

第1章 はじめに

イオンビームの利用分野は、近年のイオン源の開発に伴って、広い分野に広がってきている。イオン源とイオンビーム輸送技術は、半導体製造・イオン注入技術やイオンビーム表面解析、さらには医療用加速器や原子核・素粒子実験用加速器には不可欠のものになっている。

イオン源は、加速器で加速する荷電粒子ビームを生成する装置として発展してきた。各種の加速器の開発の進歩によって、目的に応じた様々な要求を満たすイオン源が開発されてきた。さらに、新しい着想による新型イオン源の開発が、新しい応用分野を生んできている。

最近においては、負水素イオンビームや負重イオンビームの利用が各分野で重要なものになってきており、タンDEM静電型加速器や大強度シンクロトロンに限らず、核融合の中性粒子加熱用、イオンビーム表面解析装置、重イオン注入装置、大強度不安定核イオンビーム生成、医療用加速器などに応用されてきている。

大強度陽子加速器においては、負水素イオンビームを用いた荷電交換多重入射法により蓄積・加速ビーム強度の増大を実現しており、負水素イオン源は、大強度陽子シンクロトロンにとって非常に重要なものになっている。

イオン源におけるイオンの生成機構は、正イオンの場合では、気体原子または金属原子を電離して（イオン化）電子と正イオンとに分離し、この電離気体（プラズマ）中の正イオンのみをイオン源の外に取り出す。金属原子の場合は、高温蒸気状にするかスパッタリングという方法で気体状にしてイオン化させる。また、負イオン生成の場合には、金属表面での電子付着反応やプラズマ中の電子付着反応を利用して負イオンを生成し、それをイオン源の外に取り出す。さらには、イオン源から取り出された正イオンビームや負イオンビームなどを中性原子と衝突させて負イオンビームや中性粒子ビームに変換させることもできる。

イオン源の基本的な構成は、次のような基本部分からなっている。

- 1) イオン生成のための反応室
- 2) 生成したイオンを外に取り出す機構
- 3) 取り出したイオンを加速して必要なところまで輸送する機構

- 4) イオン化やプラズマ閉じ込め、さらにイオンを加速するための電磁場

以上のような基本構成に基づいて、加速器で必要とされるイオンビームを生成する。ここで扱うイオンビームは、真空中で加速・収束されたイオン集団の細い流束のことである。

イオンビームの特性を表す量として、

- 1) ビーム電流
- 2) 価電数・質量数の分布
- 3) 電流密度
- 3) エミッタンス
- 4) 輝度

などが挙げられる。

イオン源で生成されたイオンビームが加速器で必要とされる特性を持つためには、どの形式のイオン源を選択するかが重要である。

生成するイオンが正イオンまたは負イオンであるか、あるいは、軽・重イオン種であるか、さらには、必要とする価電数の大小によって、加速器で加速するイオン種に応じたイオン源を用意しなければならない。また、加速器の長時間わたっての安定な動作を保証するために、イオン源にも長時間運転での信頼性が要求される。

シンクロトロンのような時間的に変化する磁場を用いる加速器では、イオンビームは断続的かつ周期的に加速される。このためにシンクロトロンイオン源は、通常はパルスモードで運転される。その場合に、イオン源の設計に必要なパラメータは、以下のものである。

- 1) イオン種
- 2) ビーム電流（ピーク値）
- 3) ビームパルス幅
- 4) パルスの繰り返し
- 5) ビームエネルギー
- 6) エミッタンス

イオン源から引き出された数十keVのイオンビームは、直流高電圧などを用いて数百keVから数MeVまでに加速された後に、次段のリニアックなどで数十～数百MeVに加速されて、シンクロトロンに入射される。

この講義では、イオン源の理解に必要な基礎的事項と各種イオン源の基本動作および設計上の問題点についてのべる。また、実際の大強度陽子加速器で使用されている負水素イオン源についてその動作パラメータと性能を比較する。

第2章 イオン源の基礎

§ 2-1 イオン源の基本構成

イオン源の基本構成の概念図を第2-1図に図示する。本図では、正イオンの場合を想定している。反応容器は、イオン源本体の真空容器であり、気体放電によってプラズマ状態を作り出すところなので、プラズマ容器ともいわれる。原子や分子が電離されて、イオンと電子に別れている状態をプラズマという。プラズマ中では原子・分子は電子をはぎ取られて正イオンになっている。これをイオン化という。また、その逆に電子を付与して負イオンにすることもイオン化という場合がある。

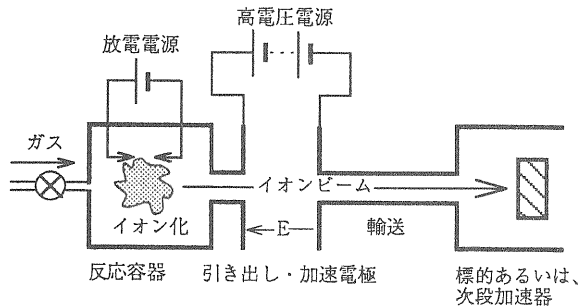


図2-1 イオン源の概念図

イオン化によって生成されたイオンは、つぎに、反応容器から外へ引き出される。反応容器の壁に開いた小さいな孔から飛び出てきたイオンは、引き出し電極の電場によって電子と分離されイオンのみが加速される。イオンは長細い流束となってイオン源から引き出されるので、これをイオンビームという。

引き出し電場を与えるため高電圧電源がイオン源に結線されているので、イオン源本体および放電電源やガスポンプなどは、高電圧の絶縁架台上に設置されている場合が多い。

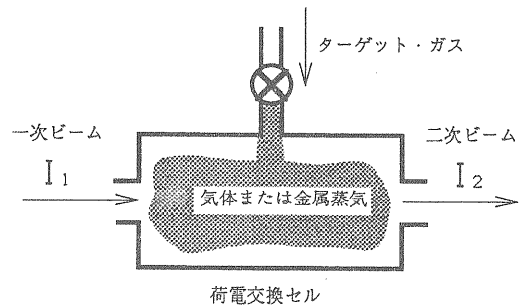
イオンビームは、ビーム輸送系を通過した後、標的物質または次段の粒子加速器へ打ち込まれる。イオンビームの通過するところは、高真空に保つために、残留気体を真空ポンプで排気している。真空ポンプは、稀薄な気体を排気できる特殊なポンプである。

ビーム輸送系の真空度が悪いと、残留気体の中性分子とイオンビームとが衝突して荷電交換反応によりイオンビームのイオンが中性化された

り、散乱されたりしてイオンビームが失われる。しかしその一方で、適度な量の残留気体があると、残留気体分子・原子から生じたイオンや電子の存在が、イオンビームの空間電荷を中和してビームの発散を抑制する効果が期待できる。したがって、真空リークなどがあっては、もちろんいけないが、イオン源運転中のビーム輸送系の真空度はかならずしも高真空である必要はない。

ビーム輸送系での荷電交換反応を積極的に利用して、イオン源から取り出された正イオンビームや負イオンビームなどを中性原子と衝突させ、負イオンビームや中性粒子ビームに変換させることもできる。また、中性粒子ビームを正イオンや負イオンに変換することも可能である。その場合には、ビーム輸送系の途中で荷電交換セル（イオン化セルあるいは中性化セルなどともいう。）とよばれる気体原子・分子密度の高い領域を設けて、その中をイオンビームや中性粒子ビームを通過させる。偏極イオン源や核融合の中性粒子加熱用イオン源にはこの方法が応用されている。タンデム・バンデグラフ加速器においては、ガスセルやカーボンホイルによる荷電交換反応を利用して負イオンビームのチャージストリッピングを行い、荷電数が多価の高エネルギーイオンビームを生成している。

荷電交換セルの働きを第2-2図に模式的に示すとともに、その応用例を挙げておく。



I_1	I_2	応用例
(1) 正イオン	→ 負イオン	加速器入射用
(2) 正イオン	→ 中性粒子	偏極イオン源
(3) 負イオン	→ 中性粒子	中性粒子加熱
(4) 負イオン	→ 正イオン	タンデム加速器
(5) 中性粒子	→ 正イオン	偏極イオン源
(6) 中性粒子	→ 負イオン	偏極イオン源

図2-2 荷電交換セルの概念図と応用例

§ 2-2 イオン生成

原子または分子を電離して、電子をはぎとることをイオン化といい、そのために必要なエネルギーをイオン化ポテンシャルまたは電離電圧という。原子をイオン化するためには、核外電子すなわち軌道電子を原子核から無限の遠方に持っていけばよいと考える。簡単な例として、水素原子をイオン化する場合を考える。

水素原子内の電子の軌道を考え、電子と原子核との間に作用するクーロン吸引力と電子の円運動による遠心力とがつり合っているとすると、

$$m \frac{v^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (2-1)$$

m : 電子の質量、 v : 速度、 r : 軌道半径
 ϵ_0 : 真空誘電率、 e : 電子の電荷
 原子内の電子の軌道は、次の量子条件を満足するのに限られている。

$$mvr = n \frac{h}{2\pi}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2-2)$$

h : プランクの定数

式(2-1)に式(2-2)の条件を入れると、量子数 n に対する安定軌道 r_n が得られる。

$$r_n = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m e^2} \cdot n^2 = a_0 \cdot n^2 \quad (2-3)$$

ここで、 r_1 は $n=1$ に対する r の値であり、

$$r_1 = a_0 = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m e^2} = 0.529 \text{ [\AA]} \quad (2-4)$$

これをボーア半径 (Bohr radius) という。

量子数 n をもつ安定軌道にある電子の全エネルギー W_n は、この電子の運動エネルギー T_n と位置エネルギー U_n との和で得られる。

運動エネルギー T_n は、式(2-1)から求められる。

$$T_n = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n} \quad (2-5)$$

つぎに、核から r_n の距離にある点での静電ポテンシャルを V とすると、

$$V = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r_n} \quad (2-6)$$

が与えられるので、位置エネルギー U_n は、

$$U_n = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} \quad (2-7)$$

となる。したがって全エネルギーは、

$$W_n = T_n + U_n = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n} \quad (2-8)$$

となり、式(2-3)を代入すると、

$$W_n = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 a_0} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (2-9)$$

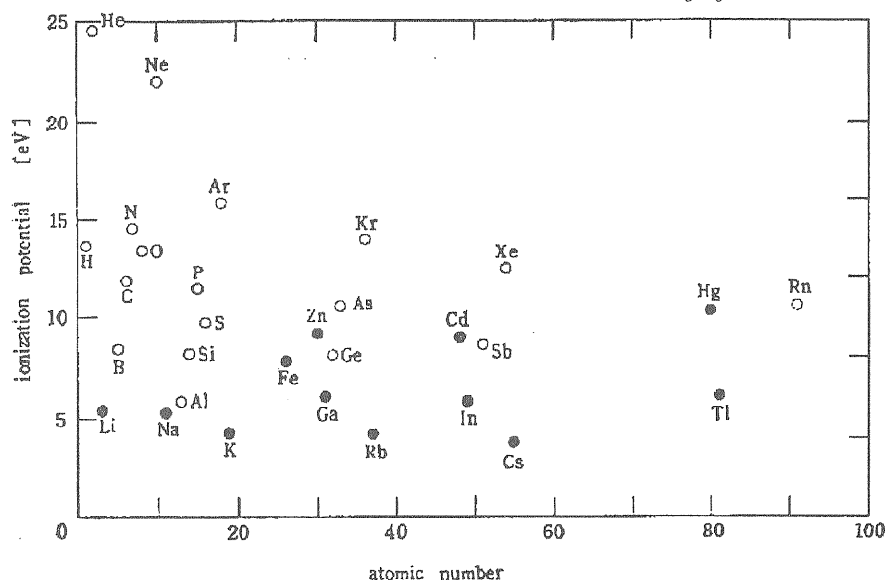


図 2-3 各種原子の電離電圧 (イオン化ポテンシャル) [1]

[1] 伊藤糾次：基礎電子工学 [1]、昭晃堂 (1968)

定常状態のエネルギーにある電子の全エネルギー W_n が求められた。

式(2-8)によると、原子内の安定軌道にある電子の全エネルギーは、常に負の値をとることがわかる。全エネルギーの値がもっとも低い安定状態は $n=1$ の場合である。これを原子の基底状態という。 $n \geq 2$ の場合のエネルギー状態を励起状態という。軌道電子を原子核から無限の遠方に持っていくことは、式(2-8)で $n = \infty$ とした場合に相当する。このときの電子のエネルギーを W_∞ とすると、

$$W_\infty = 0 \quad (2-9)$$

となる。このエネルギー状態のことを電子の真空準位とよぶ。基底状態の電子を真空準位までに引き上げるために必要なエネルギーを W_i とすると、

$$W_i = W_\infty - W_1 = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 a_0} = 13.6 \text{ [eV]} \quad (2-10)$$

となる。この値を水素原子のイオン化エネルギーまたは電離電圧（イオン化ポテンシャル）といい、通常は電子ボルト[eV]を単位として表す。

水素原子の励起状態に対しても同様にして、

$$W_e = W_n - W_1 = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 a_0} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \quad (2-11)$$

を定義でき、この値を水素原子の励起エネルギーまたは励起電圧（excitation potential）という。

水素原子でなく水素様原子でも、同様の式が得られる。原子番号 Z の原子では、定常状態のエネルギー準位の値は、

$$W_n = -\frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 a} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{Z^2 e^2}{8\pi\epsilon_0 a_0} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (2-12)$$

ここで、 $a = a_0/Z$ とおく。

したがって、基底状態 $n=1$ のイオン化エネルギーは、

$$W_i = W_\infty - W_1 = \frac{Z^2 e^2}{8\pi\epsilon_0 a_0} \quad (2-13)$$

となる。これは、原子をが丸裸になった状態でのイオン化エネルギーである。原子番号 Z の原子の最外殻から数えて Z 番目の電子を取り除くのに必要なエネルギーは、水素原子の基底状態に比べて Z^2 倍も大きいことがわかる。それに対して最

位置エネルギー

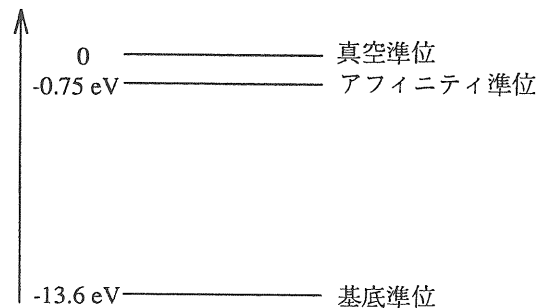


図2-4 水素原子のエネルギー準位

外殻の電子1個を真空中に取り出すのに必要なエネルギーは $5 \text{ eV} \sim 25 \text{ eV}$ の間に分布しており、これを第一電離電圧または単に電離電圧という。最外殻の電子の電離電圧は単寿に考えると、水素の基底状態のエネルギーと同じになるが、実際には、原子番号 Z の原子では Z 個の電子があり、これらの電子が原子核の電荷を遮蔽するために、実質的な Z の値は小さくなっている。そのために、原子番号の小さい元素のうち閉殻原子（希ガス）のものとそのすぐ下の元素の He, N, O, F, Ne, Ar, Kr を除いて、ほとんどの原子は 13.6 eV よりも低い電離電圧を持っている。

電離によってイオン化された原子は、電子が原子核の束縛から切り離されて自由電子となり、核外電子がはぎ取られた状態になる。したがって、電氣的に中性であった原子は正の電荷をもつ原子となる。このような状態の原子を、イオン化した原子または単にイオンと呼ぶ。したがって、原子を電離させることによって正イオンを生成できる。図2-3に各種原子の電離電圧を掲げる。

負イオンについては、原子に近づいてきた自由電子が原子の核の場による引力と、原子内の電子による斥力を受けた場合には、多くの原子では核が自由電子を引きつけようとする力が、原子核の回りを取り巻いている電子殻からの斥力よりも大きくなるため、自由電子は原子に捕らえられ、原子は負イオンとなる。

負イオンについてみると各元素には、電子親和力を定義できる。原子または分子が電子と結合するとき放出されるエネルギーを電子親和力という。この定義のしかたはイオン化ポテンシャルの場合と逆なので、電子親和力が正の値であれば、真空中では電子を受け取った状態の法が安定であることになる。電氣的に中性な原子や分子の電子親和力は負イオンのイオン化ポテンシャル

表 2-1 第一電離電圧(Ei)と電子親和力(Ea)

	Ei (eV)	Ea (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
Ar	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
Kr	14.4	<0
Rb	4.2	0.4860
Mo	7.4	1.0
Xe	12.1	<0
Cs	3.9	0.4715
W	8.0	0.6
Hg	10.4	<0
Pt	8.95	2.128

に、また1価の正イオンの電子親和力は中性原子や中性分子のイオン化ポテンシャルに等しい。したがって、中性原子や中性分子の電子親和力が正の値をとるときに負イオンが生成される。その電子親和力は、ほとんどの場合(1~4) eVの範囲にある。電子親和力は、その値が大きいほど、その負イオンが安定に存在することを示すので、負イオン生成に関する重要なパラメータの1つである。

負イオンのエネルギー準位を水素原子の場合についてみると、図2-4で示すように負水素イオンの場合には、 $n=1$ の基底状態に電子が2個入っているわけではない。電子同士の相互作用のために2個の電子ははがれやすい状態にあり、基底状態のエネルギーは0に近くこのような準位のことをアフィニティ準位という。H⁻イオンのばあいにはアフィニティ準位の値は-0.75eVである。表2-1に各種原子の電離電圧と電子親和力を示す。水素ガスは次の反応によって、分子イ

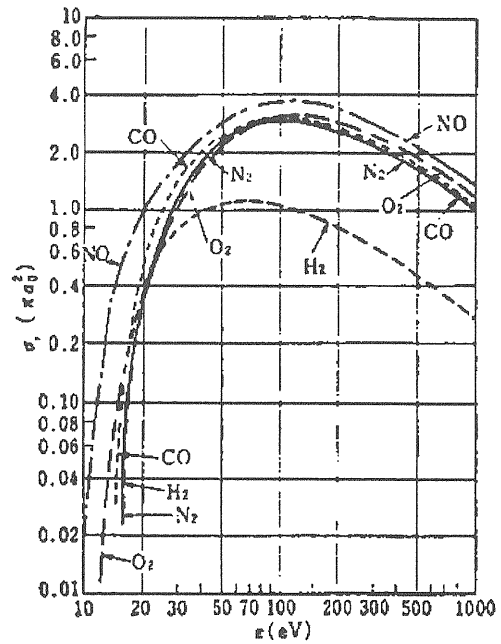


図 2-5 電子衝撃によるガス分子の電離断面積[2]

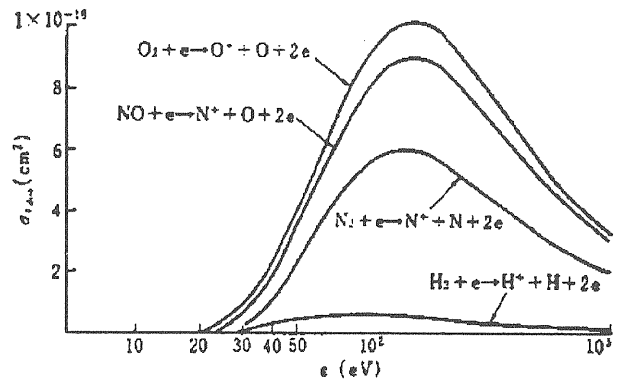
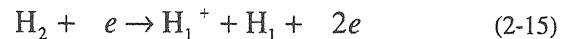
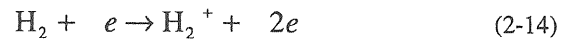


図 2-6 電子衝撃によるガス分子の解離性電離断面積[3]

オンと原子イオン(陽子)とが生成される。



(2-15)の反応は(2-14)の200分の1断面積であるので、H⁺イオンの大量の生成には、さらに多くの衝突過程を経なければならない。図2-5および図2-6にガス分子の電離断面積と解離電離断面積のグラフを示す。電子衝撃によるガス分子の電離断面積には50-200Vの間に極大値があり、放電維持電圧はこの極大値付近で落ちつく。

[2] S. C. Brown: *Basic Data of Plasma Physics*, 1966, 2nd. (MIT, Cambridge, MA 1967).

[3] A. von Engel: *Electric Plasma: Their Nature and Uses* (Taylor and Francis, London 1983).

§ 2-3 熱電子放出

イオン源では、熱陰極を用いたアーク放電によるプラズマ生成の方法が、一般的に広く用いられている。熱陰極アーク放電では、熱電子放出による電子を電場で加速して気体原子や分子に衝突させ、電離気体を生成させる。

熱電子は金属を高温度に加熱することによって得られる。金属と真空との間のエネルギー準位の関係を図2-3に示す。金属内部の電子は、真空中に対して正の電位に置かれているので、負の電荷を持つ電子はこの正電位を飛び越えることは出来ない。すなわち、金属や半導体の固体内の電子のエネルギーの分布は、絶対零度ではフェルミレベル以下に制限されているが、高温になるとフェルミレベルよりも上のレベルに電子が存在できるようになる。さらに温度を上げて電子のエネルギーが仕事関数を超えるようになると、真空中に電子が飛び出して来て、電子放出が観られるよ

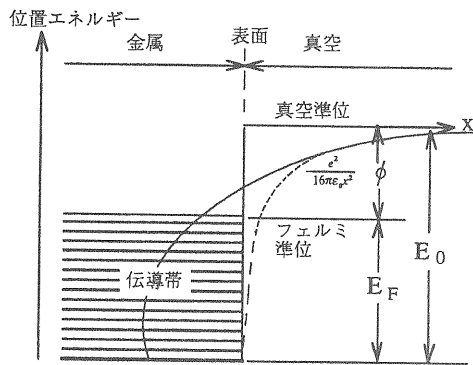


図2-7 金属表面のエネルギー準位

うになる。白熱電球におけるエジソン効果と呼ばれる現象（白熱したフィラメントに対向している電極とフィラメントとを導線で結ぶと電流が流れる現象）がこれである。このような電子放出電極のことを熱電子陰極という。

金属表面から離れていく電子が感じる位置エネルギーは、図2-7の破線で示される曲線である。これは、電子自身の鏡像電荷による引力が働いているためである。電子はこの位置エネルギーに逆らって、初めて金属の外に出ることが出来る。この鏡像電荷による位置エネルギーは、

$$E(x) = \int_0^{\infty} F dx = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (2-12)$$

である。この式は、金属結晶の格子間隔よりも十

分に大きい x の値に対してのみ成立する。

電子は次式で表されるよりも大きいエネルギーをもらわなければ、金属の外に飛び出すことは出来ない。

$$\phi = E_0 - E_F \quad (2-2)$$

この ϕ を仕事関数という。

次に、金属における熱電子放出の大きさは、次のリチャードソン・ダッシュマン(Richardson-Dushman)の式で求められる[4]。

$$J_s = A(1-\rho)T^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right) \quad (2-3)$$

ここで、 J_s ：放出電流密度 (A/cm^2)、 A ：定数、 ρ ：金属表面での電子の反射係数、 T ：温度 ($^{\circ}K$)、 e ：電子の電荷、 ϕ ：仕事関数 (eV)、 k ：ボルツマンの定数 ($1.38 \times 10^{-23} J/deg$) である。定数 A の理論値は、 $120.4 (A/cm^2 \cdot deg^2)$ である。電子放出の量は、定数 A の値よりも、仕事関数 ϕ の値に大きく依存する。式(2-1)の両辺の対数をとると、

$$\ln\left(\frac{J}{T^2}\right) = \ln A - \frac{e\phi}{kT} \quad (2-4)$$

となる。これをプロットすると図2-8の直線が得られる。これをリチャードソン線という。この直線を延長して $1/T=0$ の縦軸と交わる点から A が、直線の傾斜から ϕ が求められる。次に、式(2-3)の両辺を微分すると、

$$\frac{(dJ_s/J_s)}{(dT/T)} = 2 + \frac{e\phi}{kT} \quad (2-5)$$

となり、温度の変化に対する放出電子電流密度の変化が導かれた。

普通の金属では $(e\phi/kT)$ が 20 前後の値であるので、温度の1%の変化に対して熱電子放射電流は20%以上も変化する。このために、陰極の温度を安定化することは、熱電子放出量の安定化にとって重要である。

熱電子陰極には、タングステンやタンタルなどの高融点金属陰極・単原子層陰極（トリウム・セシウム）・酸化物陰極（酸化物塗布型・含浸補給型）・ホウ化物陰極などがある。金属の表面に

[4] Saul Dushman, "Thermionic emission", Rev. Mod. Phys. Vol. 2, 381-476 (1930)

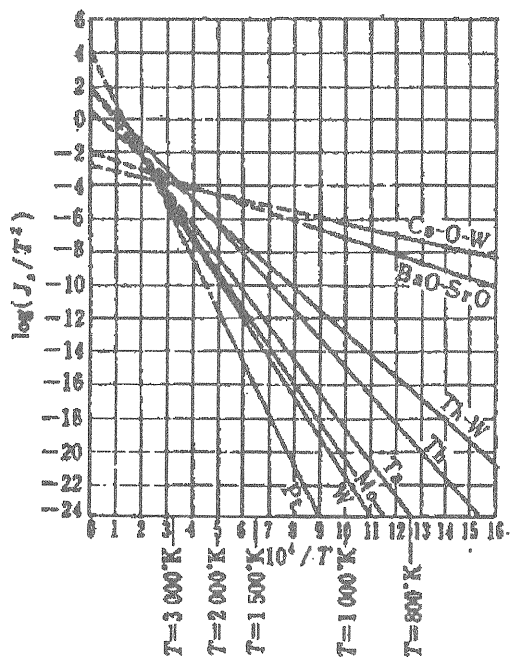


図2-8 Richardson線図[5]

アルカリ原子の単原子層と形成すると仕事関数を著しく低下させることができる（単原子層陰極）。主な陰極材料の熱電子放出定数を表2-2に示す。

酸化物陰極は、バリウム（Ba）・ストロンチウム（Sr）・カルシウム（Ca）などの希土類の炭酸塩（ $BaCO_3 \cdot SrCO_3 \cdot CaCO_3$ ）の配合物をニッケルやタングステンのベース金属に塗り付けたものであり、これを真空中で950 °K前後に加熱することによって、炭酸塩が分解して酸化物（ $BaO \cdot SrO \cdot CaO$ ）に変わる。さらに高温の状態にしばらく放置することによって、酸化物の結晶中の遊離Baが増加してくる。このBaが酸化物半導体中に不

表2-2 主な陰極材料の熱電子放出定数

材質	A (A/cm ² ·deg ²)	φ (eV)
タングステン (W)	A = 70	φ = 4.55
タンタル (Ta)	A = 60	φ = 4.12
モリブデン (Mo)	A = 55	φ = 4.15
バリウム on W	A = 1.5	φ = 1.56
セシウム on W	A = 3.2	φ = 1.36
トリウム on W	A = 3.0	φ = 2.63
BaSrO	A = 0.5	φ = 1.0
LaB ₆	A = 30	φ = 2.67

[5] 岡村総、林友直：電子管工学 I、コロナ社

[6] DENKA Corp. Catalogue (1981)

純物準位（ドナー準位）を形成することによって仕事関数が著しく低下する。この処理過程を活性化といい酸化物陰極を働かすために不可欠な処理過程である（酸化物塗布型）。酸化物塗布型の酸化物陰極の活性化処理中には大量のガス放出が伴い真空が悪化したり、真空容器を汚染したりする。この酸化物陰極の欠点を補うために開発されたのが、酸化物補給の陰極である。これには、L-陰極（空洞貯蔵補給型）およびディスペンサー陰極（含浸補給型）であり、蒸発やイオン衝撃によって失われたBaを減拡散によって補給して常に陰極表面にBa原子層を維持し続けることが出来る。現在広く使われているのはディスペンサー陰極（含浸補給型）であり、その利点は機械的に丈夫であり、イオン衝撃にも強くまた機械的加工精度を高くできることである。

ホウ化物陰極（LaB₆）は比較的低い動作温度（1900 °K）で9A/cm²程度の電子放出電流密度が得られる。それに対してタングステン（W）では、かなりの高温（2700 °K）で1.6A/cm²程度の電子放出電流密度しか得られない。ホウ化物陰極（LaB₆）の利点は、機械加工が容易で比較的大きな形状のものが製作可能であり、また動作温度が低い為に陰極母材の蒸発量が少ない為に蒸発によって陰極の寿命が来ることはほとんど考えなくて良いことである。図2-5は、温度に対する電子放出密度と陰極材の蒸発率の関係を表す。陰極材の蒸発率は材質の密度を考慮した体積蒸発率で比較しなければならない。必要な電子放出密度を得るための動作温度で比較すると、たとえば、10A/cm²では、LaB₆に対してタングステンWの体積蒸発率は約10倍高い。すなわち、Wの寿命は1/10になる。

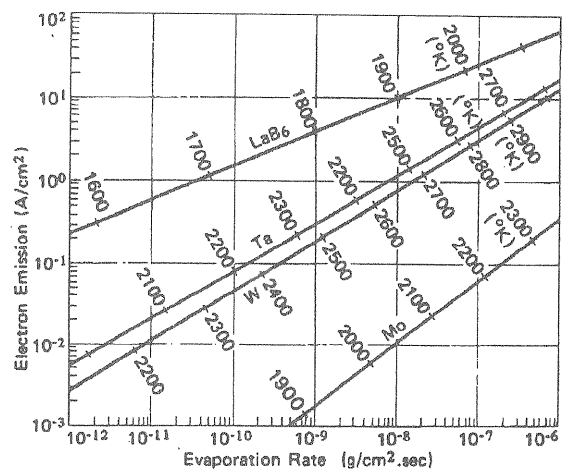


図2-9 電子放出密度と蒸発率の関係[6]

第3章 各種イオン源

§3-1 イオン源の方式

イオン源は、正イオン源についていえば、気体や金属蒸気の電離の方式およびプラズマ閉じ込めの方式の違いで色々な形式のイオン源が開発されてきている。

電離の方式としては、電子衝撃電離・表面電離・光電離などがある。電子衝撃電離には熱陰極放電・冷陰極放電・ペニング放電・高周波放電・マイクロ波放電などがある。イオン源の形式としては、デュオプラズマトロン型イオン源・バケット型イオン源・PIGイオン源・RFイオン源・ECRイオン源などがある。負イオン源には、これらの正イオン源の方式の応用に基づいて開発されたものが多い。

図3-1はペニング放電方式の概念図である。PIGとはPenning Ionization Gaugeの略で、電離

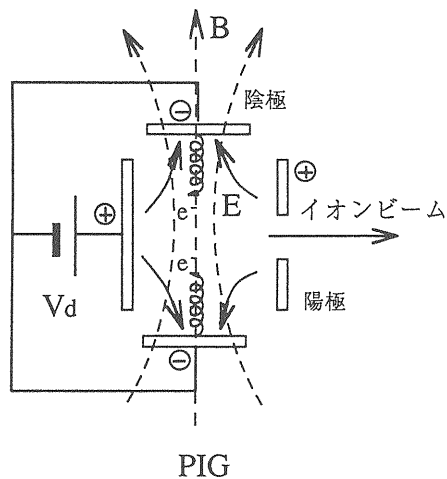


図3-1 ペニング放電方式

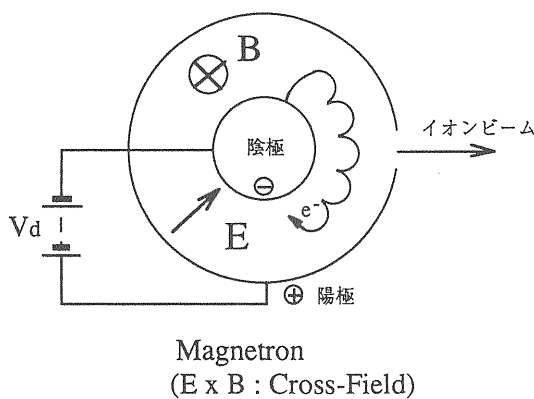


図3-1 マグネトロン方式

真空計に於けるイオン化の一方式である。陰極から放出された電子は軸上磁場に巻き付いて、対向する

二つの陰極間を往復運動し、その間に気体分子・原子と衝突して電離を生じさせる。陰極は、加熱ヒーターのない冷陰極が通常用いられているが、陰極の裏に加熱ヒーターをもつ熱陰極方式のものもある。

PIG放電は電場と磁場とが平行であったが、同じ磁場を用いた方式で、電場と磁場を互いに直交させたものが図3-2のマグネトロン方式である。陰極から飛び出した電子は、陽極に到達する前に磁場で曲げられて陰極に引き戻される。このとき、 $E \times B$ の方向へ力が働き、ドリフト速度 $v=E/B$ で陰極と陽極の間を円周方向に旋回運動を始める。電子は旋回運動を行いながら気体分子・原子と衝突を繰り返し、電離を生じさせ放電を維持している。

プラズマ中のイオンがプラズマ容器の壁に到達すると壁での相互作用のより、電子や気体原子との再結合が行われ、中性原子・分子に変換さ

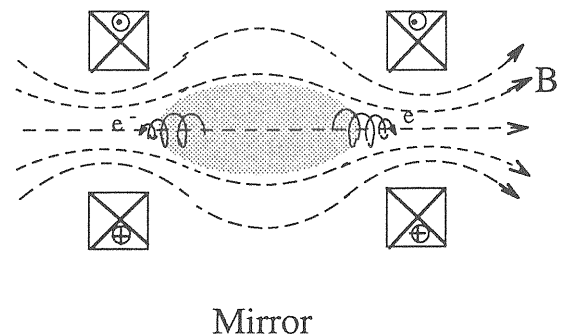


図3-3 ミラー磁場閉じ込め方式

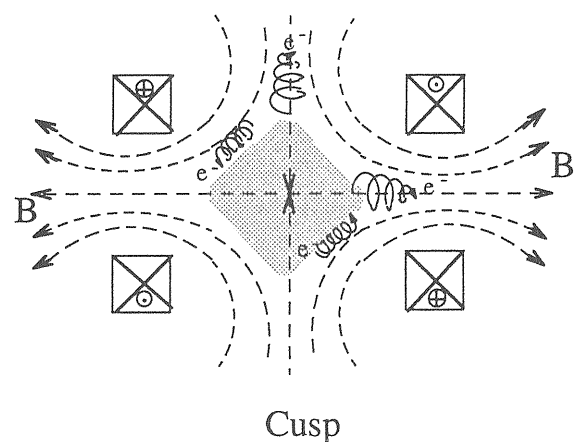


図3-4 カスプ磁場閉じ込め方式

れてしまい、壁でのイオン損失が生じる。また、高温度のプラズマにおいてはプラズマの接する壁が損傷を受ける。これらの問題を解決するために、磁場によるプラズマ閉じ込めとじ込めが行われている。図3-3のミラー磁場閉じ込め方式は、軸上に配置された2個のソレノイドコイルにより強磁場を発生させて、磁場の軸上の2箇所に磁気ミラー形状をつくる。イオンや電子は磁気ミラーによってトラップされて、プラズマの閉じ込めが行われる。ここで、図4.3のミラー磁場閉じ込め用ソレノイドコイルのどちらか一方の電流の向きを逆転させると、図3-4のような磁場形状になる。これをカスプ磁場形状といい、この磁場形状によるプラズマ閉じ込めの方式を、カスプ磁場閉じ込めという。

ここで注意しなければならないのは、ミラー磁場形状では、中心軸上での磁場強度が最も強い磁場形状になっていることである。電子やイオンは磁力線に巻き付いて運動しているので、磁場軸のごく近傍においては、軸と直角方向についてもある程度の閉じ込めが期待できるが、軸から外れるとプラズマの損失の原因となっている。それに対して、カスプ磁場形状では、閉じ込められたプラズマの中心付近では、磁場強度が非常に弱く、周辺部行くほど磁場強度が強くなっている。このカスプ磁場形状によるプラズマの閉じ込め方式は、容積の大きなプラズマの閉じ込めに非常に適した方式であることがわかる。ミラー磁場閉じ込め方式は、強磁場を必要とするマイクロ波ECR(Electron Cyclotron Resonance)放電によるイオン源 (ECRイオン源) に応用されている。

プラズマ容器の壁に多数の永久磁石を並べたマルチカスプ磁場形状でのプラズマ閉じ込め方式では、非常に効率よくプラズマを閉じ込めることが出来ることが示されている[7]。この閉じ込め方

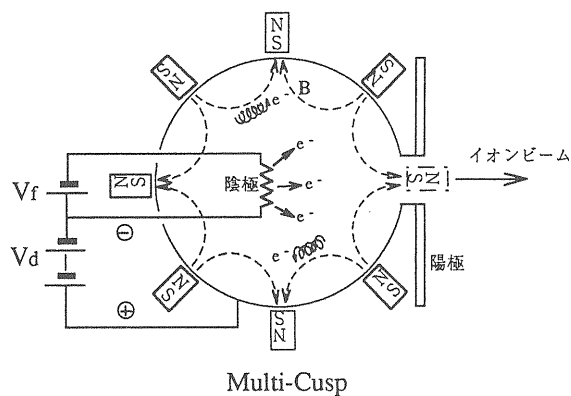


図3-5 マルチ・カスプイオン源

式によるマルチ・カスプイオン源を図3-5に示す。この方式は、ガス効率が非常に高いのでプラズマ容器のガス圧を低く抑えることができるので、高効率のプラズマ生成が可能である。特記すべきは、プラズマ容器の中心部の磁場強度がほとんどゼロであり、壁のごく近傍のみに強磁場領域があることである。そのために、磁場の影響を受けないで電離が行えるので、イオン生成の方法に大きな自由度がある。そのため、マルチカスプイオン源では、熱陰極放電、RF放電、マイクロ波放電などが行われている。また、負イオン生成に於いては、表面生成型負イオン源や体積生成型負水素イオン源に応用されている。

§ 3-2 正 (陽子) イオン源

正イオン源を構成するのに必要なものを挙げると、次の項目になる。

- 1) 電子源
- 2) 気体ガス
- 3) 加速管と分離された容器
- 4) 電磁場
- 5) 外へ取り出す機構

必要なイオン種の元素が気体分子や気体原子であるときには、稀薄気体中での電子衝撃電離によって、容易に1価の正イオンを生成できる。正イオン源の形式としては、デュオプラズマトロン型イオン源・バケット (マルチカスプ) 型イオン源・PIGイオン源・RFイオン源・ECRイオン源などがある。

図3-6に陽子加速器の初期に使用されたデュオプラズマトロン(Duoplasmatron)型イオン源を示す。このイオン源からは600mAの陽子ビーム (パルス運転モード: 20Hz, 20 μ sec) を取り出して、前段加速器の加速電圧750kVで加速していた。このイオン源は、1984年に負水素イオン源に置き換えられるまで約10年間使用された。デュオプラズマトロン型イオン源では、プラズマ生成室内の酸化物陰極から熱電子放射された電子が水素ガス分子と衝突することによって、電子衝撃電離が起こり、水素イオン (陽子) が生成される。酸

[7] R. Limpacher and K. R. MacKenzie, "Magnetic multipole containment of large uniform collisionless quiescent plasma", Rev. Sci. Instrum., 44, 726-731 (1973).

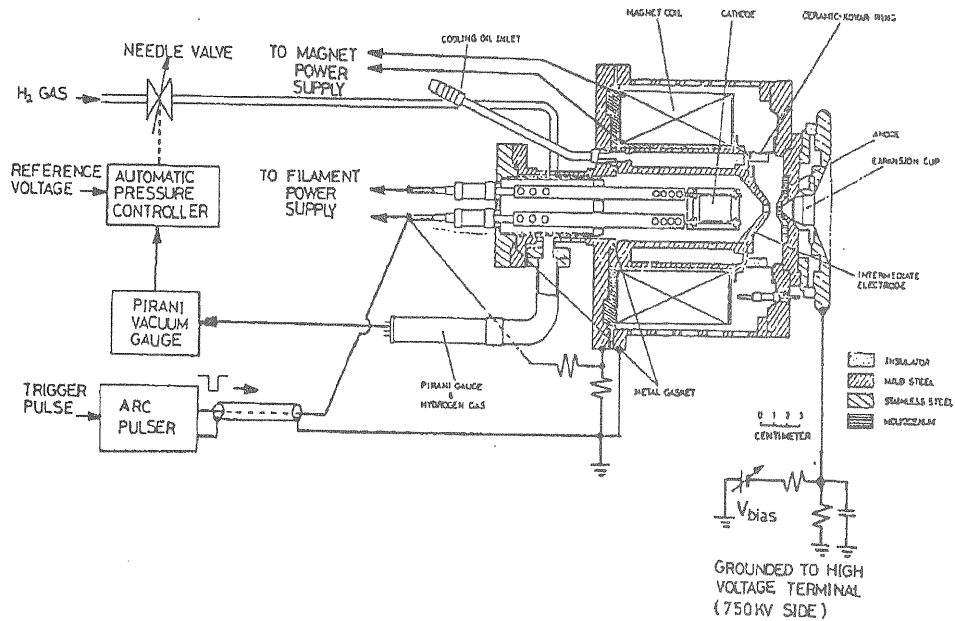


図3-6 KEK-12GeVシンクロトロンデュオプラズマトロンイオン源の概略 (1974-1984)

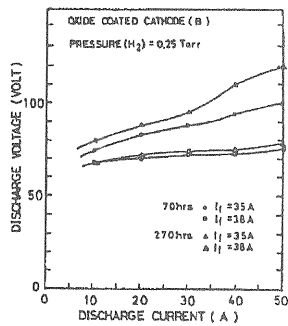
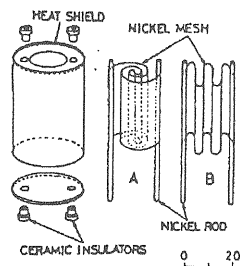


図3-7 酸化物塗布型ニッケルメッシュカソードの構造と放電特性

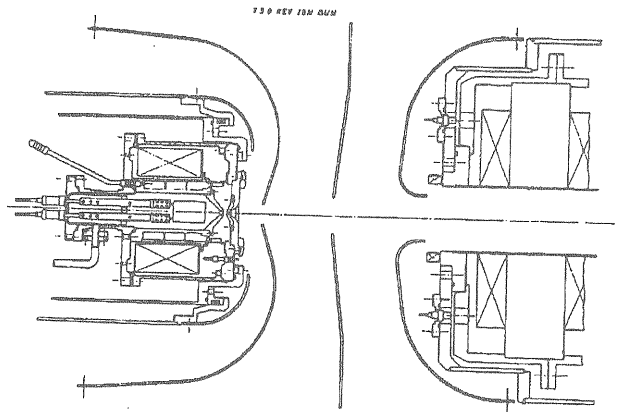


図3-8 イオン源と750kV加速電極の配置図

化物陰極の形状は、図3-7に示すようなものでニッケルメッシュに炭酸バリウムなどを塗布したものを使用した。この酸化物陰極は真空中で加熱する事によって炭酸バリウムが熱分解して酸化バリウムとなる。この処理行程を活性化という。このようにして活性化処理された酸化物陰極では50A以上のアーク放電電流が維持できた。

気体放電では、電離確率が最大になる電離電圧が存在するために、放電電圧が自動的に最適電離電圧付近に落ちつくように電流が流れる。このように気体放電では、定電圧特性を示すので、放電電源には必ず電流制限抵抗を付けるかまたは定電流モードでの運転が必要である。

プラズマ生成室でつくられたプラズマは、アノードと中間電極の間で磁気レンズによって絞られるため高密度のプラズマがアノード部分に生成

される。この高密度プラズマをアノード孔から真空中に噴射する事によって高輝度のイオンビームを生成する。また、アノード孔を出たところにプラズマ拡張室 (Expansion Cup) を設けることによって、適度なビーム直径を持ちかつ輝度が高い高強度のビームを生成できるように工夫されている。イオン源は加速管の中に埋め込まれるように取り付けられており、アノードから引き出された陽子ビームは直ちに750kVの加速電圧の掛かった加速電極によって加速される。このときイオン源全体が750kVの高電圧の電位になっている。750kVの加速電圧はコッククロフト・ウォルトン型高電圧発生装置によって供給されている。デュオプラズマトロンイオン源と加速管の電極配置図を図3-8に示す。左側のイオン源から出た陽子ビームが2ギャップの加速電極を通して加速され

右側の接地電極を通過し、接地電極のすぐ後ろの4極電磁石にはいる。加速管を出た陽子ビームはビーム収束用の4極電磁石を幾つか通過した後、次段の陽子リニアックに入射する。

§ 3-3 負(水素)イオン源

負イオン源には、荷電交換型と体積生成型および表面生成型がある。KEKで使用しているのは表面生成型のマルチカスプイオン源(BLAKE-I)である。図3-9に表面生成型のマルチカスプイオン源の構造および電気的結線を示す。強力な永久磁石を利用したカスプ磁場閉じこめの水素プラズマ中に、コンバーター電極を挿入してその表面にセシウムの金属蒸気を吹きかけてセシウムの半原子層をつくる。セシウムの半原子層によりコンバーター電極の仕事関数が低下して表面から逃げていく水素原子が電子を獲得する確率が増加すると負水素イオンの生成量が飛躍的に増加する。このようにして生成された負イオンをイオン源の外に取り出すことによって高強度の負水素イオンビームをつくる。電子親和力を持つ元素は負イオンになることが出来るので、このイオン源ではほとんどの金属元素の負イオンを生成できる。

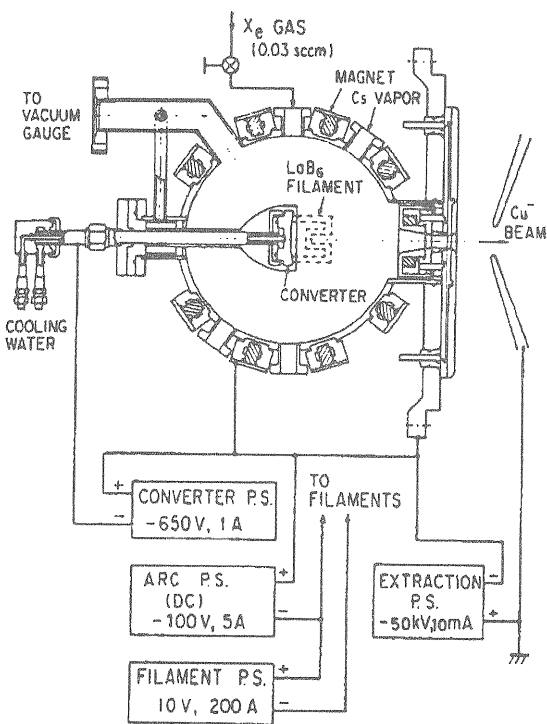


図3-9 表面生成型のマルチカスプ負イオン源と電気回路結線図

このイオン源からは、負水素イオンと同時に電子も負電荷であるために引き出されてしまう。この余計な電子ビームが存在すると加速電極などに電子が衝突したりして真空放電の原因となるので、このような電子はイオン源から出る前に取り除く必要がある。図3-10で示すように、イオン源の引き出し孔に永久磁石を埋め込むことによって、イオン源の引き出し孔から電子が飛び出す前に磁場によって曲げてしまうことにより電子成分のビームからの除去を実現している。

この電子除去磁石の効果は図3-11に示すようにが明確に現れている。図3-11のCM1は加速管を出た直後に設置されているビーム電流モニターの読みであり、加速管で加速された全ビーム電流を読んでいる。CM2は4台の4極電磁石を通過した後に設置されているビーム電流モニターの読みである。CM2でのビーム電流値は負水素イオンビームのみの電流値であると考えられる。電子除去磁石取り付け前には、CM1に大きなオフセット電流が見られたが、これはプラズマからの電子成分が含まれているためである。電子除去磁石取り付け後には、CM1にはオフセット成分は見られなくなり、CM2(負水素ビーム成分のみ)と同じような傾向を示している。

図3-12には、KEKで開発されたホウ化物陰極(LaB6フィラメント)の構造を示す。この陰極は2重らせんのフィラメント構造になってお

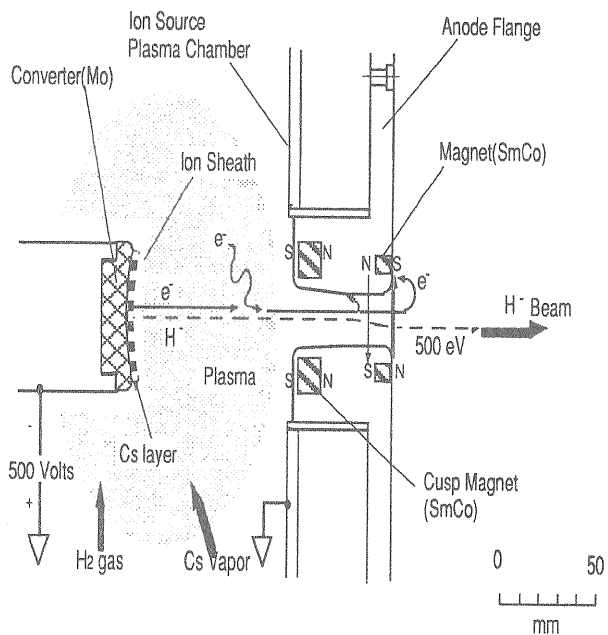


図3-10 負水素イオン源の電子除去磁石の配置

表 3-1 KEK12GeV-PSの表面生成型マルチカスプ負水素イオン源の運転パラメータ

Pulse width : 200 μ sec	Cs reservoir temperature : 120 $^{\circ}$ C
Pulse repetition rate : 20 Hz	H ₂ gas flow rate : 8 ccm
Arc current : 40 A	H ⁻ beam current : 20 mA
Arc voltage : 160 V	Filament current : 57 A
Converter voltage : 550 V	

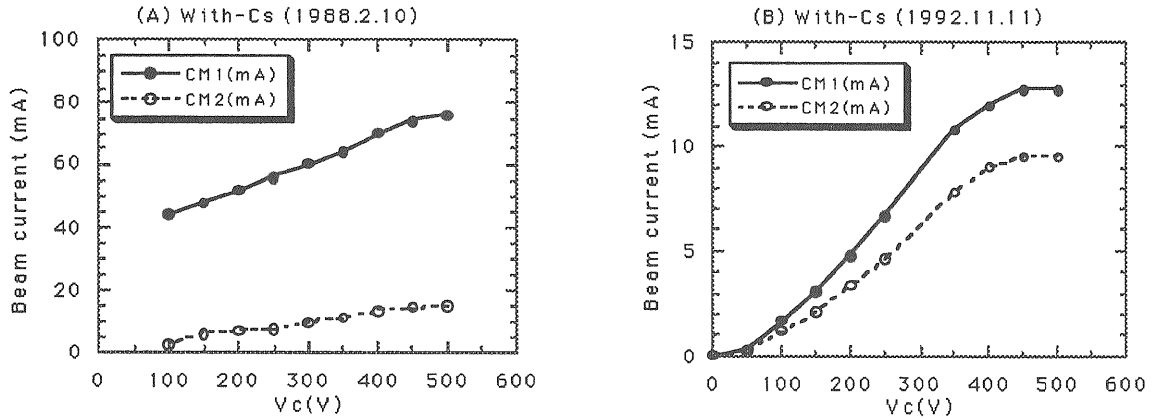


図 3-1-1 電子除去磁石の効果 (A) 電子除去磁石無し (B) 電子除去磁石有り

りフィラメントに流れる加熱電流が作る磁場を打ち消すように工夫されており、イオン源のプラズマ生成のための熱陰極放電に使用されている。このLaB₆フィラメントの寿命は、KEK12GeV-PSの負水素イオン源では5,000時間以上の実績がある。KEK12GeV-PSでの表面生成型マルチカスプ負水素イオン源の運転パラメータを表4-1に示す。

イオン源から直接に負イオンを引き出すようなイオン源の型式としては、次ぎのように分類さ

れるものがある。

- 1) 表面生成型マルチカスプ負イオン源
- 2) 体積生成型マルチカスプ負イオン源
- 3) マグネトロン型負イオン源
- 4) ペニング型負イオン源

これらの他に、オフセンターアノード孔を持つデュオプラズマトロン型イオン源からも負イオンビームが得られている。

体積生成型マルチカスプ負イオン源の構造は図3-1-3の様な形状であり、水素プラズマ中での負水素イオンの生成反応を利用しているイオン

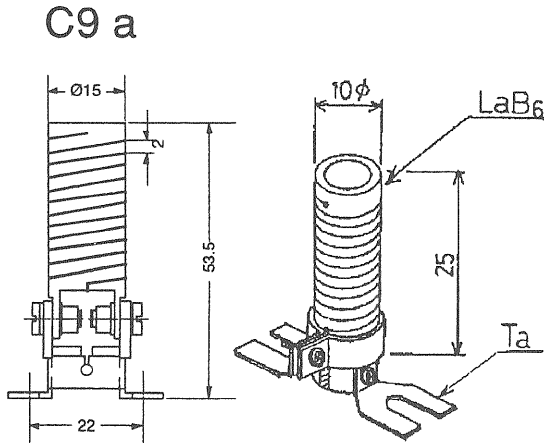


図 3-1-2 ホウ化物 (LaB₆) 陰極

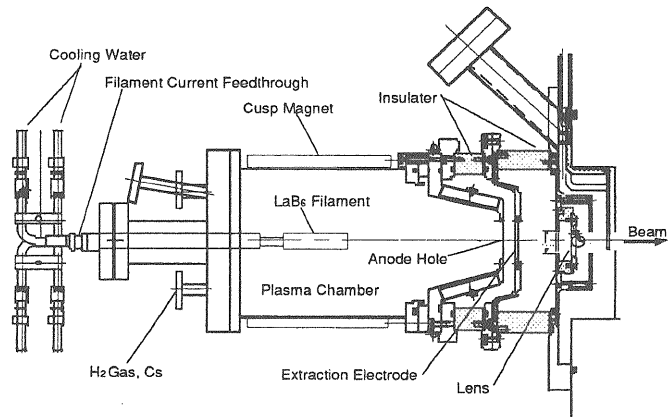


図 3-1-3 体積生成型マルチカスプ負水素イオン源

源である。ビームエミッタンスが小さい負水素イオン源として最近注目され、加速器や核融合などへの応用が期待されている。

図3-14は、マグネトロン型の負水素イオン源の構造図である。カソードとアノード間の間隔は1~2mmであり、その狭い空間で水素ガスとセシウム蒸気が混合したプラズマを発生させている。カソードは動作中には500℃にも上昇する。このイオン源は、まず、水素モードでアーク放電をつけた後にカソードとアノードとが高温になってからセシウム蒸気をを導入する。そうしないと、金属セシウムがアノード・カソード間をショートしてしまい放電が持続できなくなってしまう。そういう訳で、たとえばパルス動作運転に突然アークパルスが止まるようなことが起きるとイオン源はセシウムで埋まってしまい、電極を分解洗浄しないとふたたび再動作は不可能になる。また、アノードの温度が300℃近くに上昇するので、ガス流量の制御には、高温耐性のある自動車の燃料噴射弁を使ったパルスガスバルブを使用している。

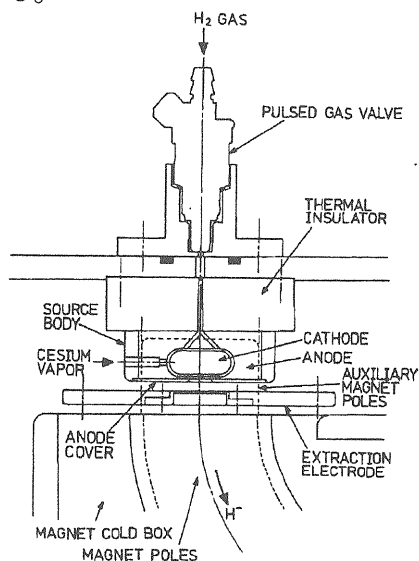


図3-14 マグネトロン型負水素イオン源

§ 3-4 その他のイオン源

多価イオン源：水素やヘリウムよりも重い元素は、原子から電子をはぎ取る度合いに応じて価電状態が変わり、多価イオンと成り得る。多価イオン源としては、ECRイオン源・EBISイオン源・PIGイオン源・カスプイオン源などがある。

図3-9の負水素イオン源 (BLAKE-I) は、コンバーター材を付け替えて、キセノンガス放電

CUSP NEGATIVE HEAVY ION SOURCE

species beam current(mA) target

Cu	10	Cu metal, spherical
Ni	6	Ni metal, spherical
Au	10	Au metal, spherical
C	3.4	C graphite, spherical
C ₂	4.6	C graphite, spherical
Fe	1.7	Fe metal, spherical
Pt	6.4	Pt metal, spherical
Ti	0.8	Ti metal, spherical
Ag	5.4	Ag metal, spherical
BO ₂	1.7	LaB ₆ , spherical
BO	2.8	LaB ₆ , spherical
Co	2.8	Co metal, spherical
Bi	0.13	Bi metal, spherical
Ta	1.4	Ta metal, spherical
Si	5.4	Si mono-crystal, spherical
P	0.86	GaP mono-crystal, flat
W	3	W metal, flat
Sn	2.6	Sn metal, spherical
In	0.12	In metal, spherical
Al	1.1	Al metal, spherical
V	0.7	V metal, spherical
Pd	6.8	Pd metal, spherical
Cr	0.2	Cr metal, spherical
As	0.67	GaAs monocystal, flat
As ₂	2.24	GaAs monocystal, flat

表3-2 BLAKE-IIで得られた負イオンビーム

によるプラズマ・スパッタリングを行うことにより、高強度の負重イオンビームの生成が得られている (BLAKE-II)。表3-2に得られた負イオンを示す。

BLAKE-IIを大型化したイオン源も製作され大強度100mAの負重イオンビームの生成が実証された。図3-15は大強度 (100mA) 負重イオン源 (BLAKE-III) の外観図である。このイオン源では、正の重イオンビームの数十mA得られている。

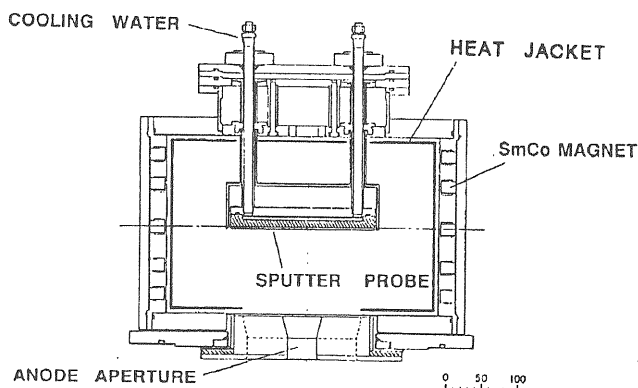


図3-15 大強度 (100mA) 負重イオン源 (BLAKE-III)

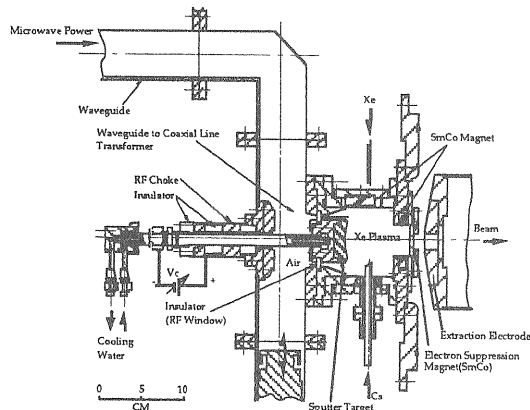


図3-16 マイクロ波ECR正/負両用イオン源の概略図(BLAKE-IV)

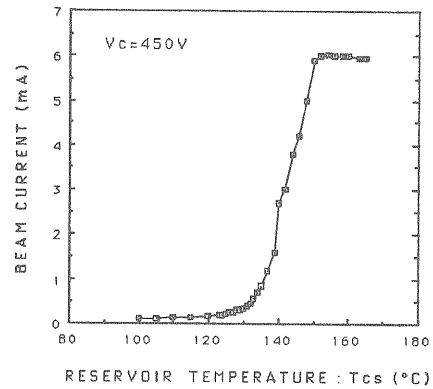


図3-17 マイクロ波ECRイオン源(BLAKE-IV)負イオンビーム (Cu) とセシウム炉温度と関係

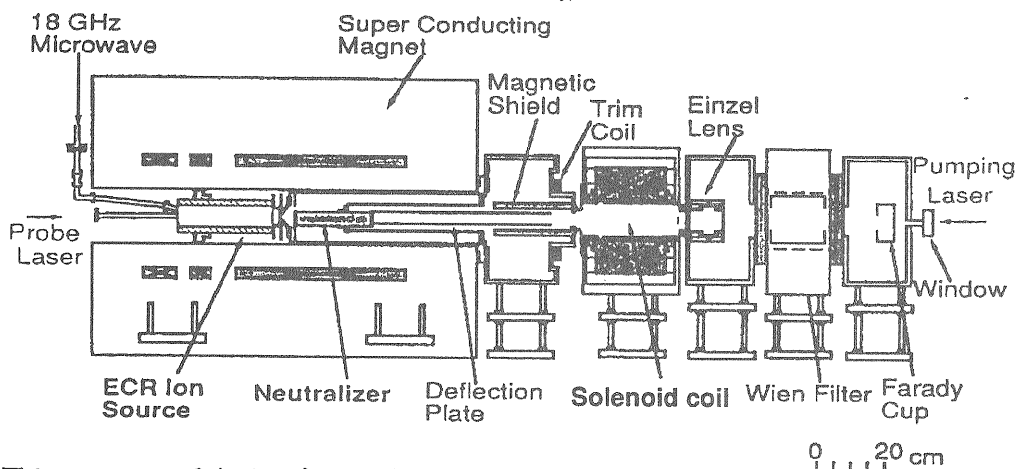


図3-18 2重光ポンピング型偏極イオン源概略図

図3-16は、本所で開発されたマイクロ波ECR正/負両用イオン源 (BLAKE-IV) である。2.45GHzのマイクロ波とカスプ磁場閉じ込めを用いており、プラズマパターニングを応用したイオン源であり、負イオンビームのみならず正イオンビームをも生成することができる。図3-17に、パルス動作 (150 μ sec, 10 \sim 20Hz) による銅の負イオン生成時のビーム強度とセシウム炉温度と関係とを示す。

偏極イオン源：原子核 (陽子や重陽子など) のスピンをそろえて核偏極したイオンビームを生成する。偏極イオン源は、正イオンや原子ビームを生成した後に電子偏極から核偏極への偏極度の移行が行われた後に、さらにイオン化を行うなど複雑なプロセスが含まれている。したがって、その機械的構造も複雑である。原子線型・ラムシフト型・光ポンピング型の偏極イオン源がある。高エネルギー物理学研究所では、世界に先駆けて光ポンピング型の偏極イオン源の開発を行い実用化を達成した。図3-18にKEKで開発された偏

極イオン源の概略図を示す。チタン・サファイアレーザー光 (波長：約790nm) を円偏光に変換して、円偏光レーザー光と金属ルビジウム蒸気中のルビジウム原子とが、超伝導電磁石によりつくられる軸上強磁場内で相互作用することによって、電子スピン偏極したルビジウム原子を生成する。この電子スピン偏極ルビジウム原子の蒸気と18GHzのマイクロ波ECRイオン源から引き出された重陽子ビームとを衝突させて電子スピンを重陽子の核スピんに移行させる。中性化セルの置かれた超伝導ソレノイドとイオン化セルの置かれた常伝導ソレノイドコイルとの間の磁場形状を反転磁場形状にしており、そこを電子スピン偏極した電子をもらって中性原子となった重水素原子が通過するときに電子偏極から核偏極へのスピンの転送がおこなわれる。イオン化セルでは、重水素原子に電子を付着させて負イオンに変換するために荷電交換反応をおこなう。最終的には、核スピン偏極の負重水素イオンビームを生成する。

第4章 イオン源関連技術

§4-1 加速電圧の安定化

イオン源からのビームを加速管で加速するときに、ビームが電荷を持ち去っていくので、高圧電源の電圧が低下する。加速電源の電圧変動は、直接的にビームエネルギーの変動につながるため、ビームローディングに対する補償を実施してビームエネルギーの変動を特にパルスビームのようなパルス電流負荷に対しての電圧安定化が必要である。しかし、数100マイクロ秒のパルス幅を持つビームローディングによる加速電圧の変動を電源単体で補正することは不可能である。

また、非常に長い数100ミリ秒幅のパルスビームであって、かつ電源の直流出力電流容量がビームのピーク電流値に対して余裕のある場合であっても、ビームの立ち上がり時の出力電流が急激に変化する時には、電源のフィードバックが働くまでの間に電源の出力電圧が急激に降下する。その後フィードバックが利いてきて電源の出力電圧が元の値に戻す動きをする。しかし、必ず、オーバーシュートがあるために、パルスの繰り返し度ごとに高圧電源の出力電圧は大きく変動したのとなっていしまい、いつまでも電圧の変動が収まらない状態になる。

他方、ビーム幅が比較的短い場合であっても、たとえば、パルス数100マイクロ秒幅のビームローディングに対しては、出力電圧の一時的降下が起こり加速電圧はビームパルス内で降下方向に変動するのみであり、フィードバックは間に合わない。パルス幅の短いビームの場合には、電源から出ていく電荷量が少ないために、ビームパルスの終了直後にすみやかに加速電圧はフィードバックによって元の値に戻るため、平均的には安定化されているように見えるが、実際のビームが受ける加速電圧の安定化は到底望めない。

以上述べた様なパルスのビーム負荷に対する加速電圧の安定化を満たすためには、次に述べる(1)および(2)の特別な補償回路が必要である。

(1) 平滑コンデンサーによる電圧変動の低減

パルスビームによるビームローディングでの加速電圧変動を抑えるためには、高電圧装置と加速管との間を高抵抗値の高耐電圧抵抗（高圧抵

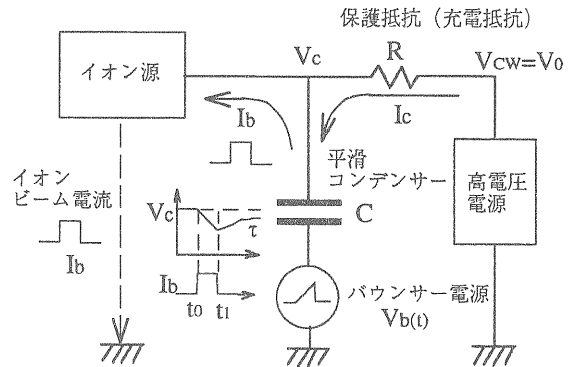


図4-1 ビームローディングの補償回路

抗) でつなぎ加速管側に平滑コンデンサーを設置してビームローディングによる電圧降下を抑える。高圧電源とイオン源高圧部との間の高圧抵抗の役割は、負荷変動の影響が直接高圧電源に及ばないようにするものである。この高圧抵抗は平滑コンデンサーに対しての充電抵抗である。高電圧電源と平滑コンデンサーおよびイオン源との関係を図4-1に示す。ここでは、一応、加速電位の極性は正電性と仮定している。

充電抵抗の値は、通常は平滑コンデンサーとの時定数 $\tau = RC$ がパルスの繰り返し周期よりも短くなるように選ぶ。平滑コンデンサーの値は、矩形ビーム電流によるビームローディングでの平滑コンデンサーの端子電圧降下分がビーム加速電圧の変動幅の許容値以内になるように選ぶ。電源の最大許容出力電流は、パルス負荷の場合には特に、ビーム電流の平均値よりも十分大きいものを選ぶ必要がある。

(2) バウンサー電源による電圧補償

ビーム電流の尖頭値が高くまたビームパルス幅が比較的長いく、かつ繰り返し周期が短いような高デューティのビームローディングに対しては、(1)の方法のみでは、平滑コンデンサーの容量が非現実的に大きくなってしまふので、その代わりにバウンサー電源による電圧補償を行う。

その場合には、平滑コンデンサーの容量は小さく抑え、平滑コンデンサーの地上端にパルス電源（または応答の速い高圧電源）を直列に接続して、ビームローディングによる平滑コンデンサーの端子電圧降下分に対抗するような三角波形状のパルス状電圧を出力させて、平滑コンデンサーの端子電圧降下分を打ち消すように電圧を持ち上げてやると、平滑コンデンサーの端子電圧そのものを直接には補償はできないが、イオン源の高電位

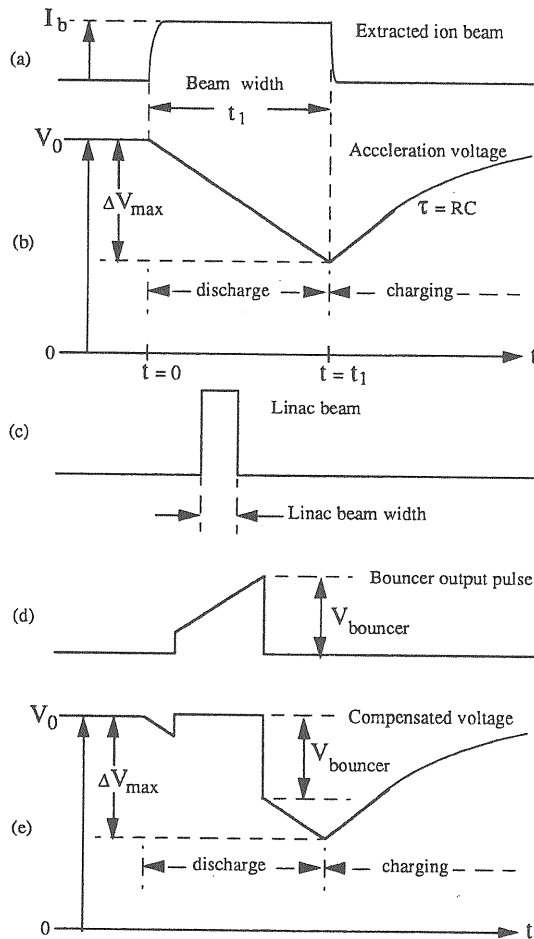


図4-2 バウンサーの働きの説明図

の降下に対しては全体として補償したことになる。これが、バウンサー電源による加速電圧のビームローディング補償の原理である。これを、図4-1および図4-2で説明する。図4-1の平滑コンデンサーは、あらかじめ正規の加速電圧 V_0 充電されているとする。平滑コンデンサーはイオン源に直接接続されている。このコンデンサーの端子電圧は、図4-2(a)のように一定強度のビームパルスがイオン源から引き出されると、加速電圧を供給しているコンデンサーの端子電圧は、図4-2(b)のように直線的に低下していく。リニアックに送り込まれるビームパルス幅は、図4-2(c)のようにイオン源のビーム幅のうちの一部だけをチョップして使用する。したがって、リニアックビームがある時間幅の間だけに電圧補償ができればよい。

ビーム電流が持ち去る電荷量 ΔQ は、ビームが持続している時間を t とすると、次式で表される。

$$\Delta Q = I_b \cdot t \quad (4-1)$$

平滑コンデンサーに蓄積されている電荷量は Q は、初期電荷量が Q_0 であるとする、

$$Q = Q_0 - I_b \cdot t = Q_0 - \Delta Q \quad (4-2)$$

となるので、平滑コンデンサーの端子電圧すなわち加速電圧 V は、

$$V = \frac{Q}{C} = V_0 - \frac{I_b \cdot t}{C} = V_0 - \Delta V \quad (4-3)$$

となる。ここで、 V_0 は初期電圧である。

ここで、イオン源のビーム幅を t_1 とすると、

$t = t_1$ で、電圧降下 ΔV は最大値 ΔV_{\max} となる。

$$\Delta V_{\max} = \frac{I_b \cdot t_1}{C} \quad (4-4)$$

このようなビーム電流によって引き起こされる電圧降下のことを、ビームローディングによる電圧降下という。ビーム電流100mA、イオン源ビーム幅500 μ sec、 $C=1000$ pFとすると $\Delta V_{\max} = 50$ kVにもなってしまう。 $C=0.1 \mu$ Fにすると $\Delta V_{\max} = 500$ Vとなり、この程度だと、 V_0 が数十kVの電圧の場合には平滑コンデンサーの容量を増やすことでビームローディングを押し返すことが可能であると思われるが、数百kVの電圧の場合には、大きな容量のコンデンサーを用意することが困難であることと大きな静電容量では蓄積エネルギーが大きくなりすぎる。蓄積エネルギーが大きいと放電時の周辺へのダメージが大きくなる。したがって、特に数百kVの加速電圧でのビームローディングに対する電圧補償は平滑コンデンサーの静電容量を増やすことなく行う必要がある。そこで、電圧降下を補償する特別な方法として、バウンサーとよばれる高電圧パルス電源を図4-1に示す用に平滑コンデンサーと直列に接続することが行われている。

図4-2(b)の電圧降下と逆傾斜を持つバウンサー出力パルス電圧波形図5-2(d)とを重ね合わせると、図4-2(e)のように必要な時刻のところに電圧補償を施すことができる。

実際の750kVにおけるビームローディング補償の例を図4-3に示す。バウンサーのよる加速電圧の持ち上げがなければ、ビームが持ち去る電荷によって加速管に掛かる加速電圧が時間と共に、この写真の最初のスロープを保持して低下していくはずのものが、これに対して逆のスロープを

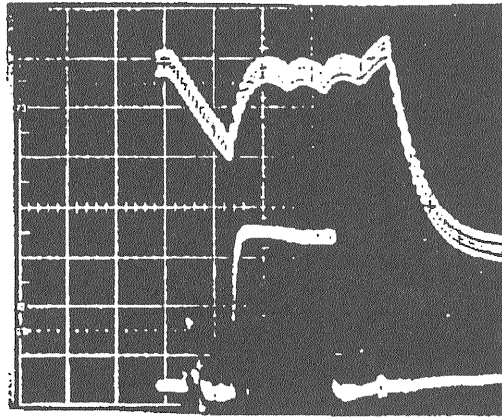


図4-3 バウンサーによる加速電圧の補償
上：加速電圧の変化 (2kV/div.)
下：リニアックビーム波形 (2mA/div.)
時間軸：50 μsec/div.

持つ電圧をバウンサー電源から出力すると、図4-3のように平坦部が形成され、必要なビーム幅のところだけに電圧補償を行うことができる。ここで、重要な点は、バウンサーでは平滑コンデンサーへの充電を行っているわけではないことである。また、当然であるが、加速電源の正/負の極性を反転させた場合には、バウンサーの出力極性も反転したものが必要になる。正極性の加速電位に対しては、正極性出力のバウンサー電源が必要であり、負極性の加速電位に対しては、負極性出力のバウンサーとなる。

ここで、このバウンサーの働きをさらに良く理解するために、もう少し違った視点から考えてみよう。

視点(1)：平滑コンデンサーはバウンサー電源に対してカップリング・コンデンサーとして働き、電圧変動分 ($-\Delta V$) を打ち消すためのバウンサー出力電圧 (ΔV) 成分のみを通過させる。

視点(2)：電圧補償がなされた状態での平滑コンデンサーCにおける時刻 t_1 での蓄積電荷 Q_1 と加速電圧 V_0 との単純割り算を実効容量 C_1 と考えると、

$$C_1 = \frac{Q_1}{V_0} = (Q_0 - \Delta Q_1) \cdot \frac{1}{V_0} = C - \Delta C_1 \quad (4-5)$$

ここで、 ΔC_1 は、

$$\Delta C_1 = \frac{\Delta Q_1}{V_0} = \frac{I_b \cdot t}{V_0} \quad (4-6)$$

となり、見かけ上静電容量Cが ΔC_1 だけ減少しているように見える。静電容量の減少分 ΔC_1 は

流出した電荷の総量に比例している。 $V = Q/C$ であるから静電容量を減少する事によって電圧Vの補償を実行しているとみることもできる。これは、コンデンサーを逆充電していることに他ならない。

§ 4-2 ビーム制御の方法

加速器では、加速ビームのON/OFFや入射ビームパルス数などは、実験ユーザーの要求や加速器の運転モードによって頻繁に変更が行われる。その実際の制御がどのように行われているかを、図4-4のKEK-12GeV PSにおけるイオン源ビーム制御系統図によって説明する。非常に重要な制御は、安全に対するビーム制御である。

エマージェンシー(EMERGENCY)時にはイオン源のアークトリガーパルス(ARC FREE)を遮断して、イオン源のアーク電源(ARC PULSER)の出力を止めてビームを止めるようになっている。それと同時に、物理的にビームを遮断するビームシャッター(BEAM SHUTTER)がリニアックへの入射ビームライン(LEBT)に設置されており、これが働いてビームを止めると共に、リニアック入口を真空ゲートバルブ(V-2)で遮断して物理的・真空的にイオン源を加速器から切り離すようになっている。

通常のビームON/OFF操作は、加速器中央制御室の制御卓上でビームスイッチ(BEAM SW)のON/OFFによって行われる。ビームスイッチ(BEAM SW)のON/OFF操作によって、ビームシャッター(BEAM SHUTTER)が開閉されると共にビームチョッパー(CHOPPER)により静電的に偏向を行いビームの入り切りをする。

加速器トンネル内に入室する際には、イオン源のアークトリガー(ARC FREE)を停止しない以外はエマージェンシー時と同じ状態にしないと入室できない。リニアックのRF電力出力は、RFトリガーパルス(LINACRF)にビーム停止時にはパルス遅延(Delay 600 μsec)を加えることによりビームタイミングとの時間をずらし、万が一にビームがリニアックに入射された場合があったとしても、ビームが加速しないようにしている。これらのビーム制御シーケンス関係を表4-1に示す。

加速器へ供給するビームパルスの数とビーム幅は、低エネルギービームトランスポート(LEBT)によるリニアックビーム入射ライン内に設置され

表4-1 イオン源・前段加速器のビーム制御シーケンス

	BEAM SHUTTER	GATE VALVE V-2	ARC FREE (ARC PULSER)	CHOPPER (BEAM STOP)	LINAC RF DELAY(600 μ sec)
EMERGENCY	×	×	×	○	○
PERSONAL KEY	×	×	○	○	○
BEAM SW OFF	×	○	○	○	○
BEAM SW ON	○	○	○	×	×

○ : ON, OPEN ; × : OFF, CLOSE

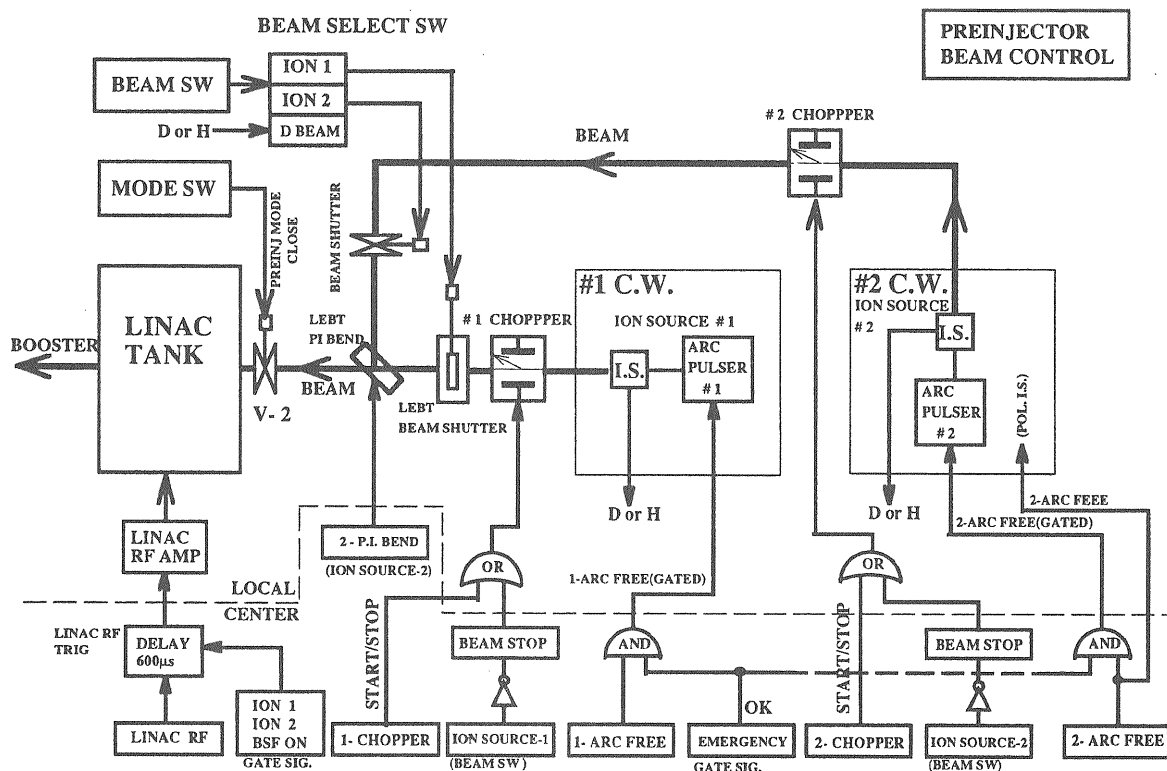
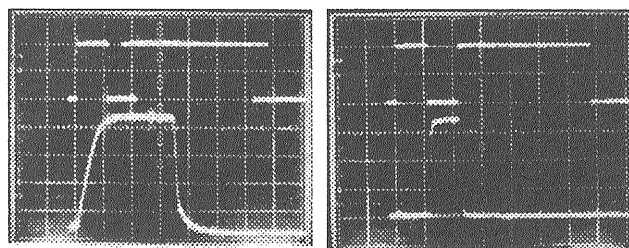


図4-4 イオン源・前段加速器・リニアックのビーム制御系統図

た静電偏向型のビームチョッパー電極によって、制御されている。KEK-12GeV PS の500MeVブラスターシンクロトロンは20Hzで運転されている。また、イオン源のビーム幅もシンクロトロンに必要なビーム幅よりも大きな値180~240 μ secの間で運転されている。図4-5で示すように、ビームチョッパーのON/OFFによってリニアックのビーム幅が設定される。通常はビームチョッパーはON (BEAM STOP) のままになっていて、ビームはリニアックへは入射されない。ビームのパルス数が選択されたのちに、ビームスイッチがONされると、必要なビーム幅だけチョッパー出力がOFFになってリニアックにビームが入射される。



横軸：50 μ sec/div.

横軸：50 μ sec/div.

上：チョッパー出力ON/OFF信号 上：チョッパー出力ON/OFF信号
下：加速管からの750keVビーム 下：リニアック入射ビーム

(a)

(b)

図4-5 ビームチョッパーによるリニアックビームの制御；(a) イオン源ビーム、(b) リニアック入射ビーム

§ 4-3 高速ビームチョッピング法

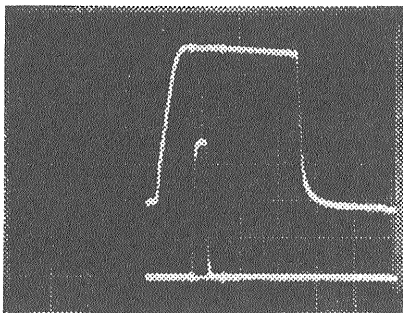
高速ビームチョッピング法の加速器への応用としては、

- (1) bunch to bucket 方式によるシンクロトロンへの入射ビーム損失の改善およびRFバケットマッチングによるビーム性能の向上。
- (2) RFバケットへのパインティング法によりシンクロトロンのビームのlongitudinal方向エミッタンスの制御。
- (3) 加速器への入射時にすでにrf加速高周波成分を持ったビームとして観測できるので、入射時のビーム計測手段。

などがあげられる。

通常の運転では、イオン源からビームをリニアックに入射する際に、必要なパルス幅にパルス成形を行っている。パルス成形は通常静電偏向によってイオン源からのビームの前後を切り落とす。図4-6のようにリニアック用のビーム幅が得られている。このすでに短く成形されたビームパルスを、さらに細かく切り刻むのが高速チョッピング法である。

高速チョップH⁻ビームを作る方法は幾つか試みられている。図4-7の模式図で示すように低エネルギービームラインを行う方法とイオン源自体で行う方法とがある。イオン源において高速



上：イオン源ビーム(20mA, 200 μ sec幅)
下：リニアック入射ビーム(18mA, 20 μ sec幅)

図4-6 イオン源ビームの成形

シンクロトロンRF加速バケットに同期してチョップされたパルスビーム

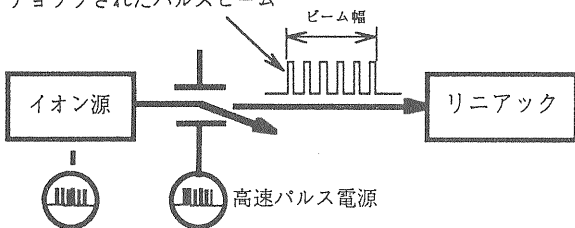


図4-7 イオン源ビームの高速ビームチョッピング

チョップH⁻ビームを生成するのが最も理想的な方法である。いままでに、

- (1) 低エネルギーのH⁻ビームをPFN型チョッパー電極を用いる方法[8]
- (2) PIG型H⁻イオン源のCollar電極にパルス電を印荷する方法[9]
- (3) 体積生成型H⁻イオン源のプラズマ電極をパルス電圧で変調する方法[10]
- (4) 表面生成型H⁻イオン源のコンバータ電極をパルス変調する方法[11]

などが試みられている。

高エネルギー物理学研究所の陽子加速器では表面生成型H⁻イオン源が用いられており、この表面生成型H⁻イオン源のコンバータ電極を

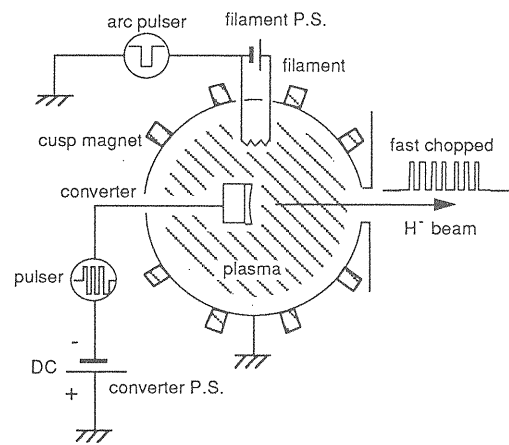


図4-8 表面生成型負水素イオン源による高速(RF)チョッピング概念図

[8] J.M. Brennan, L. Ahrens, J. Alessi, J. Brodowski, J. Kats, W. van Asselt; "A Fast Chopper for Programmed Population of the Longitudinal Phase Space of the AGS", Proc. of the 1989 IEEE Particle Accelerator Conference, Chicago. p.1154.

[9] H. V. Smith, Jr., P. Allison, J. D. Schneider, and J. E. Stelzer; "Experimental Study of A Simple Method to Chop Penning SPS H⁻ Beams", Proc. of the 17th Int'l Linac Conference, Tsukuba, Japan 1994. p.393.

[10] R. L. York, D. Tupa, D. R. Swenson, and R. Damjanovich; "Volume H- Ion Source Development at LAMPF", Proc. of the 1993 IEEE Particle Accelerator Conference, Washington. p. 3175.

[11] K. Shinto, A. Takagi, M. Kinsho, K. Ikegami, Z. Igarashi, S. Machida, M. Yoshii, Y. Mori; "Radio Frequency Beam chopping in a Surface-Plasma-Type Negative-Ion Source", Review of Scientific Instruments, Vol. 67, No. 2 (1996) pp. 1048-1050.

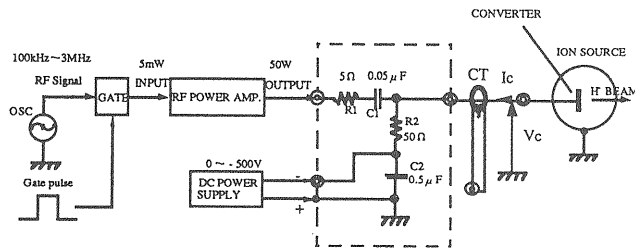


図4-9 コンバーター電極の高電圧RF変調の
為の電圧重畳回路の構成

パルス変調する方法を開発した。その方法は、図4-8の概念図で示される。表面生成型H⁻イオン源のコンバーター電極は負バイアス電圧で運転されているので、この直流負電圧に対して高速パルス高電圧を重畳させる事によって(図4-9)、H⁻生成効率を時間的に変化させてH⁻ビームを効率よく高速チョップする。この場合、コンバーター電極表面のイオンシースの電位差を強制振動的に変調をする事になるのでイオン・プラズマ周波数は変調周波数よりも充分高くなければならず、イオンシースの時間応答の上限はイオン・プラズマ周波数によって決まると予想される。コンバーター電極に加えられる電圧は負極性であるので、プラズマはイオンシースによってコンバーターに対してシールドされている。加えられた電圧の周波数がイオンプラズマ周波数より高くなるとイオンシースによるシールド効果は壊れる。イオンプラズマ周波数は次式で与えられる。

$$\omega_{pi} = \left(\frac{Z^2 e^2 n_i}{\epsilon_0 m_i} \right)^{1/2}$$

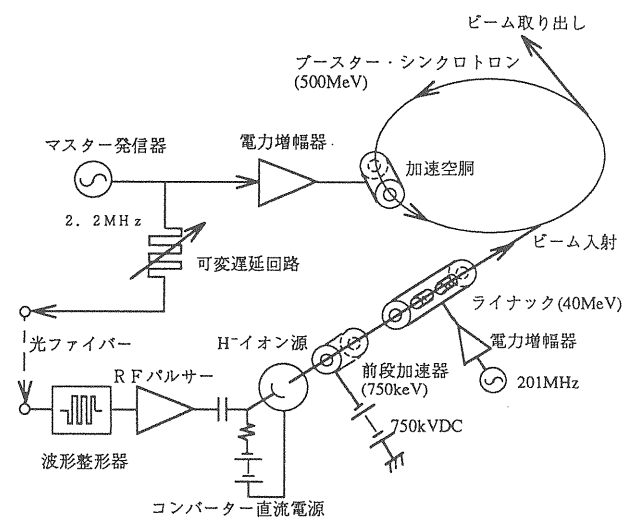
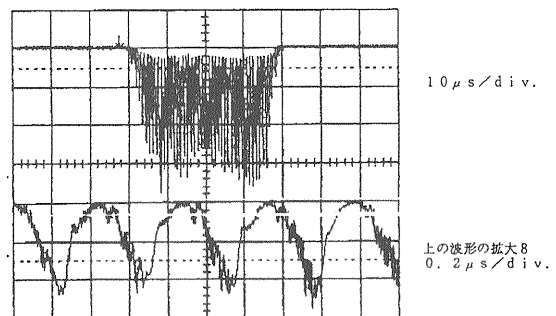


図4-10 ブースターシンクロトロンと
イオン源との制御系統概略図

ここで、 n_i はイオン密度、 m_i はイオン質量、 Z はイオンの価電数である。 $n_i=1 \times 10^{12}(\text{cm}^{-3})$ とし、プラズマイオンをH⁺のみとすると、

$$f_{pi} = \frac{\omega_{pi}}{2\pi} = 210 \text{ (MHz)}$$

シンクロトロン of the beam incident RF of the synchrotron is in the MHz range. (KEK booster synchrotron is about 2MHz) The accumulated ion plasma frequency is higher than the RF frequency. Therefore, it is possible to add a high-speed pulse voltage to the converter electrode, and high-speed beam chopping is possible in the ion source. The beam injection is shown in Fig. 4-10. Fig. 4-11 shows the RF chopped beam observed with a Faraday cup. The chopped beam width is 220nsec, which is almost a rectangular pulse. The chopped beam waveform is distorted because of the residual field. Fig. 12 shows the relationship between the delay time of the high-speed chopped beam and the acceleration beam intensity when applied to the synchrotron injection.



ライナックビーム波形 (200MHz成分カット)

図4-11 40MeV LINAC beam line Faraday Cupにより観測されたH⁻イオンビーム

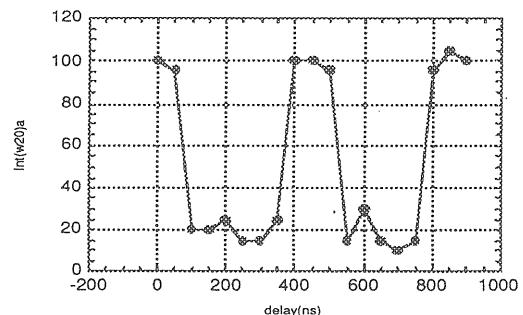


図4-12 入射ビーム捕獲と高速チョップビームの遅延時間との関係
(ビームチョップ幅: 220nsec) 縦軸: ブースタービーム強度 (相対値)、横軸: 遅延時間

第5章 大強度負水素イオン源

§5-1 大強度陽子加速器のイオン源

大型ハドロン計画における大強度陽子加速器のパラメータを、付録1に示す。加速器の構成としては、3GeVブースターへの入射器としての200MeVリニアックとその前段加速器としての3MeVのRFQとが入射器として加り、次の4つの加速器の結合で構成されている。

- 1) 3MeV-RFQ
- 2) 200 MeV- Linac
- 3) 3 GeV-Booster
- 4) 50 GeV-Main Ring

3GeVブースター・リングでは、負水素イオンビームの荷電交換多重入射方式によって、大電流の陽子ビーム加速が行われる。

負水素イオンビームは、イオン源において生成され、3MeV-RFQによって予備加速が行われた後に200MeVリニアックに入射される。200MeVまで加速された負水素イオンビーム (H⁻ビーム) は、次段の3GeVブースターに入射される。

大強度陽子加速器の負水素イオン源に要求されている性能を表5-1に示す。3GeVブースター・シンクロトロンは繰り返し周波数25Hzで運転されるので、イオン源、RFQ、リニアックは25Hzの繰り返しのパルスモードで運転される。ブースターの繰り返し周波数が50Hzまで増加された場合にも対応できるように設計されなければならない。

図5-1に大型強度陽子加速器のためのRFQビーム加速テストベンチでの試験運転中の体積生

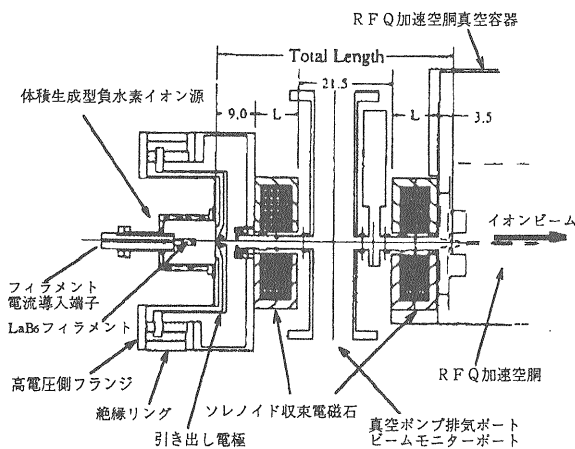


図5-1 大型強度陽子加速器用体積生成型負水素イオン源

表5-1 大強度負イオン源に要求される性能

イオン源の型式	体積生成型
ビーム強度	40 mA
ビームパルス幅	400 μs
繰り返し周波数	25 Hz (50Hz)
ビームエネルギー	50 keV
規格化エミッタンス(90%)	1.5 π mm mrad (4rms)

成型H⁻イオン源の外観図である。現在、イオン源とRFQ間の輸送系の最適化が研究されており、最適化された輸送系の実証試験として、実際のRFQへのビーム入射試験が行われている[12]。イオン源から出たH⁻イオンビームは、直流高電圧で50keVに加速されてRFQ (Radio Frequency Quadrupole) 加速器で3MeVまで加速される。RFQ加速器の全長は2.7mで空洞共振周波数は432MHzであり、イオン源-RFQのシステムで次段のDTL (Drift Tube Linic) への前段入射器を構成する[13]。

イオン源は、LaB6フィラメントによる熱陰極放電によって高密度のプラズマを発生させる。LaB6フィラメントの採用によってイオン源の長寿命化が期待される。イオン源はパルスモードで運転される。イオン源のアーク放電パルス幅は最大700 μsec、パルスの繰り返しは最大50Hzである。アーク電流最大300Aでピーク・アーク放電電力120kWが可能である。加速電圧は最大60kVでまで印可できる。イオン源のプラズマ電極引き出し孔の直径は7mmである。また、H⁻イオンの収量を増加させるために、少量のセシウム蒸気を導入することが出来るようにセシウム・リザーバーが取り付けられるようになっている。

[12] S. Fujimura, A. Ueno and Y. Yamazaki, "The effect of the aberration on the emittance growth revealed in design study of LEBT using magnetic lens for the JHPRFQ", Proceedings of the 10th Symposium on Accelerator Science and Technology, Oct. 25-27, 1995, Hitachinaka, JAERI-Conf 95-021, p. 254-256 (1995).

[13] A. Ueno et al., "First operation of a 432-MHz, 3-MeV RFQ satbilized with PISLs", Proceedings of the 1994 International Linac Conference, Aug. 21-26, 1994, Tsukuba, KEK, p. 166-168 (1994).

表 5-2 現在稼働中の大強度加速器に於ける負水素イオン源動作パラメータ一覧[14]

イオン源形式 施設名称	ピークビーム電流 (mA)	引き出し電圧 (kV)	アークパルス幅 (ms)	ビームパルス幅 (ms)	繰り返し (Hz)	デューティ (%)	ϵ norm (π mm mrad)
Penning RAL-ISIS	35	18	0.5	0.25	50	2.5	3.0 / 2.0 (90%) (x) (y)
Magnetron FNAL-Tevatron[15]	50	18	0.7	0.06	15	0.1	0.8/1.5 (90%) (x) (y) at 750keV
Magnetron BNL-AGS	70-100	35	0.7	0.65	5	0.35	1.2 (90%)
Magnetron DESY-HERA[16]	60	18	0.075		1/6		(x)1.12 (4rms) (1.35/90%) (y)1.0 (4rms) (0.81/90%)
Surface LANL-LAMPF	20	80	1		120	12	0.8 (90%)
Surface KEK-PS[17]	30	750	0.2	0.03	20	0.4	(x)2.0(4rms) (y)1.6(4rms)
Volume(W-filament) TRIUMF-TR30[18]	15	28	dc	--	--	100	0.66 (4rms)

[14] Jose R. Alonso, "High-current negative-ion sources for pulsed spallation neutron sources: LBNL Workshop, October 1994", Rev. Sci. Instrum. 67, 1308-1313 (1996).

[15] Catalogue of High Energy Accelerators, XVth International Conference on High Energy Accelerators, HEACC'92 (Hamburg, Germany) November 1992.

[16] J. Peters, "The status of Deutsche Elektronen-Synchrotron H^- sources", Rev. Sci. Instrum. 67, 1045-1047 (1996).

[17] KEK-PS log-book (Z. Igarashi and M. Yoshii)

[18] T. Kuo, D. Yuan, K. Jayanama, M. McDonald, R. Baartman, P. Schmor, and G. Dutto, "On the development of a 15 mA direct current H^- multicusp source", Rev. Sci. Instrum. 67, 1314-1316 (1996).

§ 5-2 大強度負水素イオン源の性能比較

現在世界中の高エネルギー陽子加速器で稼働中の負水素イオン源の例をを表 6-2 に掲げる。大強度陽子加速器では、従来の陽子ビームの多重入射方式から H^- イオンビームによるシンクロトロンへの荷電交換多重入射方式に変更されてきており、これから建設の計画案が出されている大強度陽子加速器にはほぼ例外なく、負水素イオン源が採用されている。表 5-2 でみるとマグネトロン

(Magnetron) 型の負水素イオン源が広く使用されているが、デューティが高い運転にはあまり向かない構造である。表面生成 (Surface) 型は、構造的に高デューティの運転に向いており、また、大強度の H^- イオンビームを取り出すことも可能である。PIG (Penning) 型、マグネトロン型表面生成型はいずれも金属セシウム蒸気を使用している。体積生成型 (Volume) は、セシウム無し

[19] K. N. Leung et al., "rf driven multicusp H^- ion source", Rev. Sci. Instrum. 62, 100-104 (1991).

表5-3 開発されている体積生成型負水素イオン源の一覧[14]

イオン源形式 施設名称	ピークビーム電流 (mA)	引き出し電圧 (kV)	アークパルス幅 (ms)	繰り返し (Hz)	デューティ (%)	電子対H ⁻ イオン e/H ⁻	ϵ norm (π mm mtad)
Volume: Toroidal BNL	50 (max)		1.5				0.3(90%)
Volume: Toroidal LANL	18 8	80 80	0.8 0.8	120 120	10 10	~2 ~2	Not meas 0.3(90%)
Volume: RF LBL	40					~10	0.6(90%)
Volume: RF Grumman	80 56	35 35	0.3 1	10 10	0.3 1	~10 ~10	Not meas 0.6(90%)
Volume: RF SSC	60-109	35	0.1	10	0.1	10-2	0.6(90%)
Volume: RF DESY-HERA[20]	16	18	0.1	1	0.01	50	(x)0.56 (4rms) (0.69/90%) (y)0.52 (4rms) (0.5/90%) (12mA beam)
Volume: LaB ₆ -filament KEK[21]	12 20	30-40 30-40	0.5 0.5			~8	1(90%) Not meas

[14] Jose R. Alonso, "High-current negative-ion sources for pulsed spallation neutron sources: LBNL Workshop, October 1994", Rev. Sci. Instrum. 67, 1308-1313 (1996).

[20] J. Peters, "The status of Deutsche Elektronen-Synchrotron H⁻ sources", Rev. Sci. Instrum. 67, 1045-1047 (1996).

[21] Y. Mori, T. Okuyama, A. Takagi and D. Yuan, "Development of the KEK volume H⁻ ion source", Nucl. Instrum. Methods A301, 1-8 (1991).

でもかなりのビーム強度が得られ、ビームエミッタンスの小さい高輝度のH⁻イオンビームが実現可能なために、最近では多くのところで研究開発が進んでいる。表5-3は各種の体積生成型負水素イオン源の特性一覧表である。アーク放電の方式は、タングステン (W) フィラメントやLaB₆フィラメントなどによる熱陰極放電が主流であったが、最近では高周波 (RF) 誘導コイルをイオン源内に挿入してRF誘導加熱で放電を持続させる方式が開発されてきている[19]。この方式では、最初の放電の点弧のための補助フィラメントが必要である。体積生成型負水素イオン源では、プラズマ電極の近傍にフィルター磁場を設ける必要がある

が、従来のプラズマ内挿入型または外付けのロッド状の永久磁石によるものに対して、最近に開発された方式としてトロイダル状磁場によりフィルター磁場を形成させる方式がある[22][23]。

[22] J. G. Alessi and K. Prelec, "The BNL toroidal volume H⁻ source", Conference Record of the 1991 IEEE Particle Accelerator Conference, May 6-9, 1991, San Francisco, BNL-45445, p.1913-1915 (1991).

[23] R. L. York, D. Tupa, D. R. Swemson and R. Damjanovich, "Volume H⁻ ion source development at LAMPF", *ibid.*, p.3175-3177 (1991).

付録 1

大強度陽子加速器のパラメータ*

加速パラメータ

3GeVブースター (繰り返し25Hz)

ハーモニック数 4
周波数 2.00 - 3.43 MHz
電圧 400 kV
(繰り返し50Hzの時800kV)

50GeVメインリング (繰り返し0.3Hz)

ハーモニック数 17
周波数 3.43 - 3.53 MHz
電圧 300 kV

ビーム強度

リニアック (繰り返し25Hz)

ピーク電流 20 mA without chopping
40 mA with chopping
パルス幅 400 μ s (200ターン入射)

3GeVブースター (繰り返し25Hz)

粒子数 5×10^{13} ppp
ピーク電流 4 - 7 A
平均電流 200 μ A

50GeVメインリング (繰り返し0.3Hz)

粒子数 2×10^{14} ppp
ピーク電流 6.4 - 6.6 A
平均電流 9.6 μ A

エミッタンス

(normalized 100%) (unnormalized)

リニアックビーム

<10 π mm mrad <15 π

ペインティングで広げた後

3GeVブースター入射時

140 π mm mrad 204 π

50%程度の増加を見込んだ後

50GeVメインリング入射時

220 π mm mrad 54 π

加速途中での増加を見込んだ後

50GeVメインリング取り出し時

>220 π mm mrad >4 π

*) 大強度陽子シンクロトロンワークショップ
1996年3月, 東大原子核研究所, JHP-Suppliment-19,
April 1996.

参考図書

- [1] OHO'89 高エネルギー加速器セミナー; 「イオン源 (森義治), 1989年9月, I-1 - I-19 (高エネルギー加速器科学奨励会).
- [2] 石川順三; 「イオン源工学」1986 (アイオニクス社).
- [3] R. H. Huddleston and S. L. Leonard, "Plasma Diagnostic Techniques", (1965) Academic Press.
- [4] R. G. Wilson and G. R. Brewer; Ion Beams-With Application to Ion Implantation, 1973 (John Wiley & Somns, Inc.).
- [5] L. Vályi; Atom and Ion Sources, 1977 (John Wiley & Somns, Inc.).
- [6] J. R. Roth; Industrial Plasma Engineering-Volume 1:Principles,1995 (Institute of Physics Publishing).
- [7] Proceedings of the 6th International Conference on Ion Sources, Whistler, BC, Canada, Sept. 1995, Rev. Sci. Instrum., Vol. 67, No. 3, Part II, 1996.
- [8] 6th International Symposium on Production and Neutralization of Negative Ions and Beams, Brookhaven, NY Nov. 1992. , AIP Conf. Proc. No. 287(Particle and Fields Series 53).