

1. はじめに

重イオン源とは一部のイオン源を除き放電等で発生したプラズマから重イオン（通常ヘリウムより重いイオンが重イオンと呼ばれる）を引き出し供給する装置である。

イオン源の使命は要求されるイオン種（価数を含む）を要求される量（ビーム強度）、質（エミッタンス等）で要求される期間、場所に安定に供給することである。これらの要求を満たすためにこれまで種々の手法を用いた、種々のイオン源が開発されてきている。まず重イオン源は負イオン源と正イオン源に大別され、正イオン源ではその生成手法によっていくつかのイオン源に分類される。表面効果を利用するイオン源、放電（マイクロ波、アーク放電等）を利用してプラズマ生成しそのプラズマを利用するイオン源等が存在する。これら放電手法に加えて、プラズマの閉じ込め方法も種々存在する。

その全てを網羅することは著者の能力をはるかに超える作業である。本稿では重イオン源の中でも正イオンかつ多価イオン生成のためのイオン源について述べたいと思う。

通常イオン源は図1-1に示すような装置で構成される。まず要求されるイオン種を生成するためには電離ガスの供給、特に常温で固体の物質に関しては事前にガス化を行うことが必要である。ガス化された物質はプラズマ生成室に供給される。ガス化された物質はプラズマ生成室中のプラズマによって電離されイオンビーム引き出し口付近へと運ばれたイオンがイオンビーム引き出し装置によってイオン源外部へと引き出される。引き出されたビームは自由空間をある速度を持って飛行するが、通常空間的には発散する性質を持っているためその発散を妨げかつ積極的に収束させるためのビーム収束系（アインツェルレンズ、ソレノイドコイル、4極、6極コイル等）によって収束される。

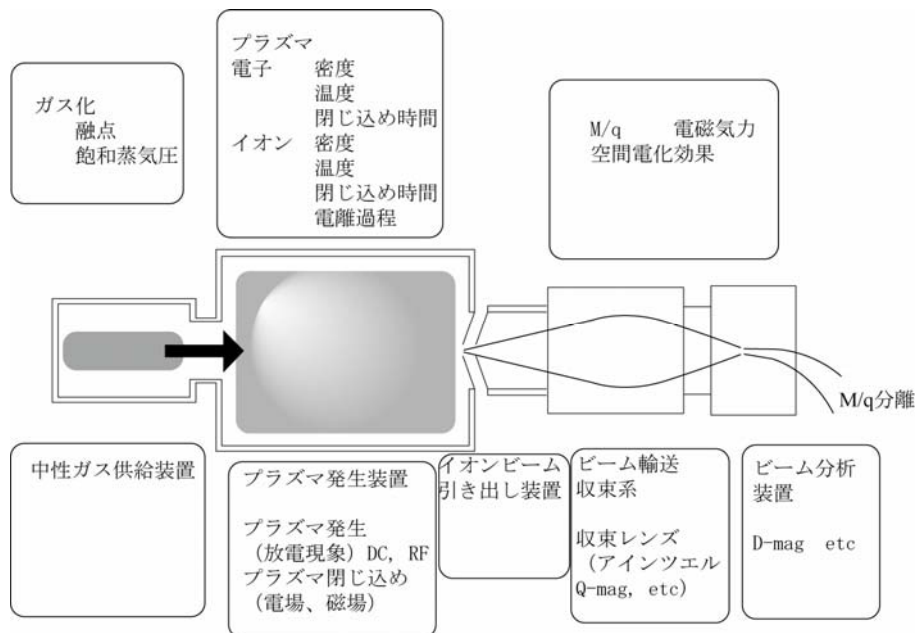


図1-1 イオン源構造の概略

収束されたビームは分析電磁石等によって質量と価数の比 (m/q) ごとに分析される。図 1-1 の上部にはこれら各部位において重要な物理量、下部にはその手法または代表的な装置について描かれている。

本稿ではまずイオン源内のプラズマにとって重要な性質のいくつかをまず説明し、次にイオン源について具体的なイオン源を挙げながら説明する。最後にイオン源を用いた応用について言及する。

2. イオン源プラズマ

序でも述べたようにイオン源はプラズマ中で生成されたイオンをプラズマ外部に引き出しビームとして供給する装置である為、ビームの性質(強度、価数分布、エミッタンス)は生成されたプラズマの性質に強く依存する。この章では、イオン源の特徴を理解するための最小限のプラズマの性質、プラズマ中でのイオン生成のメカニズムについて紹介する。

2-1. 温度の概念[1]

熱平衡にある気体はあらゆる速度の粒子を含んでいて、もっともありうるべき速度分布は Maxwell 分布になる。1次元の Maxwell 分布は

$$F(x) = A \exp\left(-\frac{\frac{1}{2}mv^2}{k_B T}\right)$$

で与えられる。 $F(x)$ は 1cm^3 中に $v \sim v+dv$ の速度を持つ粒子の個数を表す。この分布における平均運動エネルギー E_{av} は

$$E_{av} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2}mv^2 F(v)dv}{\int_{-\infty}^{\infty} F(v)dv} = \frac{1}{2}k_B T$$

3次元に拡張すると

$$E_{av} = \frac{3}{2}k_B T$$

となる。プラズマの場合、通常温度として運動エネルギーeVを単位として用いる。温度(k)との変換係数は

$$1\text{eV} = 11600\text{K}$$

となる。

プラズマは通常いくつかの温度を持ちうる。イオン温度と電子温度が、それぞれ T_e, T_i を持つ別個の Maxwell 分布をしていることがしばしば発生する。イオン同士またはイオンと中性原子との衝突によるエネルギーの交換は大きく、電子とイオン、中性原子との衝突による運動エネルギーの交換は小さい。そのため衝突回数の少ない低圧時では、定常状態における電子の運動エネルギーはエネルギーの損失が少なく高エネルギーのまま、イオンの運動エネルギーと一致しない場合が生じる。 $(T_e \gg T_i)$ 後述するように高品質なイオンビームを生成する上で大きな利点となる。

一種類の粒子に関してもある条件下では異なった温度を持つことがある。例えば磁場が存在する場合、磁場に垂直方向の温度と水平方向の温度が異なることが多々ある。この性質はあとで詳しく説明する ECR イオン源による電子の閉じ込めに大きな役割を果たす。

またプラズマ中では電子は常にマイクロ波等からエネルギーを受け取りより高温になる。このエネルギーの受け取り方によっては、電子は Maxwell 分布からずれを生じることがある。

2-2. プラズマ振動[1]

もしプラズマ中の電子がイオンの一様なバックグラウンドから少し変位したとすると、電子はその変位からプラズマが中性を保とうとする方向に電場が発生し、プラズマ周波数と呼ばれる周波数で震度をはじめめる。この場合イオンは電子に比べ大きな質量を持つため、電子の運動に追従できずに動かないものと考えられる。このプラズマ周波数はプラズマが冷たい場合 ($T_e=0$) 以下のように表される。

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi m_e e^2}{m} \right)^{1/2}$$

この式から明らかなようにプラズマ周波数は電子密度が高いほど大きくなるのがわかる。

2-3 プラズマ中での多価イオン生成のメカニズム

さてプラズマ中でのイオン生成はどのようにして行われているのだろうか？この章では多価イオン生成のメカニズムを調べることで、多価イオン生成にとって重要なパラメータについて考察をしたい。

プラズマ中で原子は電子との衝突を繰り返し、1価イオンから段階的に多価イオンへと移行してゆく。(逐次電離) イオンの電離過程を表す方程式 (rate equation) は以下のように書かれる。

$$\begin{cases} \frac{dn_0}{dt} = -n_e \chi_{0 \rightarrow 1}^{\text{ion}} n_0 + n_{\text{gas}} \xi_{1 \rightarrow 0}^{\text{ex}} n_1 - \frac{n_0}{\tau_0} \\ \vdots \\ \frac{dn_i}{dt} = +n_e \chi_{i-1 \rightarrow i}^{\text{ion}} n_{i-1} - n_e \chi_{i \rightarrow i+1}^{\text{ion}} n_i \\ - n_{\text{gas}} \xi_{i \rightarrow i-1}^{\text{ex}} n_i + n_{\text{gas}} \xi_{i+1 \rightarrow i}^{\text{ex}} n_{i+1} - \frac{n_i}{\tau_i} \end{cases}$$

ここで $\chi_{i \rightarrow i+1}^{\text{ion}}$ はイオンが価数 i から $i+1$ になる

確率、 $\xi_{i \rightarrow i-1}^{\text{ex}}$ はイオンが価数 i から $i-1$ になる確率

を表し、これらのパラメータは主に電子とイオンの衝突による電離及び中性原子との衝突による荷電変換反応によって支配される。また n_i, n_e, τ_i はそれぞれ 価数 i のイオンの密度、電子密度、プラズマ中での価数 i イオンの閉じ込め時間を表す。

さてこの方程式中で未知のパラメータは電子密度 n_e ($= \sum_{q=1}^i q n_q$)、電子温度 T_e 及びイオン閉じ込め時間 τ_i である。いいかえればこれら3つのパラメータを知る事でプラズマ内でのイオンの価数分布を知ることができる。

図 2-3-1[2]は Ar イオンの電離断面積の計算値を表す。この図から明らかなように、多価イオンになるほど電離断面積は小さくなりかつ断面積の最大値はより高エネルギーになるのがわかる。たとえば1価 Ar イオンを生成する場合その最大の電離断面積は 10^{-16}cm^2 ($\sim 50 \text{eV}$) であるのに対し、12価の場合は 10^{-19}cm^2 ($\sim 2000 \text{eV}$) とほぼ 1000 分の1の断面積でありかつ電子の運動エネルギーは 40 倍必要であることがわかる。

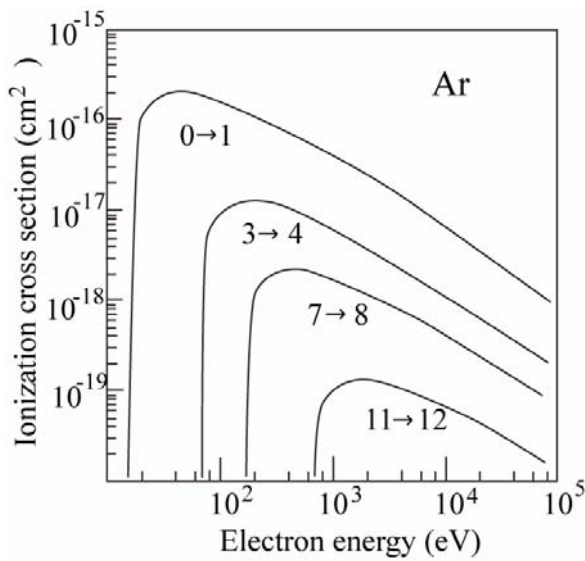


図 2-3-1 Ar イオンの電離断面積

さてイオン生成にとって上記3つのパラメータが重要であることを述べたが計算自体は複雑で直感的に捉えることは難しい。多価イオンのでき方をよりわかりやすく捉えるために以下のような図 2-3-2 が作成された。[3]

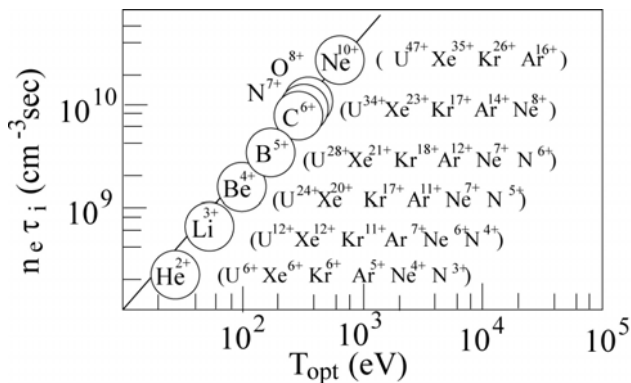


図 2-3-2 ゴロバニフスキーダイアグラム

通常、多価イオンができるためには電子とプラズマ中でどのくらい衝突したかということと、イオンに束縛された電子を衝突によって剥ぎ取るための電子の運動エネルギーに強く依存する。イオンと電子の衝突回数は電子密度とイオンの閉じ込め時間の積によって代表され $n_e \tau_i$ 電子の運動エネルギープラズマ中の電子温度で表さ

れる。図 2-3-2 から明らかなように $n_e \tau_i$ が大きくなると多価イオンが生成されるようになる。当然、イオンの価数が大きくなるとイオンの最外殻電子の束縛エネルギーが大きくなり電子温度も高いことが必要となる。例えば Xe^{20+} を生成するためには $n_e \tau_i$ は $10^9 (\text{cm}^{-3} \text{sec})$ である必要があるが、 Xe^{35+} 生成のためにはその一桁大きな値が必要となる。

一方イオン源から引き出されるビーム強度は

$$I_q = \frac{n_q q V}{\tau_q}$$

で表される。ここで n_q , V , τ_q はそれぞれ 価数 q イオンの密度、プラズマの体積、イオン閉じ込め時間を表す。この式から明らかなように、ある価数のイオンのビーム強度を増加させるためにはイオン密度、体積を増加させ、かつイオン閉じ込め時間を短くすることが重要となる。かつ $n_e \tau_i$, T_e は要求される条件を保持する事が必要となる。

2-4 プラズマシース、プラズマポテンシャル[1]

プラズマはマクロに見た場合イオン価数の総量と電子数とは同じにある。マイクロ波等で生成されたプラズマ中の電子は通常イオンよりも温度が高いため、プラズマを内包する容器の壁にイオンよりも早く到達消滅する。このことによりプラズマ自体は壁に対し正のポテンシャルを持つ。正のポテンシャルを持つと電子のプラズマからの逃走は抑制され、逆にイオンの流失を促す。この過程を経てプラズマは平衡状態に達する。このためこのような過程で生成されたプラズマは最終的に正のポテンシャルを持つことになる。(プラズマポテンシャル)

逆に考えると壁はプラズマに対して負電位になる。このため壁付近では電子が跳ね返されイオンの量多い領域が発生する ($n_i \gg n_e$) この領域をイオンシースと呼ぶ。イオンシースの幅 d は

$$d = 7.6 \times 10^2 \frac{V^{\frac{3}{4}}}{n_i^{1/2} (ZT_e)^{1/4}} \text{ (cm)}$$

で与えられる。ここでVは壁（または電極）の電圧、Zはイオンの価数を表す。

例えば $n_i = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $Z=1$, $T_e=100 \text{ eV}$, $V=10 \text{ kV}$ の時、dは7.6cmとなる。

3. イオン源からのビーム引き出し

いかにプラズマ中でイオンを生成しても、効率の良いイオンの引き出しを行わなければ、大強度のイオンビームを生成することはできない。

プラズマと壁面との境界では前述のように常にイオンの量が電子の量より多い状態にある。（プラズマシース）プラズマシースの幅は前章の説明で明らかのようにプラズマと壁面との電圧イオン密度に強く依存する。

さてイオンの引き出しにおいて、引き出し電極、チャンバー間の距離（d）、電圧を固定すると、イオンシース幅（ d_s ）とdとの関係によってプラズマ面は図3-1のようになる。

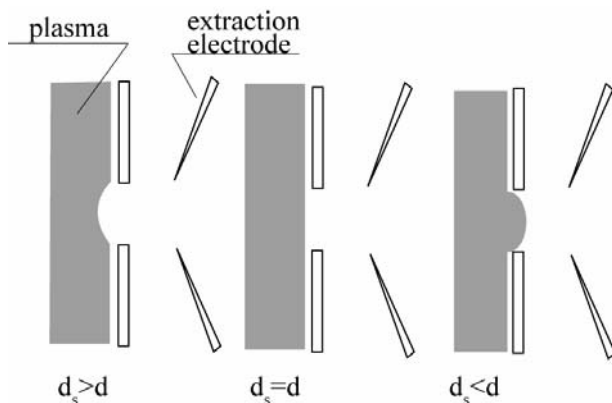


図3-1 ビーム引き出し部のプラズマ形状

良好なイオンの引き出しを行うためにはイオン

の放出面は平坦ないしは緩やかな凹面である事が望ましい。大強度ビームを生成するためにはプラズマ光男dを増加させる必要があるが、この場合良好なビーム引き出しを維持するためには、引き出し電圧を上げるか、電極間の距離を短くする必要が生じる

4. エミッタンス

イオン源から引き出されたビームの質の良否を判定するのにエミッタンスや輝度が良く用いられるが、これらの量は適当な規格化を行うと行路中では一定値を保つ場合が多く、種々のイオン源のビームの質を比較するのに有用である。ここではイオン源のエミッタンスがどのような物理量で決定されるのかを簡単に述べたい。

エミッタンスはビームの径方向の広がり为例えX軸に、位置Xにおけるビームの広がり角 $\alpha(x)$ を縦軸に描いた位相図の面積であり、以下の様に表される。

$$\varepsilon_2 = \frac{1}{\pi} \int \alpha(x) dx$$

この場合ビームの速度が速いほど広がり角は小さくなり、イオン源の引き出し電圧、価数に依存に比較に不便が生じる。

速度によらないエミッタンスを規格化エミッタンスと呼び以下のように表される。

$$\varepsilon_{2n} = \frac{1}{\pi} \int \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \frac{p_x}{p} dx$$

$$\beta = \frac{v}{c}$$

ここで β がビーム軸方向のみだと近似すると積分の外に出せて

$$\varepsilon_{2n} = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \varepsilon_2$$

と表される。

イオン源においてエミッタンスを決定する成分

はイオンの温度、磁場がある場合は磁場中においてイオン電離が進む際に磁場から受ける影響の2つである。

$$\varepsilon = r_0 \sqrt{\frac{T_q}{2qV_{ext}}} + r_0^2 B_0 \sqrt{\frac{q}{8MV_{ext}}}$$

第一項はイオン温度による広がり、第二項は磁場の効果である。 r_0 , T_q , V_{ext} はイオン引き出し穴の径、イオン温度、引き出し電圧である。 B_0, M は引き出し穴付近の磁場強度、イオンの質量を表す。ここで特徴的なのは温度依存性の項は価数の平方根に反比例し、磁場の項は価数の平方根に比例していることである。また磁場が強いほど、イオン温度が高いほどエミッタンスは大きくなる。

5. 多価重イオン源の条件

さてここまで、イオン源の性質を明らかにする上で重要なプラズマの性質等に関して述べてきたが、プラズマの性質から理解される理想的なイオン源の条件は T_e を要求されるイオンをもっとも効率よく生成できる温度に合わせかつ、イオン閉じ込め時間はできるだけ短くかつ電子密度はできるだけ大きくすることが肝要である。ただし要求されるイオンの n_e, τ にあわせ一定に保つ必要がある。またプラズマの体積はできるだけ大きくする。ビームの質（エミッタンス）に関しては、イオン温度はできるだけ低くなる条件でかつ磁場は低ければ低いほど良いことになる。

後述するようにこれら全てのパラメータを独立に操作することは不可能である。それでは実際のイオン源はどの様にしてこの理想的な状態に近づけているのであろうか。実際のイオン源には技術的、経済的な制限によって理想的な条件には程遠い状態であるが、その目的に応じて特徴的な構造をしている。次章では具体的なイオン源についてふれてみたい。

6. 具体的なイオン源の例

まず放電の型として、直流またはパルス電圧を印加することで気体放電を発生させるイオン源（PIG イオン源）について言及し、次にマイクロ波によってプラズマ生成するイオン源（ECR イオン源）について説明する。最後にこの2つのイオン源とは異なった手法でプラズマを生成するイオン源（レーザーイオン源）について述べる。

特に ECR イオン源は核融合の基礎研究のために開発されたミラー磁場閉じ込め型の炉を基礎にして発展してきた。そのため、イオン源内プラズマに関しては比較的詳しく研究されている。また筆者が長年開発に携わってきたイオン源でもあり、この章では ECR イオン源を中心に解説していきたい。

6-1. PIG イオン源（DC、パルス放電によるプラズマ生成）

PIG 放電を用いてイオンを引き出すイオン源を一般に PIG イオン源と呼ぶ。図 6-1-1 はこの種のイオン源の構造の概略を示している。アノードカソード間で放電によって生成された電子は電極間の電場によって加速されるが一方、チャンバーの周囲に配置された磁石によって発生した磁場にまきつくように運動するため壁に衝突することなくチャンバー内に滞在する。このメカニズムによって電子の閉じ込め時間を長くすることができる。多価イオン生成のためには電子の閉じ込め時間ばかりでなく、プラズマ密度をあげる必要がある。そのために大きなアーク放電電力を必要とする。

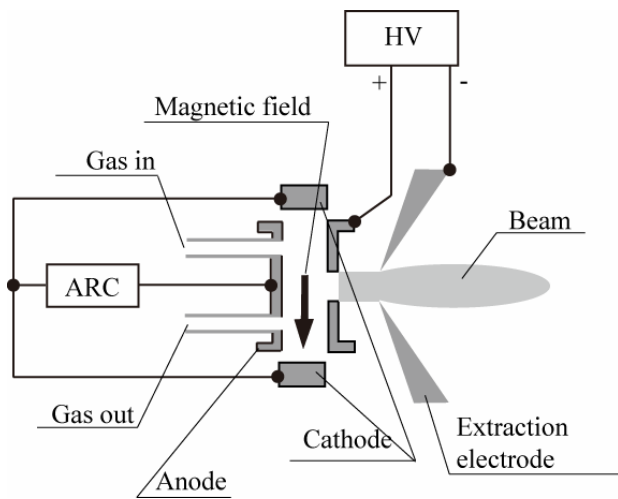


図 6-1-1 PIG イオン源の概略図

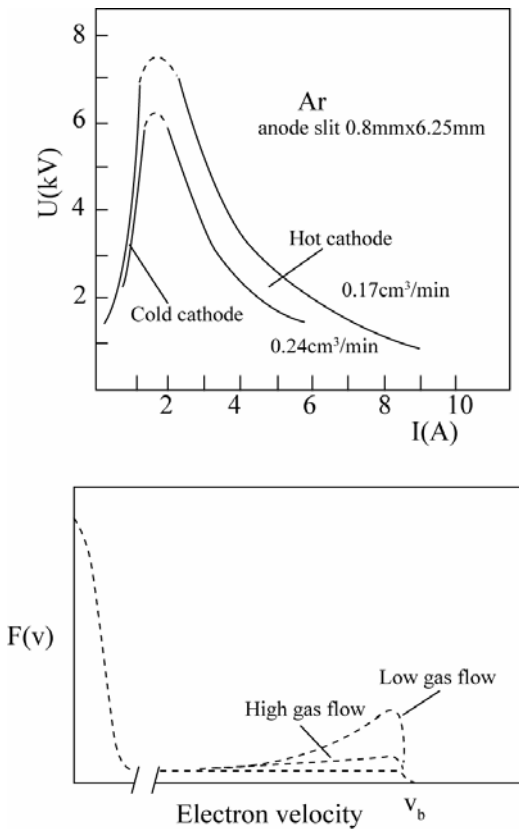


図 6-1-2 アーク電流と電圧の相関（上図）電子エネルギー分布（下図）

PIG イオン源は大きく 2 つの型に分類される。ひとつは熱陰極型、もうひとつは冷陰極型である。熱陰極型は放電現象に関係なく電子供給できる

ため電流量を比較的自由に制御できる。2 つの型のイオン源の放電電流、電圧の関係を図 6-1-2（上図）に示す。冷陰極型は電圧の上昇とともに放電電流が増加する。熱陰極型の場合は低い電圧で大電流がながれる。[4]

PIG イオン源の電子エネルギー分布は前述の Maxwell 分布から大きく外れている。図 6-1-2（下図）は電子のエネルギー分布を表す。高電圧の放電によって発生した電子は発生当初はほぼ単一のエネルギーを持つがプラズマは生成されるとともにプラズマとの相互作用等によってエネルギーを失い図の様な分布となる。[5]

イオンの閉じ込め時間は生成イオンの価数を決定する上で重要なパラメータになるが PIG イオン源においては磁場の存在する場合の拡散は Bohm 等によって提唱された拡散（Bohm 拡散）を用い

$$\tau_c (\mu s) = 10 \frac{R^2 B}{T_e} (cm^2 \cdot kG / eV)$$

となる。[6] 例えば $R=3cm$, $B=3kG$, $T_e=10eV$ の場合、イオン閉じ込め時間は $10\mu s$ のオーダーになる。

ビーム強度は磁場が一定の場合、放電電圧、アークカレント、中性ガス圧に強く依存する。図 6-1-3（上図）は Xe イオンビームのアークカレント依存性である。アーク電圧は 2 kV, 磁場強度は 1.5 kG,

デューティサイクルは 5% である。多価イオンビーム強度はアークカレントの増加とともに増加している。これは多価イオンが前述の関係から $n_e \tau_c$ が大きいほど多価イオンができやすいため、アークカレントが増加するとプラズマ密度が増加し、多価ビーム強度は増加する事になる。図 6-1-3（下図）は Xe イオンビーム強度のガス流量依存性を表す。ガス流量の増加は中性ガス圧の増加

を促す。中性ガス圧の増加は通常電子温度を減少させる。式からイオン閉じ込め時間は温度の低下と共に増加するが、一方多価イオンの電離確率を減少させる。この効果によってガス流量の増加に伴い多価イオンビーム強度が減少するものと推察される。

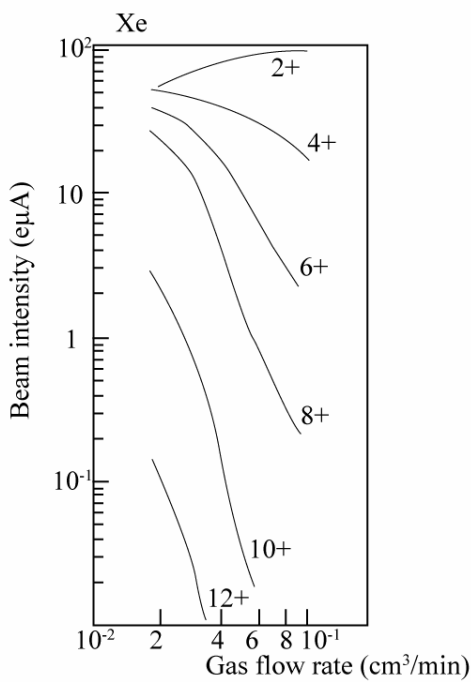
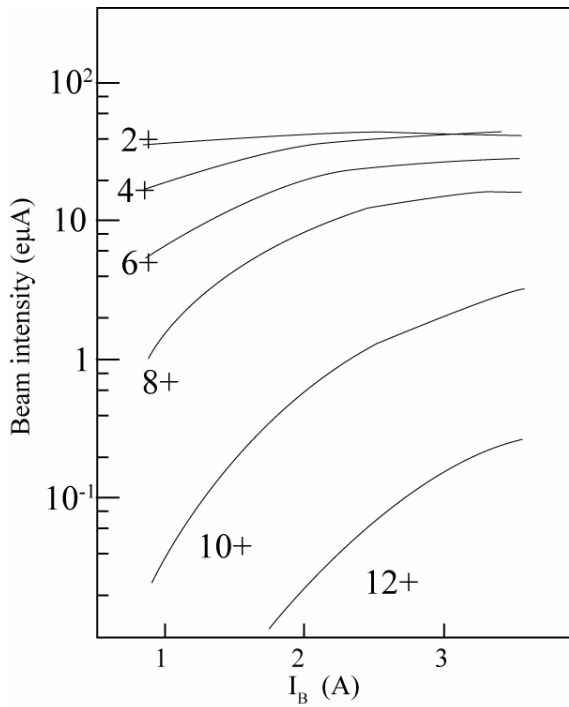


図 6-1-3 Xe イオンビーム強度のアーク電流依

存性（上図）及びガス流量依存性（下図）

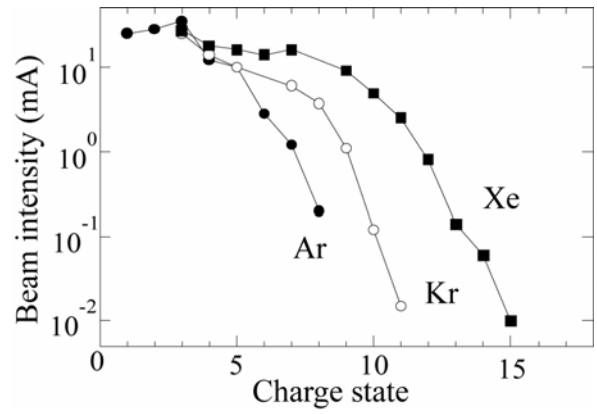


図 6-1-4 代表的なイオンのビーム強度

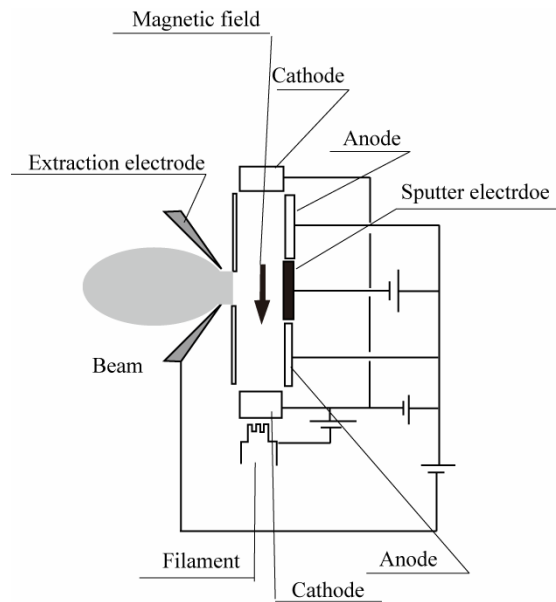


図 6-1-5、金属イオン生成用 PIG イオン源の概略図

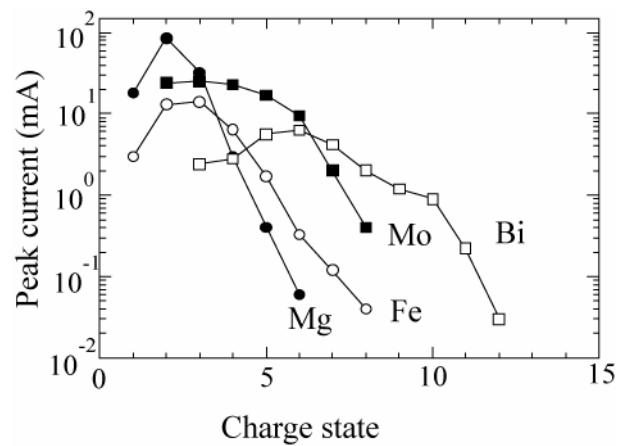


図 6-1-6 代表的金属イオンのビーム強度

イオンビームの引き出しは軸方向（電極に穴を開けての引き出し）と軸とは垂直方向に引き出す2つの手法がある。径方向への引き出しは電流密度の観点からは軸方向ほど高くはないが多価イオンの成分が非常に大きい。

図 6-1-4 は PIG イオン源からのビーム強度の代表例を示している。[8]

常温で気体の物質は少なく、大半が固体の状態で存在する。重イオン源の重要な使命のひとつは多種多様なイオンを生成することにある。気体以外からのイオンの生成にはいくつかの手法があるが、PIG イオン源の場合、固体試料の融点が低すぎないかぎりスパッター法がもっとも良い

手法である。図 6-1-5 にスパッタリング法を用いる場合のイオン源の構造を示す。図 6-1-5 に示すように試料は引き出し電極の向かい置かれ、試料自体に数 100V のスパッター電圧を印加する。低電圧で効率良くスパッターを行うためには重いイオンを使用することが必要不可欠である。PIG イオン源の場合、Ar, Xe ガスがアーク放電用のガスとして用いられる。図 4-1-6 は代表的な金属イオンのビーム強度を示している。[9]

6-2. ECR イオン源（マイクロ波によるプラズマ生成）

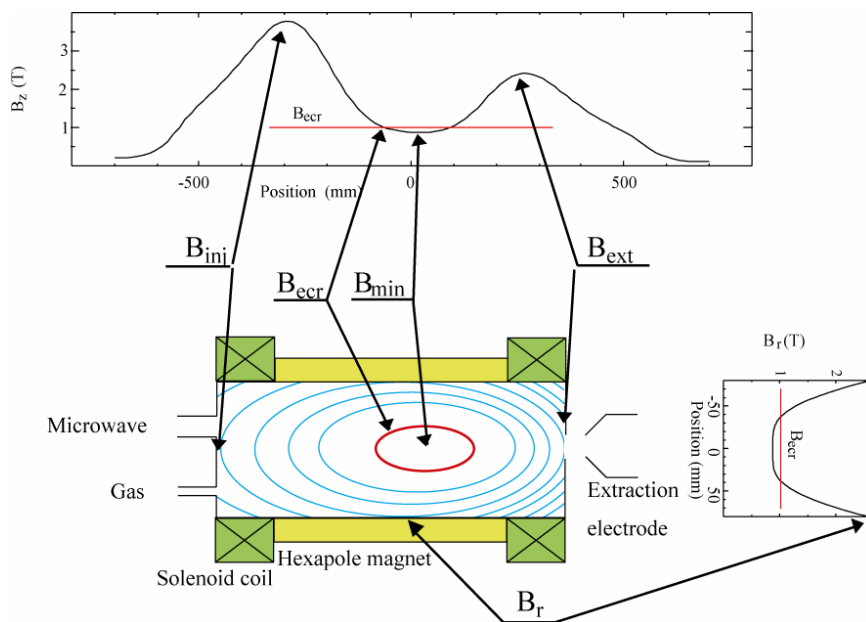


図 6-2-1 ECR イオン源の概略図

磁気ミラー閉じ込めを用いた核融合装置の概念を基に開発された ECR イオン源は図 6-2-1 に示す様な構造をしている。プラズマは2つ以上のソレノイドコイルによって形成されるミラー磁場とプラズマチャンバを囲むように配置された6極磁石によって生成される磁場の合成磁場によ

って閉じ込められる。マイクロ波はプラズマチャンバに接続された導波管によってチャンバ内に導かれ、プラズマ中の電子を電子サイクロトロン共鳴現象によって加速し運動エネルギーを与える電子は中性原子、イオンとの衝突を繰り返すことによって電子を1つずつ剥ぎ取り（逐次電

離) プラズマ中のイオンの価数を高くする。生成されたイオンの一部はビームの引き出し部に到達し、プラズマチャンバーと引き出し電極の間にかげられた電圧によって引き出される。

図 6-2-1 の磁場強度の等高線は 1 平面上の磁場強度を単純化して表したものである。2つの要素のおかげで、磁場強度は図に示すようにお椀の底の様な形状をしている。図 6-2-1 中のグラフはイオン源の軸方向、動径方向の磁場分布を表したものである。プラズマ中の電子はこの磁場（ミラー磁場）によって閉じ込められる。後に詳しく述べるが、端的には最小磁場 B_{\min} と最大磁場 B_{inj} 等の比 (B_{inj}/B_{\min}) (磁気ミラー比) が大きくなればなるほどロスコーン（速度空間上で電子が磁気ミラーから逃げ出す領域）が小さくなり電子は長く磁場中に閉じ込められる事になる。以下に ECR イオン源によるビーム生成に必要な基礎的な物理についてまず言及し、後に ECR イオン源の各構成要素が実際にどのようにプラズマに影響を与えているのかについて述べたい。また実際の ECR イオン源の現状について述べる。

6-2-1 ECR (共鳴現象、マイクロ波の吸収) [10]

電子サイクロトロン共鳴現象を利用することで、低ガス圧 (10^{-6}Torr) で安定かつ高密度 (10^{11}cm^{-3}) のプラズマが生成される。(ECR プラズマ) この現象を利用したイオン源が ECR イオン源である。

プラズマ中でのマイクロ波の挙動、マイクロ波によるプラズマ自身の振動は複雑であり磁場が存在する場合はなおさらの事である。冷たいプラズマ ($T_e=0$) で磁場が存在する場合、磁場の方向に対してどの方向からマイクロ波を入射するかで分類することが可能である。本章では ECR を発生させるマイクロ波入射法 (R 波) についてのみ言及する。

R 波は磁場方向に対して平行な電磁波で右回り

円偏向をしているマイクロ波を意味する。R 波の電気ベクトルは磁場に沿う方向から見ると時計周りに回っている。L 波はその逆である。

R 波のプラズマ中での分散関係は

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2 / \omega^2}{1 - (\omega_c / \omega)}$$

で表される。ここで ω_p , ω_c はそれぞれプラズマ周波数、サイクロトロン共鳴周波数を表す。分散関係はマイクロ波周波数 ω と位相速度 v_ϕ の関係として図 6-2-2 のように表される。

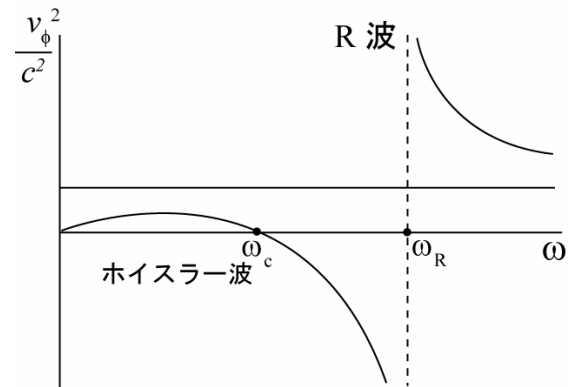


図 6-2-2 R 波の位相速度の周波数依存性

図 6-2-2 から明らかのように $\omega = \omega_c$ で k は無限大となり電子はサイクロトロン共鳴現象を通してエネルギーを吸収する。図の低周波領域の波はホイスラー波と呼ばれる。ECR イオン源ではこのメカニズムを利用して電子にエネルギーを与える。

上記のようにマイクロ波は電子にエネルギーを与えるがさて実際のマイクロ波はプラズマ中を伝播し ECR 領域でそのエネルギーが電子に吸収され減衰することは容易に想像される。ではどのように吸収されるのだろうか？

マイクロ波のプラズマ中での吸収は複雑であり、実際のイオン源は有限の金属壁で囲まれているため、マイクロ波、プラズマに境界条件が加味され、さらに複雑さを加える。ここでは吸収に与え

る物理的な要因を捕らえるためにそれらの複雑さを取り除き無限プラズマ中をマイクロ波が共鳴領域を一回のみ通過するときの現象を考える。

入射波のエネルギー、透過波のエネルギー、ECR領域で吸収されたエネルギーをそれぞれ S_{inc} , S_{trans} , S_{abs} とすると

$$\frac{S_{abs}}{S_{inc}} = 1 - \exp(-\pi\eta)$$

$$\frac{S_{trans}}{S_{inc}} = \exp(-\pi\eta) \quad \eta = \frac{\omega_p^2}{\omega c \left| \frac{1}{B_{res}} \left(\frac{dB}{dZ} \right)_{res} \right|}$$

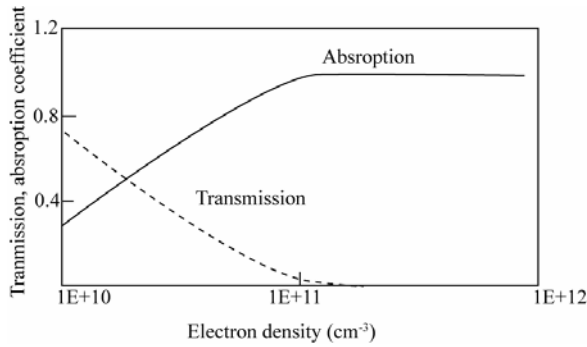


図 6-2-3 プラズマ中のマイクロ波吸収、透過率

となる。ここで注目したいのは吸収効率がプラズマ周波数（電子密度に比例する）に依存するばかりでなく、磁場の傾き $(dB/dZ)_{res}$ にも依存する事である。[11] つまり ECR 領域における磁場の傾きが緩やかになればなるほど吸収効率は増加する。図 6-2-3 は磁場傾き $(dB/dZ)_{res}$ が 1.5T/m、マイクロ波周波数 14GHz のときの吸収効率、透過効率を表す。図から明らかなように電子密度が 10^{11}cm^{-3} を超えるとほとんどのマイクロ波（R 波）は吸収される。ここで注意しておきたいのはここでの議論は全てマイクロ波が理想的な R 波の場合ある。

6-2-2 プラズマの閉じ込め [1]

ECR イオン源において（特に多価イオン生成用）プラズマはミラー磁場によって閉じ込められる。この章ではミラー磁場によるプラズマ（特に電子）の閉じ込めに関して議論する。細かい議論は省略するが（参照）ミラー磁場中では電子が磁場に巻きつくようにして発生する磁気モーメント

$\mu = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 / B$ に関して $d\mu / dt = 0$ が常に成り立つ。これが磁気ミラーによる電子の閉じ込めの基礎となる。

ミラー磁場に沿って電子が移動する場合、磁場が強くなると μ を一定保つために v_{\perp} は大きくなる。またエネルギー保存の法則から v_{\parallel} は小さくなる。ミラー磁場の B が十分に強ければ最終的に v_{\parallel} は最終的に 0 になり弱磁場方向へと反射される。このメカニズムによって電子はミラー磁場中に束縛されることになる。ところがこの閉じ込めは完全ではない。

最小値 (B_0) と最大値 (B_m) をもつミラー磁場中で電子が運動している場合、ある電子反射点での磁場強度を B' とすると、磁気モーメントが保存することから

$$\frac{1}{2} m v_{\perp 0}^2 / B_0 = \frac{1}{2} m v_{\perp}'^2 / B'$$

となる。エネルギー保存則を適用すると

$$v_{\perp}'^2 = v_{\perp 0}^2 + v_{\parallel 0}^2$$

となる式と式から

$$\frac{B_0}{B'} = \frac{v_{\perp 0}^2}{v_{\perp}'^2} = \sin^2 \theta$$

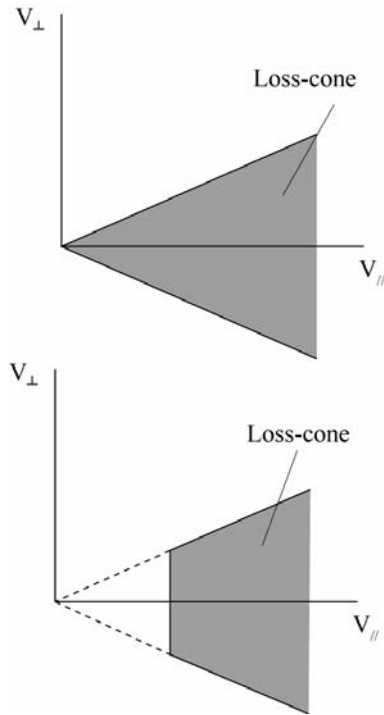


図 6-2-4 速度空間上のロスコーン領域

となる。 B' を B_m で置き換えたものをミラー比と呼ぶ。式を速度空間上で図式化したものが図 6-2-4 である。このコーン状の部分（ロスコーン）に存在する電子は磁気ミラーから抜け出し外部へと流失する。さらにイオン源の場合、前述の様にプラズマは常に正の値を持つため、低エネルギーの電子はそのポテンシャルによって束縛される。このためロスコーンは図 6-2-4 下図のように変形される。

6-2-3 ECR イオン源の各構成要素がプラズマに与える影響

ここまで ECR イオン源理解のために必要な事象について大まかに追ってみた。この観点から ECR イオン源を考えて見るとミラー閉じ込めの観点からはミラー比が大きいほうが電子の閉じ込めは良くなる。ただしイオン源本来の使命のひとつは要求されるイオンビームをより多く供給

することであるため、ミラー比を大きくしてプラズマの閉じ込めを良くするのではなく、閉じ込めを調節し、要求されるイオンビーム強度を最適化することが肝要である。以下ではこれらを基にして作られた ECR イオン源の構成要素がどのようにプラズマに影響を与え、ビーム強度を変えているのかを考察したい。

磁場分布の形状、強度がプラズマに与える影響を議論するために便宜上、図 6-2-1 に示すように磁場形状をいくつかのパラメータ（動径方向の磁場の強さ (B_r)、マイクロ波入射側の磁場の強さ (B_{inj})、ビーム引き出し側の磁場の強さ (B_{ext})、ミラー磁場の中で最も磁場の低い点 (B_{min})、電子サイクロトロン共鳴領域 (B_{ecr}) にまとめ、これらのパラメータがプラズマ、ビーム強度に与える影響について考える。

磁場による閉じ込めと言う観点からは ビーム引き出し部以外の磁気ミラー比をできるだけ大きくしてイオン損失を極力抑え、ビーム引き出し部の磁場強度は要求されるイオン価数、強度に応じて変化させる事が重要と考えられるが、実際にはそのような単純な構図にはなっていない。まず最初にこれら磁場形状、強度がビーム強度及びプラズマに与える影響について 1 つずつ論じ、次にその他の要素（ガス圧等）が与える影響について説明する。

I. B_{min} 効果

図 4-2-5 a) にビーム強度の B_{min} 依存性を示す。 B_{min} の効果を調べるため、他の磁場強度 (B_{inj} , B_{ext} , B_r)、入射マイクロ波パワーは一定の値に保たれている。図から明らかのように B_{min} 上昇と共に増加し最大値に達した後、徐々に減少する。[12] 図 4-2-5 b) はビーム強度が最高値を示したときの B_{min} の値 ($(B_{min})_{opt}$) を種々のイオンに関してプロットしたものである。14GHz、18GHz の場合の共鳴点での磁場強度はそれぞれ

0.5T, 0.64T などで、 $(B_{\min})_{\text{opt}}$ はイオン種、価数にあまり依存せず B_{ecr} のほぼ 70~80% の値を示している様に見える。通常、電子密度が一定の場合、多価イオン（電離時間を要するイオン）ほど、イオン閉じ込め時間を長くする必要が生じる。この場合、磁気ミラー比を大きくすることで閉じ込め時間を長くできると考えられるが、実験結果は前述の様に異なった傾向を示している。

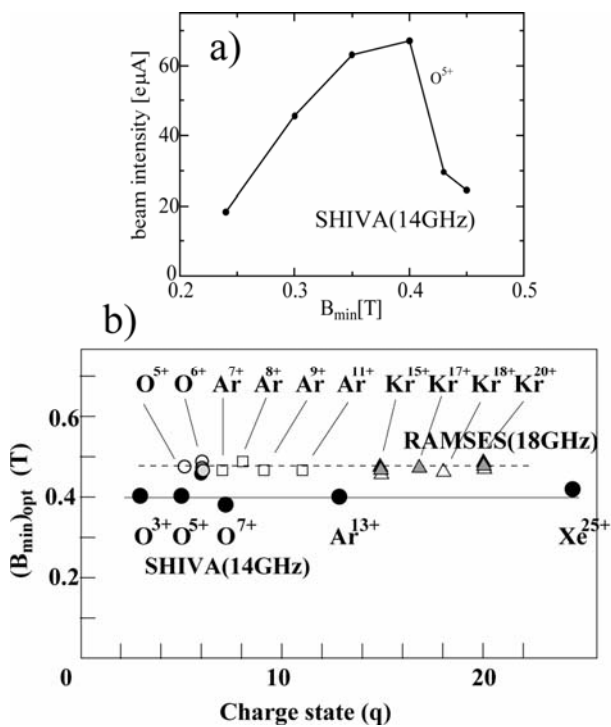


図 6-2-5 O^{5+} ビーム強度の B_{\min} 依存性（上図）各種イオンの $(B_{\min})_{\text{opt}}$

B_{\min} は磁気ミラー比を変える以外に、共鳴点での磁場勾配、共鳴領域の大きさを変える働きをしている。共鳴点のみでマイクロ波からのエネルギー吸収を仮定すると、電子が 1 回共鳴点を通過する際に得られる運動エネルギーは磁場の傾きが緩やかになるほど、また電場強度が強くなるほど大きくなる。共鳴点での磁場勾配は B_{\min} が大きくなると緩やかになるので、 B_{\min} が大きくなると電

子温度の上昇を促す。結果として多価イオンの電離に必要な高エネルギー電子の密度が増加し、ビーム強度を増加させていると推測される。一方、共鳴点領域は B_{\min} の上昇によって減少する。もし高エネルギー電子の生成量が共鳴領域の減少に従って小さくなると考えるならば電離に寄与する電子の総数は磁場勾配の効果と共鳴領域の大きさの積となる。この場合共鳴領域は B_{\min} の上昇とともに減少し、共鳴点に達すると最終的に 0 となる。つまり多価イオンの電離に寄与する電子の総数は B_{\min} の上昇と共に大きくなり、ある B_{\min} 以上では吸収領域の減少に伴って減少を始めると考えられる。

レーザーアブレーション法によるプラズマ診断を用いて得られた測定結果を図 6-2-6 に示す。レーザーアブレーション法は以下の手法でプラズマ診断を行うものである。[13] イオン源内部に設置された金属ターゲットにパルスレーザーを照射することで短パルス中性金属ガスを発生させる。発生した中性粒子はプラズマ内で逐次電離され多価イオンとなってイオン源外にだされる。この際多価イオンビームは中性粒子がパルス状にプラズマ内に入射されているため、プラズマ内での生成過程に応じた時間構造をもつ。この多価イオンビームの時間構造をイオンの逐次電離過程を基にした Rate equation と比較することでイオン源内プラズマのパラメータを導き出す。この実験では実際のビーム供給時と同じように O^{5+} ビーム強度を実際に最大にするようにガス圧を各 B_{\min} で調整している。この図から明らかなように、電子密度、温度は共に増加し、イオン閉じ込め時間は一定ないしは若干の減少傾向にあることがわかった。さて実際に $n_e \tau_i$ を求めたものが図 6-2-6 の最下図である。この値が $B_{\min} \sim 0.4T$ 近傍で最大を持つことがわかる。つまりビーム強度が $B_{\min} \sim 0.4T$ 近傍で最大になる理由はこの $n_e \tau_i$ が最大になっているためであることが明らかにな

った。[14]

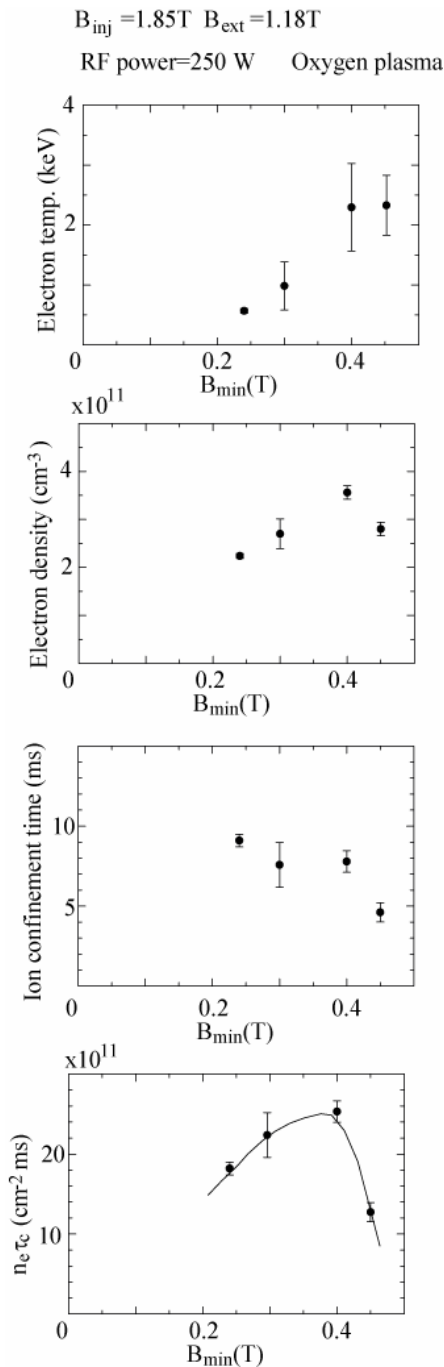


図 6-2-6. プラズマパラメータの B_{min} 依存性

II. B_{inj} , B_r 及び B_{ext} の効果

他のパラメータは通常電子を閉じ込めるための障壁の役割をしていると考えられる。前述のように引き出し部 (B_{ext}) 以外の磁場強度はできるだけ強くし閉じ込めを良くすることが理想であるが、

実際製作する上では種々の制限（製作費、製作技術）によって達成することは困難である。過去10年にわたりこれら磁場強度の影響が研究されビーム強度の依存性が明らかになってきた。実験結果は幸いにしてある一定値以上強くする必要は無い事を示している。

ビーム強度増強のためにはマイクロ波導入側へのイオン損失は極力小さくしなくてはならない。図 6-2-7 は多価イオンビーム強度の B_{inj} 依存性である。[15] ビーム強度は B_{inj} の上昇と共に増加し B_{inj} が B_{ecr} の3倍程度になったところでほぼ一定の値をとる。 B_{inj} の増加により電子の閉じ込め時間が長くなり、よって電子密度、温度が上昇することは予測される。レーザーアブレーション法を用いたプラズマ診断でも同様の結果が得られている。単純なロスコーンの大きさの計算ではミラー比が4~5を超えるとロスコーンの大きさの変化の度合いは極端に少なくなることが分かる。これが高ミラー比でビーム強度に変化が見られなくなる理由のひとつであると推察される。

基本的には B_r も B_{inj} と同じく動径方向へのイオン損失を最小にするためにできるだけ強く必要がある。しかしながら実験結果は明らかに異なった結果を示している。

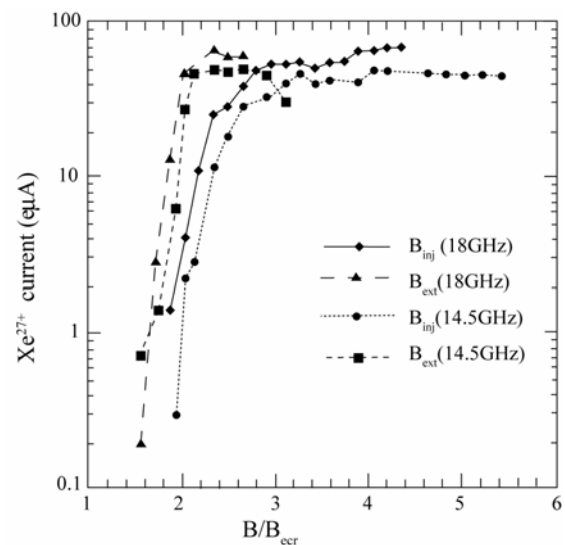


図 6-2-7 Xe^{27+} ビーム強度の B_{inj} , B_{ext} 依存性

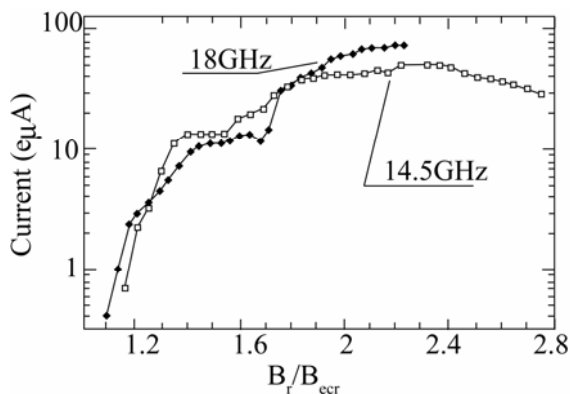


図 6-2-8 Xe²⁷⁺イオンビーム強度の B_r 依存性

図 6-2-8 はビーム強度の B_r 依存性を示す。 B_r の上昇と共にビーム強度は増加しているが $B_r \sim 2B_{cer}$ 付近ではほぼ一定値を取りその後 B_r の上昇と共に緩やかに減少する傾向が見られる。ビーム引き出し部の磁場分布はプラズマの閉じ込めに影響を与えるばかりでなく、ビームがプラズマから引き出された後のビーム軌道にも影響を与える。プラズマのみに与える影響は B_{inj} と同様に、電子密度、温度、イオン閉じ込め時間を大きくする効果があるが、ビーム強度に与える影響はビーム輸送系等の条件にビーム強度が強く左右され他のパラメータに比較してより複雑である。いずれにしてもビーム引き出し部へのイオン損失を最大にするためには他の磁場強度より低く保つ必要がある。これらの研究結果から磁場強度形状に関しては以下の様な半経験式が得られる。

$$B_{inj} > 4B_{cer},$$

$$B_{min} \sim (0.8 \sim 0.7)B_{cer},$$

$$B_r > B_{ext} > B_{cer},$$

$$B_r \sim 2B_{cer}$$

III. 中性ガス圧の効果

ガス圧は最も簡単に変えられるパラメータの一つであるが、プラズマに与える影響は大きい。通常ガス圧が高い場合は低い価数のイオンが生成

されやすく、低いガス圧の場合は多価イオンビーム強度が増加する。図 6-2-9 は各プラズマパラメータのガスに対する依存性を示したものである。[14] 図から明らかなように電子密度は上昇するが、電子温度、イオン閉じ込め時間は短くなっている。高いガス圧で低い価数のイオンビーム強度が強くなるのは、電子温度、イオン閉じ込め時間の低下によるものと推察される。電子の閉じ込め時間のガス圧依存性の簡単な見積もりは以下の計算によってなされる。

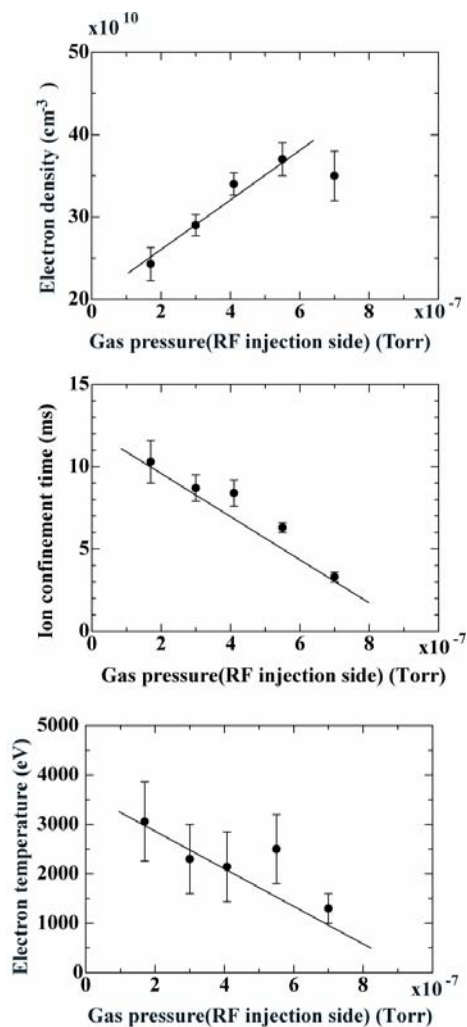


図 6-2-9 プラズマパラメータのガス圧依存性

電子の単位時間当たりの生成確率は

$$\begin{aligned} \frac{dn_e}{dt} &= n_e \sum_{i=0}^{i_{\max}} \chi_{i \rightarrow i+1}^{\text{ion}} n_i - \frac{n_e}{\tau_e} n_e \sim \chi_{0 \rightarrow 1}^{\text{ion}} n_0 - \frac{n_e}{\tau_e} \quad (3) \\ &= k_{n_0} n_e \chi_{0 \rightarrow 1}^{\text{ion}} P_{\text{gas}} - \frac{n_e}{\tau_e} \end{aligned}$$

と表される。ここで $\chi_{i \rightarrow i+1}^{\text{ion}}$ 、 n_i 、 n_e 、 τ_e はそれ

ぞれ価数 i から $i+1$ 価へ移行する確率、価数 i のイオン密度、電子密度、及び閉じ込め時間である。右辺第1項の1価以上のイオンの効果は生成断面積が極端に小さくなるため省略した。この式から平衡状態(左辺が0)では電子の閉じ込め時間は近似的に中性ガス圧に反比例することが分かる。

IV. ガスミキシングの効果

1980年台に生成したいイオンよりも小さい質量のガスを加えることで多価ビーム強度の増加が見られた。この発見以来、高いイオン生成時には必ず用いられる手法の一つになっている。[16] そのビーム増強のメカニズムはいまだに諸説あって決定されていないが、近年プラズマポテンシャルとの相関が見られた。図6-2-10はArガスを入射した際のプラズマポテンシャルのガス圧依存性(白丸)と一定ガス圧のArガスに酸素ガスを加えていった時のプラズマポテンシャル(黒丸)のガス圧依存性である。Arのみの時はプラズマポテンシャルは上昇傾向が見られる。この傾向はモデル計算によっても予言されていた。しかしながら酸素ガスを加えた場合はガス圧の上昇と共に低下しあるガス圧から上昇を始める傾向が観測された。両極性拡散を用いた計算によって軽いイオンほど低いプラズマポテンシャルを持つことが予言されていたが、近年の測定によってその傾向が確認された。これらの結果を総合するとArガスに酸素ガスを混合することによって酸素イオンの割合が増加しそれに伴ってポテンシャルが低下し、あるガス圧以上になると今度はガス圧の効果によって上昇をはじめると推測さ

れる。図6-2-10下図はArイオン平均価数のガス圧依存性であるプラズマポテンシャルの低下と共に平均価数が増加していることがわかる。

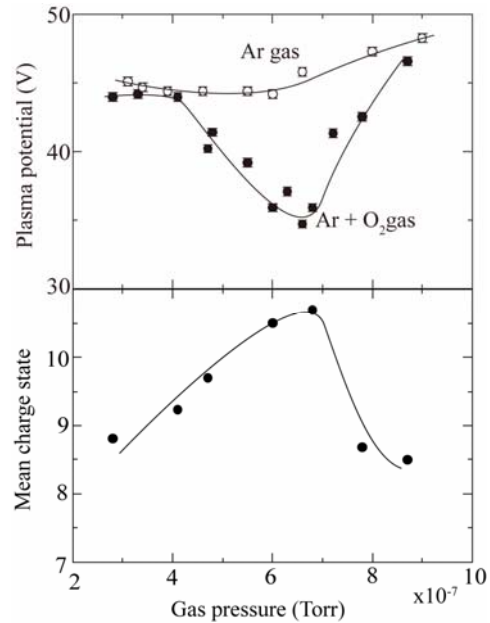


図6-2-10 プラズマポテンシャルのガス圧依存性

V. 低速電子の入射

1990年代初頭に Al_2O_3 等2次電子放出確率の高い物質で内壁を覆うとビーム強度の増加が見られることが発見されて以来[17] プラズマチャンバー内壁の性質がビーム強度に与える影響の研究は多くの研究所においてなされた。⁵⁾ 近年の研究では、 Al_2O_3 で内壁を覆うことでプラズマポテンシャルがさがり、多価イオンビーム強度が増加することがわかった。[18] プラズマポテンシャルの低下はイオン閉じ込め時間の増加を促しよって多価イオンビーム強度が増強されていると考えられている。酸化物の場合、電子衝撃による2次電子放出率は1以上であるため、余剰に放出された電子がプラズマ中にもどり、通常正に帯電しているプラズマの電位を下げると考えられている。

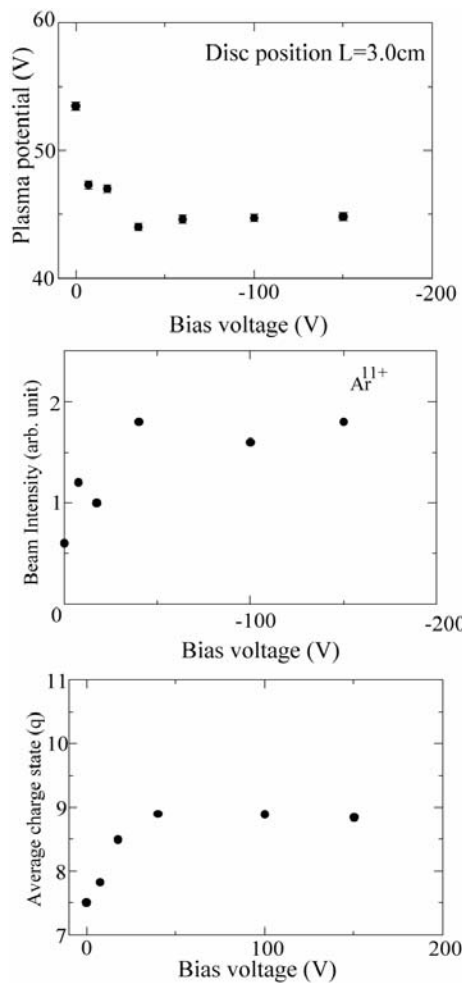


図 6-2-11 プラズマポテンシャルのバイアスディスク電圧依存性

プラズマチャンバー中に負電圧を印加した電極を挿入するとビーム強度が増加することも良く知られているが、この負電極もプラズマポテンシャルを低くする働きがあることが判明した。図 6-2-11 はプラズマポテンシャル、 Ar^{11+} のビーム強度、生成されたイオンビーム強度の平均化数の負電圧依存性である。府電圧の上昇と共にプラズマポテンシャルは低下し、それに伴って、多価イオンのビーム強度は上昇、生成されたイオンの平均価数は高くなる傾向にある。

負電極は電子をプラズマ中から逃げ出した電子を負電圧によって押し戻し負電荷数を増加させることでプラズマポテンシャルを低くしている

と考えられる。いずれの手法も低速電子をプラズマに付加する働きを持ち、この作用によってプラズマポテンシャルを低下させている。また負電極の位置もプラズマに大きな影響を与える。図 6-2-12 はプラズマポテンシャル（黒丸）、イオン平均価数（白丸）の負電極位置依存性である。

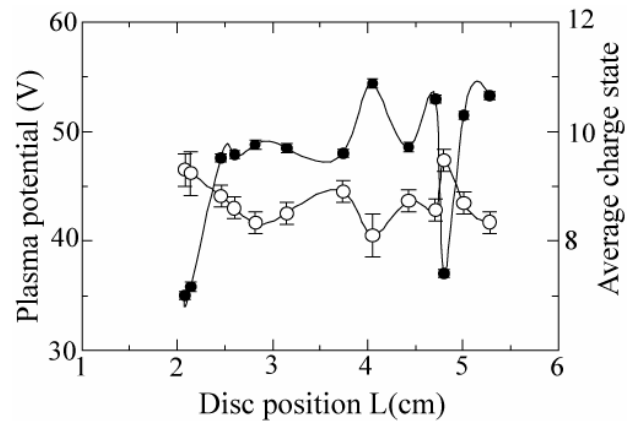


図 6-2-12 プラズマポテンシャルのバイアスディスク依存性

VI. マイクロ波の周波数、強度の効果

マイクロ波の入射パワーを上げることでビーム強度の増強が容易に達成できることからプラズマパラメータのマイクロ波の強度依存性に関する実験は 1980 年代からなされている。グルノーブルのグループは Minimaxios を使用して、プラズマ中電子密度を測定し半経験式を得た。[19]

$$n_e \sim 2 \times 10^{11} \frac{P_{RF}(W)}{P_{RF}(W) + 260} (cm^{-3}) \quad (4)$$

ある一定範囲内（入射マイクロ波パワー 1kW 以下）で成り立つ経験式であるが、この式から明らかのように電子密度は低いマイクロ波パワーでは急激に増加するがパワーの上昇と共にその増加率は徐々に小さくなる傾向にある。近年プラズマ中の電子密度は入射マイクロ波の増加と共に増加するわけではなくある一定値以上にはなら

ない事を示した実験結果が同グループによって示された。¹⁴⁾ これは後述するようにマイクロ波のプラズマへの吸収機構、電子の損失率過程と強く結びつき、ECRイオン源の物理的な性能限界を与える要因となっている。

ビーム強度に対するマイクロ波の周波数依存性は近年種々のイオン源からのビーム強度を測定した実験結果の蓄積により明らかな効果があることがわかってきた。図 6-2-13 は磁場強度及び構造が式 (3) にほぼ沿った 3 種類 (10, 14.5, 18GHz) のイオン源からの多価 Ar イオンビーム強度である。周波数が高くなればなるほどビーム強度が増加している事がわかる。

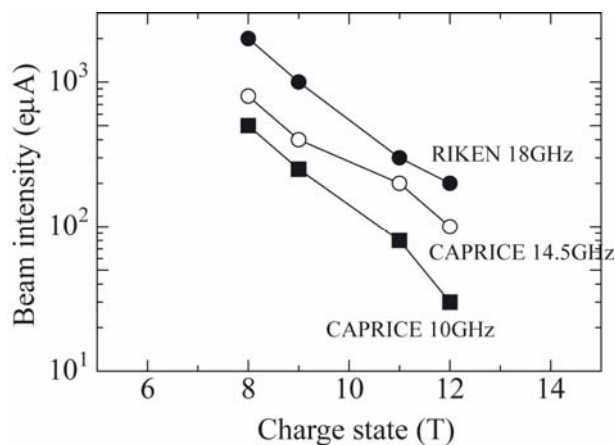


図 6-2-13 Caprice (10, 14GHz), RIKEN (18GHz) の Ar ビーム強度

VII. サイズ依存性

開発当初から ECR イオン源は生成できるイオンの平均価数がイオン源の大きさによることがわかってきた。図 6-2-14 は理研で製作された ECR イオン源 (10GHz、チャンバ一体積 ~3L、最大磁場 0.5T、RF パワー ~1kW) とグルノーブルで製作された ECR イオン源 CAPRICE (10GHz、~0.5L、最大磁場 0.8T、RF パワー ~1kW) の Ar ビーム強度の比較である。理研の ECR イオン源の場合、閉じ

込め磁場が弱いにもかかわらず多価 Ar イオンビーム強度は CAPRICE よりも強くなっている。

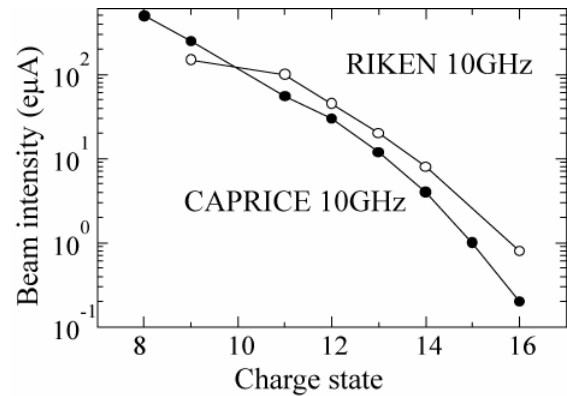


図 6-2-14 Caprice (10GHz), RIKEN (10GHz) の Ar ビーム強度

近年のイオンのプラズマ中での閉じ込め時間の測定からイオンの閉じ込め時間は

$$\tau_q = 7.1 \times 10^{-20} L q \text{Ln} \Lambda \sqrt{A} \frac{n_e q_{\text{eff}}}{T_i^{3/2} E}$$

で表されることがわかった。ここで L はプラズマの大きさをあらわす。つまりチャンバが大きいほど閉じ込め時間が長くなる。[20]

VIII. モデルによる計算

ECR イオン源の開発当初は与えられたプラズマ中での電子密度、温度等からのビーム強度、イオンの価数分布に関するモデル計算が主であり、イオン源の構成要素 (磁場、マイクロ波等) がプラズマに与える影響に関する情報はほとんどなく、イオン源設計に関する指針を与えるものではなかった。1990 年代に入って、徐々に磁場、マイクロ波強度等がプラズマに与える影響の計算を通してビーム強度を計算するモデルの開発が進んできた。代表的なモデル計算は準線形拡散項を含むフォッカープランク方程式を基にしたも

のである。詳しくは文献[22]を参照されたい。

このモデル計算によってイオン源の構成要素がプラズマに与える様々な効果が分かってきた。中性ガス圧に対してはガス圧の上昇と共に電子の閉じ込め時間は短くなり、電子温度は減少、電子密度は増加する傾向にあることが分かった。磁気ミラー比の上昇は電子閉じ込め時間、電子温度、電子密度の増加を促す。これらの結果は前述の実験から得られた傾向と一致している。ビーム強度のマイクロ波周波数依存性も同様の計算から明らかになった。

図 6-2-15 はガス圧と入射マイクロ波に対する多価 Ar イオンビーム強度の依存性の計算結果を表す。ビーム強度は入射マイクロ波パワーの増加と共に増加するが、マイクロ波の増加に伴いどこまでも増加し続けるわけではなくある最適なマイクロ波パワー及びガス圧があり、それらの値以上では減少することが見て取れる。またガス圧が高いほどより低い価数のイオンができやすい傾向にある。ある一定ガス圧で入射マイクロ波のパワーをあげていくと、低いパワー領域では電子温度、密度を増加させビーム強度が増加するが、パワーを上げすぎると電子の温度が高くなりすぎ効率よくある価数のイオンを生成できなくなる。また一定マイクロ波パワーでガス圧をあげていくと電子温度がさがり、やはり生成効率が下がることになる。

イオン源内プラズマの電子密度、温度がどこまで大きくできるかは、イオン源の性能の限界を決定する上で興味深いのが、吸収されるマイクロ波のパワーは入射パワーに比例して増加するわけではなく、ある一定の値以上では減少する傾向も見られることが計算から分かってきた。これはマイクロ波による高エネルギー電子のロスコーン中への散乱確率とプラズマ中の電子生成確率との競争によって決定される。入射マイクロ波のパワーが低い時はほとんどすべてのマイクロ波が吸

収されるが入射マイクロ波が強くなりすぎるとより多くの電子がマイクロ波によって生成される電場によってロスコーン内に散乱されるようになりプラズマ中での電子密度を押し下げる結果となる。[22]これらの条件はイオン源を構成する要素(磁場強度、形状、ガス圧等)の条件によって異なることは明らかである。詳細な計算によりイオン源の構成要素がどのように吸収パワーの限界を決定するのかを将来解明してくれることを期待したい。

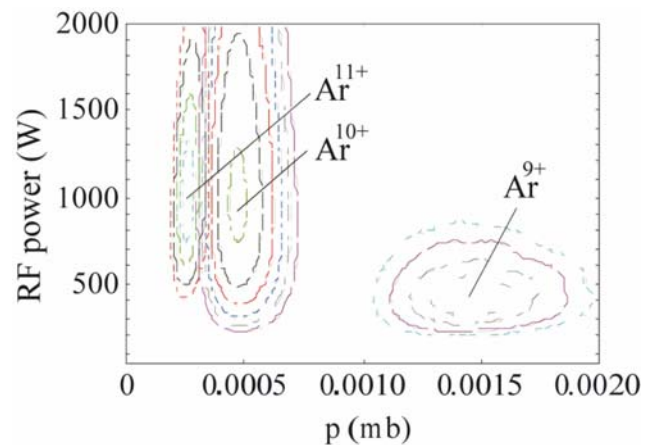


図 6-2-15 フォカープランク方程式による Ar ビーム強度の計算結果

これらの研究結果から明らかのように現状ではイオン源を構成する外部要素を用いて3つのプラズマパラメータ電子密度 (n_e)、イオンの閉じ込め時間 (τ_e) 及び電子温度 (T_e) を独立に制御することは困難である。さらにイオン源として考えた場合プラズマ密度を増加させつつ、ある特定の方向(ビーム引き出し部)へ、ある特定の価数のイオンの損失を最大にすることが望まれ、この条件が設計により複雑さを加えている。しかしながら幸いにも磁場強度、形状は全てのパラメータを増加させる傾向にあるが、中性ガス圧の増加によって、電子密度を下げることなく電子温度、イオン閉じ込め時間を減少させることができる。基本的には

これらの組み合わせによって、電子密度を減少させることなく、閉じ込め時間、電子温度を制御し特定の価数のイオン生成にイオン源を最適化することが可能となる。

6-2-4. ECR イオン源の現状

Frequency	Permanent magnet	Room temp.	Superconducting
6.4GHz		Texas A&M[23] JYFL[24]	MSU[25]
10GHz	Kei Source[26] Nanogan[27]	Caprice[28] RIKEN 10 GHz[29]	
14GHz	ORNL[30] Lanzhou[31]	Caprice[28] Hyper ECR[32] ECR4M[33] AECR-U[34]	SERSE 14 GHz[35] SHIVA[36]
18GHz		RIKEN 18 GHz[37] GTS[38]	SERSE 18 GHz[35] RAMSES[39] VENUS[40] SECRAL[41]
28GHz			VENUS[40] (Phoenix) (SECRAL) (MS-ECRIS)[42] (RIKEN)[43]

表 1 代表的な ECR イオン源

現在のイオン源を大まかに分類すると、永久磁石を用いた ECR イオン源、ミラー磁場を作るソレノイドコイルに常伝導コイルを用いたもの、超伝導コイルを用いたものに分けられる。表 1 は使用マイクロ波周波数毎に分類された代表的な ECR イオン源である。イオン源に名称が付いているものはそのまま載せ、付いていないものは研究所名で示してある。詳しい仕様、性能等は参考文献を参照してほしい。表の中で括弧の付いたものは現在建設中、もしくは計画中のものである。こ

の表から明らかなように高周波数になるほど超伝導コイルが使用され、永久磁石使用の場合は 14GHz のマイクロ波使用が限界となっている。

I. 常伝導型 ECR イオン源

発明当初から積極的に製作開発され最も普及した ECR イオン源である。図 6-2-17 は RIKEN 18GHz ECR イオン源から生成された代表的な多価イオンビームの強度を表したものである。これは RIKEN RIBF 計画[44]の一環として大強度多価イオンビーム生成用として 1995年に製作されたイオン源であるが、2000年に入って、磁場強度、形状等の最適化を行いビーム強度が大幅に増強された。特に 1999年から現在までの間に Ar^{8+} などのイオンビーム強度は倍以上の増強がなされた。

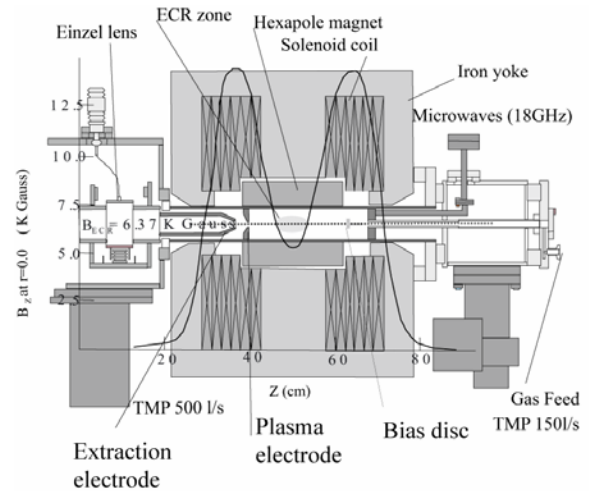


図 6-2-16 RIKEN 18GHz ECR イオン源の断面図

また~200W のマイクロ波パワーで Ar^{8+} , 1mA のビーム強度が得られた。これは他のイオン源で必要であったパワー (約 1kW) の 5分の 1 程度で済んでいる。このイオン源は大強度ビームを供給する上で最も効率の良いイオン源として知られている。1990年代以前に製作された数多くの ECR イオン源は前述の経験則と異なる磁場構造をしているものが多く、1990年代後半から前述の経験

則に沿って改良が加えられた。特に B_r 及び B_{inj} の増強により強度ビーム強度の増強、より多価のイオン生成に成功している。

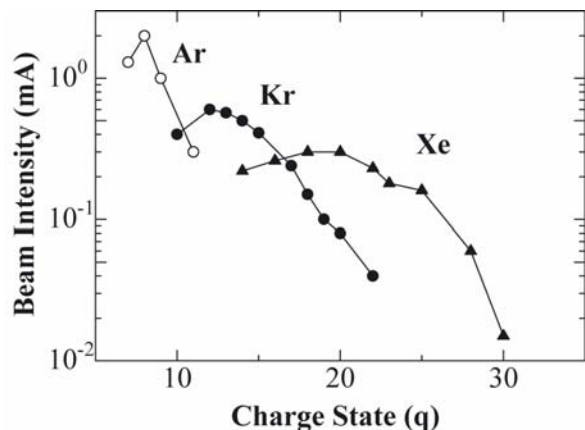


図 6-2-17RIKEN18GHz ECR イオン源のビーム強度

II. 永久磁石型 ECR イオン源

永久磁石を用いた ECR イオン源はソレノイドコイルによって消費されていた電力を 0 W にすることで、大電力の供給の難しい高電圧のプラットホームに設置することを目的として開発された。当初は小型のイオン源が主であったが、前述の磁場形状がプラズマに与える影響の解明等により、永久磁石を用いても大強度多価イオンビーム生成が可能であることが分かり、より多価イオンの生成を目指した開発が試みられた。唯一の問題点であった、永久磁石によって形成されるミラー磁場の弱さもプラズマチャンバー内に鉄ヨークを入れることでより強い磁場の発生が可能になった。[30] 13GHz のマイクロ波を用いることで Ar^{8+} で $500\mu A$ のビーム強度が得られており、常伝導 ECR イオン源と遜色無い性能が得られている。この種のイオン源はタンデム型静電加速器やコッククロフト型静電加速器の高電圧ターミナルに設置され種々の分野で利用されている。また普及

型の重イオン癌治療装置のイオン源としての使用も計画されている。図 6-2-18 はオークリッジで原子物理の基礎研究用に開発されたイオン源のビーム強度である[30]

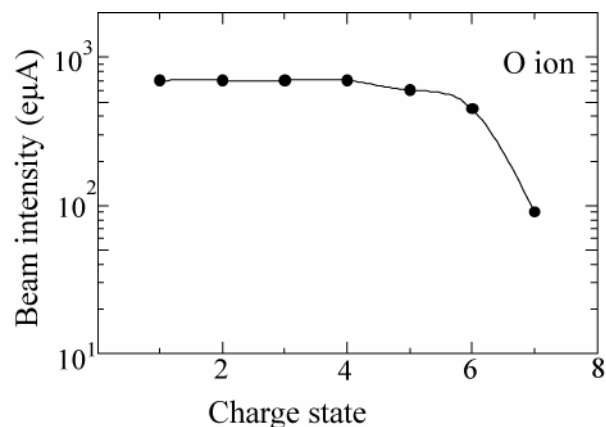


図 6-2-18 永久磁石型 ECR イオン源 (ORNL) の 0 ビーム強度

III. 超伝導型 ECR イオン源

高周波数(18GHz 以上)のマイクロ波を用い且つ前述の磁場条件を満たそうとした場合、例えば 28GHz マイクロ波使用の場合は最大磁場 3T 以上を必要とする。消費電力の省力化を考えた場合、必然的に超伝導技術の使用が必要不可欠となる。1990年代から磁場強度形状とビーム強度の関係が明らかになるにつれて、大規模加速器研究施設において、超伝導 ECR イオン源製作計画が提案された。1995年にカタニアの原子核研究所において 14, 18GHz のマイクロ波を使用した超伝導 ECR イオン源(SERSE)が製作され、大強度多価イオンビームの生成に成功している。[35] 1990年代後半まで、超伝導 ECR イオン源は液体ヘリウムによる冷却でコイルの超伝導状態を維持していた。このため蒸発によるヘリウムの減少を補うための供給システムが必要であり、事実上液体ヘリウムの液化装置をもつ限られた研究機関のみが使用可能であった。1999年になって、理化学研究所、筑波大学において高温超伝導体を用いた

電流導入棒と小型冷凍機を用いることで液体ヘリウムの供給を必要としない ECR イオン源用超伝導コイルの製作が行われた。2000年にはこの2台のイオン源から多価イオンビームの生成に成功した。[36, 37] 現在重イオン加速器用のイオン源等として稼動している。この成功をうけて JINR(ロシア)において2004年に1台目イオン源の製作、ビーム供給に成功し、これをプロトタイプとして2台目の製作に着手している。現在はほとんどの超伝導 ECR イオン源はこの手法を採用している。

Charge state	O	Xe	Bi
6	1200		
7	>360		
20		320	
24			243
25			243
27		120	
28			240
29			245
30			225
31			203
32			165
41			15
44			7.7
48			1.4
50			0.5

表 2 VENUS(28GHz)のビーム強度

表 1 にあるように数多くの超伝導 ECR イオン源が製作、設計されているが、現在最も高磁場、高周波数の使用で成功を収めているのはローレンスバークレー研究所(アメリカ)において製作された VENUS($B_{inj}=4T$, $B_{min}=0\sim 1T$, $B_{ext}=2T$, $B_r=2T$) と呼ばれるイオン源である。[40] 現段階での多

価イオンビーム強度を表 2 に上げる。

前述のように磁場強度ばかりでなく、形状もビーム強度の増強に重要な役割を果たしているが、現在磁場形状をより自由に変化させ、ビーム強度の増強を図ることを目的とした超伝導 ECR イオン源製作の計画が $15\mu A$ のビーム強度の U^{35+} イオンビーム生成のために理化学研究所で進行している。図 6-2-19, 20 は理研で製作中の超伝導 ECR イオン源のコイル形状及び磁場強度である。[43]

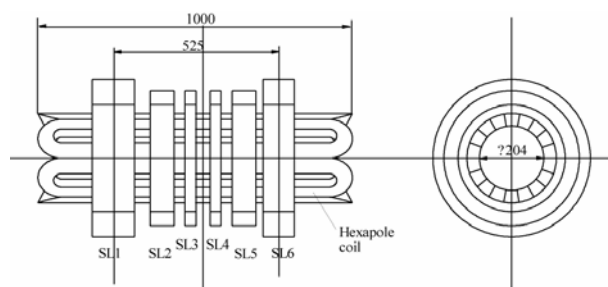


図 6-2-19、RIKEN 28GHz ECR イオン源のコイル構造

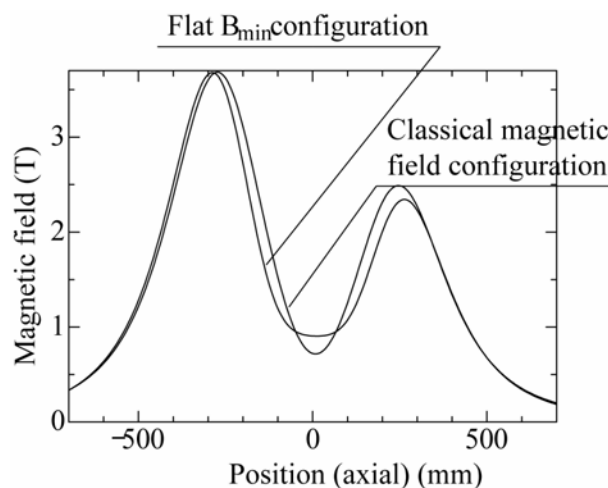


図 6-2-20 RIKEN 28GHz ECR イオン源の磁場強度

6-3. レーザーイオン源 (レーザーアブレーションによるプラズマ生成)

レーザーイオン源はレーザーと物質との相互作用によって生成されたプラズマを利用したものである。図 6-3-1 にイオン源の概念図を示す。レーザーの照射によって生成されたプラズマ中の電子はレーザーによって加速されおおよそ数 100eV 程度まで温度上昇する。この電子がプラズマ中でイオンと衝突を繰り返すことで多価イオンが生成される。生成されたプラズマは固体ターゲットに主直方向に高速度でひろがる。これらで紹介したイオン源のように磁場によるプラズマの閉じ込めがないため、多価イオンで生成は主にレーザーによって生成されたプラズマ中の電子温度、密度に強く依存したものとなる。このため生成されたイオンの平均価数はレーザーのパワー密度 $P(\text{W}/\text{cm}^2)$ 依存しパワー密度の上昇と共に増加する。電子温度と生成されたイオンの平均価数はパワー密度に強く依存し、

$$T_e \sim (P\bar{Z})^{2/7}$$

の関係で表される。

通常レーザーイオン源はレーザーがパルス状に発射されるため、イオンビームもパルス状になる。イオンのパルス幅はターゲットから引き出し電極部までの距離に依存する。またパルス幅はプラズマ中でのイオンの速度分布によっても広げられる。

レーザーイオン源はレーザー発生装置、レーザー収束用光学系、ターゲットを含む真空槽の3つ構成要素から成り立つ。真空槽には高電圧が印加され、レーザーによって生成されたプラズマからイオンのみを取り出す。

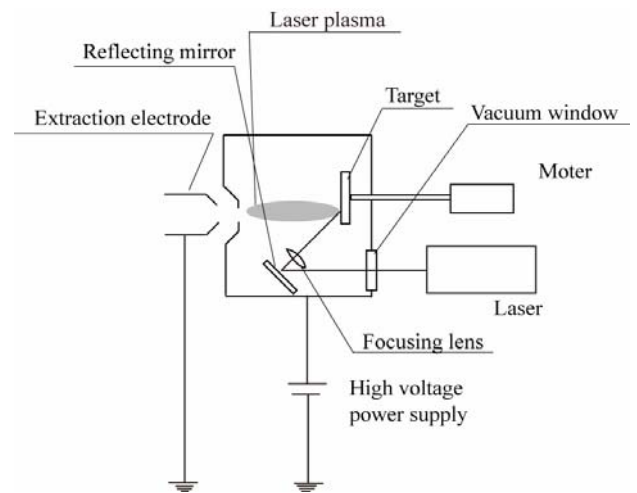


図 6-3-1 レーザーイオン源の概略図

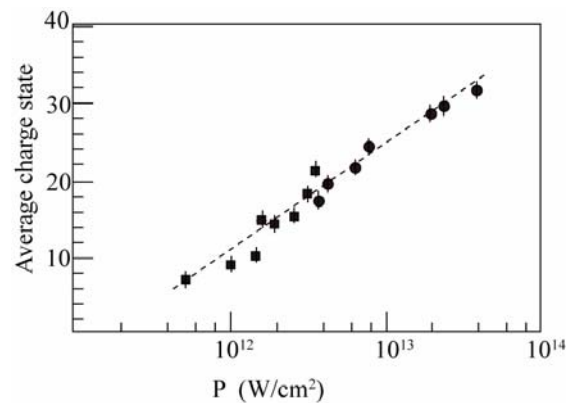


図 6-3-2 生成されたイオンの平均価数のパワー密度依存性

大強度ビームを取り出すためにはパワーの大きなレーザーを使用することが必要不可欠である。CO₂ レーザーは大強度 (1~50J, パルス幅 1μs) を容易に出せるレーザーとしてレーザーイオン源に広く用いられている。通常 CO₂ に N₂ (CO₂ 分子の励起状態を比較的長く維持する効果を持つ) と He (レゾネーター中に均一な放電を発生させる効果を持つ) を混合して用いる。パルス形などがこの混合比に依存するため、目的に応じてその混合比を変える。

比較的低い価数のイオンを大強度で出したい場合には N_2 ガスの量を増加させ ($CO_2:N_2:He \sim 1:1:3$) かつターゲット表面上でレーザービームをデフォーカスさせて、プラズマを生成する。この場合時間的、空間的なパワー密度が弱くなるが、時間的空間的なイオン生成量は増加する。このため大量の低価数イオンが生成される。

逆に高い価数のイオンを生成したい場合は前述のようにパワー密度を上げる必要がある。パワー密度を上げるためにはレーザーの出力パワーを増加させるとともに、パルス幅の短縮、レーザースポット径を小さくすることが必要となる。図 6-3-2 は生成されたイオンの平均価数のパワー密度である。この場合は CO_2 の混合比をあげる。

($CO_2:N_2:He \sim 4:1:7$)

パルス幅はターゲットから引き出し電極までの距離 (70~100cm) とイオンエネルギーのばらつき (エネルギー幅 $\sim keV/q$) によって決定される。相対的な運動量の広がりを小さくするためには引き出し電圧をあげることで、絶対値を現象させるためにはパルスにあわせた引き出し電圧の変調を行うことが必要となる。

磁場によってレーザープラズマ中のイオン、電子が閉じ込められイオン価数分布に影響を与えることは容易に想像がつく。特に軸方向に磁場を印加した場合、プラズマの同径方向への広がりを妨げ、比較的低いパワー密度 ($P < 10^{10} W/cm^2$) でも生成されたイオンの平均価数が下がらなかったとの報告もある。

7. イオン源の応用例

多価イオン源の応用には列挙の暇がない。重イオン加速器の外部イオン源として数多く用いられてきた。PIG イオン源は ECR イオン源の製作以前にはその主流を占めていたが、現在では重イ

オン加速器の大半は ECR イオン源を外部イオン源として用いている。特に大強度直流イオンビームを必要とする加速器 (たとえばサイクロトロン) の多くは特に ECR イオン源を用いている。

多価イオン生成は加速器の小型化、加速電圧の低減化が図れ、特にその利用価値は高い。またイオン生成ばかりでなく、イオン源内プラズマから生成される、超紫外光、X-線の利用も計画されている。超紫外光はリソグラフィーへの利用が期待される。

レーザーイオン源は大強度のパルスビームが生成されるため、パルスビームを加速する加速器 (例えばシンクロトロン) に用いられる。しかしながら開放型のプラズマであるためビーム安定性に難点があった。近年レーザープラズマを直接加速器に入射する試みがなされ、加速器の加速最大電流値を越えたビーム加速に成功した。[45,46,47] 加速ビーム電流の限界はビームによる空間電荷効果によるものであるが、プラズマの入射によってその効果が相殺され、限界を超えたビームが加速されたものと推測される。ビーム強度の安定性も格段に改善された。この種のイオン源はシンクロトロンを用いた重粒子線がん治療に大きく貢献するものと考えられる。

8. さいごに

ここまで駆け足で重イオンに関する物理、現状の一部について述べてきたが、筆者の力不足、執筆の時間不足で非常に偏ったものとなってしまったことは否めない。しかしながら、どの様にしたらビームが増えるのか、生成されるビームの価数をあげるにどの様にしたら良いかなどの疑問のごく一部には回答を与えられたものと考えている。この章が少しでも読んでくださった方々のお役に立てば幸いである。

参考文献

- [1] プラズマの基礎に関しては数多くの教科書が出版されている。入門書として最適なのは F. Chan 内山岱二郎訳 プラズマ物理学入門 丸善 V.E.ゴラント他 プラズマ物理学の基礎 現代工学社 などがある。F. Chan の著書に関しては何も言うことはないが、プラズマ物理学の基礎はイオン、電子衝突から記述され、プラズマの運動論の基礎、プラズマ不安定性に関しても基礎からしっかり書かれた良書である。
- [2]A. Mullar et al, J. Phys. B13(1980)1877
- [3]V. Golovanivsky, Instrum and Exp. Techniques 28(1986)989
- [4]J. Bennett et al, Part. Accl. 3(1972)85
- [5]H. Schulte et al, IEEE Trans. Nucl. Sci. 23(1976)1042
- [6]D. Winter Lecture Notes in Physics No83 p1-80
- [7]B. wolf, IEEE trans. Nucl. Sci. 19(1972)74
- [8]A. Pasjuk et al, Rep. JINR P9-11914, Dubna, 1978
- [9]V. kutner et al, Rev. Sci. Instrum. 61(1990)487
- [10]マイクロ波とプラズマの相互作用については各種の良書が出版されている。F. Chan の著書はこの分野の入門書として最適である。Stix のプラズマの波動 吉岡書店はこの分野の良書として知られている。
- [11]G. Budden, Radio waves in the ionosphere, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1966
- [12]H. Arai et al, Nucl. Instrum. Methods A491(2002)9
- [13]R. Pardo et al, Rev. Sci. Instrum 67(1996)1602
- [14]M. Imanaka et al, Nucl. Instrum. Method B237(2005)647
- [15]S. Gammino et al, Rev. Sci. Instrum. 70(1999)3577
- [16]M. Mark et al, Proc. 7th Int. Workshop on EC*r* ion sources, Julich,1986 (KFA, 1986)p152
- [17]T. Nakagawa et al, jpn. J. Appl. Phys. 30(1991)L930
- [18]Z. Xie et al, Rev. Sci. Instrum. 65(1994)2947
- [19]Barue 1982 Thesis Univ. Paria VI
- [20]G. Douysset et al, Phys. Rev. E61(2000)3015
- [21] A. Girard et al, J. Computational Phys. 191(2003)228
- [22]]A. Girard et al, Phys. Rev. E62(2000)1182
- [23]D. May et al, RSI 77(2006)03A328
- [24]H. Koivisto et al, NIM B174(2001)379
- [25]T. Antaya et al, RSI 65(1994)1060
- [26]M. Muramatsu et al, RSI 73(2002)573
- [27]P. Sortais et al, Proc. 12th Int. Workshop on ECR ion sources (Univ. Tokyo, Tokyo, 1995)p44
- [28]D. Hitz et al, ibid, p126
- [29]T. Nakagawa et al, JJAP 30(1991)L930
- [30]D. Hitz et al, Proc. 16th Int. workshop on ECR ion sources, (AIP, New York, 2005)p123
- [31]L. Sun et al, RSI 75(2004)1514
- [32]M. Sekiguchi et al, Proc. 12th Int. Workshop on EC*r* ion sources (Univ. Tokyo, Tokyo, 1995)326
- [33]P. Sortais et al, Proc. 12th Int. Workshop on ECR ion sources (Univ. Tokyo, Tokyo, 1995)p44
- [34]Z. Xie et al, RSI 69(1998)625
- [35]S. Gammino et al, RSI 70(1999)3577
- [36]T. Kurita et al, NIM B192(2002)429
- [37]T. Nakagawa et al, NIM B236(2004)392
- [38]A. Kitagawa et al, RSI 71(2000)1061
- [39]T. Nakagawa et al, RSI 73(2002)513
- [40]D. Leitner et al, NIM B235(2005)486
- [41]H. Zhao et al, J. Chinese Phys. Soc. 31(2007)8
- [42]G. Ciavola et al, ibid, p13
- [43]T. Nakagawa et al, ibid, p133
- [44] Y.Yano, Nucl. Instrum. Method in press
- [45]M. Okamura et al., Rev. Sci. Instrum. 77(2006)03B303
- [46]K. Sakakibara et al, ibid. 03B304
- [47]H. Kashiwagi et al, ibid 03B305