

1. はじめに

イオンあるいはイオンビームを利用した、科学・技術の近頃の発展には目をみはるものがある。半導体製造技術に始まり、新材料開発等々、その応用範囲を数えあげると枚挙にいとまがない。こうした各種応用において、イオン源は、その装置技術の中核を占めている。一昔前までは、イオン源といえば、原子核・素粒子実験用加速器のためにのみ使われていた事を考えると隔世の感がある。

このように応用範囲が拡大するにつれ、それぞれの要求に見合った様々な型式、種類のイオン源が開発され、その代表的なものを列挙するだけでも数十種近くになる。これら各々について、ここで解説することはもちろん不可能に近いので、巻末に掲げた参考文献を参照されたい。

このように多種のイオン源が存在するため、その研究も現象論的になる。それぞれのイオン源の様々な現象を解明していくという過程を通して、目的にかなったイオン源への開発に進むという道筋を大概たどることになる。これまでのイオン源の研究・開発は、おおむねこのやり方で進められてきた。しかしながら本稿では、個々のイオン源の詳細について述べることはできないので、できるだけ統一的にイオン源を理解するという視点からまとめてみることにした。

イオン源の構成要素は、大きく分けると次の3つよりなる。

〔イオン源〕

1. イオンの生成 (generation)
2. イオンの取り出し (extraction)
3. イオンの輸送 (transportation)

イオン源として成立するためには、基本的にこれら3つの機能を有している必要がある。このうちのひとつが欠けてもイオン源は成立しない。以下にこれら各々について述べることにしよう。

2. イオンの生成

イオンは、原子あるいは分子、あるいは分子が数多く集ったクラスター粒子からその外殻電子がはぎとられるかあるいは、外部から電子が付着することによ

て電気的中性がなくなった状態をいう。したがって、イオンには、正及び負に荷電した状態（正イオン、負イオン）がある。但し、ここでいうイオンは、真空中にとり出してビームとして形成する目的に沿ったものであるため、電気化学的なイオン（電解液中におけるような）とは区別される。イオン源で正負イオンの発生を考える時には、真空中にビームを形成するという視点を忘れてはならない。

正イオンは、例えば中性原子から電子がとれた状態であるため比較的的理解しやすいが、負イオンは一体どうして存在するのであろうか。例えば水素原子のような中性原子を考えてみると、原子核（陽子）のまわりを電子雲がとりまいている。電子雲は広がりをもっているため、外から自由な電子がこの原子に近づくと、原子核からの引力の方が電子雲からの力よりもいく分まさることになり、自由電子には引力が働くことになる。この引力のエネルギーは、それぞれの原子あるいは分子に固有な値を持ち電子親和力 (electron affinity) とよばれる。

電子からみた水素原子のポテンシャルエネルギーを見ると、図1のようになり、実は、負水素イオンが電子にとってみれば、エネルギー的に最も安定な状態であることになる。

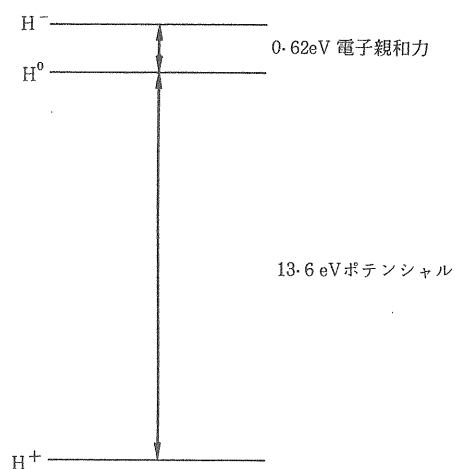


図1. 電子からみた水素原子のポテンシャルエネルギー

これはかりにきわめて静かな電子が存在したとして、そこに陽子を置いたとすると、電子は負水素イオンの状態で存在する確率が一番高いということを意味する。このことは、後に述べる負イオンの発生にとって重要な事であるので覚えておく必要がある。

一方逆に、正イオンの発生のためには、電離エネルギー（水素では 13.6 eV）より高い運動エネルギーをもつ電子集団が必要ということになる。

この正負イオン発生における基本的な違い正イオン ↔ 高エネルギー電子, 負イオン ↔ 低エネルギー電子は, これから述べる個々の具体的発生法について共通の原則である。表1には, 各元素に対する第一電離電圧 (V_i), 及び電子親和力(A)を示す。

表1. 第一電離電圧 (V_i) と電子親和力(A)

| | V_i (eV) | A(eV) |
|----|------------|--------|
| H | 13.6 | 0.7542 |
| He | 24.5 | < 0 |
| Li | 5.4 | 0.620 |
| C | 11.3 | 1.268 |
| N | 14.5 | < 0 |
| O | 13.5 | 1.462 |
| F | 17.4 | 3.399 |
| Ne | 21.5 | < 0 |
| Na | 5.1 | 0.546 |
| Cl | 13 | 3.615 |
| A | 15.7 | < 0 |
| K | 4.3 | 0.5012 |
| Ca | 6.1 | < 0 |
| Fe | 7.9 | 0.14 |
| Ni | 7.6 | 1.15 |
| Cu | 7.7 | 1.226 |
| Br | 11.8 | 3.364 |
| Kr | 14.4 | < 0 |
| Rb | 4.2 | 0.4860 |
| Mo | 7.4 | 1.0 |
| I | 10.4 | 3.061 |
| Xe | 12.1 | < 0 |
| Cs | 3.9 | 0.4715 |
| W | 8.0 | 0.6 |
| Hg | 10.4 | < 0 |
| Pt | 8.95 | 2.128 |
| Pb | 4.4 | 1.1 |

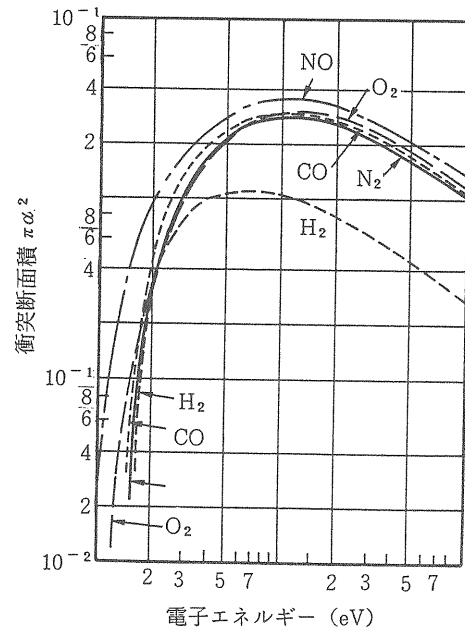
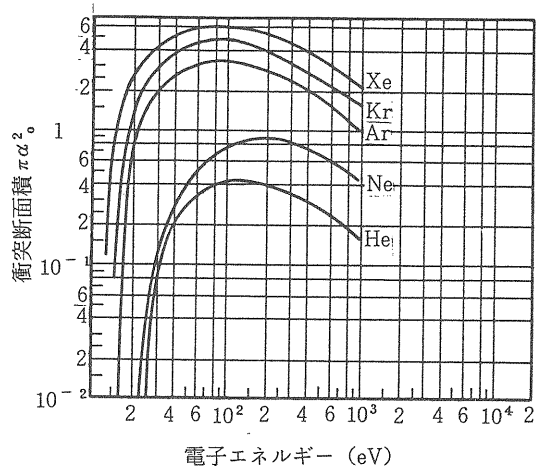


図2. 各種気体の電離断面積⁷⁾

2.1 正イオンの生成

正イオンの生成のためには, 表1にあるような電離電圧よりも高い運動エネルギーをもった多くの電子との相互作用(電離)が必要である。したがってこれは, 電子との衝突反応のみならず, エネルギー状態が極めて高く(高温度), 電子のエネルギー状態が確率的に電離エネルギーを超えうような場合の中性気体においても生ずる。これは一般に熱電離とよばれる。また, 固体中には多くの自由電子が存在しており, これらとの相互作用によっても電離作用は生ずる。

図2には, 希ガス(Xe, Kr, Ar, Ne, He)及び, 各種分子(H₂, N₂, CO, O₂, NO)の電離断面積をます。図をみてもわかるように電離断面積は, 電離電圧(V_i)以上で, 直線的に増加し V_i の2~3倍のところで最大値に達し, その後ゆるやかに減少する。多荷イオ

ン(例えば Xe¹¹⁺)を得ようとする場合には, さらにエネルギーの高い電子が必要となる。

このようにエネルギーの高く, かつ密度の高い電子集団を実現するのにもっとも適したやり方は, 高温・高密なプラズマを利用することである。

イオン源で使われるプラズマの密度, 温度としては, 電子密度 = $10^{12}n/cm^3$, 電子温度 $T_e \approx 1 \sim 10$ eVが一般的な値である。このようなプラズマをいかに安定に発生させるかで, いろいろな方式がこれまで利用されている。そこで, これら各方式の特徴を述べる前に, プラズマの基礎的な性質についていくつかふれておこう。

2.2 プラズマの基本的性質

(a) Debye しゅへい

プラズマ中に、ある電氣的ポテンシャル ϕ_0 をもったグリッドを置く。今プラズマの温度はそれほど高くない ($Te < 10\text{eV}$) とすると、イオンの質量 m_i は電子の質量 m_e に較べて十分に大きいのでイオンは静止していると考え。この系における1次元の Poisson 方程式は、

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{e(n_i - n_e)}{\epsilon_0} \quad (2-1)$$

ここで n_i , n_e はそれぞれイオン密度、電子密度である。

電子は位相空間でマックスウェル分布をしているとして、その密度分布は、

$$n_e = n \exp(e\phi/kTe) \quad (2-2)$$

となる。 n は無遠 ($\phi = 0$)での電子密度、 k はボルツマン定数、 Te は電子温度である。また $\phi \rightarrow 0$ では、 $n_i \approx n_e$ であるので(2-1)式は、

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{en}{\epsilon_0} \left[\exp\left(\frac{e\phi}{kTe}\right) - 1 \right] \quad (2-3)$$

右辺を Taylor 展開して、第1項だけをとると、

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{en}{\epsilon_0} \left[\frac{e\phi}{kTe} \right] \quad (2-4)$$

この解は

$$\phi = \phi_0 \exp(-x/\lambda_D) \quad (2-5)$$

ここで

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 kTe}{ne^2} \right)^{1/2} \quad (2-6)$$

この λ_D を Debye の長さと言ふ。(2-5)式からわかるように、Debye の長さ以上のところでは、ポテンシャルは急激に零になり、グリッドのポテンシャルがしゅへいされていることがわかる(図3)。

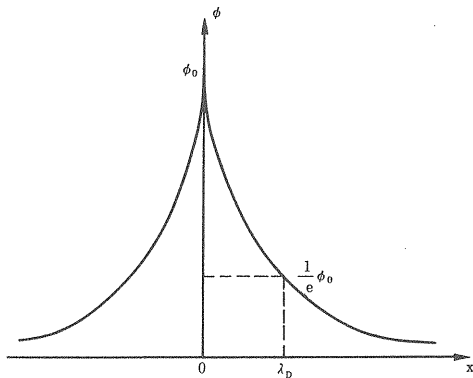


図3. プラズマ中のグリッド付近のポテンシャル

この Debye 長は、プラズマとプラズマ壁との間、あるいは、プラズマから電場をつかってイオン引き出すときに重要な意味をもつ。(2-6)式は、数値的には、

$$\lambda_D = 740 \left(\frac{kTe}{n} \right)^{1/2} [\text{cm}] \quad (2-7)$$

$$\begin{aligned} kTe &: \text{eV} \\ n &: \text{n/cm}^3 \end{aligned}$$

となる。 $kTe = 10\text{eV}$, $n = 10^{11}\text{n/cm}^3$ では

$$\lambda_D = 7.4 \times 10^{-3}\text{cm}$$

と、きわめて小さな値であることがわかる。

(b) プラズマ生成と消滅

一般にプラズマは、中性の気体を電離させて得る。したがってプラズマの単位時間の生成率は、

$$n_0 \sigma(v_e) v_e n_e \quad (2-8)$$

に比例する。ここで、 n_0 は中性気体密度、 v_e , n_e は電離にあずかる電子の速度と密度である。また $\sigma(v_e)$ は、速度 v_e の電子による電離断面積である。

一方、プラズマの消滅過程は、①プラズマ容器壁との衝突 ②電子、イオンとの再結合が主なものである。

したがって、プラズマ中のイオン密度 n_i の時間に依存する変化は次式の微分方程式であらわされる。

$$\frac{dn_i}{dt} = n_0 \sigma(v_e) v_e n_e - \frac{n_i}{\tau_i} \quad (2-9)$$

ここで、 τ_i は、イオンの消滅時間をあらわす。

$t \rightarrow \infty$ の平衡状態では、 $\frac{dn_i}{dt} = 0$ であるので、

$$n_i = n_0 \sigma(v_e) v_e n_e \tau_i \quad (2-10)$$

となる。

τ_i は、 $n_e \approx 10^{12}\text{n/cm}^3$ 程度のプラズマでは、壁面での衝突による消滅によっておもにきまる。いま、プラズマ容器の体積を V 、表面積を S とする。壁面でのシースを通して流れるイオン飽和電流密度を j_i とすると、

$$\frac{dn_i}{dt} = \frac{S j_i}{V} \quad (2-11)$$

後で述べるように、 j_i はいわゆる Bohm のシース条件できまり、

$$j_i = en_i \left(\frac{kTe}{m_i} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \quad (2-12)$$

である。したがって τ_i は

$$\tau_i = \frac{V}{Se} \left(\frac{m_i}{kTe} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{1}{2}\right) \quad (2-13)$$

となる。水素プラズマで、 $kTe = 10\text{eV}$ 、球形の容器(半径 $= r\text{cm}$)とすると

$$\tau_i \simeq \frac{r}{3} \times 5.33 \times 10^{-5} \quad (2-14)$$

すなわち τ_i は、～数 10 μsec のオーダーである。

いま、プラズマの電離が陰極からの一次電子流によるものが大部分とする（アーク放電）と放電電流 i_a と $n_e v_e$ は

$$n_e v_e \simeq \frac{i_a}{e S} \quad (2-15)$$

であたえられる。

したがって、(2-14)、(2-15) 式より (2-10) 式は

$$n_i = \frac{n_0 \sigma(v_e) i_a}{12 \pi r e} \times 5.33 \times 10^{-5} \quad (2-16)$$

となる。

ここで、 $n_0 = 10^{-3} \text{Torr} = 3 \times 10^{13} \text{n/cm}^3$ 、 $i_a = 10 \text{A}$ 、 $r = 10 \text{cm}$ 、 $\sigma(v_e) \simeq 10^{-16} \text{cm}^2$ とすると

$$n_i \simeq 2.6 \times 10^{10} \text{n/cm}^3 \quad (2-17)$$

となる。すなわちプラズマの閉じ込めに対して何ら方策を講じないと、 $n_i/n_0 \simeq 0.1\%$ 程度の電離度のプラズマしか作れないことになる。したがってプラズマの効率良い閉じ込めが大変重要となる。

(c) プラズマ周波数

プラズマを記述する方程式としては、粒子間の衝突がない Maxwell の方程式以外に、次の運動方程式と、連続の式がある。

$$m_j n_j \left[\frac{\partial \mathbf{v}_j}{\partial t} + (\mathbf{v}_j \cdot \nabla) \mathbf{v}_j \right] = q_j n_j (\mathbf{E} + \mathbf{v}_j \times \mathbf{B}) - \nabla P_j \quad (2-18)$$

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \nabla \cdot (n_j \mathbf{v}_j) = 0 \quad j = i, e \quad (2-19)$$

いま、外部磁場 $\mathbf{B} = 0$ 、熱運動力なし ($P_j = 0$)、とする。電子に対しては、これらの方程式は、

$$m_e n_e \left[\frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} + (\mathbf{v}_e \cdot \nabla) \mathbf{v}_e \right] = e n_e \mathbf{E} \quad (2-20)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \mathbf{v}_e) = 0 \quad (2-21)$$

である。また Poisson の方程式より

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{e n_e}{\epsilon_0}, \quad (2-22)$$

である。

電子のプラズマ中の微小変動

$$n_e = n_0 + \tilde{n}_e e^{i(kz - \omega t)} \quad (2-23)$$

$$\mathbf{v}_e = \mathbf{v}_0 + \tilde{\mathbf{v}}_e e^{i(kz - \omega t)} \quad (2-24)$$

による、電場の変動を

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \tilde{\mathbf{E}} e^{i(kz - \omega t)} \quad (2-25)$$

とすると、(2-20)、(2-21)、(2-22)式は、

$$-i m_e \omega \tilde{\mathbf{v}}_e = -e \tilde{\mathbf{E}} \quad (2-26)$$

$$-i \omega \tilde{n}_e = -n_0 i k \tilde{\mathbf{v}}_e \quad (2-27)$$

$$i k \tilde{\mathbf{E}} = -\frac{\tilde{n}_e}{\epsilon_0} \quad (2-28)$$

となる。

これらを解くと、

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (2-29)$$

これをプラズマ周波数 ($f_p = \frac{\omega_p}{2\pi}$) という。

$n_e \simeq 10^{12} \text{n/cm}^3$ のプラズマでは

$$f_p \simeq 10 \text{GHz}$$

である。

このプラズマ周波数は、マイクロ波を使うイオン源では、重要な量である。

外部磁場 $\mathbf{B} = 0$ の場合には、このプラズマ周波数以下の周波数の電磁波は、プラズマ中を伝搬できない (cut off)。このことを次に簡単にみてみよう。

Maxwell の方程式より

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2-30)$$

これを、時間微分し、 $\nabla \times \dot{\mathbf{B}} = -\{\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E})\}$ を使うと上式は

$$-\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \mu_0 \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2-31)$$

\mathbf{E} 、 \mathbf{J} が、振動しているとする、

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)],$$

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_1 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$$

よって (2-31) 式は

$$-k(k \cdot \mathbf{E}_1) + k^2 \mathbf{E}_1 = i \mu_0 \omega \mathbf{J}_1 + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \mathbf{E}_1 \quad (2-32)$$

横波では、 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_1 = 0$ だから、

$$(\omega^2 - c^2 k^2) \mathbf{E}_1 = -i \frac{\omega}{\epsilon_0} \mathbf{J}_1 \quad (2-33)$$

$$\left(\because \mu_0 \epsilon_0 = \frac{1}{c^2} \right)$$

また, $J_1 = -en_0 v_e$ (2-34)

運動方程式 ($m_e \frac{\partial v_e}{\partial t} = -eE_1$) より,

$$v_e = \frac{eE_1}{im_e \omega}$$

であるので, (2-33) 式は

$$(\omega^2 - c^2 k^2) E_1 = \frac{e^2 n_0 E_1}{m_e \epsilon_0} \quad (2-35)$$

となる。

(2-29)式より, プラズマ周波数は, $\omega_p = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{m_e \epsilon_0}}$
 だから, 結局

$$\omega^2 - c^2 k^2 = \omega_p^2 \quad (2-36)$$

という分散式が得られる。

これを図示すると図4のようになる。

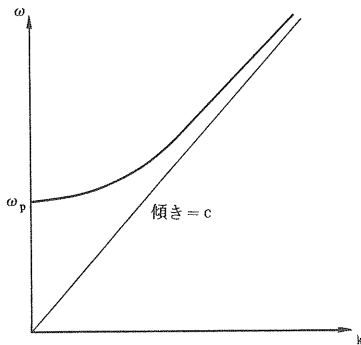


図4. 外部磁場のないときの分散関係

これからわかるように, $\omega = \omega_p$ では

$$\frac{d\omega}{dk} = 0 \quad (\text{群速度} = 0)$$

となり, これ以下の ω のところでは波は伝わることはできない。いいかえれば, 外部磁場がない場合には, 密度の高いプラズマ中を電磁波を伝えるには, ω_p 以上の高い周波数の電磁波が必要となる。

一方, 少し見方を変えて, (2-36) の分数式を, 位相速度 $v_\phi = \omega/k$ を使って書き直すと,

$$\frac{c^2}{v_\phi^2} = 1 + \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_p^2} \quad (2-36)$$

となる。ここで, $\frac{c^2}{v_\phi^2} - \omega$ 座標で, 分散関係を表示すると図5のようになる。 $v_\phi^2 < 0$ では, 波はプラズマに入っていくことはできない。したがって, $\omega < \omega_p$ では波は伝わらない。 $v_\phi^2/c^2 > 0$ でのみ伝わる。また $v_\phi^2/c^2 = 0$ となるような ω では波とプラズマは共鳴する。

以上, 簡単にイオン源の理解に必要なプラズマ物理の基礎について述べた。

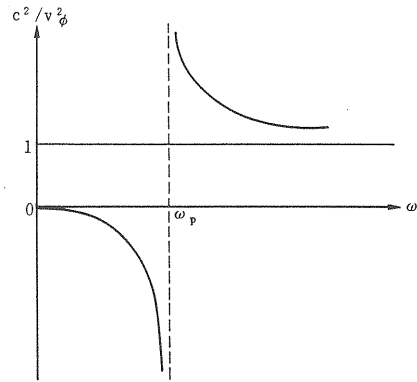


図5. $\omega - c^2/v_\phi^2$ 平面での分散関係

2.3 正イオン生成の各方式

効率の良い正イオン源プラズマの生成のためには,

- ① 電離電圧以上の多量の電子の存在
- ② 閉じ込め効率の良さ
- ③ 電磁波によるプラズマの加熱の場合の cutoff の克服

が重要な点である。

正イオン源では, これらの条件を満たす為に, 静電場, 磁場, あるいは高周波電磁場を使う。

これらを用いたイオン源を具体的に列挙すると次のようになる。

- (1) 静電場のみを使う方式 …… 電界反射型
- (2) 静電場及び静磁場を使う方式 … マグネトロン型
 PIG 型
 カस्प型(熱陰極)
- (3) 高周波電磁場を使う方式 …… rf 放電型
 ECR 放電型

次にこれら各々について簡単に説明しておこう。

- (1) 静電場のみを使う方式

すでに述べたように, 電離効率を高めるには, できるかぎり電子の数を増やす必要があるが, これを等価的に行うには, 電子の閉じ込めをよくして, 電子エネルギーを有効に利用する必要がある。このための方法として, 図6-(a)に示すように, 陰極(カソード)を陽極(アノード)の両側に配置して電位の壁をつくり電子を往復運動させて実効的に閉じ込め時間を長くする。これを静電反射型とよぶ。

- (2) 静電場及び静磁場を使う方式

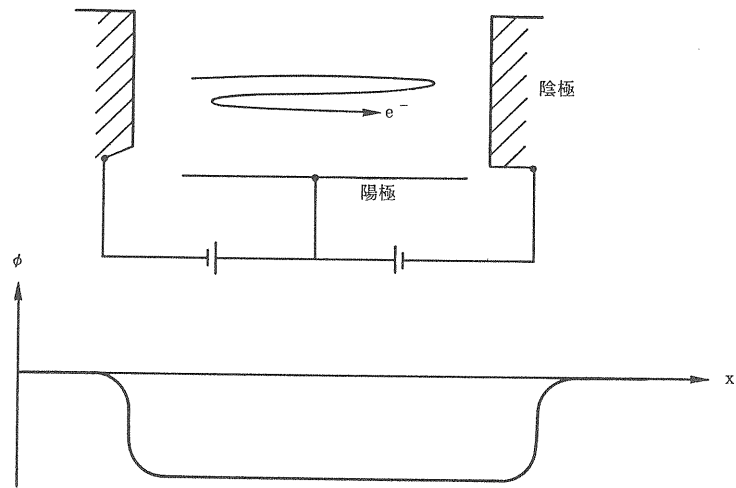


図 6 - (a) 静電反射型

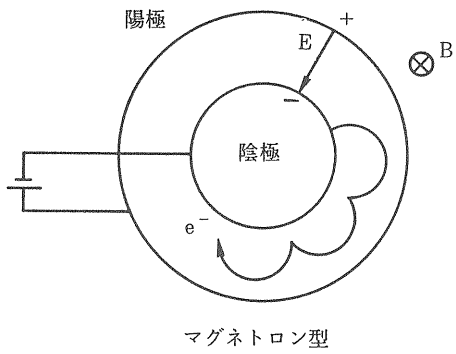


図 6 - (b) マグネトロン型

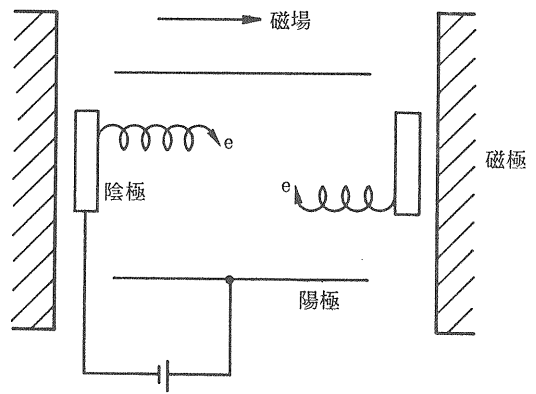


図 6 - (c) PIG型

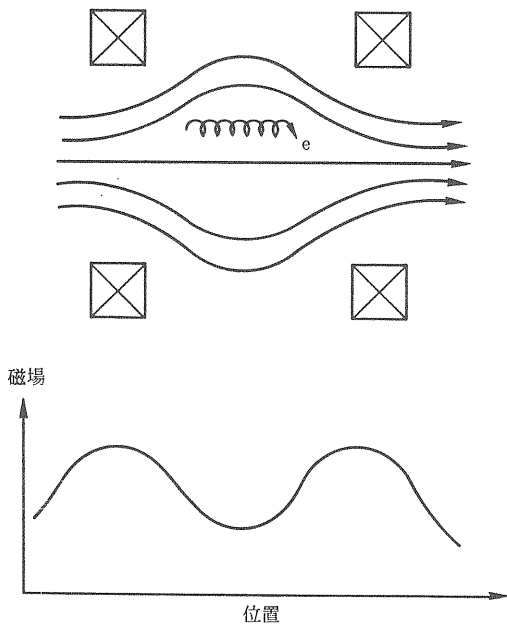


図 6 - (d) ミラー磁場型

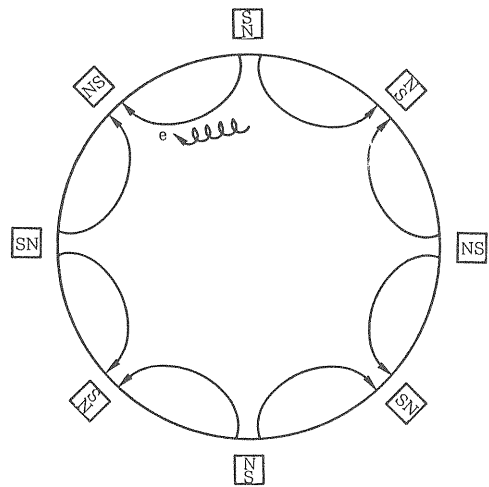


図 6 - (e) カusp磁場型

電場と磁場が直交するような場合には、電子は、 $E \times B$ ドリフト運動により、その軌道はトロコイド軌跡を描く。これを利用して電子の閉じ込めを図る方式の代表例として、マグネトロン型(図6-(b))と、PIG型(図6-(c))がある。

不均一な静磁場を用いる閉じ込め方もある。電子は不均一磁場中を通過する際には、いわゆるLarmor運動をし、このときの磁気モーメントは、磁場の変化がゆっくりであれば(断熱的)保存する。したがって磁場の弱いところから強いところに進むと、電子の速度成分のうち磁場に平行な成分 v_{\parallel} は、垂直な成分 v_{\perp} に変換され、一部は反射される。これにより電子の閉じ込めを行うことができる。この代表的な例には、ミラー磁場型(図6-(d))とカスプ磁場型(図6-(e))がある。

ミラー磁場型は、後で述べるECR放電を用いたイオン源で用いられることが多い。また、カスプ型では、ビーム取り出し部に磁場のない領域を作ることができるので、ノイズの少ない質の良いビームを得ることができる。両者とも、最近急速に発展してきた方式である。

(3) 高周波電磁場を使う方式

高周波電磁場を使う方式には、その使用する周波数帯としてrf帯(~MHz領域) マイクロ波帯(~GHz)があるが、ここではマイクロ波帯の代表例であるECR放電方式について述べる。

ECR放電とはその名のとおり、外部磁場できまる電子のサイクロトロン周波数($\omega_c = \frac{e}{m_e} B$)に同調した振動電場により、電子を加速し、電離効率を高めようという方式である。

プラズマの基本性質のところでも述べたように、プラズマ中にマイクロ波を効率良く伝え吸収させて高密度プラズマを得るためには、cut offという問題を克服しなければならない。但し、ECR放電のように外部磁場の存在する場合には、事情は少し異なる。

図7には、外部磁場と高周波電場が直交する場合の分散図を示した。これからわかるように低周波数領域($\omega < \omega_p$)においても、 $c^2/v_{\phi}^2 > 0$ となるような成分が存在し、プラズマ中を高周波が伝わる。これは、いわゆるホイッスラーモードとよばれるもので、そもそもは地球の極で生じた電放電によるノイズのうち低周波の波が地磁気を通じて赤道付近まで伝搬して、音として聞こえるということに由来している。

このようにECRプラズマでは、マイクロ波は、その周波数が ω_p 以下でもプラズマ中を伝わるができる。これは密度の高いイオン源プラズマをつくる点で

非常に有利な点である。

図8に高エネルギー研で偏極イオン源の H^+ イオン源部につかわれているECRイオン源を示す。そこでは、 $f=16.5$ GHz、1 kW出力のマイクロ波を使っている。

以上、正イオン生成に関して、イオン源プラズマをいかにつくるかということについて簡単に述べた。正イオン生成法としては、この他に金属表面を利用した熱電離、電界電離(液体金属イオン源)などがあり、いろいろな方面に利用されている。しかしながら高強度の正イオンビーム生成に関してはプラズマによるものが殆んどであり、効率も高い。特に最近、不均一磁場(カスプ磁場)閉じ込めを使ったものとECRプラズマによるものが注目を集め、さかんに研究されている。

2.4 負イオンの生成

負イオンは加速器においては、タンデム型静電加速器に主に用いられてきた。さらに最近ではシンクロトロン加速器での荷電交換入射方式が一般的になるにつれて、負イオン特に負水素イオンを作るイオン源が精力的に開発されている。また、イオン注入のような応用の方面でも、高強度の負重イオン源の開発が進んでいる。

次に負イオン生成の方式について ①金属表面を用いた方式 ②プラズマ中での体積生成方式の各々について述べる。

(1) 表面効果による負イオン生成

すでに述べたように、負イオンをつくるには、エネルギーの低い多量の電子を必要とする。この点で注目されるのは、金属表面近傍の自由電子である。よく知られているように金属表面では、フェルミ準位以下、価電子帯に自由電子がたまっている。(図9参照)この電子は真空準位とフェルミ準位とのエネルギー差(仕事関数 ϕ)のために、通常は真空中に出てくることはできない。この仕事関数のポテンシャルは鏡像力により表面から離れるにしたがって図中破線のように変化する。

いま、この表面近傍に電子親和力(E_a)を有した原子が近づいているとすると、鏡像力によりポテンシャルはゆがめられ、相対的に仕事関数ポテンシャルが下がることになる。(図9中破線)したがって、このポテンシャルの山を通して量子力学的効果(トンネリング)により金属中電子が原子に移行することができる。

一方、原子に移行した電子から見ると、金属中の

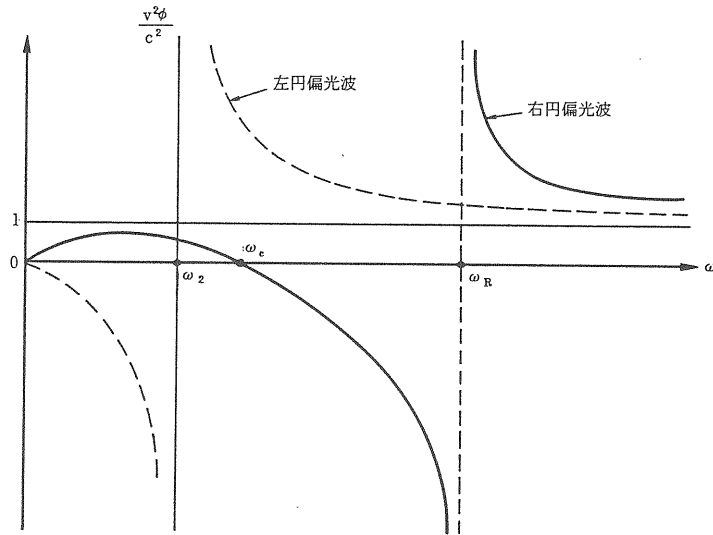


図7. 外部磁場と高周波電場が直交する場合の分散関係

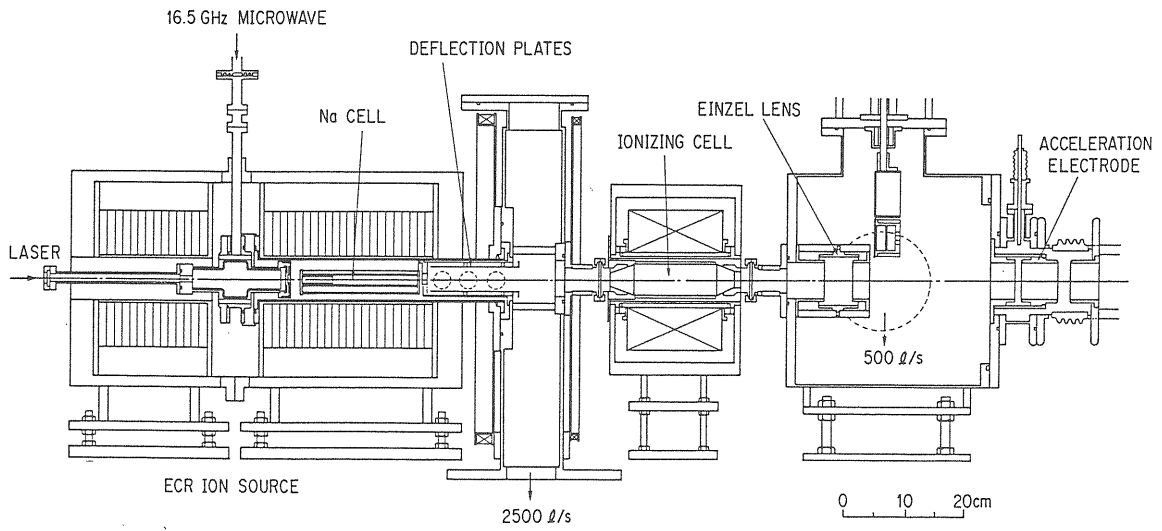


図8. 高エネルギー研で開発された偏極イオン源に使われているECRイオン源

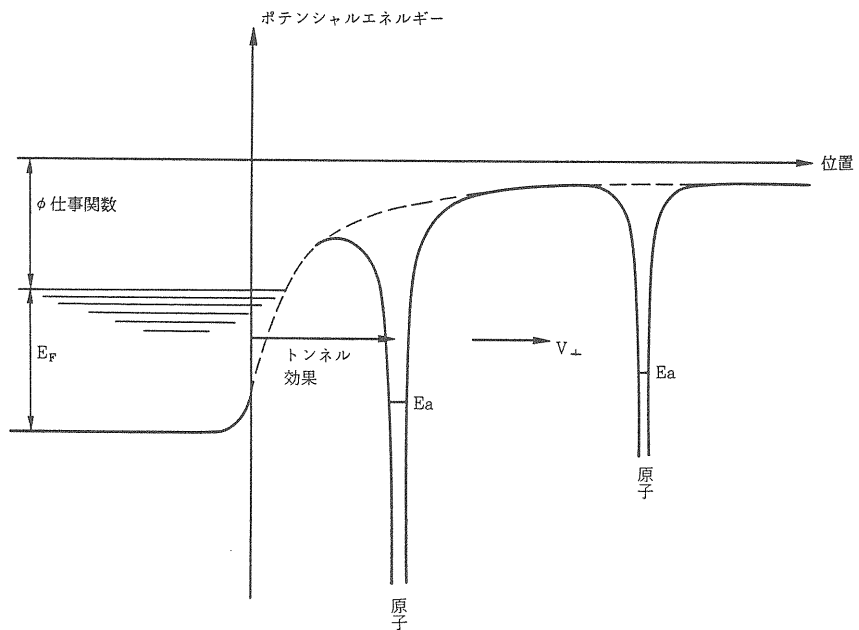


図9. 金属表面付近でのポテンシャルエネルギー

荷電子帯へ戻る確率も同様に存在する。ところが、もし原子が表面から外へむかってある速度 v で進んでいるとすると、金属表面へ電子が戻る確率は、表面から離れるに応じて減少する。したがって、この原子の速度に応じて、最終的に負イオンとして生き残る生存率が変化することになる。Norskov と Lundquist は、こうした考えに基づいて、負イオン生成率 α^- を理論的に求めた。彼らによると生成率 α^- は、

$$\alpha^- = \frac{2}{\pi} \exp[-\pi(\epsilon_a - \epsilon_F)/\hbar r v] \quad (2-38)$$

$$\text{ここで、 } \epsilon_a - \epsilon_F = C_1(\phi - A) + C_2 \quad (2-39)$$

ϕ , A は仕事関数及び電子親和力である。 C_1 , C_2 は鏡像ポテンシャルによってきまるパラメータであるが、もし $\phi \leq A$ であれば、 $C_2 \approx 0$ となる。したがって

$$\alpha^- = \frac{2}{\pi} \exp[-\pi C_1(\phi - A)/\hbar r v] \quad (2-40)$$

ここで、 $\pi C_1/\hbar r$ の値は、Yu, Ishikawa, 及び Mori らによって実験的に求められており、ほぼ、 $1/4 \times 10^{-7} (\text{eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{s})$ であることがわかっている。

さて、(2-40) 式からわかるように、金属表面での負イオン生成率を高めるには、仕事関数ができるだけ小さい方がよい。仕事関数は表面原子の最外殻電子の電離エネルギーによって決まるので、アルカリ金属原子のように電離エネルギーの小さなものは仕事関数も小さい。そこで、金属表面をアルカリ金属原子のなかでも最も電離エネルギーの小さいセシウム原子でおおうことで、仕事関数を下げることができる。金属表面では、通常 $\phi = 4 - 5 \text{ eV}$ であるが、セシウム原子の約 1/2 単原子層でおおうことで、 $\phi \approx 1.5 \text{ eV}$ まで減少する。図10には、セシウム原子層の厚さに対する仕事関数の変化を模式的に示した。

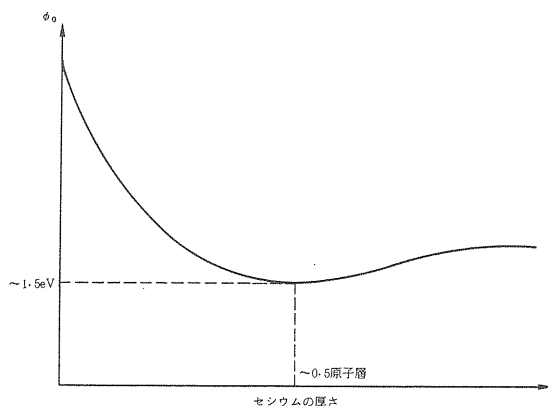


図10. セシウムの厚さに対する仕事関数の変化

表面効果をつかった負イオン生成のための必要条件のいまひとつのものは、原子を表面からいかに飛び出させるかである。このためにはふつうスパッタリングを利用するが多い。スパッタリング機構の詳細については、他の文献を参照して載くとして、ここでは要点のみを述べるにとどめる。

スパッタリングに関してその特徴の主なものを列挙する。

- ① 入射イオンエネルギーが同じ場合には入射イオン質量の大きなものほどスパッタリング率が高い。
- ② スパッタリング率は、入射イオンエネルギーに対して極大値をもつ。
- ③ 放出粒子のエネルギーのピーク値は、原子の表面結合エネルギー(サブレーションエネルギー)にほぼ一致する。
- ④ スパッタリング率のイオンの入射角に対する依存性は、 $1/\cos \theta$ である。

図11, 12, 13に、スパッタリング率に関する代表的なデータをそれぞれ示す。

負イオン生成にあたっては、これらを考慮してイオン源の構成を考えねばならない。

図14には、最近 KEK で開発された大強度負イオン源を示す。このイオン源では、カusp磁場に閉じ込められたキセノンプラズマのなかに金属を置き、その表面に負電圧($\sim -1 \text{ kV}$)を印加する。すると、金属表面とキセノンプラズマの間にイオンシースができ、キセノンイオンはこのシースの電場で加速されて金属表面をたたくことになる。スパッターされた金属原子は、表面をとび出る際に金属表面より電子を捕獲して負イオンとなる。仕事関数を下げるためにセシウムは、外部からパイプを通じて供給されている。

このイオン源の特徴の第1のものは、スパッターさせるイオンとしてプラズマイオンを用いていることである。従来の負イオン源ではイオンビームを用いていたが、これに較べプラズマイオンの量は桁違いに多いので、ビーム収量が大巾に増やすことができた。表2に、このイオン源によって得られた各種負イオンとそのビーム強度を示す。

負水素イオンの場合は、少し特殊で、プラズマガスとしては水素ガスを用いている。これは、プラズマ中におかれた金属表面(この場合はモリブデン)に、プラズマにより解離生成された水素原子を吸着させるためである。

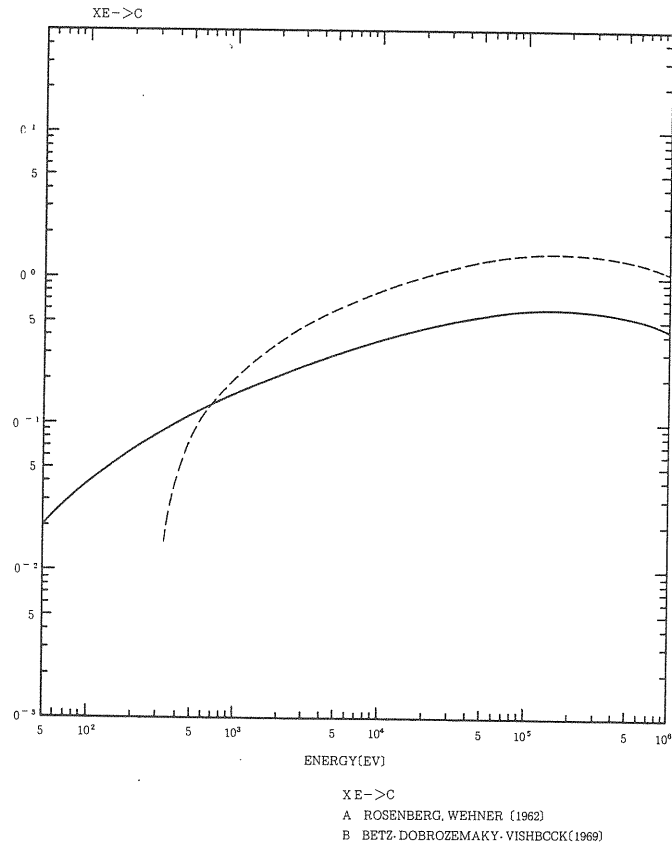


図11. Xe⁺イオンにするCのスパッタリング率⁸⁾

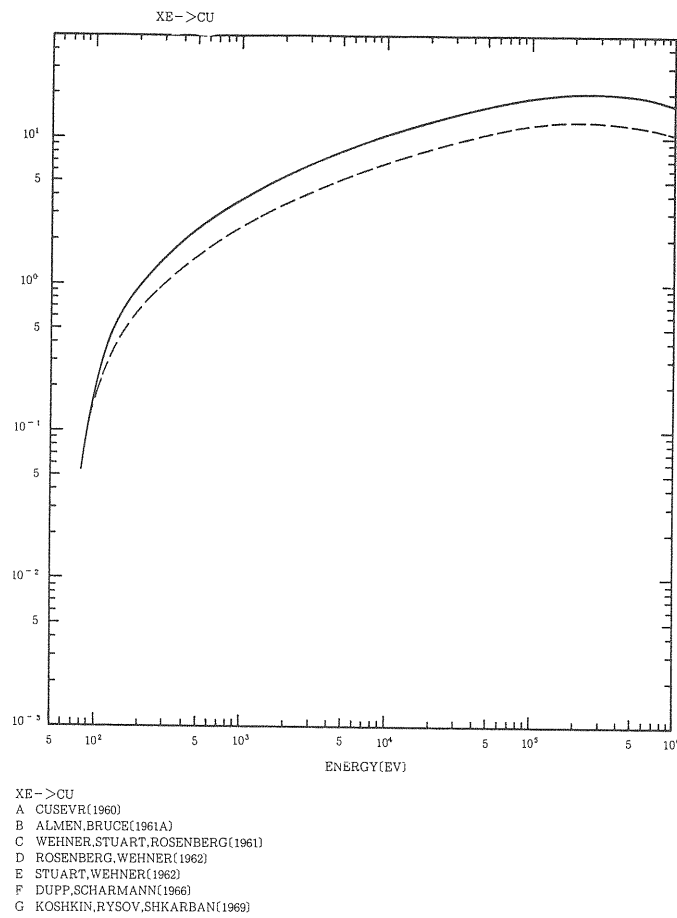


図12. Xe⁺イオンによるCuのスパッタリング率⁸⁾

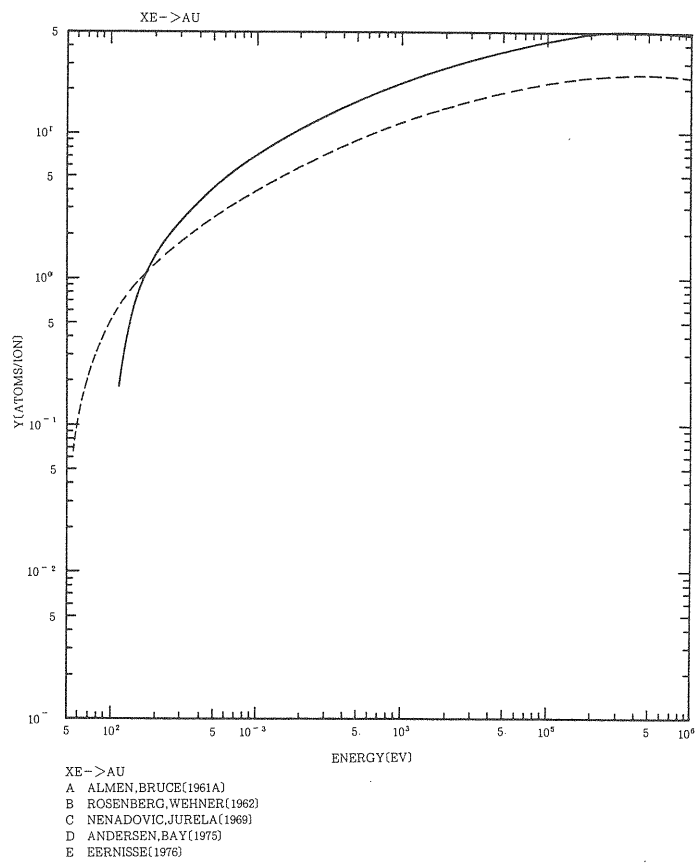


図13. Xe⁺イオンによるAuのスputタリング率⁸⁾

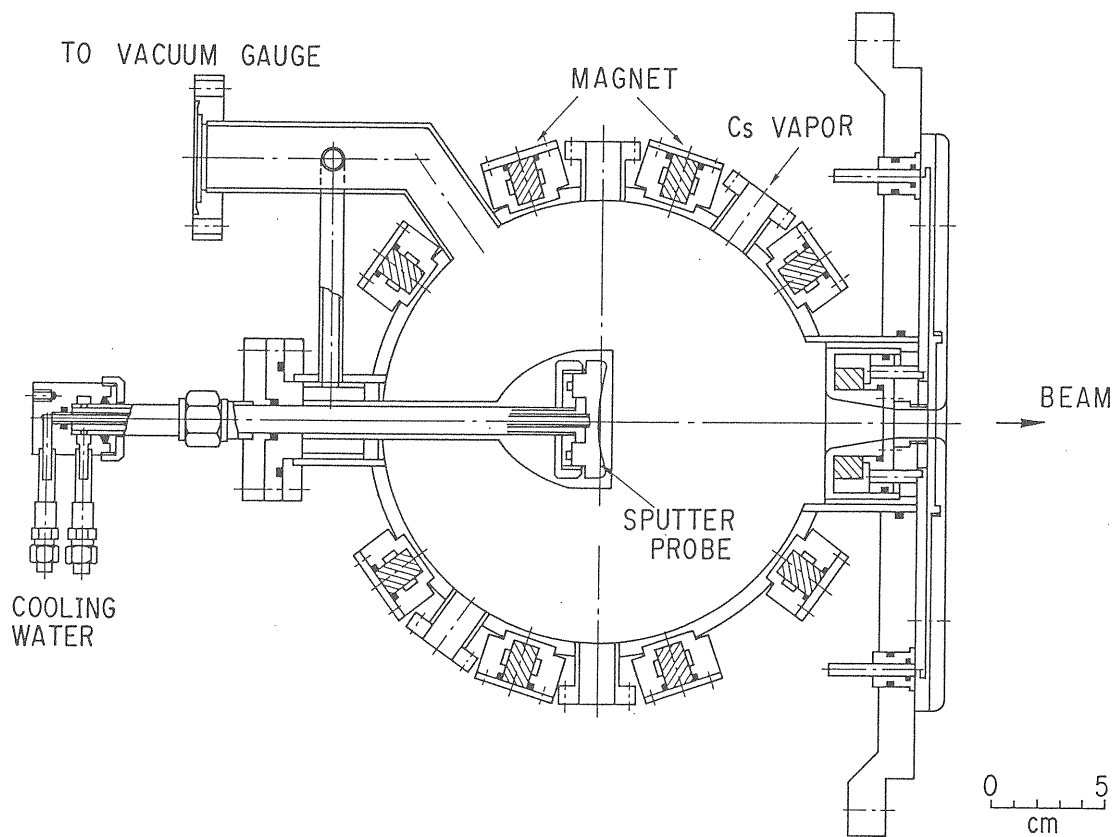


図14. 高エネルギー研で開発された高強度負イオン源

表2. カスプ負イオン源からのビーム強度

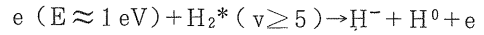
| BEAM INTENSITY | | | |
|-----------------|-------------|---------|-------------|
| species | current(mA) | species | current(mA) |
| Cu | 10 | Bi | 0.13 |
| Ni | 6 | Ta | 1.4 |
| Au | 10 | Si | 5.4 |
| C | 3.4 | P | 0.86 |
| C ₂ | 4.6 | W | 3 |
| Fe | 1.7 | Sn | 2.6 |
| Pt | 6.4 | In | 0.12 |
| Ti | 0.8 | Al | 1.1 |
| Ag | 5.4 | V | 0.7 |
| BO ₂ | 1.7 | Pd | 6.8 |
| BO | 2.8 | Cr | 0.2 |
| Co | 2.8 | As | 0.67 |

この負水素イオン源は、現在のKEKの12GeV陽子シンクロトロンイオン源として用いられており、連続2,000時間の超長時間運転にも安定にビームを供給している。これと同じような吸着過程を用いればLiのような負イオンも得ることができる。

(2) 体積生成による負イオンの生成

最近、負水素イオンの生成について体積生成(Volume-Production)という方法が注目されている。これは振動励起状態にある水素分子H₂* (ν ≥ 5) と、低速

電子 (E ~ 1 eV) の間の解離性付着反応 (dissociative attachment) を用いる方式である。



この反応の断面積は、電子エネルギーが1 eV付近では極めて高い。

$$\sigma \approx 8 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$$

一方、負水素イオンの消滅過程は、イオンの壁での消滅と、正イオンとの間の荷電交換反応が主なものと考えられる。したがって低エネルギー電子が主でイオン密度の低いプラズマをつくり、そこに高励起水素分子H₂* (ν ≥ 5) を入れることで、上記の反応により高強度の負水素イオンビームを作れることになる。H₂* (ν ≥ 5) の生成に関しては、高速電子 (Te ≥ 3 eV) との衝突によるものの効率が非常に高いので、実際には水素プラズマをふたつの領域 (Te > 3 eV の領域と、Te ≤ 1 eV の領域) に分ける工夫が必要となる。

図15には、KEKで現在開発中の体積生成型負水素イオン源の構造を示しておいた。水素プラズマにはカスプ磁場で閉じ込められており、アノードの近くにある磁気フィルターとよばれる小さなダイポール型の永久磁石を置くことで、プラズマを2つの領域に分け

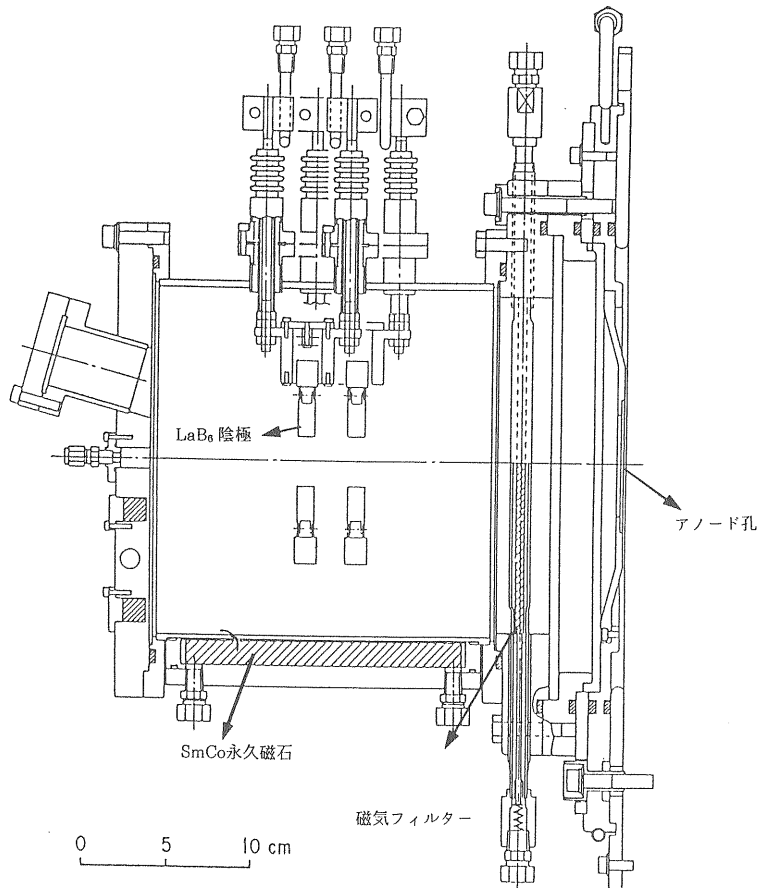


図15. 体積生成型負水素イオン源プロトタイプ

ている。このダイポール磁場により、カソード側の高密度プラズマはアノード側に侵入できず、もっぱら低密度のプラズマのみがアノード側に存在することになる。したがって、アノード付近で上記の反応により、負水素イオンが作り出される。現在、15 mA/cm² 程度のビーム強度が得られており、また、これにセシウムを導入することで 35 - 70 mA/cm² のビーム強度に増加することがわかっている。セシウムの効果については、①低エネルギー電子を増加させる ②表面効果のふたつが考えられるが、定かではない。

3. イオンのとりだし

イオン源からのイオンとり出しは通常、静電場による。ここでは、このイオンのとり出しに関しての方法と問題点について述べる。

プラズマから電場をつかってイオンをとりだす場合、プラズマ密度がいくら高くとも、得られるイオン電流密度 j_i には、上限がある。これがいわゆる Langmuir-Child の空間電荷制限電流とよばれるもので、平行平板電極でのイオンのとり出しでは、次式であたえられる。

$$j_i = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2Z_i e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{d^2} \quad (3-1)$$

ここで、 m_i 、 Z_i はイオン質量と荷電数、 V は引き出し電圧、 d はプラズマと引き出し電極間距離である。この関係は次のようにして求めることができる。

プラズマ中でのイオンの密度と速度を n_0 、 u_0 、ひきだされたイオンの任意の点（プラズマ面より） x でのイオン密度及び速度をそれぞれ n 、 u とすると、連続の式より、

$$n_0 u_0 = n u \quad (3-2)$$

エネルギー保存より

$$\frac{1}{2} m_i u^2 = \frac{1}{2} m_i u_0^2 + Z_i e \phi(x) \quad (3-3)$$

ここで、 $\phi(x)$ は x の位置での電位ポテンシャルである。したがって

$$n = n_0 \left[1 + \frac{2Z_i e \phi}{m_i u_0^2} \right]^{-1/2} \quad (3-4)$$

$Z_i e \phi > \frac{m_i u_0^2}{2}$ であるので、

$$n \approx n_0 \left[\frac{2Z_i e \phi}{m_i u_0^2} \right]^{-1/2} \quad (3-5)$$

また、Poisson の式、

$$\nabla^2 \phi = \frac{Z_i e n}{\epsilon_0} \quad (3-6)$$

より、一次元では、

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \phi}{dx^2} &= \frac{Z_i e n_0}{\epsilon_0} \left[\frac{2Z_i e \phi}{m_i u_0^2} \right]^{-1/2} \\ &= \frac{n_0}{\epsilon_0} \left[\frac{m_i Z_i e u_0^2}{2 \phi} \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (3-7)$$

ここで両辺に $\phi' (= \frac{d\phi}{dx})$ をかけて $[0 \rightarrow x]$ で積分する。

すると

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} [\phi'(x)^2 - \phi'(0)^2] &= \sqrt{2} [\phi(x)^{1/2} \\ &\quad - \phi(0)^{1/2}] \times \frac{n_0}{\epsilon_0} (m_i Z_i e u_0^2) \end{aligned} \quad (3-8)$$

$\phi'(0) = \phi(0) = 0$ だから

$$\phi'(x) = 2^{3/4} \cdot \frac{n_0^{1/2}}{\epsilon_0} (m_i Z_i e u_0^2)^{1/4} \cdot \phi^{1/4}$$

さらに積分して

$$\int_0^V \phi^{-1/4} d\phi = \int_0^d 2^{3/4} \left(\frac{n_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} (m_i Z_i e u_0^2)^{1/4} dx \quad (3-9)$$

$$\frac{4}{3} V^{3/4} = 2^{3/4} \left(\frac{n_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} (m_i Z_i e u_0^2)^{1/4} d \quad (3-10)$$

ここで、

$$Z_i e n_0 u_0 = j_i \quad (3-11)$$

であるので、

$$\therefore j_i = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2Z_i e}{m_i} \right)^{1/2} V^{3/2} / d^2 \quad (3-12)$$

となる。

プラズマからのイオン飽和電流は、Bohm のシース条件より、

$$j_i = Z_i e n_i \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \quad (3-13)$$

であたえられる。

したがって、(3-12) 式と (3-13) 式を等しいとおくと、

$$\therefore d = \frac{2}{3} \left(\frac{\sqrt{2} \epsilon_0}{n_i} \right)^{1/2} \frac{V^{3/4} \exp\left(\frac{1}{4}\right)}{(Z_i e)^{1/4} (kT_e)^{1/4}} \quad (3-14)$$

となり、自動的にプラズマ面と電極間距離が決まってしまう。もちろん電極の位置は固定なので、プラズマ面の位置が変化することになる。上式でわかるように、プラズマ中のイオン密度 n_i が大きいと d は小さく

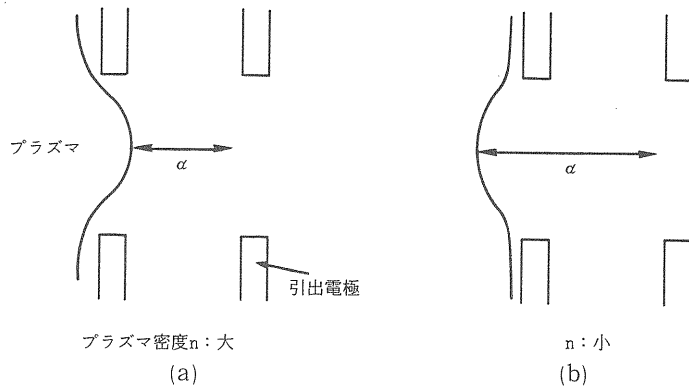


図16. プラズマ密度に対するプラズマ面の変化

り、また、 n_i が小さいと d は大きくなる。この様子を模式的に示したものが図16(a), (b), である。

ビームとしてとりだすには、図16(a)あるいは(b)の形ではまずいので、結局(3-14)式が最も最適な電極間距離を与える式ということになる。また、この最適な d の時の引き出されるビーム電流 I_i は、アノード孔の半径を r として、

$$I_i = \left(\frac{2r}{d}\right) \frac{\pi \epsilon_0}{9} \left(\frac{2Z_i e}{m_i}\right)^{1/2} V^{3/2} \quad (3-15)$$

$$= 4.3 \times 10^{-8} \left(\frac{2r}{d}\right)^2 \left(\frac{Z_i}{M_i}\right)^{1/2} V^{3/2} [\text{A} \cdot \text{V}^{3/2}] \quad (3-16)$$

となる。

ここで、 M_i はイオンの原子量である。 I_i は $2r/d$ (これをアスペクト比という) の2乗に比例して増える。そこで、このアスペクト比を大きくすればそれだけビーム電流が増えるかというそうではない。実際には、 $2r/d \gg 1$ ではアノード孔の中央と端部では電場が不均一となり、ビームは発散ビームとなって結局とり出されるイオン電流は低下する。 $2r/d \approx 1$ のところで通常は最適な条件となる。

図17には、アスペクト比=1の時の、最大イオン電流を、引き出し電圧の関数として図示した。例えば10 kVの電圧では、 H^+ イオンビームは、43 mAがイオン源から引き出しうる最大電流ということになる。これ以上のビーム電流を得るためには、 $2r/d=1$ の引き出し孔を数多くもつけた多孔電極(multi-aperture electrode)が必要となる。

実際には、さらに電極間に印加する電圧についても絶縁破壊電圧 V_s 以下でなければならないので上限が存在する、最大絶縁破壊電圧 V_s は、静電場では、経験的に次式で与えられる。

$$V_s \approx 6 \times 10^4 \cdot d^{1/2} [\text{V}] \quad (3-17)$$

ここで、 d は [cm] の単位である。

これを図示すると図18のようになる。これと図17から、アスペクト比=1の場合の最大電流に対する電圧と電極間距離が求まることになる。例えば、 $V=30\text{kV}$ では、 $d=0.3\text{cm}$ 、 $r=0.15\text{cm}$ で、最大 $I_i=220\text{mA}$ の強度の H^+ ビームが得られることになる。実際には、この最大イオン電流近くでビームを引き出すと、空間電荷による発散力で、ビームは引き出された後急激に広がる。

最近では、こうしたビーム引き出し系について計算機シミュレーションが多く使われるようになってきている。代表的なプログラムコードとしては、SNOW, AXCEL等がある。これらのプログラムでは、電極形状、イオン源プラズマ条件 ($T_e, T_i, n_e, n_i, Z_i, m_i$)、ビーム電流等を入力することにより、プラズマ境界位置を自動的に求め、ビームをトレースする。図19には、負水素イオンビーム電流密度 $J_i=20\text{mA/cm}^2$ の時の AXCEL の出力例を示した。

以上述べた以外に実際のビームの引き出し系では、空間電荷中和効果(正イオンならば、電子による、負イオンならば正イオンによる)の影響も無視できない。したがって最終的には実験的に最適条件を求めることが不可欠となる。

最後に、電極の取り付け精度について述べておく。2枚電極からビームを引き出す場合を考える。引き出し孔の部分では電場は急激に零となるので、これは発散レンズとして作用する。その焦点距離 f は、

$$f = -\frac{4V}{E} = -4d \quad (3-18)$$

(穴による電場の乱れを考慮して $f \approx -3d$ とする場合もある)

したがって電極のずれ Δ によるビームの偏向角 θ は

$$\theta = \frac{\Delta}{f} = \frac{2r}{f} \frac{\Delta}{2r}$$

$$\theta = \frac{1}{4(3)} \frac{2r}{d} \frac{\Delta}{2r} \quad (\text{rad}) \quad (3-19)$$

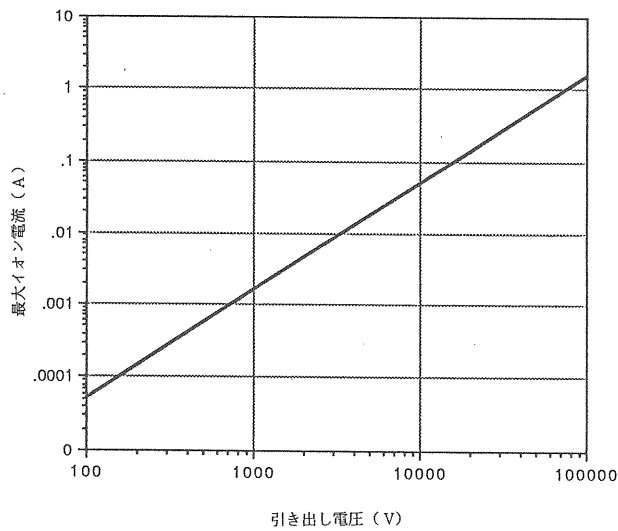


図17. アスペクト比=7の場合の引き出し電圧に対する最大イオン電流

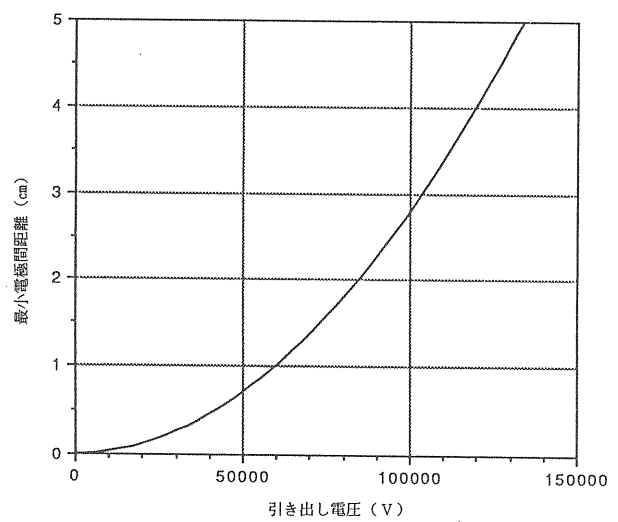


図18. 放電限界での電極間距離

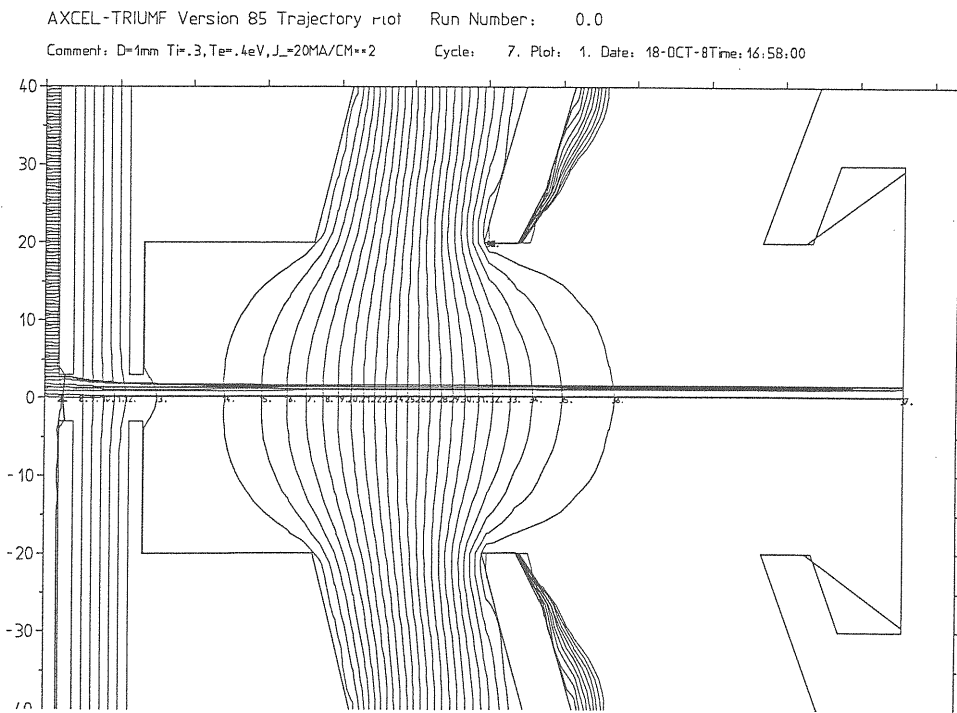


図19. プログラムコードAXCELによるビーム軌道の計算例

となる。アスペクト比 $(\frac{2r}{d})=1$ の時、 $\Delta/2r=0.1$ 程度のとり付け誤差があると、

$$\theta = 25-30 \text{ mrad}$$

となり、ビームは大きく偏向してしまう。実際には、 $\Delta/2r < 0.01$ 程度 ($2r=10\text{mm}$ では $\Delta=0.1\text{mm}$) におさえこむ必要がある。

4. イオンビームの輸送

イオン源から引き出されたビームは、効率良く（損失なく）次の加速器（あるいはターゲット）に輸送しなければならない。このためにビーム輸送系が必要となるが、イオン源に続いてのビーム輸送系では、特有の問題がいくつかある。

イオン源から引き出されたばかりのビームは、速度が

極めて小さいのが普通であるので、ビーム強度が大きい場合には、空間電荷の影響が極めて強くなる。これによる効果は、ビームの性質を示す量であるエミッタンスの増大となって表われる。また、イオン源直後では残留ガス密度も高く、また、ビームエネルギーも電離断面積が高いエネルギー領域であるので、ビームにそってプラズマ（ビームプラズマ）が生ずる場合が多い。ビームとこのビームプラズマとの間の相互作用による不安定性（2流体不安定性）等も問題となる場合がある。イオン源からのビーム輸送系に特に問題となるのは、

- ① 空間電荷効果によるビームエミッタンスの増大
- ② ビーム・ビームプラズマ不安定性
- ③ ビームノイズによるビームエミッタンス増大

である。以下、ビームエミッタンスについて簡単に説明し、その後、これらのうち①と③について述べる。

4.1 ビームエミッタンス

イオン源からのビームの性質を表わす量としては、ビーム強度のほかにビームエミッタンスがある。ビームは数多くの粒子集団であるので、これら粒子の運動は、位相空間内における体積として表わすことができる。この体積は、運動が正準的であれば、不変量となる（Liouvilleの定理）。

イオン源からのビームは、進行方向に垂直な平面（ x, y 平面）のみを考えれば普通は良いので、4次元位相空間の体積ということになる。さらに、一般的には x, y 平面は互いに独立として、2次元（ $x - P_x$ あるいは $y - P_y$ ）位相平面での面積 $\epsilon = \iint dP_x dx$ でエミッタンスを表わす。

ここで規格化エミッタンス ϵ_n として、 ϵ を $m_0 c$ と π でわった値で定義すると

$$\epsilon_n = \frac{1}{m_0 c \pi} \iint dP_x dx \quad (4-1)$$

$$\frac{dP_x}{P} \doteq \frac{dP_x}{P_z} = dx' \quad (x' = v_x / v_z) \quad (4-2)$$

また、 $P_z \doteq P = m_0 c \beta \gamma$ であるので、よって

$$\epsilon_n = \frac{\beta \gamma}{\pi} \iint dx' dx \quad (4-3)$$

したがって $x-x'$ 平面での面積 $\iint dx' dx$ に $\frac{\beta \gamma}{\pi}$ をかけたものを規格化エミッタンスという。

また、Lapostolle によって定義された2乗平均エミッタンスもよく使われる。結果だけを書くと

$$\langle \epsilon \rangle_n = \frac{4 \beta \gamma}{\pi} \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle x x' \rangle} \quad (4-4)$$

で表わされ、この値は、分布がガウス分布の時、全粒子の86.5%を含め面積を表わす。

イオン源のエミッタンスという場合には、例えば位相平面のビームの90%がしめる部分を測定して、(4-3)式より、90%エミッタンスとして使う場合が多いが、ビーム輸送の観点からは、(4-4)式の方が実用的である。

4.2 空間電荷効果によるエミッタンスの増大

イオン源から引き出されたビームのふるまいを調べるには、Kapchinskii と Vladimrskii がはじめて与えたビームの envelope 方程式（K-V 方程式）を使うのが便利である。

K-V 方程式

$$R'' + k_0^2 R - K(I)/R - \epsilon^2/R^3 = 0 \quad (4-5)$$

ここで、 R はビームの2乗平均半径 $R = 2 r_{rms}$ 、 k_0 はビーム輸送系の外部収束系（レンズ系）による収束力をあらわす。また ϵ は非規格化2乗平均エミッタンス： $\epsilon = 4 \sqrt{\langle r^2 \rangle \langle r'^2 \rangle - \langle r r' \rangle^2}$ である。 $K(I)/R$ の項は空間電荷による力の項で、

$$K(I) = \frac{2I}{I_0 (\beta \gamma)^3} \quad (4-6)$$

であり、 I はビーム電流、 I_0 は、規格化パービアンズとよばれる量で、 $I_0 = 4 \pi \epsilon_0 c^3 / Z_i e = 3.14 \times 10^7 A / Z_i (A)$ で表わされる。第4項の ϵ^2/R^3 は、エミッタンス保存からくるエミッタンス力である。

いま、

$$r(I) = \frac{\text{空間電荷力}}{\text{エミッタンス力}} = \frac{K(I)/R}{\epsilon^2/R^3} \quad (4-7)$$

を定義する。ここで $r(I) > 1$ ならば、空間電荷が支配的なビームということになる。

さて、ビーム断面の粒子分布を考えてみよう。この分布が R によらず一定（均一分布）ならば、(4-6)式で $K(I)$ は R^2 に比例する。この時 K-V 方程式の第3項は R に比例する形となり、これは外部収束力と同じ形（線型）で、当然のことながらエミッタンスは保存する。しかしながら、ビームが均一分布でない場合（例えばガウス分布）には、第3項は非線型項となり、エミッタンスはもはや保存しなくなる。この問題については、最近 Wangler らが詳しく議論している。

いま、2乗平均エミッタンス（非規格化）

$$\epsilon = 4 \sqrt{\langle r^2 \rangle \langle r'^2 \rangle - \langle r r' \rangle^2} \quad (4-8)$$

の時間微分 $\left(\frac{d\epsilon^2}{dt} \right)$ をとる。結果のみを記すと、

$$\frac{d\epsilon^2}{dt} = -\frac{K(I)R^2}{2} \frac{d}{dt} \left(\frac{U}{W_0} \right) \quad (4-9)$$

ここで、 $V=W-W_0$ 、 $W=\frac{1}{2} \epsilon_0 \int_V |E|^2 dv =$

$\pi \epsilon_0 \int_0^r r E r^2 dr$ 、 E_r は空間電荷による電場である。また、 $W_u = W_0 [1 + 4 \ln(b/R)]$ であり、ここで b はビームの最外周半径で、 W_0 は $(eN)^2 / 16 \pi \epsilon_0$ である。 N はビーム単位長当りの粒子数である。

U/W_0 は、いろいろな分布について求められており、それらを表3に示す。

表3. V/W_0

| | V/W_0 |
|--------------------|---------|
| ガウス分布 | 0.154 |
| 均一分布 | 0.0 |
| ハロービーム(r^2) | 0.0754 |
| ハロービーム(r^{10}) | 0.245 |

(4-9)式は、ビーム径が大きく変化しないところでは積分できて、最初のエミッタンス ϵ_i と、ある時間たった後でのエミッタンス ϵ_f との比は

$$\epsilon_f / \epsilon_i = \left[1 - \frac{K(I)R^2}{2 \epsilon_i^2} (U - U_i) / W_0 \right]^{1/2} \quad (4-10)$$

となる。

ここで、 $U \approx 0$ (時間がたつと均一分布に近づく) とすると、

$$\epsilon_f / \epsilon_i = \left[1 + \frac{K(I)R^2}{2 \epsilon_i^2} \frac{U_i}{W_0} \right]^{1/2} \quad (4-11)$$

となる。

例えば、例として H^+ ビームを考え、エネルギー30 keV、ビーム電流50 mA、 $\langle \epsilon_n \rangle = 0.5$ mmmrad (規格化2乗平均エミッタンス)、ビーム半径 $2Rr$ ms = 0.8 cm とする。これは、(4-7)式で、

$$r = 81.5 \quad (4-12)$$

と、きわめて空間電荷の強いビームである。このビームに対して、(4-11)式より、 ϵ_f / ϵ_i を求めると、

$$\epsilon_f / \epsilon_i = 3.0 \quad (4-13)$$

となり、ほぼ3倍のエミッタンスの増大が生ずることになる。同様のビーム条件でビーム強度を変化させた時の ϵ_f / ϵ_i を図20に示す。

さてこれまででは、ビームの径は一定としてあつてきた。ところが実際には、ビームの径は、一定ではない。したがって現実のビーム輸送系では、各部のエミッタンスの増減を評価するには、計算機シミュレーションが不可欠となる。図21は、シミュレーションの

結果の一例で、先のビーム条件と同じで外部収束系がない場合の結果である。この結果も、 $\epsilon_f / \epsilon_i \approx 3$ と解析解と良い一致を示している。また注意すべき点として、このエミッタンスの増大が、プラズマ周波数の波長のほぼ1/4になる距離で終わっていることである。このビーム条件では $l_p \approx \lambda_p / 4 \approx 10$ cmである。すなわち、イオン源からひき出されたビームのエミッタンスは、ビーム強度が強いと、またたくまに増大してしまうことになる。したがって、測定されたビームエミッタンスはイオン源そのものではなく、増大した後のものである場合が多いので注意を要する。

こうした空間電荷の影響は、本質的に非線型であり、ビームのエミッタンス増大により、次の加速器とのマッチングがとれずにビーム損失の原因となることがある。

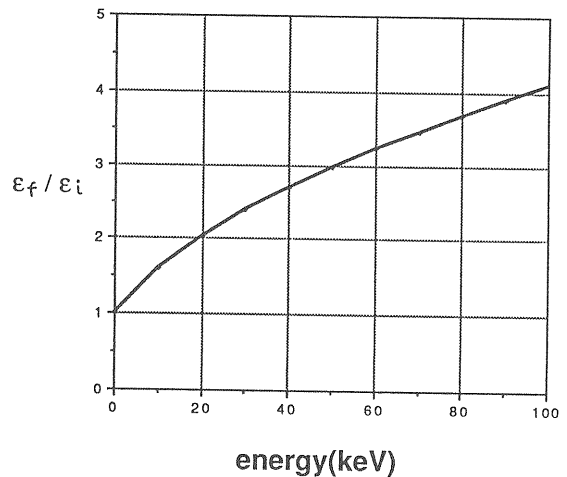


図20. エミッタンス増大

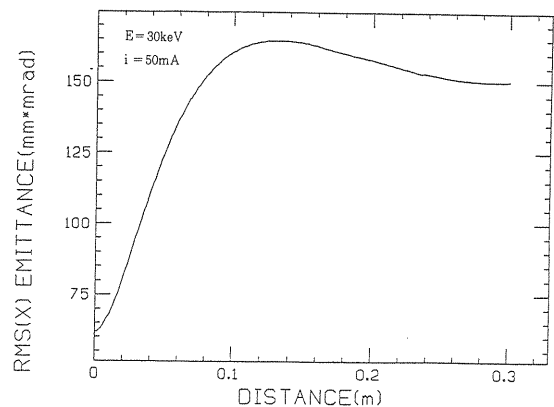


図21. エミッタンス増大の計算機シミュレーション

4.3 ビームノイズによるエミッタンスの増大

ビームが高い周波数(ビームのプラズマ周波数に近い)で振動している場合には、ビームの空間電荷をと

おして、エミッタンスの形が振動し、ある場合にはエミッタンス増大が生ずる。ビーム引き出し孔に磁場が存在するようなタイプのイオン源（マグネトロン型、P IG型）では、特にビームノイズが生じやすいので、注意が必要である。

ビームのノイズによるエミッタンス増大の問題は、K-V方程式をx, y平面でそれぞれ書き直した時に、振動する空間電荷場を通じての結合としてとり扱うことができる。この場合、各位相平面ではエミッタンスはゆらぎ（mismatching）、実効的なエミッタンスが増大することを意味する（図22参照）。

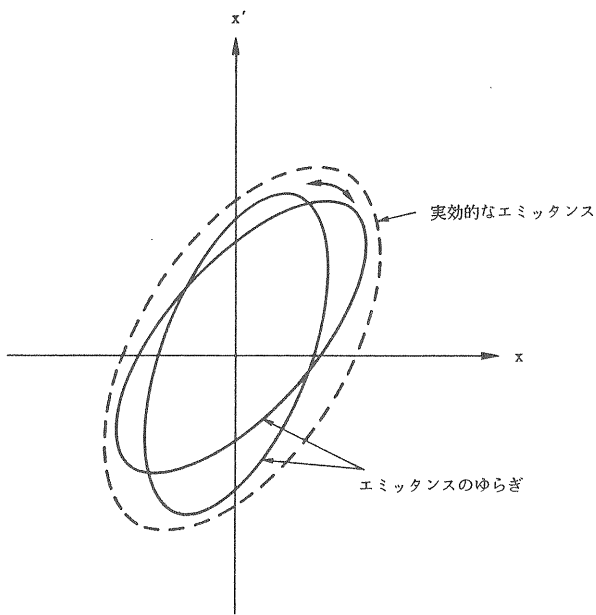


図22. ビームノイズによるエミッタンスのゆらぎ

(4-1)式のK-V方程式を、x, y平面上で書き直すと、

$$X'' + k_0^2 X - 2K(I)/(X+Y) - \epsilon_n^2/X^3 (\beta r)^2 = 0 \quad (4-14)$$

$$Y'' + k_0^2 Y - 2K(I)/(X+Y) - \epsilon_n^2/Y^3 (\beta r)^2 = 0 \quad (4-15)$$

いま、ビーム電流にI+iの摂動が加ったとする。この時、 $X \rightarrow X+x$, $Y \rightarrow Y+y$ となるとすると、(4-14), (4-15)式は、 $z_1 = x-y$, $z_2 = x+y$ とおくと、

$$\begin{aligned} z_1'' + k_1^2 z_1 &= 0 \\ z_2'' + k_2^2 z_2 &= 2K(I)/R^2 \end{aligned} \quad (4-16)$$

となる。ここで、

$$\begin{aligned} k_1^2 &= 4\epsilon^2/(\beta r R^2)^2 + K(I)/R^2 \\ k_2^2 &= 4\epsilon^2/(\beta r R^2)^2 + 2K(I)/R^2 \end{aligned}$$

である。（各自試みられよ）

(4-16)を解いて、x及びyを求めると、

$$x = R(1 - \cos k_2 z) r(i)/4 [1 + r(I)/2] \quad (4-17)$$

$$y = R \sin^2(R_2 z/2) r(i)/2 [1 + r(I)/2]$$

ここで、rは(4-2)式から求められる値である。摂動を受けた後のエミッタンスのtwissパラメータ（位相空間での楕円エミッタンスを決めるパラメータ） α_i , β_i , r_i は、それぞれ

$$\begin{aligned} \beta_i &= \beta r x^2/\epsilon \\ \alpha_i &= -xx'(\beta r)/\epsilon \\ r_i &= \frac{1 + \alpha_i^2}{\beta_i} \end{aligned} \quad (4-18)$$

これらに(4-15)式を代入して、エミッタンスのεよりの増大比 $\eta = \epsilon + \Delta\epsilon/\epsilon$ を求めると、

$$\eta = \sqrt{1 + \Delta/2 + \sqrt{\Delta^2/4 + \Delta}} \quad (4-19)$$

ここで、 $\Delta = \beta_i r_0 + \beta_0 r_i - 2\alpha_i \alpha_0 - 2$ である。よって $\Delta\eta = \Delta\epsilon/\epsilon = \eta - 1$ は、

$$\Delta\eta = \frac{r(i) \left| \sin \frac{k_2}{2} \right|}{2 [1 + r(I)/2]} \sqrt{1 + r(I) \cos^2(k_2 z/2)/2} \quad (4-20)$$

となる。

数値例として、H⁺ビームでビーム電流50 mA、エネルギー50 keVのビームに対してビームノイズの変動i = 5 mA (10%)について、 $\Delta\eta$ がビームの進行とともにどのように変化するかを計算したものを図23に示す。

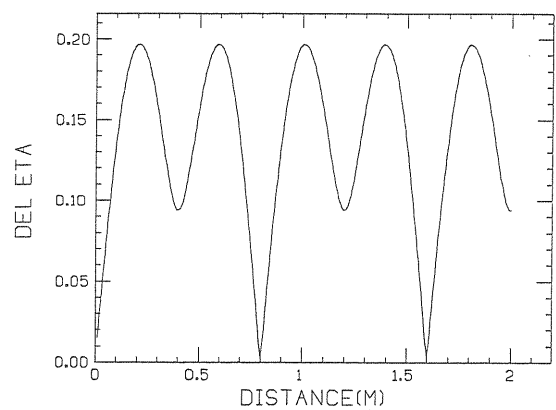


図23. ビームノイズに対するエミッタンス増大の効果

これからわかるように $\Delta\eta$ は最大20%近く増大することがわかる。また、この最大となる位置で、iを0→5 mAと変えた時の $\Delta\eta$ の変化は図24に表わす。

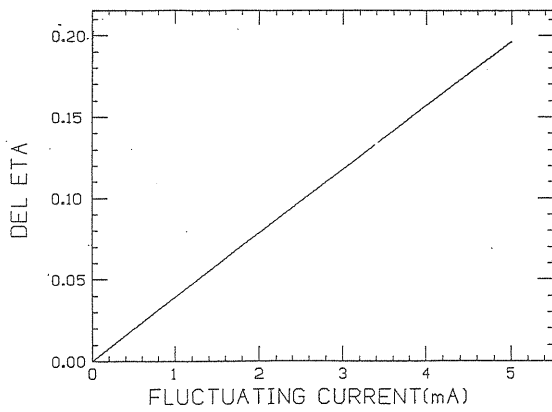


図24. ビームノイズに対するエミッタンス増大の効果

このようにビームノイズによるエミッタンスの増大も高強度ビームでは問題となる場合が少なくないので注意を要する。

以上、イオン源について、イオンの発生、とりだし、輸送のそれぞれについて主な点について述べた。イオン源の技術的な側面（陰極材、マイクロ波窓等）については、全く触れなかったが、それらについては巻末の参考文献を参照して載きたい。

参考文献

参考文献としては以下に掲げるものを利用して載いた。

- 1) Von Engel ; " Ionized Gases" , Oxford 1964.
- 2) 石川順三 ; " イオン源工学" アイオニクス社
- 3) I. P. Wangler et al ; IEEE Trans. on Nucl. Scie., NS-32 (1985) 2196.
- 4) P. Allison ; IEEE Trans. on Nucl. Scie., NS- 32 (1985) 2556.
- 5) F. Chen ; " Introduction to Plasma Physios " Plenum Press (1974).
- 6) R. H. Huddestord & S. L. Leonard ; " Plasma Diagonastic Techniques " , Academic Press (1965).
- 7) 電気学会編 ; " 放電ハンドブック " (1972).
- 8) N.Matsunami et al., IPPJ- AM- 14, 1980.