

## 1. はじめに

ビーム輸送(ビームトランスポート)は、加速器から引出されたビームを利用目的の実験や照射に適した形に変換し、実験装置や照射装置に導く技術として加速器と共に発達して来た。今日では加速ビームの利用は科学技術の広範な領域に及び、たいていの加速器はそのビームを何種類かの目的や利用法の異った実験装置や照射装置へ輸送するビーム輸送系を有している。一方、加速器の発達にはビーム輸送のもう一つの形態を生み出した。それは加速器からもう一つの加速器へのビーム輸送である。今日の大型加速器は殆どが加速器複合系であり、ビームは加速エネルギー範囲の異った幾つかの加速器によりカスケード的に加速されて目的のエネルギーに達する。このような加速器複合系は目的のエネルギーのビームを得るための一つの加速器と考えることが出来るが、そこに含まれる一つの部分の加速器からビームを取出し、次段の加速器まで輸送し、入射するまでの部分も完全に加速器の一部を構成している。

ビームの取出しや入射は直線加速器では比較的直接的であるが、円形加速器、特にシンクロトロンではかなり複雑であり、ビームの変質の起り易い所である。またビームのロスのも起り易い所でもある。ビーム輸送の主要な装置は、取出されたビームを失なわないように次段の加速器まで導き、その入射に適した形に変換する装置である。その外に、構成の厳密に決っている加速器に較べ、ビーム輸送ラインの構成は柔軟性が高いので、ビーム診断装置やビームの不要部分を廃棄する装置等がこの部分に配置される。これらの装置は次段の加速器でのビーム加速を円滑にし、その性能を十分に発揮させるために必要である。加速器複合系では、それを構成する個々の加速器が十分な性能を発揮することによってはじめて全体としての性能が確保されるわけで、取出し・輸送・入射の各部はそれらの加速器に劣らない重要性をもっていると言える。

実際に見られるビームの取出し・輸送・入射装置はきわめて多様であり、同種の加速器から同種のビームを取出し、輸送し、同種の装置(加速器を含め)に入射する装置でも、同じものは全くないと言ってもよい程である。このように千差万別であるが、ビーム利用装置へビームを導くものであれ、加速器へ導くものであれ、多かれ少なかれ次のような機能を有している。それは、

a. ビームを偏向、収束、発散することにより、ビームを失なわないで取出し、目的の装置まで導びき、

入射する機能

b. 加速器から取出されたビームを目的の装置の要求する仕様(ビームのタイミング、ビーム断面形状、角度の拡がり、エネルギーの拡がり等)に適合させる機能

c. ビームの性質(エミッタンス、運動量の拡がり、時間的な構造等)を診断したりモニターする機能

d. ビームの有害又は不要な成分を廃棄する機能等である。実際の取出し・輸送・入射装置ではこれらの機能が有機的に組合わされているので、その本格的な記述はこれらを総合的に扱うことが望ましいと思われる。しかし、それは本講義の目的とする範囲をはるかに越える。それにビーム診断については、その一環であるビームモニターが前回のセミナー〔1〕で取上げられており、また上記の a, b に関係する真空の問題は今回のセミナーの別の講義で取上げられる。ビームの輸送・入射・取出しの理論についてはやはり今回のセミナーで佐藤康太郎氏による別の講義が持たれる。本講義では、ビームの輸送・入射・取出しに用いる装置を取扱うが、それも陽子加速器を念頭におき、基本的な装置のみを取挙げる。したがって、入射・取出しのタイミングコントロールについては触れない。本稿は3つの部分から構成することとし、Ⅰでは四極電磁石と偏向電磁石について、Ⅱでは入射・取出しとそこで用いられるパルス電磁石について、Ⅲでは最近の大型陽子加速器で広く採用されている H<sup>+</sup> 入射に関し、そこで重要な役割を演ずる荷電変換薄膜と高エネルギー H<sup>-</sup> ビームの輸送上の問題について記述する。

## Ⅰ ビーム輸送に用いる電磁石

ビーム輸送ライン(ビーム輸送を行うために使用される種々の装置の配列)に於て、イオン光学的な操作を行う基本的な装置は四極電磁石と偏向電磁石である。四極電磁石はビームの収束・発散を制御し、光線に対するレンズの作用と同様の働きをするので四極レンズとも呼ばれる。四極電磁石を組合わせて使用することによりビームを遠く離れた装置まで失うことなく輸送することができる。また偏向電磁石は、ビームの進行方向を変えるのに使われるが、適当な偏向電磁石を組合わせることによりビームを殆ど任意の場所に導くことが出来る。偏向の角度がビーム中のイオンの運動量に依存することを利用して、ビーム中の不要部分を取除くことにも使用される。

低エネルギーのビーム輸送ラインではアインツェル・レンズや静電四極レンズ等の静電レンズも用いられ

るが、これらは電子源やイオン源附近のエネルギーの低い領域でしか使われないので、ここでは取挙げない。電磁石については、第1回の本セミナーの講義録に熊谷教孝氏の詳しい解説があるので参照されたい(2)。

## 2. 四極電磁石

### 2.1 四重極磁場中の荷電極粒子の運動

四重極磁場は図2-1に示すように、Z軸(0点を通り紙面に垂直な軸)方向に一様で、x-y平面上で双曲線を描くような等ポテンシャル面を境界とするスカラー・ポテンシャルにより記述できる。このときスカラーポテンシャルVは

$$V = -axy \quad (2.1)$$

である。磁束密度は  $B = -\mu_0 \nabla V$  より、 $a\mu_0 = g$  とおくと

$$B_x = gy, \quad B_y = gx \quad (2.2)$$

である(図2-2)。このような磁場では、磁束密度の絶対値は

$$|B| = \sqrt{g^2(x^2 + y^2)} = g \cdot r \quad (2.3)$$

となり、Z軸からの距離に比例する。gは磁場勾配(field gradient)と呼ばれる。

このような磁場の中をZ軸に沿って速度の大きさvで進行するビームの運動について考える。ビーム中の電荷qの荷電粒子にはローレンツ力  $= g\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  が働くので、次のような運動方程式に従う運動をする。

$$m\ddot{x} = -qvB_y = -g \cdot qvx \quad (2.4)$$

$$m\ddot{y} = qvB_x = g \cdot qvy \quad (2.5)$$

粒子がZ軸方向に進む距離sと時間tとの間には  $s = v \cdot t$  という関係がある。この関係を使ってtをsに変換し、sに関する微分を"で表わすと

$$x'' = -\frac{g}{(mv/q)} \cdot x = -\frac{g}{(B\rho)} x \quad (2.6)$$

$$y'' = \frac{g}{(mv/q)} \cdot y = \frac{g}{(B\rho)} y \quad (2.7)$$

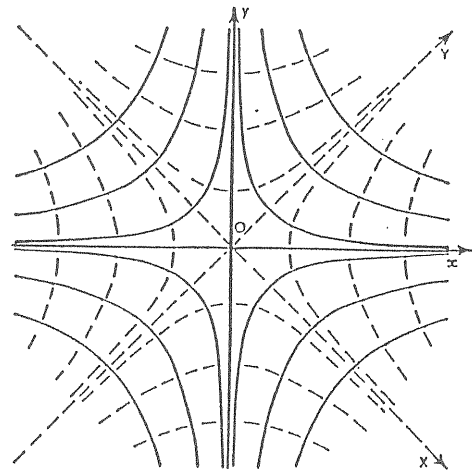


図2-1 等ポテンシャル面:  $V = -axy$   
点線は磁力線:  $y^2 - x^2 = \text{const}$

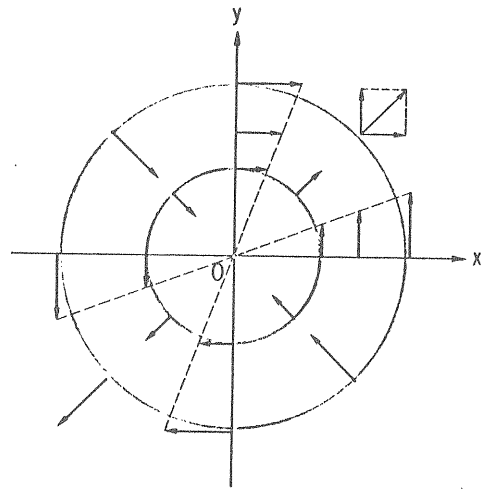


図2-2 磁束密度の方向と大きさ

が得られる。 $mv/q$ は粒子の磁気剛性(magnetic rigidity)であり、 $(B \cdot \rho)$ に等しい。 $\rho$ は磁束密度Bの磁場中でその粒子が回転する時の曲率半径である。これらの式は良く知られた微分方程式であり、解は

$$x = x_0 \cos(k \cdot s) + \frac{x'_0}{k} \sin(k \cdot s) \quad (2.8)$$

$$x' = -k x_0 \sin(k \cdot s) + x'_0 \cos(k \cdot s) \quad (2.9)$$

$$y = y_0 \cosh(k \cdot s) + \frac{y'_0}{k} \sinh(k \cdot s) \quad (2.10)$$

$$y' = k y_0 \sinh(k \cdot s) + y'_0 \cosh(k \cdot s) \quad (2.11)$$

となる。ここで  $(x_0, x'_0)$  は運動の初期値であり、 $s=0$ での  $(x, x')$  の値である。 $(y_0, y'_0)$  についても同様である。また

$$k = \sqrt{\frac{g}{(B\rho)}} \quad (2.12)$$

である。これらの関係式は、 $(x, x')$ ,  $(y, y')$  を  $z = s$  におけるベクトルと見做すと

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(k \cdot s) & \frac{1}{k} \sin(k \cdot s) \\ -k \sin(k \cdot s) & \cos(k \cdot s) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh(k \cdot s) & \frac{1}{k} \sinh(k \cdot s) \\ k \sinh(k \cdot s) & \cosh(k \cdot s) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_0 \\ y'_0 \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

というベクトルの変換式に書き直すことができる。  
 これらの式から分るように、 $x$  方向にはビーム中の粒子は周期的に振動する運動をし、 $z$  軸から遠く離れてしまうことはない。ところが、 $y$  方向には  $s$  が大きくなると、単調に  $z$  軸から遠ざかってしまう。すなわち  $x$  方向にはビームは発散しないが、 $y$  方向には発散してしまう。そこで  $x-z$  面を収束面、 $y-z$  面を発散面と呼ぶ。このように一つの四重極磁場には決った方向性があり、一つの方向の面内で収束性があると、それに垂直な面内では発散する。しかし、ビームの進行方向に適当な間隔で四重極磁場の方向を交互に交換してやれば、全体としてビームが収束するように制御することができる。これらの収束と発散を様々に組み合わせることにより、きわめて多様なイオン光学系を形成することが可能となる。

## 2.2 四極電磁石の設計

### 2.2.1 磁極形状

完全な四重極磁場を得るには、図2-1に示したように  $z$  軸方向に端がなく、 $x$  軸、 $y$  軸に無限に漸近する双曲面の磁極を用意する必要があるが、実際にはこのような事は不可能である。 $z$  軸方向に必要な長さは大きくないし、磁極の中もコイルを容れるスペースのためあまり広くはできない。その上双曲面の加工はこれまでの工作技術では非常に手間のかかる作業であった。(最近、計算機により制御された工作機械が発達し任意の形状の面の加工が以前に較べ飛躍的に早く、精度良くできるようになったが、それでも四極電磁石に使うような曲面の磁極を加工するにはかなりの時間

がかかることである。) このような事情から、図2-3のように磁極を円柱の一部で近似する方法が考案された。このような形状の磁極によって作られる磁場には、四重極成分ばかりでなく誤差として高次の多重極成分が含まれる。その内最も重要な項は十二極成分である〔3〕。円柱の一部を磁極とした場合の磁場の誤差は DATON et al〔4〕や GRIVET と SEPTIER〔5〕によって調べられている。アパーチャーの半径を  $a$ 、極極の中を  $2a$  とした時、十二極成分の最も小さくなるのは、磁極の曲率半径を  $1.15a$  としたときである。このとき、十二極成分は無視し得る大きさとなり、中心から  $0.8a$  までは磁場勾配が  $\pm 1\%$  以内で一定であるような磁場を発生することができる。このような磁極の形状を図2-4に示す。磁極の中については、隣の磁極に最も接近する所までとると  $1.6a$  となるが、この中でもアパーチャーの中心から半径  $0.9a$  までの

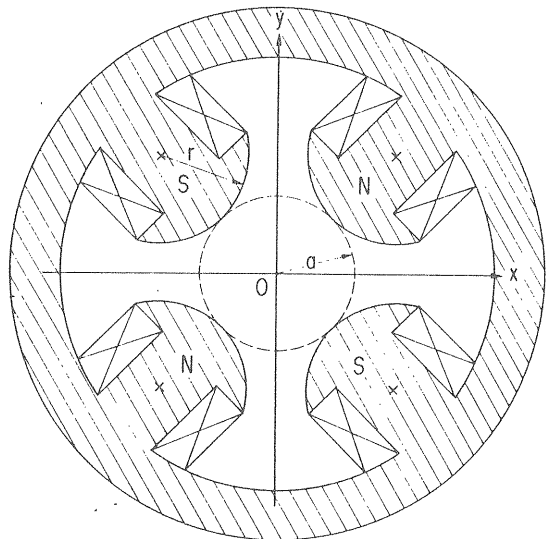


図2-3 磁極に円柱の一部を用いる四極電磁石

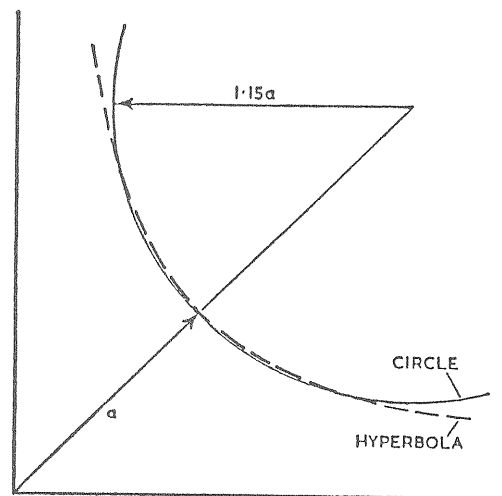


図2-4 十二極成分の最も小さくなる円柱形の磁極

範囲で十分四重極磁場としてよい磁場が得られる。

### 2.2.2 必要な起磁力

ある値の磁場勾配を作るために必要な起磁力は、アンペールの定理から図2-5に示すような積分路C(OABO)で磁界を積分することにより、次の式で求められる。

$$NI = \frac{1}{\mu\mu_0} \int_C \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \frac{1}{\mu_0} \int_0^A g r dr = \frac{1}{2} \cdot \frac{ga^2}{\mu_0} \quad (2.15)$$

ここで  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ 。この式は鉄心が飽和しておらず、比透磁率が十分高い時には  $\int_A^B \mathbf{B} dl / \mu\mu_0 = 0$  であること、又BO上ではBはdlと直交するので  $\int_B^O \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = 0$  であることを使っている。

### 2.2.3 実効長 (effective length)

実際の四極磁石では、図2-6の実線で示すように磁場は磁極の外にもはみ出して分布するが、この変化する磁場の効果は点線で示すような磁場勾配が磁石の中央のそれに等しく一定の、ある長さの仮想的な四重極磁場で置きかえることができる。この長さを  $l_e$  とし、四極電磁石の中央をz軸の原点とすると

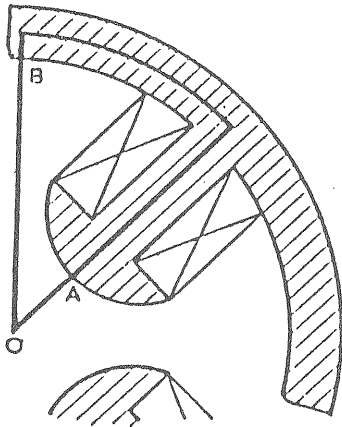


図2-5 起磁力を求めるときの積分路

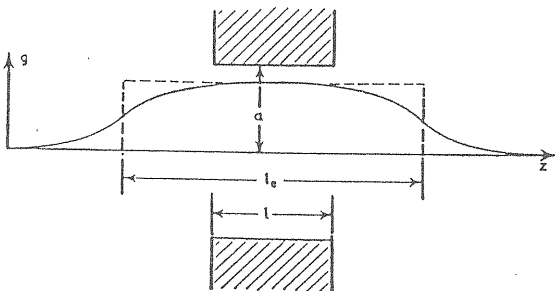


図2-6 四極電磁石の実効長

$$g(0)l_e = \int_{-\infty}^{\infty} g(z) dz \quad (2.16)$$

である。 $l_e$ は四極電磁石の実効長であり、四極レンズとしての長さである。 $l_e$ は磁極の長さを  $l$  とし、アパーチャーの半径を  $a$  とすると

$$l_e = l + ka \quad (2.17)$$

で表わされる。 $k$ は磁極やコイルの詳細に依存する量であるが、普通

$$0.9 \lesssim k \lesssim 1.1 \quad (2.18)$$

である。ビーム輸送のイオン光学的な解析では、四極電磁石の効果は磁場勾配が一定な長さが  $l_e$  の四重極レンズとして扱われる。

### 2.2.4 四重極レンズの収差

四重極レンズの最も重要な幾何学的収差は、中心軸からの距離によって実効長が変化することによって起る。中心軸から遠ざかる程実効長は短くなる。アパーチャーの一番外と中心軸上との実効長の差は

$$l(0) - l(a) \approx 0.15a \quad (2.19)$$

で与えられる。普通にはアパーチャーの一番外で1~2%の収差があると考えるべきである。

## 3. 偏向電磁石

ビーム輸送ラインに用いられる偏向電磁石は殆どの場合一様磁場である。即ちフィールドインデックスは零である。また電磁石への入射・出射は直角でない場合が比較的多い。これは磁極の入口端、出口端が平行な電磁石は製作が容易であり、このような電磁石がよく使われることや、斜入射・斜出射によりフリッジングフィールドを積極的にビームの収束に使うこと等のためであろう。ビーム輸送ラインでビームのプロファイルモニターする時など、偏向電磁石による運動量の分散も考慮する必要がある。これらの事柄を考慮し、偏向電磁石を荷電粒子が通過する時の変換マトリックスを求める。

### 3.1 一様な磁場の中の荷電粒子の運動

磁束密度Bの一様な磁場の中を中心の運動量が  $p_0$  であるビームが通過する場合を考える。図3-1のよう

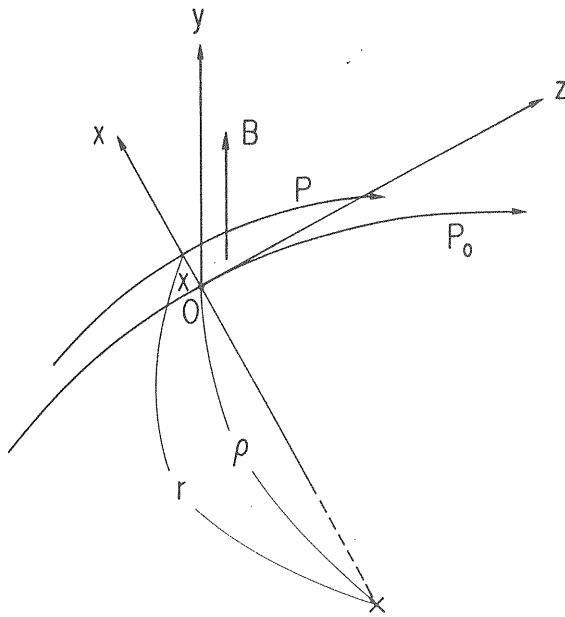


図3-1 一様な磁場の中の粒電粒子の運動

に中心軌道を磁場に垂直にとり、その曲率半径を  $\rho$  とすると

$$p_0 = qB\rho \quad (3.1)$$

である。このビームに含まれる粒子の中心軌道からの変位が粒子の進行に伴ってどのように変化するかを記述するために、中心軌道上の粒子と共に動く直交座標をとる。こゝで  $z$  は粒子の進行方向、 $y$  は磁場の方向である。そうすると  $x$  軸は曲率半径の方向となる。運動量  $P = mv = p_0 + \Delta p$  の粒子の曲率半径を  $r$  とすると、 $r = \rho + x$  であり、 $r$  方向の運動方程式は

$$m\ddot{r} - \frac{mv^2}{r} = -qvB_0 \quad (3.2)$$

この式より、

$$x'' + \frac{x}{\rho^2} = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta p}{p_0} \quad (3.3)$$

が導かれる。但し、 $''$  は粒子の進んだ距離  $s (=vt)$  に関する微分を表わす。この微分方程式の解は  $s = 0$  のときの  $x, x'$  を  $x_0, x'_0$  とすると、 $s/\rho = \theta$  として

$$x = x_0 \cos \theta + \rho x'_0 \sin \theta + \rho(1 - \cos \theta) \frac{\Delta p}{p_0} \quad (3.4)$$

$$x' = -\frac{x_0}{\rho} \sin \theta + x'_0 \cos \theta + (\sin \theta) \frac{\Delta p}{p_0} \quad (3.5)$$

となる。このように、 $x$  も  $x'$  も  $x_0, x'_0, \Delta p/p_0$  を含んだ項の和で表わされるので、粒子の運動は3元ベクトル  $(x, x', \Delta p/p_0)$  で記述される。磁場中では粒子の運動量は変わらないので  $\Delta p/p_0$  が一定であることを使うと、このベクトルは次の式によって変換される。

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ \Delta p/p_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \rho \sin \theta & \rho(1 - \cos \theta) \\ -\frac{1}{\rho} \sin \theta & \cos \theta & \sin \theta \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ \frac{\Delta p}{p_0} \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

一方、 $y$  方向には力が作用しないので、次式が得られる。

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \\ \Delta p/p_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & s & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_0 \\ y'_0 \\ \Delta p/p_0 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

### 3.2 斜入射・斜出射に於る粒子の水平面内の運動

図3-2に示すように、中心軌道の曲率半径が  $\rho$  であるビームが  $\beta$  の角度をもった磁極から射出される場合を考える。正確には後節で述べるようにフリッジングフィールドがあるので、磁極そのものではなく実効的な磁場端である。そうする磁場端が中心軌道に垂直な場合に較べ、軌道より外側を通る粒子は余分に磁場を通るので多く偏向され、逆に内側を通る粒子は早く磁場から射出されるため偏向角がわずかに少なくなる。

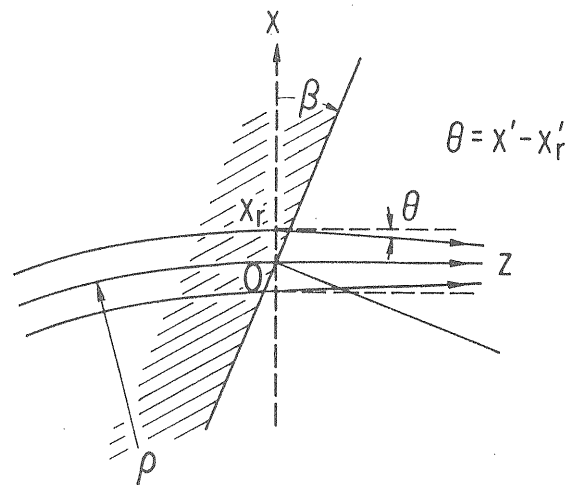


図3-2 粒子が磁極端に斜に出る場合の水平面内の運動

このためビームは収束作用を受ける。磁場端が中心軌道に垂直である場合に、中心軌道から  $x_r$  の所を  $x'_r$  の角度で射出されるであろう粒子が、磁場端が傾いているために  $x$  の所を  $x'$  の角度で射出されるとすると、 $x_r/\rho$  が十分に小さいので

$$x' - x_r = \frac{x_r}{\rho} \tan \beta \quad (3.8)$$

となる。このとき、 $\beta$  の符号は磁極の外向きにまた磁極端に垂直にたてた垂線が、ビームより回転中の側にあるときは負、その反対側にあるときは正となるようにとることとする。また、

$$x - x_r = \frac{1}{2} \left( \frac{x_r}{\rho} \tan \beta \right)^2 = 0 \quad (3.9)$$

である。したがって、ビーム中の粒子は、水平面内で、中心軌道が磁場端と交わる所まで(3-6)式の変換に従う運動をし、そこで斜めの磁場端によって

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ 4p/p_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ \frac{1}{\rho} \tan \beta & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_r \\ x'_r \\ 4p/p_0 \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

の変換を受けることになる。容易に分るように、これらの関係式は斜入射の場合にも成立する。

### 3.3. 斜入射・斜出射に於る粒子の垂直面内の運動

磁極間隙が一定の電磁石では、中央部は磁場は一様であるが、磁極の端に近づくとき次第に弱くなる。そして磁極の外に出ても磁場は零でなく、連続的に変化して磁極から遠ざかるにつれて次第に零になるような磁場が生ずる。この磁場はフリッジングフィールド (fringing field) と呼ばれる。このフリッジングフィールドにより、斜入射又は斜出射するビームは垂直方向に収束作用を受ける。今、図3-3(a), (b)図に示すように、磁極端に垂直の方向から  $\beta$  の角度で出てゆくビームの中に含まれる、ビーム中心軌道から磁極の方向に離れた軌道を通る粒子を考える。この粒子がフリッジングフィールド中の一点Pで受ける垂直方向の力  $F_y$  は、P点でのフリッジングフィールドを  $\mathbf{B}$  ( $B_x, B_y, B_z$ ) とすると

$$F_y = (\mathbf{p} \mathbf{v} \times \mathbf{B})_y = qvB_x \quad (3.11)$$

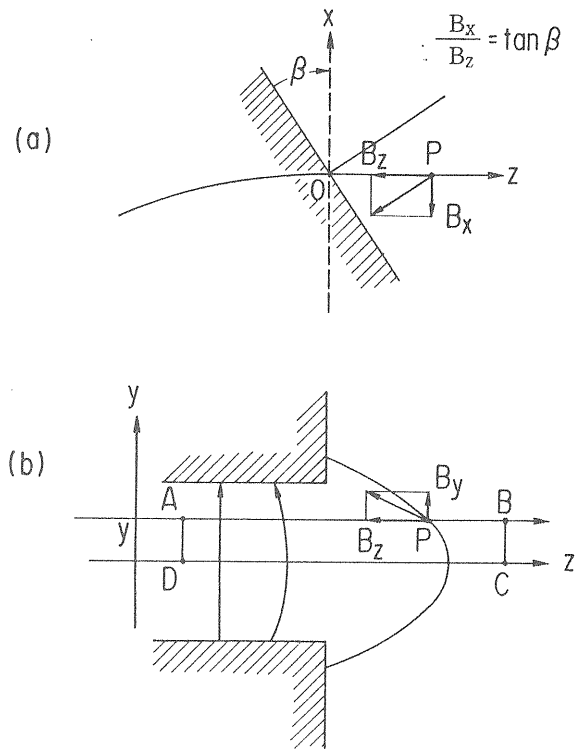


図3-3 粒子が磁極端に斜めに出る場合の垂直面内の運動

したがって、粒子が磁場の变化する領域を通過する間に受ける運動量の変化  $\Delta p_y$  は

$$\Delta p_y = \int_F F_y \cdot dt = \int_F qB_x ds \quad (3.12)$$

である。積分範囲は  $B_x$  が零でない領域であるが、これはアンペールの定理により次のように求めることができる。磁極の十分内部にある粒子の軌道上の点をAとし、磁極から十分離れてフリッジングフィールドが零と見做せる所にある軌道上の点をBとする。A, Bに対応するメディアンプレーン上の点をD, Cとし、 $\overline{ABCD}$ を積分路  $c$  とすると、 $c$  を貫いて流れる電流は無いから、

$$\int_C \frac{\mathbf{B} \cdot d\mathbf{s}}{\mu_0} = \frac{1}{\mu_0} \int_{AB} B_z ds + \frac{1}{\mu_0} B_0 y = 0 \quad (3.13)$$

となる。 $B_z \tan \beta = B_x$  であるから

$$\Delta p_y = -q(\tan \beta) B_0 y \quad (3.14)$$

粒子の運動量は  $p_0 = q\rho B_0$  であるから、垂直方向の粒子の角度の変化は

$$y' = \frac{\Delta p_y}{p_0} = -\frac{\tan \beta}{\rho} y \quad (3.15)$$

一方、 $y$  の変化は小さく無視できるので、ベクトル  $(y, y', \Delta p/p_0)$  に対する変換式は、

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \\ \Delta p/p_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -\frac{\tan \beta}{\rho} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_0 \\ y_0' \\ \Delta p/p_0 \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

となる。

### 3.4. フリンジングフィールド

実際に偏向電磁石を設計する時、フリンジングフィールドによる磁場の効果が磁極の外のどこまで及ぶかが問題となる。この効果は図3-4の点線で示したように、磁極内の一様磁場がある所まで張り出し、その外は磁場が零であるような仮想的な磁場で置きかえることができる。このように決めた  $e$  については次のような式が得られている〔6〕。

$$e = g(2 - \ln(4/q)) \quad (3.17)$$

$$\pi h/g = \sqrt{q-1} - \tan^{-1}(\sqrt{q-1}) \quad (3.18)$$

実用的には、 $h \approx g$  のとき  $e \approx 0.6g$  とすれば良いことが分っている。

### 3.5. 偏向電磁石の設計

偏向電磁石に用いられるのは殆ど図3-5で示したC型、H型、窓枠型のどれかである。C型電磁石は磁極間に真空箱を挿入するのが楽であり、あまり大きくない電磁石の場合にはよくこの型が用いられる。磁場を発生すると磁極はお互に引き合うが、この力は

$$F = B^2/2\mu_0 \quad (\text{N/m}^2) \quad (3.19)$$

である。 $B = 1 \text{ T}$  のときには、 $F = 40 \text{ ton/m}^2 = 4 \text{ kg/cm}^2$  となる。したがって磁極面積の大きくなる電磁石では変形が問題となり、H型を採用することが多い。ビーム輸送ラインの偏向電磁石では、ビーム軌道が割合狭い範囲に限定されていることが多いが、このような時にはよく窓枠型が使われる。

コイルに求められる起磁力は、次のように与えられる。アンペールの定理により、図3-6のような積分路をとれば

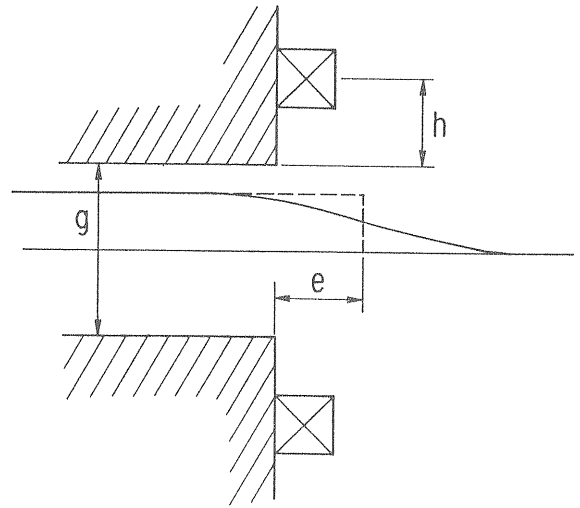


図3-4 フリンジングフィールド

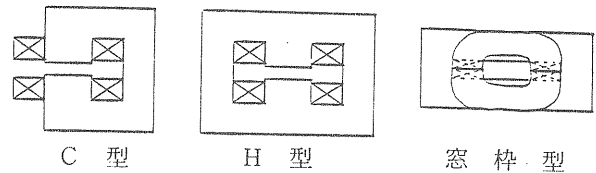


図3-5 電磁石のタイプ

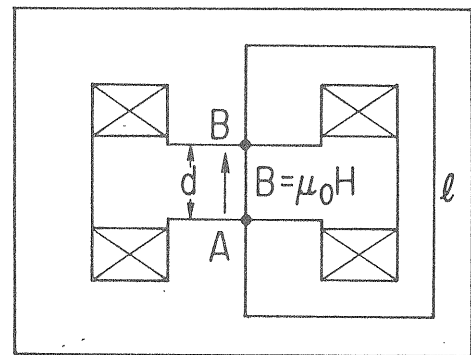


図3-6 起磁力を求めるときの積分路

$$NI = \frac{Bd}{\mu_0} + \frac{\bar{B}l}{\mu\mu_0} \quad (3.20)$$

ここで、 $\mu$  は磁心の中の比透磁率であり、 $\bar{B}$  は磁心中の平均磁束密度である。磁心が鉄の場合、鉄が飽和していなければ  $\mu$  は 1000 程度以上の値をとり、 $\bar{B}$  は  $B$  と同程度の大きさであるので第2項は無視できる程小さくなる。

しかし、磁心の設計が悪いと磁束が磁心の一部で飽和し、 $\mu$  の値が小さくなって第2項が大きくなることがある。このような場合には大きい  $B$  の値が得られない。

磁場分布は磁心の形状やコイルの形状によるが、これらの設計には今日では“LINDA” “TRIM” とい

った優れた計算機プログラムがあるので、これらを有効に使うことが望まれる。

磁心材料や、コイルの冷却等電磁石の設計については、詳しい解説が参考文献〔2〕にある。

## II 入射・取出しとパルス電磁石

多くの加速器でそうであるように、加速に伴って軌道が通る場所が変化するような加速器では、ビームの入射・取出しは比較的直接的で、加速開始軌道に入射し、取出しも加速終了軌道を静的に加速器の外に導いてやればよい。しかし、加速の全ての段階で同一の軌道を繰返し使用するシンクロトロンでは、入射又は取出しの瞬間のみパルスの加速軌道と、入射軌道あるいは取出し軌道とを接続しなくてはならず、興味あるビームハンドリングの技術が用いられる。装置の面から見ても、こゝでは型の異なる種々のパルス電磁石が用いられ、パルス電磁石の展示場のような様相を呈す。本章ではシンクロトロンでよく用いられる入射・取出し法について概説し、そこで用いられる基本的なパルス電磁石について述べる。

### 4. シンクロトロンへのビームの入射

シンクロトロンでのビーム加速は、ビームをRFバケットと呼ばれる位相空間の安定領域に保持しながら行なわれ、ビームはバンチ (bunch) と呼ばれる空間的なかたまりとなって加速軌道上を周回する。このバンチに入る粒子の数は、加速器の構造に依存する空間電荷効果等のために上限があり、多くの場合この上限に近い粒子数の加速が行なわれる。入射するビームの強度が十分強く、粒子が加速器を一周する時間内に必要な粒子数を入射できる場合には、ワンターン入射 (one turn injection) という入射方法が可能である。入射ビームの強度がそれ程強くない場合には、粒子が加速器を何周か廻る間入射を続けなければならない。このようなことは、入射器を安定に運転するために、そこであまり強いビームを加速しない方が望ましい場合などに起る。このような入射方法はマルチターン入射 (multiturn injection) という。ワンターン入射では、シンクロトロンの加速軌道に乗った粒子が再び入射点まで戻って来た時には入射が終了しており、入射ビームと周回ビームが重なることはない。ところがマルチターン入射では、先頭に入射した粒子が多数回入射点を通る間入射が継続する。この時加速軌道を周回して来て入射点に戻る粒子と加速器の外から入射して

来る粒子とは、それらが同種の粒子である場合には同じ軌道に乗ることはできない。これはリュウヴィユ (Louville) の定理として知られる力学定理が適用される場合の一つである。このためマルチターン入射では、この定理に抵触しないでビームを多数回分入射するための工夫がなされている。ビームの加速はRF電圧 (高周波加速電圧) により行なわれる。RF電圧がかかると、粒子はシンクロトロン振動をはじめ、バンチを形成していないビームも次第にバンチされる。ワンターン入射では、普通入射ビームはバンチされたビームであり、シンクロトロンのRFバケットにマッチングするように入射される。マルチターン入射では、RF電圧は殆どかけないで入射され、ビームは一旦加速軌道を直流的に周回するビームとなる。入射終了後RF電圧がかけられ、ビームはバンチされつつ加速される。以下に陽子シンクロトロンについてこれらを具体的に説明する。

#### 4.1. ワンターン入射

図4-1はKEK-PSの主リングで使われている、セプタム電磁石とキッカー電磁石とを用いるワンターン入射装置を示す。シンクロトロンは偏向電磁石 (図中のB) と四極電磁石 (図中のF又はD) とを規則的に配列しラティスを構成する。偏向電磁石と次の偏向電磁石との間はストレート・セクションと呼ばれ、入射・取出しの装置やRFキャビティを配置できるように設計されている。oは加速軌道の中心を示し、iは入射ビームの通る軌道を示す。セプタム電磁石 (septum

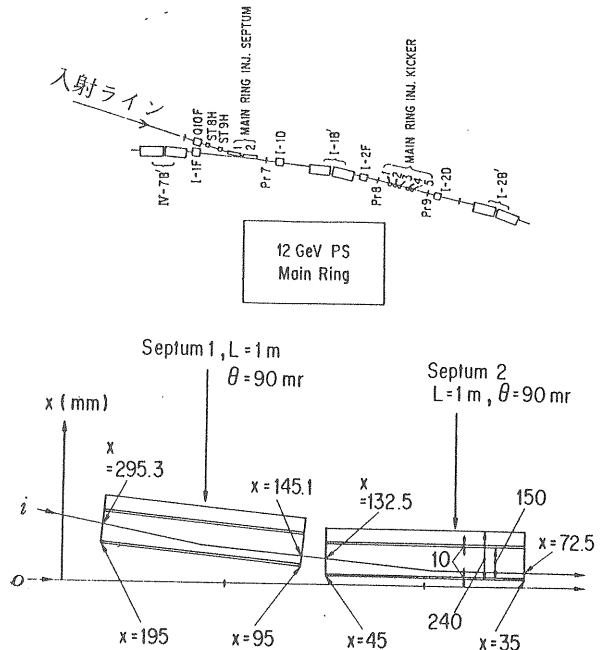


図4-1 KEK-PS MRの入射装置



magnet) は、その断面を図4-2に示すような電磁石で、コイルA(このコイルをセプタム(septum)とも言う)をはさんで、磁極内には入射ビームを曲げるのに必要な磁束密度Bの磁場を発生するが、磁極の外には磁場を発生しないような電磁石である。このようなセプタム電磁石により、入射ビームはQやBのグッドフィールド・リージョン内にはあるが中心軌道からは離れた軌道に導かれる。このビームはベータートロン振動を始め、位相が $(n + \frac{1}{2})\pi$  (n: 整数) 進んだ所で中心軌道と交差する。このような点Pにキッ

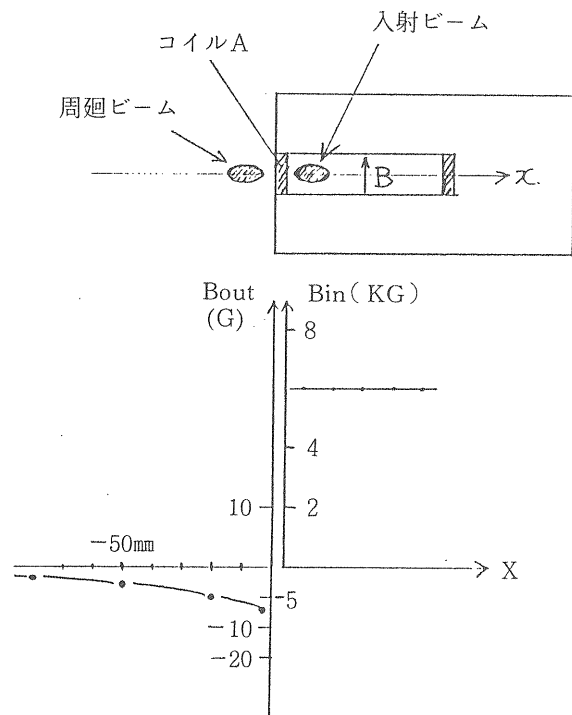


図4-2 セプタム電磁石

カー電磁石(kicker magnet)をおき、中心軌道に一致するようにビームを曲げてやれば、入射ビームを加速軌道に乗せることができる。ワンターン入射では、先頭に入射した粒子が再びP点に戻って来るまでに入射が終わっているので、それまでにキッカーの磁場を切っておけば、戻って来た粒子を再び曲げることはない。ビームは加速軌道をまわり続けることになる。キッカー電磁石はこのように極短時間のみ動作させる、立上り又は立下りの極めて速いパルス磁場でビームを曲げる(キックする)電磁石である。

#### 4.2. 陽子マルチターン入射

陽子マルチターン入射では、ビーム入射の間に先頭に入射された粒子は加速器内を多数回周回する。したがって、先に述べたように、リュウヴィユの定理に抵触しないようにするためには、入射され、加速器内を周回しだしたビームはターン数毎に少しずつ異った軌道を通らなくてはならない。このため、図4-3に示すように、入射点に入射の間次第にふくらみが小さくなり、入射終了時になくなるようなバンプ軌道(bump orbit)を作り、その軌道に入射する方法がとられる。バンプ軌道は通常の軌道の一部をふくらませた軌道を言う。この場合には入射点をはさんで加速器のベータートロン振動の位相がちょうど $\pi$ 進むような2点にバンプ電磁石I及びIIを配置する。バンプ電磁石Iで曲げられた粒子は位相が $\pi/2$ 進んだ所で元の軌道(O)に平行になり、更に $\pi/2$ 進んだ所でまたO軌道に交差する。この点にバンプ電磁石IIを置いて同じ方向に同じ角度曲げてやると粒子は元の軌道に戻る。この粒子の軌道がバンプ軌道である。バンプ電磁石Iから位相

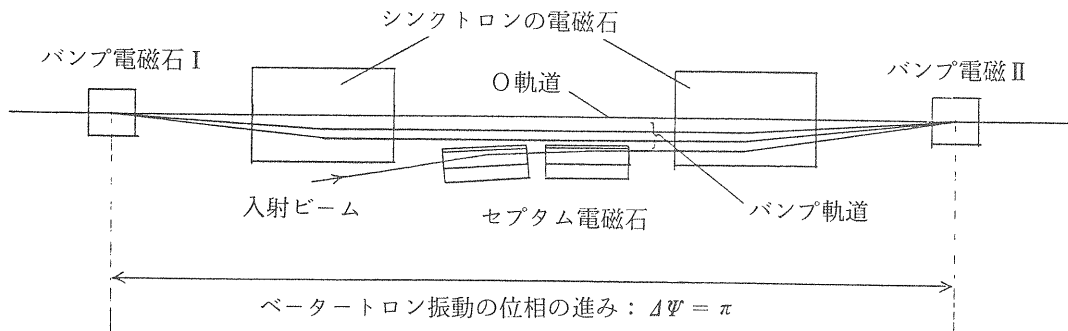
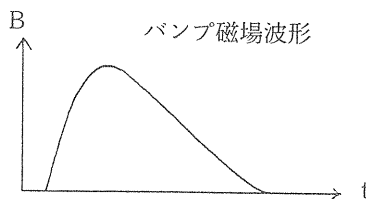


図4-3 陽子マルチターン入射



が  $\pi/2$  進んで所にセプタム電磁石を置き、バンプ軌道に平行に陽子ビームを入射すると、ビームはその時のバンプ軌道を中心軌道としてベータートロン振動をしながら加速器内をまわりだす。二つのバンプ電磁石の電流を同時に徐々に減らしてゆくと、以前に入射され再び入射点に戻って来た粒子の軌道は内側に寄り、新しく入射される粒子のベータートロン振動の振幅は少し大きくなるが、共に加速器の周回軌道に乗るわけである。次々に入射される粒子が位相空間のどの場所に入れられるかは、電子計算機によるシミュレーションによって知ることができる。図4-4はKEK-PSのブースターにおける陽子マルチターン入射で、先頭部分と同じ場所に入射されたビームの位相空間分布の一例である。この図から分るように、この入射方式では加速器に積上げられたビームのエミッタンスは入射されるビームのエミッタンスよりはるかに大きくなってしまふ。また、入射ターン数もあまり多くはとれない。KEK-PS ブースターの場合で約10ターンであった。

### 4.3. H<sup>-</sup> 荷電変換入射

マルチターン入射に伴うリウヴィユの定理の制約を避けるもう一つの方法に、H<sup>-</sup> 荷電変換入射 (H<sup>-</sup> charge exchange injection) がある。これは、入射ビームとしてH<sup>-</sup> ビームを用意し、シンクロトロンの入射点で荷電変換装置によりH<sup>-</sup> イオンの電子を剥ぎ

とり、陽子として加速軌道に乗せる方法である。この方法では、加速軌道を周回して再び入射点に戻って来る粒子と入射する粒子との電荷が異なるため、リウヴィユの定理に抵触することなく荷電変換装置以降の軌道を完全に重ねることができる。このことは、加速軌道を周回するビームの位相空間の同じ場所にビームを積上げを意味する。したがって、荷電変換に伴うエミッタンスの増大や積上げられたビームの空間電荷効果によるエミッタンスの増大によってそれ以上の入射が不適当となるまでは、何ターン分でも入射しつづけることができる。実際 KEK-PS ブースターでは現在H<sup>-</sup> 荷電変換入射が行なわれているが、最も多い時には約160ターンの入射が行なわれることがある。

この入射方法ではストリッパー (stripper) とも呼ばれる荷電変換装置が不可欠である。これには、ガスのジェットが用いられたこともあるが、今日では極薄いプラスチックフィルムや炭素薄膜が用いられている。これをビーム加速軌道上に置くと加速中にビームが消滅してしまう。そこで、入射の間だけバンプ軌道を作り、そこにストリッパーを置いてH<sup>-</sup> ビームを入射する方法がとられる。図4-5にH<sup>-</sup> 荷電変換入射装置の一例を示す。この例では4台のバンプ電磁石を使ってバンプ軌道を形成している。この場合のバンプ電磁石の電流波形は、陽子マルチターン入射のバンプ電磁石の場合と異なり、入射の間一定値の矩形波となる。

ストリッパーに用いる炭素薄膜については次章で詳述する。

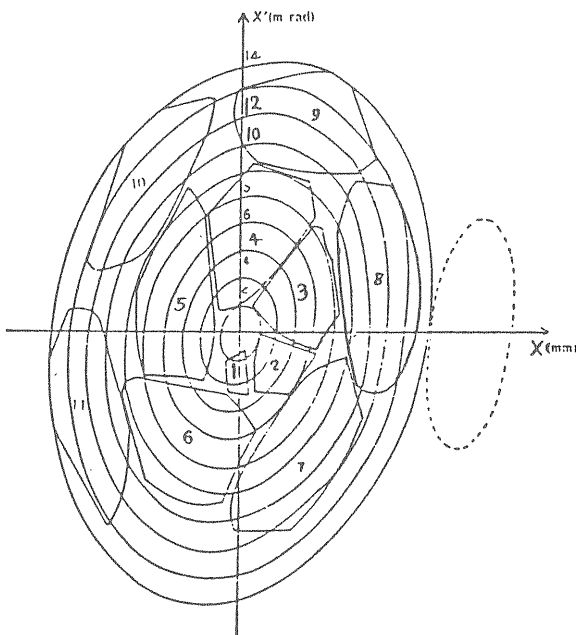


図4-4 陽子マルチターン入射における位相空間でのビームの分布

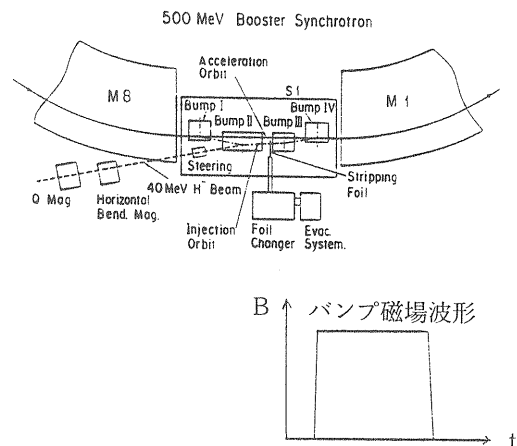


図4-5 H<sup>-</sup> 荷電変換入射 (KEK-PS ブースター)

## 5. シンクロトロンからのビームの取出し

シンクロトロンからのビームの取出しには速い取出し (fast extraction) と呼ばれる方法と、遅い取出し (slow extraction) と呼ばれる方法がある。速い取出しは、加速の終了したバンチ状のビームをバンチのまま取出す方法で、計数率が問題とならない泡箱による実験や、後段の加速器、リング等へのビームトランスファで使われる。遅い取出しは、ビームを適当な電流と少しずつ取出す方法で、カウンター実験等で一度に1バンチ分のビームが実験装置に入射したのでは、計数率が多くなりすぎ正常な計測が行なえない時に使われる。遅い取出しでは種々な工夫がなされており、ビームのベータatron振動の共鳴を利用し、振巾の大きくなった部分を少しずつ取出す等興味のある方法がとられる。しかし、ここではビームの取出しの基本的な方法を取扱うに留め、速い取出しについてのみ記述する。

速い取出しは概略ワンターン入射の逆過程を行うものである。この種の装置の一例としてKEK-PSブースターの取出し装置の配置図を図5-1に示す。ビームの取出し点にセプタム電磁石を置き、セプタム電磁石からベータatron振動の位相が $\pi/2$ 異なる上流側と下流側の点にバンプ電磁石を置く。そして、上流側のバンプ電磁石と並べるか、またはそれより位相が $\pi$ 異なる上流側の点にキッカー電磁石を置く。取出しの手順は、先ず取出しに先立ってセプタム電磁石を励磁する。取出しタイミングが近づくと、数十ターン前からバンプ電磁石の励磁を始め、バンプ軌道をふくらませてビームをセプタム電磁石のセプタムコイルのすぐ近くまで寄せる。取出しのタイミングにキッカー電磁石を動作させ、ビームを一度にセプタム電磁石の磁極間隙に蹴り込む。この間のビームの移動の様子を図5-2に示す。その後ビームはセプタム電磁石で曲げられ、ビーム輸送ラインに導かれる。

セプタム電磁石、バンプ電磁石、キッカー電磁石のそれぞれの位置での加速軌道のベータ関数を $\beta_s$ 、 $\beta_B$ 、 $\beta_K$ とし、バンプ電磁石の最終的な曲げ角を $\theta_B$ 、キッカー電磁石の曲げ角を $\theta_K$ とすると、セプタム電磁石の位置でのそれぞれによるビームの変位 $\Delta X_B$ 、 $\Delta X_K$ は

$$\Delta X_B = \sqrt{\beta_B \beta_s} \cdot \theta_B \quad (5-1)$$

$$\Delta X_K = \sqrt{\beta_K \beta_s} \cdot \theta_K \quad (5-2)$$

で表わされる。したがってキッカー電磁石やバンプ電

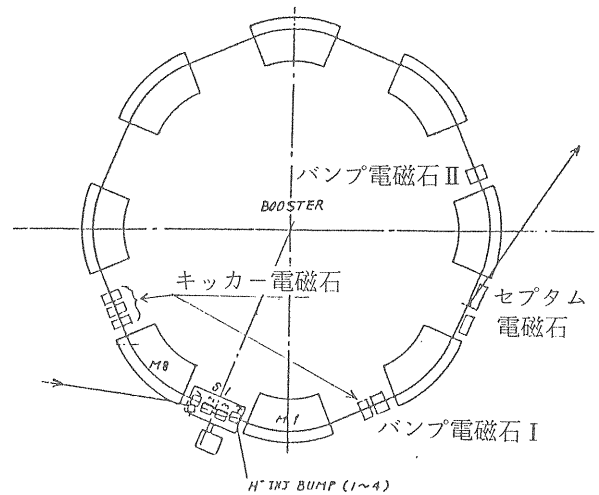


図5-1 速い取出し装置  
(KEK-PS ブースター)

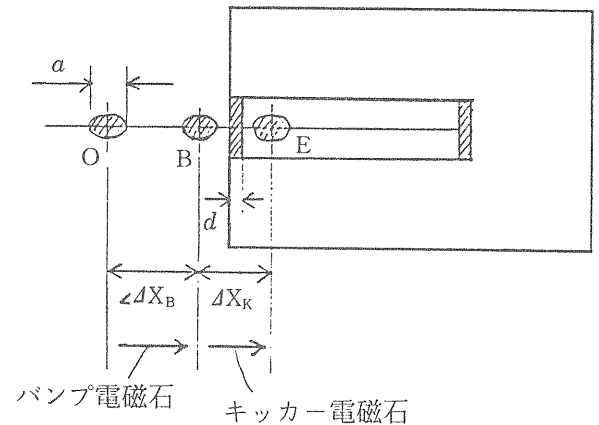


図5-2 速い取出し時のビーム軌道の移動

磁石によるビームの変位は、それぞれの曲げ角だけでなく加速器のベータ関数にも依る。取出し時のビームサイズを $a$ とし、セプタムコイルの中を $d$ とすると、必要なキッカー電磁石の曲げ角は

$$\theta_K \gtrsim \frac{a+d}{\sqrt{\beta_K \beta_s}} \quad (5-3)$$

である。もちろん、キッカー電磁石が十分強く、ビームを一挙にO軌道からE軌道に蹴り出すことができれば、バンプ電磁石は不要である。キッカー電磁石は目的のバンチの一つ前のバンチが通り過ぎてから目的のバンチが来るまでの極めて短い(数十nsec程度)の時間内に磁場を立上げ、バンチの時間中より長い時間一定に保つ、極めて速い電磁石である。発生する磁場も通常0.1 T程度以下の弱い磁場である。その上、セプタム電磁石は、入射直後のサイズの大きいビームでも削ることのないように、加速軌道中心からある程度離

して設置する。したがって、多くの場合バンプ電磁石が必要となる。バンプ軌道はビームを加速軌道に周回させながら形成してゆくが、両方のバンプ電磁石の励磁の仕方が異ったり、また励磁の仕方は同じでも時間的にずれたりすると、両方の曲げ角がキャンセルせず、加速軌道の変形を引き起すことになるので注意を要す。

## 6. セプタム電磁石

セプタム電磁石はビームを削らない程度に周回ビームに接近して設置され、入射ラインの軌道や取出しラインの軌道を加速軌道に接続させる役割を担っている。この電磁石の断面形状は図4-2に示したが、その最大の特徴は磁極間隙内では比較的強い一様磁場を発生しているのに、セプタムコイルの外では殆ど無視できる程度の磁場に抑えてあることである。このようなことが可能であることは次のように示すことができる。図6-1でAからB, C, ..., H, Aと磁極間隙とコイルとを一周する閉じた積分路cをとり、コイルの電流が等しく逆向きであることを使うと

$$\int_c H ds = 0 \quad (6-1)$$

A B間, C D間, E F間, G H間はキャンセルし, BC間, F G間はHが積分路に垂直であるため零となるから、

$$-\frac{\overline{DE} \cdot \overline{B}_i}{\mu_0 \mu} + \frac{\overline{HA} \cdot B_e}{\mu_0} = 0 \quad (6-2)$$

$\overline{DE} = \overline{HA}$  とすると

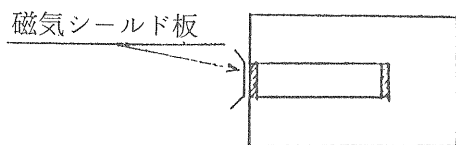
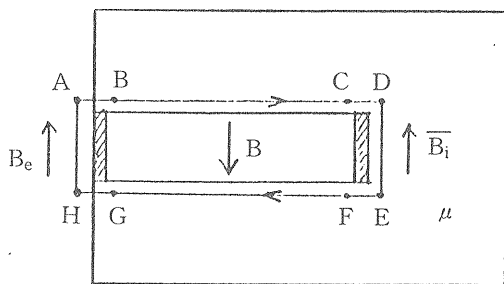


図6-1 セプタムコイルの外側の磁場を求める積分路

$$B_e = \frac{1}{\mu} B_i \approx -\frac{1}{\mu} B \quad (6-3)$$

$\overline{B}_i$  はヨーク内の磁束密度であり、磁石の作り方にもよるが、磁極間隙内の磁束密度Bと同程度である。 $\mu$ は磁心が鉄の場合、飽和していなければ普通千数百以上の値をもつ。したがって $B_e$ はBの0.1%程度の大きさになる。実際には、作り方によってもう少し大きな磁場が生ずることがあるので、コイルの外側に密着して磁気シールド板を取り付けて外の磁束密度をBの0.1%以下に抑える。

セプタムコイルはキッカー電磁石の負担を軽減するためにも薄い方が望ましく、通常1ターン及至2ターンコイルである。電流は通常数千アンペア流す必要があり、コイルは水冷される。セプタム電磁石は必ずしもパルス電磁石である必要はない。直流電磁石でもよいが、コイルに数千アンペアの電流を直流で流す場合にはその冷却は大変である。このようなことから、又ビーム通過の頻度やデューティ・ファクターがそれ程大きくならないので電力の無駄を少なくすることから、多くの場合セプタム電磁石はパルス電磁石として作られる。このパルスは頂上の十分平坦な部分を使えばよいので、矩形波である必要はなく、適当な時定数の共振電流を使えばよい。パルス電磁石としてのセプタム電磁石は、強い磁場をパルスの発生するため磁場によりコイルが衝撃を受けて振動する。コイルは銅板で作るため弱く、その抑えでコイルを傷つけないように、また冷却パイプの接続が破断しないように等十分注意を払う必要がある。磁心はパルス磁場に伴う鉄損を減すために硅素鋼板の積層により作られる。

## 7. バンプ電磁石

バンプ電磁石は、入射・取出し等のために加速軌道の一部を数十ターン及至数百ターン分の時間ふくらませる電磁石である。この時間は数十 $\mu$ secから数百 $\mu$ secに相当するので、比較的速いパルス電磁石である。したがって磁心材料としては高周波特性の良い、薄い硅素鋼板の積層やフェライトコアが用いられる。また形状はC型のものや窓枠型のものが作られ特に制限はないが、インダクタンスを小さく抑える(数 $\mu$ Hから数十 $\mu$ H程度)のためにコンパクトに作られる。コイルのターン数もあまり多くすることは出来ない。例として、KEK-PS ブースター・シンクロトロンで500 MeV陽子ビームの取出しに使われているバンプ電磁石の形状を示す。このバンプ電磁石はビームを約40mm変位させるバンプ軌道を、取出し直前の120ターンの

間に形成する。これは周期  $80 \mu\text{sec}$  の sine 波状の電流の  $1/4$  周期を使って行なわれる。バンプ電磁石はフェライトコア製の窓枠型で、磁極間隙の中は  $0.15\text{m}$ 、長さ  $0.28\text{m}$ 、ギャップ  $0.04\text{m}$  で、コイルは 4 ターンである。インダクタンスは  $21 \mu\text{H}$  である。電流の最大値は  $1.2\text{kA}$  であるが、デューティ・ファクターが極めて低いため発熱の心配がなく、自然冷却である。

### 8. キッカー電磁石

キッカー電磁石は加速軌道に設置され、軌道に角度をもって入射されたビームバンチを正しく加速軌道に乗せたり、また取出すビームバンチを蹴って取出しセプトムに入れたりする。いわば入射・取出しのスイッチの役割をするパルス電磁石である。シンクロトロン加速周波数は普通数 MHz の程度であるから、磁場パルスの立上り、立下り時間は数十 nsec 程度、パルス巾も数百 nsec である。このような磁場パルスが発生するには、先ず kA 程度の高速度パルス電流を発生する電源が必要であるが、キッカー電磁石本体もその電流パルスの波形をくずさないために、十分広い周波数範囲でインピーダンスが一定でなくてはならない。そのようなキッカー電磁石の一例として、KEK-PS の 500 MeV ビームトランスファに使用されている伝送線型のキッカー電磁石を紹介する〔7〕。図 8-1, 2 にこのキッカー電磁石の一部分とその等価回路を示す。したがって、磁石は L と C で構成される  $\pi$  セクションが多数繋がっている構造になっている。

$$Z_0 = \sqrt{L/2C} \quad (8-1)$$

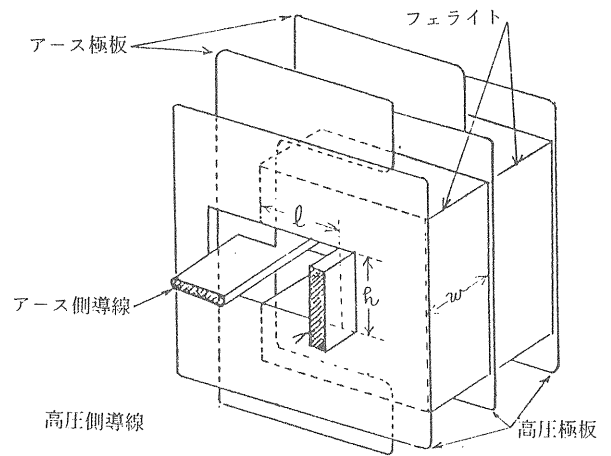
$$\omega_c = \sqrt{L/C} \quad (8-2)$$

とすると、この  $\pi$  セクションが無限に繋がっているとき電流パルスの角周波数  $\omega$  の成分に対するインピーダンス  $Z$  及び 1 セクション毎の位相の遅れ  $\theta$  は、

$$Z = Z_0 / \sqrt{1 - (\omega/\omega_c)^2} \quad (8-3)$$

$$\sin \frac{\theta}{2} = \frac{\omega}{\omega_c} \quad (8-4)$$

で与えられる。この式より、 $0 < \omega/\omega_c \leq 0.5$  では  $1 \lesssim Z/Z_0 \lesssim 1.15$  であり、また  $\omega/\omega_c \approx \theta/2$  と見なせるから、 $0.5 \omega_c$  までの周波数に関してはインピーダンスが一定であり、セクション毎の位相遅れが  $\omega$  に比例している。したがって、このような電磁石は個有インピーダンス  $Z_0$  の伝送線と考えるもよいことが分かる。L や C についてはフェライトや電極板の形状によって決り



(KEK-PS 500 MeV ビームトランスファ用)  
図 8-1 伝送線型キッカー電磁の一部

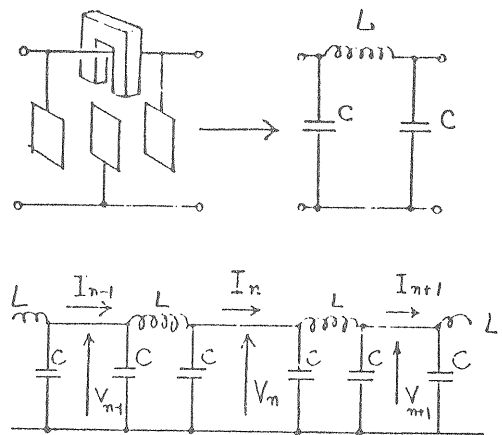


図 8-2 図 8-1 の伝送線型  
キッカー電磁石の等価回路

$$L = \mu_0 \ell w / h \quad (8-5)$$

$$C = \epsilon_0 S / d \quad (8-6)$$

である。ここに  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ (H/m)}$ 、 $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ (F/m)}$ 。  $\ell$ ,  $h$  は磁極間隙の中と高さ、 $w$  は 1 つのフェライトの厚さ、 $S$  は高圧側とアース側の電極が向い合う面積、 $d$  はその間隔である。実際のキッカー電磁石の  $\ell$  や  $h$  はビームの形状から決るが、その他の形状を決るとき重要な事は  $Z_0$  をいくらにとるか、また 1 個の電磁石の長さをいくらにし、それを何セクションで構成するかといった事である。 $Z_0$  は必要な磁場を発生する電流とパルス電圧による。必要な磁場は  $0.055\text{T}$  であるが、そのとき電流は  $1.8\text{kA}$  となる。一方パルス電圧は実用的な限度ぎりぎりを出すとして  $40\text{kV}$  である。これらからは  $22\Omega$  という値が得られるが、 $Z_0$  を標準ケーブルのインピーダンス  $50\Omega$

の整数分の1に選ぶのが便利である。このようにして  $Z_0 = 25 \Omega$  と決められた。1つの電磁石の長さ  $W$  については電流パルスがそれを伝播する時間  $T_d$  が問題となる。電流パルスの先端が電磁石に到達してから磁場が一様になるまでの時間  $T$  は、パルスの立上り時間を  $T_r$  とすると

$$T = T_r + T_d \quad (8-7)$$

である。 $T_r$  はパルス電源のスイッチングの速さで決り、約  $30 \text{ nsec}$  である。KEK-PS ブースターの取出しエネルギーでの周波数は  $6 \text{ MHz}$  で、バンチの周期は  $167 \text{ nsec}$ 、バンチ巾は約  $80 \text{ nsec}$  である。キッカー電磁石の磁場はバンチとバンチの間隙に立上げなくてはならないので、 $T$  は  $80 \text{ nsec}$  以下でなくてはならない。したがって  $T_d$  は  $40 \text{ nsec}$  程度にしくはなくてはならない。1セクションでの伝播時間の遅れ  $\tau$  は、 $\omega \tau = \theta$  より

$$\tau \approx 2 / \omega_c = \sqrt{2LC} \quad (8-8)$$

1つの電磁石が  $n$  セクションから成るとすると

$$T_d = n \tau = nL / Z_0 \quad (8-9)$$

である。この式と (8-5) 式より、 $\ell = 0.1 \text{ m}$ 、 $h = 0.04 \text{ m}$ 、 $T_d \leq 40 \text{ nsec}$  として

$$n w = W \leq 0.3 \text{ m} \quad (8-10)$$

が得られる。この長さが求まると、ビームの必要な蹴り角を得るために何台の電磁石が要るかが決る。また  $n$  については、 $n$  と  $\omega_c$  は比例するので大きい方が望ましいが、実際には  $n$  が大きくなりすぎると高圧とアースの電極板間の距離が短くなりすぎて放電が起る。このため、放電の起らない間隔が確保できるように  $n$  を決め、また  $\omega$  を決める。 $\omega$  が決れば (8-5)、(8-6) 式から  $S$  や  $d$  も決る。このようにして決められたキッカー電磁石の形状は表 8-1 に示す如くである。

このキッカー電磁石を動作させる電源回路のブロック図を図 8-3 に示す。このキッカー電磁石はインピーダンスが  $25 \Omega$  でパルス電圧は  $40 \text{ kV}$  であるが、パルスを発生するための充電電源は  $80 \text{ kV}$  の高電圧を発生しなくてはならない。この高電圧のためにケーブルのコネクター部で放電が起り易く、コネクターやケーブルを劣化させ、破壊させる。電圧を低くするには、必

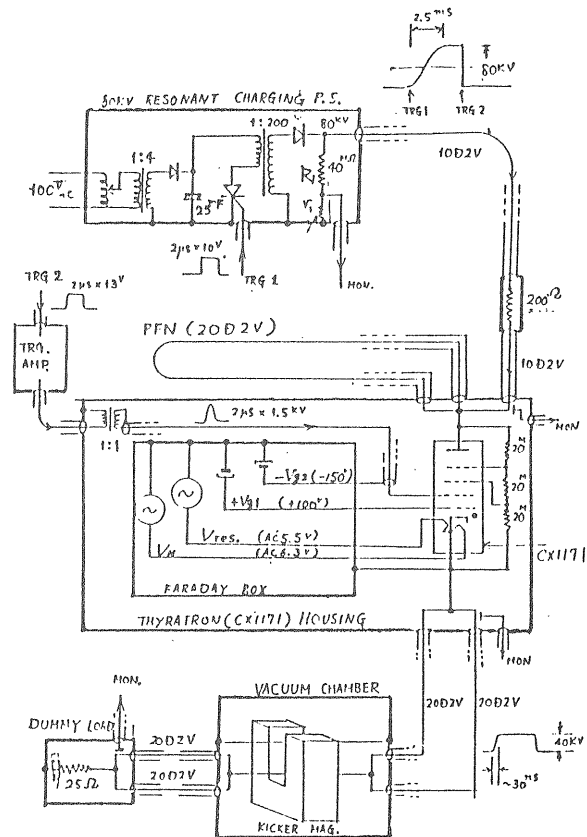


図 8-3 キッカー電磁石、電源回路ブロック図

表 8-1 KEK-PS の伝送線型キッカー電磁石の一覧表

	h	ℓ	w	n	L	C	$Z_0$	$\sqrt{2LC}$
ブースター入射用	mm 40	mm 100	mm 500	20	$9 \times 10^{-8} \text{ H}$	$7 \times 10^{-11} \text{ F}$	$25 \Omega$	ns 3.6
ブースター取出用	40	100	300	12	$9 \times 10^{-8}$	$7 \times 10^{-11}$	25	3.6
主リング入射用	50	125	250	10	$7.5 \times 10^{-8}$	$6 \times 10^{-11}$	25	3.0

必要な電流は変わらないのでインピーダンスを低くする必要はある。実際インピーダンスが $13\Omega$ の伝送線型キッカー電磁石も作られ、使用されている。インピーダンスを低くした場合(8-9)式より全インダクタンス $nL$ が小さくなり、1個の電磁石の長さが短くなる。したがって電磁石の数及び電源の数が増加することになる。

### 9. パルス電磁石用電源

以上に述べたパルス電磁石の電源は、発生する磁場が、 $H^-$ 入射用バンプ電磁石やキッカー電磁石のように、矩形波でなくてはならない場合と、セプタム電磁石や取出しバンプ電磁石のように、矩形である必要がなく、ピークの平坦な部分を使えばよい場合とで異なる。後者の場合には、コンデンサーに充電した電荷を電磁石の動作タイミングに合わせて放電し、電磁石のインダクタンスとコンデンサーの容量との共振によりサイン波を発生してその半波を使うことが多い。この場合、図9-1に示すようにサイリスターの回路を組んで、電磁石に流れて帰ってくる電荷を再びコンデンサーに充電して再利用し、効率を上げるように工夫されたものもある。この場合の電流波形は図に示したようになる。

矩形波のパルス電源はいわゆるラインタイプ・パルス電源が使われる。この電源は図9-2に示すように

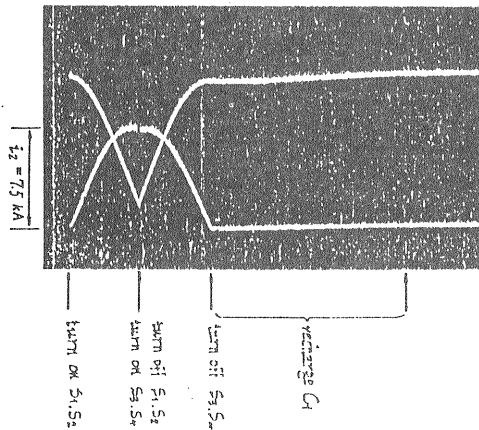
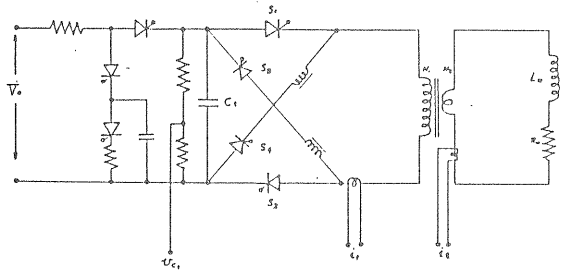


図9-1 パルス電磁石用電源と、出力電流波形

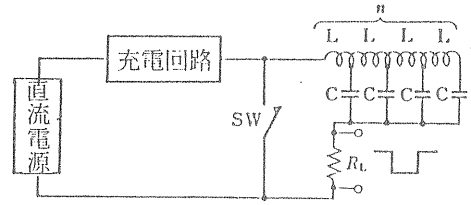
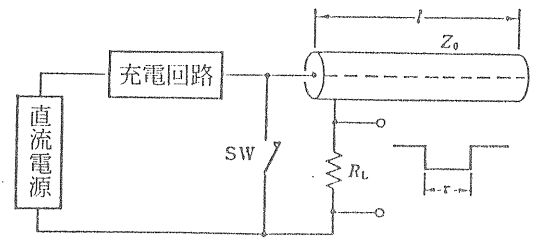


図9-2 矩形波パルス電源

直流電源、充電電源、パルス変成器(PFN)及びスイッチ素子で構成される。PFNはキッカー電磁石のように短いパルス(～数百 $nsec$ )では同軸ケーブルを用いることが多い。 $H^-$ 入射バンプ電磁石のような長いパルス(～数十 $\mu sec$ )では集中定数回路によるPFNを使っている。これらの電源で最も故障の起き易いコンポーネントはスイッチ素子である。キッカー電磁石の場合のように電圧が高く、高速である場合には、水素封入型のサイラトロンが使われる。電圧が低い場合にはサイリスターがよく使われる。これらのスイッチは苛酷な動作条件になり易く、余裕の少ない設計では故障が起きやすいので十分注意して設計しなければならない。

### III $H^-$ ビームのビーム輸送と入射

$H^-$ ビームをシンクロトロンの入射ビームとすると、リュウヴィユの定理の制約を避けながら非常に多くのターン数のビームを位相空間の同一場所に入射できる。このため入射ビームの強度を大巾に減すことができ、入射器として使われるリニアック等の加速器の負荷が軽減され、より安定な運転ができるようになる。またシンクロトロンにキャプチャーされる粒子数も増加する。このような事情から、最近では $H^-$ 入射を採用している加速器がふえている。ここでは $H^-$ 入射と $H^-$ ビームの輸送上基本的な重要性があると考えられる荷電変換薄膜とローレンツ・ストリッピングについて述べる。

## 10. 荷電変換薄膜 (ストリッピング・フォイル)

あるエネルギーの $H^-$ ビームをシンクロトロンに荷電変換入射する時、用意すべき薄膜の最適厚さは荷電変換効率、エネルギーロス、多重散乱によるビームの拡り等によって決る。後二者は厚さに伴って大きくなり、シンクロトロンに積上げられた陽子ビームのエミッタンスや、運動量の拡りを大きくする。したがって薄膜の厚さは薄い方が望ましい。一方荷電変換効率を100%近くするためにはある程度の厚さがなくてはならない。このようなわけで、この効率が100%近い値となる最小の厚さが最適であるが、もう一つこの厚さの薄膜をストリッピング・フォイルとして求められる形状に成形できるか、また成形したストリッピング・フォイルの取扱いが出来るかという問題もある。

### 10.1 荷電変換効率

$H^-$ ビームが物質中を通過する時に起る荷電変換反応には6種類が考えられる。反応前後の電価を( $i$ ,  $j$ )と書くことにすると、電子を失う反応( $-1, 0$ ), ( $-1, 1$ ), ( $0, 1$ )と電子をピックアップする反応( $1, 0$ ), ( $1, -1$ ), ( $0, -1$ )である。 $H^-$ イオンのエネルギーが100 keV以上は電子のピックアップ反応の断面積は非常に小さくて無視できる。したがってビーム中の $H^-$ ,  $H^0$ ,  $H^+$ の割合を $N^-, N^0, N^+$ とし、物質中の通過距離を単位面積当りの原子数 $x$ で表わせば、次の三つの微分方程式が得られる。

$$dN^-/dx = -(\sigma_{-10} + \sigma_{-11})N^- \quad (10-1)$$

$$dN^0/dx = \sigma_{-10}N^- - \sigma_{01}N^0 \quad (10-2)$$

$$dN^+/dx = \sigma_{-11}N^- + \sigma_{01}N^0 \quad (10-3)$$

ここで、 $\sigma_{ij}$ は電価が $i$ から $j$ に変換する反応の断面積で、 $H^-$ イオンのエネルギーが数十MeVでは $\sigma_{-1,0}$ ,  $\sigma_{01}$ は $\sim 10^{-18} \text{ cm}^2$ ,  $\sigma_{-11}$ は $\sim 10^{-19} \text{ cm}^2$ のオーダーである。この式を積分すると、 $x=0$ で $N^- = 1$ ,  $N^0 = N^+ = 0$ だから

$$N^- = e^{-(\sigma_{-10} + \sigma_{-11})x} \quad (10-4)$$

$$N^0 = \frac{\sigma_{-10}}{\sigma_{-10} + \sigma_{-11} - \sigma_{01}} [e^{-\sigma_{01}x} - e^{-(\sigma_{-10} + \sigma_{-11})x}] \quad (10-5)$$

$$N^+ = 1 - N^- - N^0 \quad (10-6)$$

である。荷電変換反応の断面積は数十MeV以下の広

いエネルギー範囲で測定されている[8]が、測定値がない場合には必要なエネルギーで、 $x$ に対する $N^-, N^0, N^+$ を測定し、(10-4)~(10-6)を使って求めることができる。 $N^-, N^0, N^+$ は図(10-1)のようになる。ストリッピング・フォイルの荷電変換効率は $N^+$ で表わすことができるが、 $N^+$ が低いとその分ビームロスが大きいわけで、 $N^+$ は少くとも0.95以上にすることが望まれる。このようにして望ましいフォイルの厚さが求まる。

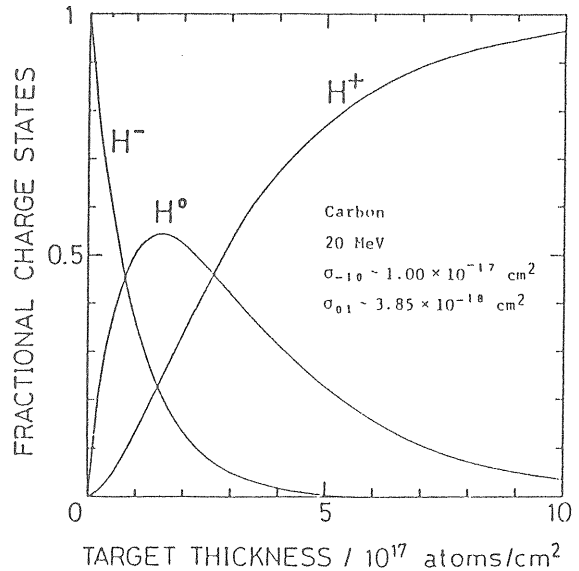


図10-1 20 MeV 水素イオンの炭素薄膜中の平衡電荷分布

### 10.2 エネルギーロス

高速の荷電粒子が物質中を通過するときそのエネルギーを失う。4.3で述べたように $H^-$ 入射では、ストリッピング・フォイルによって加速器の軌道にキャプチャーされた陽子は、入射が継続している間繰返しストリッピング・フォイルを通過することになる。この通過回数はビームの入射時間や、入射ビームのどの位置で入射するかによって変る。KEK-PS ブースターの場合、先頭で入射した粒子は数十回乃至百数十回という数となる。したがって加速器にキャプチャーされたビームにはフォイルの通過回数の拡りに伴うエネルギーの拡り、または同じことであるが運動量の拡りが付加されることになる。厚さ $\Delta x$ のフォイルを通過する時のエネルギーロス $\Delta E$ は、入射エネルギーの陽子に対するフォイル物質のストッピング・パワーを( $dE/dx$ )とすると

$$\Delta E = \left( \frac{dE}{dx} \right) \cdot \Delta x \quad (10-7)$$



で与えられる。(dE/dx)は種々の物質について、広いエネルギー範囲でテーブルになっている[9]。具体的なイメージを得るために、KEK-PS ブースターのH<sup>-</sup>入射を例にとる。エネルギーは40MeVで、炭素薄膜の場合ストッピングパワーは

$$(dE/dx) = 12.9 \text{ eV}/(\mu\text{g}/\text{cm}^2) \quad (10-8)$$

である。したがって、 $\Delta x = 30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ とすると、 $\Delta E = 387 \text{ eV}$ が得られる。これは1回陽子がストリッピング・フォイルを通過するときのエネルギーロスである。H<sup>-</sup>入射に要する時間は40 $\mu\text{sec}$ 程度であり、入射時の周波数は2.25MHzであるから、その間のターン数は90ターンである。したがってブースターにキャプチャーされた陽子ビームに付加されたエネルギーの拡りは35keVとなる。これはビームエネルギーの0.09%、運動量に換算すると0.045%である。実際には、ブースターにキャプチャーされた陽子が入射点に戻る毎に、毎回必ずストリッピング・フォイルを通過するとは限らないので、もう少し低い値となる。 $\Delta x$ が大きくなると、それに伴って運動量の拡りが大きくなり、ビームの質が悪くなる。 $\Delta x$ は不必要に大きくすべきではない。

### 10.3 多重散乱とエミッタンスの増大

高速荷電粒子が物質中を通過する時、小さい角度の弾性散乱を多数回受けてその方向を曲げられる。このような散乱を多重散乱という。ランダムな散乱であり、ある厚さを通過した時粒子の受けた偏向角の分布はガウス分布をしていると考えられる。この散乱された粒子の軌跡を一つの平面に投影し、その偏向角の二乗平均の平方根(r. m. s.)を $\theta_0$ (rad)とすると

$$\theta_0 = \frac{14.1}{p\beta} \cdot Z_{inc} \sqrt{\frac{L}{L_R}} \left[ 1 + \frac{1}{9} \log_{10} \left( \frac{L}{L_R} \right) \right] \quad (10-9)$$

で表わされる[10]。ここで $p$ ,  $\beta$ ,  $Z_{inc}$ はそれぞれ入射粒子の運動量(MeV/c), 速さを光速で割った値, 電価である。また $L_R$ は物質のラディエーション・レングス(radiation length)と呼ばれる量で、全ての元素について、その値が求められている[11]。Lは通過した物質の厚さである。因に、炭素では $L_R = 42.7 \text{ g}/\text{cm}^2$ であり、40MeVの陽子が厚さ30 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ の炭素薄膜を通過する時には $\theta_0 = 0.048 \text{ mrad}$ となる。H<sup>-</sup>入射では、ビーム中の陽子の多くは多数回ストリッピング・フォイルを通過するが、その度にこのような散乱

を受ける。したがってビームのエミッタンスは次第に大きくなる。

多重散乱によるエミッタンスの増加を評価するには、今日では多重散乱を含めて入射時間中の粒子の軌跡を計算機シミュレーションすればよいと思われる。しかし、解析的に導出された式は、現象に対する変数の寄与のし方がよく分り役に立つ。エミッタンスの増加についても次のような式が導かれている[12]

$$\Delta \epsilon_s = \frac{1}{2} \pi \beta_0 N n t \overline{\sigma_c (\delta y')^2} \quad (10-11)$$

ここで、 $\Delta \epsilon_s$ はエミッタンスの増分、 $\beta_0$ はストリッピング・フォイルの位置でのベータ関数、Nはフォイルを通過する回数、ntはフォイルの単位面積当りの原子数、また $\overline{\sigma_c (\delta y')^2}$ はH・Bruck[13]によれば

$$\overline{\sigma_c (\delta y')^2} = \frac{\pi}{2} \left( \frac{Z_{rp} E_0}{T} \right)^2 \left[ \ln \frac{(\delta \theta_M)^2_{ch}}{\chi_r^2} - 1 \right] \quad (10-12)$$

$$\chi_r = 1.20 \delta \theta_m (1 + 3.33 \gamma^2)^{1/2}$$

$$r = Z/137 \beta$$

$$\delta \theta_m = \lambda_0/a$$

$$(\delta \theta_M)_{ch} \approx \frac{\nu Y}{R}$$

Zは散乱原子の原子番号。 $r_p$ は陽子の古典半径(=1.53 $\times 10^{-18} \text{ m}$ )。E<sub>0</sub>は陽子の静止質量(=938MeV)。Tおよび $\beta$ は陽子の運動エネルギーと、速さを光速で割った値。 $\lambda_0$ は陽子のドブロイ波長で、プランク定数をh、陽子の運動量をpとすると $\lambda_0 = h/2\pi p$  aは散乱原子の半径(=5.3 $\times 10^{-11} Z^{-1/3} \text{ m}$ )。 $\nu$ は加速器のベータートロン振動のチューン。Yはビームパイプの半径で、Rは加速器の平均半径である。KEK-PSブースターの場合、30 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ の炭素薄膜をストリッピング・フォイルとして、40 $\mu\text{sec}$ のH<sup>-</sup>ビームを入射すると(10-11)式から求められるエミッタンスの増加は、R=6m、鉛直方向に $Y_v = 0.03 \text{ m}$ ,  $\nu_v = 2.3$ ,  $\beta_v = 1.6 \text{ m}$ 、水平方向に $Y_h = 0.05 \text{ m}$ ,  $\nu_h = 2.2$ ,  $\beta_h = 3.5 \text{ m}$ であるから、鉛直方向で $\Delta \epsilon_s^v = 0.8 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ 、水平方向で $\Delta \epsilon_s^h = 2 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ となる。因に入射H<sup>-</sup>ビームのエミッタンスは10~15 $\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ である。

実際のビームエミッタンスの増大は、鉛直方向には上記の値でよいが、水平方向は、上記の値に運動量の拡りの増加によるエミッタンスの増加を加えなくてはならない。ビームの運動量をp、ストリッピング・フォイルの位置でのディスパージョン・ファンクション

(dispersion function) を  $\eta$  とし、フォイルによる運動量の拡りを  $4p$  で表わすと、このエミッタンス増加分  $\Delta \epsilon_m$  は

$$\Delta \epsilon_m = \frac{\pi}{\beta_h} \left( \frac{1}{2} \eta \cdot \frac{4p}{p} \right)^2 \quad (10-13)$$

である。KEK-PS ブースターの場合、 $\eta = 1.4m$  で、先に見たように  $4p/p = 0.00045$  であるから、 $\Delta \epsilon_m = 0.03\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$  となる。

#### 10.4 ストリッピング・フォイルの製法

ストリッピング・フォイルの材質として最も普通なのは炭素薄膜である。しかし、入射エネルギーが低く、膜厚が極端に薄くなると、後で記すような特殊な枠にマウントすることが極めてむずかしくなる。このような場合には、ストリッピング・フォイルは、それぞれの加速器で独自に開発できたものを使うことになるわけで、材質もプラスチックフィルム [14] や  $\text{Al}_2\text{O}_3$  [15] などさまざまである。同じ厚さの薄膜を使用することが出来る場合には、エネルギーロスや多重散乱効果は  $Z$  の小さいもの程小さく、有利である。この点からも、また、ビーム照射に対する寿命の点からも炭素薄膜は勝れている。

シンクロトロンでの  $\text{H}^-$  入射で使われるストリッピング・フォイルの形状は、その入射方式に伴う強い制約がある。図4-5のストリッピング・フォイルの位置でビームに垂直な断面をみると図10-2の如くなる。このように、入射される  $\text{H}^-$  ビームはストリッピング・フォイルによって陽子に変換されると、先ずバンブのある入射時の軌道を周回する。入射が終るとビームは矢印の方に移動し、加速軌道に移される。したがっ

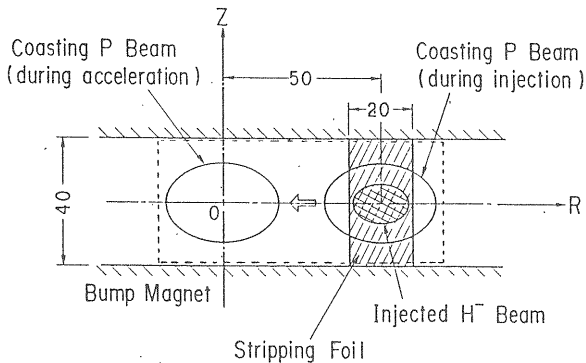
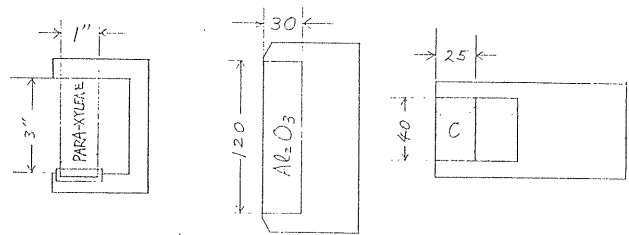


図10-2  $\text{H}^-$  入射におけるビームの移動とストリッピングフォイルの位置

て、ストリッピング・フォイルは入射  $\text{H}^-$  ビームの中より少し大きい巾が必要であり、その枠は点線で示した範囲内にビームをロスさせるような部分が張出してはいけない。このような枠は四辺の一つが欠けたC形の枠となる。しかもビームサイズは比較的に大きく、フォイル部分の形も  $4 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}$  程度以上は必要となる。このような枠にこれ程大きな極めて薄い ( $\sim 1000 \text{ \AA}$ ) 膜をマウントすることは不可能に近い難事である。この問題を克服するため、先に述べたように各加速器施設では独自の開発を行う必要があったわけである。

(図10-3)

KEK では、図10-4 に示すように、この問題はC



ANL-ZGS RAL-SNS KEK-PS

図10-3 種々のストリッピング・フォイル

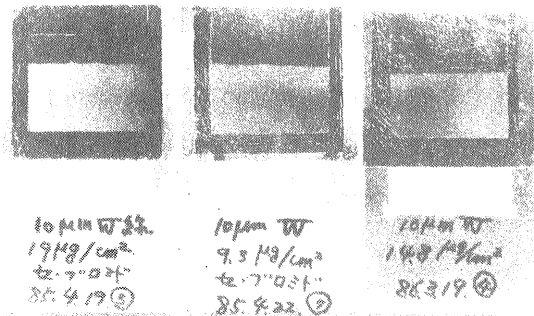
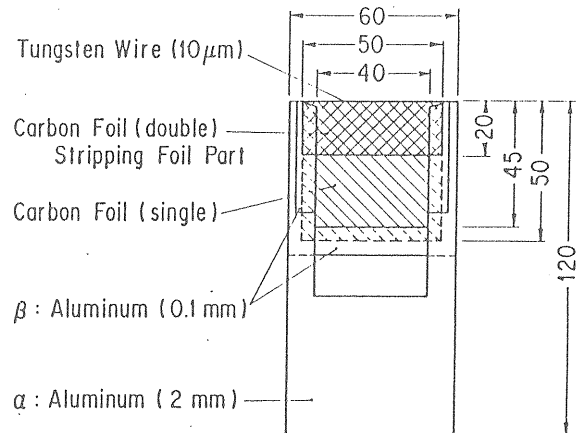


図10-4 KEK-PSのストリッピングフォイル

形の枠の開いた側の端に極めて細い（直径 $10\mu m$ ）タングステン線を張ることで克服した〔16〕。ビームはこのタングステン線をスイープしながら移動するが、ビームのサイズに較べ線の太さが極めて細いため、ビームのロスは少なく、高々1~2%である。このような枠にストリッピング・foilとして必要な厚さの半分の厚さの炭素薄膜を、タングステン線で折返して二重膜を形成するようにマウントする。このようにして四方を支持することにより、面積の広い炭素薄膜をマウントできるし、また取扱上の衝撃に耐える強さを確保することもできる。このストリッピング・foilの寿命は非常に長く、約1年（2週間モードの運転で14サイクル、約 $10,000\mu A \cdot Hr$ ）の使用に耐えたものもある。

### 10.5 foil・スクレーパー

これまで $H^-$ 入射用のストリッピング・foilについて述べたが、ストリッピング・foilのもう一つの重要な応用について触れておく。それは $H^-$ ビームに対するビームスクレーパーとしての応用である。ビームスクレーパーはハローや、ビーム中のエミッションの大きな部分を削るために使用される。枠の一方が開いているシンクロトロンでの $H^-$ 入射用のストリッピング・foilはこの目的に適している。 $H^-$ ビームに対するスクレーパーとして、このストリッピング・foilを使用することの利点として次のことが挙げられる。

- $H^-$ ビームの、foil・スクレーパーで削られた部分は陽子に変換されるが、依然としてビームであるので、元の $H^-$ ビームから容易に分離でき、決ったビームの捨て場（ビームダンプ）に導くことができる。
  - foilスクレーパーは極めて薄いので普通の金属板等を用いるスクレーパーに較べ残留放射能がはるかに少ない。
  - foilスクレーパーでは、エネルギーロスによる発熱が極めて少ないので、冷却系が不要であり、非常にコンパクトになる。
- また不利な点は、
- foilには寿命があり、時々交換する必要がある。
- しかし、foilスクレーパーのfoilは、 $H^-$ 入射用のストリッピング・foilのように厚さを気にしなくてもよく、少し厚めのfoilを使うことができるので、寿命は相当に長くなるものと考えられる。foilスクレーパーは特に高エネルギー $H^-$ ビームの

スクレーパーとして重要である。

### 11. ローレンツ・ストリッピング

$H^-$ イオンの第2電子は $0.755eV$ という低い結合エネルギーでくっついている。したがって、 $H^-$ イオンが数 $MV/cm$ の強い電磁場中に置かれると、フィールド・ディソシエーション（field dissociation）により $H^0$ に変換する確率が増大し、図11-1に示すように寿命が短くなる。よく知られているように、イオンが電磁場の中を運動する時ローレンツ力

$$F = q(E + v \times B) \quad (11-1)$$

が働く。ここで $q$ はイオンの電荷、 $E$ は電界、 $v$ はイオンの速度、 $B$ は磁束密度である。この式が示すように、 $E$ と $v \times B$ とは等価であり、 $H^-$ イオンが高速で強い磁場の中を通過する時、 $v \times B$ の力によりある確率で $H^0$ に変換する〔17〕。この現象をローレンツ・ストリッピングと言う。原理的には $H^0$ の電子もなにかがしかの確率でストリップされ $H^+$ に変換するのであるが、この電子の結合エネルギーは十分高いのでローレンツ・ストリッピングは無いに等しい。

ビーム輸送ラインには四極電磁石や偏向電磁石等多くの磁石があり、イオンはそれらの磁場を通過する。高エネルギーの $H^-$ イオンが磁場中で受ける力を等価な電界の強さで表わすと、イオンの静止系では、

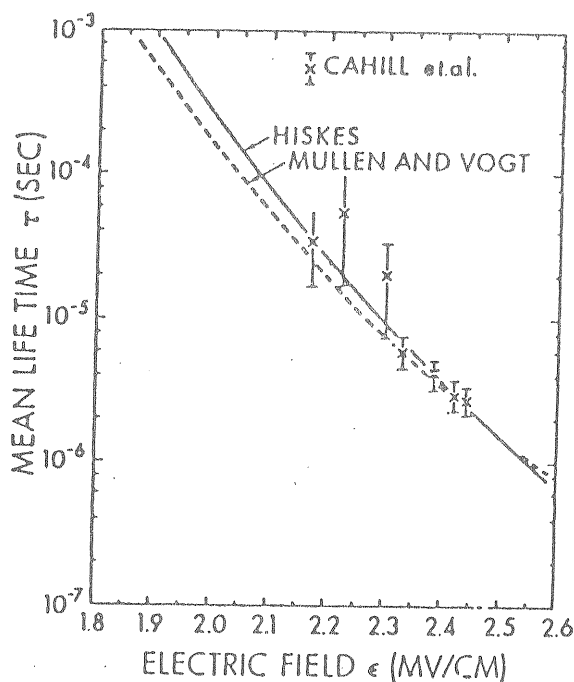


図11-1 電場中の $H^-$ イオンの寿命〔17〕

$$E = \beta \gamma c B \quad (11-2)$$

Eは等価な電界の強さ (V/m),  $\beta$ は $H^-$ イオンの速さの光速cに対する場合,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ , Bは磁束密度 (T)である。例えば, 1 GeV  $H^-$ イオンに対し, 1 Tの磁場は  $5.4 \times 10^8$  V/mの電界に相当する。この電界により  $H^-$ イオンはストリップされ, その量は  $1.8 \times 10^{-11}$  sec で1/eに減少する。その間にイオンが進む距離は, 実験室系で10mm以下である。ローレンツ・ストリップングについては, 実験的にも詳しく調べられており, 幾つかのレポートがある [17] [18]。 $H^-$ イオンの寿命は次の実験式で与えられる。

$$\tau = (A_1/E) \exp(A_2/E) \quad (11-3)$$

ここで, Eは(11-2)式で与えられる等価な電界の強さ,  $A_1 = 2.47 \times 10^{-6}$  V·s/m ( $\pm 4\%$ ),  $A_2 = 4.49 \times 10^9$  V/m ( $\pm 0.25\%$ )。 $\tau$ はイオンの静止系でその量が1/eに減少する時間である。1 GeV  $H^-$ イオンについて, Bに対するE及び $\tau$ をプロットすると, 図11-2の如くなる。例えばB=0.5 Tの場合を考えると, 図より $\tau = 1.44 \times 10^{-7}$  sec, これは実験室系では  $2.98 \times 10^{-7}$  secに等しい。 $H^-$ イオンが1 m進むに要

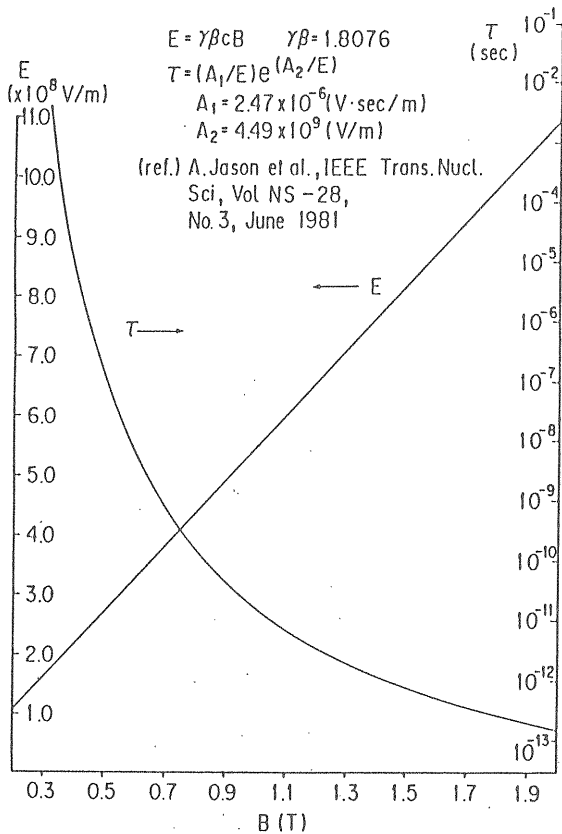


図11-2 磁場中での1 GeV  $H^-$ イオンの寿命

する時間は  $3.8 \times 10^{-9}$  sec であるから, この間にローレンツ・ストリップングで失われる量は  $\Delta I/I = 0.013$  となる。0.5 Tの偏向電磁石で  $30^\circ$  曲げるとき, イオンは  $5.9$  m,  $45^\circ$  曲げる時は  $8.9$  m 磁場の中を通る。この間にそれぞれ7.7%, 11.6%の $H^-$ イオンが減少するわけである。このロスは少なくないが, 1 GeV  $H^-$ イオンが真空箱等に衝突して発生する放射能を考えると, そこがビームの捨て場として特に用意された場所でない限り, 許容できる量ではないであろう。大強度ビームを扱う場合には特にそうである。0.5 Tは偏向電磁石の磁場としては強くないが, ローレンツ・ストリップングのために, この程度の磁場でも1 GeV  $H^-$ ビームの偏向電磁石の磁場としては強すぎるわけである。実際ロスアラモスのLAMP-PSRビーム輸送ラインは800 MeV  $H^-$ ビームに対し, 0.4 T以下の磁場で構成されているということである。

$H^-$ ビーム輸送ラインの単位長さ当りのビームロスの割合は次のように求められる。

$$\frac{df}{ds} = -\frac{f}{\beta \gamma c \tau} = -\frac{fB}{A_1} \exp\left(\frac{-A_2}{\beta \gamma c B}\right) \quad (11-4)$$

ここで, fはビーム中の $H^-$ イオンの割合, sはビームに沿った距離である。この式を使い単位長さ当りのロスが一定となるようなビームエネルギーとイオンの回転の曲率半径との関係を求めると, 図11-3のようになる。この図から分るように, 高エネルギーの $H^-$ ビーム輸送ラインでは相当大きな曲率半径でビームを偏向しなくてはならない。

高エネルギーの $H^-$ イオンは, 強い磁場で効率良くストリップされて $H^0$ となる。そこでこの現象を積極的に利用することが考えられる。4.3で見たように,

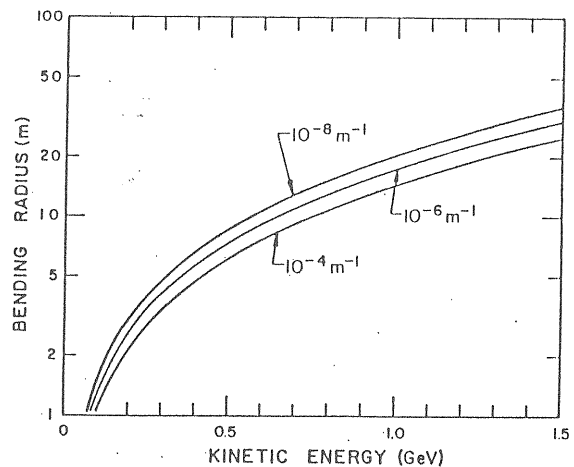


図11-3 ロスの割合が等しくなる。 $H^-$ イオンのエネルギーと磁場中の曲率半径 [18]

H<sup>-</sup>入射ではバンプ軌道を作る必要があるが、高エネルギーのビームに対してはバンプ電磁石は大きくなりがちである。特に H<sup>-</sup>イオンをバンプ軌道に乗せるための電磁石は、途中のローレンツ・ストリッピングを避るため磁場を低くしなければならず大きくなる。このため入射装置の配置に困難が生ずることがある。このような場合に、予めスペースの十分ある所で、ストリッピング・マグネットにより H<sup>-</sup>ビームを H<sup>0</sup>ビームに変換し、H<sup>0</sup>ビームに磁石内を素通りさせて、ストリッピング・フォイルに入射さし、再び荷電変換によって陽子ビームとして加速軌道に乗せる。このような H<sup>-</sup>入射系の一例を図11-4に示す〔19〕。既存のシンクロトロンの入射方式を H<sup>-</sup>入射に転換するような場合で、入射エネルギーが1 GeV程度に高く、入射バンプシステムを配置するスペースが取りにくいような時にはこのストリッピング・マグネットを使う方法は有利であると考えられる。

ストリッピング・マグネットは H<sup>-</sup>ビームを曲げながら荷電変換するので、形成される H<sup>0</sup>ビームの偏向面内のエミッタンスは大きくなる。エミッタンスの増大を出来るだけ少なくするため、図11-5に示すように、低い磁場から高い磁場に急激に変化するような磁場を作り、非常に狭い範囲内だけでストリッピングが起るように工夫したストリッピング・マグネットも考案されている。

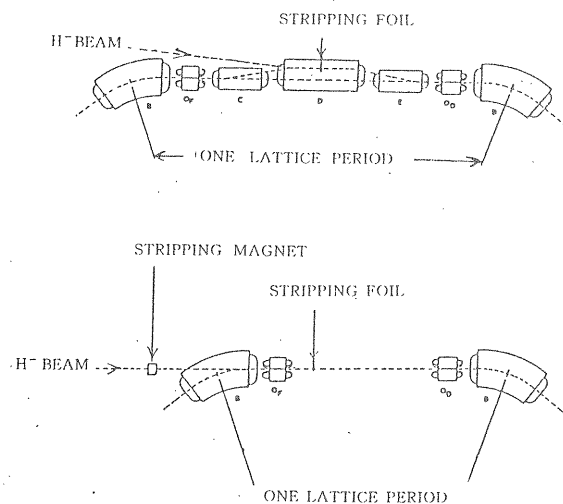


図11-4 H<sup>-</sup>入射の二つの方法(上) ストリッピング・フォイルのみを用いる方法(下) ストリッピング・マグネットを用いる方法

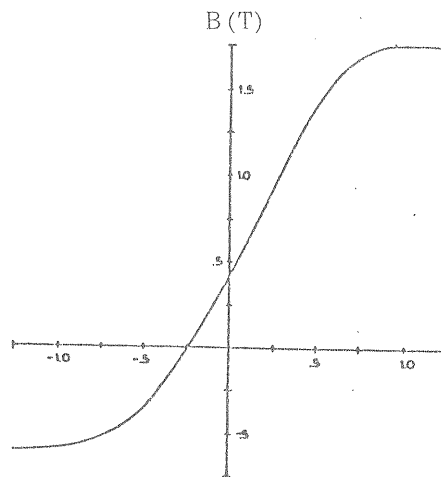
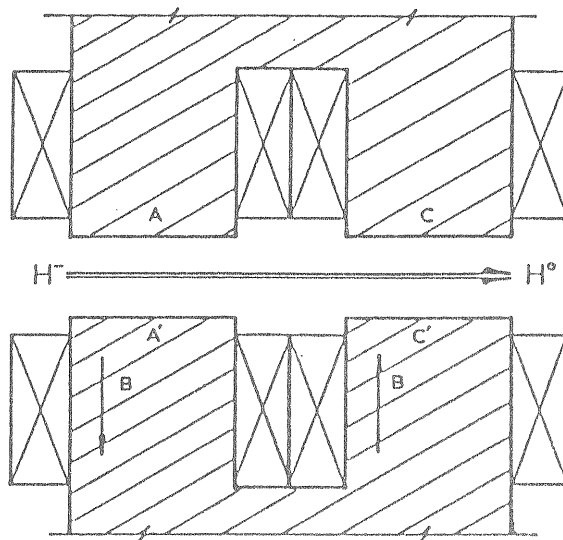


図11-5 ストリッピング・マグネットの一例〔19〕

参 考 文 献

- [1] OHO '86 高エネルギー加速器セミナー, ビームモニターとビーム不安定性
- [2] 熊谷教孝, OHO '84 高エネルギー加速器入門, III 電磁石
- [3] W.C. ELMORE, M.W. GARRETT, Rev. Sci. Instr. Vol 25, 480 (1954)
- [4] I.E. DATON, F.C. SHOEMAKER, R.F. MOZELEY, Rev. Sci. Instr., Vol 25, 485 (1954)
- [5] P. GRIVET, A. SEPTIER, Nucl. Instr. Meth., 6, 126 and 243 (1960)
- [6] J.J. WILKINS, A.H. SPURWAY, NIRL/R/6 (1963)
- [7] K. TAKATA, S. TAZAWA, Y. KIMURA, KEK-Report, KEK-76-21 (1976)
- [8] H. TAWARA, A. RUSSEK, Rev. Mod. Phys. 45, 178 (1973)
- [9] L.C. NORTHCLIFFE, R.F. SCHILLING, Nucl. Data Tables A7, 233 (1970)  
H.H. ANDERSEN, J.F. ZIEGLER, Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements (Plenum Press, New York, 1977)
- [10] V.L. HIGHLAND, Nucl. Instr. Meth. 129 (1975) 497-499
- [11] Y.S. TSAI, Rev. Mod. Phys. 46, 815 (1974)
- [12] R.K. COOPER, G.P. LAWRENCE, IEEE. Trans. Nucl. Sci., Vol NS-22, 1916 (1975)
- [13] H. Buck, Accélérateurs Circulaires de Particles, Chapter XIV (Presses Universitaires de France, Paris 1966)
- [14] ANL の ZGS では入射エネルギー 50 MeV で 30~40  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  のポリ-パラキシレン薄膜を使用
- [15] RAL の SNS では入射エネルギー 70 MeV で 50~60  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  の  $\text{Al}_2\text{O}_3$  の薄膜を使用
- [16] I. YAMANE, H. YAMAGUHI, Nucl. Instr. Meth. A 254 (1987) 225-228. 又は KEK-Internal 86-4 (in Japanese)
- [17] G.M. STINSON, W.C. OLSEN, W.J. McDONALD, P. FORD, D. AXEN, E. W. BLACKMORE. Nucl. Instr. Meth. 74 (1969) 333-341
- [18] A.J. JASON, D.W. HUDGINGS, O.B. VANDYCK, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol NS-28, 2704 (1981)
- [19] D.W. HUDGINGS, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol NS-26, 3556 (1979)