

重イオン源 — 多価イオン生成を中心に—

理化学研究所 仁科加速器研究センター
中川 孝秀

1. 序

2. イオン源プラズマ

温度の概念

プラズマ振動

プラズマ中での多価イオン生成のメカニズム

プラズマシース

3. イオン源からのビーム引き出し

4. エミッタンス

5. 多価重イオン源の条件

6. 具体的なイオン源の例

PIGイオン源

ECRイオン源

レーザーイオン源

7. イオン源の応用

重イオン源の類別

放電を利用するイオン源

高周波放電型

マイクロ波放電型

ECRイオン源、表面波励起プラズマ型イオン源

PIG型

熱、冷陰極型PIGイオン源

電子衝撃型

Freeman型イオン源

デュオプラズマトロン

レーザー照射型

レーザーイオン源

電子衝撃型

EBIS(electron beam ion source)

表面効果を利用するイオン源

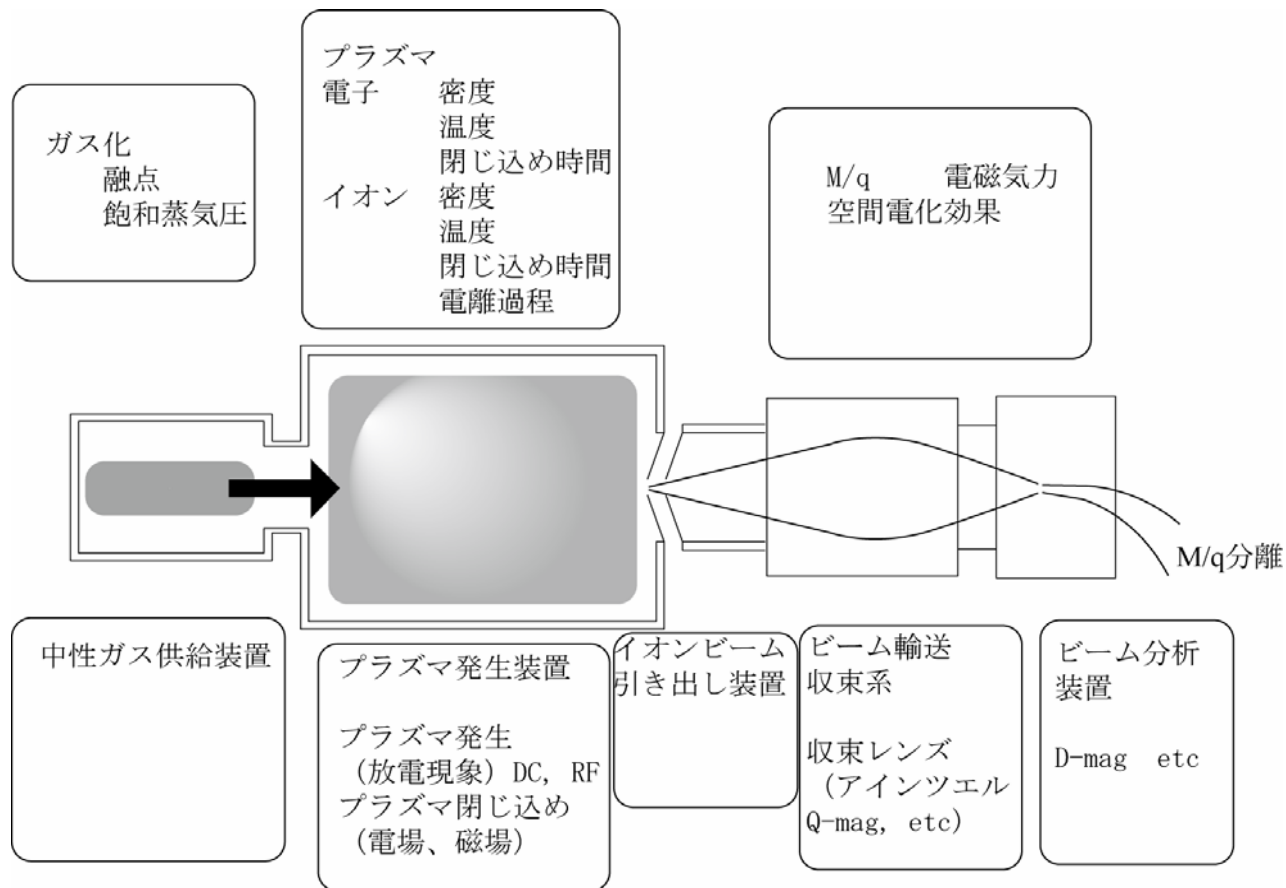
表面電離型

熱放出型

強電解印加型

液体金属イオン源

重イオン源の概略図



プラズマ

荷電粒子と中性粒子によって構成され、集団的振る舞いをする準中性気体

集団的

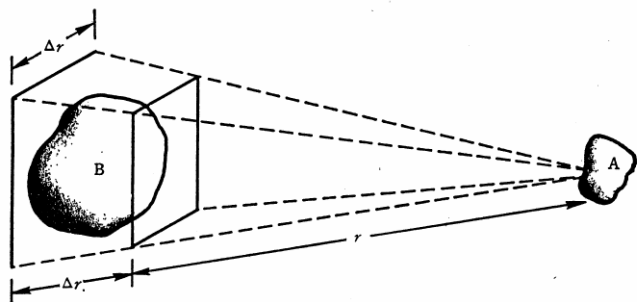


図 1.1 プラズマ中の静電気力の遠距離作用の説明

クーロン力
Aに影響を与えるBの体積

$$\frac{1}{r^2}$$

$$r^3$$

準中性

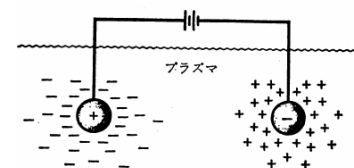


図 1.3 Debye シヤヘイ

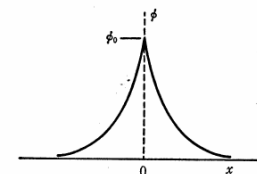


図 1.4 プラズマ中のグリッド近傍のポテンシャル分布

プラズマの特徴

プラズマに加えられた電気的なポテンシャルを遮蔽する働き (Debye遮蔽)

Debyeに長さ<<プラズマの大きさ

プラズマ中での粒子温度の概念

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

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

この分布における平均運動エネルギー E_{av} は

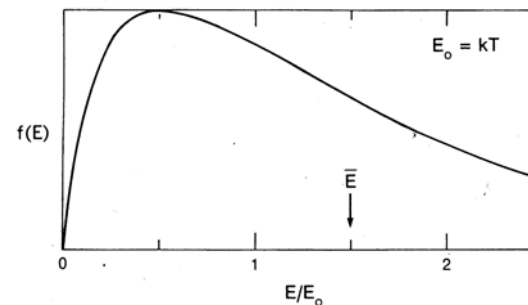
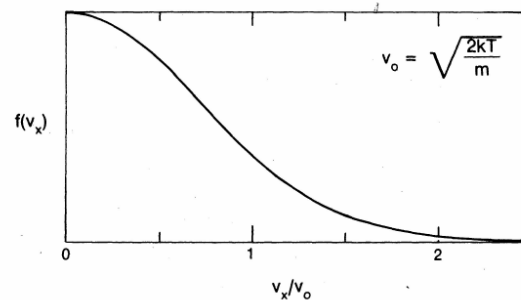
$$E_{av} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2}mv^2 F(v) dv}{\int_{-\infty}^{\infty} F(v) dv} = \frac{1}{2}k_B T$$

3次元に拡張すると

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

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

1eV ~ 10000K



プラズマ振動

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ずれたとするとそこに電場が発生し電子を元の位置に戻そうとする力が働く、このため電子はプラズマ周波数という特性周波数で振動する

プラズマ中での電子の運動方程式と連続の式は

$$m n_0 \left[\frac{\partial v_e}{\partial t} + (v_e \nabla) v_e \right] = -e n_e E \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla (n_e v_e) = 0$$

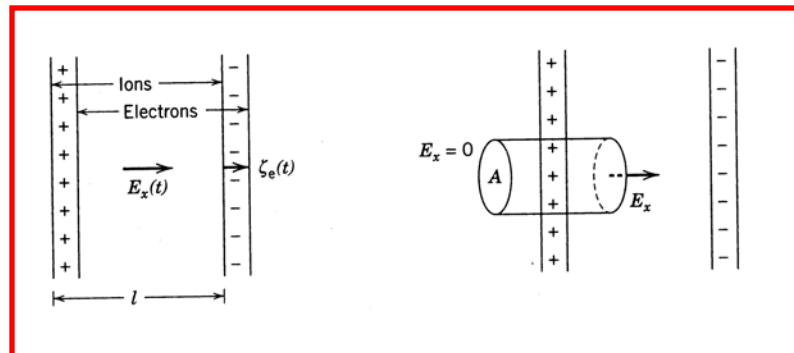
中性からのずれによって生じる電場は

$$\nabla E = 4\pi e (n_e - n_i) \quad (2)$$

密度等を平衡部分と摂動部分に分けて

$$n = n_0 + n_1 \quad v = v_0 + v_1 \quad E = E_0 + E_1 \quad (3)$$

平衡部分は静止した状態である為、微分等によって0となる



振動量は正弦的であるとすると、例えば密度は

$$n_1 = n_1^0 e^{i(kx - \omega t)} \quad (\text{速度、電場も同様})$$

これらの条件を基に (3)を(1)、(2)に代入し ω と n との関係を求めると

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

プラズマ中でのイオンの電離過程(I)

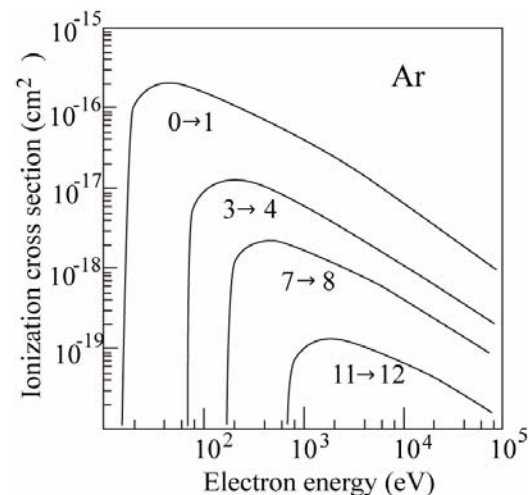
プラズマ中でのイオンの電離過程が逐次電離過程
(電子を一つ一つ剥ぎ取っていく)が主だとすると
イオン生成の連立方程式は

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

$$\begin{aligned} \chi_{i \rightarrow i+1}^{\text{ion}} &= \langle \sigma_{i \rightarrow i+1}^{\text{ion}}(v_e) v_e \rangle \\ \chi_{i \rightarrow i+1}^{\text{ion}} &= \int \sigma_{i \rightarrow i+1}^{\text{ion}} v_e \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{E_e}{T_e} \right)^{1/2} e^{-E_e/T_e} dE_e \\ &= \frac{9.37 \times 10^{-6}}{I_i T_e^{1/2}} \int_i^\infty \ln \frac{E_e}{I_i} e^{-E_e/T_e} dE_e \quad [\text{cm}^3 \text{s}^{-1}] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \xi_{i \rightarrow i-1}^{\text{ex}} &= \langle \sigma_{i \rightarrow i-1}^{\text{ex}}(v_i) v_i \rangle \\ \xi_{i \rightarrow i-1}^{\text{ex}} &= \int \sigma_{i \rightarrow i-1}^{\text{ex}} v_i \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{E_i}{T_i} \right)^{1/2} e^{-E_i/T_i} dE_i \\ &= 3.15 \times 10^{-6} i^{1.17} I_{\text{gas}}^{-2.76} \sqrt{\frac{T_i}{A_i}} \quad [\text{cm}^3 \text{s}^{-1}] \end{aligned}$$

で表される



ここで未知のパラメータは
電子密度、電子温度、イオン閉じ込め時間
であり、この3つのパラメータがわかれば多価
イオンで生成量が決定される。

プラズマ中でのイオンの電離過程 (II)

U^{24+} $10^9 \text{ cm}^{-3}\text{sec}$



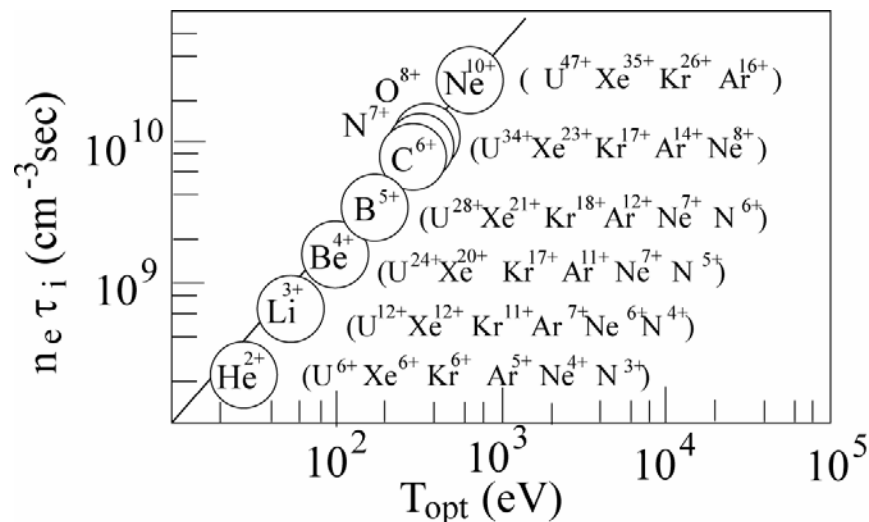
U^{34+} $10^{10} \text{ cm}^{-3}\text{sec}$

$n_e \tau_i$ を10倍にする必要がある。

しかしながらビーム強度は

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

イオン閉じ込め時間 τ_i はできるだけ短くすることが要求される。



$n_e \tau_i$ は一定に保ちながら
 τ_i はできるだけ短くする

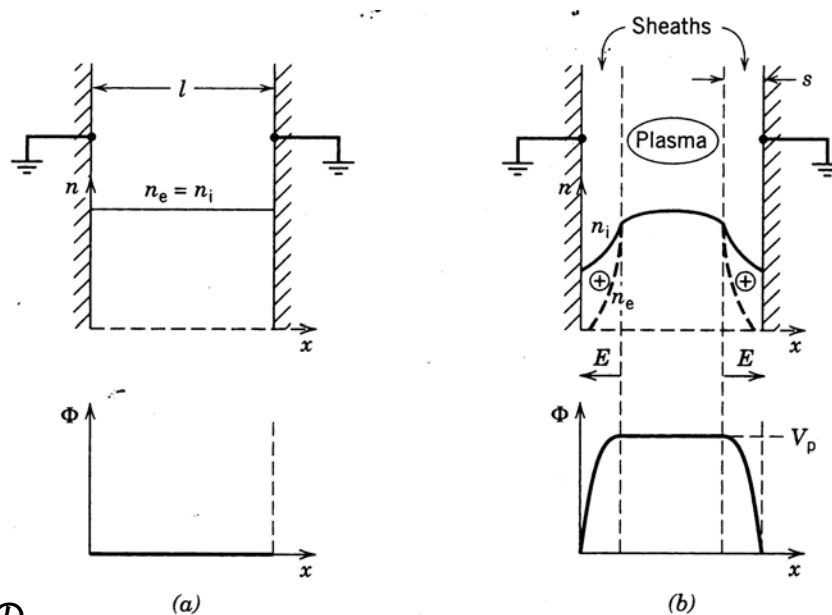
(I) プラズマはマクロに見た場合イオン価数の総量と電子数とは同じにある。

(II) 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。

(III) 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。

(IV) 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。

$$T_e \gg T_i$$



プラズマシース

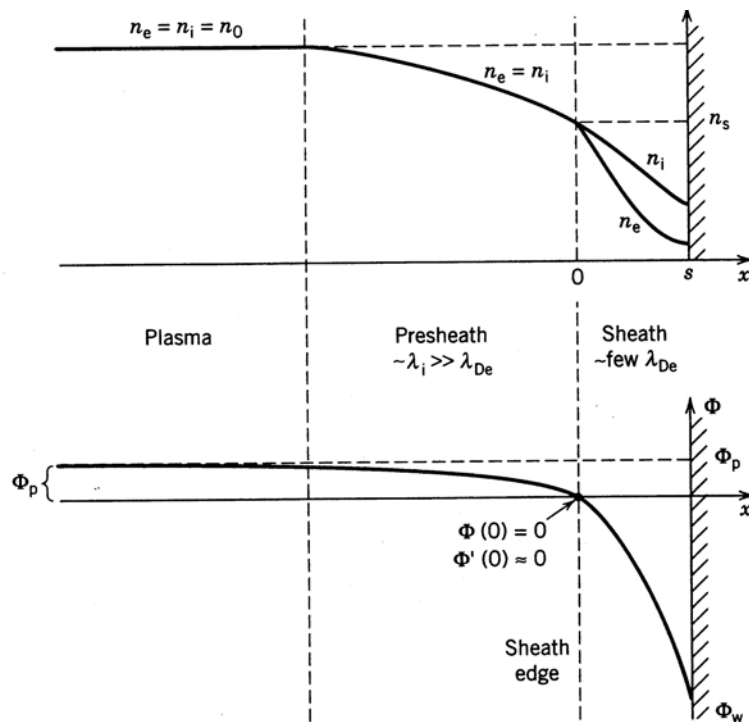
壁はプラズマに対して負電位になる。このため壁付近では電子が跳ね返されイオンの量多い領域が発生する($n_i \gg n_e$)この領域をイオンシースと呼ぶ。

イオンシースの幅dは

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

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

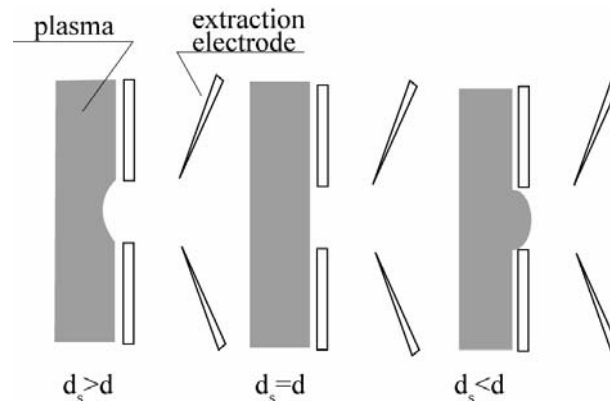
dは7.6cmとなる。



ビームの引き出し

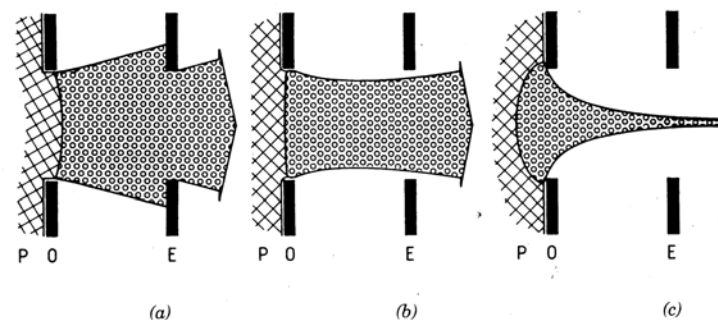
$$d = 7.6 \times 10^2 \frac{V^{\frac{3}{4}}}{n_i^{1/2} (ZT_e)^{1/4}} \text{ (cm)}$$

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右図のようになる。



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密度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



エミッタンス

エミッタンスはビームの径方向の広がりを例えばX-軸の、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。

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

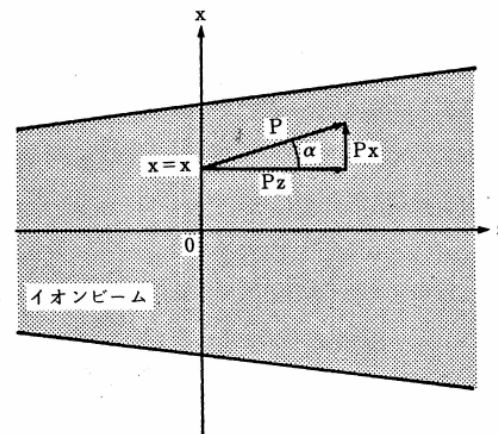
速度によらないエミッタンスを規格化エミッタンスと呼び以下のように表される。

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

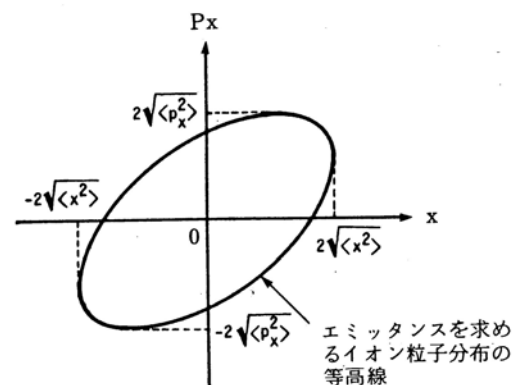
ここで β がビーム軸方向のみだと近似すると積分の外に出せて

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

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



- P : 運動量
- x : イオンビーム断面の1次元座標軸
- Px : イオンビーム軸方向運動量
- Pz : イオンビーム径方向運動量
- α : 位置 x における広がり角



多価重イオン源の条件

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

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

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。

要求されるイオンの n_e, τ_i 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)

イオン温度はできるだけ低く

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。

具体的なイオン源の例

(I)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

(II)ECRイオン源

マイクロ波によるプラズマ生成を用いるイオン源

電子サイクロトロン共鳴現象を用いる

(III)レーザーイオン源

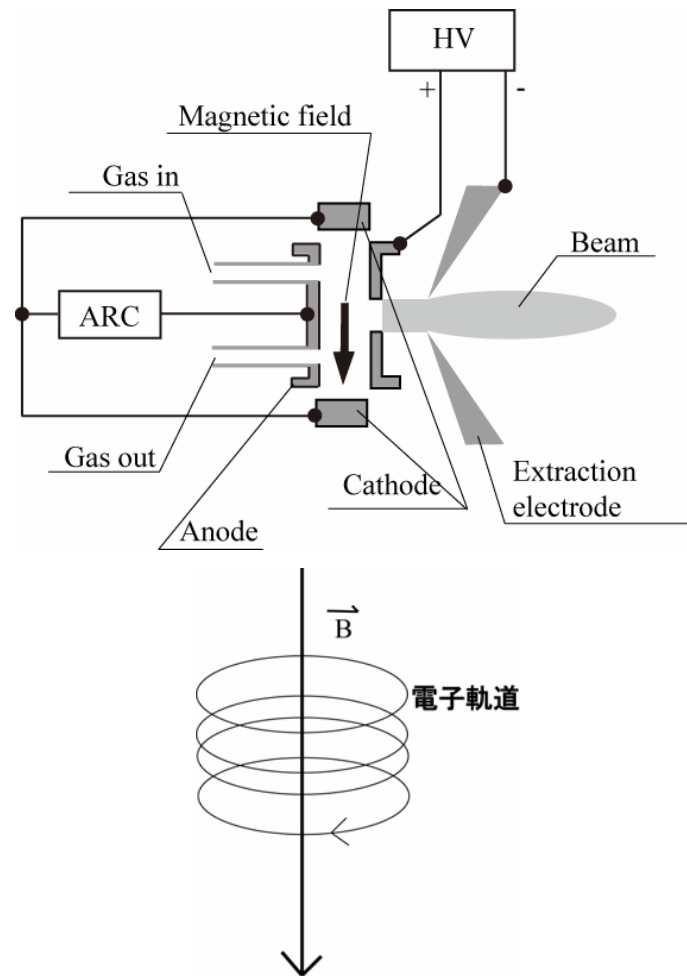
レーザー照射によって固体ターゲット上にプラズマを発生させ、そこからイオンを引き出して用いるイオン源

PIGイオン源 (I)

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。



PIGイオン源 (II)

PIGイオン源は大きく2つの型に分類される。

熱陰極型、

冷陰極型

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。

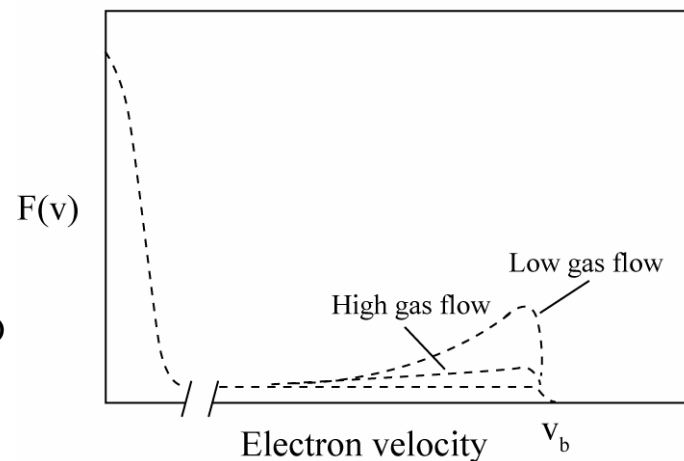
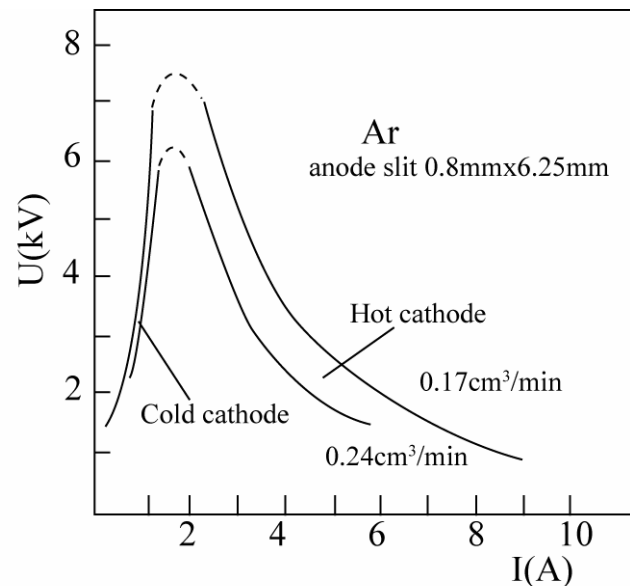
2つの型のイオン源の放電電流、電圧の関係を右図に示す。

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。

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。

右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。



PIGイオン源 (III)

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

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

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。

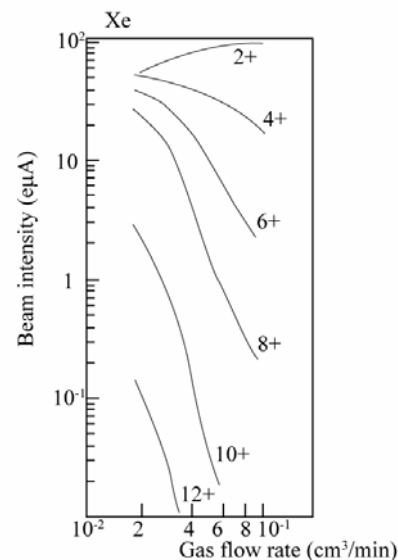
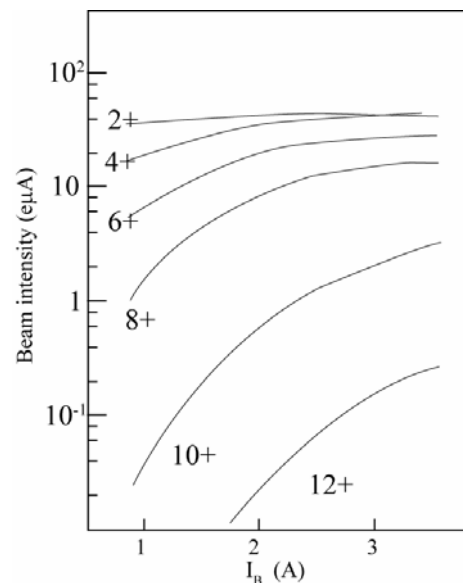
PIGイオン源 (IV)

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。

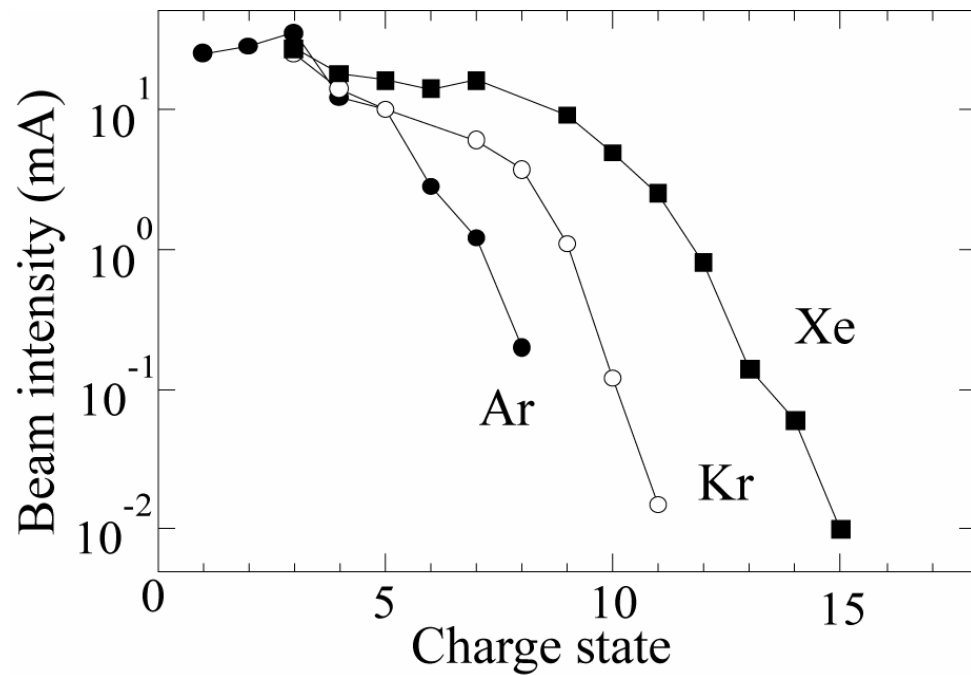
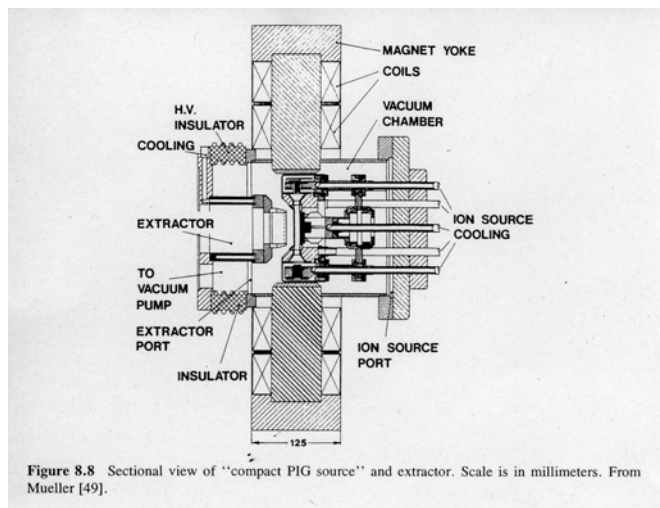
右図はXeイオンビーム強度のガス流量依存性を表す。ガス流量の増加は中性ガス圧の増加を促す。

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。



PIGイオン源からのビーム強度



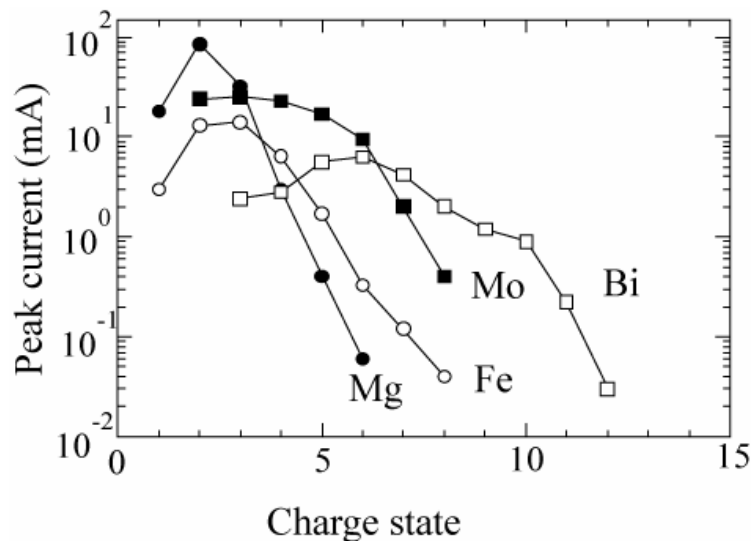
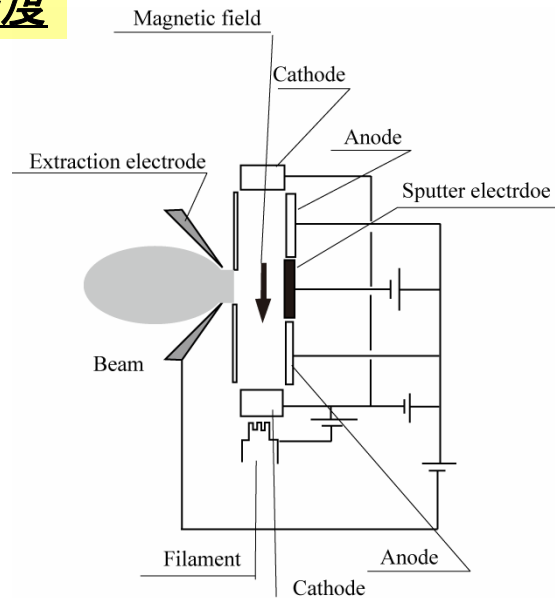
金属イオンビーム強度

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。右図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。

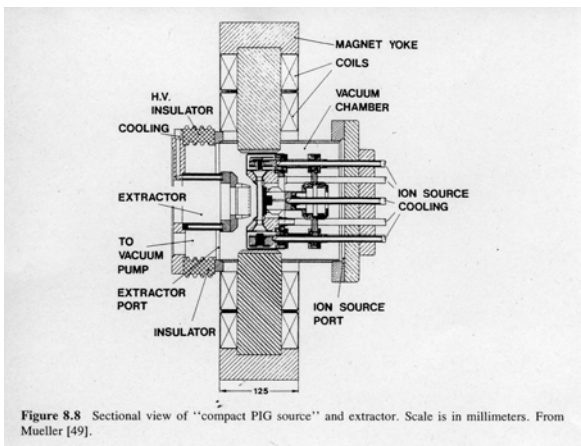
右図に示すように試料は引き出し電極の向かい置かれ、試料自体に数100Vのスパッター電圧を印加する。

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。

右図は代表的な金属イオンのビーム強度を示している。



PIGイオン源の実例



Extraction electrodeは取り外されている

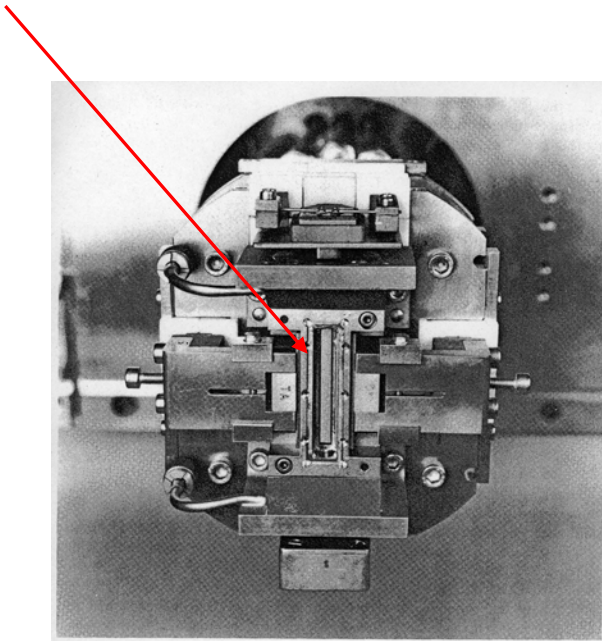
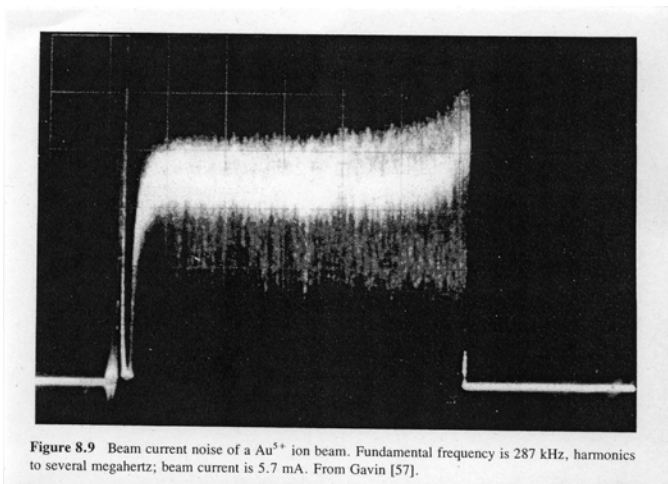


Figure 8.10 GSI PIG with three sputter electrodes; radial extraction slit removed. Filament for indirectly heating one cathode may be seen at the top. Compare with Figure 8.8. From Mueller [73].

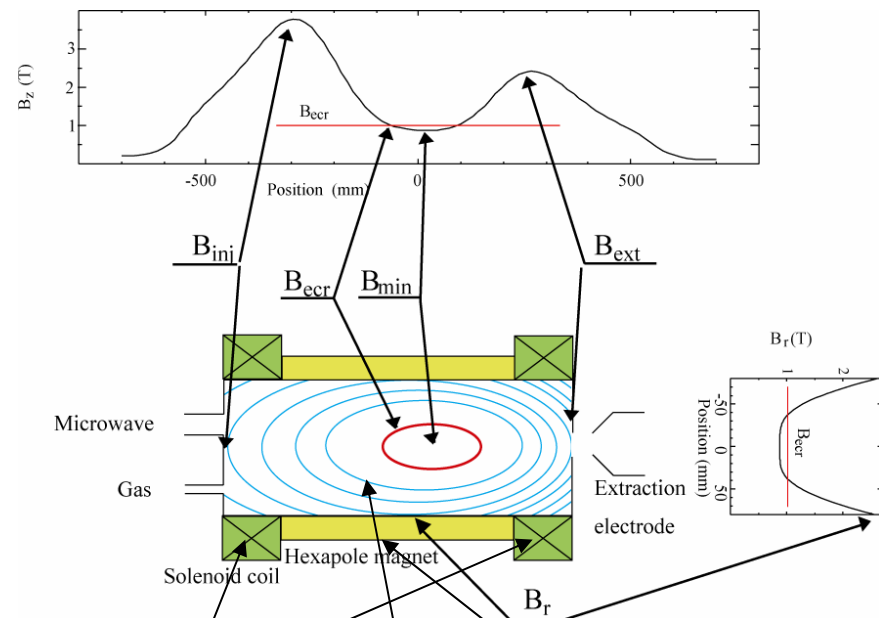
PIGイオン源のビーム形状



ECRイオン源の概略図

$\omega_c = qB/mc$
サイクロトロン周波数

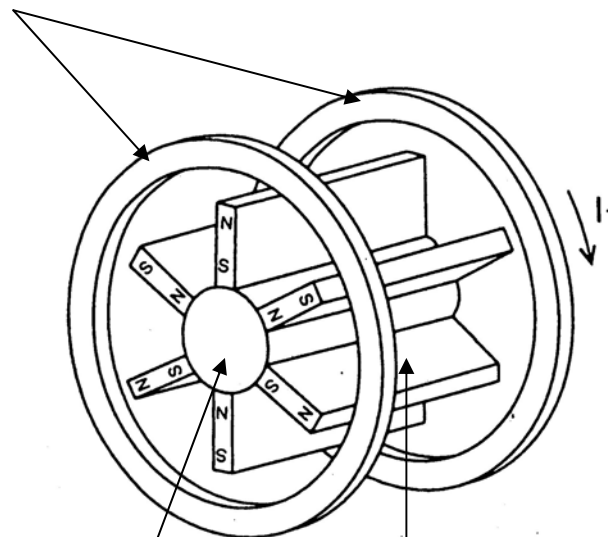
ソレノイドコイル



ソレノイドコイル

6極磁石(コイル)

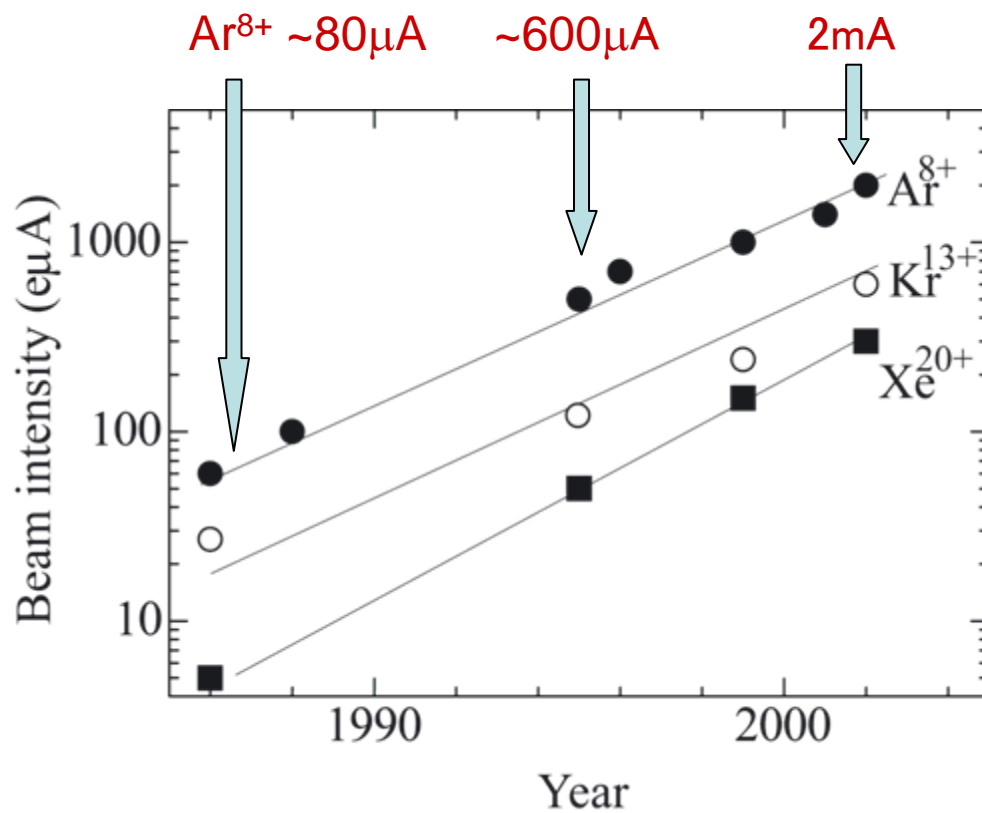
プラズマチャンバー



プラズマチャンバー

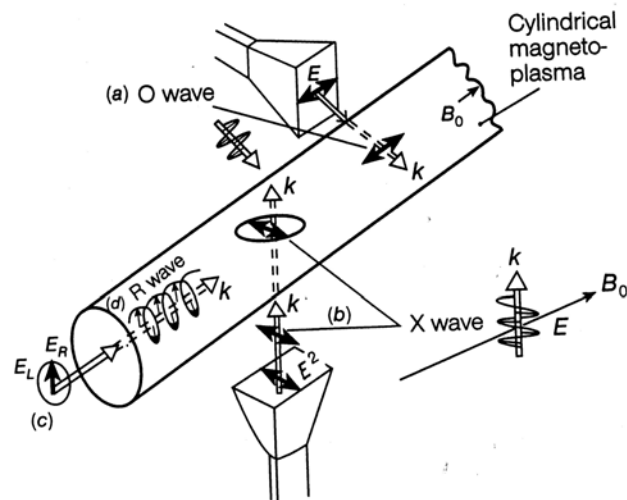
6極磁石(コイル)

ビーム強度の変遷



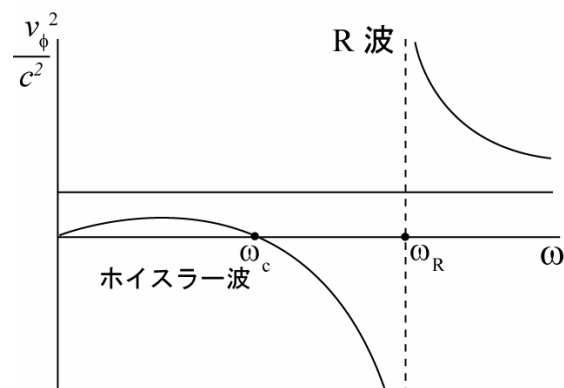
電子サイクロトロン共鳴

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。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光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。



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

$\omega = \omega_c$ 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。



共鳴点でのマイクロ波の吸収

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。

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。

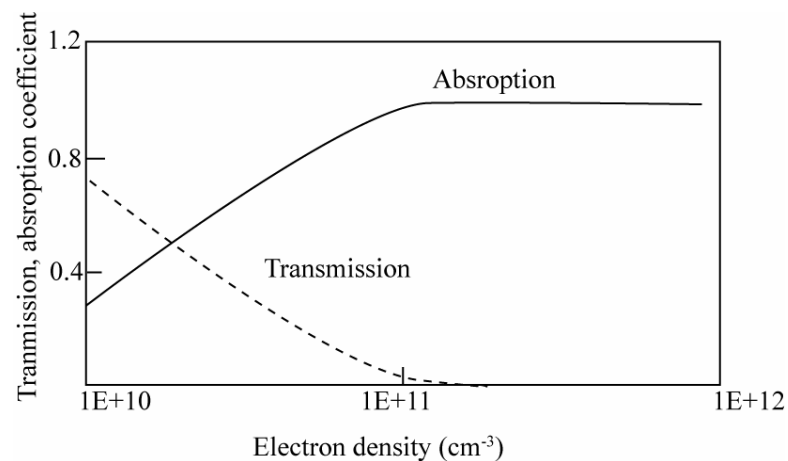
$$\frac{S_{abs}}{S_{inc}} = 1 - \exp(-\pi\eta)$$

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

$$\eta = \frac{\omega_p^2}{\omega c \left| \frac{1}{B_{res}} \left(\frac{dB}{dZ} \right)_{res} \right|}$$

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。



$v_{//}$

磁気ミラー (ロスコーン)

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 $\mu = \frac{1}{2}mv_{\perp}^2/B$ 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。エネルギー保存の法則から $v_{//}$ は小さくなる。

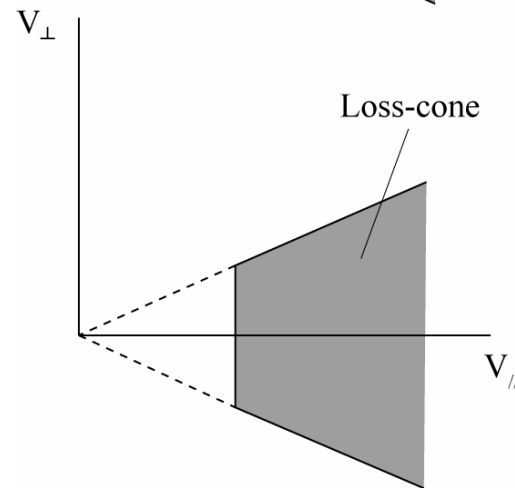
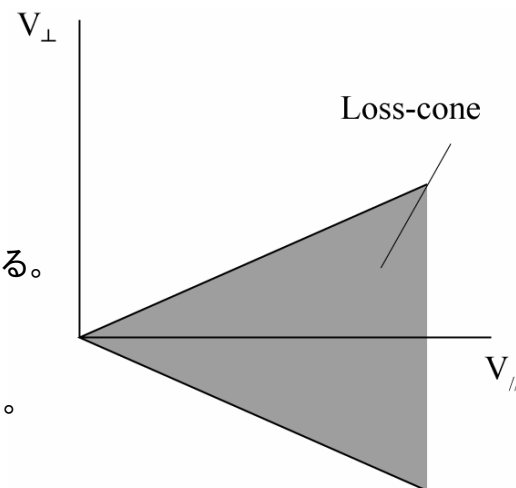
ミラー磁場の B が十分に強ければ最終的に $v_{//}$ は最終的に 0 になり弱磁場方向へと反射される。このメカニズムによって電子はミラー磁場中に束縛されることになる。ところがこの閉じ込めは完全ではない。

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

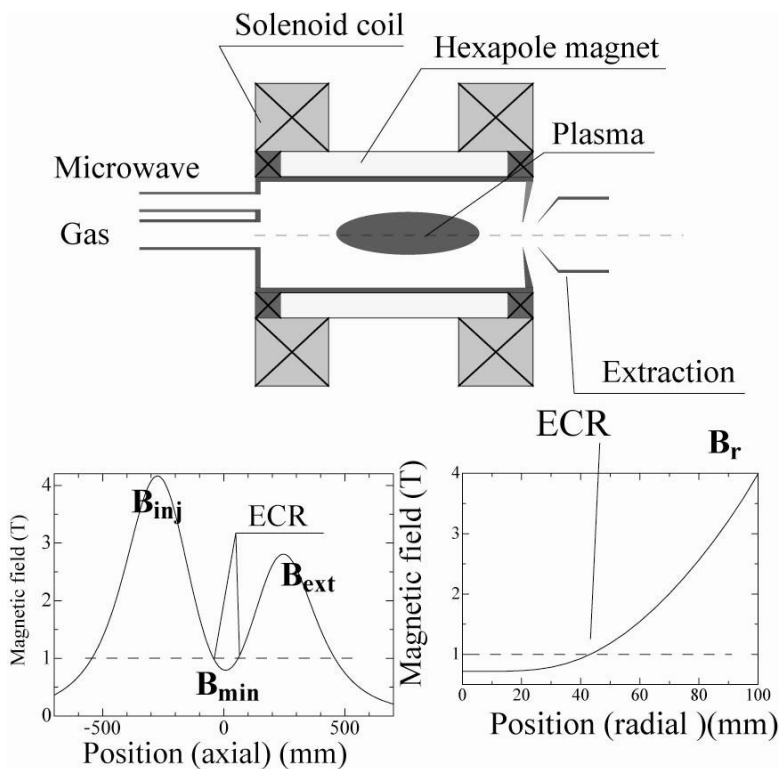
$$\frac{1}{2}mv_{\perp 0}^2/B_0 = \frac{1}{2}mv_{\perp 0}'^2/B'$$

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

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



ECRイオン源の各構成要素がプラズマに与える影響



磁場の影響 B_{min} , B_{inj} , B_{ext} , B_r

ガス圧の効果

ガスミキシングの効果

低速電子入射効果(コーティング、バイアスディスク)

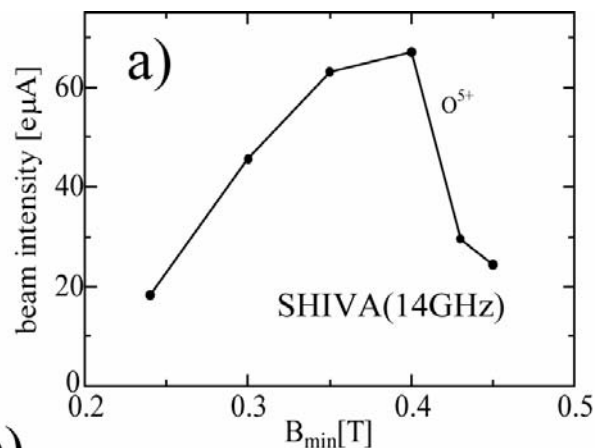
マイクロ波周波数、強度の効果

チャンバーサイズの効果

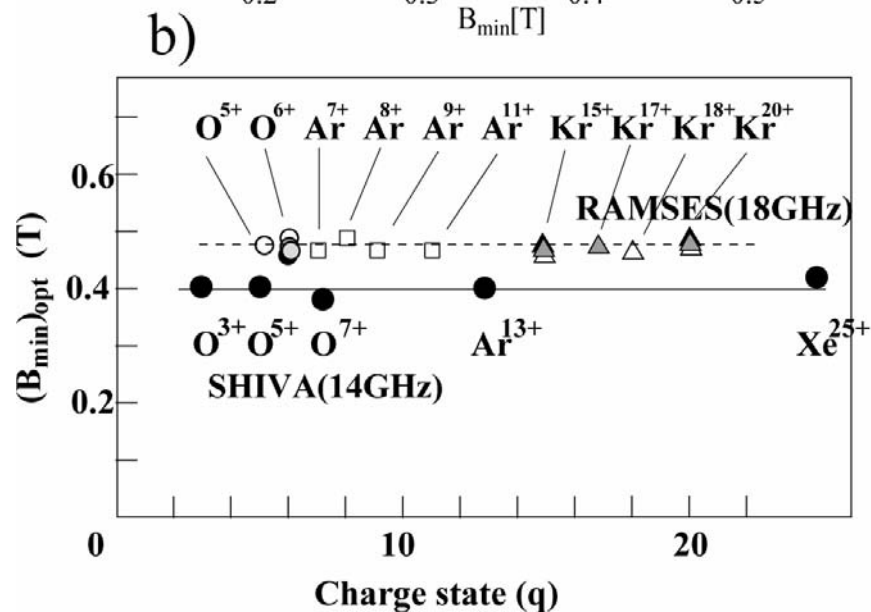
モデルによる計算

B_{min} の効果

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。

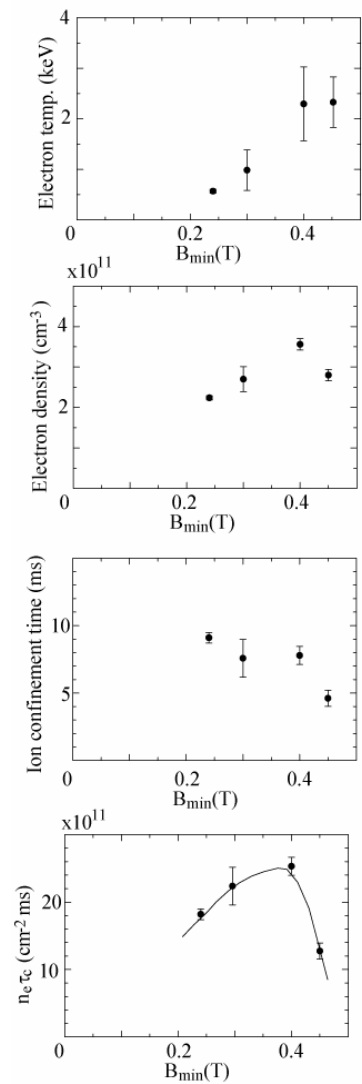
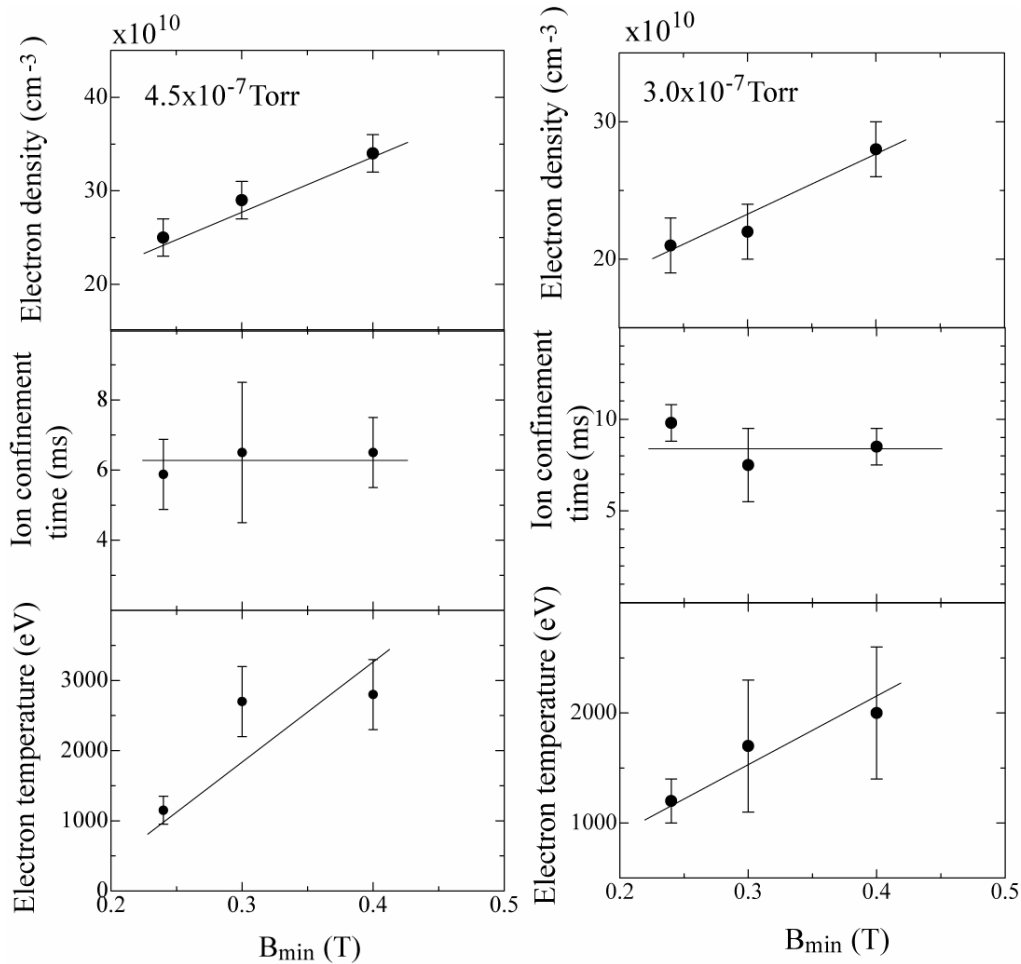


(B_{min})_{opt}はイオン種、価数にあまり依存せず B_{ecr} のほぼ70~80%の値を示している様に見える。通常、電子密度が一定の場合、多価イオン(電離時間を要するイオン)ほど、イオン閉じ込め時間を長くする必要が生じる。この場合、磁気ミラー比を大きくすることで閉じ込め時間を長くできると考えられるが、実験結果は前述の様に異なった傾向を示している。



プラズマパラメータの B_{min} 依存性

$B_{inj} = 1.85T$ $B_{ext} = 1.18T$
 RF power=250 W Oxygen plasma

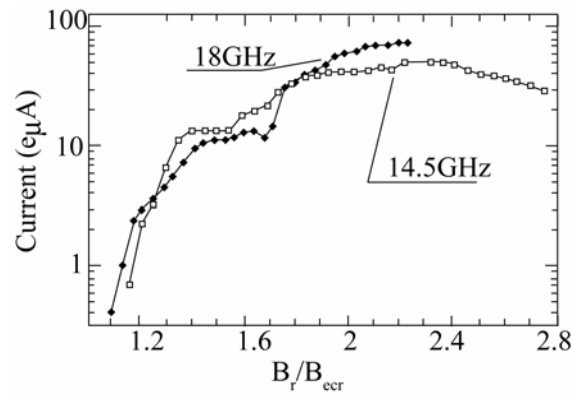
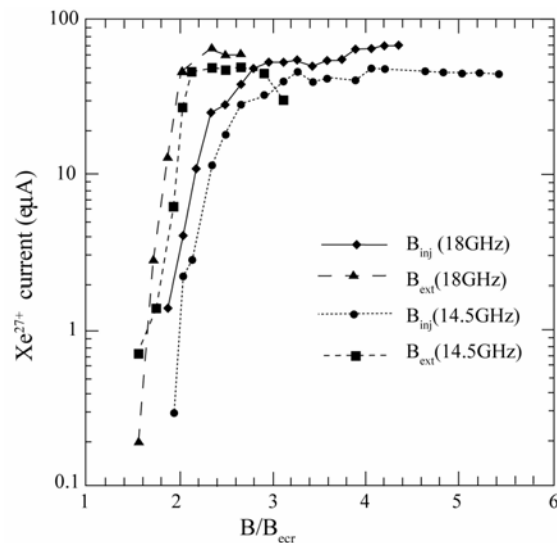


ビーム強度の B_{inj} , B_r 依存性

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。右図は多価イオンビーム強度の B_{inj} 依存性である。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。

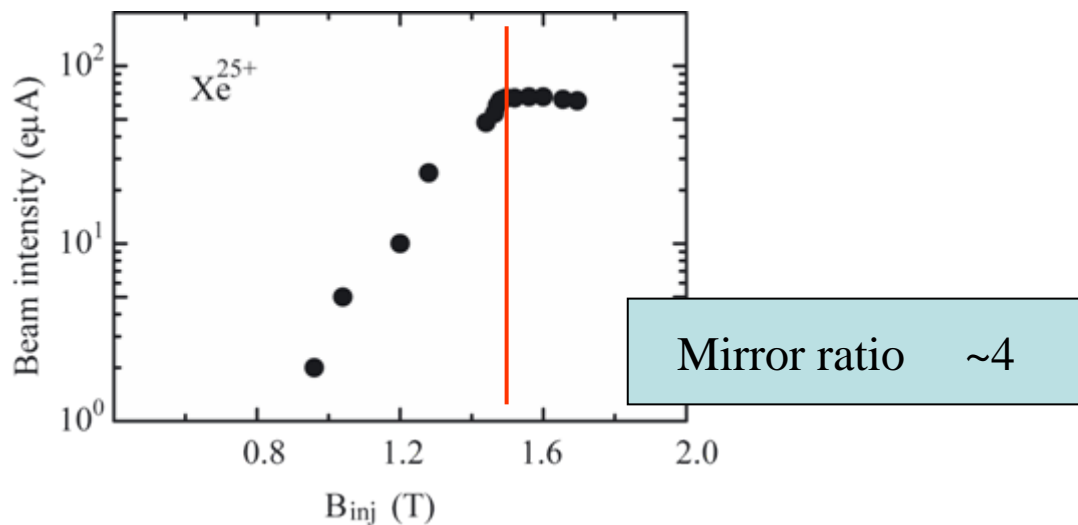
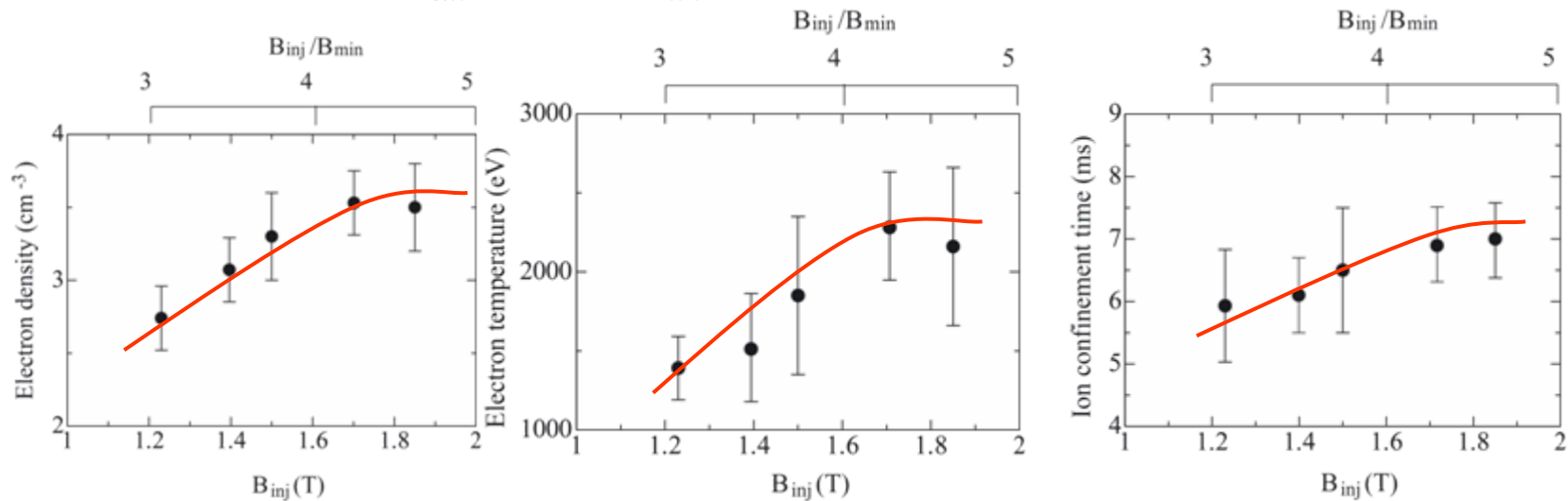
単純なロスコーンの大きさの計算ではミラー比が4~5を超えるとロスコーンの大きさの変化の割合は極端に少なくなることが分かる。これが高ミラー比でビーム強度に変化が見られなくなる理由のひとつであると推察される。

B_r の上昇と共にビーム強度は増加しているが $B_r \sim 2B_{ecr}$ 付近で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。

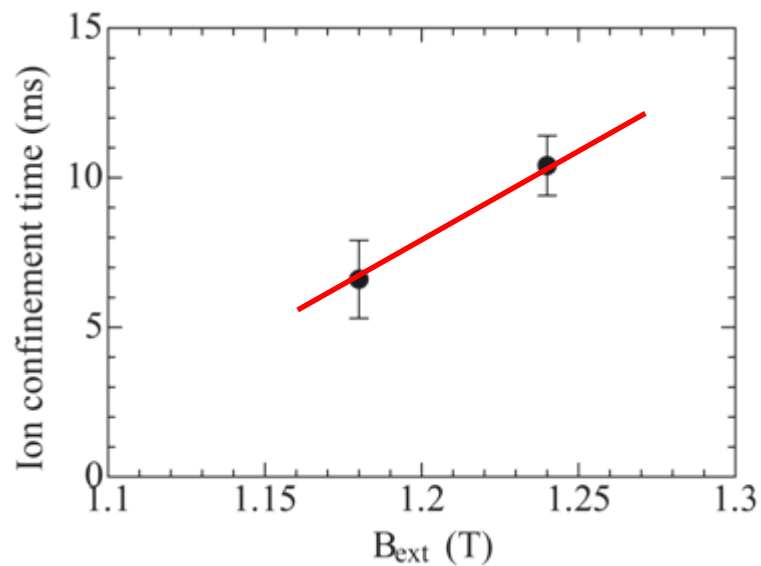
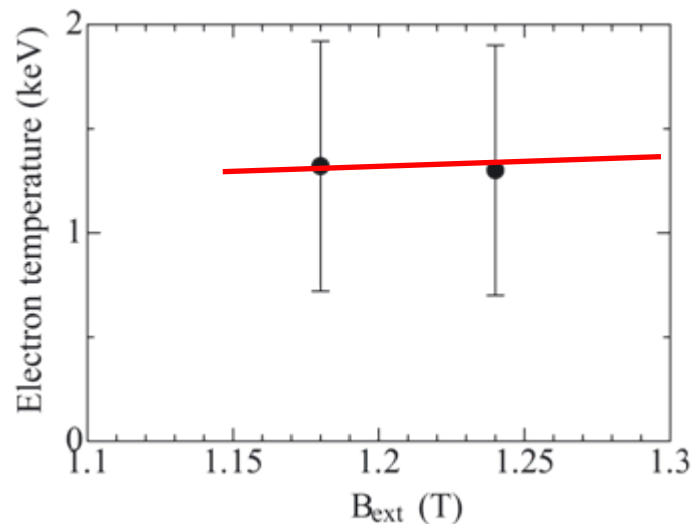
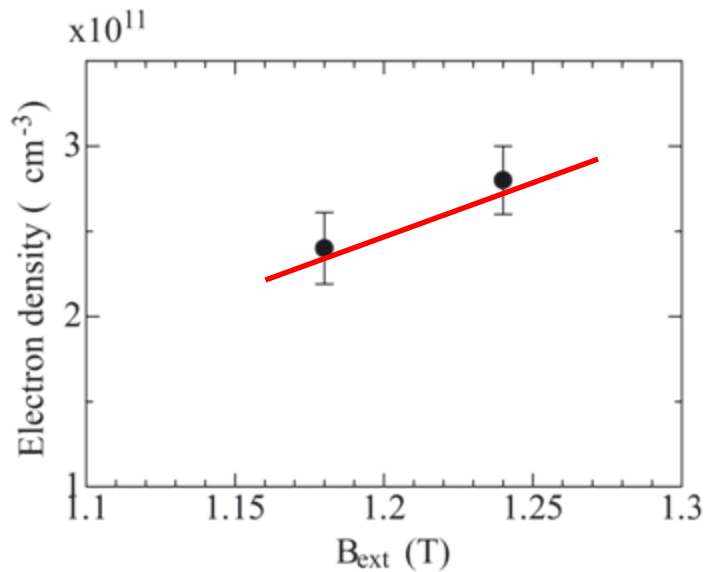


B_{inj} の効果

Mirror ratio (B_{inj} effect) (Plasma container) (Microwave 14 GHz)
 $B_{ext}=1.18T, B_{min}=0.4T$ Oxygen plasma RF=200W



Effect of B_{ext}

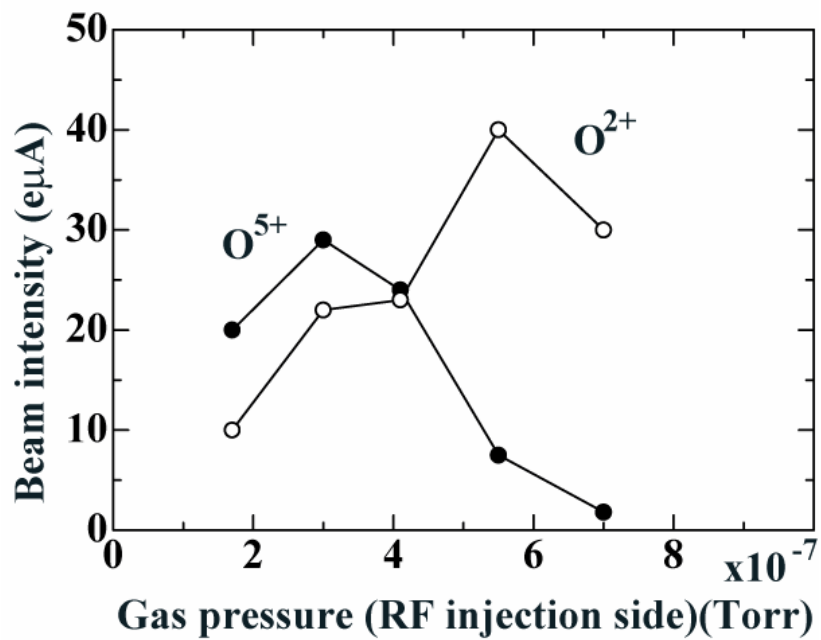


**$B_{inj}=1.85T$, $B_{min}=0.4T$ RF=200W, Oxygen plasma
14GHz microwave**

ガス圧依存性

低価数イオンビーム強度は
ガス圧の上昇と共に増加する

高価数イオンビーム強度は
ガス圧の上昇とともに減少する

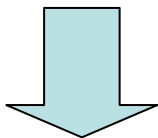


プラズマパラメータのガス圧依存性

電子の単位時間当たりの生成確率は

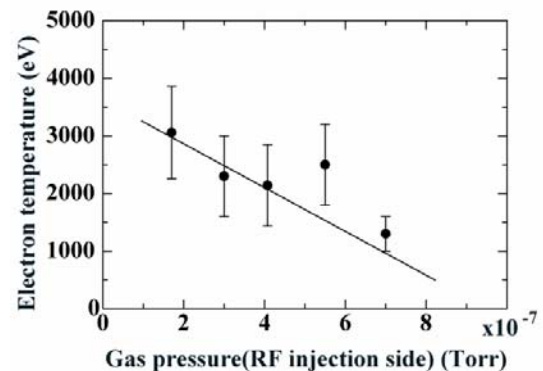
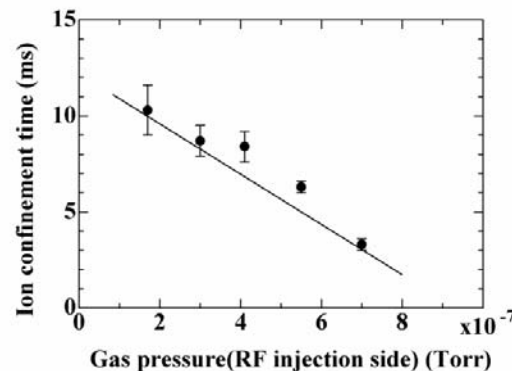
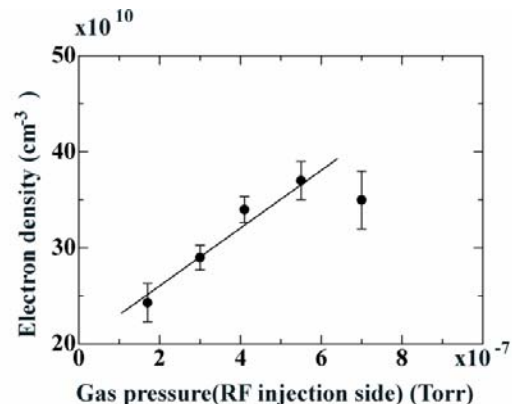
$$\frac{dn_e}{dt} = n_e \sum_{i=0}^{i_{\max}} \chi_{i \rightarrow i+1}^{\text{ion}} n_i - \frac{n_e}{\tau_e} n_e \sim \chi_{0 \rightarrow 1}^{\text{ion}} n_0 - \frac{n_e}{\tau_e}$$

$$= k_{n0} n_e \chi_{0 \rightarrow 1}^{\text{ion}} P_{\text{gas}} - \frac{n_e}{\tau_e} = 0 \text{ (平衡条件)}$$



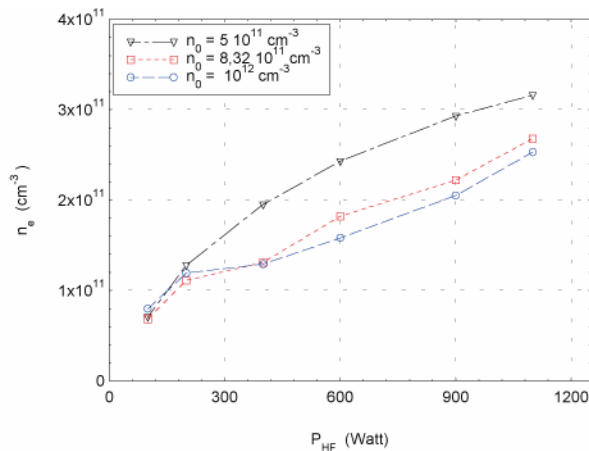
$$\tau_e \sim 1/P_{\text{gas}}$$

ガス圧の上昇に拠る電子温度の低下、イオン閉じ込め時間の縮小が低価数の生成を促す。

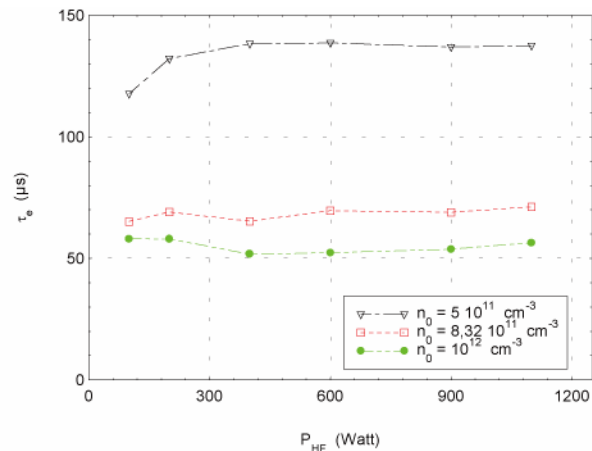


フォッカープランク方程式に夜計算(後述)

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Minimafios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。



Electron density versus rf power.



Electron confinement time versus rf power.

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

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。

ガスミキシングの効果

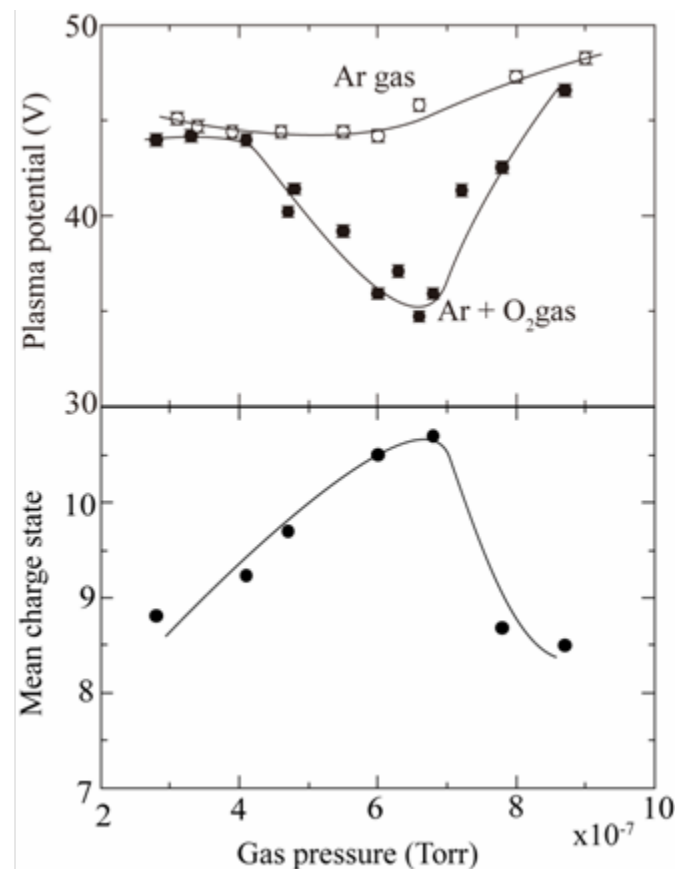
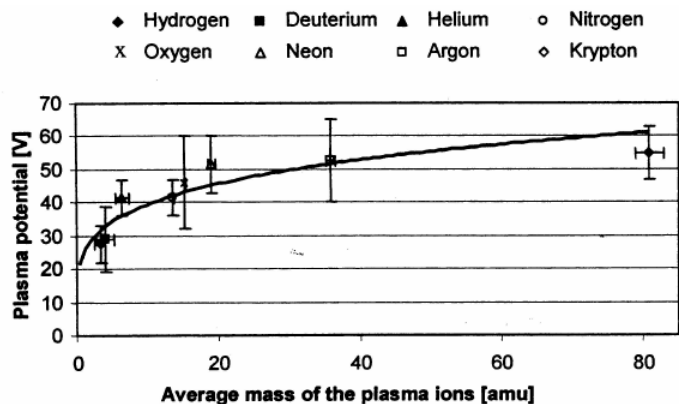
1980年代 多価イオン生成時に生成するイオンよりも軽いガスを混入させることでビーム強度の増強が見られた。

Oイオン生成
Arイオン生成

Heガス
O₂ガス

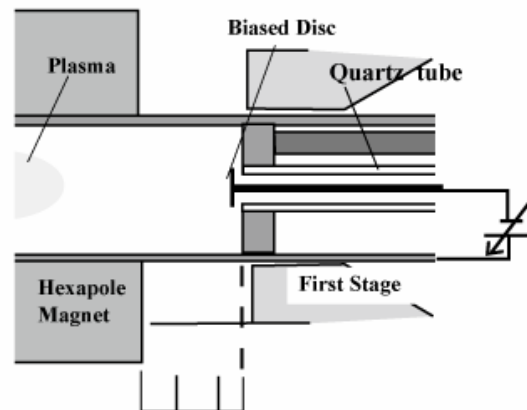
Beam gas	Mixing gas	rf (W)	Ar ion currents (μA)					q_{max}	T_{ion} (eV)
			$q=2$	8	11	14	16		
Ar	"pure"	800	90	132	31	0.68	0.02	8	2.04
Ar+	^{nat} O	800	8	49	47	5.6	0.25	9/10	1.89
Ar+	¹⁸ O	800	6	23	35	7.0	0.4	10	1.85
Ar+	²² Ne	800	4	19	20	2.6		9/10	1.72

プラズマポテンシャル

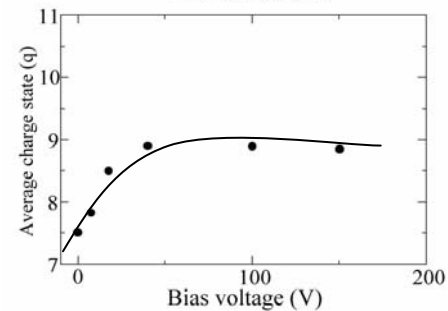
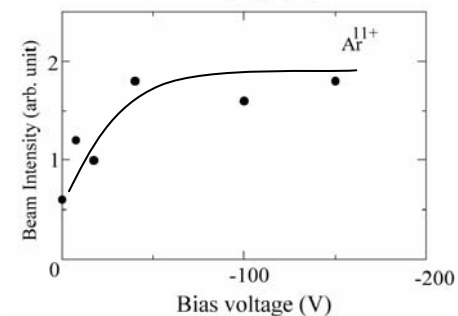
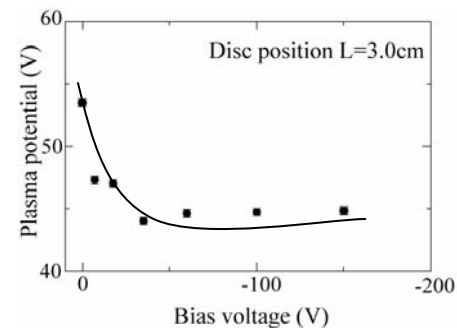
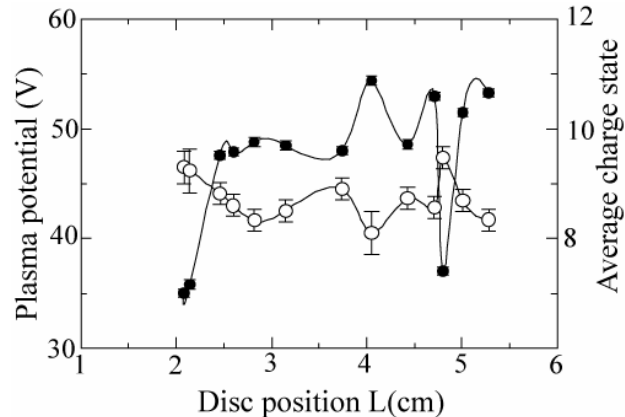


Bias disc の効果

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、Ar¹¹⁺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。



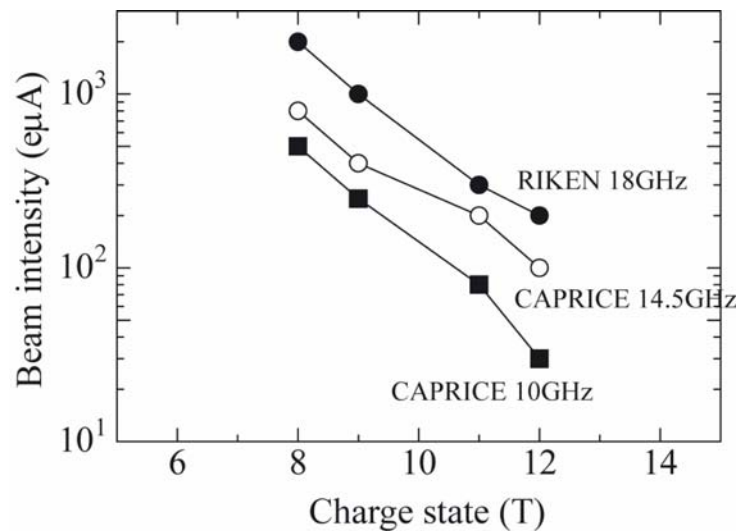
6 4 2 0
Disc position L (cm)



周波数依存性

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。

右図は磁場強度及び構造がほぼ同じ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。



プラズマチャンバーサイズ依存性

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いた。

理研で製作されたECRイオン源
(10GHz、チャンバー体積 ~3L,最大磁場 0.5T,RFパワー ~1kW)

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)

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。

イオン閉じ込め時間

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

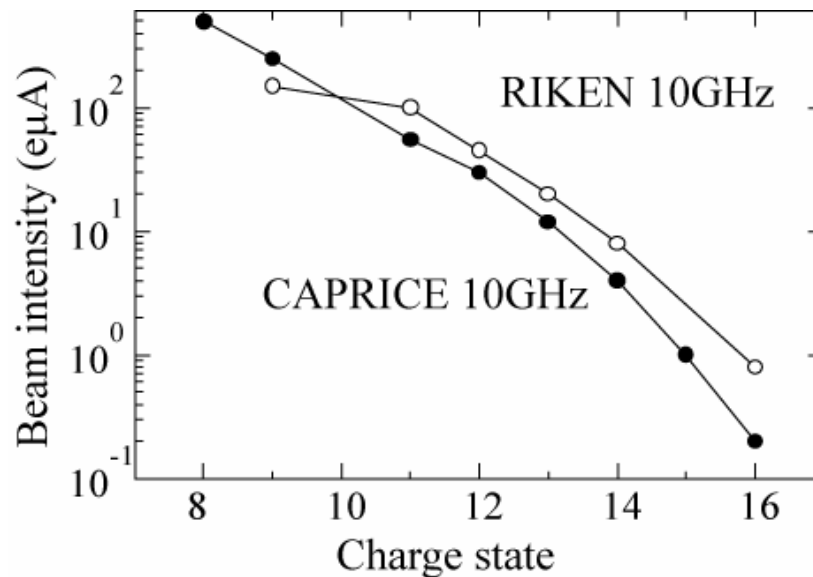


TABLE I. Hierarchy of times for ions (s).

τ_{ij}	T_{cycl}	τ_{conf}	$\tau_{\text{eq } e/i}$
2.3×10^{-8}	6.7×10^{-7}	10^{-3}	3.6

ECRイオン源中のイオンの取り扱い

イオン同士の衝突は他の衝突に比較して頻繁であり、磁場中で1回転に要する時間に比べて短いためイオンは磁場の影響をほとんど受けず、電荷を持った流体のようにふるまう。
イオンの閉じ込め時間は

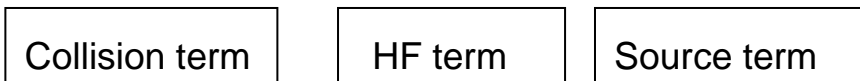
$$\tau_q = 7.1 \times 10^{-20} L q \text{Ln} \Lambda \sqrt{A} \frac{n_e q_{\text{eff}}}{T_i^{3/2} E}$$

電子の取り扱い

電子は他の粒子との衝突が頻繁でなく、磁場中で一回転するのに要する時間、ミラー磁場中を一回往復する時間に比較して十分に長いため、磁場の影響を強く受ける。ミラー磁場中での電子の扱いは フォッカープランク方程式を用いて行う。

フォッカー-プランク方程式を用いたECR プラズマの計算(I)(電子)

電子のエネルギー分布関数(空間 0次元、速度空間 3次元)



$$\frac{\partial f_e}{\partial t} = C(f_e) + Q(f_e) + S(f_e)$$

$$Q = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(v^2 D_{vv} \frac{\partial f_e}{\partial v} \right) + \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left((1 - \mu^2) D_{\mu\mu} \frac{\partial f_e}{\partial \mu} \right)$$

$$D_{vv} = D = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{eE}{2m_e} \right)^2 \frac{d}{L\omega}, \quad D_{\mu\mu} = D \left(\frac{v}{v_{ph}} \right)^2$$

拡散係数(速度空間)
マイクロ波強度に比例

電場強度(マイクロ波強度)

磁場勾配(B_{min} 効果)

フォッカー-プランク方程式を用いたECR プラズマの計算(II)(イオン)

$$\frac{dn_q}{dt} = n_{q-1}n_e \langle \sigma_{q-1 \rightarrow q}^{\text{ionis}} \mathbf{v} \rangle_e + n_0 n_{q+1} \langle \sigma_{q+1 \rightarrow q}^{\text{cx}} \mathbf{v} \rangle_i$$

$$- n_q n_e \langle \sigma_{q \rightarrow q+1}^{\text{ionis}} \mathbf{v} \rangle - n_0 n_q \langle \sigma_{q \rightarrow q-1}^{\text{cx}} \mathbf{v} \rangle_i - \frac{n_q}{\tau_q},$$

➡ **Rate equation**

$$\sum_{q=1}^{q_{\max}} \frac{d(n_q T_i)}{dt} = n_e \nu_{ei} (T_e - T_i) - \sum_{q=1}^{q_{\max}} \frac{n_q T_i}{\tau_q}.$$

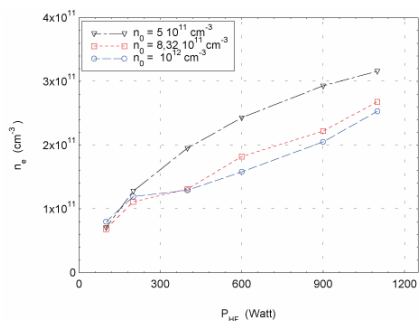
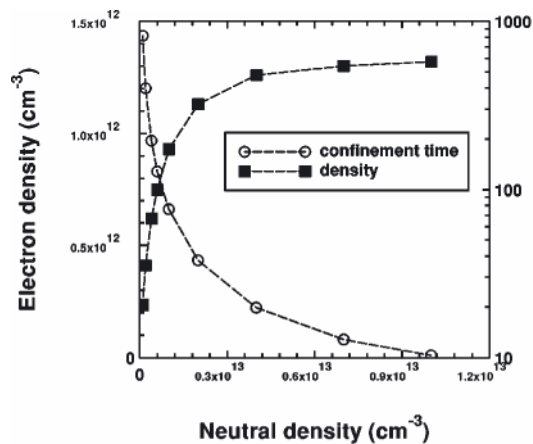
➡ **Neutrality**

$$\frac{dn_0}{dt} = \frac{Q_0 - n_0 S_P}{V} - n_0 n_e \langle \sigma_{0 \rightarrow 1}^{\text{ionis}} \mathbf{v} \rangle_e - \sum_{q=2}^{q_{\max}} n_0 n_q \langle \sigma_{q \rightarrow q-1}^{\text{cx}} \mathbf{v} \rangle_i,$$

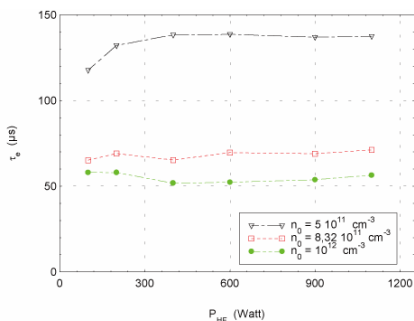
➡ **電離ガス量**

フォッカー-プランク方程式を用いたECR プラズマの計算(II)

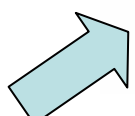
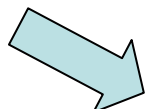
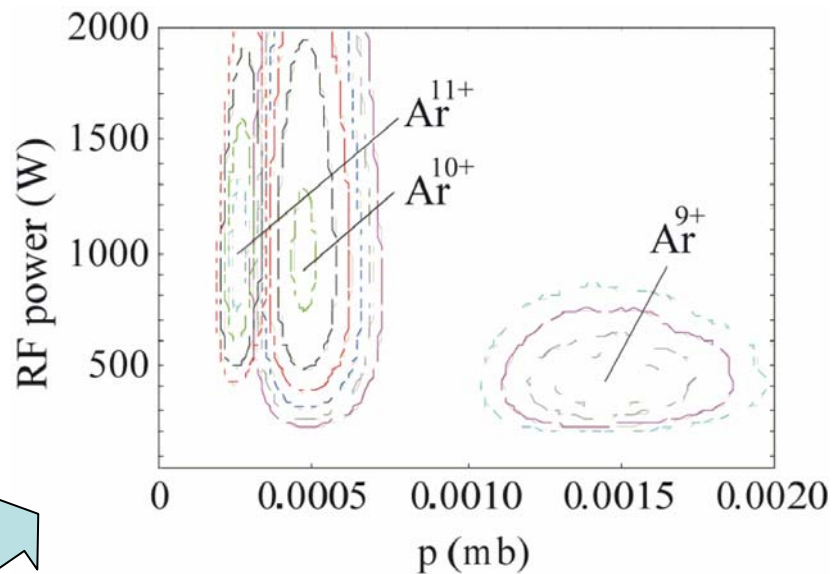
ビーム強度のガス圧、RFパワー依存性



Electron density versus rf power.



Electron confinement time versus rf power.



フォッカープランク方程式を用いたECR プラズマの計算(III)

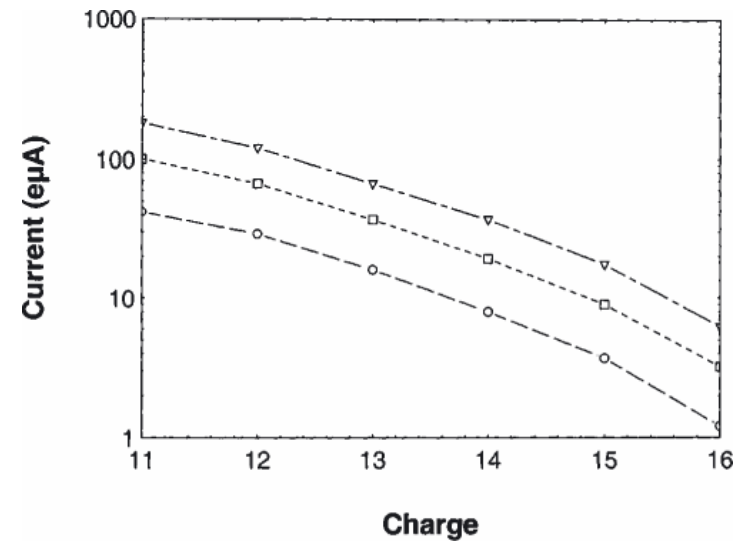
$$\left(\frac{kc}{\omega}\right)^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - \omega_c)},$$

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} \approx \frac{\omega_p^2}{\omega k v_t}$$

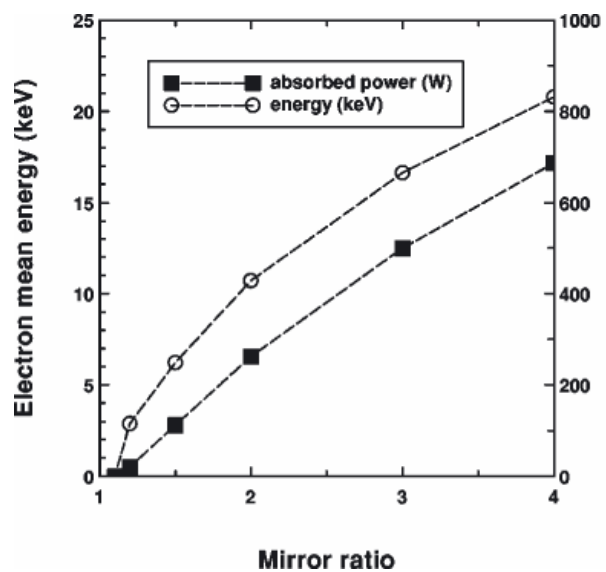


$$n_e E_e \approx n_c (m_e c^2),$$

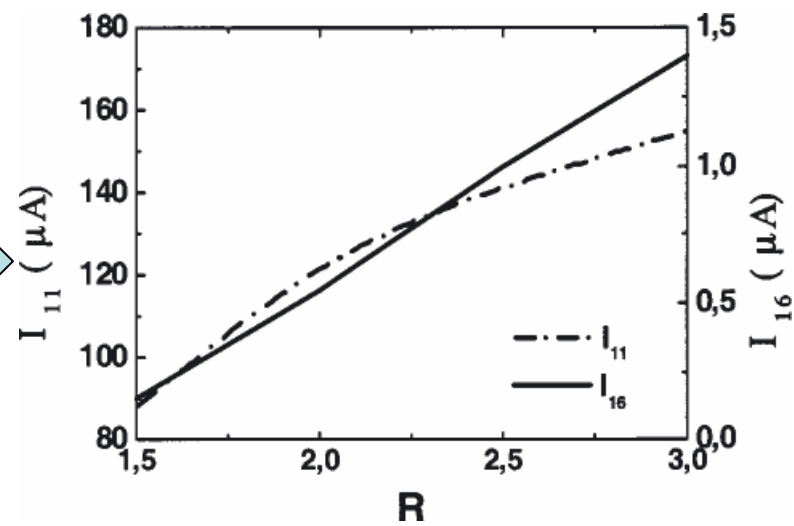
周波数依存性



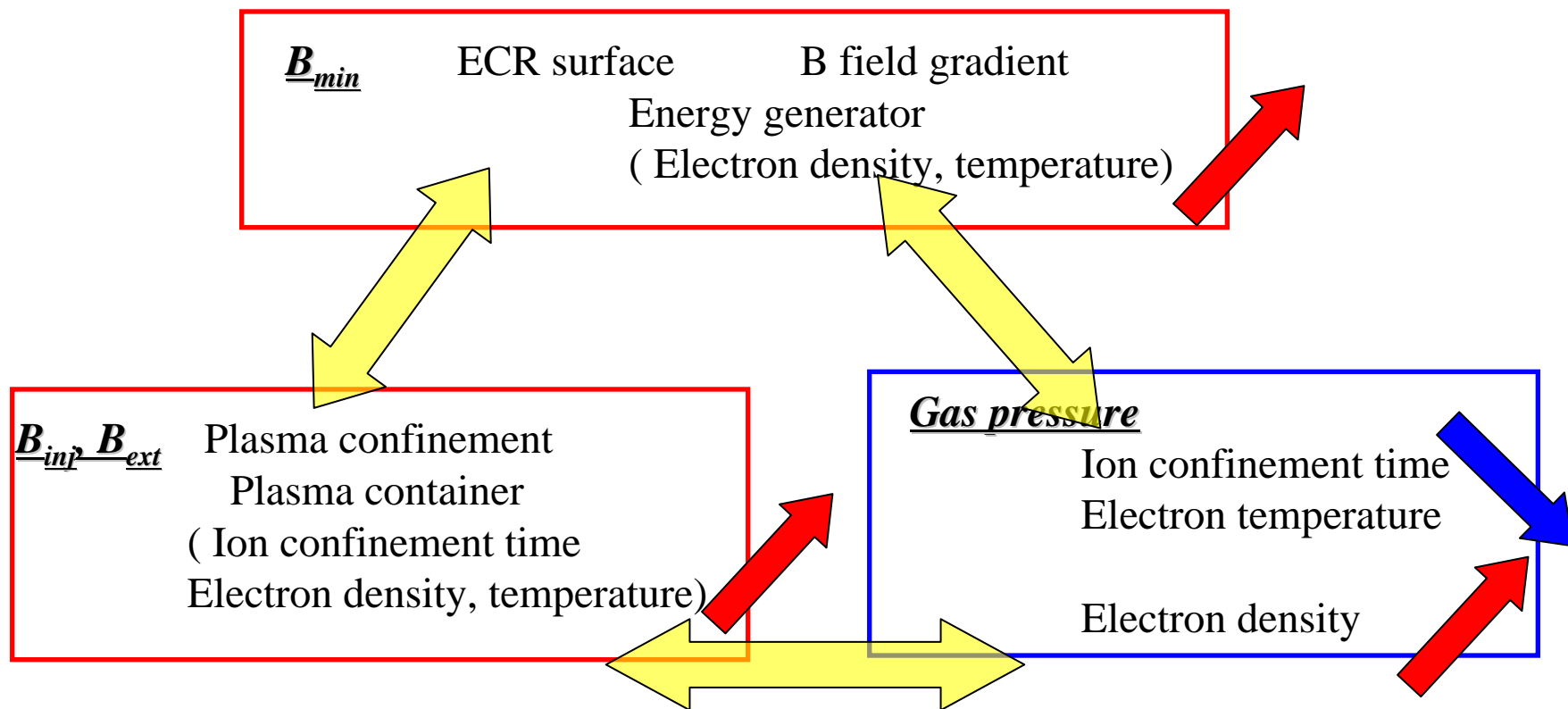
磁気ミラー比依存性



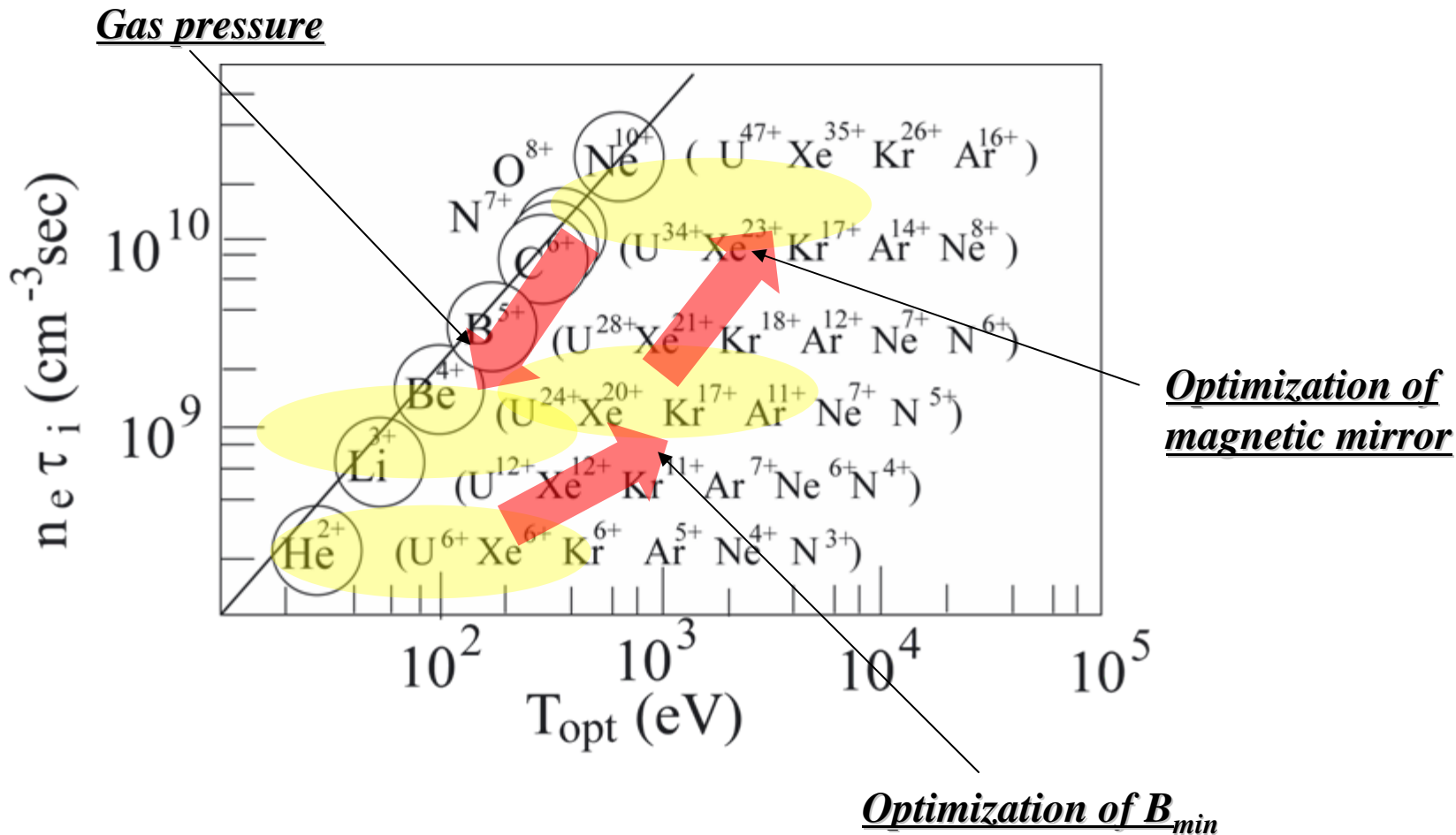
Absorbed power (W)



イオン源周辺要素のプラズマに与える影響(まとめ)



イオン価数を決定するシナリオ



ECRイオン源の現状

永久磁石型

全ての磁場(ミラー磁場、6極磁場)
を永久磁石で発生させる
<14GHz

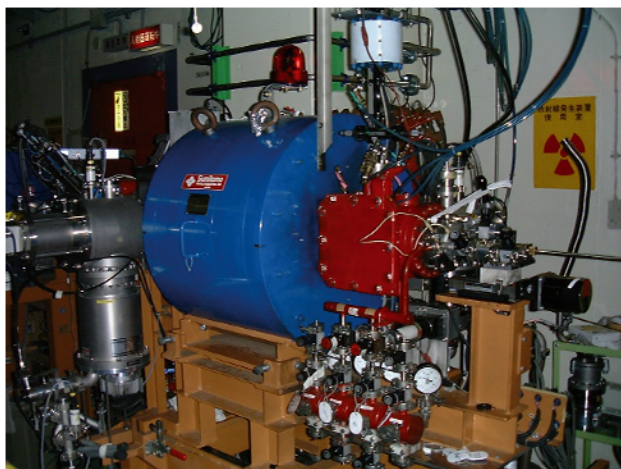
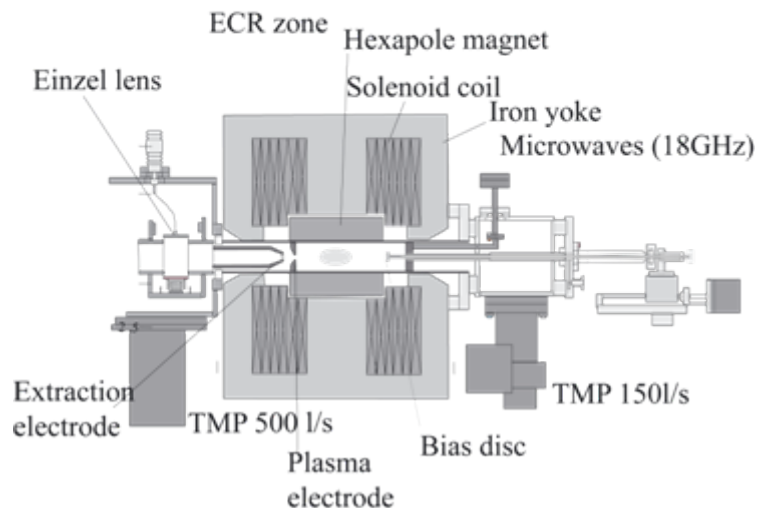
常伝導型

ミラー磁場を常伝導ソレノイドコイル
6極磁場を永久磁石で発生
<18GHz

超伝導型

全ての磁場を超伝導コイルで発生
<28GHz

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]



Main Parameters of the RIKEN 18 GHz ECRIS

Mirror coil

Maximum current	800 A
Maximum field on axis	1.4 T
Mirror ratio	3.0

Hexapole magnet

Inner diameter	80 mm
Outer diameter	170 mm
Length	200 mm
Material	Nd-Fe-B
Field strength on surface	1.4 T

Micro wave

Frequency	18 GHz
Maximum power	1.5 kW

Plasma chamber

Inner diameter	75 mm
Length	270 mm

Vacuum

Turbo-molecular pumps 150 and 500 l/s

Extraction

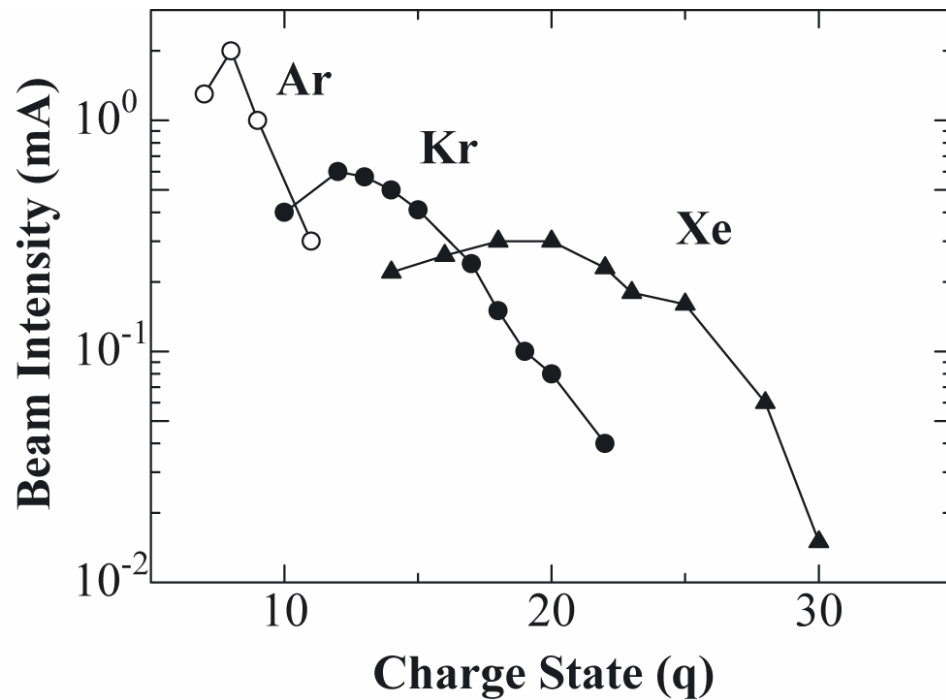
Maximum voltage	20 kV
Hole diameter Orifice	10 mm
Electrode	13 mm

常伝導ECRイオン源のビーム強度

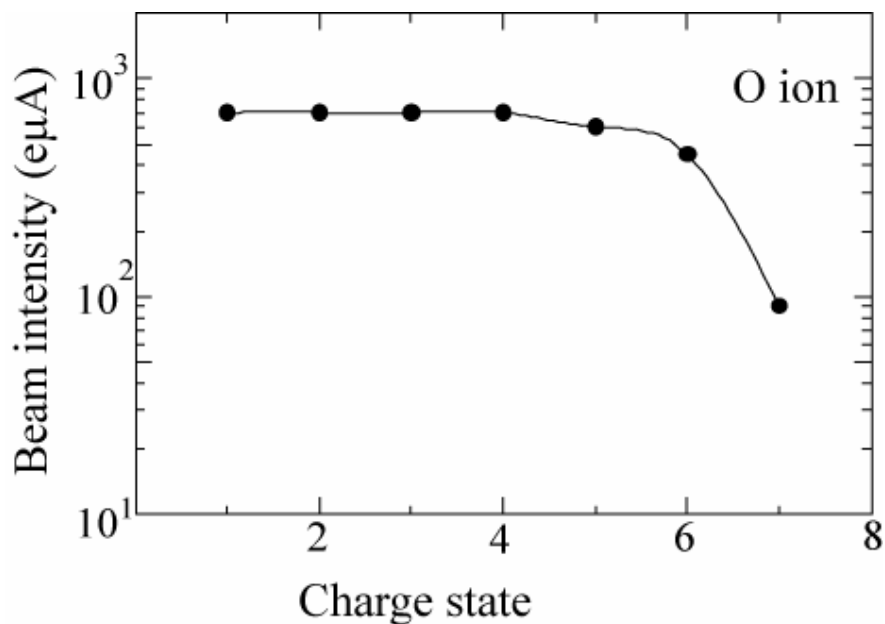
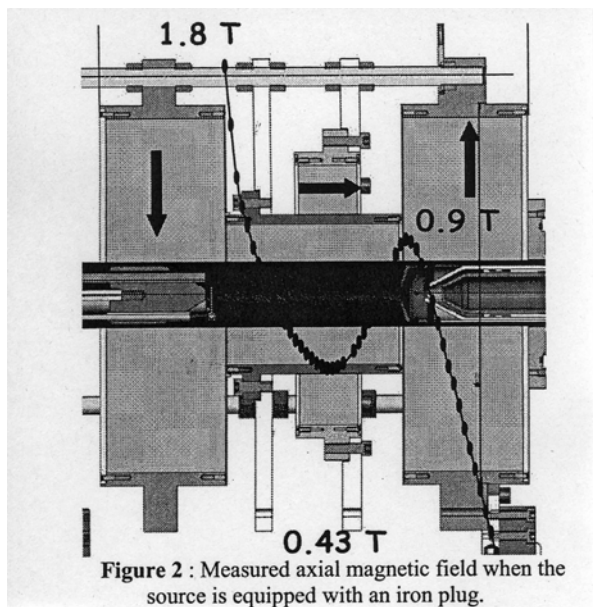
Ar^{8+} **2mA**

Kr^{13+} **0.6mA**

Xe^{20+} **0.3mA**



永久磁石を用いたECRイオン源の代表例 (グルノーブル+オークリッジ)



永久磁石によってミラー磁場、6極磁場を発生させる

利点 磁場発生のために電力の消費をない。電力が制限された場所ので利用が可能

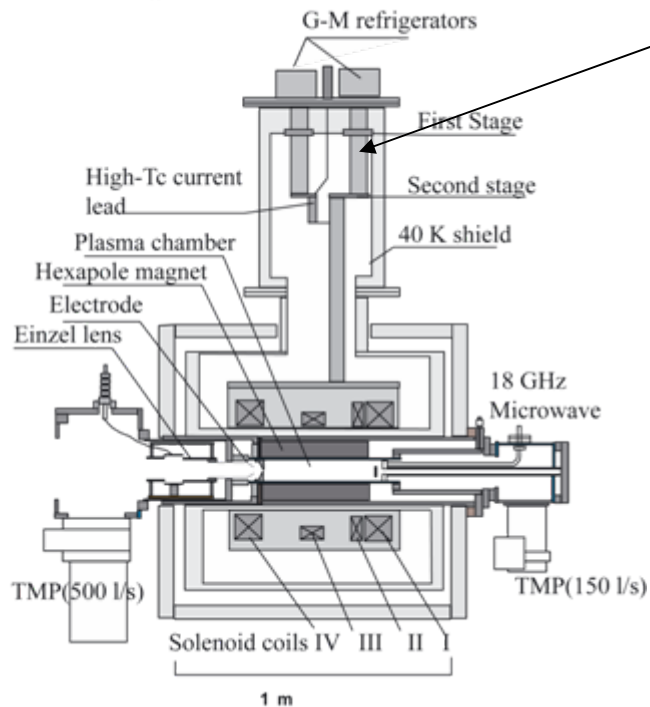
欠点 ミラー磁場発生のために永久磁石を用いているため、磁場強度が制限される。
<1T

このため、14GHzのマイクロ波の使用が現在のところ上限となっている

Liquid-He-free Superconducting ECR ion source
(筑波大学、理化学研究所)

b) Liquid-He-free SC-ECRIS

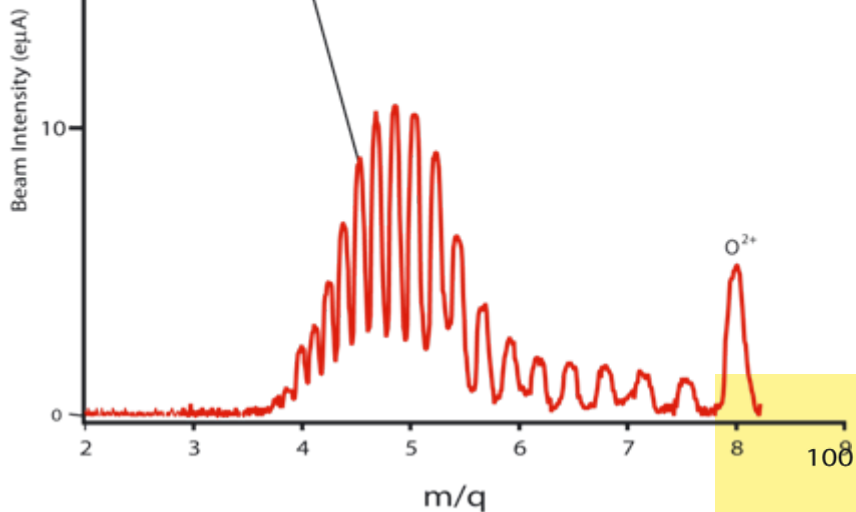
G-M refrigerator(1W at 4K)



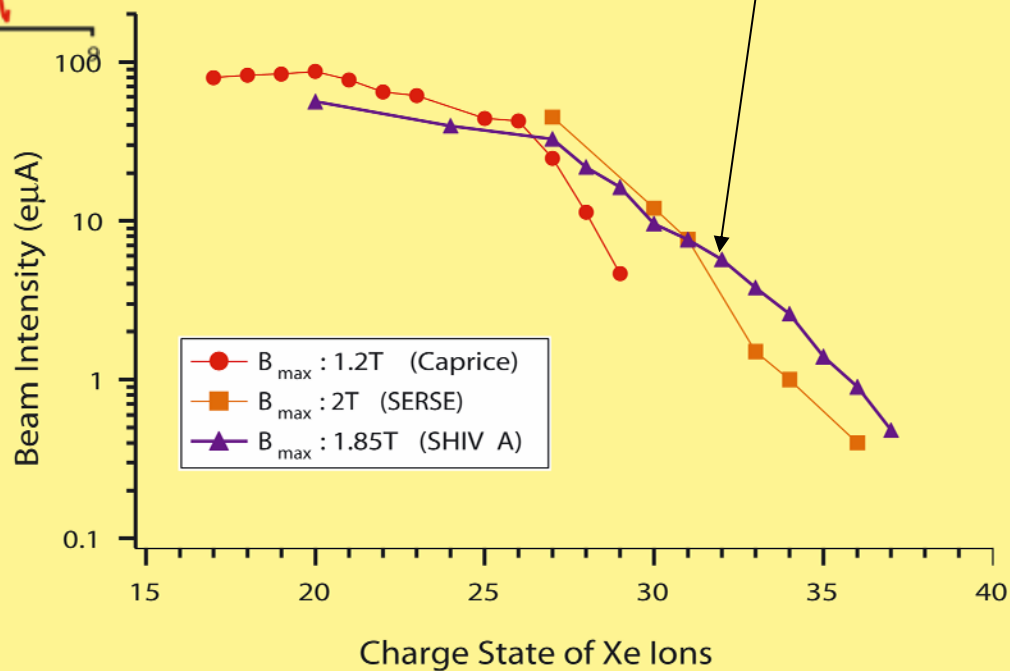
最大磁場強度 3T
消費電力 10kW

液体He を用いず、小型冷凍機
によって超伝導状態を保つ

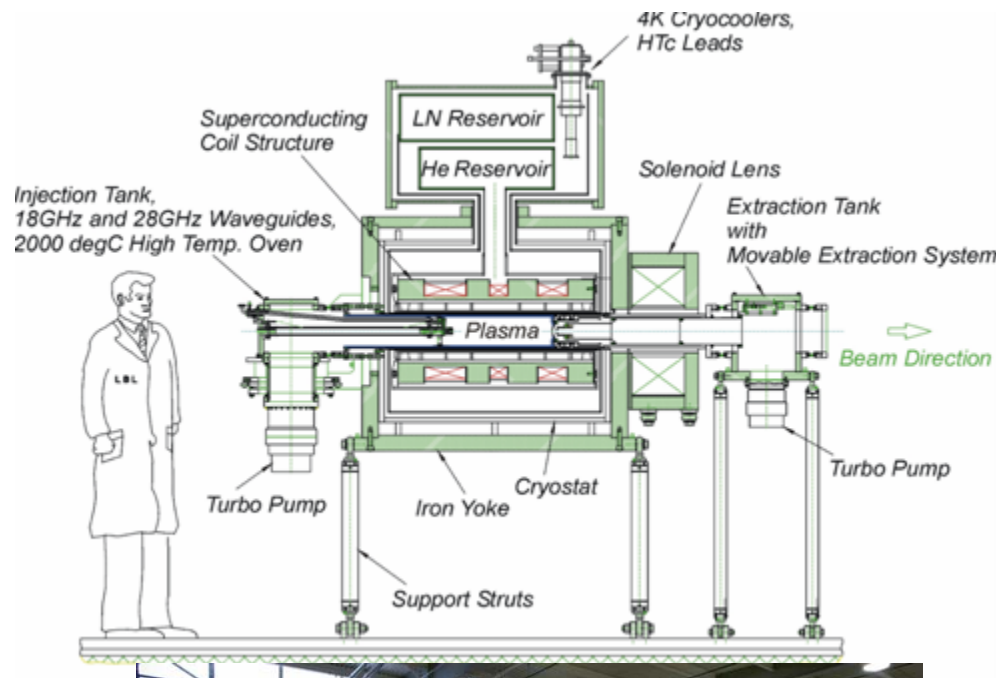
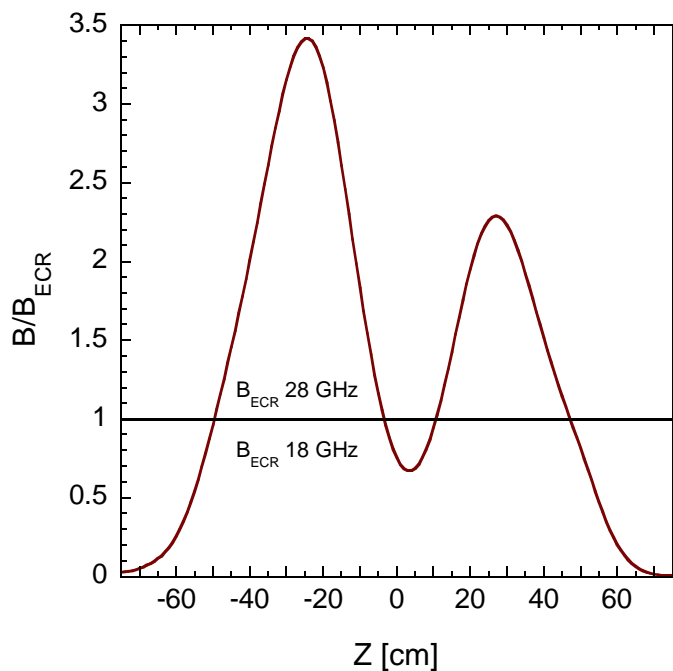
Liquid-He-free SC-ECRISによって得られたビーム強度



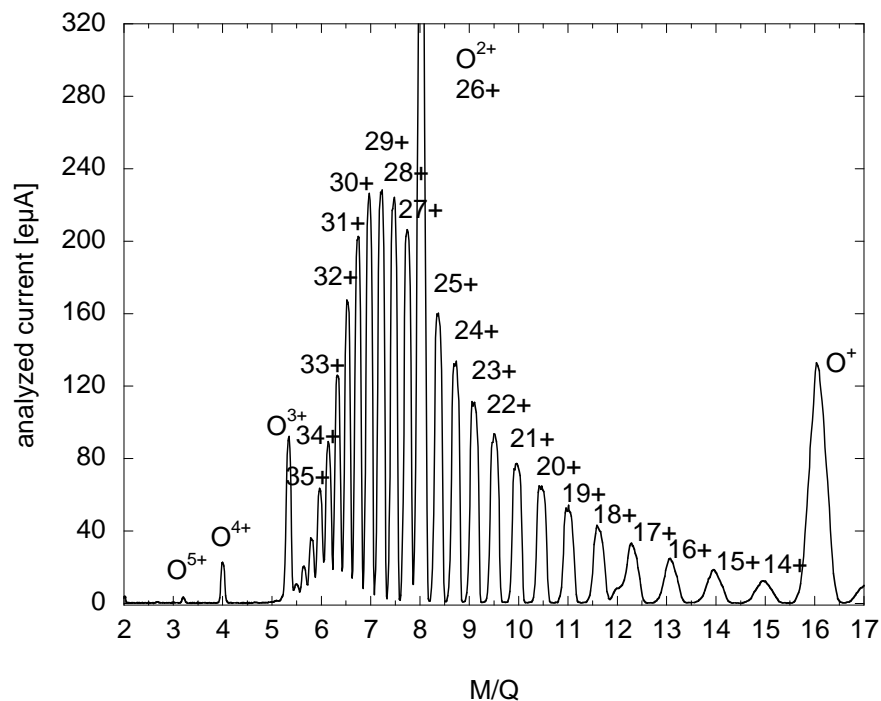
Liquid-He-free SC-ECRIS



軸方向の磁場強さ



超伝導ECRイオン源からのビーム強度の代表例

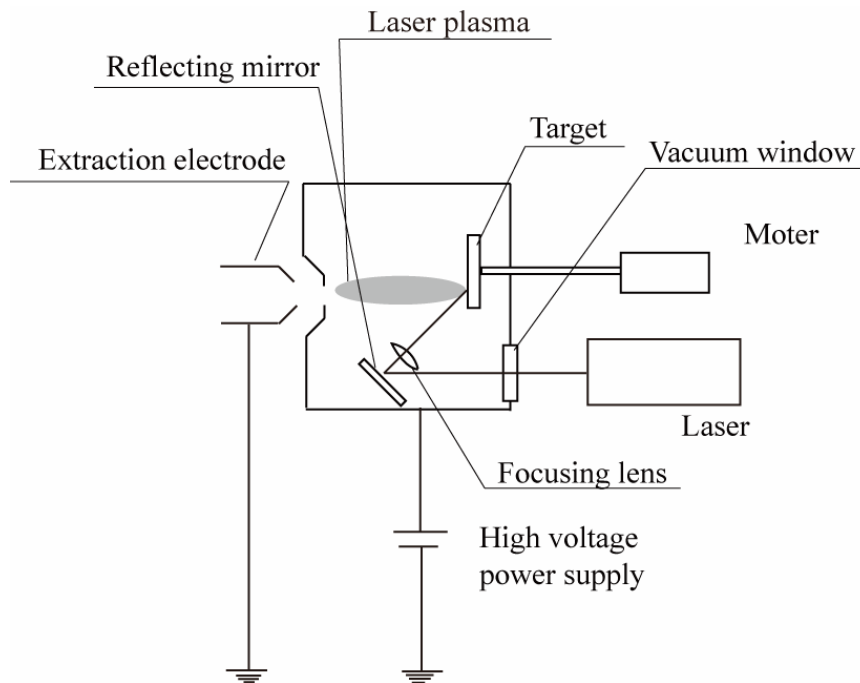


Charge state	O	Xe	Bi
6	1200		
7	>360		
20		320	
24			243
25			243
27		120	
28			240
29			245
30			225
31			203
32			165
41			15
44			7.7
48			1.4
50			0.5

レーザーイオン源の原理 (I)

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。右図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。

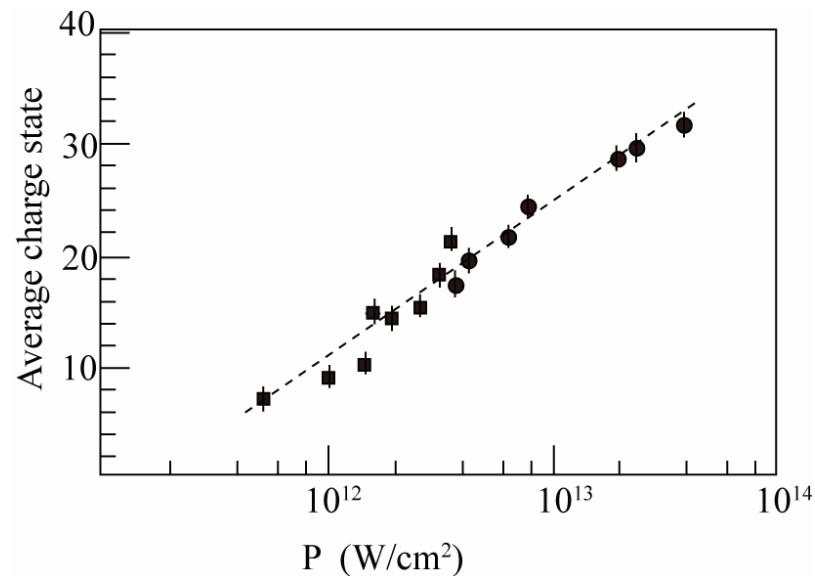


レーザーイオン源の原理(II)

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。

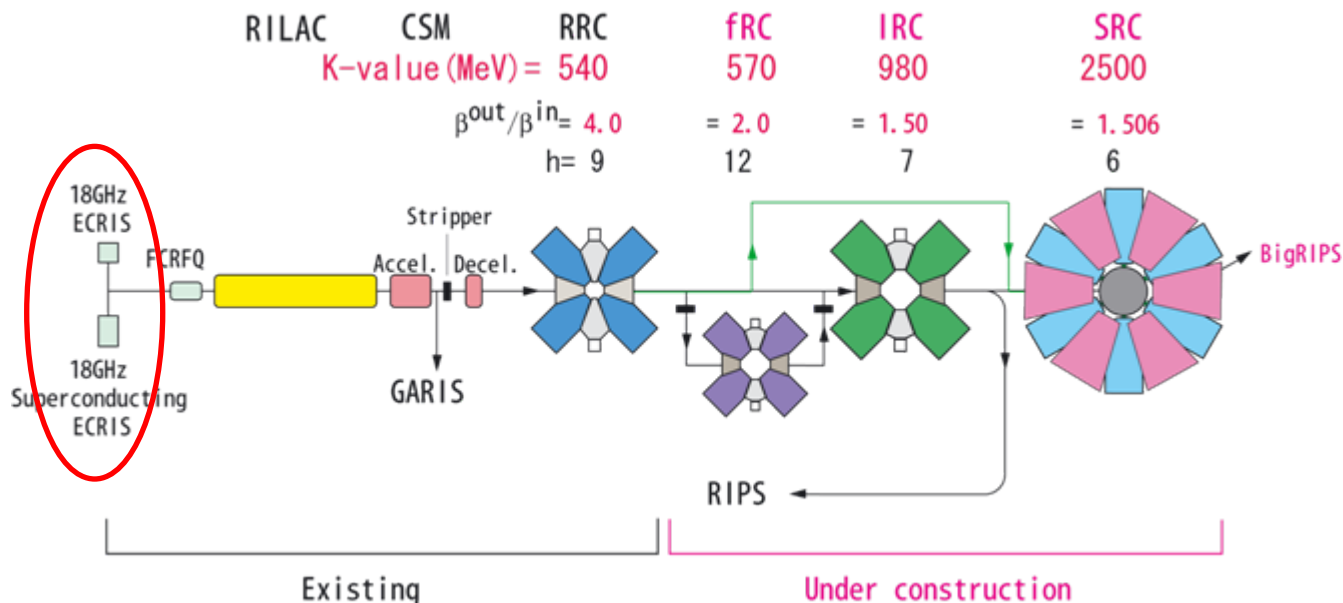
電子温度と生成されたイオンの平均価数はパワー密度に強く依存し、

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



イオン源の応用例

- 1) 加速器の外部イオン源としてのイオン源
RIKEN-Radio-Isotope Factory Project
- 2) イオン源から放射された光を用いた応用
- 3) 物質表面の改質効果を用いた応用



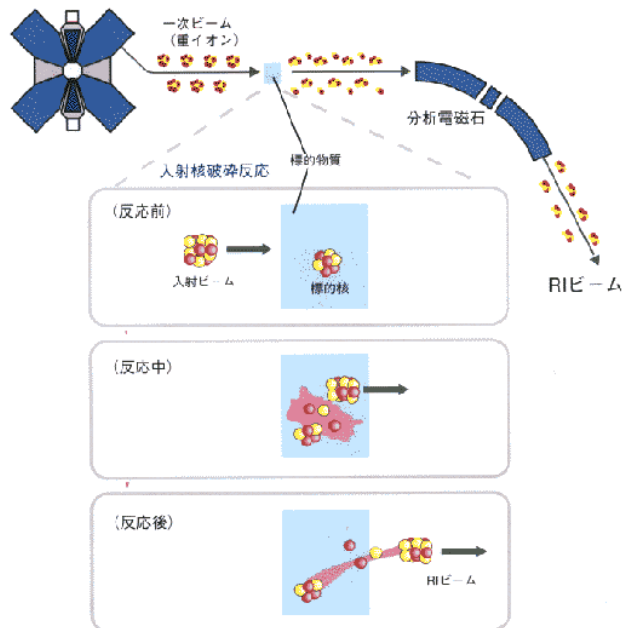
Ar⁸⁺ 8 μ A
Kr¹³⁺ 10 μ A
Xe²⁰⁺ 15 μ A
U³⁵⁺ 15 μ A



1 μ A on target
From proton to U
E~350MeV/u

RIビームをつくる

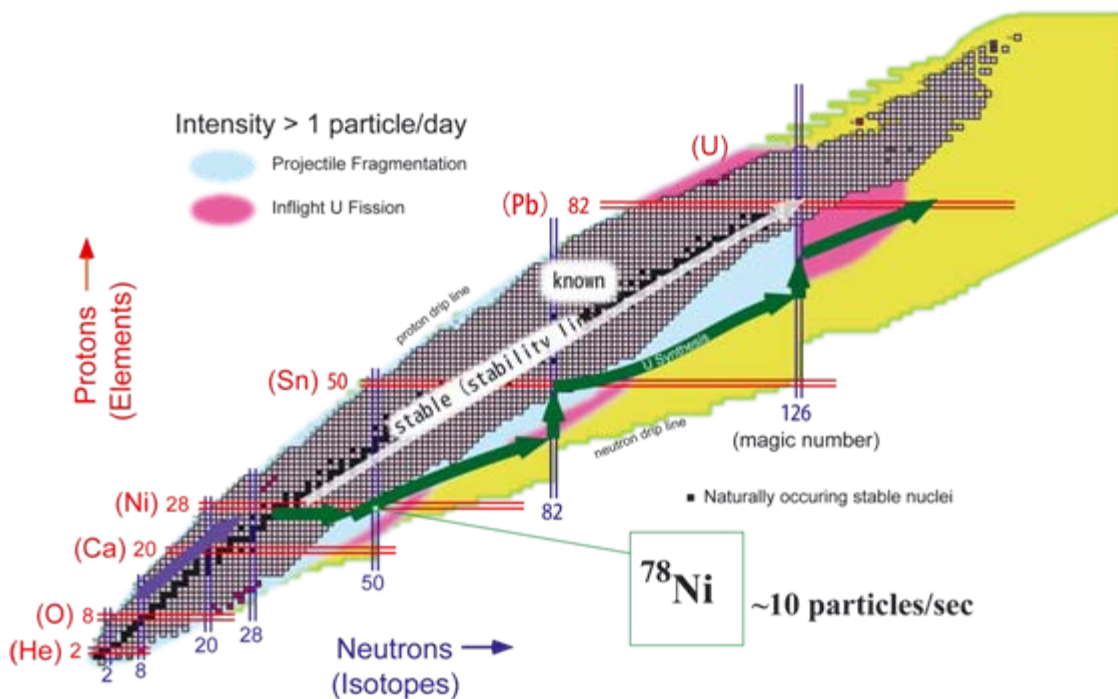
RIビームは、高エネルギー重イオンビームから「入射核破砕反応」によって発生します。



高エネルギー重イオン(入射核)を標的中の原子核と衝突させると、その一部が削り取られて種々のRIが生成されます。そのなかから一種類のRIを電磁分離ビームとして利用します。
この反応を用いて効率よくRIビームを生成するには、重イオンビームは核子あたり100 MeV(光速の約40%)以上のエネルギーをもつ必要があります。

ことば

- 重イオンとは、水素より重い元素のイオンのことです。
- MeVというのは、百万電子ボルトというエネルギーの単位で、1 MeVは一面のイオンが百万ボルト(MV)の電圧で加速されたときのエネルギーに相当します。また1 GeV=1000 MeVです。
- RI (Radioactive Isotope) を、原子核物理学の分野では不安定原子核または不安定核と呼びます。

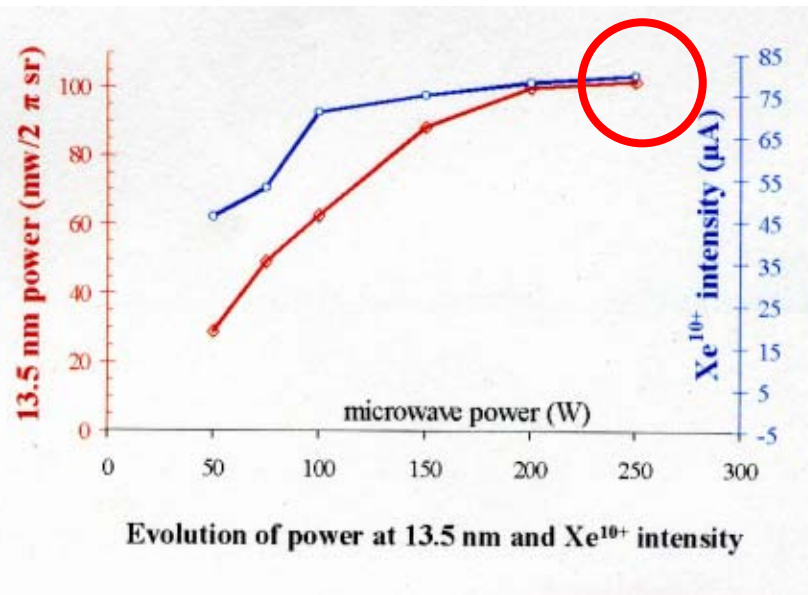
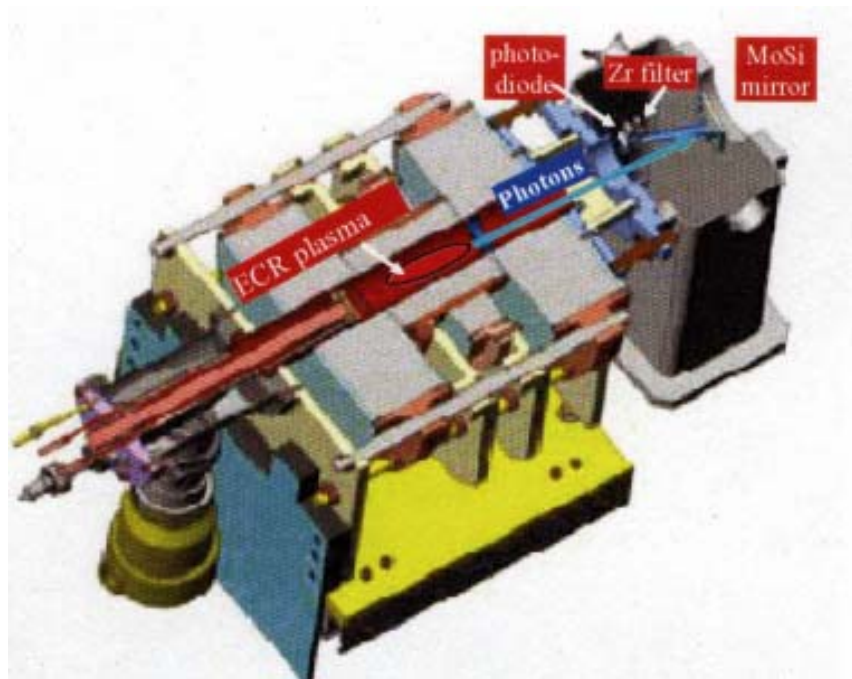


1000種を超える新RIの発見の可能性 元素合成の謎の解明

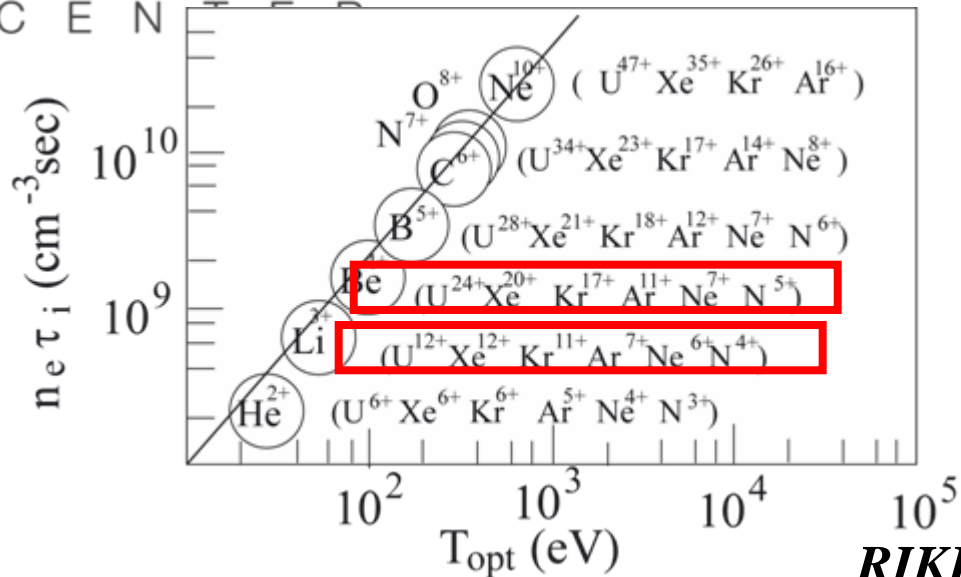
RIの工業界への利用

ECR ion source as an EUV source

*Permanent magnet ECR ion source
(CEA/ Grenoble)*



*EUV power (100mW/2πsr)
(beam intensity Xe¹⁰⁺ 70μA)*



$$X^{20+} (2 \times 10^9 \text{ cm}^{-3} \text{ sec})$$

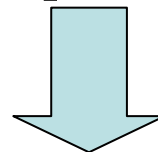
$$X^{10+} (3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3} \text{ sec})$$

*EUV power (100mW/2πsr)
(beam intensity Xe¹⁰⁺ 70μA)*



*RIKEN 18 GHz ECRIS
beam intensity Xe²⁰⁺ 300μA
Xe¹⁰⁺ ~3mA*

EUV power 4W/2πsr

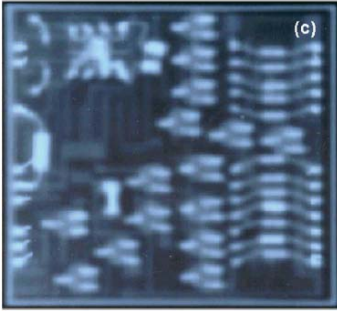
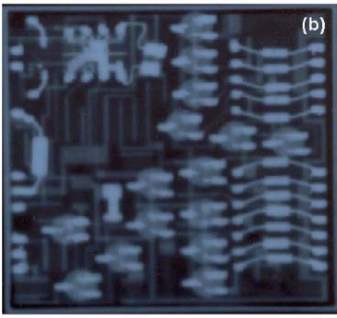
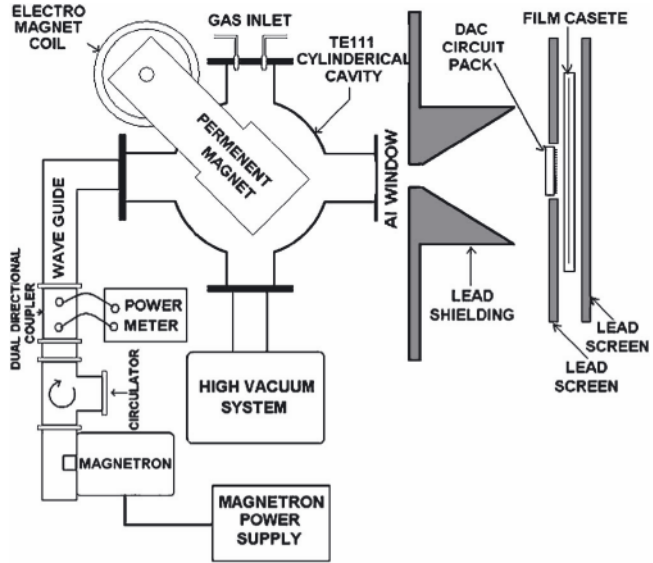


28GHz ECRIS ~ 100W/2πsr

Requirement of EUV lithography

X-ray source

2.45GHz ECR source



Hospital X-ray machine

ECR X-ray machine

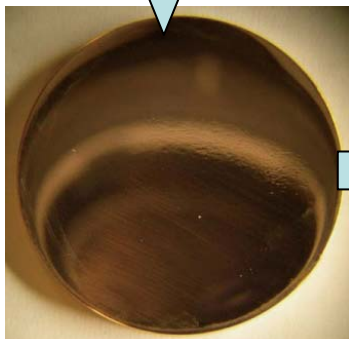
- High energetic X-ray (~100 keV) without High voltage*
- Easily change the X-ray energy*
- High x-ray flux (~ 10R/h ~ 100msr/h)*

Imaging of Deformation metal surface
(Jyvaskyla Univ. Finland)



Irradiation
Ar ion (~10keV)
 $10^{18}/\text{cm}^2$

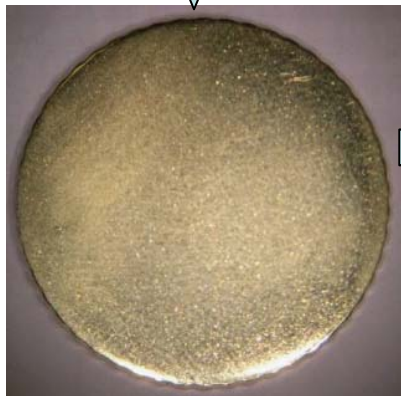
Cutting off



Imaging of Deformation metal surface



Cutting off



Irradiation
Ar ion (~10keV)
 $10^{18}/\text{cm}^2$

