部分の電子やイオンは、一方向を向く磁力線に捕捉される。イオン源中心部に比べ、壁近傍では取り付けた磁石やコイルによる強磁場領域が形成されている。

### 6.2.1 ミラー磁場

磁場に捕捉されたイオンの運動を考える。磁石近傍では、磁力線が集中することから、図 22 のような磁力線分布が形成される。このとき、円筒座標系における磁場の向きを  $z$  方向、磁場垂直方向を  $r$  方向とする。また、周方向 ( $\theta$  方向) には対称性から、 $B_\theta = 0$  かつ  $\partial/\partial\theta = 0$  が成り立つ。

磁石に向かって接近する粒子は、 $r, z$  方向の磁場  $B_r, B_z$  中を飛行する。磁力線が閉曲線であることから、Gauss の法則より、

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r) + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \quad (6-1)$$

を得る。強磁場領域では、軸近傍  $r \sim 0$  に粒子が集まることを考えると、 $\partial B_z / \partial z$  は  $r$  にほとんど依存性を持たず、上式を  $r$  について積分して

$$B_r \sim -\frac{1}{2} r \left[ \frac{\partial B_z}{\partial z} \right]_{r=0} \quad (6-2)$$

と $r$ 方向の磁場が得られる。このとき、粒子に生じる磁力線方向のローレンツ力は、

$$F_z = -qv_\theta B_r = \frac{1}{2}qv_\theta r \left[ \frac{\partial B_z}{\partial z} \right]_{r=0} \quad (6-3)$$

と求められる。ここで、荷電粒子はサイクロトロン運動をしていることから、磁力線に沿った成分を $v_{//}$ 、および磁力線に垂直な速度成分を $v_\perp$ とする。粒子は、磁力線に結びつき、Larmor 半径 $r_L = v_\perp/\omega_C$ で旋回運動をしながら、それとは独立に速度 $v_{//}$ で磁力線に沿って輸送されている。上の式との対応を取ると、粒子のサイクロトロン運動により生じる磁気モーメント $\mu$ は、磁場 $B_z$ と逆向きを取る。つまり、粒子は、元々ある磁場を打ち消す磁気モーメントを生じるようにサイクロトロン運動をする。軸近傍では、電子の場合は $q < 0$ であるため $v_\theta = v_\perp$ であり、正イオンの場合は $q > 0$ かつ $v_\theta = -v_\perp$ が成り立つことから、常に $qv_\theta$ は考える体系に対して負の値を取る。

これより、磁力線に沿って輸送される荷電粒子が、磁石やコイルの近傍（強磁場領域）に向かって入射する場合、磁力線に沿って

$$F_z = -\frac{1}{2} \frac{mv_\perp^2}{B} \frac{\partial B_z}{\partial z} = -\mu \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (6-4)$$

のような、磁場勾配と逆向きの力を受けることが判る。ここで、磁気モーメントの定義

$$\mu \equiv \frac{1}{2} \frac{mv_\perp^2}{B} \quad (6-5)$$

を用いた。しかし、ミラー磁場配位によりプラズマを完全に閉じ込められるかという点、そうではない。粒子の運動エネルギーは、磁力線に垂直・平行な成分に分割して、

$$\epsilon = \frac{1}{2}mv_{//}^2 + \frac{1}{2}mv_\perp^2 = \frac{1}{2}mv_{//}^2 + \mu B \quad (6-6)$$

と表される。(++) 式から、磁力線に沿った方向を $s$ 方向とおくと、一般的に

$$F_{//} = -\mu \frac{\partial B}{\partial s} \quad (6-7)$$

と表すことが出来る。また、 $v_{//} = ds/dt$ を用いると、(6-6) 式の右辺第 1 項の時間微分は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2}mv_{//}^2 \right) &= mv_{//} \frac{\partial v_{//}}{\partial t} \\ &= -\mu \frac{\partial B}{\partial s} \frac{\partial s}{\partial t} = -\mu \frac{\partial B}{\partial t} \end{aligned} \quad (6-8)$$

と変形できる。上記より、エネルギー保存則の時間微分を取ると、

$$-\mu \frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} (\mu B) = 0 \quad (6-9)$$

より、磁気モーメントの保存則

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} = 0 \quad (6-10)$$

を得る。

電子輸送の議論に戻ると、磁石やコイルの近傍領域に電子が入射し、磁場強度 $B$ が強くなると、磁気モーメントを保存するように、磁力線に垂直な速度成分 $v_\perp$ も増加していく。その一方で、電子の全エネルギーが保存するように、磁力線に沿った速度成分 $v_{//}$ は減少していき、やがて 0 になる。このとき、ミラー効果による粒子の反射が起こる。図 22 において、ミラー効果により、ある電子の反射が起こる磁石・コイル近傍の位置

を  $z = z_L$  とし、それより磁場強度が低い領域にいる電子位置を  $z = z_0$  とする。また、これらの位置  $z = z_0, z_L$  にある電子の磁力線に平行な速度成分を、それぞれ  $v_{//0}, v_{//L}$  と記すと、エネルギー保存則から、

$$\frac{1}{2}mv_{//0}^2 + \mu B(z_0) = \frac{1}{2}mv_{//L}^2 + \mu B(z_L) \quad (6-11)$$

が成り立つ。これより、反射地点における速度成分は、

$$v_{//L} = \sqrt{v_{//0}^2 + \frac{2\mu B(z_0)}{m} \left\{ 1 - \frac{B(z_L)}{B(z_0)} \right\}} \quad (6-12)$$

と得られ、この  $v_{//L} = 0$  となる位置で反射が

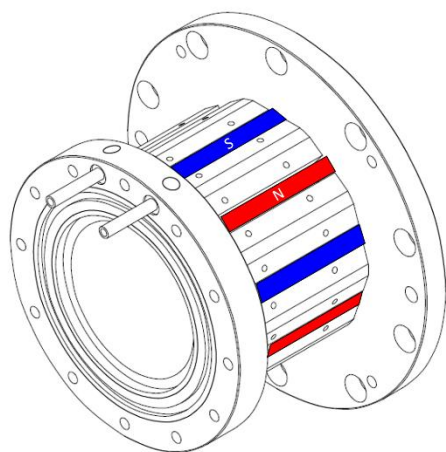


図 23. マルチカスピオン源の模式図。

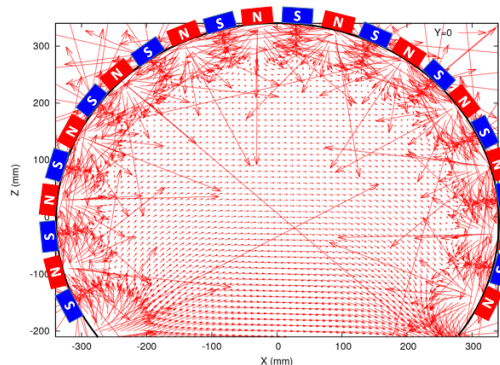


図 24. マルチカスピ磁場ベクトル計算結果。

起こる。しかし、イオン源内部を輸送される電子やイオンに対して上式の平方根の中身が 0 にならない場合、その粒子は磁気ミラーによって閉じ込めることは出来ず、導体壁へと流出してしまう。速度成分  $v_{//L}$  の中身を変形し、磁気モーメントの関係式 ((6-5) 式) を適用すると、ミラー磁場に捕捉された粒子が導体壁へ流出する条件；

$$\frac{v_{//0}^2}{v_{\perp 0}^2} \geq \frac{B_{\max}}{B_{\min}} - 1 \quad (6-13)$$

が導出できる。定性的に述べると、磁石やコイルから十分遠い弱磁場  $B_{\min}$  領域における磁力線垂直な速度成分  $v_{\perp 0}$  に対する、磁力線平行成分  $v_{//0}$  の比が大きい場合、磁石近傍の強磁場  $B_{\max}$  領域におけるミラー効果を以てしても、粒子を反射することが出来ないのである。弱磁場領域 (プラズマ領域) における粒子速度の平行成分と垂直成分の比  $\tan\theta_p = v_{\perp 0}/v_{//0}$  から決まる角度をピッチ角と呼び、上の式から決まる最大のピッチ角の範囲内に収まる粒子は、流出してしまう。このピッチ角の範囲をロス・コーンと呼ぶ。

### 6.2.2 マルチカスピ磁場

マルチカスピ型のイオン源では、図 23 に示すように、イオン源チャンバーを複数の永久磁石で取り囲むように配置する。この配位では、チャンバー導体壁の表面に対して、磁力線の大部分が平行になる。また、チャンバー中央部の磁場強度はほとんど 0 である一方、壁近傍においてのみ急峻な強磁場を形成される (図 19, 24)。磁場が 0 に近い中心領域が確保できるため、高い自由度で、多様な放電形式 (電磁場分布) でプラズマ生成

表 3. イオン源の主なプラズマ放電形式.

プラズマ放電形式	イオン源の種類	関連する磁場配位
熱・冷陰極 アーク放電型	フィラメントイオン源	マルチカusp磁場
	PIG イオン源	ミラー磁場
	マグネトロン	ミラー磁場
	デュオプラズマトロン	軸磁場
高周波放電型	ECR イオン源	ミラー磁場、軸磁場
	容量結合型イオン源	ミラー磁場、マルチカusp
	誘導結合型 RF イオン源	マルチカusp、誘導結合型磁場

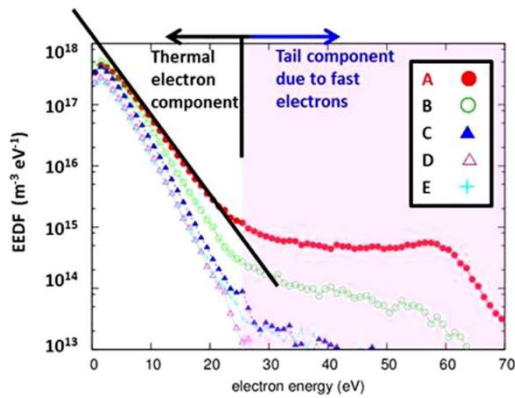


図 25. 前節の図 21 の  $\text{grad } B$  ドリフトにより、電子のエネルギー分布関数が空間的に不均一になることを示す計算結果. 記号 A-E は図 21 の  $X=0, Z=80$  位置における,  $Y=190, 110, 10, -110, -190$  mm 位置にそれぞれ対応する[13].

を行うことが可能である。また、ミラー磁場配位に比べ、生成されたプラズマが磁力線に捕捉され難いため、ロス・コーンに含まれる粒子が導体壁に流出する影響も小さく、高いプラズマ密度を期待できる。このような利点から、現在は多くの放電形式・イオン源で、マルチカusp磁場が適用されている。また、イオン源からビームを引き出す方向に対し、棒状のカusp磁石が平行になる配置をラインカuspと呼ぶ。これとは対照に、ビーム引出し方向と垂直になるように周状

にカusp磁石を配置したものをリングカusp配位と呼ぶ。

カusp磁石の極数が多いものほど、イオン源チャンバー中央のゼロ磁場領域は広くなり、壁近傍での磁場強度の立ち上がりが急峻となる。一方、極数が小さくゼロ磁場領域が狭いと、放電によって生成されたプラズマの大部分が、チャンバー導体壁付近に局在化することになる。その結果、電子やイオンの電離生成がカusp磁場領域で生じることになる。主としてカusp磁石による磁力線に結びついたプラズマは、上述で説明したミラー磁場配位と同じく、ロス・コーン成分の影響を受ける。また、5.2.2 節の  $\text{grad } B$  ドリフトの影響を受けることで、プラズマが天板やプラズマ電極などの導体壁へとロスするほか、図 25 のようなエネルギー分布の空間的不均一性が生じるために引き出されるビームの直進性が失われる可能性がある。

### 6.3 プラズマの放電形式

プラズマの生成は、3 章で述べたとおり、主として、原子・分子ガスの電子衝突電離によって齎される。イオン源内部に形成される電場によって加速された電子の運動エネル

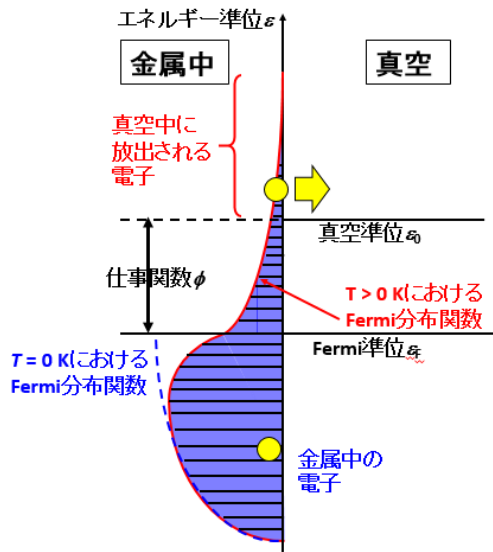


図 26. 熱電子放出時における電子の Fermi-Dirac 分布関数.

ギーが、イオン化エネルギーを超えると、電離反応が起こるようになる。このような高エネルギー電子の生成方法は、イオン源内のプラズマ放電形式によって決まり、それらは表 3 に分類される。

#### 6.4 アーク放電型イオン源

アーク放電では、フィラメント陰極を構成する金属中の電子を、真空中に放出させて加速することで電離反応を引き起こすプラズマ生成方式である。フィラメントから電子を放出させるには、ざっと挙げるだけで以下のような方法がある。

1. 熱電子放出
2. 電界電子放出
3. 光電子放出
4. 2次電子放出

本文では、特にアーク放電型イオン源に用いられる熱電子放出と電界電子放出について、説明する。

#### 6.4.1 熱電子放出

金属中の電子は、図 26 に示すように、伝導帯のエネルギー準位を占めており、Fermi-Dirac 分布

$$F(\epsilon) = \frac{1}{\exp\{(\epsilon - \epsilon_F)/k_B T_{fil}\} + 1} \quad (6-14)$$

に従う。金属温度  $T_{fil}$  が高いほど、高いエネルギーを持つ電子の割合は高くなる。真空準位  $\epsilon_0$  とフェルミ準位  $\epsilon_F$  の差を仕事関数

$$\phi = \epsilon_0 - \epsilon_F \quad (6-15)$$

と呼び、このポテンシャルを超えるエネルギーを持った電子が、金属表面から真空中に飛び出すことができる。上記の Fermi-Dirac 分布から、金属表面に垂直に飛び出す電子の平均電流値（平均速度  $\langle v_x \rangle$ ）が

$$J_x = \int q v_x(\epsilon) g(\epsilon) F(\epsilon) d\epsilon \quad (6-16)$$

と、記述される。ここで、関数

$$g(\epsilon) = \frac{8\sqrt{2}\pi}{h^3} m^{3/2} \epsilon^{1/2} \quad (6-17)$$

は、Sommerfeld の金属モデルから求められる状態密度関数である。温度が十分高い条件では、Fermi-Dirac 分布を Maxwell 分布で近似できるため、3次元の速度分布関数に変形すると、

$$\begin{aligned} J_x &= \frac{2qm^3}{h^3} \exp\left(\frac{\epsilon_F}{k_B T}\right) \int_{v_{xmin}}^{\infty} v_x \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2k_B T}\right) dv_x \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{mv_y^2}{2k_B T}\right) dv_y \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2k_B T}\right) dv_z \\ &= \frac{4\pi qm}{h^3} (k_B T)^2 \exp\left(-\frac{\epsilon_0 - \epsilon_F}{k_B T}\right) \\ &= A_R T^2 \exp\left(-\frac{\epsilon_0 - \epsilon_F}{k_B T}\right) \end{aligned} \quad (6-18)$$

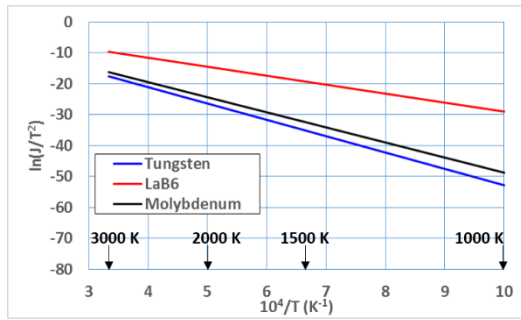


図 27. Richardson 線図.

と求められる[16,17]。真空準位 $\epsilon_0$ を超えるエネルギーを持つ電子のみが、陰極から $X$ 軸方向に飛び出してくることから、これに相当する速度成分を最小値として

$$v_{xmin} = \sqrt{\frac{2\epsilon_0}{m}} \quad (6-19)$$

と記した。(6-18)式右辺の定数部分 $A_R = 1.202 \times 10^6 \text{ A/m}^2\text{K}^2$ は Richardson 定数と呼ばれる。フィラメントには、プラズマ中に曝されるため高い融点と、電子放出が起りやすいように低い仕事関数を持つ材質が用いられる。例えば、タングステンフィラメントでは、概ね  $2600^\circ\text{C}$  で  $1.2 \text{ A/cm}^2$ 、LaB<sub>6</sub> (六ホウ化ランタン) フィラメントは  $1550^\circ\text{C}$  で  $2.2 \text{ A/cm}^2$  程度の電子放出電流密度が見込まれる。電子放出電流密度と、主なフィラメント材温度の関係を、図 27 に示した。金属表面温度の逆数に対し、電子放出電流値を金属温度の 2 乗で割り、対数を取ったもの ( $\ln(J/T^2)$ ) の依存性をプロットしたものを Richardson 線図と呼ぶ。このようにプロットすることで、測定した温度ごとの電子放出電流の分布から仕事関数(傾き)を調べられる(イオン源の場合は、既知の仕事関数の材質に対する放出電流が知ることが

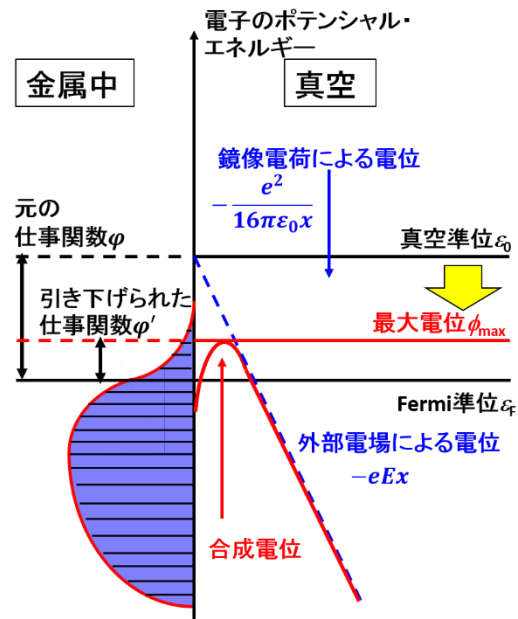


図 28. Schottky 効果の模式図.

重要である)。

仕事関数が特に小さい LaB<sub>6</sub> フィラメントでは、比較的到低い動作温度に対し、高い電流密度が得られる。そのため、フィラメントの蒸発による寿命が、他の材質に比べて長い利点がある。

#### 6.4.2 電界電子放出

陰極から電子を放出させるために、陰極を加熱して電子の平均エネルギーを上昇させるのが、熱電子放出であるのに対し、電子を引き出すためのポテンシャル障壁(仕事関数) $\phi$ を低くして電子の放出を起こす方法が、電界電子放出である。

前節の図 26 に、外部電場が印加された場合における電子のエネルギー準位は、図 28 のように表される。電子は、真空準位というポテンシャル・エネルギーの障壁に阻まれることで、金属中に閉じ込められているが、金属表面の直ぐ外側では、電界によって真空準位に比べて低いポテンシャル分布が形成

される。この低いポテンシャル・エネルギーに引っ張られ、真空準位よりも低いエネルギーで電子は放出するようになる。この効果を Schottky 効果と呼ぶ。

真空準位 $\epsilon_0$ を基準として、金属表面から飛び出す電子は、自身の鏡像電荷によるポテンシャルとともに、外部一様電界によるポテンシャルの影響を受ける。電子が金属表面から距離 $x$ にあるとき、鏡像の電子と実電子の位置関係から、クーロン力

$$F_m(x) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0(2x)^2} \quad (6-20)$$

より、これを無限遠から積分して鏡像ポテンシャルを得る。また、外部一様電界 $E_x$ によるポテンシャルから、電子の感じるポテンシャル・エネルギーは、

$$\phi(x) = \epsilon_0 - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} - eE_x x \quad (6-21)$$

と記述される。これより、ポテンシャルの最大値は、位置

$$x_{\max} = \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon_0 E_x}} \quad (6-22)$$

において、

$$\phi(x_{\max}) = \epsilon_0 - \sqrt{\frac{e^3 E_x}{4\pi\epsilon_0}} \quad (6-23)$$

と表される。この値とフェルミ準位の差

$$\phi' = \phi(x_{\max}) - \epsilon_F = \phi - \sqrt{\frac{e^3 E_x}{4\pi\epsilon_0}} \quad (6-24)$$

が電場 $E_x$ をフィラメント陰極表面に印加した際の仕事関数である。電場が強いほど、仕事関数は下がるため、陰極を加熱することなく電子放出電流が得られる。このことから、前節で述べた熱電子を用いる放電形式を熱陰極放電と呼び、それに対して電場を印加する形式を冷陰極放電と呼ぶこともある。上式から、電場の強度が  $10^8$  V/m 程度に対し、右辺第 2 項の値が 0.38 eV と計算できる。前節に挙げたフィラメント材料となる金属の仕事関数が 2–4 eV 程度であることを鑑みると、低温のフィラメントに対して仕事関数を越えるエネルギーを持つ電子を十分に発生させるには、これより強い電場が必要である。

また、図 28 のように金属表面外部における電子のポテンシャルが下がることで、トンネル効果によって金属中から真空中に放出される電子が存在する。金属から離れた位置 $x$ における電子のポテンシャルが、外部電場によって支配的に決まり、鏡像電荷の影響を無視できる程度 ( $\phi(x) = \epsilon_0 - eE_x x$ ) であるとき、トンネル効果によるポテンシャル障壁の透過率は、上記のポテンシャルを Schrodinger 方程式に代入し、準古典近似を用いることで、

$$P = |\psi(x)|^2 = \exp\left\{\frac{8\sqrt{2}\pi}{3h}(emE_x x^3)^{\frac{1}{2}}\right\} \quad (6-25)$$

という形を得る。位置 $x$ とポテンシャル・エネルギー $\epsilon = \phi(x)$ の関係を用い、金属中の各エネルギー準位に対する状態密度 $g(\epsilon)F(\epsilon)$ とそれに対するトンネル効果による透過率 $P = P(\epsilon)$ の積を取り、エネルギー積分を取ると、トンネル効果による電子放出電流密度

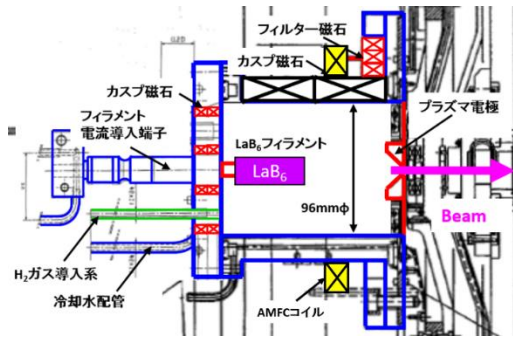


図 29. 茨城 BNCT 用に開発中の LaB<sub>6</sub> フィラメントイオン源。

### C9 a

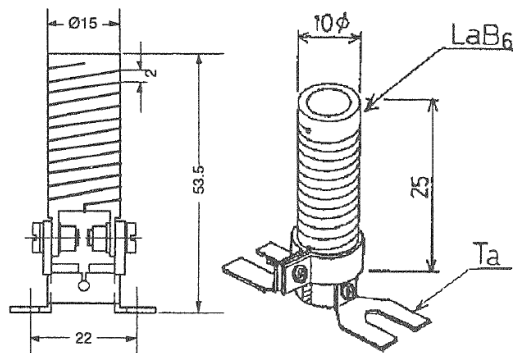


図 30. KEK-PS イオン源用に製作された C9-a 型 LaB<sub>6</sub> フィラメント[1,18].

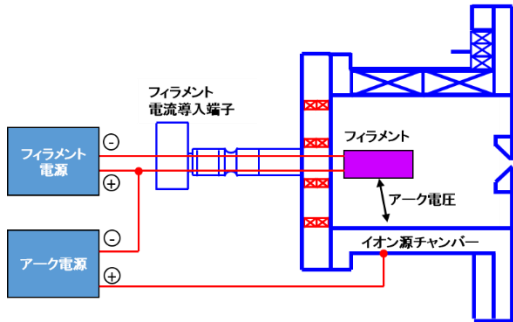


図 31. フィラメント電源・アーク電源の配線。

$$J = \frac{e^3 E_x^2}{8\pi h \phi} \exp\left(-\frac{8\sqrt{2}\pi}{3heE_x} \frac{1}{m^2 \phi^2}\right) \quad (6-26)$$

を得ることができる。

### 6.4.3 フィラメント放電型イオン源

フィラメント放電型のイオン源では、イオ

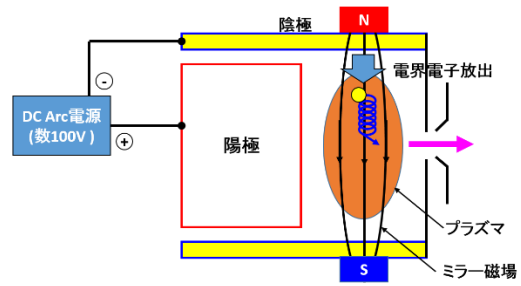


図 32. PIG イオン源の模式図。

ン源チャンバーの中央に、熱電子放出を行うためのフィラメントを導入する。図 29 には、茨城 BNCT 用に開発中の LaB<sub>6</sub> フィラメントイオン源、図 30 には KEK-PS 用に製作された C9-a 型 LaB<sub>6</sub> フィラメントを示した。フィラメント陰極に数 10 – 数 100 A の直流電流を印加すると、金属表面の温度が上昇するため、6.5.1 節で説明したような電子放出電流密度にて熱電子放出が起こる。このフィラメントに電流を流すための電源をフィラメント電源と呼ぶ。また、電子のエネルギーをイオン化エネルギー以上に加速するための電場を形成するため、フィラメントイオン源では、図 31 のように、フィラメント陰極と、陽極であるイオン源チャンバーの間にアーク電源が接続される。4.4 節の議論から、プラズマから高速電子が絶えずチャンバー壁に流出することで、陽極であるチャンバー壁の電位  $\phi_{\text{cathode}}$  に対して、Debye 特性長の離れた位置では、シースポテンシャル ((4-26) 式)  $\Delta\phi$  の分だけプラズマ電位は高く

$$\phi_{\text{plasma}} = \phi_{\text{cathode}} + \Delta\phi \quad (6-27)$$

となり、フィラメント陰極近傍まで分布する。一方、イオン源フィラメントは、チャンバー壁電位に対して、アーク電圧分だけ電位が低い。そのため、フィラメント陰極から



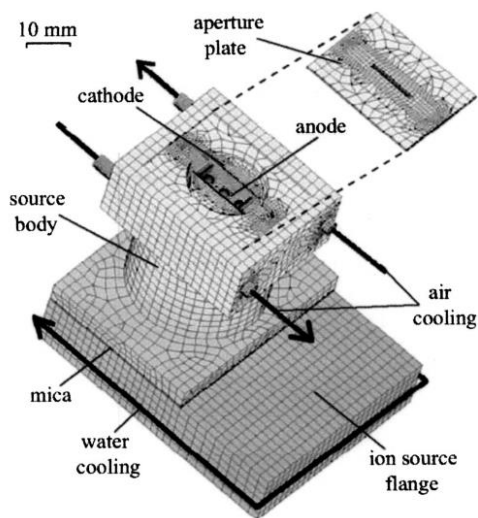


図 33. 英 RAL の加速器用小型 PIG イオン源。  
[19].

生成された電子は、チャンバー壁に向かって、アーク電圧による加速を受ける。これにより、正イオンや電子の密度が増えると、準中性条件を満たすプラズマが形成される。

#### 6.4.4 PIG イオン源

PIG (Penning Ion Gauge) イオン源では、図 32 に示すように、対向する 2 枚の陰極板に垂直に 2 枚の陽極板を取り付ける。ここに直流電圧を印加することで、Schottky 効果により陰極から電子放出が起こる。フィラメント放電とは異なり、陰極温度を上昇させないため、こちらを冷陰極放電とも言うが、陰極板の裏にヒーターを取り付けた熱陰極仕様のものもある。また、2 枚の陰極を貫くように短手方向磁場を印加することで、ミラー効果によりプラズマが閉じ込められる。これによりミラー磁場中でプラズマ密度が成長すると、クーロン衝突や中性ガスとの弾性・非弾性衝突により磁力線垂直拡散により、陽極板に向かってプラズマ密度の空間分布は広がる。一方の陽極板に

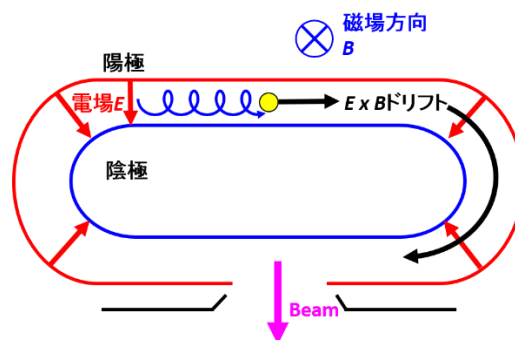


図 34. マグネトロンの模式図。

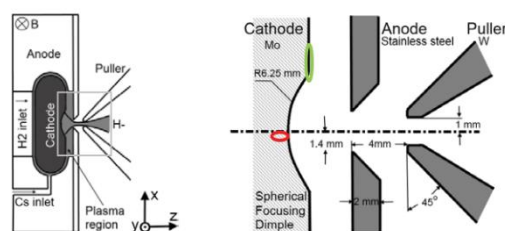


図 35. CERN 陽子加速器用に導入された BNL 製マグネトロン[20]

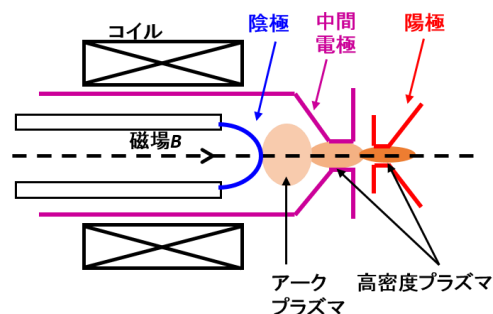


図 36. デュオプラズマトロンの模式図。

は、ビーム引出し孔が空けられており、静電加速によってイオンビームが引き出される。このような PIG 型イオン源は、閉じ込め用のミラー磁場を形成するための磁石を小さく出来るため、小型化可能である。図 33 には、英 STFC RAL (Science & Technology Facilities Council Rutherford Appleton Laboratory) の中性子・ミュオン加速器用に開発された小型 PIG イオン源であり、イオン源本体のサイズは数 cm 四方である一方、35 mA 程度の大電流 H<sup>-</sup>ビーム引出しが可

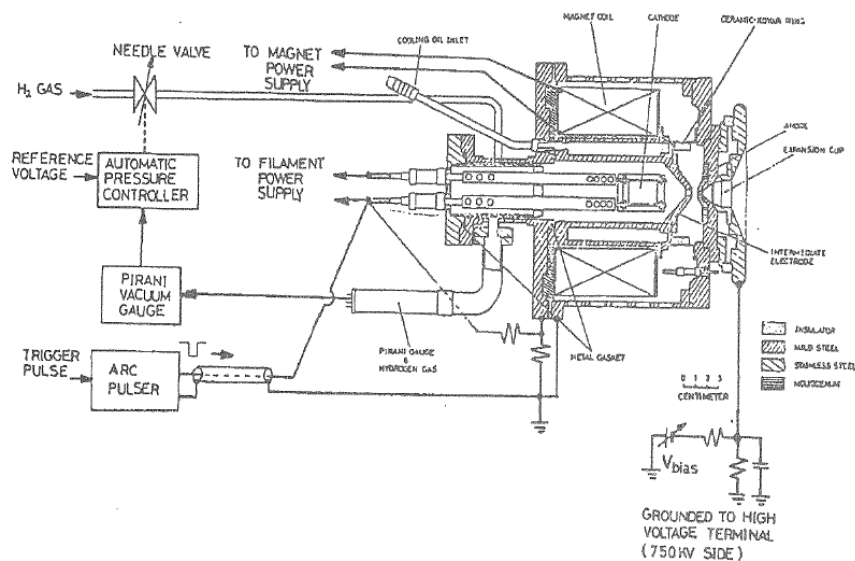


図 37. KEK-PS 12GeV シンクロトロン用デュオプラズマトロン[1]

能である。

#### 6.4.5 マグネトロン

図 34 に示すとおり、マグネトロンはチャンパー中心部に取り付けられたフィラメント陰極と、外心円のチャンパー壁との間にアーク電圧を印加する。また、ソレノイドコイルや永久磁石により、アーク電場に垂直な方向に静磁場を印加する。熱陰極から電子放出が起こると、電子はアーク電場と静磁場による  $E \times B$  ドリフトを受け、トラック型のチャンパーの周方向に輸送される。電子は周回方向にドリフトし続けるため、チャンパー内部でプラズマ密度は一様になる。また、PIG イオン源とは異なり、ミラー磁場のロス・コーンの影響が小さいため、マグネトロンでは比較的に高密度のプラズマ生成が可能である。

マグネトロンの陽極壁の一方向には、空洞が空けられており、一般的なマグネトロン（マイクロ波発生用途）では、サイクロトロン運動する電子の旋回周波数と空洞の共振

周波数により、マイクロ波を生成可能である。マグネトロンを利用したイオン源には、この陽極孔の外側に、さらに孔の空いた電極板（引出電極）を取り付け、静電場によりイオンをビームとして引き出す。

マグネトロンの主要な用途は、正イオン源ではなく、元は、7 章で扱う負イオン源であり、露 BINP (Budker Institute of Nuclear Physics) で Belchenko らによって H-源として開発され、米 BNL (Brookhaven National Laboratory) で改良された[20, 21]。図 35 には、特に高いピーク電流を記録した BNL 製マグネトロンを示す。ビーム引出し孔直上で生成された負イオンがそれ以外の領域に侵入するのを防ぐため、陰極・陽極の間隔を狭める構造を取る。特に近年では、CERN でも陽子加速器用に同タイプのイオン源を製作し、再現性確認が行われている。

#### 6.4.6 デュオプラズマトロン

デュオプラズマトロン（図 36）は、円筒型

のチャンバーを軸方向に 2 つの領域に分割する。陰極側の領域では、熱陰極放電用にフィラメント陰極が取り付けられる。この陰極の軸方向下流には、孔の空いた中間電極が取り付けられ、またソレノイドコイルにより軸磁場を形成する。フィラメント陰極と中間電極間のアーク放電により生成されたプラズマは、軸方向磁場に捕捉され、高密度で中間電極上の引出し孔から下流に輸送される。中間電極と下流の陽極にも電圧が印加され、陰極側から軸磁場に沿って輸送された高密度の電子により、陽極側でも電離反応が生じる。陽極側では、軸磁場近傍に沿ってプラズマを点弧し、陽極板上の引出し孔からイオンビームとして引き出すため、陰極アーク放電型のイオン源の中でも大電流を期待することが出来る。また、軸磁場の条件により、陽極から輸送されるプラズマ形状を調整可能であることから、静電加速におけるオプティクスを調整できる利点がある。陽極側には、アーク効率を向上させるためにプラズマ拡張室と呼ばれる外部電極を取り付けることがあり、特にスパッタ用電極を置くことで、金属多価イオンを生成しビームとして引き出すことが可能である。図 37 には、KEK-PS 12GeV シンクロトロン用に製作されたデュオプラズマトロンを示した。

## 6.5 高周波放電型イオン源

高周波放電型イオン源では、熱・冷陰極アーク放電型に比べて、次のような利点がある；

- フィラメント消耗によるイオン源メンテナンスが不要
- 一般的に、高密度プラズマを生成可能。

その一方、陰極を用いる場合に比べて電子の発生源が無いことから、磁場構造やイオン源形状、放電条件が、アーク放電型に比べて難しく、効率の良いプラズマ点灯を行うために長い調整期間が必要とされる。高周波入力は、大きく分けて 2 通りの方法でイオン源チャンバー内に導入される。高周波源とイオン源チャンバーを導波管で接続して電磁波を入力する方法は、主として電子サイクロトロン共鳴 (ECR) イオン源で採用される。一方、イオン源チャンバーに取り付けた高周波アンテナコイルや電極板に交流電流や電圧を印加することで電磁場を誘起する方法は、RF イオン源、マイクロ波イオン源として知られる。

### 6.5.1 表皮効果

4.3 節で議論したプラズマ振動が生じることで、イオン源プラズマへ入射した高周波 (電磁波) は、カットオフを受ける。特に、プラズマ振動数より低い周波数の高周波は減衰波となるため、プラズマ中にほとんど侵入せず、表面付近でのみ電磁場分布が形成される。これを表皮効果と呼ぶ。

プラズマ中に振動数  $\omega$  の電磁波が侵入すると、波動方程式の一般解より、電場の空間・時間変化は

$$E(x, t) = E_0 \exp\{i(kx - \omega t)\} \quad (6-28)$$

という形を取る。今、電磁波がプラズマ中に差し掛かる位置 ( $\omega_p \gg \omega$  が成り立つような高密度プラズマが成り立つ境界) を  $x = 0$  とすると、この位置での振動電場は、

$$E(t) = E_0 \exp(-i\omega t) \quad (6-29)$$

と表される。同位置でプラズマ中における電子の運動方程式



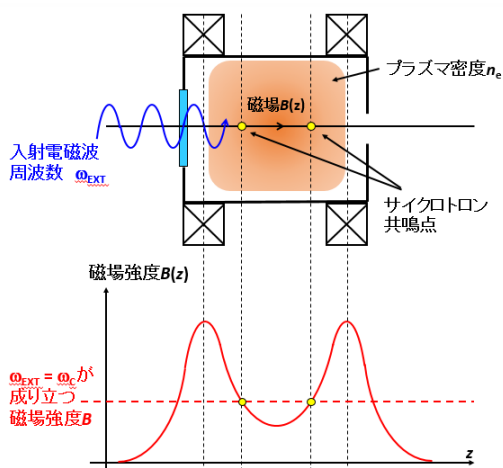


図 39. ECR イオン源とサイクロトロン共鳴点の模式図。

れば、電磁波の減衰は、電磁波中のエネルギーがプラズマの加熱に使われることを意味する。図 38 には、表皮効果によるカットオフ周波数の電子密度依存性を示した。

### 6.5.2 ECR イオン源

図 39 に示すように、電子サイクロトロン共鳴（ECR）を利用するイオン源では、外部ソレノイドコイルなどを用いて、イオン源チャンバー内に軸方向磁場を形成する。これにより、電子のサイクロトロン運動を誘起する。電子のサイクロトロン振動数は、素電荷  $e$ 、磁場強度  $B$  と電子質量  $m$  を用いて

$$\omega_c = \frac{eB}{m} \quad (6-40)$$

で表される。このとき、サイクロトロン振動数の、ほぼ整数倍である周波数を持つ電磁波がプラズマ中に入射すると、電磁波のエネルギーは電子の旋回運動に吸収され、電子加熱が起こる。この現象を電子サイクロトロン共鳴と呼ぶ。ECR イオン源では、電子が加速される一方、ビームとして引き出

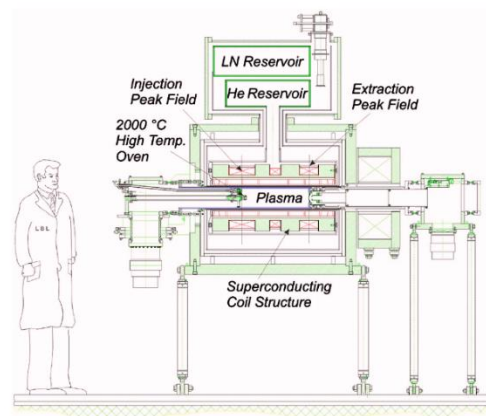


図 40. 米 LBNL の 28 GHz ECR イオン源[22].

すイオン温度は低い状態が生じる。このため、イオンビームの拡散やエミッタンスを抑えつつ、電離によるプラズマ生成を促進することが可能である。

一般的な ECR イオン源では、2つのコイルを用いてミラー磁場構造の軸磁場を生成する。この場合、入射電磁波の周波数に対応するサイクロトロン振動数が得られる磁場強度が、ミラー磁場の中央になるように運転パラメータを決めることで、加熱されたプラズマがミラー効果による反射を受け易いようにする。ECR 加熱を起こす磁場強度が実現する軸方向の位置を、サイクロトロン共鳴点と呼ぶ。また、別の軸磁場生成方式では、1つのコイルによって形成される軸磁場の中心をサイクロトロン共鳴点とし、ミラー効果によって、コイル中心からイオン源引出し孔側に向かうプラズマ流を利用して電流値を向上させるイオン源もある。

ECR イオン源で最もよく利用される電磁波の周波数の 1 つは 2.45 GHz である。この電磁波入射に対して、サイクロトロン共鳴点における磁場強度は 875 Gauss と計算できる。これらのパラメータは、過去に実績もあり ECR イオン源開発のプロトタイプ

には利用しやすい一方、高プラズマ密度が得られ難い点に注意が必要である。4.3 節でも触れたが、2.45 GHz の高周波が、効率よくプラズマを伝播するプラズマ密度は、 $n_e = 7.45 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$  程度である。逆に言えば、これ以上プラズマ密度が成長すると、高周波は減衰し、サイクロトロン共鳴はプラズマの表皮程度でしか起こらなくなる。このような問題を回避するため、大電流 ECR イオン源では、14.5 GHz や 18 GHz、20 GHz 以上の高周波を利用し、かつ 1000 Gauss を超える磁場強度を実現している。図 40 には、米 LBNL (Lawrence Berkley National Laboratory) で開発された 28 GHz 高周波用 ECR イオン源 VENUS を示す。このような高周波は、プラズマ密度  $n_e = 9.7 \times 10^{18} \text{m}^{-3}$  まで成長させることが可能である反面、サイクロトロン共鳴を発生させるために 1.0 T の磁場強度を生成する必要がある。VENUS イオン源では、超伝導コイルを複数組み合わせ、1 T 以上の強磁場を形成している。

### 6.5.3 容量結合型 RF イオン源

高周波放電型 (RF; Radio Frequency) イオン源では、一般的に ECR と異なり、MHz オーダーの高周波を減衰波として導入し、そのエネルギーをプラズマに吸収させることで電離を促進する方式を取る。高周波の印加方法は、プラズマの種類によって (i) 容量結合型 (CCP; Capacitively-Coupled Plasma) と (ii) 誘導結合型 (Inductively-Coupled Plasma) の 2 種類に大きく分けられる。

容量結合型の RF イオン源では、2 枚の電極板の間に交流電圧を印加することで、プラ

ズマ中の電子を極板間で加速する。一方の電極は交流電源に接続され、他方は接地した状態で放電を行うものが一般的である。交流電圧を印加した際の放電は、電気回路でいうところのコンデンサ (capacitor) と同様の物理機構に従う。交流電圧が印加されることにより、片側の極板が正電位にあるとき、電子は極板に向かって輸送されて電源回路に流出するため、プラズマ電位は極板電位に対し、シースポテンシャル分だけ高くなる。4.4 節で議論したとおり、アーク放電型など直流のプラズマでは、電子の流出フラックスとシースによる電子反射が平衡状態になることで、(4-26) 式のようなシースポテンシャルの深さが得られる。一方、容量結合型の RF イオン源では、このシースポテンシャルが数 10 V と非常に高い。交流電圧を印加する場合、電子の流出による電極板の電圧降下は生じる一方、電子の加速方向が周期的に逆転することから、シースポテンシャルは平衡状態に到達せず、電子流出フラックスによる壁の負電荷帯電の効果のみが現れる。シースポテンシャルは深く、電極板へ流出するイオンのエネルギーは、他の放電形式に比べて高いことから、電極板の金属スパッタなどが起こる。金属不純物イオンが混入する可能性があるため、正イオンビーム用途には容量結合型イオン源は応用し難く、一方で半導体加工、CVD などのプロセスプラズマとして利用される。

### 6.5.4 誘導結合型 RF イオン源

誘導結合型 RF イオン源は、アンテナコイルに交流電流を印加することで誘導結合型の電磁場を発生させる放電形式である。ア

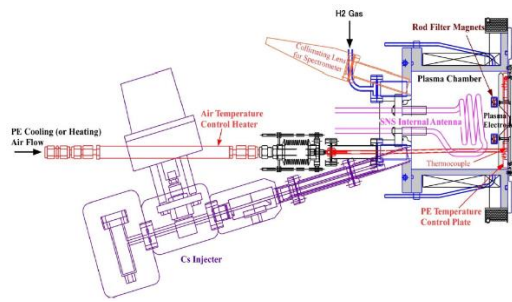


図 41. J-PARC の内部アンテナ式誘導結合型 RF イオン源 [23].

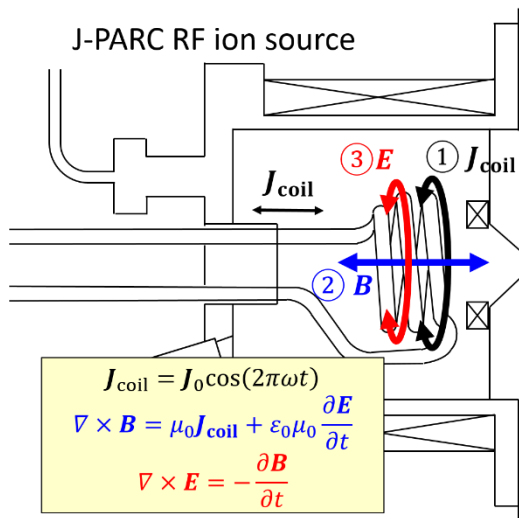


図 42. J-PARC RF イオン源のプラズマ点火時における誘導結合型電磁場。

アンテナコイルはイオン源内部・外部に取り付ける場合があり、陽子加速器分野では J-PARC や米 ORNL (Oak Ridge National Laboratory) の SNS (Spallation Neutron Source) などでは内部アンテナ方式、スイス CERN や独 IPP (Institut für Plasma Physik) などでは外部アンテナ方式による大電流の RF イオン源開発が進められている。いずれの方式でも、基礎となる物理過程は同様のものである。図 41 には、内部アンテナ式の RF イオン源の例として、J-PARC RF イオン源の模式図を示した。

図 42 のようにアンテナコイル周方向に交

流電流を印加すると、Maxwell 方程式 (Ampère の法則)

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{j}_{\text{RF}} + \mathbf{j}_{\text{plasma}}) + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (6-41)$$

から、イオン源軸方向に振動磁場が発生する。ここで、電流密度  $\mathbf{j}_{\text{RF}}$  は RF アンテナを流れる交流電流を表し、 $\mathbf{j}_{\text{plasma}}$  はプラズマの輸送によって生じるプラズマ電流を表す。高周波入力時は、 $\mathbf{j}_{\text{RF}}$  の項のみが軸方向磁場を形成する。周方向 ( $\theta$  方向) の交流電流密度を

$$\mathbf{j}_{\text{RF},\theta} = j_{\text{RF}0} \cos(\omega_{\text{RF}} t) \quad (6-42)$$

とおくと、Maxwell 方程式から軸方向磁場は交流電流と同位相で

$$B_z = B_0 \cos(\omega_{\text{RF}} t) \quad (6-43)$$

と表される。軸磁場の時間変化による誘導電場は、Faraday の電磁誘導の法則

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (6-44)$$

から、周方向に、磁場から  $\pi/2$  だけ位相が遅れて振動する電場が形成される。この電場により、イオン源内部の電子が加速されると、電離過程が促進されてプラズマ密度が成長する。しかし、アンテナコイルによって誘起される電磁場のみでは、十分な電子加速は得られない。その理由は前述したプラズマ振動による入射高周波の減衰である。誘導結合型の RF イオン源で利用される周波数は、概ね数 - 数 10 MHz 程度であることから、プラズマが点灯する密度では、ほぼ減衰を受けることになる。電子密度が  $n_e = 7.45 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$  に対して表皮深さが 15 mm 程度と計算できる。加速器用のイオン源で

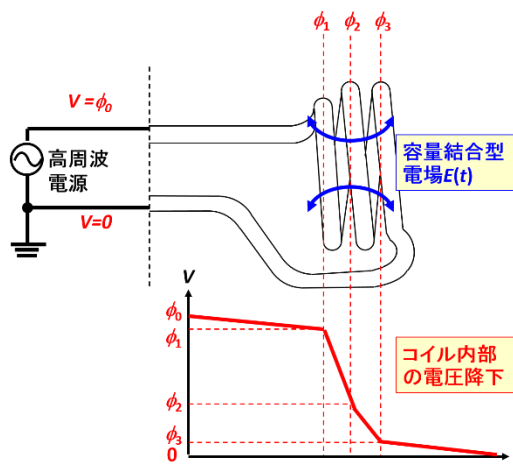


図 43. E モード時における容量結合型電場形成のイメージ。

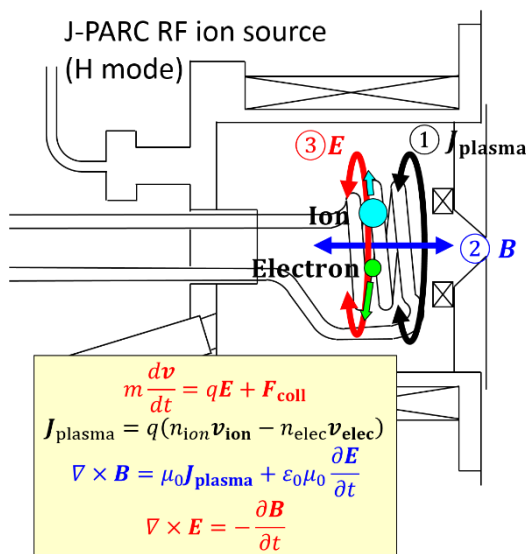


図 44. H モード時における誘導結合型電磁場形成の模式図。

は、直径が数 10–100 mm の円筒チャンバが用いられることから、ある程度はプラズマ中に電磁波が侵入する。一方、プラズマ密度が増加すると、表皮深さは数 mm オーダーを切る様になり、電離生成に十分なプラズマ加熱領域を確保し難くなる。実際の RF イオン源では、RF アンテナコイルに交流電源を接続し、コイルの一端は振動電位が印加され、他方の端部は接地される。外部

アンテナ方式の場合は、イオン源チャンバ内部のアンテナコイル端部近傍位置に振動電位が生じる。時間的に振動するチャンバ壁やコイル端部の電位により、上述した容量結合型のイオン源と同様のプラズマ加熱が生じる (図 43)。このように、プラズマ密度が低い状態では、容量結合型電場によって電子加速が起こり、電離によりプラズマが成長する。このように RF イオン源プラズマ密度が低い際、容量結合型電場によってプラズマ密度が維持されるモードを、電場の頭文字を取って E モードと呼ぶ。

一方、RF プラズマ密度が増加してくると、磁場がプラズマ維持に支配的になる H モードへの状態遷移が生じる。前述したとおり、誘導結合型の電場は、アンテナコイルに印加する交流電流と同じく周方向に形成される。これにより、電子とイオンも周方向に加速される。電離反応を介してプラズマ密度が成長してくると、(6-41) 式において、プラズマ自身を作る電流密度  $j_{\text{plasma}}$  が支配的に電場を形成する。電場による加速と、中性ガスとの衝突などによる摩擦力がバランスした運動方程式

$$m \frac{dv_e}{dt} = qE_0 \sin(\omega t) + \langle n\sigma v \rangle v_e \quad (6-45)$$

より、周方向のプラズマ電流密度  $j_{\text{plasma}}$  が決まる。図 44 に示すように、H モードでは、このプラズマ電流が軸磁場、周方向電場を形成する。周方向電場がさらにプラズマを加速することで、電離反応は E モードに比べて飛躍的に促進される。一般的に、誘導結合型の RF イオン源 H モードでは、プラズマ密度は  $10^{19} \text{ m}^{-3}$  程度まで成長する。プラズマ密度が成長する背景には、H モード



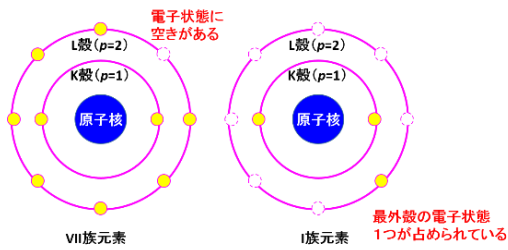


図 45. 負イオンになり得る元素の電子状態.

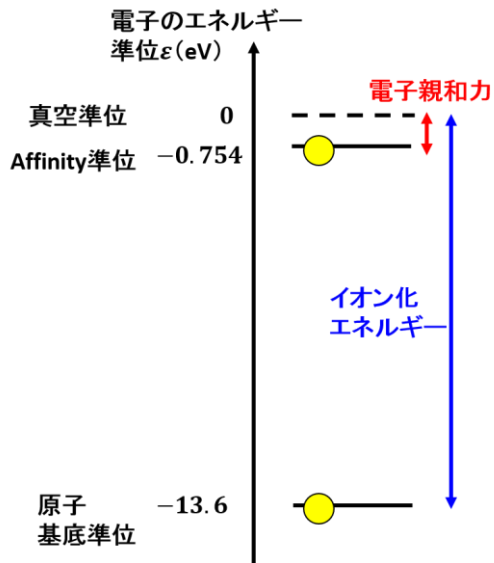


図 46. 負イオン形成時の電子エネルギー準位と電子親和力の関係.

ではプラズマ電流による軸磁場に荷電粒子が捕捉される一方、RF 半周期に一度、磁場の極性が変わる際に強度がゼロになるため、粒子の壁への流出が起こる。これにより、プラズマ密度の値は、RF 周波数の 2 倍の周波数で、定常値の回りを時間的に振動する。このときの流出フラックスを抑えるため、内部アンテナ方式のイオン源では、マルチカusp 磁場配位が併用される。

## 7. 負イオン源

上記では、正イオンビームを生成するための正イオン源について説明した。一方、負イオン（水素負イオン）源では、正イオン（プ

表 4. 主要な元素の電子親和力.

元素	電子親和力(eV)
H	0.754
He	< 0
Li	0.652
B	0.28
C	1.268
O	1.462
F	3.399
Ne	< 0
Na	0.546
Cl	3.615
Ar	< 0
K	0.5012

ラズマ) を生成する過程に加え、プラズマ中から負イオンを生成する機構が取り付けられる。

### 7.1 負イオンとは

原子などは、原子核と外殻電子による電荷が釣り合うことにより、全体として電氣的に中性を保つ。この原子に別の電子が付着することで、負に帯電したイオン（負イオン）が生成される。負電荷のイオンというと、例えば F<sup>-</sup>や Cl<sup>-</sup>のような周期表で言う VII 族元素の最外殻に、外部の電子が局在化して全体として負に帯電するものは屡々イメージされる。図 45 のように、VII 族の最外殻には電子状態が空いている状態であり、かつ原子核から比較的強いクーロン相互作用を受けるためである。一方で、アルカリ金属（I 族）の元素のように、同じ周期の中でも原子核の価数が小さいものでも、最外殻に別の電子が入ることで、エネルギー的に安定した状態が作り出される。図 46 に示

すように、電子が原子核から完全に離れた正イオン状態に比べて、電子を1つ追加した負イオンの状態のほうがエネルギー準位は低く、安定している。このときの原子核と電子が分離した正イオンの状態に対し、負イオンのエネルギー準位の利得分を、電子親和力と呼ぶ。表4には、主要な元素の電子親和力を示した。希ガス元素の場合は、その最外殻の電子準位が全て占められているため、新たに電子が入り込む余地が無く、電子親和力は負になる。

J-PARC などの陽子加速器の粒子源・リニアックでは、負水素イオン ( $\text{H}^-$ ) を加速し、陽子  $\text{H}^+$  が周回するリング加速器へ入射する際に、ストリップフォイルなどの荷電変換部で  $\text{H}^-$  から電子を取り去る方法を取る。このようにすることで、同一の磁場を用いてビームを入射するため、ビームロスを低減させることが可能である。

## 7.2 負イオン源の物理

ここでは、特に陽子加速器用に、負水素イオンを扱うイオン源について議論する。正イオン源のように電離反応を介してプラズマを生成するのみでは、負イオン密度は低い。本節では、下記2種類の負水素イオン源における負イオン生成方法を説明する。

- ・ 体積生成型
- ・ 表面生成型

### 7.2.1 負イオンの体積生成

体積生成型負イオン源では、プラズマ中で振動励起水素分子と電子が衝突過程により、負イオンが生成される。分子と電子間の反応は、(i)振動励起分子の生成と、(ii)解離性付着反応による負イオン生成の2段階を経

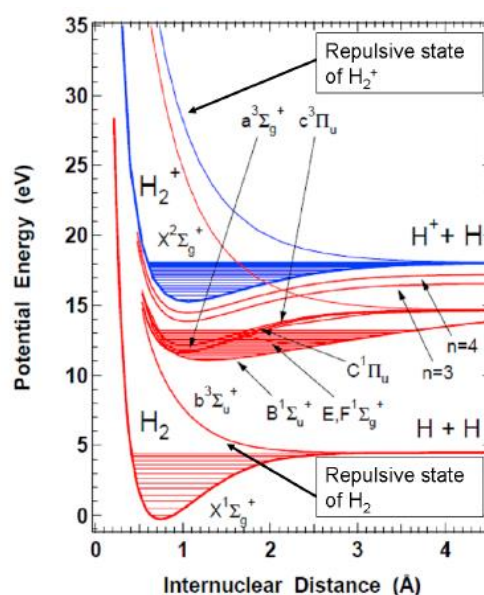
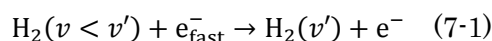
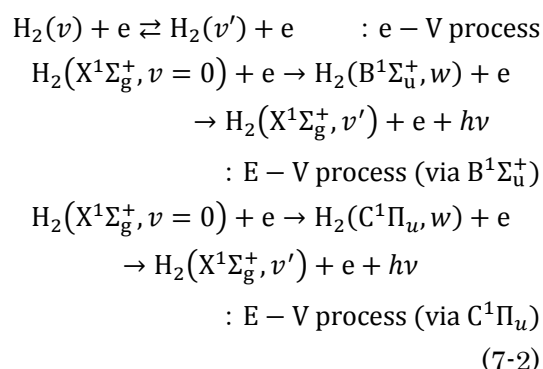


図 47. 水素分子のエネルギー準位。電子基底状態 ( $X^1\Sigma_g^+$ ) は、 $v = 0 - 14$  の振動エネルギー準位に分かれる[24]。

る。振動励起分子  $\text{H}_2(v')$  は、



と高速電子と振動励起準位が低準位にある水素分子  $\text{H}_2(v)$  の衝突によって生成される。水素分子の振動励起準位を生成する反応過程は、主として以下のような過程がある。



一番目の  $e - V$  過程は、電子状態の基底準位 ( $X^1\Sigma_g^+$ ) に対して最も支配的に起こる。図 47 のように水素分子の基底準位は、振動準位に分かれており、分子と電子の衝突により分子結合状態が直接変化することで生

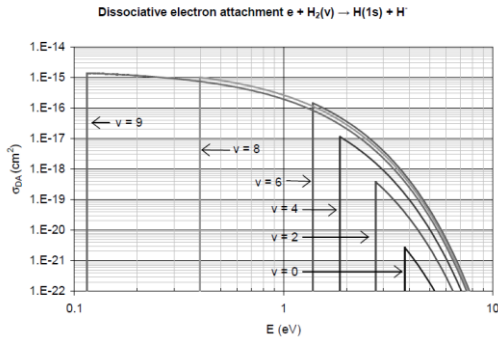


図 48. 振動励起水素分子の解離性付着反応における反応断面積 [12].

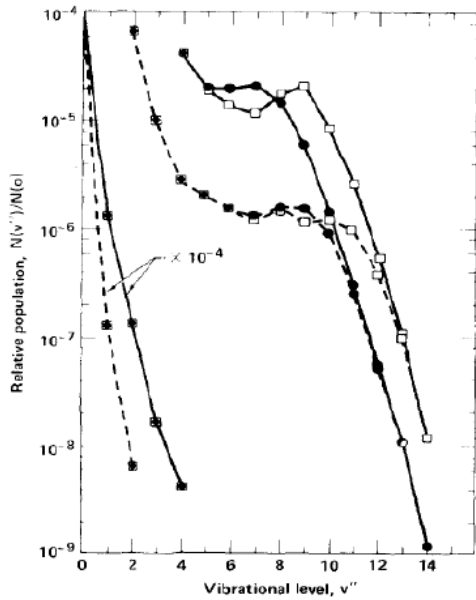


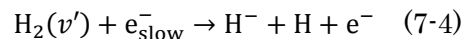
図 49. Hiskes らによって計算された、電子温度  $T_e = 1 \text{ eV}$ 、電子密度  $n_e = 10^{16} \text{ m}^{-3}$ 、分子温度  $T_{H_2} = 500 \text{ K}$  条件下での振動励起準位ポピュレーション (基底準位  $v = 0$  に対する励起準位の割合). 図の□と●は、それぞれ分子密度を  $n_{H_2} = 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  および  $n_{H_2} = 4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  と与えた場合に対応する [25].

じる。一方、二、三番目の E-V 過程では、電子状態が基底状態から singlet の第一励起状態に一度遷移した後、励起された電子が光を放出しながら基底準位に脱励起する際に、分子結合の状態が変化し、振動準位が

励起される過程である。これらの過程による振動励起準位の生成・消滅と、壁への流出によるロスが釣り合うことで、定常状態に至る。電子温度・電子密度、および分子の壁流出の時定数が  $\tau$  で与えられる条件下でレート方程式

$$\begin{aligned} \frac{dn_{H_2}(v)}{dt} = & \sum_{v' < v} \langle n_{H_2}(v') n_e \sigma_{exc} u \rangle \\ & + \sum_{v'' > v} \langle n_{H_2}(v'') n_e \sigma_{dex} u \rangle \\ & - \sum_{v' < v} \langle n_{H_2}(v) n_e \sigma_{dex} u \rangle \\ & - \sum_{v'' > v} \langle n_{H_2}(v'') n_e \sigma_{exc} u \rangle - \frac{n_{H_2}(v)}{\tau} \end{aligned} \quad (7-3)$$

を計算すると定常時の振動励起水素分子のポピュレーションが得られる。電子温度が高く、高速電子の割合が多い条件では、高振動励起準位の水素分子の割合が高い。励起水素分子の振動励起準位が  $v' \geq 8$  以上のものに対し、電子温度  $1 \text{ eV}$  以下のプラズマ中では、比較的高い反応断面積で解離性付着反応 (図 48)



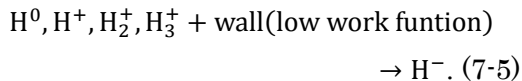
が生じる。Hiskes, Bacal らによって計算された振動励起準位のポピュレーション分布を、図 49 に示す。(7-4) 式の反応により、負水素イオンが生成される。体積生成型の負イオン源における課題は、振動励起分子を生成するためには、高い電子温度 (4 eV 以上程度) が必要な一方、解離性付着反応による負イオン生成には、低い電子温度 (1 eV 以下) のプラズマ領域を作る必要がある点である。これを解決する手法として、磁気フィルターと呼ばれる構造をイオン源では取り付ける。これは 7.3 節で説明する。

表 5. 主なプラズマ電極材料の仕事関数.

電極材料	セシウム 付着 なし	セシウム付 着時
モリブデン (Mo)	4.15 eV	1.54 - 1.61 eV
タングステン (W)	4.55 eV	1.52 - 1.60 eV
タンタル (Ta)	4.12 eV	1.69 eV
ニッケル (Ni)	5.04 eV	1.37 eV
銅 (Cu)	4.48 eV	1.64 eV

### 7.2.2 負イオンの表面生成

大電流 H<sup>-</sup> ビームを引き出すイオン源製作を図る場合、現在の主流は表面生成過程を利用するイオン源である。このようなイオン源では、イオンビームの引出し孔が空けられたプラズマ電極の金属表面に、水素原子や正イオンが入射した際、金属内部から自由電子を受け取って負イオンが生成される。



金属表面では、仕事関数 $\phi$ が小さく自由電子を放出しやすい状態が必要である。6.4 節の議論から、仕事関数 $\phi$ が真空準位より小さく、プラズマ電極温度が高い場合に、金属の伝導帯に局在化する電子が放出される。表面生成型のイオン源では、プラズマ電極表面にセシウムなどの原子を 0.5-0.6 原子層程度の厚みで堆積させることで、仕事関数をさらに下げることが可能である[26]。表 5 には、主要なプラズマ電極材料多結晶へのセシウム付着の有無に対する仕事関数を示す。ただし、ニッケルや銅は融点が低い点から、モリブデンやタングステンが電極材には主として用いられる。このような金属表面に

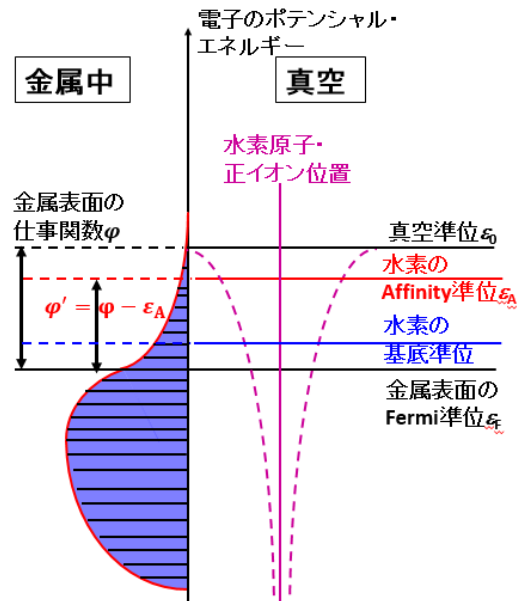


図 50. 負イオン生成時の電子エネルギー準位.

水素原子や正イオンが近づくと、図 50 のように金属中の電子は、原子核周りの Affinity 準位や基底準位に移ることができる。これにより、電子が 1 つ乃至は 2 つ、原子や正イオンに移ることで、負イオンが生成される。しかし、この負イオンが金属表面から放出されるためには、負イオン自身が十分な運動エネルギーを持って金属表面から脱出する必要がある。また、負イオン生成により、金属表面近傍の電荷分布が下がるため、表面電位に対してプラズマポテンシャルが低くなる。これにより、壁からプラズマ中に放出された負イオンのエネルギーが低いと、再度電極壁に戻されてしまう。負イオンが十分なエネルギーを持つためには、入射する原子や正イオンのエネルギーが高いことが条件である。このような効果を含め、負イオンの生成確率 (negative ion yield) は Rasser らによって実験的・解析的に調べられており、入射粒子の垂直速度成分 $v_z$ より、

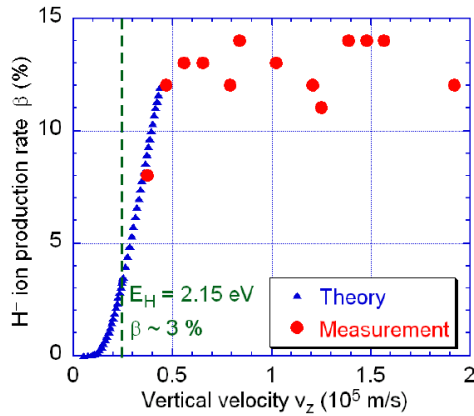


図 51. Rasser による負イオン生成確率[27,28].

$$\beta^-(v_z) = \frac{2}{\pi} \exp\left\{-\frac{\pi(\varphi - \varepsilon_A)}{2av_z}\right\} \quad (7-6)$$

と記述され、図 51 に示される。ここで  $\varepsilon_A$  および  $a$  は、それぞれ水素の電子親和力と exponential decay factor (崩壊係数) を表す。崩壊係数は、実験結果と合うように  $a = 2 \times 10^{-5} \text{ eV s/m}$  で与えられる。式から判るとおり、入射原子や正イオンのエネルギーが概ね 6 eV 以下である場合、急激に負イオンの生成確率は減少する。一方、イオン源引き出し領域におけるプラズマ温度は、生成した負イオンが電子衝突などによって破壊されないように 1 eV 程度に保たれる。そのため、正イオンのエネルギーがプラズマ中で 6 eV を超える割合は小さいが、電極前面のシースポテンシャルによって加速を受けるため、負イオンへの変換確率は、原子に比べて高い。その一方、水素原子はシースによる加速を受けないが、プラズマ電極近傍での密度はイオンに比べ、一般的に高い。水素ガスの圧力が数 Pa 程度の条件でプラズマを点灯した場合、 $\text{H}_2$  密度は  $n_{\text{H}_2} \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$  程度である。さらに、分子の解離度は、放電の種類、閉じ込め形式にも依るが概ね  $\alpha =$

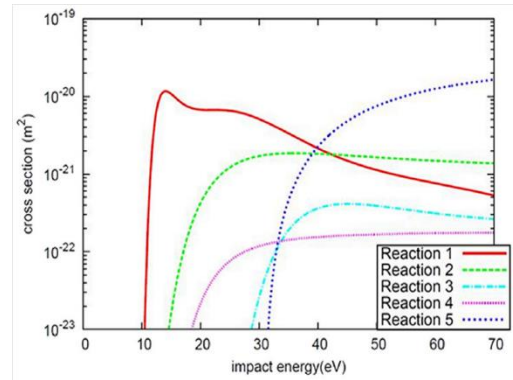


図 52. 水素分子の解離反応断面積. Reaction1は Frank-Condon 過程を表す. Reaction2-4 は、他の  $\text{H}_2$  解離過程, Reaction5 は  $\text{H}_2$  解離性電離過程 (3.2.1 節の表 1 参照) に対する反応断面積.

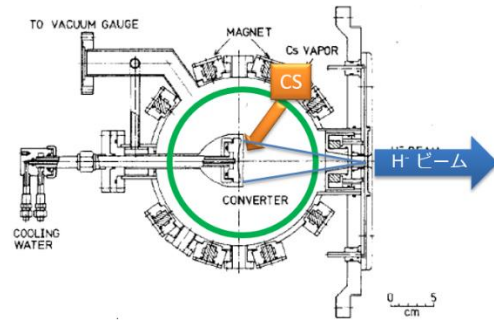
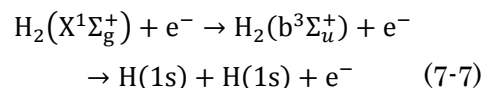


図 53. KEK-PS 用 BLAKE イオン源[31].

0.01 – 1 の範囲にある。この解離度を分子密度に掛け合わせると、原子密度は  $n_{\text{H}} \sim 10^{18} - 10^{20} \text{ m}^{-3}$  と見積もられる。これに対し、引き出し領域近傍の正イオンは、フィルター磁場による影響から  $n_{\text{H}^+} \sim 10^{16} - 10^{17} \text{ m}^{-3}$  程度の密度で存在する。原子の温度は分子温度と同様、数 1000 K (0.1 eV) 程度と低い。一方、分子と電子が衝突して生成された直後の原子は、高い割合で Frank-Condon 過程



を介して生成される[29, 30]。解離準位  $b^3\Sigma_u^+$  と基底準位のエネルギー差から、この反応によって生成された原子は 2.15 eV 前後の

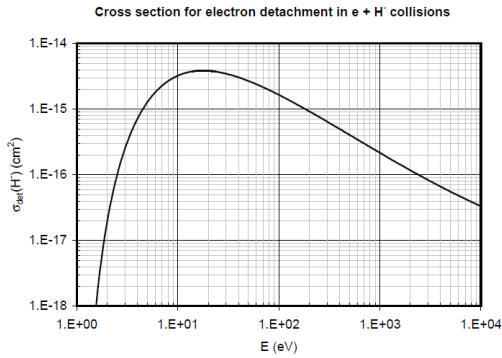


図 54. 負水素イオンの electron detachment 反応断面積[12].

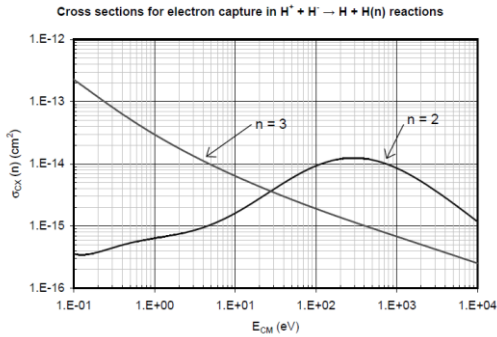
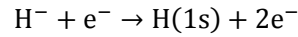


図 55. 負水素イオンの mutual neutralization 反応断面積[12].

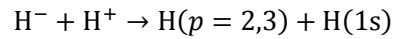
エネルギーを持ち、負イオン生成に主要な役割を果たす。このような原子を Frank-Condon 原子と呼び、低仕事関数表面において高い負イオン生成確率を持つ。図 52 には、Frank-Condon 原子生成過程を含む H<sub>2</sub> 分子の電子衝突解離過程の反応断面積を示す。また図 53 には、KEK-PS で用いられた表面生成型 BLAKE (Berkley, Los-Alamos, KEK) イオン源を示す。このようなイオン源では、マルチカusp磁場の中心に取り付けられたコンバーターに Cs 蒸気を噴射し、負イオン表面生成確率の高い金属表面を形成する。1980 年代に最大 H-ビーム電流で 41 mA を記録している。

### 7.2.3 磁気フィルター

体積生成型、表面生成型の負イオン源において、生成点からイオン源引出し孔に輸送される負イオンは、以下のような反応により崩壊する。



: electron detachment



: mutual neutralization. (7-8)

直感的にも理解できるが、プラズマ温度が高いほどこれらの反応断面積は高い。特に、electron detachment が起こるためには、水素の電子親和力 ( $\epsilon_A = 0754 \text{ eV}$ ) より低い電子エネルギーに対して反応が起こらない

(図 54)。また、断面積のピークは 10 eV 程度で  $\sigma_{\text{ED}} \sim 10^{-20} \text{ m}^{-3}$  オーダーを取るため、電子温度を 3 eV 以下に保つことで、負イオンの崩壊を抑えることが出来る。一方で、図 55 に示すように、mutual neutralization は終状態の励起水素原子準位が  $p = 3$  である場合、1 eV 以下で  $\sigma_{\text{MN}} \sim 10^{-19} \text{ m}^{-3}$  オーダーと高いため、プラズマ温度は 1–3 eV 程度に保つことが重要である。

このように、イオン源引出し孔近傍の領域でのプラズマ温度を抑えることで、負イオンの崩壊反応を抑制し、前節で説明した体積生成過程を促進することが出来る。低温プラズマ領域を作り出すため、負イオン源では引出し孔の直上に、ビーム引出し方向とは垂直方向に数 100 Gauss 程度の強磁場を印加する。この磁場をフィルター磁場と呼び、フィルター磁場を生成するための磁石をフィルター磁石と呼ぶ。フィルター磁場による磁力線には、プラズマ生成室側から引出し孔に向かって輸送された電子やイオンは捕捉されてサイクロトロン運動を

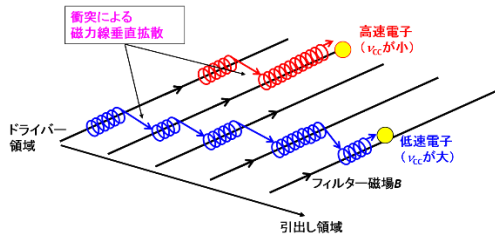


図 56. クーロン衝突によるフィルター磁場垂直拡散のイメージ図.

行う。磁力線に捕捉された荷電粒子は、フィルター磁石に向かって輸送する一方、磁力線垂直拡散によって、フィルター磁場領域を跨いで引出し領域に拡散する。

磁力線垂直拡散の拡散係数は、

$$D_{\perp} = \frac{k_B T}{mv} \left( 1 + \frac{\omega_C^2}{v^2} \right)^{-1} \quad (7-9)$$

であり、電子やイオンの衝突周波数 $\nu$ が、サイクロトロン周波数に対して十分高いと、磁力線がない場合と同様の拡散係数で、プラズマ粒子が磁力線を跨いで拡散することを表す。一方、磁気フィルター効果を説明する上で重要な衝突過程が、4.2節で議論したクーロン衝突である。クーロン衝突周波数は、(4-20)式から

$$\nu_{CC} = \frac{q_A^2 q_B^2 n_B \ln \Lambda}{8\pi \epsilon_0^2 \mu^2 u^3} \propto u^{-3} \quad (7-10)$$

という形を取り、衝突する2粒子の相対速度の3乗に反比例する。この相対速度が、プラズマ温度(平均エネルギー)を用いた熱速度程度であると考え、衝突周波数は電子・イオンのエネルギーの $3/2$ 乗に比例する。つまり、低エネルギーの荷電粒子ほど衝突周波数は高い。結果的に、プラズマ生成室から輸送される電子やイオンの内、エネルギーが低い粒子だけが磁気フィルターを

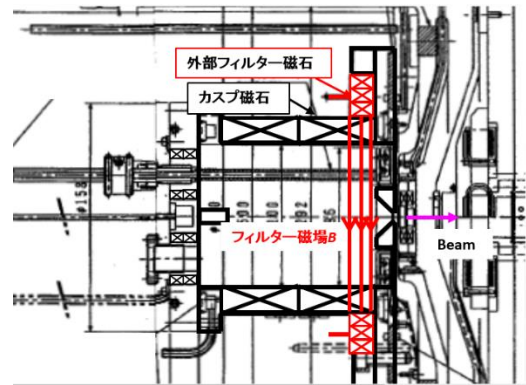


図 57. 外部フィルター磁石を用いたイオン源.

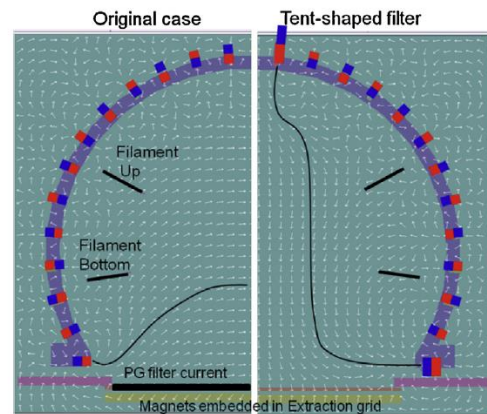


図 58. QST 那珂研究所 JT-60 イオン源における PG フィルター, テントフィルター配位[32].

透過し、引出し領域へ到達する(図 56)。これらの粒子が、引出し領域でも衝突を繰り返して平衡状態に至ることで、低いプラズマ温度領域が形成されるのである。

このように、イオン源引出し孔近傍で、低電子温度領域を形成することが、負イオンの体積生成、また生成された負イオンビームの引出しに重要なのである。従来一般的には、図 57 に示すようなフィルター磁石をイオン源チャンバーの外部に取り付ける構造が主流であった。図 41 に示すように、J-PARC イオン源ではフィルター磁石をイオン源プラズマ電極直上に取り付けるロッドフィルター配位や、図 58 の QST (量子化学技術研究開発機構) で開発が進められる

JT-60 用イオン源のように PG フィルターやテントフィルター配位のようなものもある。PG フィルターは、プラズマ電極表面に kA 級の一様電流を流すことでフィルター磁場を形成する。一方、テントフィルターは図 58 のとおり、イオン源引出し孔近傍とイオン源背面に取り付けた大型の磁石により、イオン源チャンバーを縦断するフィルター磁場が形成される。このようにすることで、大型イオン源の問題の 1 つである grad B ドリフトによるプラズマの空間的不均一性を抑制できる。

### 8. イオンビームの引出し

イオン源内部で生成されたイオンビームは、インゲン直下に取り付けられた孔の空いた 2 枚電極板の間に高電圧を印加することで、静電的に引出し・加速される。このとき、重要となるのは以下の 2 点である。

- パービアンスの制御
  - イオン放出面(メニスカス)の形成
- イオンビーム加速部の電極板の一方は、多くの場合、イオン源を構成するプラズマ電極である。プラズマ電極と、下流にあるもう一方の電極板の間に印加した高電圧によって、イオンビームが引き出されるとともに、極板間には電荷が蓄積する。この電荷が生じる空間電荷効果によって引き出されるイオンビームが制限される。この制限をパービアンスと呼び、次節で説明する。また、制限された極板間の電流と、イオン源プラズマ中のイオン電流が釣り合うように電極設計をしない場合、極板間に形成される等電位面が、引出し孔を介してイオン源内部に突出した形状を取る、あるいはイオン源引出し孔を取り囲むように凹んだ形状を取っ

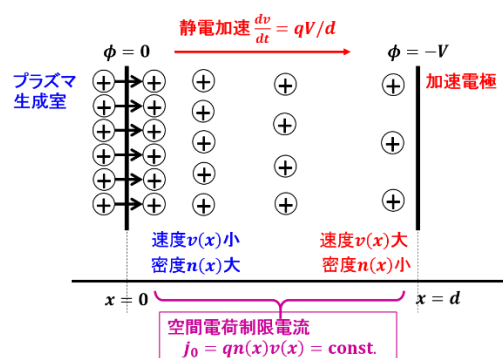


図 59. 電極間の空間電荷制限電流の模式図.

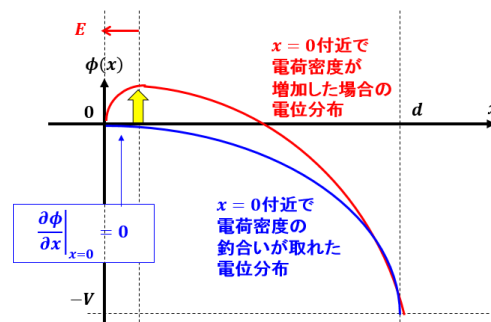


図 60. Child-Langmuir の法則が成立するときの電位分布.

てしまうことがある。プラズマ中のイオンは、この等電位面に垂直な電場 ( $E = -\text{grad}\phi$ ) によって引き出されるため、等電位面が凹凸形状を取ると、加速されるビームは発散・収束し、ビームロスの原因となる。定式的な議論は後に行う。

#### 8.1 パービアンスと Child-Langmuir 則

ここでは、簡単のために図 59 に示すように、1次元空間内に 2 枚の極板が極板間距離  $d$  で取り付けられ、その間に電圧  $V$  が印加されるモデルを考える。また、片方の極板位置を  $x = 0$  とし、こちらの電位を  $\phi(0) = 0$  とする。同様に、対向側の極板位置は  $x = d$ 、電位は  $\phi(d) = -V$  と表される。イオンビームがない場合、2 枚の電極は所謂、平行平板コンデンサと同様であり、極板間の電位分布は、



$$\phi(x) = -\frac{V}{d}x \quad (8-1)$$

と表される。この一方、実際のイオン源加速部では、極板間にプラズマ中から引き出されたイオンが空間分布する。これらのイオンは、プラズマ電極 ( $x = 0$ ) から引出電極 ( $x = d$ ) に向かって加速される。このとき、引出電極近傍のイオンは、十分な加速を受けているため、滞在時間は短い。プラズマ電極の付近では、速度の小さいイオンが比較的長時間滞在するため、電荷密度は高い。この領域の電荷分布は、プラズマ生成室からのイオン流入と引出電極へのイオン流出の釣り合いによって決定される。そのため、プラズマ生成室からのイオン供給が高く、流出とのバランス状態が崩れると、プラズマ電極付近では電荷密度が増加する。電極付近の空間電荷が増えると、正の電荷により、この領域における電位  $\phi(x)$  は上昇する。そのため、プラズマ電極とこの領域の間に、ビーム加速方向と逆方向の電場が形成されるため、プラズマ生成室からのイオン流入量は減少する (図 60)。これと対照的に、プラズマ生成室からのイオン流入が減少した場合は、極板間のプラズマ電極近傍領域で電位  $\phi(x)$  が低くなり、その結果より多くのイオンがプラズマ中から引き出されることになる。結果として、プラズマ電極付近の電位勾配は

$$\left. \frac{d\phi(x)}{dx} \right|_{x=0} = 0 \quad (8-2)$$

が保たれる。

さて、電極間の電荷密度  $\rho$  に対する連続の式

$$\frac{d\rho(x)}{dt} + \frac{d}{dx}(\rho(x)v(x)) = 0 \quad (8-3)$$

から、定常状態では電流値  $j(x) = \rho(x)v(x)$  に対して

$$\frac{dj(x)}{dx} = 0 \quad (8-4)$$

が成り立つ。これより、極板間のどの位置  $x$  においても、電流値が保存される。位置  $x = 0$  におけるイオンビーム電流を  $j(0) = j_0$  と置くと、

$$\rho(x) = \frac{j_0}{v(x)} \quad (8-5)$$

の関係が得られる。また、電位  $\phi(x)$  上のイオンは、エネルギー保存則から

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}mv(x)^2 + e\phi(x) &= 0 \\ \Rightarrow v(x) &= \sqrt{-\frac{2e\phi(x)}{m}} \end{aligned} \quad (8-6)$$

が成り立つ。ただし、 $\phi(x) \leq 0$  である。これを用いると、位置  $x$  の電荷密度は、

$$\rho(x) = j_0 / \sqrt{-\frac{2e\phi(x)}{m}} \quad (8-7)$$

と変形でき、これより Poisson 方程式

$$\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} = -\frac{j_0}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e\phi(x)}} \quad (8-8)$$

を得る。適当な変数変換

$$X = \frac{x}{d}, \Phi = \frac{\phi}{(-V)} \quad (8-9)$$

を以て Poisson 方程式を变形する。

$$\frac{d^2\Phi}{dX^2} = \alpha\Phi^{-1/2} \quad (8-10)$$

ただし、

$$\alpha = \frac{j_0}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} \frac{d^2}{V^{3/2}} \quad (8-11)$$

である。Poisson 方程式の両辺に  $d\Phi/dx$  を乗じて積分することで、

$$\frac{d\Phi}{dx} = 4\sqrt{\alpha}\Phi^{1/4} \quad (8-12)$$

の形を得る。位置  $x = d$  における境界条件  $\Phi(X = 1) = 1$  を適用することで、 $\alpha = 4/9$  と求められ、これより

$$j_0 = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2Ze}{m}} \frac{V^{3/2}}{d^2} \quad (8-13)$$

と、引き出されるイオンビーム電流値と、電極間の印加電圧、および極板間距離の関係を得ることが出来た。ここでは、一般的に、イオンの価数  $Z$  を追加した。電極間の印加電圧  $V$  と距離  $d$  が与えられるときの電流値  $j_0$  を、Child-Langmuir の空間電荷制限電流と呼ぶ。また、電流密度  $j_0$  に、イオン源引出し孔の面積 ( $\pi a^2$ ) を乗じて得られる全イオンビーム電流値を、印加電圧の  $3/2$  乗 ( $V^{3/2}$ ) で割った値をパービアンと呼ぶ。これにより、同じイオン源プラズマに対し、電極孔の直径  $2a$  と電極ギャップ  $d$  を決める設計の指標として用いられる。また、電位分布は

(8-12) 式の解から、

$$\phi(x) = -V \left(\frac{x}{d}\right)^{4/3} \quad (8-14)$$

と求められる。

## 8.2 メニスカスの形成

決められた印加電圧と電極間ギャップに対し、静電加速部における最大の電流値  $j_0$  が Child-Langmuir 則から与えられる一方、イオン源プラズマ中から静電加速部に供給される電流値は、4.4 節で扱ったイオン音速  $C_s$  を用いて

$$j_s = en_i C_s = en_i \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \quad (8-15)$$

と表される。この電流をイオン飽和電流と呼ぶ。プラズマから加速部へ供給されるイ

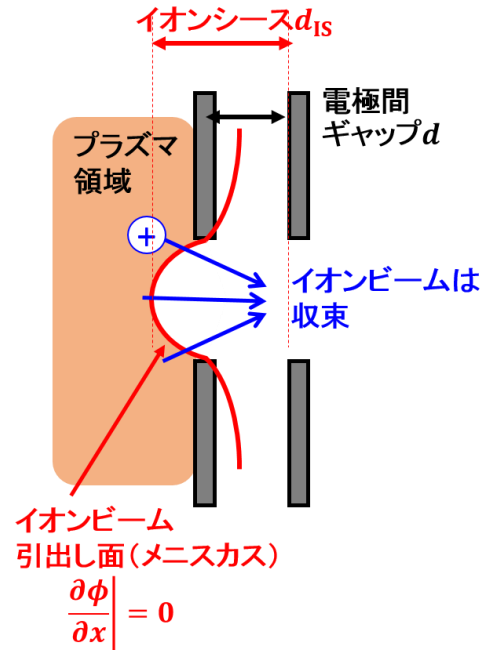


図 61. 電極間ギャップ  $d$  が、イオンシース  $d_{IS}$  より短い場合のメニスカス形状。

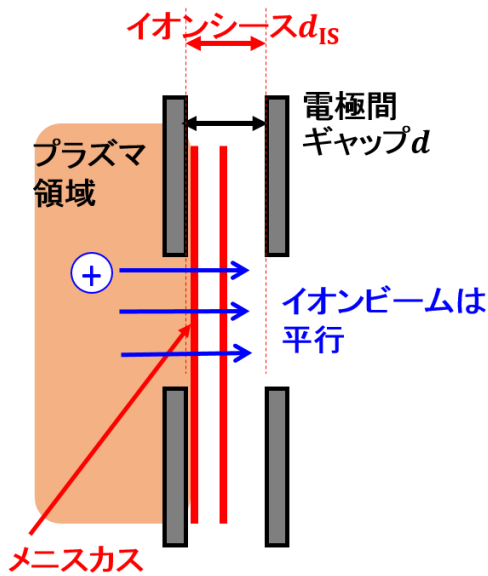


図 62. 電極間ギャップ $d$ と、イオンシース $d_{1S}$ が同じ場合のメニスカス形状.

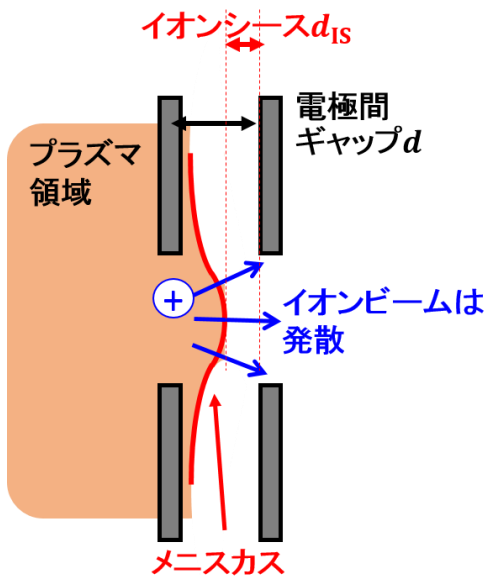


図 63. 電極間ギャップ $d$ が、イオンシース $d_{1S}$ より長い場合のメニスカス形状.

オン電流と、加速部内のイオン電流値は等しいとき、前述した Child-Langmuir 則による電位勾配 $d\phi/dx = 0$ の面が、プラズマ電極位置 $x = 0$ に現れる。この等電位面を、メニスカスと呼び、イオン源引出し孔近傍

におけるイオンビームの放出面を表す。一方、電極間の空間電荷制限電流に比べ、イオン飽和電流が小さいと、プラズマ電極位置の電荷密度が低い状態が維持される。その結果、メニスカスはプラズマ電極からイオン源内部に入り込むことになる。

イオン飽和電流と空間電荷制限電流が等しい場合、

$$d_{1S} = \frac{2}{3} \left( \frac{\sqrt{2}\epsilon_0}{e} \right)^{1/2} n_i^{-1/2} (k_B T_e)^{-1/4} V^{3/4} \quad (8-16)$$

という関係が得られる。この距離をイオンシース距離と呼び、イオン源加速部の電極間ギャップが $d = d_{1S}$ の関係にあるとき、図 61–63 に示すように、イオン放出面はプラズマ電極位置に来る。一方、 $d < d_{1S}$ の関係を満たす電極ギャップを設計した場合、上述の議論から、メニスカスはイオン源内部に入り込む。その際、メニスカスはプラズマ側に凹んだ形状を取る。すると、凹レンズのように、イオンビームは収束ビームとなり、電極近傍で焦点を持つ。一方、 $d > d_{1S}$ の条件では、イオン源加速部へのイオン供給が高く、メニスカス表面は電極間に突出する。このときは、凸レンズ宛ら、イオンビームは発散ビームとなる。

## 9. J-PARC のイオン源

本節では、これまでのイオン源の種類に関する説明を踏まえ、J-PARC で従来使用されていた LaB<sub>6</sub> フィラメント負水素イオン源と、現在利用される内部アンテナ方式の誘導結合型 RF 負水素イオン源を紹介する。J-PARC は陽子加速器であるが、イオン源からは負水素イオン(H<sup>-</sup>)ビームを生成し、リニアックで加速する。J-PARC リング加

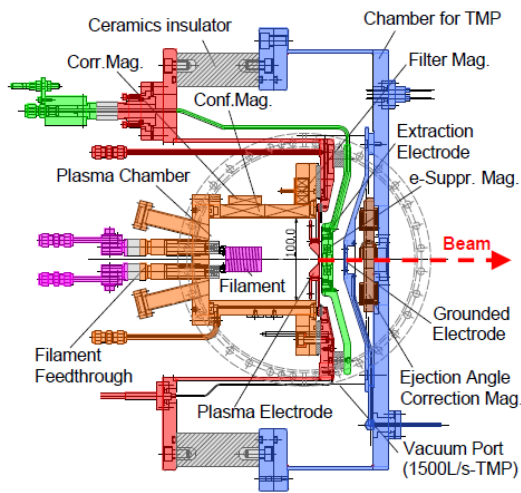


図 64. J-PARC LaB<sub>6</sub> イオン源[33].

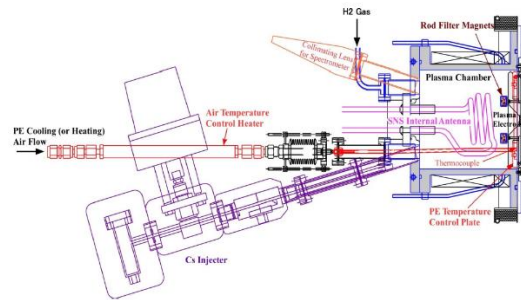


図 65. J-PARC RF イオン源 (再掲) [23].

速器 (3 GeV シンクロトロン; RCS) では、ビーム輝度を増すために RCS を周回する陽子ビーム中に新たに陽子を追加する必要がある。陽子ビーム中に新たに陽子を追加する場合、周回するビームとリニアックからのビームを合流させる必要があるが、これをコイルによる一様磁場で行うことは難しく、ビームロスの原因となる。一方、負水素イオンは陽子とほぼ同じ質量で、電荷を反転させた粒子であるため、リニアックから RCS への合流部のビームラインを、RCS の陽子ビーム軌道と正反対に作ることで、一様磁場によってビーム軌道の合成を行うことが可能である。RCS 内で陽子ビームに合流した H<sup>-</sup>ビームは、ストリップフォイル

と呼ばれる荷電変化フォイルを通過することで電子が剥ぎ取られ、陽子に変換される。図 64 に示す従来の J-PARC イオン源は、フィラメント放電型・マルチカスプ負水素イオン源であり、2006 年 11 月から 2014 年 7 月までの J-PARC ユーザー利用運転に用いられた。フィラメントには、六ホウ化ランタン (LaB<sub>6</sub>) を材料として使用する。6.4 節でも述べたとおり、LaB<sub>6</sub> は仕事関数が 2.5 eV とタングステンの 4.5 eV 程度と比較して低いため、熱陰極として用いる場合に比較的に低温でも十分な電子放出電流を得ることが可能である。低温でのフィラメント運転は、スパッタリングや蒸発の影響が小さく長寿命の利点がある。J-PARC 利用運転時 (ビーム電流 17 mA) の条件下では、フィラメントイオン源としては長寿命の 1200 時間を 2012 年までに達成した。表 6.1 には、LaB<sub>6</sub> フィラメントイオン源の主要なパラメータを示した。H<sup>-</sup>ビーム電流は、セシウム導入なしの条件にもかかわらず、50 日程度の通常運転で 22 mA、3 日間の大出力モードで 38 mA と、J-PARC 第 1 期大電流化目標値 36 mA を達成している。一方、2015 年の J-PARC 第 2 期における大強度目標は 60 mA であり、これを達成するため、誘導結合型 RF イオン源 (図 65) の開発が 2012 年から開始された。RF イオン源は、内部アンテナ方式・誘導結合型のマルチカスプ RF イオン源であり、H<sup>-</sup>電流値を増加させるためのセシウムオープンが取り付けられる設計である。2014 年 9 月からのユーザー利用運転では、当初 33 mA の H<sup>-</sup>ビーム供給 (リニアック 30 mA) から始まり、2016 年には 45 mA (リニアック 40 mA) と着実にビーム電流を増やしてきている

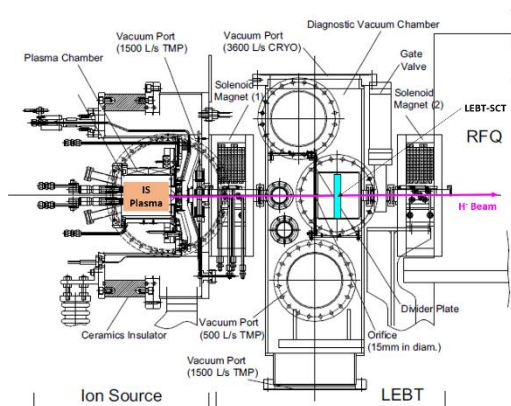


図 66. J-PARC Front-End 部 (イオン源 + LEBT (Low Energy Beam Transport) + RFQ (Radio Frequency Quadrupole)).

[34]. また、加速器スタディでは、イオン源から 59 mA (リニアック 50 mA 条件) を 2015 年に達成し、2017 年と 2018 年には、イオン源 72 mA (リニアック 60 mA 条件) を引き出し、第 2 期大強度化目標を達成した。このような背景には、イオン源フィルター磁場構造の改良により、負水素イオンの親粒子である  $H^+$  や  $H_2^+$  を、効率よくセシウムを付着させたプラズマ電極表面 (低仕事関数) に入射させた影響が大きい。また、大電流化と同時にビーム電流値の揺らぎも抑えられている。イオン源直下の LEBT に挿入した変流器 (slow current transformer; SCT、図 66) で測定したビーム電流値を維持するため、イオン源の制御系にフィードバック (FB) を採用している。J-PARC のようなセシウム添加型のイオン源では、オープン内で高温蒸気化したセシウムを、定期的にイオン源チャンバー内に噴出させ、プラズマ電極表面に堆積させている。一方、(i) セシウムは然るべき時定数で金属表面から脱離し、ポンプによって排気されてチャンバー内から失われる。する

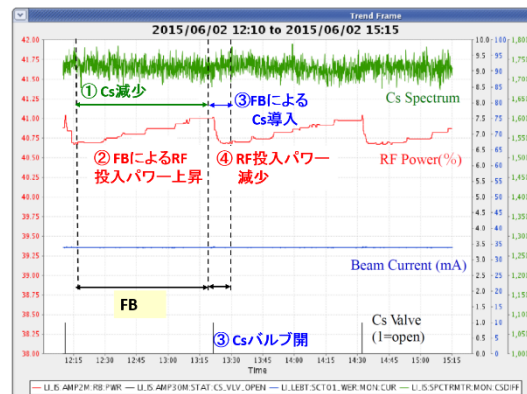


図 67. FB 動作時の Cs スペクトル強度 (緑), RF 投入パワー (赤), ビーム電流値 (青), および Cs 導入用バルブ開信号 (黒) のトレンドグラフ。

表 6. J-PARC イオン源ユーザー利用運転時の各パラメータ。

ビーム電流	46.7 mA
2MHz RF パワー	16.7 kW
H <sub>2</sub> ガス流量	21 sccm
引出し電圧	9.8 kV
加速電圧	42.5 kV

と、 $H^+$  生成に重要な 0.5–0.6 原子層程度のセシウム付着が維持できなくなり、SCT におけるビーム電流は低下する。このとき、(ii) FB ではアンテナコイルに印加する RF パワーを増加させることで、プラズマ密度 ( $H^+$  の親粒子) を増やし、SCT で測定される電流値を維持する。しかし、その後もセシウムは減り続けるので、RF パワーは増え続けることになる。(iii) RF パワーが、設定した上限値を超えた場合に、第二の FB が動作し、セシウムオープンのバルブを開くことで、再度セシウム蒸気がイオン源チャンバー内に噴出される。(iv) Cs 導入により、RF パワーは再度低下する。このような FB

表 7. 世界の粒子加速器におけるビーム電流と duty factor、およびビームエネルギー。

研究施設	イオン源	ビーム電流(mA)	Duty factor (%)	エネルギー(keV)
<b>J-PARC</b>	Filament	38	1.25	50
<b>J-PARC</b>	RF	72	1.5	50
<b>LANL</b>	Filament	16.5	12	750
<b>CERN</b>	RF	60	0.1	45
<b>TRIUMF</b>		15	100 (DC)	28
<b>KEK-PS</b>	Filament	30	0.4	750
<b>SNS</b>	RF	60	6	65
<b>BNL</b>	Magnetron	100	0.75	38
<b>RAL</b>	PIG	60	10	22

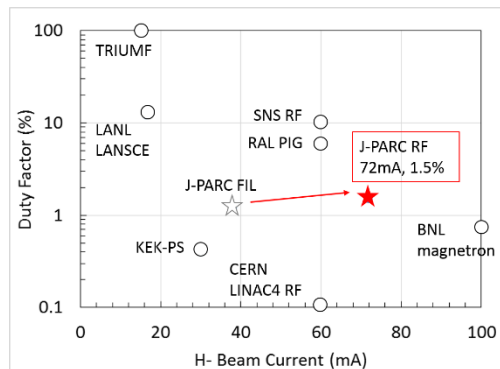


図 68. 各粒子加速器施設における H<sup>-</sup>ビーム電流値と duty factor.

を繰り返すことで、現在はビーム電流の揺らぎは $\pm 0.2$  mA 以下と、極めて安定した水準に収まっている。図 67 には、FB 動作時のイオン源内における Cs スペクトル強度、RF 投入パワー、LEBT-SCT におけるビーム電流値、および Cs 導入用バルブの開閉トリガ信号のトレンドを示した。

また、運転開始直後の 2014 年には 1 日あたりの静電加速部内における放電頻度が 10 回を超えることがあり、50 keV のビーム供給に支障を来す懸念があった。放電の主な原因は、イオン源へのセシウム導入量が過多になることで、電極板周辺の絶縁材

などにまでセシウムが付着することで、耐電圧が維持できなくなるためである。これを解決するため、セシウム導入量を減らす対策として、O リングポートの気抜き加工の追加や、セシウム導入過多を防ぐための運転手法を確立することで、現在は数日に 1 度以下の放電頻度と、ビーム利用運転に支障が無いレベルまで抑えることに成功している。2018 年現在における RF イオン源の主な運転パラメータを表 6 に示した。アンテナコイルのメンテナンス期間延長も課題とされている。フィラメントイオン源では、アーク投入パワー 15 kW 程度で 1200 時間までは、イオン源メンテナンスが不要という状況であった。一方、内部アンテナ方式の RF イオン源では、釉薬でコーティングされた銅製のアンテナコイルが、イオン源チャンバー内に取り付けられる。そのため、アンテナコイルはプラズマ中に曝されることになるが、誘導電磁場を形成するため交流電流を印加するために、アンテナコイルの導線はプラズマとは絶縁される必要がある。しかし、コイルの表面に 0.1 mm 以下のオーダーのクラックやピンホールがあ

るだけでも、その付近の電界強度が増えるため、イオンなどが高速で衝突するようになる。すると、過度な熱負荷がコイル表面の1点に集中し、釉薬コーティングがスパッタで剥がれるため、アンテナコイルとプラズマの絶縁が維持できなくなる。利用運転では、2014年当初は1.5ヶ月の連続運転から初め、2018年前半期には3ヶ月連続運転(2,201時間)と最長記録を更新した。

イオン源の長寿命に関しては、J-PARCは世界最長の記録を保有していることになる。他の粒子加速器用H-イオン源における、現在のビーム電流値とduty factorの値を表7および図68に示す。各施設では、ビームの用途や照射時間により、イオン源の電流値はduty factorは決められてしまうため、本表で一概に性能差を比較することは出来ない。しかし、一方でピークビーム電流値を向上させる手法を予め確立しておき、リング加速器やユーザー側の大強度スタディに対応できるようにすることは、特にJ-PARCのような加速器複合施設において重要と言える。

## 10. さらなるイオン源性能向上のために

1章で述べたとおり、多くのイオン源には、性能向上に向け、ビーム大電流化や収束性の向上、イオン源寿命の延伸といった共通の課題がある。これらを経験的・職人的な方法で行う段階は終焉を迎えつつあり、プラズマ挙動やビーム粒子の生成・輸送過程への影響を予測した上で、イオン源装置設計・運転条件をデザインすることが重要となってきた。本節では、その一環として有効な手段であるイオン源プラズマのシミュレーションの歴史と現状、J-PARC大強度化

への応用について説明したい。

### 10.1 イオン源プラズマの数値シミュレーション研究

イオン源分野においては、主要な物理機構と装置設計を結びつけることが、他分野に比べて困難であった。その理由の1つは、イオン源内部のプラズマ生成やビーム輸送過程において、これまでの章で解説したような複数の相互作用が競合するため、極めて非線形性の強い物理現象が生じることが挙げられる。

このような物理を理解するため、プラズマに対する数値シミュレーション研究が多く分野で進められている。しかしながら、イオン源のシミュレーションは欧米で精力的に進められる一方、日本国内におけるイオン源シミュレーションモデルの開発は、慶應大や核融合研、J-PARCなど数少ない拠点でしか見られない印象がある(筆者には)。このような懸念から、本章では、イオン源プラズマの数値シミュレーションの歴史的な変遷を解説し、現在のシミュレーションの状況について紹介することで、プラズマシミュレーションをイオン源設計に活かしたい人の助けとなるような内容を目指す。

#### 10.1.1 振動励起準位に対する0次元準定常レート方程式モデル

プラズマの数値シミュレーション研究自体は、歴史が古い。筆者が知る限りでは、1980年台初期にBacalらが負水素イオンの体積生成量を予測するため、7.2.1節で説明した水素分子の振動励起準位に対する、準定常0次元レート方程式を計算したモデル[25,35]が、現在のプラズマ、原子・分子シ

ミュレーションの元となっている。ここで、0次元とは、イオン源内部のプラズマ密度が完全に一様である仮定を意味する。また、準定常近似の詳細は後述するが、所謂定常状態 ( $\partial/\partial t = 0$ ) と考えて差し支えない。レート方程式は、3.3節や7.2節で説明したとおり、プラズマ中の各粒子密度の時間変化 ( $\partial n/\partial t$ ) を計算する時間微分方程式で、右辺には、対象粒子の生成と消滅のレート (単位時間・単位体積あたりに目的の反応が起こる回数)、および壁への流出フラックスやフィラメントなどからの流入フラックスが代入される。

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} = n_A n_B (\sigma_{\text{prod}} v) - n_j n_C (\sigma_{\text{loss}} v) + \Gamma_j^{\text{in}} - \Gamma_j^{\text{out}} \quad (10-1)$$

ここで、 $n_j$ はレート方程式で計算する対象の密度で、 $n_A, n_B, n_C$ は生成・消滅反応に関連する粒子密度を表す。反応断面積 $\sigma_{\text{prod}}, \sigma_{\text{loss}}$ は、実際のレート方程式では、1つの項だけでなく、例えば水素のイオンに対しては、3.3節の表1に示されるようないくつかの反応過程を含める必要がある。流入フラックス $\Gamma_j^{\text{in}}$ は、通常は考えない粒子が多いが、フィラメント陰極を用いるイオン源やPIGイオン源では、電子に対して陰極からの電子放出電流密度 ((6-18)式など) を考慮する。また、ガス分子なども、導入ポートからの入力フラックスを考えることがあるが、0次元モデルの場合はガスの基底準位密度を一定値として扱うことが多い。一方、流出フラックス $\Gamma_j^{\text{out}}$ は、特に消滅反応の断面積が小さい粒子種に対して、生成項との釣り合いを解く上で重要である。一般的には、適当な時定数 $\tau$ で対象粒子密度を割ったもの

$$\Gamma_j^{\text{out}} = \frac{n_j}{\tau} \quad (10-2)$$

を用いる。原子やガス分子などの中性粒子の場合は、ガス温度 $T_{\text{gas}}$ とイオン源チャンバ一の特徴的なサイズ $L$ から、時定数を

$$\tau = L / \sqrt{\frac{2k_B T_{\text{gas}}}{m_{\text{gas}}}} \quad (10-3)$$

のようにして算出する。一方、電子やイオンなど荷電粒子は、磁力線に結びつくため、単純にチャンバサイズを熱速度で割ったものでは正確な値で無い場合が多いため、荷電粒子の精度を得ることが難しい。

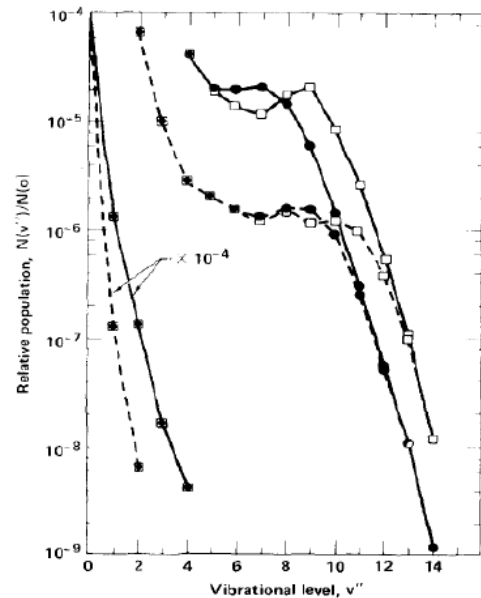


図 69. (図 49 再掲) Hiskes らによって計算された、電子温度  $T_e = 1 \text{ eV}$ 、電子密度  $n_e = 10^{16} \text{ m}^{-3}$ 、分子温度  $T_{\text{H}_2} = 500 \text{ K}$  条件下での振動励起準位ポピュレーション (基底準位  $v = 0$  に対する励起準位の割合). 図の□と●は、それぞれ分子密度を  $n_{\text{H}_2} = 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  および  $n_{\text{H}_2} = 4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  と与えた場合に対応する [25].



Bacal らは、このレート方程式を水素分子の振動励起準位 ( $\text{H}_2(X^1\Sigma_g^+, v = 0 - 14)$ ) に適用することで、負水素イオンの体積生成量を予測した。レート方程式を各励起準位ごとに並べ、準定常近似

$$\frac{dn_{\text{H}_2}(v)}{dt} = 0 \quad (10-4)$$

を励起準位 ( $v \geq 1$ ) に対して代入し、かつ基底準位 ( $v = 0$ ) における分子密度は一定

$$n_{\text{H}_2}(v = 0) = \text{constant} \quad (10-5)$$

と仮定すると、14 個の未知数  $n_{\text{H}_2}(v = 1 - 14)$  に対して、同数の連立方程式

$$\begin{aligned} 0 = & \sum_{v' < v} \langle n_{\text{H}_2}(v') n_e \sigma_{\text{exc}u} \rangle \\ & + \sum_{v'' > v} \langle n_{\text{H}_2}(v'') n_e \sigma_{\text{dex}u} \rangle \\ & - \sum_{v' < v} \langle n_{\text{H}_2}(v) n_e \sigma_{\text{dex}u} \rangle \\ & - \sum_{v'' > v} \langle n_{\text{H}_2}(v'') n_e \sigma_{\text{exc}u} \rangle - \frac{n_{\text{H}_2}(v)}{\tau} \end{aligned} \quad (10-6)$$

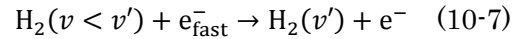
が成り立つ。このような場合、数値計算コストは低く、行列式を解くことによって各励起準位ポピュレーションを得ることが可能である。Bacal らは、図 69 に示すように、電子温度を 1 eV の低温プラズマ条件を作り出すことが、負イオンの親粒子である高準位の振動励起分子  $v > 8$  の生成に重要であることを見出した。

日本国内でも、準定常 0 次元励起準位シミュレーションは、Fukumasa らによって 1980 年台後半に進められ[36]、水素分子の励起準位のほかに、水素原子 ( $\text{H}^0$ ) を連立したレート方程式モデル計算を実行し、流出フラックスの項に壁係数  $\gamma_1, \gamma_2$  の影響を

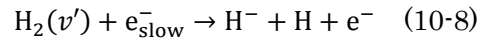
含めている。壁係数  $\gamma_1$  は水素原子の表面再結合過程であり、 $\gamma_2$  は振動励起状態にある水素分子の、表面脱励起による基底状態への遷移確率を表す。計算から、壁材料には表面再結合確率が高く ( $\gamma_1 \sim 1.0$ )、表面脱励起確率が低いもの ( $\gamma_2 \ll 1$ ) を用いることの重要性が指摘された。

### 10.1.2 電子エネルギー分布関数 (EEDF) の計算モデル

前節でも触れたが、負イオンの体積生成には、高速電子による振動励起分子の生成



および、高準位振動励起分子と低速電子による解離性付着反応



が重要であることが、10.1.1 節の 0 次元モデルからも指摘されたが、電子のエネルギーに関する理解が必要であった。Bretagne

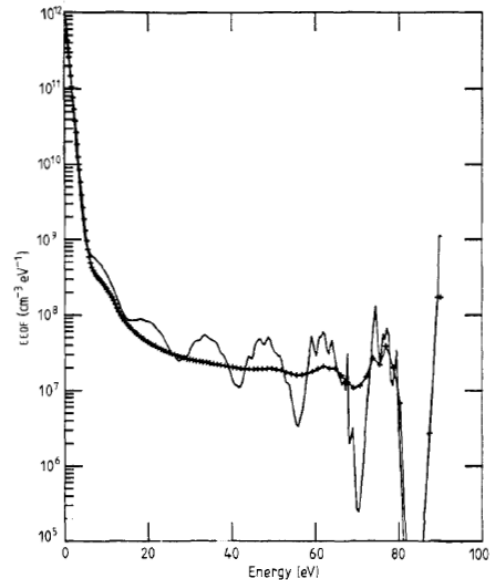


図 70. Gorse らによって計算されたフィラメントイオン源 (アーク電圧  $V_d = 90\text{V}$ , アーク電流  $I_d = 10\text{A}$ ) 内の EEDF [37, 38].

や Gorse らは、イオン源プラズマ中における電子エネルギー分布関数 (EEDF; Electron Energy Distribution Function) を Boltzmann 方程式

$$\frac{\partial F(\varepsilon, t)}{\partial t} = -\left(\frac{\partial J_{el}}{\partial \varepsilon}\right) - \left(\frac{\partial J_{el}}{\partial \varepsilon}\right)_{CC} + \text{In} + \text{Ion} + \text{Sup} + \text{Rot} + S - L \quad (10-9)$$

から計算する 0 次元モデルを構築し、EEDF と分子の振動励起準位の同時計算を実施した[37,38]。上式の第 1 項および第 2 項は、それぞれ電子間の弾性衝突およびクーロン衝突によるエネルギー空間内の分布関数の拡散を表す。また、In, Ion, Sup, Rot は、電子・中性粒子間の非弾性衝突過程、電離過程、弾性衝突過程、回転準位励起過程によるエネルギー空間内の電子フラックスを表す。生成項 S は、フィラメントからアーク電圧分のエネルギーで加速される電子放出電流であり、消滅項 L は壁流出フラックスと再結合過程によって与えられる。

図 70 には、Gorse らによって計算されたフィラメント放電型イオン源内部の EEDF を示す。この計算モデルから、重要な 2 つの事実が結論付けられている。1 つは、EEDF の形成に、クーロン衝突によるエネルギー緩和が強く影響する点である。もう 1 つは、イオン源内部の EEDF は、本テキスト 3.1 節で扱ったような Maxwell 分布にはならないことである。

このことから、一般的にイオン源内部の字反応過程を知るためには、parametric に与えた電子温度・密度に対するレート方程式を計算するだけでなく、EEDF を計算する必要があることが示された。その一方、10.1.1 節でも触れたとおり、電子の消滅項、特に壁流出フラックスの値は、イオン源内

部に形成される磁力線によって電子が捕捉される影響から、正確な評価が難しい。これを解決するためには、イオン源実形状・実磁場配位に基づく電子輸送を計算する必要がある。

### 10.1.3 電子の軌道計算

イオン源内の実磁場配位中における初期電子の軌道計算は、Ohara によって試みられた[39]。このモデルでは、10.1.2 で紹介した電子の Boltzmann 方程式とは異なり、磁場中の電子の 3 次元運動方程式

$$\frac{\Delta \mathbf{x}}{\Delta t} = \mathbf{v},$$

$$\frac{\Delta \mathbf{v}}{\Delta t} = \frac{q}{m}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (10-10)$$

を直接解く。イオン源ごとの 3 次元磁場分布を予め入力しておくことで、磁場設計ごとの電子軌道から、イオン源の閉じ込め性能を評価することが可能である。図 71 には

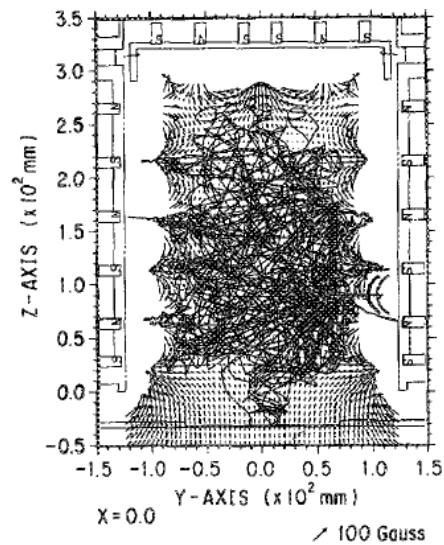


図 71. Ohara らによるフィラメントイオン源内の高速熱電子軌道計算結果[39].

Ohara らによるフィラメントイオン源内の高速熱電子に対する軌道計算結果を示した。3次元磁場分布データは、磁石位置・寸法などから表面磁化モデルを適用するなどして得ることが出来る。特に、マルチカスプ磁場構造のイオン源の場合、磁石の配置によってはチャンバ壁近傍で弱磁場領域が形成され、そこからプラズマ粒子が流出するため、このような磁場設計検討は非常に重要である。

10.1.2 節で説明した分布関数を直接計算するモデルとは異なり、1つ1つの粒子に対する方程式を計算するこのようなモデルは、粒子シミュレーションと総称される。この電子軌道の計算は、フィラメントイオン源など、陰極放電型のものにのみ適用される。扱われる電子は、陰極から放出した直後の熱電子である。フィラメントから生成される電子は、6.4.3 節で説明したとおり、アーク電圧に相当するエネルギーまで加速されて真空チャンバ内に放出される。このような高エネルギーの電子は、他の粒子との衝突による運動量移行や、原子・分子過程による反応エネルギーを失いながら平衡分布に近づこうとする。このようにして平衡状態で得られる EEDF を軌道計算から知るためには、3次元的な磁場分布の影響だけでなく、シースポテンシャル (4.4 節) などによる電場の影響や、クーロン衝突 (4.2 節)、非弾性衝突過程 (3.2, 3.3 節) による実空間・エネルギー空間内の拡散の影響を合わせて計算することが重要になる。しかし、衝突を含めた分布関数の計算を、粒子シミュレーションから、統計的に十分な精度で行うためには、 $10^5$  個以上のオーダーの粒子数が要される。上述のシミュレーションが行われ

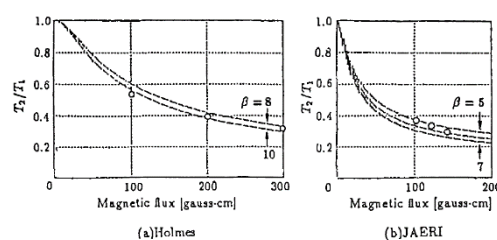


図 72. Ogasawara らによるフィルター磁場強度ごとの電子温度低下率の計算結果 [40].

た 1980 年台では、計算資源が不十分である中、軌道解析は計算コストを抑えつつもイオン源設計に十分威力を発揮し、現在でも重要な役割を担っている。

#### 10.1.4 衝突過程を含めたプラズマ輸送の有次元モデル

1990 年台には、Holmes や Ogasawara らが負イオン堆積生成に関わるプラズマ輸送過程、特にフィルター磁場を横切る際の電子の温度・密度変化を理解するために、磁力線への補足と衝突による拡散の影響を考慮したプラズマ流体の 1 次元モデルを確立した [40 - 42]。基礎方程式は、粒子とエネルギーに対する流体方程式

$$\begin{aligned} \Gamma &= -\frac{\sigma}{e}E - D \frac{dn}{dx} + \frac{1}{2} D_T \frac{dT}{dx}, \\ Q &= -\mu E - TD \frac{dn}{dx} - 1.92TD_T \frac{dT}{dx}, \end{aligned} \quad (10-11)$$

であり、係数

$$\sigma = ne^2 \frac{\tau}{m} (\omega\tau)^{-2} \quad (10-12)$$

は電気伝導度を表す。ここで、 $\omega$  および  $\tau$  はサイクロトロン周波数と平均衝突時間を表し、フィルター磁場のような強磁場中では  $(\omega\tau)^2 \gg 1$  が成り立つ。また、各係数  $D =$

$TA, D_T = nTA$  および  $\mu = neTA$  は粒子の拡散係数、熱拡散係数および移動度である。このような方程式をイオン源軸方向 1 次元に取り、適当な輸送係数を与えることで、フィルター領域における電子温度・密度の低下が、7.2.3 節で議論したフィルター磁場強度と電子の衝突による磁力線垂直拡散によって決まることを説明した (図 72)。

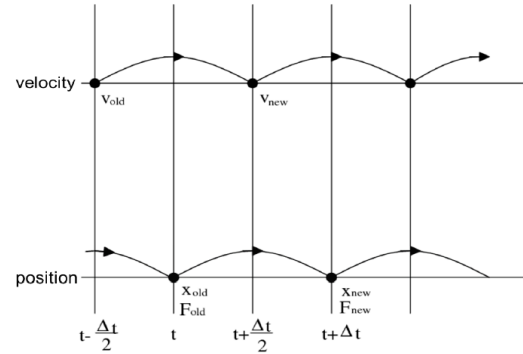


図 73. Leap-Frog 法の概念図。

## 10.2 プラズマの 3 次元 Monte-Carlo シミュレーション

2000 年台に入ると、計算資源の向上により、多次元の粒子シミュレーションが可能となった。Hatayama らは、フィラメントイオン源内部のプラズマに対する 3 次元の Monte-Carlo シミュレーションモデルの開発を行い、前述の流体・軌道シミュレーションの課題であった 3 次元実磁場配位と多種類の衝突過程 (弾性・非弾性衝突、クーロン衝突) を同時に解くことが可能となった。これにより、プラズマ中の EEDF がどのような空間分布を持つか、あるいは支配的な反応過程の解明が進められている。

### 10.2.1 フィラメントイオン源内の 3 次元電子輸送計算

2000 年以降、電子だけでなく、負水素イオンや原子・分子に対しても、多様な Monte-Carlo シミュレーションが実施されてきた [43, 44]。全てを挙げるときりが無いので、ここでは、特に最近 J-PARC RF イオン源の解析に関わるものとして、

- ・ 衝突過程を含めた 3 次元電子輸送計算
- ・ RF イオン源用の 3 次元粒子輸送・電磁場分布計算

を紹介する。

3 次元の電子輸送計算では、3 次元磁場構造および装置形状が与えられる体系で、基礎方程式として、電子の運動方程式

$$\frac{\Delta \mathbf{x}_e}{\Delta t} = \mathbf{v}_e$$

$$m_e \frac{\Delta \mathbf{v}_e}{\Delta t} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) + \mathbf{F}_{\text{coll}} \quad (10-13)$$

を計算する。10.1.3 節の電子軌道計算と同様、3 次元磁場データは、イオン源内部を細分化したメッシュ点ごとに与えられる。このような体系で電子のサイクロトロン運動を計算する場合は、Leap-Frog 法 [45] が用いられる。例えば、ある時刻  $t$  から  $t + \Delta t$  における電子位置  $\mathbf{x}_e$  を更新するためには、時刻  $t + \Delta t/2$  電子速度  $\mathbf{v}_e$  の情報が必要であるため、位置と速度の更新時刻は、計算時間ステップの半分  $\Delta t/2$  だけずらして行う必要がある (図 73)。計算技法の詳細は、情報量が多いので、ここでは概要のみに触れる。興味がある人は、文献 [45–47] を参照にされたい。また、衝突項  $\mathbf{F}_{\text{coll}}$  は、3.2, 4.2 節などで述べた弾性・非弾性衝突とクーロン衝突がある。水素プラズマの場合、非弾性衝突過程として、表 1 に示すような電子・原子・分子・正負イオン間の電離、励起、脱励起、再結合、

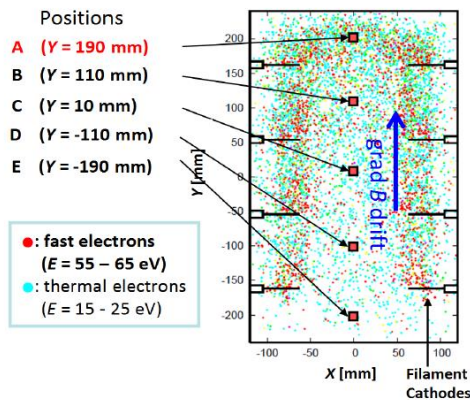


図 74. 大型のフィラメント陰極放電型負水素イオン源内部の電子輸送計算結果。フィラメントから放出された熱電子（55 - 65 eV）が Y 方向に輸送されて、イオン源上部に蓄積するシミュレーション結果[47]。

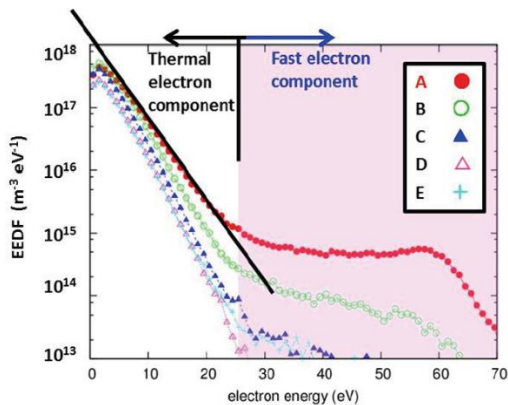


図 75. 図 74 の点 A - E における EEDF の空間分布[47]。

解離、解離性電離、解離性励起、解離性再結合、荷電交換過程などによる運動量移行、また電離による 2 次電子生成、再結合による消滅の影響を、擬衝突法（Null Collision Method）によって計算する[48]。クーロン衝突による運動量移行は、メッシュ点ごとのプラズマ温度、密度から決まる分布関数の平均と分散を満たすように散乱角  $\theta$  の確率分布関数  $\delta = \tan(\theta/2)$  を乱数によって決める。衝突に与る粒子の選択方法も含め、こ

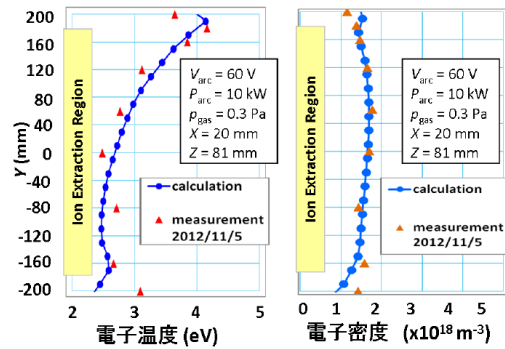


図 76. EEDF から計算されるフィラメントイオン源内の電子温度（左）・密度（右）の計算結果と Langmuir プローブによる測定結果の比較。

の計算技法を二体衝突モデル（Binary Collision Model）と呼ぶ[49]。

このようにして、フィラメント陰極から生成された高エネルギーの熱電子が衝突を経てエネルギー緩和される過程を第一原理的に扱うモデルが構築された。また、プラズマ定常状態の EEDF を、イオン源の 3 次元実形状に対して求めることが可能となり、これまでの数値シミュレーションの課題の 1 つが達成された。

3 次元実形状粒子シミュレーションの構築によるもう 1 つの利点は、イオン源の実形状、実磁場配位などの設計や運転条件と、測定不可能なプラズマパラメータの空間分布を直接比較できるようになったことにある。図 74 には、実形状を模した大型負水素イオン源内部の磁場勾配に起因する高速電子の grad B ドリフトの様子を示した。また、それによって空間各位置で計算される EEDF と電子温度分布を図 75, 76 にそれぞれ示した。10.1.2 節で議論したように、EEDF は Maxwell 分布（図 6）から逸脱し、高エネルギーテール成分を持つ。これにより、原子・分子の電離・解離反応レートが空間的に

不均一となると、負イオン表面生成の親粒子である水素原子  $H^0$  や正イオン  $H^+$  の生成量が空間的に不均一となり、その結果として H-ビームに空間的な偏りが生まれることを明らかにした。

この計算モデルは、現在は KEIO-MARC (Kinetic Electron model of IOn source with Multi-cusp ARC) コードとして公開されており [13]、研究所との共同研究によるビーム一様性改善や、医療機器メーカーの出資のもとイオン源出力向上に利用されている [50]。

### 10.2.2 J-PARC イオン源内のプラズマ輸送・電磁場計算

前節のモデルは、フィラメント型イオン源のような定常状態における準中性条件が成り立つプラズマの輸送計算に有効であるものの、J-PARC のような誘導結合型 RF イオン源には適用できない。

6.5.4 節で説明したように、誘導結合型の RF イオン源では、アンテナコイルに交流電流を印加することで、イオン源内部に誘導結合型の振動電磁場を発生させ、放電を行う。RF プラズマが E モードから H モードに遷移すると、周方向に振動するプラズマ電流によって、誘導結合型電磁場が形成されることで高密度プラズマが生成される。このようなプラズマ輸送過程と電磁場が相互に影響しあう体系には、Particle-In-Cell (PIC) モデルが用いられる。

PIC モデルは、扱う基礎方程式によって 2 種類に大別される。1 つ目は、静電的な PIC であり、粒子の輸送計算から得られる電荷密度分布 ( $\rho(x)$ ) を差分化した Poisson 方程式 (簡単のため、1 次元で記述)

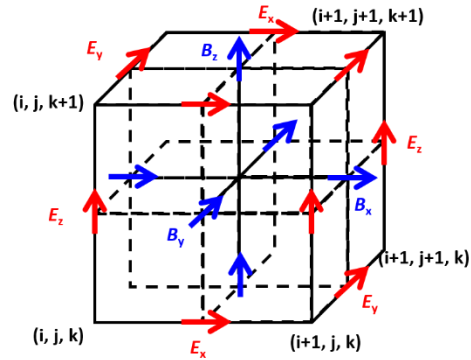


図 77. FDTD 法における電場、磁場計算位置.

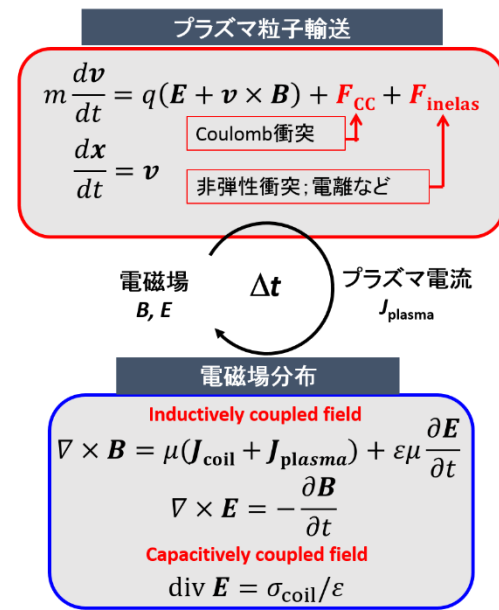


図 78. PIC-MCC モデルにおける計算フローの概念図.

$$\frac{\phi_{i-1} + \phi_{i+1} - 2\phi_i}{(\Delta x)^2} = -\frac{\rho_i}{\epsilon_0} \quad (10-14)$$

に代入するものである。ここで、 $\phi_i, \rho_i$  は数値計算を行う体系のメッシュ点  $i$  における電位と電荷密度、 $\Delta x$  はメッシュ間隔を表す。これによって計算される電位  $\phi_i$  から空間各点における電場  $E_j$  を計算し、再度プラズマ輸送計算に用いることで、自己矛盾無くイオン源内部の過程を計算可能である。一方、誘導結合型 RF イオン源に対しては、

表 8. J-PARC RF イオン源プラズマモデルの主要な計算パラメータ.

時間ステップ $\Delta t$	$1 \times 10^{-12}$ s
衝突時間ステップ $\Delta t_{\text{coll}}$	$1 \times 10^{-10}$ s
メッシュサイズ $\Delta x, \Delta y, \Delta z$	$2 \times 10^{-3}$ m
計算粒子数	$10^6 - 10^7$ 個

電磁場の時間変化の影響を計算する PIC モデルを用いる。PIC では基礎方程式として Maxwell 方程式

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 (\mathbf{j}_{\text{coil}} + \mathbf{j}_{\text{plasma}}) + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \end{aligned} \quad (10-15)$$

を計算することで、誘導結合型電磁場を解くことができる。Maxwell 方程式の差分計算は、FDTD (Finite Differential Time Domain) 法を用い、数値誤差を抑えて電場  $\mathbf{E}$ 、磁場  $\mathbf{B}$  の更新を行う (図 77)。これと同時に、電子・イオンの輸送計算を (10-13)

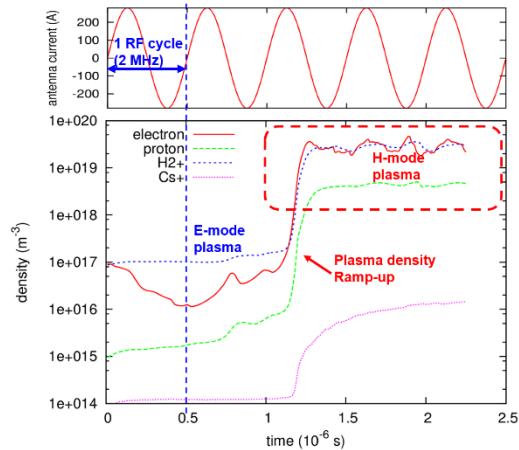


図 79. J-PARC RF イオン源アンテナコイル印過電流の時間変化 (上) およびプラズマ密度の時間変化 (下). 電子,  $\text{H}^+$ ,  $\text{H}_2^+$  密度は, それぞれ赤, 緑, 青線で表される [51].

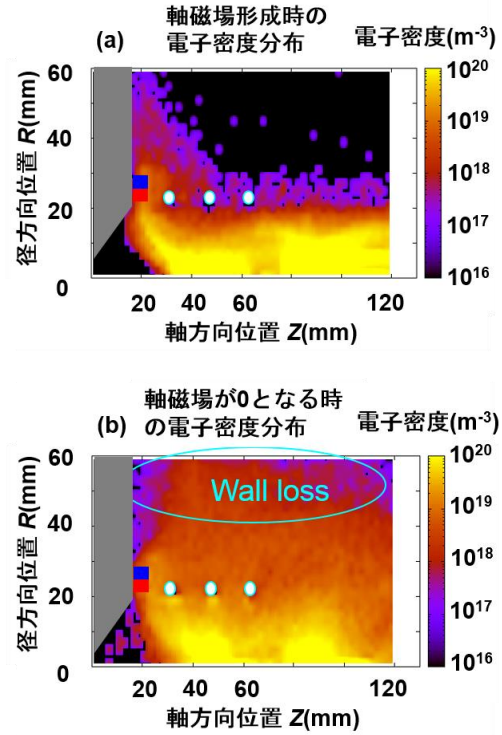


図 80. J-PARC イオン源プラズマ H モードにおいて, (a) 軸磁場形成時, および (b) 軸磁場が 0 となる時の電子密度分布.  $Z$  軸上 ( $R=0$ ) は, イオン源チャンパー中心軸を表し,  $R=Z=0$  がビーム引出し孔中心である. イオン源側壁は  $R=60$  mm, 天板は  $Z=120$  mm に位置する. また,  $R=20$  mm,  $Z=33, 48, 63$  mm 位置には, RF イオン源内部アンテナコイルの断面を示した.  $Z < 20$  mm のチャンパー壁部分は, プラズマ電極である [51].

式から計算することで, 空間各位置におけるプラズマ電流

$$\mathbf{j}_{\text{plasma}} = q(n_{\text{ion}} \mathbf{v}_{\text{ion}} - n_{\text{elec}} \mathbf{v}_{\text{elec}}) \quad (10-16)$$

を求めることが出来る。この粒子シミュレーションを Monte-Carlo 法を用いていることから, PIC と合わせて, PIC-MCC (PIC-Monte-Carlo Code) と呼ぶ。図 78 に PIC-MCC モデルの概念図を示した。また, 表 8 には, 主要な計算パラメータを示した。メッ

シュサイズ $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ と軌道計算の時間ステップ $\Delta t$ の間には、Courant 条件

$$c\Delta t \leq \left\{ \frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2} \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (10-17)$$

を満たす[51 – 53]。

このようなモデルを J-PARC イオン源に適用した結果を幾つか紹介する。

図 79 には、RF プラズマに対するプラズマ密度の時間変化を示した。プラズマ点灯直後の E モード時に $10^{17} \text{ m}^{-3}$ 以下であった密度は、定常状態の H モードへの遷移することで $10^{19} \text{ m}^{-3}$ と 2 桁以上の成長を示している。定常状態に至った後は、周方向プラズマ電流による誘導結合型の軸磁場がプラズマをイオン源中心軸付近に閉じ込める (図 80(a))。一方、軸磁場強度は RF 周波数 (J-PARC は 2 MHz) で振動するため、極性が変化するタイミングで磁場が 0 となり、壁への流出によるプラズマ密度ロスが周期的に訪れる (図 80(b))。このような過程が 1

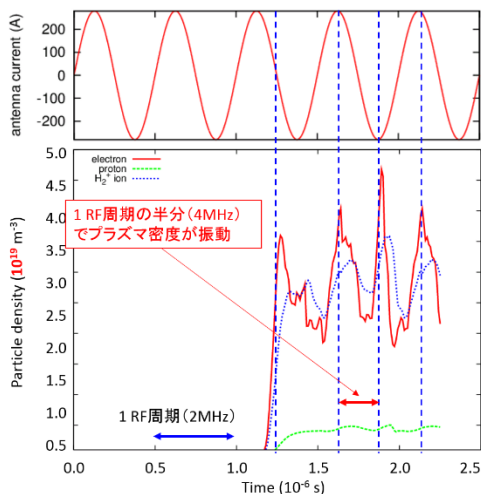


図 81. J-PARC RF イオン源アンテナコイル印過電流の時間変化 (上) および H モード定常状態におけるプラズマ密度の時間変化 (下)。

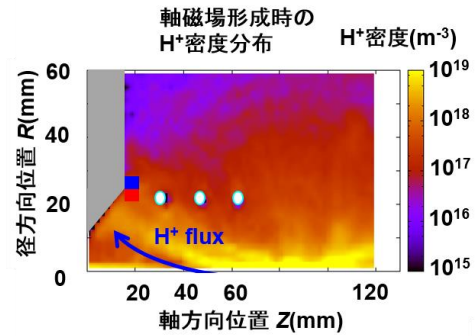


図 82. J-PARC RF イオン源内の H<sup>+</sup>密度分布。

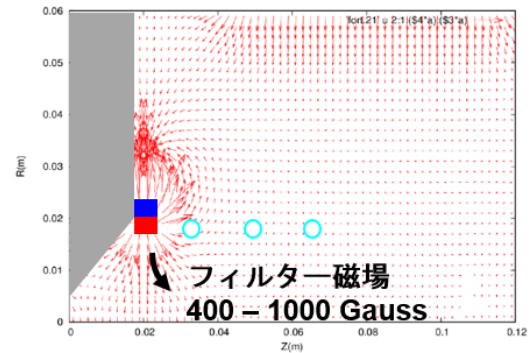


図 83. J-PARC RF イオン源内の H<sup>+</sup>密度分布。

周期の間に 2 度起こるため、H モード定常状態におけるプラズマ密度の振動は 2 MHz の倍の 4 MHz で生じる (図 81)。このため、プラズマからの Balmer 光を調べると、RF プラズマが H モード状態のプラズマに成長している場合は、RF 周波数の 2 倍の周波数で発光線強度が振動する。この振動を確認することで、普遍的な RF イオン源設計に対して H モードが得られているかを知ることが出来る [51]。

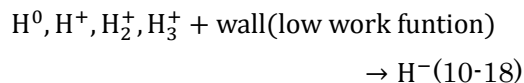
大電流化に向けて重要なのは、7.2.2 節で説明した負イオン表面生成過程を促進する設計指針の提案である。J-PARC イオン源の H モードプラズマ計算から、図 82 のように H<sup>+</sup>密度は、強い軸磁場によってイオン源中心部 ( $R \sim 0, Z = 60 - 100 \text{ mm}$ ) に捕捉される一方、イオン源引出し孔方向に近づくに



表 9. J-PARC RF イオン源から 40 mA の H<sup>-</sup>ビーム出力 (LEBT-SCT) を得るのに必要な投入パワーの変遷.

期間	RF 投入パワー
2015.12.25 -	36.0 kW
2016.02.18 -	38.3 kW
2016.04.04 -	36.2 kW
2016.06.01 -	34.9 kW
2016.10.02 -	22.9 kW
2016.11.16 -	22.4 kW
2017.01.05 -	24.6 kW
2017.03.08 -	21.8 kW
2017.04.19 -	22.4 kW
2017.10.03 -	16.1 kW
2018.01.05 -	16.7 kW
2018.04.03 -	16.2 kW

つれて、イオン源軸上から逸脱する。これは、図 83 のようなフィルター磁場によって磁力線が、フィルター磁石方向に曲げられるためである。ここで重要なのは、7.2.2 節で示した負イオンの生成式



である。H<sup>+</sup>が入射して H<sup>-</sup>を生成するための低仕事関数金属表面は、図 82, 83 の Z < 20 mm 位置に取り付けられたプラズマ電極である。特に、引出し孔近傍のテーパ部に、H<sup>+</sup>など正イオンの入射フラックスが増加すると、H<sup>-</sup>のビーム引出し効率が最も良

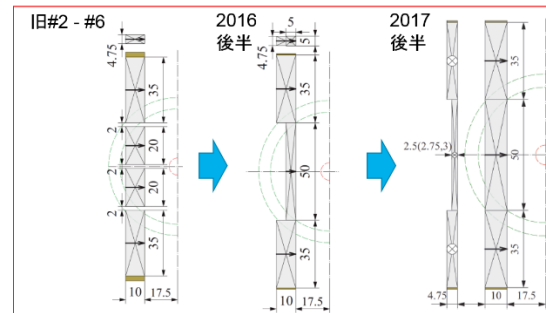


図 84. J-PARC RF イオン源フィルター磁石形状の変遷.

くなる。このシミュレーションから、本来は負イオン生成領域付近で電子温度を低減させるためのフィルター磁石によって、H<sup>+</sup>の入射フラックスが調節可能であることが予測された。実際にフィルター磁石の配位を改善することで、J-PARC イオン源ではビーム電流値の大電流化に成功している。

表 9 には、J-PARC イオン源において、40 mA の H<sup>-</sup>ビーム出力を得るのに必要な、RF イオン源への投入パワーの変遷を示した。2015 年の 40 mA ユーザー運転開始以降、36 kW 以上必要とされた投入パワーは、翌 2016 年の夏メンテナンス時のイオン源フィルター磁石配置改造 (図 84) を機に 22 kW 以上まで低下したことで、投入パワーに対する H<sup>-</sup>ビームの生成効率が向上している[34]。同様に、2017 年の夏メンテナンス以降には、RF 投入パワーが 16 kW まで低減出来ている[54]。

## 11. おわりに

本テキストは、イオン源について理解を深めたい人、イオン源の改造や設計を検討している人対象としている。冒頭でも述べたとおり、イオン源の種類や変遷を理解するためには、プラズマと呼ばれる物質の状態

について、その性質や挙動、反応過程などを前提として理解する必要がある。

プラズマ挙動を十分に理解することなくイオン源を設計すると、「何故かビーム電流がでてこない、真っ直ぐビームが出ない」などの事態に陥ることになる。その原因の多くは、ドリフトまでの影響を含めた磁場構造の検討が不十分であることや、プラズマの点火位置がイオン源中心でない箇所であることである。これらの問題は、定量的でなくともプラズマの主要な輸送過程を疑うことで解決可能なものも多くある。

本節で述べたとおり、近年では、計算資源の発展に伴い、数値シミュレーションが非常に強力な手段となってきた。このような計算技法を活用してイオン源設計をすることで、世界に先駆けた新しいイオン源設計・高性能化を図ることが出来る可能性は十分にある。

本テキストを機に、イオン源の勉強、あるいはイオン源プラズマのシミュレーションを始めてみようと思う人がいれば幸いである。

## 参考文献

- [1] 高木昭, OHO'96 高エネルギー加速器セミナー「イオン源」, (高エネルギー加速器科学研究奨励会, 1996).
- [2] 小栗英知, OHO'01 高エネルギー加速器セミナー「線形加速器 (I) -イオン源-」, (高エネルギー加速器科学研究奨励会, 2001).
- [3] 竹入康彦, OHO'07 高エネルギー加速器セミナー「正負水素イオン源と核融合プラズマへの応用」, (高エネルギー加速器科学研究奨励会, 2007).
- [4] 石川順三, 「イオン源工学」, (アイオニクス株式会社, 1986).
- [5] Ian Brown, “The Physics and Technology of Ion Sources, Second, Revised and Extended Edition”, (Wiley-VCH, Weinheim 2004).
- [6] Francis F. Chen, “*Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*”, (Plenum Press, New York 1984).
- [7] 高村秀一, 「プラズマ理工学入門」, (森北出版株式会社 1997) .
- [8] R. K. Janev, *et al.*, “*Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasma, Cross Sections and Reaction Rate Coefficients*”, (Springer Verlag, Berlin 1987).
- [9] L. C. Johnson, *Astrophys. J.* **174**, 227 (1972).
- [10] P. T. Greenland, *et al.*, *Phys. Fluids* **23**, 803 (1990).
- [11] R. Celiberto, *et al.*, *Atom. Data and Nucl. Data Tables* **77**, 161 (2001).
- [12] R. K. Janev, *et al.*, *Julich Report No. JUEL-4105* (2003).
- [13] T. Shibata, *et al.*, *Plasma Fusion and Research* **9**, 1401011 (2014).
- [14] 小栗英知, 「負イオンの加速器応用の最先端」, (日本物理学会 2012 年秋の分科会 ビーム物理領域合同シンポジウム「負イオン科学の新展開 -負イオン生成の物理とその応用技術-」) .
- [15] N. Umeda, *et al.*, *Nucl. Fusion* **43**, 522 (2003).
- [16] S. Dashman, *Rev. Mod. Phys.* **2**, 381-476 (1930).

- [17] 栗木雅夫, OHO'06 高エネルギー加速器科学セミナー「粒子源の設計と現状」, (高エネルギー加速器科学研究奨励会 2006) .
- [18] K. Ikegami, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **81**, 02A717 (2010).
- [19] D. C. Faircloth, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **75**, 1738 (2004).
- [20] H. Pereira, *et al.*, AIP Conf. Proc. **1515**, 81 (2013).
- [21] Y. Belchenko, Rev. Sci. Instrum. **64**, 1385 (1993).
- [22] D. Leitner, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **79**, 02C710 (2008).
- [23] H. Oguri, *et al.*, AIP Conf. Proc. **1869**, 030053 (2017).
- [24] 澤田圭司, 平成 15 年度 — 平成 18 年度 科研費補助金 基板研究 (C) 「振動励起・輻射輸送を考慮した水素衝突輻射モデルによる分子活性再結合発光線の解析」研究成果報告書, 平成 19 年 3 月.
- [25] J. R. Hiskes, *et al.*, J. Appl. Phys. **53**, 3469 (1982).
- [26] C. A. Papageorgopoulos and J. M. Chen, Surface Science **39**, 283-312 (1973).
- [27] B. Rasser, *et al.*, Surface Science **118**, 697 (1982).
- [28] P. J. M. van Bommel, *et al.*, J. Appl. Phys. **54**, 5676 (1983).
- [29] U. Fantz, *et al.*, New. J. Phys. **8**, 301 (2006).
- [30] 浜口智志, 村上泉, 加藤太治, プラズマ・核融合学会編, 「プラズマ原子分子過程ハンドブック」, 大阪大学出版会 (2011) .
- [31] A. Takagi, *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **32**, 1782-1784 (1985).
- [32] A. Kojima, *et al.*, Fusion Eng. Design **88**, 918-921 (2013).
- [33] H. Oguri, *et al.*, “Operation status of the J-PARC ion source”, JPS Conf. Proc. **8**, 011009 (2015).
- [34] K. Shinto, *et al.*, *17<sup>th</sup> International Conference on Ion Sources, “Present Status of the J-PARC Cesium RF-driven H Ion Source”*, T4\_Tu\_11. 15-20 Oct. 2017, Geneva.
- [35] M. Bacal, *et al.*, J. Appl. Phys. **52**, 1247 (1981).
- [36] O. Fukumasa, J. Phys. D: Appl. Phys. **22**, 1668 (1989).
- [37] J. Bretagne, *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **19**, 1197 (1986).
- [38] C. Gorse, *et al.*, Chem. Phys. **117**, 177-195 (1987).
- [39] Y. Ohara, *et al.*, J. Appl. Phys. **61**, 1323 (1987).
- [40] M. Ogasawara, *et al.*, AIP Conf. Proc. **210**, 596 (1990).
- [41] F. A. Haas, *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **24**, 1541-1550 (1991).
- [42] A. J. T. Holmes, Plasma Sources Sci. Technol. **5**, 453-473 (1996).
- [43] A. Hatayama, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **73**, 910 (2002).
- [44] M. Uematsu, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **71**, 883 (2000).
- [45] C. K. Birdsall, *et al.*, “*Plasma Physics via Computer Simulation*”, (IOP Publishing, Bristol 1991).

- [46] A. Hatayama, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **85**, 02A510 (2014).
- [47] T. Shibata, *et al.*, J. Appl. Phys. **114**, 143301 (2013).
- [48] K. Nanbu, *et al.*, *Proc. Soviet Union-Japan Symp. Comput. Fluid Dynamics*, (Computing Center of the USSR Academy of Sciences, 1989), Vol.2, pp.126-132.
- [49] T. Takizuka, *et al.*, J. Comput. Phys. **25**, 205 (1977).
- [50] M. Onai, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **87**, 02B127 (2016).
- [51] T. Shibata, *et al.*, AIP Conf. Proc. **1869**, 030017 (2017).
- [52] T. Shibata, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **87**, 02B128 (2016).
- [53] R. Courant, *et al.*, Math. Ann. **100**, 32 (1928).
- [54] K. Ohkoshi, *et al.*, Proc. of the 15<sup>th</sup> Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, pp. 310-313 (2016).