

# 第一章 はじめに

## 1. 1 概要

高エネルギー物理学研究所 (KEK) のブースタ陽子シンクロトロンは、1985年にそれまでの水素イオン ( $H^+$ ) マルチターン入射方式から負水素イオン ( $H^-$ ) 荷電変換入射方式へ変更を行った[1]。旧い方式は、入射イオンと周回ビームの電荷が同じである為、位相平面上の粒子分布に「むら」ができてしまい、アクセプタンスを十分に活用出来ない(図 1.1)。これに対して新しい方式は、位相空間の同じ点に繰り返し入射することも可能だし、また必要ならば入射ビームをアクセプタンス一杯に掃引することも出来る。従って、世界の大強度陽子シンクロトロンは大部分がこの方式を採用しており[2、3、4]、また大型ハドロン計画の様な、より大強度を目指す世界の加速器計画では  $H^-$  入射方式は前提条件になっている。そこで、本テキストの内容も  $H^-$  入射に限ることとする。

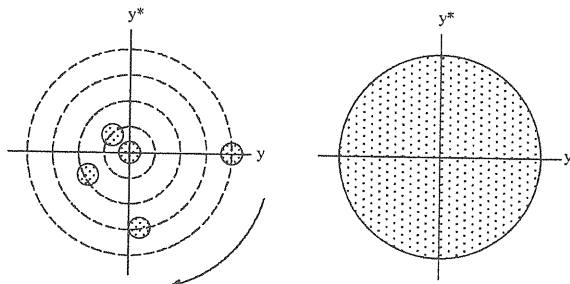


図 1.1  $H^+$  と  $H^-$  入射

図 1.2 に KEK の入射システムの例を示す。 $H^-$  イオンを陽子に荷電変換リング内周回軌道に乗せるには、バンブ軌道と呼ばれる局所的な「ふくらみ」をバンブ電磁石によって形成する。この軌道のほぼ中央部分において  $H^-$  ビームと既に周回している陽子ビームの軌道が一致し、ここに荷電変

換フォイルを置く。このフォイルを通過する際、 $H^-$  イオンはイオン化及びフォイルを構成する物質の原子核によるクーロン散乱を受けることになる。

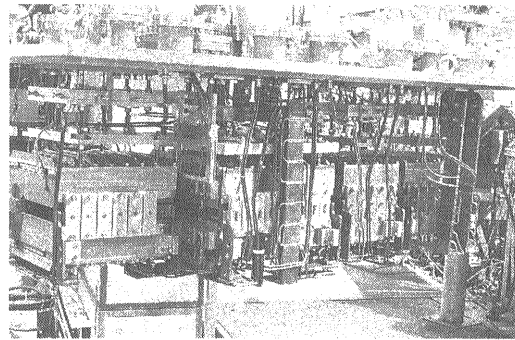
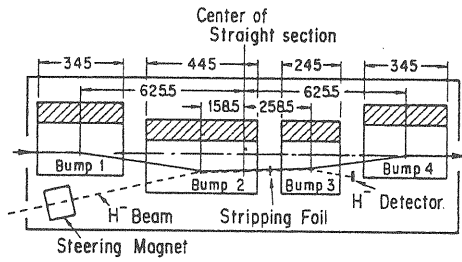


図 1.2 KEK ブースターシンクロトロン入射システム

イオン化の過程では、ほとんどのイオンが2個の電子を剥ぎとられ、その後陽子の周回軌道上を走ることになる。しかし、ごく一部のイオンは電子の剥ぎ取りが不完全で、フォイル通過後も  $H^0$  または  $H^-$  イオンとして残るため、周回軌道に乗ることが出来ず真空槽の壁に衝突して失われる。将来の大強度加速器で問題になるのは、この  $H^0$  原子のなかに幾種類もの励起状態が混在することである[5]。この原子は下流の磁場の影響で、励起レベルに応じて陽子に変換される(励起レベルが高い原子程、早い時期にイオン化される)。これは位相空間で広範囲にしかも一瞬にしてビー

ムハローが発生したことに等しく、加速器のあちこちで失われ残留放射能の原因となる。また、フォイル通過に伴うクーロン散乱では、通過毎に角度方向の変位を受けるため周回ビームのエミッタンスが増大する。従って、所定の入射が終了したら、このバンプ軌道は速やかに解消しなければならない。更に、エミッタンスの増加量はフォイル位置における $\beta$ 関数の値に比例するので入射点はそれが小さい位置（水平、垂直両方向について）に選ばなければならない。また周回ビームがフォイルを通過する確率（ヒッティング確率）を小さくする為のバンプ軌道の制御並びに変換フォイルの形状等が重要な問題になる。

ビーム出力がメガワット程度になると、僅かなビーム損失も甚大な残留放射能を引き起こす。大型ハドロン計画でも「hands-on-maintenance」を基本に考えるから、許される損失はビームパワー換算で0.1%以下に抑える必要がある。このときの線量率は、リング平均で毎時数百マイクロシーベルトと推定される。しかし、実際のビームロスの分布は $\beta$ 関数、ディスパージョン( $\eta$ )関数の大きい箇所、及び入射、取り出し近傍が相対的に高くなるので、この付近で作業を行う場合の被曝線量は平均の線量率から予測される値の数倍が見込まれる。この様な状況を改善する為に、損失ビ

ームを加速器のごく限られた領域で収集するようなシステムが必要である。これによって、局所的な遮蔽やメンテナンス期間中には放射化の高い機器を一時的に退避させることによって被曝を軽減する等の処置が可能となる。

## 1. 2 透過イオンの観測

KEK プースタ陽子シンクロトロンでは、1991年当時40 MeVの入射エネルギーに対して $30 \mu\text{g} / \text{cm}^2$ の炭素膜を荷電変換に使用した。このとき透過する $\text{H}^0$ 及び $\text{H}^-$ イオンの割合は、夫々2.3%及び0.1%以下と推定される（2.3節参照）。図1.3はこれらイオンの運動経路と、その下流に置かれた10本の電離箱タイプのロスモニタ(LDM)の配置を示す[6]。ロスモニタの大きさは直径34 mm、長さ280 mmのステンレス容器に、アルゴン（90%）とメタン（10%）の混合ガス1気圧が充填されている。陽極芯線は直径30  $\mu\text{m}$ のタングステンである。図1.4は得られたモニタ出力である。 $\text{H}^0$ 及び $\text{H}^-$ のピークの高さは必ずしも推定値に比例していない。ビーム周辺部がフォイルからはみ出たり、変換フォイルに小さな亀裂等が発生した場合には、 $\text{H}^-$ のピーク値は大幅に増加する。

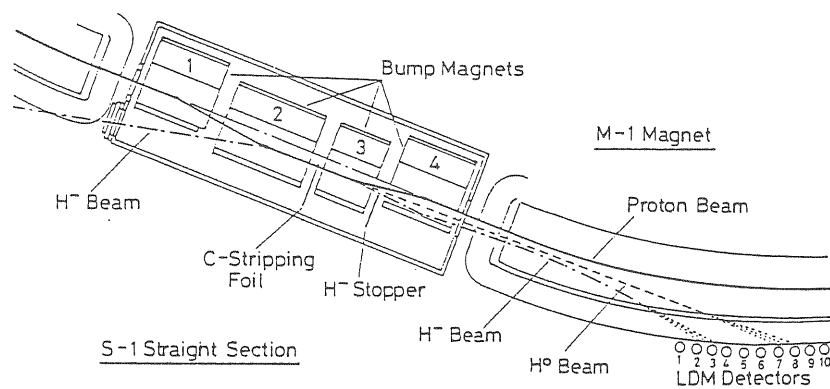


図 1.3  $\text{H}^0$ 及び $\text{H}^-$ イオンの運動経路とロスモニタの配置

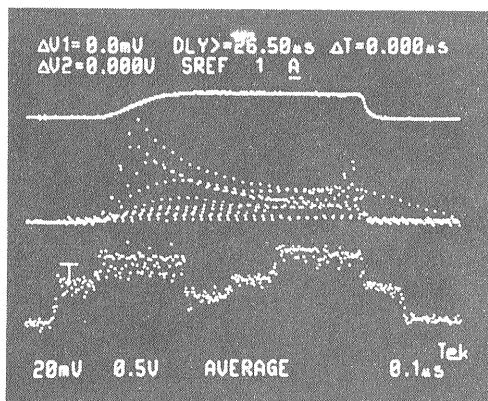


図14 H<sup>0</sup>及びH<sup>-</sup>イオンのロスモニタ出力。上段が入射ビーム、中段が各モニタ出力、下段の10区画のピンが10ヶ所の設置位置に対応する。左側のブロードピークがH<sup>-</sup>イオン、右側がH<sup>0</sup>原子である。各ピンを構成する点のばらつきはサイクル(20 Hz)毎の変動を示す。

### 1. 3 入射装置

図1.2において、バンプ電磁石4を出たビームが中心軌道と一致するためには、各電磁石の曲げ角( $\theta_i, i=1,4$ )と相互の距離の間( $l_i$ )には次の関係が必要である。

$$\sum_{i=1}^4 \theta_i = 0$$

$$\sum_{i=2}^4 l_i \theta_i = 0$$

ここで、第1式は中心軌道に対する角度が、第2式は水平方向の変位が夫々ゼロであることを示す。これは、今考えている部分が直線部であることから幾何学的考察により簡単に導くことが出来る。

4台のバンプ電磁石は、片側のヨークが切り取られたH型電磁石の構造をしており、磁芯は積層鋼板(厚さ0.1mm)、間隙の高さは40mm、磁束密度は0.4テスラである(図

1.5)。間隙の両側に1ターンの電流導体が配置され、4台がシリーズに接続されて電源につながる。このとき、全抵抗 $R_m=29\text{ m}\Omega$ 及び全インダクタンス $L_m=15\text{ }\mu\text{H}$ である。電源は、遅延時間4.6マイクロ秒、特性インピーダンス( $Z_0$ ) $0.87\text{ }\Omega$ の遅延回路を18ユニット結合したパルスフォーミングネットワーク(PFN)で構成される(図1.6)。充電電圧は9KVであるから負荷に流れるフラットトップの電流は10.3KAとなり、放電開始より165マイクロ秒まで持続する(図1.7)。

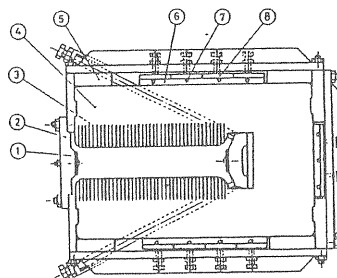


図1.5 バンプ電磁石 : 1) 厚さ3mmの銅導体、2) 絶縁体(GFRP)、3) 漏電流防止用スリット、4) 磁芯、5) ステンレス棒、6) 冷却板、7) 冷却管、8) ステンレス押え板。

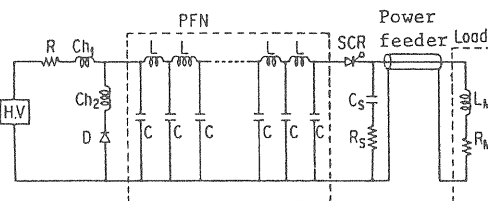


図1.6 PFN

図1.2に見るように、KEKの入射装置は一つの直線部に納められている。この方式は、米国フェルミ国立研究所(FNAL)のブースタシンクロトロン(図2.4)や英国ラザフォードアプルトン研究所(RAL)のISISシンクロトロン(図2.19)と同様である。しかし、バンプ軌道がリング電

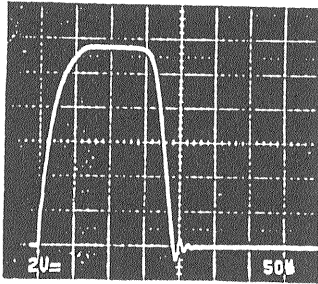


図 1.7 パンプ電流 (50 μsec/div、2KA/div)

磁石を含む形で作られる場合もある (図 1.8)。米国アルゴンヌ国立研究所の RCS 及びブルックヘブン国立研究所の AGS プースタでは共にバンパ軌道がリング内側に作られている。

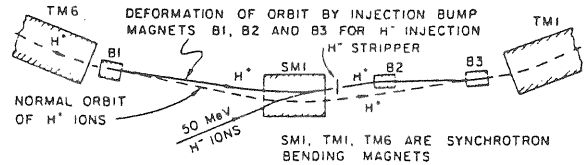


図 1.8 アルゴンヌ国立研究所 RCS への入射

## 第 2 章 ビーム入射

### 2. 1 入射エネルギーと残留放射能

空間電荷力によるチューンの変化量 (チューンシフト) は、垂直方向に対して

$$|\delta Q_v| \propto \frac{N}{\beta^2 \gamma^3 b(a+b)} \frac{1}{B} \quad (2.1)$$

である。ここで、 $N$ は粒子数、 $a$ 及び $b$ は夫々水平及び垂直方向のビームの半幅、 $\beta$ 、 $\gamma$ は相対論における値、 $B$ はバンチングファクタである。粒子数の増加に伴いチューンシフトが大きくなると、幾本もの共鳴線を通過しエミッタンスの増加または、それが整数、半整数の強い共鳴の場合にはビームが失われてしまう。これは加速器室内に置かれた機器の損傷または運転終了後の残留放射能の問題を引き起こし、大型ハドロン計画のような大強度陽子ビームの施設では最重要課題として検討しなければならない。(2.1)から分かるようにチューンシフトは入射時に最も大きく

なるが、これを克服するには、より高い入射エネルギーを選ぶことや、ペインティング入射 (2. 6 節) によって一様な大きいビームサイズを形成する等の方策がある。しかし同時に、入射エネルギーの選択が残留放射能に与える影響についても考えておくことが必要である。

残留放射能の生成は、入射粒子と加速器を構成する物質との非常に複雑な原子核反応 (高エネルギー粒子ではカスケード反応が重要) を通して行われる。この過程は本来モンテカルロシミュレーションにより追跡すべきものであるが、一方では、概算値を把握する為の定式化も試みられている [7、8]。ここでは、セルンの陽子シンクロトロンでの残留放射能の解析 [9] にも使用された A. H. Sullivan [8] による評価法を説明する。高エネルギー陽子が真空槽または電磁石等と衝突するとスポレーション核反応が発生し、ここで生じた二次粒子が誘導放射能の原因となる。いま、陽子のエネルギー  $E$  を GeV 単位で表わすと、1 個の陽子から発生するスポレーション反応の頻度は概ね

$$3.5E^{0.92} \quad (2.2)$$

である。また、1秒間当たり1回のスポレーション反応から生成される放射能は

$$0.031 \ln\left(\frac{T+t}{t}\right) \quad [Bq] \quad (2.3)$$

ここで、 $T$ はスポレーション反応の継続時間、 $t$ は反応終了後の冷却期間また  $Bq$  (ベクレル) は1秒間当たり1回の放射性壊変を示す単位である。(2.3)で、 $t$ をゼロとすれば発散してしまうが、これは式の導出の過程で放射性核種の半減期の分布を数時間以上のものに着目する近似式を用いた為である[10]。故に、実際の放射能分布と比較する場合には冷却期間として数時間以上おかなければならない。(2.2)、(2.3)より、陽子のエネルギー損失1ワット当たりの放射能は

$$S = 6.78 \times 10^8 E^{-0.08} \ln\left(\frac{T+t}{t}\right) \quad [Bq / watt]$$

となる。これは1  $Bq$ の放射能が存在するとき1メートルの距離における線量率への換算係数 (220 fSv/h·Bq) を用いれば

$$D = 1.49 \times 10^{-4} E^{-0.08} \ln\left(\frac{T+t}{t}\right) \quad [Sv / h / watt] \quad (2.4)$$

と書くことが出来る。この式から、残留放射能は損失ビームのワット数に比例しており、入射エネルギー自体への依存性は極めて弱いことが分かる。例えば、大型ハドロン計画のブースターシンクロトロン (周長339メートル) を連続して200日間運転し、その後32時間の冷却期間をおいたとする。このとき、平均電流200  $\mu A$ の0.1%が入射エネルギーの200 MeVで損失したとすれば、リングの単位長さ当たり平均0.1 mSv/h (1メートル離れた距離におい

て)の線量率となる。同じワット数の損失が、取り出しエネルギー (3 GeV) で発生したとしても、この値は2割の減少に留まる。(2.4)式の重要な点は、同じ粒子数を失うならば、それは低いエネルギーである程有利であるということである。

(2.4)式の妥当性について簡単にふれておく。Baconnier[9]はセルンの陽子加速器 (PS ブースタ、PS 及び SPS) について、年間平均のビーム損失量と加速器周辺で測定された残留放射能の関係を次の形に表わした。

$$D_i = 2.3k_i P \ln\frac{T+t}{t}$$

$k_i$  = 比例係数

$P$  [watt / m] = 加速器の単位長さ当たりのビーム損失量

$D_i$  [Sv/h] = 40 cm の距離における線量率

表 2.1 は、比例係数( $k_i$ )の分布である。ここで比較された三つの加速器は、そのオペレーティングエネルギーが PS ブースタの入射 (50 MeV) と SPS の取り出し (450 GeV) では 9,000 倍も異なるが、 $k_i$ の範囲は7倍に留まっている。このことは、(2.4)に示される弱いエネルギー依存性 ( $9,000^{0.08} = 0.48$ )と同様な傾向を示すものと考えることが出来る。

表 2.1 残留放射能の比例係数

	入射エネルギー [GeV]	取り出しエネルギー [GeV]	P [watt / m]	$k_i$ [Sv m / h watt]
PS ブースタ	0.05	0.815	0.87	$0.5 \cdot 10^{-4}$
PS	0.8	24	0.485	$3.4 \cdot 10^{-4}$
SPS	14	450	0.21	$1.2 \cdot 10^{-4}$

## 2. 2 ローレンツストリッピング

Hイオンの外側にある電子の束縛エネルギーは 0.755 eV

と小さいので、磁場を通過するときこれらの電子は容易に剥ぎ取られてしまい  $H^0$  原子になる。この現象は「field ionization」または「field dissociation」等とよばれるが、加速器の分野では「Lorentz stripping」という言葉も広く用いられている。速度  $\beta c$  をもつイオンが磁場  $B$  のなかを運動するとき、イオンの静止系でみれば

$$E = \gamma c \beta \cdot B$$

の電場を感じるようになる。このような電場のもとにおけるイオンの平均寿命 ( $\tau$ ) は

$$\tau = (A_1 / E) \exp(A_2 / E)$$

ここで、

$$A_1 = 2.47 \times 10^{-6} V \cdot s / m (\pm 4\%)$$

$$A_2 = 4.49 \times 10^9 V / m (\pm 0.25\%)$$

である[11]。実験室系での寿命はこれを  $\gamma$  倍して与えられるので、生き残る粒子の割合を  $f$  とすれば

$$f(s) = \exp(-s / \beta \gamma c \tau) \quad (2.5)$$

である。これから単位走行距離当たりの  $H^0$  イオンへ変換される割合が求められ、

$$\frac{df}{ds} = (fB / A_1) \exp[-A_2 / (\beta \gamma c B)]$$

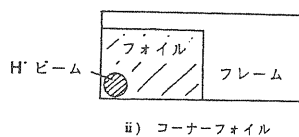
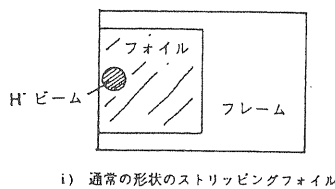
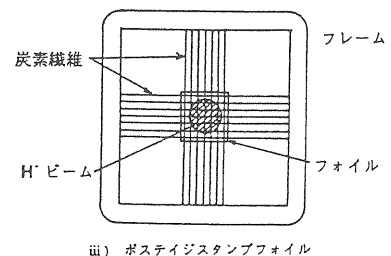


図 2.2 フォイル形状



となる。図 2.1 は、入射エネルギーに対するストリッピングによる損失率を示す。

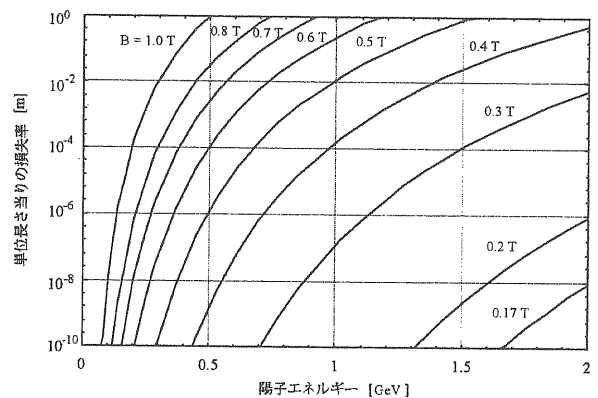


図 2.1 ローレンツストリッピングによる損失率

尚、電子を剥ぎ取られた  $H^0$  原子も強い磁場を通過すると更なるイオン化を受けるが、これについては 2.4 節で述べる。

### 2. 3 荷電変換フォイル

作り易さ及び価格の面から炭素フォイルが最も多く使用されているが、ISIS では大面積フォイルの製作上の問題から酸化アルミフォイルを使用している (表 2.2)。これらのフォイルは支持枠に取り付けられ、真空槽の中でビームに対する位置を調整したり、破損した場合には他の新しいフォイルと交換が出来るようになっている。

図 2.2(i)は、ビームに接する直線状の縁（フォイルエッジ）には支持枠がない構造であり、最も一般的に用いられている。しかし、ビームのヒット確率を小さくする為に PSR（陽子蓄積リング、米国ロスアラモス国立研究所）では postage stamp 型を採用している[14]。また、同様の目的でコーナーフォイルの開発も行われている[15]。

フォイルの厚さは、与えられた入射エネルギーのもとでの H から H<sup>+</sup> または H<sup>0</sup> への変換効率を決めるが、同時にエネルギー損失及びクーロン散乱によるエミッタンスの増大にも影響を与える。

表 2.2 荷電変換フォイルの種類

	入射エネルギー [MeV]	材質	厚さ [μg/cm <sup>2</sup> ]	文献
KEK ブースタ	4.0	炭素	6.0	[12]
ANL RCS	5.0	炭素	6.0	
AGS ブースタ	2.00	炭素	1.50	
FNAL ブースタ	2.00	炭素	2.00	[13] '93 年以前
FNAL ブースタ	4.00	炭素	5.25 - 6.00	J. Lackey '96 年私信
PSR	8.00	炭素	2.00	[14]
ISIS	7.0	酸化アルミ	5.0	[4]

H<sup>-</sup> イオンが物質を通過するとき、生成される H<sup>0</sup> または H<sup>+</sup> イオン及び生き残った H<sup>-</sup> イオンの割合を夫々 N<sup>0</sup>、N<sup>+</sup> 及び N<sup>-</sup> とすれば、

$$\begin{aligned}
 \frac{dN^-}{dx} &= -(\sigma_{-10} + \sigma_{-11})N^- \\
 \frac{dN^0}{dx} &= \sigma_{-10}N^- - \sigma_{01}N^0 \\
 \frac{dN^+}{dx} &= \sigma_{-11}N^- + \sigma_{01}N^0
 \end{aligned}
 \tag{2.6}$$

ここで、x は 1cm<sup>2</sup> 当たりの標的原子の個数、σ<sub>-10</sub>、σ<sub>-11</sub> 及び σ<sub>01</sub> は電子が剥ぎ取られる断面積であり、夫々

$$\begin{aligned}
 \sigma_{-10}: H^- &\rightarrow H^0 \\
 \sigma_{-11}: H^- &\rightarrow H^+ \\
 \sigma_{01}: H^0 &\rightarrow H^+
 \end{aligned}$$

である。(2.6)は簡単に積分することが出来て、

$$\begin{aligned}
 N^- &= e^{-(\sigma_{-10} + \sigma_{-11})x} \\
 N^0 &= \frac{\sigma_{-10}}{\sigma_{-10} + \sigma_{-11} - \sigma_{01}} \left[ e^{-\sigma_{01}x} - e^{-(\sigma_{-10} + \sigma_{-11})x} \right] \\
 N^+ &= 1 - N^- - N^0
 \end{aligned}
 \tag{2.7}$$

を得る。いくつかの標的材料に対して、これらの断面積が実験または計算によって求められている (図 2.3)。図中 Formvar (C<sub>5</sub>H<sub>7</sub>O<sub>2</sub>) については、σ<sub>-10</sub> 及び σ<sub>01</sub> の寄与を示す [17]。

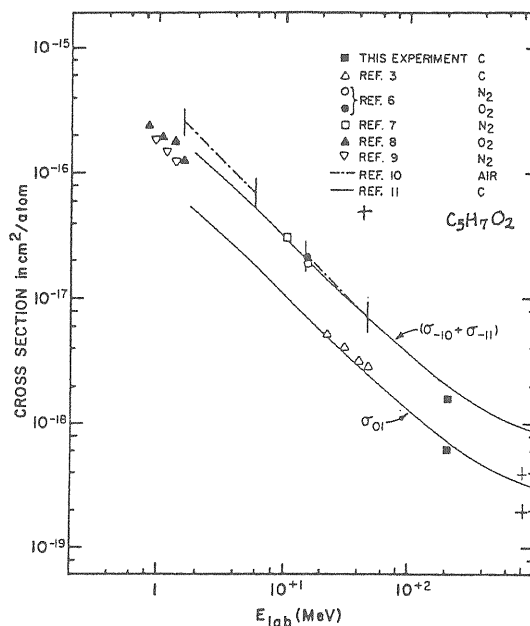


図 2.3 H 原子のストリッピング断面積[16]。Formvar (C<sub>5</sub>H<sub>7</sub>O<sub>2</sub>) の値については本文参照。

200 MeV の H<sup>-</sup> ビームが炭素フォイルに入射した場合の断面積は、FNAL ブースタの入射装置(図2.4)を用いて Webber、Hojvat らによって測定された[16]。彼等は数種類の炭素フォイルについて、それらを通過してくる H<sup>-</sup>、H<sup>0</sup> 及び H<sup>+</sup> イオンの収量をワイヤスキャナで測定し、次の結果を得た。

$$\begin{aligned}\sigma_{-10} &= (1.56 \pm 0.14) \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \\ \sigma_{01} &= (0.60 \pm 0.10) \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \\ \sigma_{-11} &= (-0.08 \pm 0.13) \times 10^{-18} \text{ cm}^2\end{aligned}$$

(厳密には、H<sup>-</sup> 原子は各励起状態に分離しており、これがワイヤスキャンを行う際空間的な広がりとして検出される。しかし、この実験はそれ程に精度良いものではない。励起状態については次節で述べる)。これらの値を(2.7)に代入すれば、H<sup>-</sup> への変換効率は図 2.5 の様になる。ここで  $\alpha_{11}$  の項は十分に小さいとして無視した。尚、200 MeV H<sup>-</sup> イオンの種々の物質による変換効率については、文献 13 に半経験式が導かれている。

寿命については、入射エネルギー及びフォイルの厚さに対する詳細な報告は見当たらない。長期間使用するうちに、フォイル表面に「そり」、「縮み」または亀裂等が発生したり、使用開始の時に比べて相対的に H<sup>0</sup> 及び H<sup>+</sup> イオンが数倍に増えたからという理由で新しいフォイルに交換しているのが実情である(図 2.6)。KEK ブースタでは、パルス当たり  $2 \times 10^{12}$  個の陽子を 20 ヘルツで出力する運転において、約 30 日で新しいフォイルと交換している[18]。これは、ヒッティング確率を 1 として計算すると、 $5 \times 10^{21}$  個の陽子が通過したことになる。最近では炭素ロッドを DC 及び AC モードで交互に放電させ、真空蒸着によって長寿命の炭素フォイルを製作する試みがある[19]。

種々の物質に対する陽子 (0.1-1000 MeV) の阻止能は、文献[20]に詳しい数値データが報告されている。使用したいフォイル材質について参照するとよい。

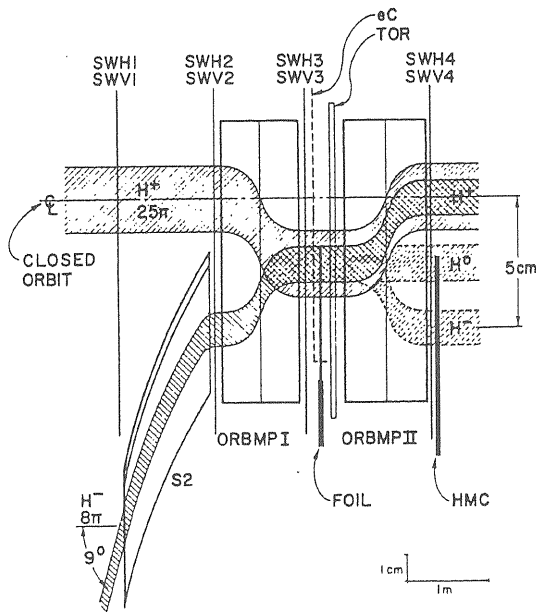


図 2.4 FNAL ブースタの入射装置。SWH4 及び SWV4 が水平及び垂直方向のシングルワイヤスキャナであり、前者をイオンの分布測定に用いる。

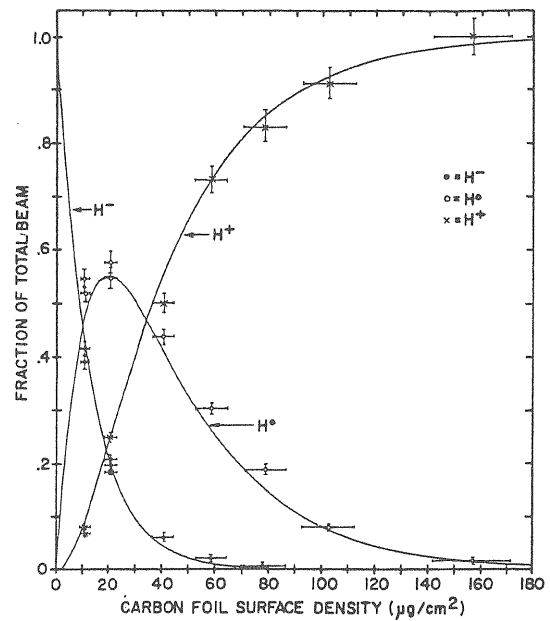


図 2.5 200 MeV H<sup>-</sup> イオンの炭素フォイルによる H<sup>+</sup> への変換効率



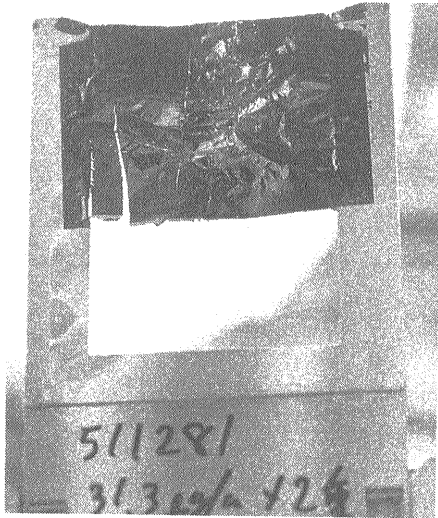


図 2.6 KEK 陽子シンクロトロンで使用後の荷電変換用炭素フォイル(60  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ).

#### 2. 4 水素原子の励起状態

イオンビームが薄膜を通過する際、その励起状態が生成されることは原子分光学の分野では古くから知られていた[21, 22]。しかし、これを加速器の入射過程において最初に認識したのは、米国ロスアラモス国立研究所にある陽子蓄積リング(Proton Storage Ring, PSR)のグループである[5]。彼らは、LAMPF リニアックからの入射ビームが入射後1周もしないうちにロスしてしまう (first-turn loss) 現象につ

いて次のように考えた。即ち、炭素フォイル通過の際に発生した  $\text{H}^0$  の励起状態にある原子が下流の偏向電磁石の端磁場 (fringe field) によってイオン化され、その後偏向磁場を感じるようになる。この結果、既にフォイルにおいて変換された陽子の中心軌道に対し、新たにイオン化した陽子の軌道は外側に大きく外れることになりロスとなる (図 2.7)。この考えは、フォイル通過に伴う  $\text{H}^0$  の各励起状態の生成実験及びそれらの fringe field における寿命の計算を通して、ロスの収量及びその位置を推定し、概ね現状のロスを説明することが出来た。

$\text{H}^0$  が炭素フォイルに入射し、その際生成される  $\text{H}^0(n)$  の励起状態の収量は(2.7)と同様な、

$$y(x) = \frac{N_i a}{a + b - c} \left[ e^{-cx} - e^{-(a+b)x} \right]$$

の形で表わされる。ここで係数  $a$ 、 $b$  及び  $c$  は  $\text{H}$  粒子から夫々主量子数  $n$  の励起状態  $\text{H}^0(n)$ 、 $\text{H}^0(n)$  以外の励起状態へ及び  $\text{H}^0(n)$  から電子の剥離を含む他の励起状態への遷移を表わす。 $N_i$  は実験値に合うように決める定数である。Macek らが測定した  $n = 1 + 2$  及び  $3$  の状態の収量のフォイル厚依存性は文献[23]が与える曲線と良く一致している (図 2.8)。 $n=3$  に対する係数は  $[\text{cm}^2/\mu\text{g}]$  を単位として、

$$\begin{aligned} a &= 0.0123 \\ b &= 0.00086 \\ c &= 0.0131 \end{aligned}$$

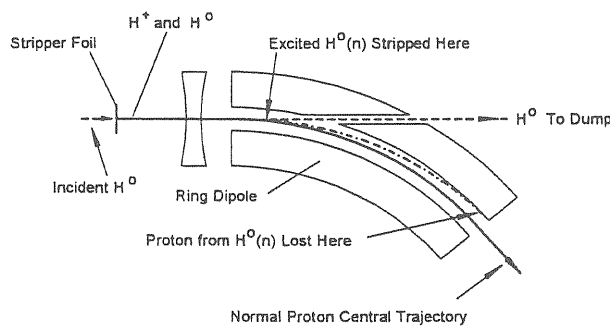


図 2.7 PSR への入射と first-turn ロス

及び  $n=1$  について

$$\begin{aligned} a &= 0.0388 \\ b &= 0.00949 \\ c &= 0.0109 \end{aligned}$$

である。実際の PSR 入射では炭素フォイルを通過するのは  $H^0$  であり、この実験の様な  $H$  イオンではないが、ここで得られた収量の半分が  $H^0$  入射の場合に対応すると仮定することより励起状態の収量が求まる。

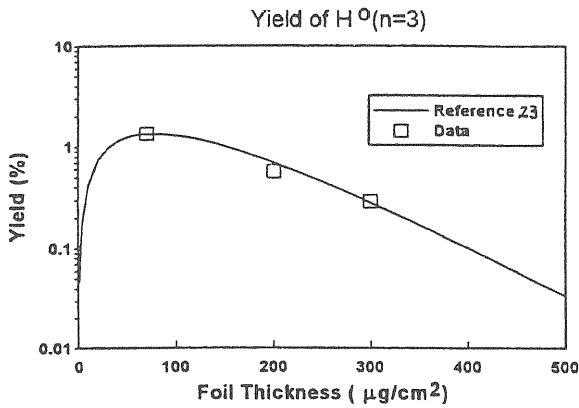


図 2.8 励起状態 ( $n=3$ ) 生成の荷電変換フォイルの厚さに対する依存性。

$$\Gamma_{n,n_1,n_2,m} = \frac{(4R)^{2n_2+m+1}}{n^3 n_2! (n_2+m)!} \exp \left[ -\frac{2R}{3} - \frac{n^3 F}{4} \left( 34n_2^2 + 34n_2 m + 46n_2 + 7m^2 + 23m + \frac{53}{3} \right) \right] \quad (2.9)$$

ここで、

$$\begin{aligned} R &= (-2E)^{3/2} / F \\ E &= -\frac{1}{2n^2} + \frac{3}{2}n(n_1 - n_2)F - \frac{n^4}{16} \left[ 17n^2 - 3(n_1 - n_2)^2 - 9m^2 + 19 \right] F^2 \\ &+ \frac{3}{32}n^7(n_1 - n_2) \left[ 23n^2 - (n_1 - n_2)^2 + 11m^2 + 39 \right] F^3 \\ &- \frac{n^{10}}{1024} \left[ \begin{aligned} &5487n^4 + 35182n^2 - 1134m^2(n_1 - n_2)^2 \\ &+ 1806n^2(n_1 - n_2)^2 - 3402n^2m^2 + 147(n_1 - n_2)^4 - 549m^4 \\ &+ 5754(n_1 - n_2)^2 - 8622m^2 + 16211 \end{aligned} \right] F^4 + O(F^5) \end{aligned}$$

表 2.3  $H^0$  励起状態のイオン化に伴うロス絶対値及びそのリング内位置

n	角度変位 (ミリラディアン)	リング内位置	ロス収量 (フォイル: 200μg/cm <sup>2</sup> )
3	22-50	最初の偏向電磁石	0.30%
4	6.1-12	次の3セクション	0.20%
5	1.8-4.4	リング全周に亘るアパー チャの狭い箇所	0.15%

端磁場中におけるこれらの状態の存在確率は(2.5)と同じく、その寿命は

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma_{n,n_1,n_2,m}} \quad (2.8)$$

である。ここで  $\hbar$  はプランク定数、 $\Gamma_{n,n_1,n_2,m}$  は励起状態 ( $n = n_1 + n_2 + m + 1$ ) の共鳴幅である。Damburg と Kolosov[24]によれば、この共鳴幅は原子単位を用いると次の式で与えられる。

ここで、Fは印加された電場の強さであり、単位の大きさは  $5.13 \times 10^9$  volt/cm、またエネルギーは 27.2 eV を単位として測る。H<sup>0</sup> 原子の基底状態のエネルギーは、 $n=1(n_1=n_2=m=0)$  即ち -13.6 eV である。この式が与える結果は、厳密解の与えるそれと高々 3 倍の差で一致する。端磁場の分布が分かれば、(2.8)、(2.9)から実験室における H<sup>0</sup>(n)の励起状態の存在確率は

$$f_{n,n_1,n_2,m}(s) = \exp\left(-\frac{1}{\hbar\beta\gamma c} \int_{-\infty}^s \Gamma_{n,n_1,n_2,m}(z) dz\right)$$

で与えられる。故に、これから各励起状態が陽子へ変換される場所が決まり、中心軌道に対する角度の変位が求められる。表 2.3 はこのようにして計算されたビームロスの場合とその収量である。これによって、PSR の長い間の謎であった first-turn ロスを説明することが出来た。

図 2.9 は 1.334 GeV H<sup>0</sup> 原子の励起状態 (n=4, 5) の磁場中における寿命の計算例である[25]。

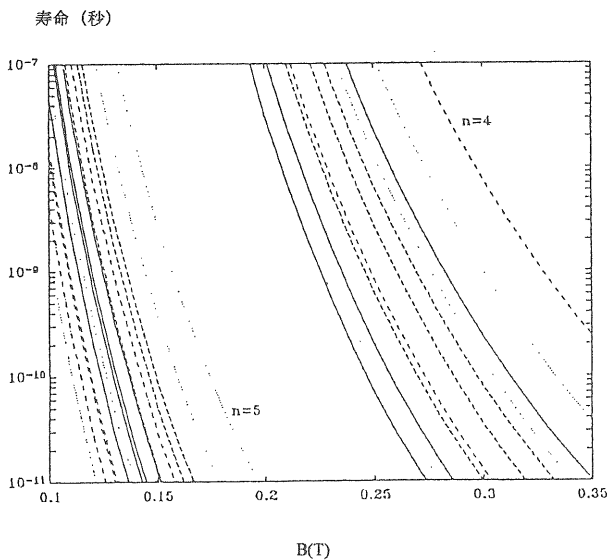


図 2.9 1.334 GeV H<sup>0</sup> 原子の励起状態 (n=4,5) の寿命[25]。

## 2. 5 エミッタンスの増加

入射される H<sup>0</sup> ビームまたは既にリング内を周回する陽子ビームは、荷電変換フォイルを構成する物質の原子核とのクーロン散乱によって角度の変位を受ける。これは、ビームエミッタンスの増大をもたらすと同時にハローを作り出す。Cooper 等はこの過程を統計的なものとして扱った[26]。

フォイル位置での周回粒子の運動は、この位置の  $\beta$  関数の値を  $\beta_0$  とすれば、フォイルでの散乱が無い場合、

$$\frac{y^2 + [\beta_0 y' - (\beta_0'/2)y]^2}{\beta_0} = \text{一定} = C \quad (2.10)$$

なる楕円軌道を描く。ここで、y、y' は水平または垂直方向の座標を表わす。(2.10) は Courant-Snyder 不変量とよばれる量であり、個々の粒子は夫々に一定値をもっている。この運動は、規格化された座標

$$y^* = \beta y' - (\beta'/2)y$$

を用いれば、(y, y\*) 平面で時計方向に回転する円軌道を表わし、その半径は  $\hat{y} = \sqrt{y^2 + y^{*2}}$  である。円軌道の内側に含まれるビームのエミッタンス ( $\epsilon$ ) はこの回転半径を用いて、

$$\epsilon = \pi C = \pi \hat{y}^2 / \beta_0 \quad (2.11)$$

と定義される。N 回のフォイル通過に伴う粒子の確率分布は、散乱されない場合の軌跡を中心とする正規分布 ( $P_N$ ) で与えられる。一回のフォイル通過に伴う角度の変位を  $\delta y'$  とすれば

$$P_N(y, y^*) = \exp\left(-(\vec{y} - \vec{y}_{or})^2 / 2\sigma_N^2\right) / 2\pi\sigma_N^2 \quad (2.12)$$

である。ここで、 $\vec{y}$  は  $(y, y^*)$  平面上のベクトル、 $\vec{y}_{or}$  は散乱を受けない場合のNターン後の粒子位置を示し、また

$$\sigma_N^2 = \frac{1}{2} Nnt\sigma_c\beta_0^2 \overline{(\delta y')^2} \quad (2.13)$$

である[27]。ここで、 $t$  及び  $n$  はフォイルの厚さと単位厚さ当たりの原子数、 $\sigma_c$  はクーロン散乱の断面積である。クーロン散乱の断面積と角度変位の自乗平均値は次の式で計算される。

$$\sigma_c \overline{(\delta y')^2} = \frac{\pi}{2} \left( \frac{2Zr_p}{\gamma\beta^2} \right) \left[ \ln \frac{(\delta\theta_M)_{CH}^2}{\chi^2} - 1 \right] \quad (2.14)$$

ここで、 $Z$  は標的核の原子番号、 $r_p$  は陽子の古典半径 ( $1.535 \times 10^{-18}$ メートル)、 $(\delta\theta_M)_{CH}$  及び  $\chi$  は散乱角度の夫々最大及び最小値に対応し、

$$(\delta\theta_M)_{CH} = \frac{vY}{R} \quad (2.15)$$

及び

$$\chi = 1.20\delta\theta_m \sqrt{1 + 3.33 \frac{Z^2}{(137\beta)^2}}$$

$$\delta\theta_m = \frac{\lambda}{a} = \frac{\hbar}{pa}$$

である。ここで、 $v$  はチューン、 $Y$  は横方向アパーチャの半幅、 $R$  は加速器の平均半径、 $\lambda$  は入射陽子のドブロイ波長、 $a$  は標的原子の半径で  $5.3 \times 10^{-11} Z^{-1/3}$ メートルである。最大の散乱角を与える(2.15)は、これ以上の角度で散乱された粒子はすぐに真空槽の壁に衝突し失われる為に統計的な取り扱いからは除外することによって決められた。

いま、入射粒子が

$$f_0(y, y^*) = \exp\left(-(y^2 + y^{*2}) / 2\sigma_0^2\right) / 2\pi\sigma_0^2 \quad (2.16)$$

のような分布をもって入射されたとすれば、Nターン後の分布は(2.12) 及び(2.16)より、

$$f_N(y, y^*) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f_0(\bar{y}, \bar{y}^*) P_N(y - \bar{y}, y^* - \bar{y}^*) d\bar{y} d\bar{y}^*$$

$$= \exp\left(-(y^2 + y^{*2}) / 2(\sigma_0^2 + \sigma_N^2)\right) / 2\pi(\sigma_0^2 + \sigma_N^2)$$

で与えられる。しかし、実際のビーム入射ではNが数十ターンから数百ターン相当の長いパルスが入射され、終了後は速やかにバンブ軌道は解消される。即ち、最初の一ターンに含まれる粒子はフォイルをN回通過し、最後の粒子は1回しか通過しないことになる。(ここで、ヒッティング確率は1と仮定した)。このときの粒子分布は、 $N \gg 1$  のとき

$$f(y, y^*) = \exp\left(-(y^2 + y^{*2}) / 2(\sigma_0^2 + 1/2\sigma_N^2)\right) / 2\pi(\sigma_0^2 + 1/2\sigma_N^2)$$

と近似出来る。この分布の標準偏差

$$\hat{y}_{rms} = \left[2(\sigma_0^2 + 1/2\sigma_N^2)\right]^{1/2}$$

を最大の振幅とするビームのエミッタンスは、(2.11)より

$$\varepsilon = 2\pi(\sigma_0^2 + 1/2\sigma_N^2) / \beta_0$$

故に、フォイル通過によるエミッタンスの増加は

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon - \varepsilon_0 = 1/2\pi\beta_0 Nnt\sigma_c \overline{(\delta y')^2} \quad (2.17)$$

ここで、 $\varepsilon_0$  は入射ビームのエミッタンスである。この式が

ら、エミッタンスの増加は入射点における  $\beta_0$  に比例していることが分かる。図 2.10 は 200 MeV の H<sup>+</sup>イオンを炭素フォイル (150  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ,  $Z=6$ ) に入射した場合のエミッタンス増加の計算例である。ここで言うエミッタンスは、定義により全粒子数の 63.2% を含む面積である。

以上にガウス分布を仮定したエミッタンス増大について述べた。しかし、ビームハローのように周辺部の分布を問題とする場合には、ガウス分布だけでは不十分であり Moliere の理論に従う“tail”を付け加えることが必要である [28]。

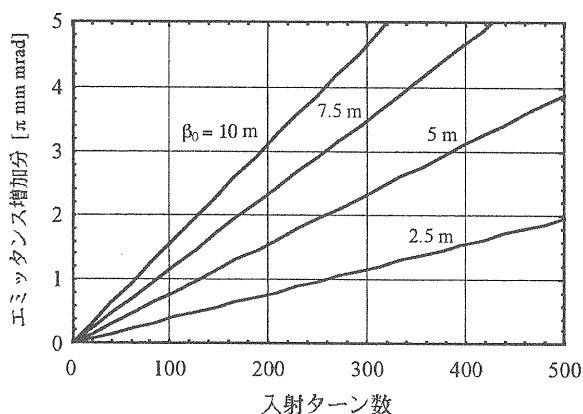


図 2.10 エミッタンス増加の計算例。ここで、 $v=6.8$ ,  $Y=6\text{ cm}$  及び  $R=54\text{ m}$  である。ヒッティング確率は 1 とした。

## 2. 6 入射ペインティング

要求される粒子数を確保しながらチューンシフトを小さく抑えるには、入射時に粒子密度が一樣な大きいビームを作る必要がある。局所的に密度が高い部分を含む分布 (例えば、ガウス分布) では、その部分のシフト量は (2.1) が与える平均の大きさを遥かに超えてしまう。そこで、リニアックから出力される横方向 (transverse direction) 及び縦方向 (longitudinal direction) に小さいエミッタンスのビームを、シンクロトロンアクセプタンス一杯に掃引しながら

入射すれば一樣な電荷分布を得ることが出来る。この操作をペインティングと呼ぶ。以下の節において、ペインティングのイメージを把握するために先ず簡単な解析例を説明し、次に実際の加速器での具体例を述べる。

### 2. 6. 1 簡単な解析モデル

本節の数学的な扱いは神谷の報告 [29] に基づく。

#### (i) 横方向 1 次元

規格化された位相平面 ( $y, y^*$ ) 上の点 ( $y, 0$ ) にビームが入射されると、チューンが比較的小さな整数の比ではないとき、半径  $|y|$  の円周上には直に一樣な粒子分布が形成される。ここで、入射ビームのエミッタンスは無視できる程に小さいと仮定する。また、 $y$  座標は水平または垂直方向の座標を表わす。リング内のバンパ電磁石または入射ラインに置かれたスーパ電磁石等を使って入射点の座標を時間と共に移動すれば、位相平面には同心円状の粒子分布  $\rho(r)$  が得られる (図 2.11)。入射ビームの強度が時間的に一定 ( $I_0$ ) と仮定すれば、座標  $y$  へのビームの滞在時間  $dt$  は

$$I_0 dt = 2\pi y \rho(y) dy \quad (2.18)$$

と与えられる。 $\rho(r)$  の  $y$  軸上へ射影された密度分布を  $n(y)$  とすれば

$$\begin{aligned} n(y) &= 2 \int_0^{\sqrt{a^2-y^2}} \rho(r) dy^* \\ &= 2 \int_y^a \frac{\rho(r)}{\sin \theta} dr = \int_y^a \frac{2\rho(r)}{y\sqrt{r^2-y^2}} r dr \end{aligned} \quad (2.19)$$

ここで、 $a$  はリング内のビームサイズである。

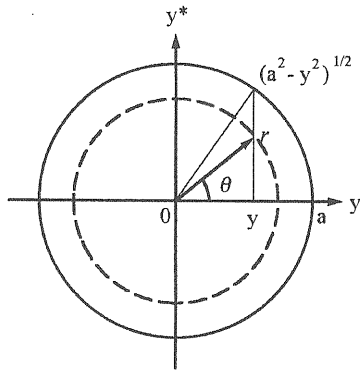


図 2.11 一次元ペインティング座標系

更に、 $\rho(r) = \varphi(r^2)$  及び  $n(y) = f(y^2)$  なる変換を行い、次に改めて  $r^2 \rightarrow r$ 、 $y^2 \rightarrow y$ 、 $a^2 \rightarrow a$  と置けば、

$$f(y) = \int_y^a \frac{\varphi(r)}{\sqrt{r-y}} dr$$

と書くことができる。これは Volterra の第 1 種積分方程式といわれ、与えられた  $f(y)$  から一般的な方法により  $\varphi(r)$  を求めることが出来る[30]。ペインティングの問題も、「必要とされる実空間上の分布  $n(y)$  を得るには、(2.19)の式に従いどの様な  $\rho(r)$  を実現するか」の問題に等しい。一例として、 $n(y)$  が一定の場合を考える。このとき  $\varphi(r) \propto (a-r)^{-1/2}$  だから、

$$\rho(r) \propto (a^2 - r^2)^{-1/2}$$

となる。故に、(2.18)より

$$\frac{y dy}{\sqrt{a^2 - y^2}} = k dt \quad (k = \text{定数})$$

これから、 $t=0$  で  $y=0$  及び  $t=T$  で  $y=a$  とすれば、 $y(t)$  の

軌跡は

$$\frac{y^2}{a^2} + \frac{(t-T)^2}{T^2} = 1$$

となる(図 2.12)。図にはビームの入射位置を固定して、バンブ軌道を動かす場合の時間変化も示した。この軌道は最初荷電変換フォイルを通過するようにセットされるので、この時に最大の変位をもつ。

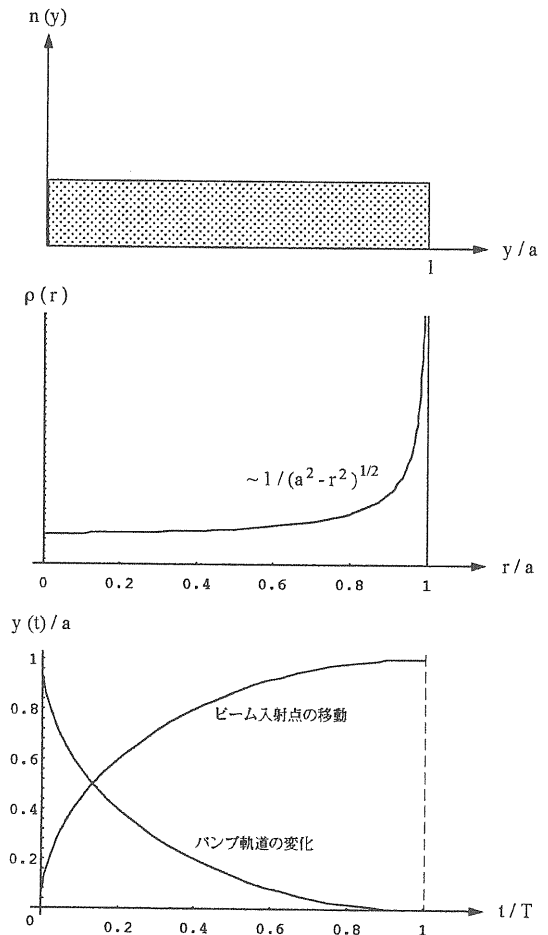


図 2.12  $n(y)$  が一定のときの位相空間密度と入射点及びバンブの軌跡

(ii) 横方向 2 次元

4 次元の位相空間  $(x, x^*, z, z^*)$  における密度分布も、夫々の各断面  $(x, x^*)$  及び  $(z, z^*)$  で同心円の分布をもつと仮定すれば、実空間上の粒子分布は(2.19)と同様に

$$\begin{aligned} n(x, z) &= \iint \rho(r_1, r_2) dx^* dz^* \\ &= \int_x \frac{2r_1 dr_1}{\sqrt{r_1^2 - x^2}} \int_z \frac{2\rho(r_1, r_2)r_2 dr_2}{\sqrt{r_2^2 - z^2}} \end{aligned} \quad (2.20)$$

となる。ここで積分範囲は分布の状況によって変わるので具体的には定義出来ない。また、入射点の座標を  $(x, 0, z, 0)$  とすれば、この位置での入射ビームの滞在時間は

$$I_0 dt = (2\pi)^2 xz \rho(x, z) dx dz \quad (2.21)$$

である。次の 2 種類の分布についてペインティングを考えよう。

楕円形の一様な分布

$n(x, z)$  が  $x^2/a^2 + z^2/b^2 = 1$  の内部において一様な密度分布のとき、対応する位相空間上の分布は

$$\rho(r_1, r_2) = \frac{1}{(\pi ab)^2} \delta(1 - r_1^2/a^2 - r_2^2/b^2)$$

与えられる。ここで、 $\iint n(x, z) dx dz = 1$  となるように規格化定数を選んだ。

(証明)

(2.20)より、

$$n(x, z) = \frac{1}{(\pi ab)^2} \int_x \frac{2r_1 dr_1}{\sqrt{r_1^2 - x^2}} \int_z \frac{2r_2 dr_2}{\sqrt{r_2^2 - z^2}} \delta(1 - r_1^2/a^2 - r_2^2/b^2)$$

$\alpha = r_1^2/a^2$  及び  $\beta = r_2^2/b^2$  とおけば

$$\begin{aligned} n(x, z) &= \frac{1}{\pi^2} \int_{x^2/a^2} \frac{d\alpha}{\sqrt{\alpha^2 - x^2/a^2}} \int_{z^2/b^2} \frac{d\beta}{\sqrt{b^2\beta - z^2}} \delta(1 - \alpha - \beta) \\ &= \frac{1}{\pi^2 ab} \int_{x^2/a^2}^{1-z^2/b^2} \frac{d\alpha}{\sqrt{-(\alpha - x^2/a^2)(\alpha - 1 + z^2/b^2)}} \\ &= \frac{1}{\pi^2 ab} \left[ \arcsin \frac{2\alpha - x^2/a^2 + z^2/b^2 - 1}{1 - x^2/a^2 - z^2/b^2} \right]_{x^2/a^2}^{1-z^2/b^2} \\ &= \frac{1}{\pi ab} \end{aligned} \quad (2.22)$$

(証明終)

ペインティングは、(2.21)より

$$dt \propto \delta(1 - \alpha - \beta) d\alpha d\beta$$

これは、 $1 - \alpha - \beta = 0$  の直線に沿い各面積要素に等時間づつ入射していくことを意味する。いま、 $t=0$  で  $\alpha=0$  及び  $t=T$  で  $\alpha=1$  とすれば、

$$\alpha(t) = \frac{t}{T}, \beta(t) = 1 - \frac{t}{T}$$

故に

$$x(t) = a\sqrt{\frac{t}{T}}, z(t) = b\sqrt{1 - \frac{t}{T}}$$

となる。

矩形の一様な分布

$n(x, z)$  が  $x \in [-a, a]$  及び  $z \in [-b, b]$  の領域で一様な密度分布のとき、

$$\rho(r_1, r_2) = \frac{1}{4\pi^2 ab} \frac{1}{\sqrt{(a^2 - r_1^2)(b^2 - r_2^2)}}$$

である。(2.22) の証明と同様に、 $\alpha = r_1^2$  及び  $\beta = r_2^2$  とおけば

$$n(x,z) = \frac{1}{4\pi^2 ab} \int_{-x^2}^{a^2} \frac{d\alpha}{\sqrt{-(\alpha-x^2)(\alpha-a^2)}} \int_{-z^2}^{b^2} \frac{d\beta}{\sqrt{-(\beta-z^2)(\beta-b^2)}} \\ = \frac{1}{4ab}$$

ペインティングの式は、

$$dt \propto \frac{d\alpha d\beta}{\sqrt{(a^2-\alpha)(b^2-\beta)}}$$

だから、 $x=[0, a]$  及び  $z=[0, b]$  の矩形領域全体を掃引しなければならない。いま、 $z$  軸方向の掃引速度が  $x$  軸のそれに比べて十分に遅い場合を考えると、

$$\frac{d\alpha}{dt} = K\sqrt{a^2-\alpha},$$

$$K = (\text{constant}) \times \sqrt{b^2-\beta} / d\beta$$

ここで、 $x$  方向の掃引中  $K$  は一定である (図 2.13)。いま、 $t=0$  で  $\alpha=0$  とすれば、与えられた  $z$  軸座標をもつ  $x$  方向の軌跡は

$$x(t) = \frac{K}{2} \sqrt{t \left( \frac{4a}{K} - t \right)}$$

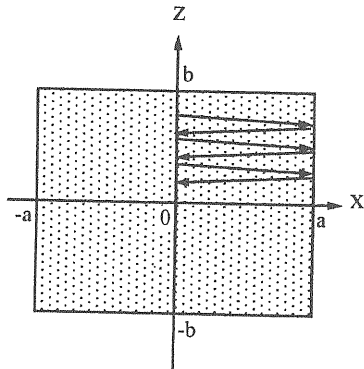


図 2.13 2次元矩形ペインティング

このときの  $z$  座標への滞在時間は  $2a/K$  (または  $4a/K$ ) となる (図 2.14)。

以上、水平、垂直方向にのみ着目した議論であるが、実際には次の節で述べる縦方向のペインティングはディスパージョン関数を通して水平方向の分布に影響してくる。ここでは話を簡単にする為此の影響は無視した。また、周回ビームによる変換フォイルのヒッティング確率を出来るだけ小さくするという観点も考慮されていない。最終的には、シミュレーションによる最適化が必要である。

### (iii) 縦方向

小振幅のシンクロトロン振動では、ビーム位相  $\phi$  と以下の  $\phi^*$  は角周波数  $\Omega$  の円運動をする。

$$\phi^* = \frac{\Delta p}{p} \frac{h\omega}{\Omega} \left( \alpha - \frac{1}{\gamma^2} \right)$$

ここで、 $\Delta p$  は注目する粒子の運動量のシンクロナス粒子

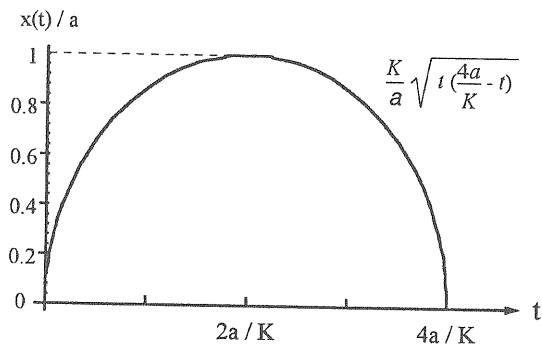


図 2.14 矩形ペインティングの  $x$  軌跡



のそれからの変位、 $h$  はハーモニク数、 $\omega$  はリング周回の角周波数、 $\alpha$  は運動量コンパクションファクタ及び

$$\Omega^2 = \frac{h\eta\omega^2 eV \cos\phi_s}{2\pi\beta^2 E}$$

$V$  = RF 電圧

$\phi_s$  = シンクロナス粒子の位相角

である。いま、リニアックからのビームはリングの RF に同期して一定の位相区間のみ入射されるとする (図 2.15)。この様なビームを「chopped beam」という。入射の継続時間は、大強度加速器ではシンクロトロン振動の周期の数倍から 10 倍程度にまで及ぶ為、位相空間内の粒子分布  $\rho(r)$  は前節と同じく同心円状になることが期待される。図 2.15 の全粒子数を 1 と規格化すれば

$$\rho(r) = \frac{1}{2\pi a} \frac{1}{\sqrt{r^2 - \xi^2}}, \quad \xi \leq r \leq \sqrt{a^2 + \xi^2}$$

$$= 0, \quad r < \xi$$

である。ここで、 $\xi$  は (2.23) の  $\Delta p$  に対応し、簡単な為入射ビームの運動量の広がりはない。ビームの縦方向分布  $g(\phi)$  は (2.19) と同様な式で表わされ、次の結果を得る。

$$g(\phi) = \frac{1}{\pi a} \cosh^{-1} \frac{a}{\sqrt{\phi^2 - \xi^2}}, \quad \xi \leq \phi \leq \sqrt{a^2 + \xi^2}$$

$$= \frac{1}{\pi a} \cosh^{-1} \sqrt{\frac{a^2}{\xi^2 - \phi^2} + 1}, \quad \phi < \xi$$

図 2.16 に、幾つかの  $\xi$  に対する粒子分布を示す。このモデルでは電荷分布が局所的に非常に大きくなってしまふ。

電荷分布の偏りを改善する為に、運動量方向のペインティングを考えよう (図 2.17)。これは、蓄積リングの様にガイド磁場が一定のとき、入射ビームのエネルギーを徐々に変化させながら入射することに対応する。またシンクロト

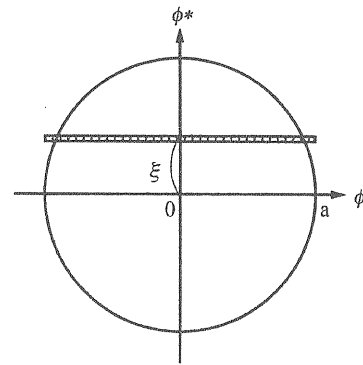


図 2.15 チョップト入射

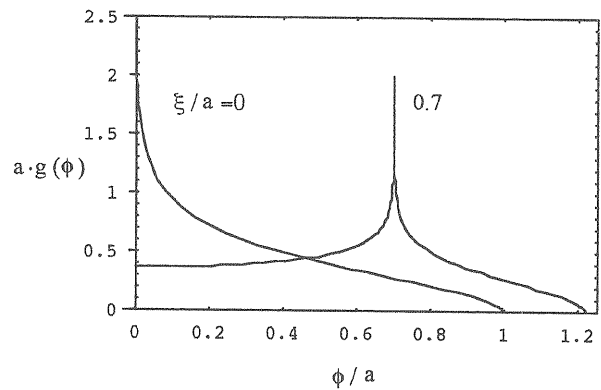


図 2.16 縦方向密度分布

ロンでは、時間的に変化するガイド磁場に対してエネルギーが一定のビームを入射することが大体これに対応する。図 17(a) は運動量と共にビームの時間幅も同期して変化させる場合、同図(b) は時間幅は一定の場合である。図 17(a) では、位相空間内の密度分布は一定であるから即座に積分が出来て、

$$g(\phi) = \frac{2}{\pi a^2} \sqrt{a^2 - \phi^2} \quad (2.23)$$

となる。図 17(b) の位相空間内密度分布は、半径  $a$  の内部では一定で、外部では半径  $r$  の円がペインティング領域によって切り取られる円弧の長さに比例する。故に、

$$\rho(r) = \frac{1}{4a^2}, \quad 0 \leq r \leq a$$

$$= \frac{1}{\pi a^2} \left( \arcsin\left(\frac{a}{r}\right) - \frac{\pi}{4} \right), \quad a \leq r \leq \sqrt{2}a$$

これから、ビームの縦方向分布として

$$g(\phi) = \frac{1}{\pi a^2} \int_a^{\sqrt{2}a} \frac{2rdr}{\sqrt{r^2 - \phi^2}} \arcsin\left(\frac{a}{r}\right) - \frac{\sqrt{2a^2 - \phi^2} - 2\sqrt{a^2 - \phi^2}}{2a^2}, \quad 0 \leq \phi \leq a$$

及び

$$g(\phi) = \frac{1}{\pi a^2} \int_{\phi}^{\sqrt{2}a} \frac{2rdr}{\sqrt{r^2 - \phi^2}} \arcsin\left(\frac{a}{r}\right) - \frac{\sqrt{2a^2 - \phi^2}}{2a^2}, \quad a \leq \phi \leq \sqrt{2}a$$

.....(2.24)

を得る。図 2.18 に数値計算例を示す。

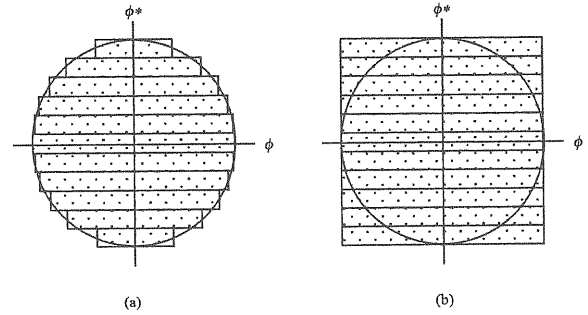


図 2.17 縦方向ペインティング入射

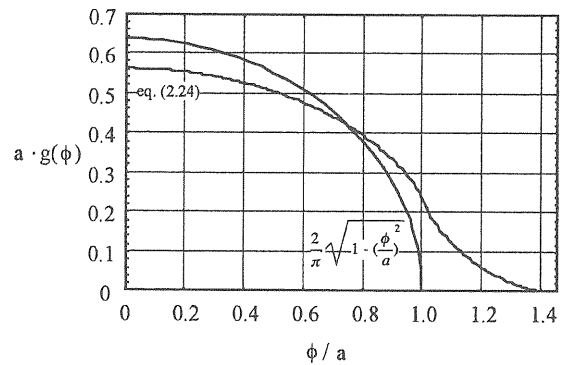


図 2.18 ペインティングを行なった場合の縦方向密度分布

## 2. 6. 2 ペインティング例

シンクロトロンについては ISIS を、また蓄積リングについてはヨーロッパのスプレーション中性子源計画 (European Spallation Source、ESS) を例にとり説明する。

### (i) ISIS シンクロトロン

ISIS シンクロトロンは、繰り返しが 50 ヘルツで平均の出力電流が 200  $\mu\text{A}$  の現在世界最高のスプレーション中性子源である (表 2.4)。入射時間は 376 マイクロ秒だから、この間のガイド磁場の変化を利用して水平並びに縦方向のペインティングが可能である。入射ターン数は約 25

0 ターンである。図 2.19 に入射装置を示す [4]。バンブ軌道は直線部のみに形成され、リング内側に向いている。

入射開始時点におけるビームの運動量は、バンブ軌道のそれに対して

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta B}{B} = -1.65 \times 10^{-2}$$

だけ変位している。故に、入射ビームの閉軌道 (closed orbit 略して CO) はバンブ軌道より更に内側へ  $\eta \Delta p / p = -30 \text{ mm}$  入りこみ、この位置 (P) にビームが入射され荷電変換フォイルが置かれる (図 2.20)。フォイル材料は酸化アルミ ( $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) で、通常の支持枠 (図 2.2) をもち幅 30 mm、エッジの長さは 120 mm で垂直方向を向いている。点 P の座

標は、

$$x = \eta \Delta p / p$$

$$x^* = \beta \eta' \Delta p / p + \alpha \eta \Delta p / p$$

ここで、 $\alpha = -1/2\beta'$ である。(図では、 $\sqrt{\beta}$ で割った値が示されている)。点Pに入射されたビームのベータatron振幅はゼロである。入射終了時刻では $\Delta p/p = -7.3 \times 10^{-4}$ なので、COとバンブ軌道(O)がほとんど一致し、ベータatron振幅は最大になる。垂直方向のペインティングは、リングの外に置かれたスイーパー電磁石(VSM)によって、入射開始時点において最大のベータatron振幅になるようにペインティングされる。これは、周回ビームの中心が最もリング内側にあるとき、垂直方向に最大振幅をもつ粒子が入射されることを意味する。平均のフォイル通過回数は35回である[31]。

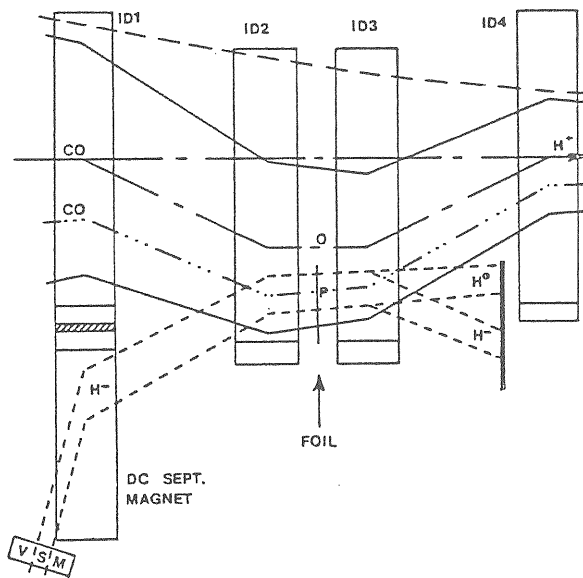


図 2.19 ISIS 入射装置。第 0 セルの直線部に設置される。

表 2.4 ISIS パラメータ

入射エネルギー	MeV	7 0 ( $\Delta p/p = \pm 1.2 \times 10^{-3}$ )
射出エネルギー	MeV	8 0 0
平均半径	m	2 6
周期性 (セル数)		1 0
入射ビームエミッタンス	$\pi \mu\text{m rad}$	2 5
周回ビームエミッタンス (70MeV)	$\pi \mu\text{m rad}$	5 2 0 ( $\epsilon_x$ : 水平方向) 4 3 0 ( $\epsilon_y$ : 垂直方向)
平均半径	m	2 6
周期性 (セル数)		1 0
繰り返し	Hz	5 0
ガイド磁場 (直流+正弦波)	Tesla	0. 1 7 6 (最少値: Bmin) 0. 6 9 7 (最大値: Bmax)
入射開始時刻	$\mu\text{sec}$	- 4 7 6 (Bmin 原点)
入射終了時刻	$\mu\text{sec}$	- 1 0 0 (Bmin 原点)
加速粒子数		$2. 3 1 0^{13}$ / パルス
平均出力電流	$\mu\text{A}$	2 0 0

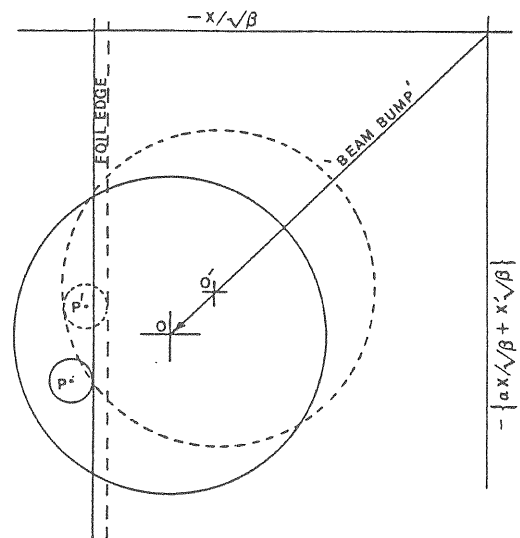


図 2.20 ISIS 水平方向ペインティング

(ii) ESS 蓄積リング

ESS の加速器は、1.334 GeV の陽子リニアックと平均半径 26 m の蓄積リングで構成される[25]。磁場の強さは、Lorentz stripping が十分に小さいこと、荷電変換フォイルから放出された電子を数 cm 離れた場所で捕獲する為に電子の曲率半径はあまり小さ過ぎないこと、 $H^0$  原子の励起状態のうち主量子数(n)が 4 以下の原子はイオン化されないこと等の条件から 0.177 テスラが選ばれた。入射点におけるディスページョン( $\eta$ )関数は極大値になっている (図 2.21)。これは、リニアックビームの輸送ライン上に設置された高周波ランピング加速空洞によって入射ビームの運動量を徐々

に変化させながら入射する場合、縦方向と水平方向の同時ペインティングが可能となる。このとき水平方向の位相空間では、周辺部よりペインティングが開始されるようにランピングの方向と変換フォイルの位置関係を決めておく。垂直方向についてはスイーパー電磁石 ( $V_1$ - $V_4$ )を用いて、位相空間の中心部より周辺部に向かってペインティングする。変換フォイルにはコーナーフォイル (2.2 節、図 2.2) が使われるので、垂直方向のペインティングはヒットング確率を小さくする効果をもっている。ペインティングのコンピュータシミュレーションは、横方向 2 次元及び縦方向について開発が進んでいる[32]。

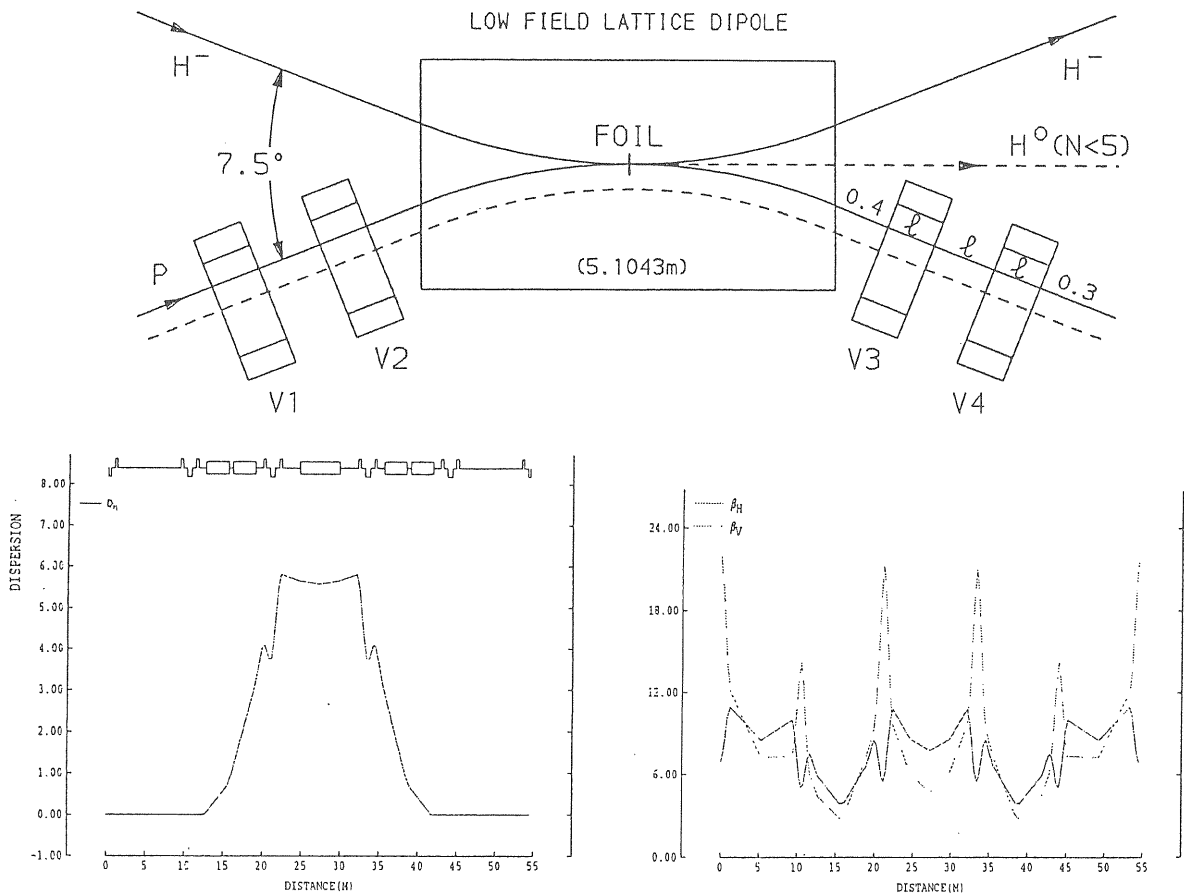


図 2.21 ESS ラティス

### 第3章 ハロー収集

#### 3.1 はじめに

ビームの芯を囲んで円環状に分布する粒子をビームハローという。シンクロトロン内のビームハローの原因としては、リニアックからの入射ビームに既に含まれている場合、前節で見たように荷電変換フォイルを通過するときのクーロン散乱や $H^0$ 原子の励起状態によって生成される場合、または共鳴線の通過、ビーム不安定性、残留ガスとの衝突等が考えられる。リングアクセプタンスが、このハローを収容出来るほどに十分に大きければ問題は無いが、一般にアクセプタンスは限られているのでビームハローはリング全周に亘って失われる。加速器の設計ではビームハローの生成を極力抑えることを念頭に置くが、どうしても避けられない場合、これらを加速器のある限られた領域に集中して集めることが必要である。これによって、局所的な遮蔽やメンテナンス期間中には放射化の高い機器を一時的に退避させることによって被曝を軽減する等の処置が可能となる。

ビームロスを局在化する試みは、既にセルンの交差型陽子蓄積リング(Intersecting Storage Rings, ISR)で行われた[33]。陽子をスタックする過程でRFバケットに取り込めなかった粒子やビーム間衝突により発生したビームハローは、加速器装置だけでなく物理実験用検出器も放射化したり、測定バックグラウンドとなって有害であった。そこで、上流に置かれた細長い薄板を水平軸方向からビームハロー部分に近づけ、これによる散乱でベータトロン振幅が大きくなった粒子を1/4波長下流の垂直方向に置かれたダンプブロックで捕獲する、という方策が取られた(図3.1)。薄板は、幅4mm、厚さ0.1mmのタンタル板で、水平方向の $\beta$ 関数が垂直方向のそれよりも小さい場所に置かれる。その結果、

$$\beta_z \theta > \beta_x \theta \quad (\theta \text{は散乱角})$$

だから、水平方向の散乱は無視された。その後1個だけのダンプブロックでは不十分で、このブロックに衝突しないで通り過ぎる粒子や、ブロックから再放出される粒子を吸収する為のコリメータが下流に追加配備された[34]。最近の衝突型加速器においても、実験用検出器のバックグラウンドを小さくしたり、また超伝導電磁石をクエンチングからまもる為に同様なハロー収集システムが考えられている[35]。

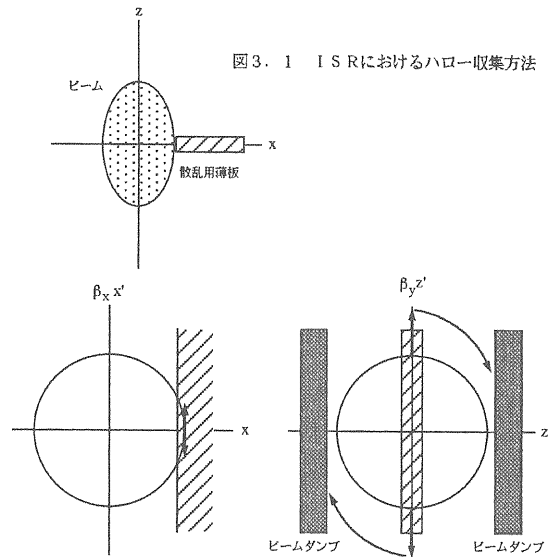


図3.1 ISRにおけるハロー収集方法

効率よくハローを集めるには、再放出される粒子のエネルギー及び散乱角度の分布を正確に知らなければならない。この為には、モンテカルロシミュレーションによる計算が必要である。さらに、ダンプブロックのビームに対する位置は閉軌道の歪み(closed orbit distortion, COD)によって大きく影響されるので可能な限りCODを小さく保つことが必須である。

### 3. 2 ISIS のビームロスコレクション

ISIS シンクロトロンへのビーム入射において、RF バケツにトラップされなかった粒子はリング磁場が上昇するに従い、リング内側に引き寄せられて失われる。ISIS のビームロス収集システムは、これらの粒子の捕獲を念頭において設計されたものである。しかし、これはハロー収集システムの一般形を有するものと考えられるから、ここで紹介する。

#### (i) コレクタ

図 3.2 は 1 セル当たりのラティスを示す[36]。水平及び垂直方向の損失ビームを吸収するコレクタは、ビーム入射に使われる第 0 セルに続いて、第 1 セルの長い直線部に設置

される。(垂直方向の 1 台だけは、第 2 セルの長い直線部にある)。コレクタは、図 3.3 に示す様に銅板を背にしたグラファイトで構成される[37]。グラファイトは他の金属に比べて冷却時の残留放射能の減衰が速いという利点をもつ一方、原子番号が低いので再放出されるときに角度が小さい。そこで、グラファイト表面すれすれに散乱されてくる粒子は、僅か 0.4 mm 突き出た銅ブロックに衝突し吸収されるか、またはより大きい角度で再放出されることになる。グラファイト及び銅ブロックの厚さは 37.5 mm 及び 15 mm であり、夫々 85 MeV 及び 100 MeV 陽子の飛程に対応する。水平方向の最初のコレクタ(HCF1)はディスパージョンが大きい値をもつ 4 極電磁石(TQ2)の直下流に置かれる。この位置でのラティスパラメータは、空間電荷によるチューンシフトを考慮して

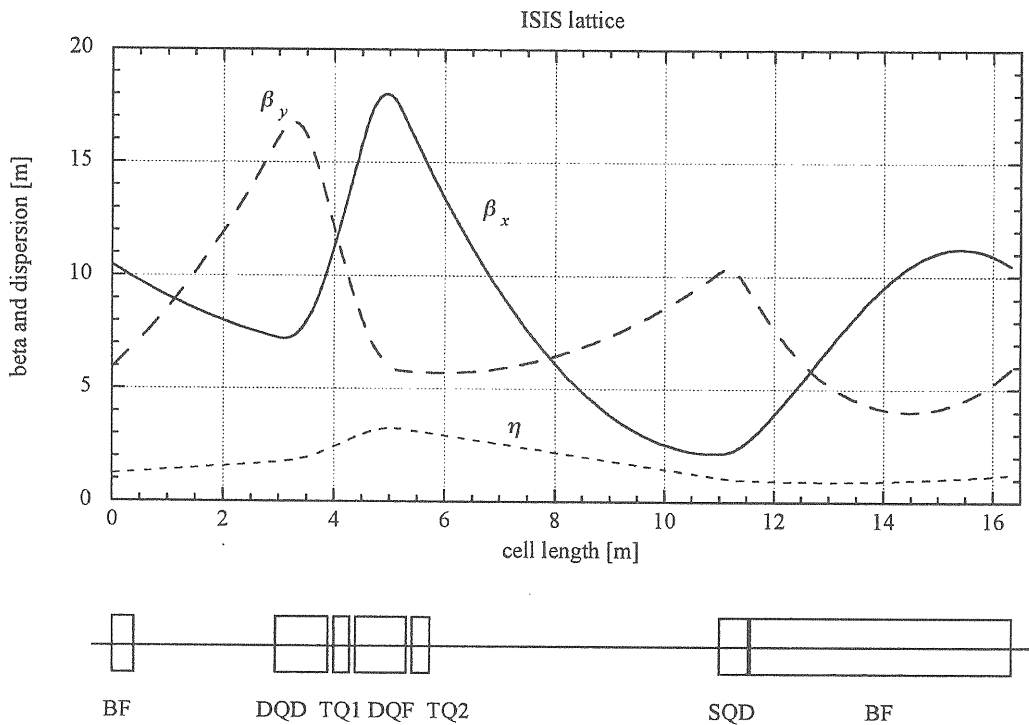


図 3.2 ISIS ラティス

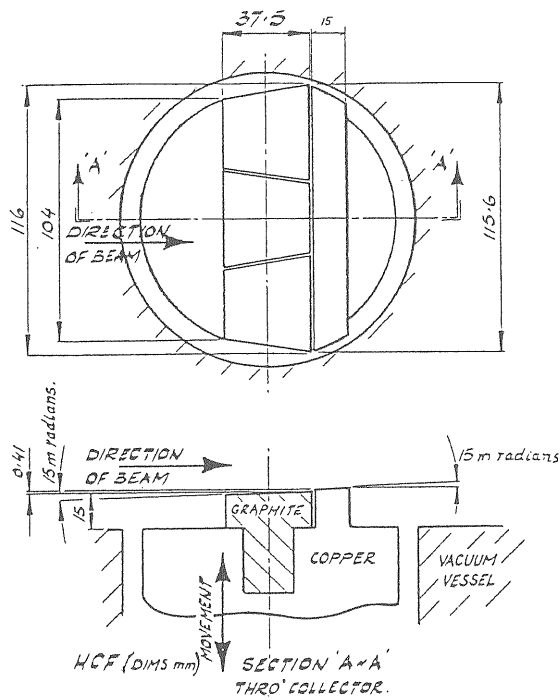
$$\beta_x = 10.70297m, \alpha_x = 189756, \\ \eta = 2.82959m, \eta' = -0.38327$$

である。動径方向の位置は、運動量変位  $\Delta p/p = -6 \times 10^{-3}$  のビームの縁が丁度コリメータ表面に当たる様にセットされる。この位置における粒子の運動方向は

$$\alpha_x \sqrt{\frac{\epsilon_x}{\pi\beta_x}} + \eta' \frac{\Delta p}{p} = 15.5mrad$$

で、図 3.3 のコリメータ表面の傾斜はこれと一致している。熱容量としては、70 MeV から 100 MeV の陽子 100 マイクロアンペア (8 キロワット) を吸収できる。

垂直方向の第 1 コリメータ (VCF1) は TQ2 と HCF1 の間にあり、ビーム軌道の下側に置かれる。形状は HCF1 と同じである。



(図 3.3) コレクタブロック、単位は mm。

## (ii) 散乱粒子の軌道

RF バケットにトラップされなかった粒子は、加速開始後早い時期にターン当たり約 1 mm の速さでリング内側に移動すると考えられる [37]。その結果、約 89% の粒子はグラフィットの前面に当たって吸収される。その他の粒子は傾斜面または銅ブロックに衝突し、3% が再放出される。(即ち、コリメータの捕獲効率は 97%)。これらの粒子を後続のコレクタでうまく捕獲するには、再放出される粒子のエネルギー及び角度分布を知ることが必要である。しかし、ここでは簡単の為  $\Delta p/p = -6 \times 10^{-3}$  の粒子が銅ブロックによって弾性散乱を受ける場合のみを考える。

いま、HCF1 及び VCF1 によって散乱された粒子の軌道は水平及び垂直方向について、

$$x(s) = \sqrt{\frac{\beta}{\beta_0}} (\cos \Delta\Psi + \alpha_0 \sin \Delta\Psi) x_0 \\ + \sqrt{\beta\beta_0} \sin \Delta\Psi \cdot (x_0' + \eta' \frac{\Delta p}{p} + \delta) + \eta \frac{\Delta p}{p}$$

及び

$$z(s) = \sqrt{\frac{\beta}{\beta_0}} (\cos \Delta\Psi + \alpha_0 \sin \Delta\Psi) z_0 + \sqrt{\beta\beta_0} \sin \Delta\Psi \cdot (z_0' + \delta)$$

で与えられる。ここで、 $\delta$  は散乱角度、 $\Delta\Psi$  は位相差及びラティスパラメータはコリメータが置かれている場所について添字(0)を付けた。図 3.4 は HCF1 及び VCF1 における散乱の様子を示す。これらの散乱粒子の軌道をプロットしたものが図 3.5 である。下流のコリメータは、散乱粒子がビームのコアから大きく変位した場所に置かれていることが分かる。しかし、一部の粒子は収束偏向電磁石に衝突している模様である。表 3.1 は各コリメータ間の位相関係を示す。

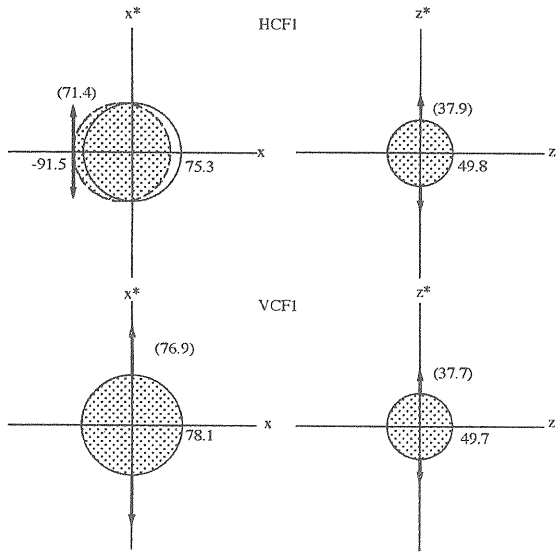


図 3.4 第 1 コリメータによる散乱。散乱角度  $\delta$  は、85MeV 陽子が散乱される場合の平均値である 6.56 ミリラディアンを用いた。単位は mm、括弧内は角度変位を表わす。

表 3.1 コレクタ間の位相関係。HCF1 及び VCF1 の位置を位相原点とする。

(単位は、度)

	HCF1	HC2
水平方向	0	49

	VCF1	VC1	HC2	VC2	HC3	VC3
水平方向	0		50		57	
垂直方向	0	10		34		170

図 3.6 は ISIS シンクロトロン の運転中におけるリング周辺に置かれたビームロスモニタの出力と、運転終了後の残留放射能の分布である。セル 1 と 2 にロスが集中していることが分かる。

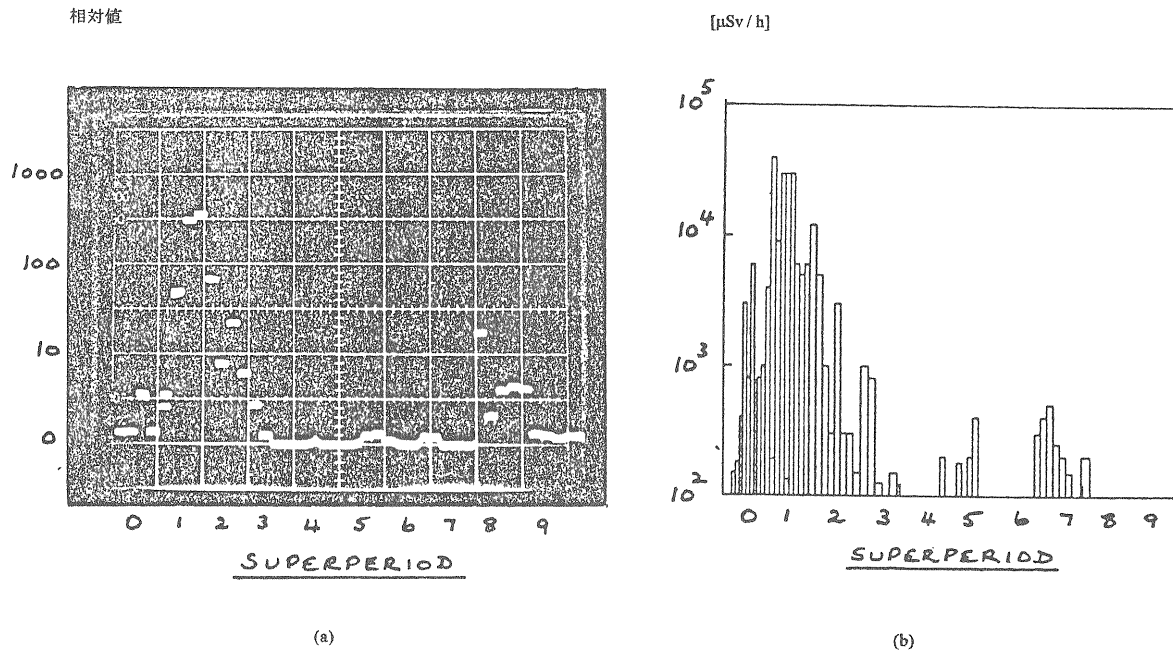


図 3.6 ISIS シンクロトロン の (a) ロスモニタの出力、及び (b) 運転終了後の残留放射能の分布[38]。



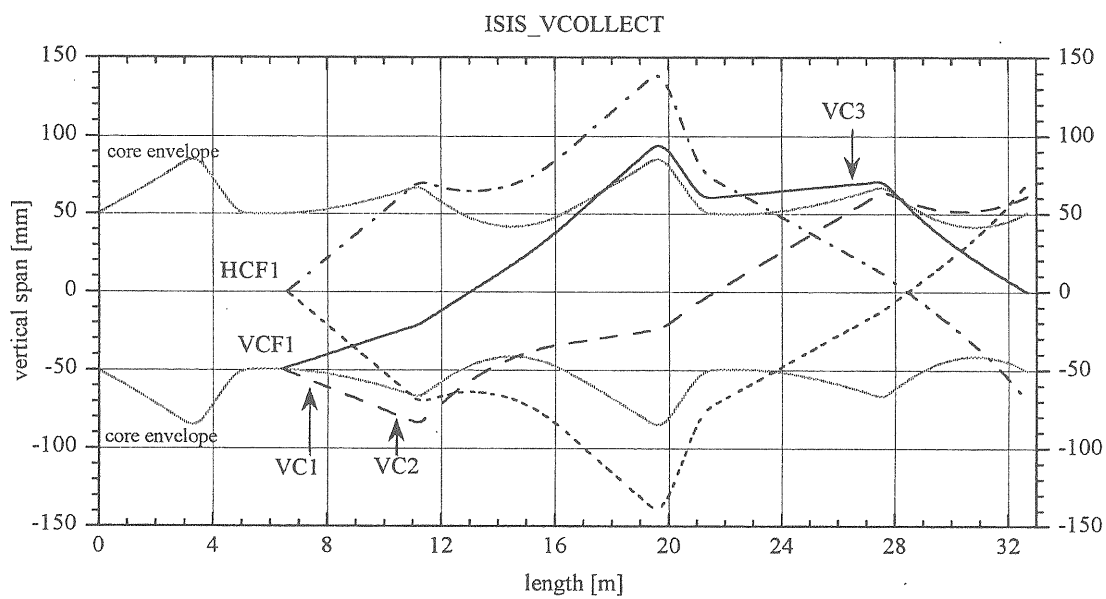
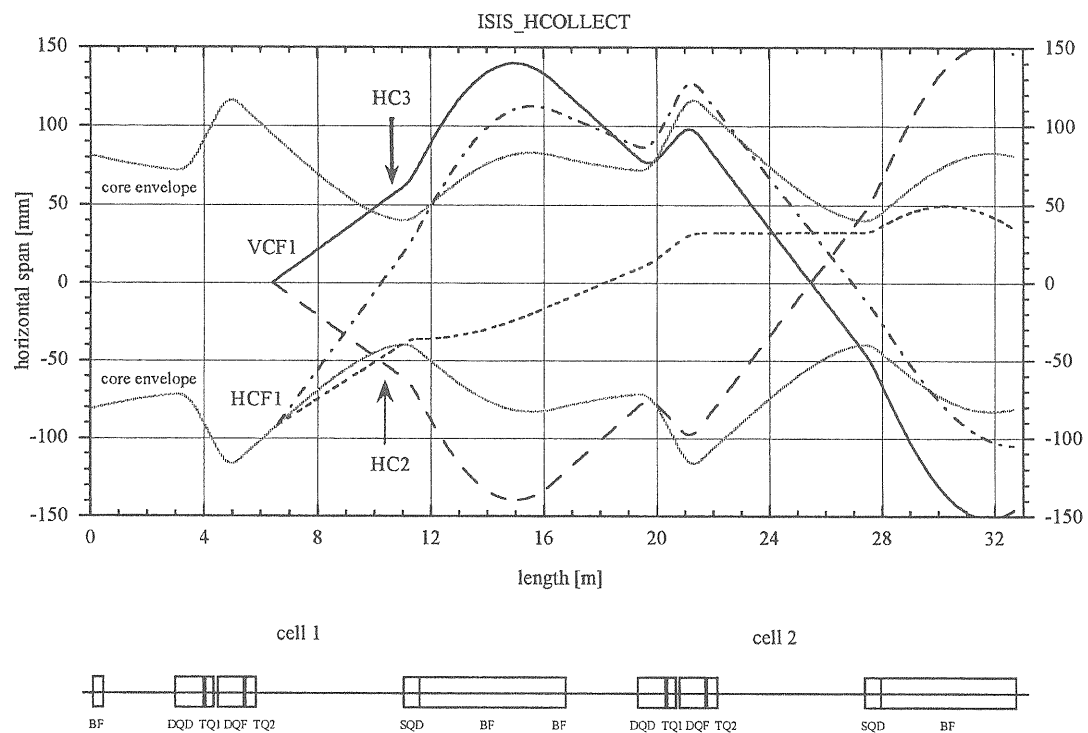


図 3.5 散乱粒子の軌道とコリメータの設置位置

上段：水平方向、下段：垂直方向

#### 第4章 むすび

陽子シンクロトロンへの入射及び残留放射能の軽減という難しい問題について、現存する加速器または設計例を参考として説明した。しかし、ここで述べたのは単純化された議論であって、大型ハドロン計画の様な大強度加速器では入射ペインティングやハローコレクションの問題には

非常に高い精度が要求されるので、最終的にはコンピュータシミュレーションによって確認されなければならない。

#### 参考文献

- [1] T. Kawakubo, I. Sakai, H. Sasaki, M. Suetake: "The H- Charge-Exchange Injection System in the Booster of the KEK 12 GeV Proton Synchrotron", Proc. 13th Int. Conf. High Energy Accel., pp.286-289, August 7-11, 1986, Novosibirsk, U.S.S.R.
- [2] A. V. Raugas, F. R. Brunwell, G. J. Volk: "Commissioning of the Argonne Intense Pulsed Neutron Source (IPNS-I) Accelerator", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-26, No. 3, June 1979, pp. 3006-3008.
- [3] C. Hojvat et al: "The Multiturn Charge Exchange Injection System for the Fermilab Booster Accelerator", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-26, No. 3, June 1979, pp. 3149-3151.
- [4] V. C. Kempson, C. W. Planner, V. T. Pugh: "Injection Dynamics and Multiturn Charge-Exchange Injection into the Fast Cycling Synchrotron for the SNS", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-28, No. 3, June 1981, pp. 3085-3087.
- [5] R. J. Macek et al: "Machine Studies at the Los Alamos Proton Storage Ring", Proc. 12th Int. Collaboration on Advanced Neutron Sources, Vol. 2, pp. A25-A32, 24-28 May 1993, Abingdon, Oxfordshire, UK.
- [6] H. Someya, Y. Satoh, I. Yamane: "A Beam-Loss Distribution Monitor", Proc. Workshop on Advanced Beam Instrumentation, Vol. 1 of 2, pp.333-338, 22-24 April 1991, KEK, Tsukuba.
- [7] M. Barbier: "Induced Radioactivity", North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1969.
- [8] A. H. Sullivan: "A Guide to Radiation and Radioactivity Levels near High Energy Particle Accelerators", Nuclear Technology Publishing, Ashford, Kent, England, 1992.
- [9] Y. Baconnier: "Kaon Factories Seen from the CERN PS", CERN/PS/87-3 (internal report), February 1987.
- [10] A. H. Sullivan and T. R. Overton: "Time Variation of the Dose-Rate from Radioactivity Induced in High-Energy Particle Accelerators", Health Phys., Vol. 11, 1965, pp. 1101-1105.
- [11] A. J. Jason, D. W. Hudgins, O. B. van Dyck: "Neutralization of H<sup>-</sup> Beams by Magnetic Stripping", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-28, No. 3, June 1981, pp. 2704-2706.
- [12] I. Yamane and H. Yamaguchi: "A New Type of Stripping Carbon Foil for H<sup>-</sup> Charge-Exchange Injection into a Synchrotron", Nucl. Instrum. Methods A254, pp. 225-228, 1987.
- [13] C. Hojvat, M. Joy, R. C. Webber: "Stripping Foils for Multiturn Charge Exchange Injection into the Fermilab Booster", IEEE Trans. Nucl.

- Sci., Vol. NS-26, No. 3, June 1979, pp. 4009-4011.
- [14] M. J. Borden et al: "Long-life carbon-fiber-supported carbon stripper foils", Nucl. Instrum. Methods A303, pp. 63-68, 1991.
- [15] I. Yamane: "JHP Compressor / Stretcher Ring and its Injection Scheme", Proc. AHF Accel. Design Workshop, pp.324-343, 20-25 February 1989, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM, USA.
- [16] R. C. Webber and C. Hojvat: "Measurement of the Electron Loss Cross Sections for Negative Hydrogen Ions on Carbon at 200 MeV", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-26, No. 3, June 1979, pp. 4012-4014.
- [17] O. B. van Dyck et al: "Techniques with  $H^0$  Produced from Polarized  $H^+$  Beams", AIP Conf. Proc. No. 69, "Polarization Phenomena in Nuclear Physics", 1980, pp. 985-987.
- [18] 荒木田是夫：私信（1996年）
- [19] I. Sugai et al: "Development of Thick, Long-Lived Carbon Stripper Foils for PSR of LANL", Nucl. Instrum. Methods A362, pp. 70-76, 1995.
- [20] J. F. Janni: "Calculations of Energy Loss, Range, Pathlength, Straggling, Multiple Scattering, and the Probability of Inelastic Nuclear Collisions for 0.1- to 1000-MeV Protons", Technical Report No. AFWL-TR-65-150, September 1966 (National Technical Information Service)
- [21] L. Kay: "A Van de Graaff Beam as a Source of Atomic Emission Spectra", Phys. Lett. Vol. 5, No. 1, pp. 36-37, June 1963.
- [22] S. Bashkin ed.: "Beam-Foil Spectroscopy", New York, Gordon and Breach, Science Publishers, Inc., 1968.
- [23] A. H. Mohagheghi et al: "Interaction of Relativistic  $H^+$  Ions with Thin Foils", Phys. Rev. A43, No. 3, pp. 1345-1365, February 1991.
- [24] R. J. Damburg and V. V. Kolosov: "Theoretical studies of hydrogen Rydberg atoms in electric fields", eds. R. F. Stebbings and F. B. Dunning, "Rydberg states of atoms and molecules", Cambridge University Press, 1983, pp.31-71.
- [25] I. S. K. Gardner, H. Lengeler, G. H. Rees eds.: "Outline Design of the European Spallation Neutron Source", ESS 95-30-M (not published), September 1995, section 3.5.
- [26] R. K. Cooper and G. P. Lawrence: "Beam Emittance Growth in a Proton Storage Ring Employing Charge Exchange Injection", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-22, No. 3, June 1975, pp. 1916-1918.
- [27] H. Bruck: "Accelateurs Circulaires de Particules", Paris, Presses Universitaires de France, 1966, Chapter 14, translated in LA-TR-72-10 Rev. (Los Alamos Scientific Laboratory).
- [28] W. T. Scott: "The Theory of Small-Angle Multiple Scattering of Fast Charged Particles", Rev. Mod. Phys. Vol. 35, No. 2, April 1963, pp. 231-313.
- [29] Y. Kamiya: "Elementary Analysis of Phase Space Painting", Proc. 1989 IEEE Part. Accel. Conf., March 20-23 1989, Chicago, IL, pp. 660-662.
- [30] 寺沢寛一：「自然科学者のための数学概論」（増訂版）、岩波書店、1967年、第13章。
- [31] G. H. Rees: 私信（1988年2月）
- [32] C. Prior: "Injection and Tracking", ed. H. Lengeler, "Contributions to the 4th General ESS Meeting", ESS 95-34-M (not published), November 1995.
- [33] B. W. Montague: "Beam Scraping Targets in the ISR", CERN-ISR-DI/71-51 (internal report), October 1971.
- [34] T. Risselada, R. Jung, D. Neet, H. O'Hanlon, L. Vos: "The CERN ISR Collimator System", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-26, No. 3, June 1979, pp. 4131-4133.

- [35] R. Soundranayagam, N. Mokhov, M. Maslov, I. Yazynin : "The SSC Collider Beam Halo Scraper System", Proc. 1991 IEEE Part. Accel. Conf., May 6-9, 1991, San Francisco, CA, pp. 625-627.
- [36] G. H. Rees: "Revised SNS Magnet Lattice", SNS/0/N1/82 (internal report), 19 July 1982.
- [37] J. A. Hirst, G. H. Rees and J. V. Trotman: "SNS 70-100 MeV Horizontal Beam Loss Collection", SNS/0/N2/83 (internal report), 23 May 1983.
- [38] I. S. K. Gardner: 私信 (1989年8月)